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

На правах рукописи

Дудко Лев Владимирович

"Физические основы и методы оптимизации исследований одиночного рождения топ-кварка на адронных коллайдерах"

1.3.15 – «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

> Научный консультант: член-корреспондент РАН, профессор, доктор физико-математических наук Боос Э.Э.

Москва - 2022

Оглавление

Введение

1	Феноменология и моделирование рождения топ-кварка на				
	адр	дронных коллайдерах 14			
	1.1	Основ	вные процессы рождения топ-кварка на адронных кол-		
		лайде	epax	16	
	1.2	Основ	вные свойства топ-кварков	19	
		1.2.1	Масса топ-кварка, юкавская константа связи топ-		
			кварка, параметр V_{tb}	22	
	1.3	Моде.	лирование процессов одиночного рождения топ-кварка	25	
		1.3.1	Сечения процессов рождения одиночного <i>t</i> -кварка .	28	
		1.3.2	Метод моделирования событий в эффективном NLO–		
			приближении	33	
		1.3.3	Сравнение эффективного и точного NLO–приближени	й 44	
		1.3.4	Спиновые корреляции в процессах рождения оди-		
			ночного топ-кварка	46	
	1.4	Моде.	лирование процессов являющихся фоновыми для оди-		
		ночно	ого рождения топ-кварка	49	
	1.5	Феног	менология рождения трех топ-кварков	59	
		1.5.1	Калибровочно-инвариантные наборы диаграмм Фей-		
			нмана с рождением трех топ-кварков	59	
		1.5.2	Процессы с $tt\bar{t}q$ и $t\bar{t}\bar{t}q$ конечным состоянием	60	
		1.5.3	Процессы с $tt\bar{t}W^-$ и $t\bar{t}\bar{t}W^+$ конечным состоянием	62	
		1.5.4	Процессы с $tt\bar{t}\bar{b}$ и $t\bar{t}\bar{t}b$ конечным состоянием	64	
		1.5.5	Полное сечение процессов рождения трех топ-кварков		
			и систематические неопределенности	64	
	1.6	Резул	ытаты главы	67	
2	Οπ	יכיגדארגוח			
4	топ	-квари	ка.	69	

 $\mathbf{5}$

	2.1	Прим	енение метода нейронных сетей в задачах поиска ред-	
		ких п	роцессов на коллайдерах	9
		2.1.1	Метод нейронных сетей	1
		2.1.2	Особенности применения метода нейронных сетей в	
			задачах поиска редких процессов на коллайдерах 73	õ
	2.2	Метод	ц "Оптимальных наблюдаемых"	9
		2.2.1	Демонстрация метода	2
	2.3	Опти	мизация моделирования процессов проходящих на кол-	
		лайде	pax	5
		2.3.1	Формат записи событий смоделированных в Монте-	
			Карло генераторах матричных элементов – LHEF . 86	3
		2.3.2	Описание Монте-Карло моделирования в формате	
			HepML	7
		2.3.3	База знаний смоделированных событий MCDB 90)
	2.4	Резул	ьтаты главы	1
3	Отн	крыти	е одиночного рождения топ-кварка в экспери-	
	мен	те DØ) коллайдера Теватрон 93	3
	3.1	Поись	с одиночного рождения топ-кварка в первом запуске	
		колла	йдера Теватрон (Run I) при энергии $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ 94	4
		3.1.1	Исследуемые процессы	4
		3.1.2	Отбор событий	5
		3.1.3	Первые экспериментальные результаты 104	4
	3.2	Опти	мизация экспериментального поиска одиночного рож-	
		дения	топ-кварка в первом запуске коллайдера Теватрон	
		(Run	I) методом нейронных сетей	4
		3.2.1	Тренировка и проверка нейронных сетей 114	4
		3.2.2	Применение метода нейронных сетей	3
		3.2.3	Результаты применения нейронных сетей 136	3
		3.2.4	Результаты экспериментального поиска одиночного	
			рождения топ-кварка в первом запуске коллайдера	
			Теватрон (Run I)	5
	3.3	Поись	к одиночного рождения топ-кварка после модерниза-	
		ции ко	оллайдера Теватрон и детектора D0 в Run II при энер-	
		гии 🗸	$s = 1.96 \text{ T} \Rightarrow \text{B}.$	3
		3.3.1	Первые результаты на статистике 230 пб ⁻¹ 14'	7
		3.3.2	Первое наблюдение одиночного рождения топ-кварка	~
			и измерение параметра $ V_{tb} $ на статистике 0.9 фб ⁻¹ . 153	3
		3.3.3	Открытие одиночного рождения топ-кварка и изме-	_
			рение параметра $ V_{tb} $ на статистике 2.3 фб ⁻¹ 168	5

		3.3.4 Открытие t-канального одиночного рождения топ- кварка на статистике 5.4 фб ⁻¹	71
		3.3.5 Окончательные результаты D0 на полной статисти- ке Bup II 9.7 фб ⁻¹ и объединение измерений с ре-	
		зультатами эксперимента CDF.	76
	3.4	Результаты главы) 1
4	Boa	зможные отклонения от предсказаний Стандартной мо-	
	дел	и проявляющиеся в процессах одиночного рождения	
	топ	-кварка 19	<i>)</i> 2
	4.1	Феноменология описания аномальных взаимодействий топ-	20
	4.0	кварка.) 3
	4.2	моделирование и кинематические характеристики возмож-	
		ных аномальных <i>W to</i> связеи в рождении одиночного топ-	77
	13	кварка	91
	4.0	Поиск апомальных w то взаимоденствии в эксперименте 20	18
		4.3.1 Поиск на статистике 0.9 $\phi \delta^{-1}$)8
		4.3.2 Поиск на статистике 5.4 $\phi \delta^{-1}$.	13
	4.4	Поиск аномальных Wtb взаимодействий в эксперименте	
		СМЅ коллайдера LHC	20
	4.5	Феноменология проявления нейтральных токов меняющих	
		аромат кварков во взаимодействиях топ-кварка	32
	4.6	Поиск нейтральных токов меняющих аромат кварков во взаимодействиях топ-кварка в эксперименте D0 коллайде-	
		ра Теватрон	35
		4.6.1 Поиск tqg FCNC в эксперименте D0 на статистике	
		$230 \text{ n}6^{-1}$	35
		4.6.2 Houck tqg FCNC в эксперименте D0 на статистике	
	4 🗁	$2.3 \ \varphi 6^{-1} \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 23$	39 4 4
	4.7	Результаты главы	14
За	аклю	очение 24	15
Б.	лаго,	дарности 24	18

Введение

Актуальность темы исследований.

Одной из важнейших задач современной физики элементарных частиц является проверка и анализ предсказаний Стандартной модели (СМ), описание этих задач подробно раскрыто в публикации [1]. В настоящее время СМ находится во впечатляющем согласии с экспериментом. Открытие в 1995 г. на коллайдере Tevatron (США) рождения топ-кварка и в 2000 г. тау-нейтрино в эксперименте DONUT подтвердило предсказанную структуру фермионов 3-го поколения. Открытие бозона Хиггса в 2012 г. в экспериментах на Большом адронном коллайдере завершило целостную картину микромира, предсказываемого СМ, и явилось знаменательным подтверждением ее успеха.

Картина представлений об элементарных частицах и их взаимодействиях, возникшая в последние десятилетия, обладает простотой и элегантностью. Материя, согласно современной теории элементарных, частиц состоит из точечных фермионов – бесструктурных лептонов и кварков. Если не рассматривать гравитационное взаимодействие, которое представляет пренебрежимо малое возмущение на масштабах энергий современных ускорителей, то взаимодействия элементарных частиц классифицируются на слабое, электромагнитное и сильное. Переносчиками этих взаимодействий являются бозоны со спином 1.

Объединенная теория слабых и электромагнитных взаимодействий основана на теории С. Глешоу, С. Вайнберга и А. Салама. В основе которой лежит $SU(2)_L \otimes U(1)_R$ калибровочная группа. В этой теории локальная калибровочная инвариантность спонтанно нарушена с помощью механизма Хиггса. Это приводит к тому, что промежуточные бозоны W^+, W^- и Z слабых взаимодействий приобретают большие массы, в то время как фотон остается без массовым. Теория сильных взаимодействий, Квантовая хромодинамика (КХД), основана на точной цветовой калибровочной симметрии $SU(3)_C$. Переносчиками этих взаимодействий является октет цветных глюонов. Эта калибровочная теория – точная, поэтому глюоны – безмассовые частицы. Одним из наиболее интересных свойств неабелевых калибровочных теорий и КХД, в частности, является асимптотическая свобода – свойство константы связи ослабевать с уменьшением расстояния.

Электрослабая модель, объединенная с КХД, описывает феноменологию взаимодействий элементарных частиц на уровне радиационных поправок и может рассматриваться, как современная теория калибровочных полей. 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 бозона Хиггса не фиксируется теорией. 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 (ККМ), 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 экспериментом вносится в модель "руками". Непонятна причина большой разницы в массах фермионов и большая масса топ-кварка ($m_t = 173 \ \Gamma \Im B$).

Как мы видим, СМ не полна на концептуальном уровне, и это говорит о том, что нам еще предстоит открыть более фундаментальную физическую теорию. Стандартная модель хорошо описывает явления на масштабе энергий порядка 100 ГэВ, а может быть и на много большем. Новая физическая теория должна расширить область применения СМ и прояснить ее основы. Именно поэтому в последнее время возникло много теорий, выходящих за рамки СМ, пытающихся предсказать "новую" физику и при этом объяснить "старую" (суперсимметрия, супергравитация, теории с дополнительными измерениями, теория струн и суперструн, теория Великого объединения). Необходимо так-же отметить, что астрофизические данные указывают на то, что наши современные представления о материи описываемые СМ составляют примерно 5% от предполагаемой полной плотности массы и энергии в нашей Вселенной.

Создаваемые и существующие коллайдеры ТэВ-ных энергий призва-

ны дать ответ о границах применимости CM и о том, какая "Новая физика" может лежать за ее пределами.

Объект и предмет исследований. Степень разработанности темы исследований.

Объектом и предметом исследований диссертации является топ-кварк. Как было отмечено выше, топ-кварк является чрезвычайно тяжелым и при этом точечным объектом одновременно. Это свойство очень необычно [2]. Поэтому многие ученые полагают, что именно изучение свойств топ-кварка и его взаимодействий может быть ключевым в СМ, где отклонения от ее предсказаний проявляются в первую очередь. Изучение одиночного рождения топ-кварка предоставляет в этом плане уникальные возможности. Топ-кварк был открыт в 1995 году на коллайдере Tevatron (США) в парном рождении топ и анти-топ кварков, проходящем через сильные взаимодействия. После его экспериментального открытия основными вопросами в физике топ-кварка являются изучение его свойств и исследования сектора топ-кварка СМ на предмет возможных отклонений от ее предсказаний. Наиболее интересными, с этой точки зрения, являются процессы электрослабого одиночного рождения топ-кварка [3,4]. Исследуя эти процессы мы можем дать ответ о структуре Wtb вершины и параметре смешивания ККМ матрицы V_{tb}, возможных аномалий в структуре вершины (например (V+A) структура или аномальные операторы магнитного типа), провести проверку ряда новых теорий, вплоть до теорий с дополнительными измерениями, предсказывающих серьезные отклонения именно в электрослабых процессах с рождением топ-кварка (например FCNC процессы с аномальными вершинами tcg, tug и дополнительные векторные или скалярные бозоны W', π^{\pm}), помимо поиска "Новой физики исследование этих процессов важно для исследования свойств недавно обнаруженного бозона Хиггса, так как электрослабое рождение топ-кварка имитирует в ряде важных случаев рождение Хиггсовского бозона.

Цели и задачи исследований.

Решение этих задач требует максимально точных расчетов и теоретического моделирования исследуемых процессов для конкретных коллайдеров. При этом в феноменологическом анализе процессов проходящих на коллайдере, необходимо учитывать и моделировать все возможные процессы приводящие к тем же конечным состояниям, по которым планируется выделить исследуемый физический эффект. Исследуемые процессы являются редкими и проходят в присутствии большого количества фоновых событий, поэтому экспериментальное исследование таких процессов требует максимальной оптимизации всех этапов анализа. Часть последующих глав посвящена вопросам оптимизации вычислений и различных этапов анализа в применении к экспериментальным исследованиям электрослабого рождения топ-кварка на коллайдере Теватрон. Можно сформулировать следующие цели и задачи исследований представленных в диссертации и описанных в каждой главе, соответственно. Первое, проведение феноменологических исследований электрослабого рождения топ-кварка с целью понимания этих процессов и выработки рецептов их экспериментальных исследований. Второе, оптимизация различных этапов экспериментальных исследований с целью снижения неопределенности экспериментальных измерений. Третье, внедрение разработанных методов в экспериментальном поиске электрослабого рождения топ-кварка в экспериментальные исследования возможных отклонений от предсказаний СМ проявляющихся в процессах одиночного рождения топ-кварка.

Структура диссертации.

Представляемая диссертация разделена на четыре главы. Первая глава посвящена феноменологическим исследованиям электрослабого рождения топ-кварка на адронных коллайдерах. Описаны основные свойства топ-кварка, процессы рождения и распада топ-кварка в рамках СМ [1–4]. Детально представлен разработанный метод моделирования одиночного рождения топ-кварка с точностью, учитывающей радиационные поправки [5–9]. Проведено полное моделирование процессов сигнала и фона имеющих конечную сигнатуру аналогичную электрослабому рождению топ-кварка [10]. Представлены феноменологические исследования процессов рождения трех топ-кварков, являющихся топологически схожими с процессами одиночного рождения топ-кварка [11].

Вторая глава посвящена разработанным методам оптимизации экспериментального анализа данных на адронных коллайдерах. Разработаны методы применения искусственных нейронных сетей в экспериментальном поиске электрослабого рождения топ-кварка [12–17]. Разработан универсальный метод нахождения оптимальных наблюдаемых, наиболее чувствительных к особенностям сигнальных процессов [14,15,17]. Метод основан на анализе диаграмм Фейнмана описывающих исследуемые процессы. Практическая демонстрация метода проведена для задачи поиска бозона Хиггса на коллайдере Теватрон [18,19] и для задачи электрослабого рождения топ-кварка [20]. Разработан и внедрен стандарт передачи смоделированных событий партонного уровня LHEF в программное окружение экспериментальных коллабораций для моделирования отклика детектора и проведения экспериментального анализа [21–25]. Разработаны и внедрены идеи автоматического документирования моделирования партонного уровня, в стандартном XML формате HepML [26,27]. Разработана идея и реализация базы знаний смоделированных событий для коллайдерных экспериментов MCDB [26, 28–30].

Третья глава описывает применение разработанных методов анализа в задаче поиска электрослабого рождения топ-кварка, в рамках СМ, в эксперименте D0 коллайдера Теватрон. Первые результаты поиска одиночного рождения топ-кварка были получены [31–38] в пером запуске (Run I) коллайдера Теватрон при энергии протон-антипротонных столковений $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ. Далее проводился анализ данных второго запуска коллайдера Теватрон (Run II) при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ [39–48]. Увеличение светимости коллайдера позволило провести первые наблюдения tканального рождения одиночного топ-кварка [49,50] и первые прямые измерения [49,51] элемента V_{tb} матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава. Дальнейший набор экспериментальной статистики позволил заявить об экспериментальном открытии t-канального электрослабого рождения топкварка [52,53] измерении сечения этого процесса [54,55] и параметра $|V_{tb}|$. Чувствительность эксперимента к s-канальному рождению одиночного топ-кварка значительно ниже и первое экспериментальное наблюдение такого процесса состоялось только в 2013 году [56], а экспериментальное открытие состоялось только после объединения данных двух экспериментов D0 и CDF [57, 58].

Четвертая глава посвящена поискам отклонений от предсказаний СМ проявляющихся в процессах одиночного рождения топ-кварка. Рассмотрены два возможных модельно-независимых отклонения, проявляющихся в аномальных заряженных токах во взаимодействии топ-кварка с W бозоном и b-кварком, и проявление нейтральных токов меняющих аромат кварков во взаимодействии топ-кварка с u- или с-кварком и глюоном (FCNC). Проведен феноменологический анализ и моделирование отклонений от предсказаний СМ во взаимодействии топ-кварка с W бозоном и b-кварком [59], показана принципиальная чувствительность к этим отклонениям в экспериментах на коллайдерах Теватрон и LHC. Проведен экспериментальный поиск таких отклонений в эксперименте D0 и найдены первые прямые ограничения на параметры характеризующие аномальные структуры во взаимодействии топ-кварка с W бозоном и b-кварком [60–63]. Проведен поиск таких отклонений в эксперименте CMS коллайдера LHC и получены экспериментальные ограничения на возможный вклад таких отклонений [64]. Проведено моделирование процессов одиночного рождения топ-кварков в нейтральных токах FCNC [65]. Феноменологические исследования FCNC были внедрены в экспериментальный поиск нейтральных токов меняющих аромат кварков проходящих во взаимодействии топ-кварка с u- или с-кварком через обмен глюоном, в эксперименте D0 коллайдера Теватрон. Найдены верхние ограничения на параметры характеризующие такие аномальные взаимодействия [66, 67].

Научная новизна.

Впервые были созданы методы моделирования процессов одиночного рождения топ-кварка на уровне точности учитывающей следующие порядки теории возмущений. На основе моделирования проведено феноменологическое исследование сигнальных и фоновых процессов электрослабого, одиночного рождения топ-кварка. Впервые были детально исследованы процессы рождения трех топ-кварков и обнаружены: значительный электрослабый вклад в эти процессы, на уровне вклада сильных взаимодействий, значительный вклад отрицательной интерференции электрослабых и сильных вкладов, и эффект сокращения этих вкладов за счет отрицательной интерференции. На этапе зарождения таких методов, был обнаружен высокий потенциал применения метода нейронных сетей и разработаны методы применения нейронных сетей в экспериментальном анализе жестких процессов проходящих на коллайдерах. Был сформулирован метода формирования пространства наблюдаемых для нейронных сетей, метод основан на анализе диаграмм Фейнмана дающих вклад в сигнальные и фоновые процессы. Были разработаны методы унификации различных этапов моделирования жестких процессов на коллайдерах, позволивших сильно упростить цепочку моделирования и повысить достоверность правильного использования смоделированных образцов событий. Разработанные методы были применены в эксперименте D0 коллайдера Теватрон и впервые экспериментально были обнаружены процессы t- и s-канального рождения одиночного топ-кварка, измерены их сечения и параметр |V_{tb}|матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава. Разработаны методы поиска отклонений от предсказаний СМ проявляющихся в заряженных токах Wtb взаимодействий и нейтральных токах FCNC tqg. Проведен первый прямой поиск таких отклонений в экспериментах D0 и CMS (коллайдера LHC) и получены экспериментальные ограничения на такие отклонения от предсказаний СМ.

Теоретическая и практическая значимость.

Созданные Монте-Карло генераторы событий электрослабого рождения топ-кварка и возможных отклонений от предсказаний СМ были использованы во всех экспериментальных анализах одиночного рождения топ-кварка в эксперименте D0 и в ряде анализов в эксперименте CMS. Разработанные феноменологически методы исследования таких процессов были напрямую внедрены в экспериментальных анализах экспериментов D0 и CMS. Разработанные методы применения нейронных сетей и выбора оптимальных наблюдаемых стали частью экспериментальных исследований в D0 и CMS и привели к важным экспериментальным результатам связанным с открытием одиночного рождения топ-кварка и ограничениям на возможные отклонения от предсказаний СМ в этих процессах. Разработанные методы и экспериментальные результаты используются для дальнейших измерений в рамках СМ и поисках отклонений от предсказаний СМ.

Методология и методы исследований.

Методология феноменологических исследований основывается на вычислениях в рамках квантовой теории поля и проведении всех необходимых этапов моделирования исследуемых процессов методом Монте-Карло. В основе проведенных вычислений лежит программный пакет символьных и численных вычислений CompHEP [68, 69], для моделирования жестких процессов, пакет РҮТНІА [70] для моделирования адронизации и фрагментации кварков и излучений из начальных и конечных линий, и ряд других программных пакетов отмеченных в соответствующих главах. Все экспериментальные исследования были проведены на основе требований и методов принятых в соответствующих коллаборациях, и описаны в соответствующих главах диссертации.

Положения выносимые на защиту.

На защиту диссертации выносятся следующие положения.

- 1. Созданный новый метод моделирования процессов электрослабого рождения топ-кварка на адронных коллайдерах позволяет моделировать события на уровне точности, учитывающей следующий за лидирующим порядок теории возмущений.
- Стратегия экспериментального поиска одиночного рождения топкварка и выделение этого процесса из фона определяется моделированием сигнальных и фоновых процессов в рамках предложенного метода.
- 3. В процессах рождения трех топ-кварков выявлены ранее неизвестные эффекты: большой электрослабый вклад относительно вклада сильных взаимодействий и большая отрицательная интерференция электрослабых и сильных вкладов, приводящая к сокращению основных вкладов. Моделирование показало принципиальную возможность экспериментального открытия процессов рождения трех топ-кварков на модернизированном коллайдере с высокой светимостью HL-LHC.
- 4. Разработка и внедрение в экспериментальных анализах методики применения нейронных сетей оптимизировали поиск и повысили точность экспериментальных результатов, в частности, измерения сечений процессов в рамках СМ и установленных ограничений на проявления эффектов за рамками СМ.

- 5. Создание и реализация в экспериментальных анализах универсального метода выбора оптимальных наблюдаемых, основанного на анализе диаграмм Фейнмана, дающих вклад в сигнальные и фоновые процессы, дали понятное физическое объяснение выбора конкретных наблюдаемых и позволили сформировать полный оптимальный набор таких наблюдаемых для экспериментального анализа методом нейронных сетей.
- 6. Создание нового формата записи смоделированных событий LHEF и дальнейшее его использование сделали этот формат общепринятым стандартом для современных цепочек моделирования коллайдерных экспериментов. Предложение формата HepML для автоматической документации проводимого моделирования жестких процессов и предложение идеи создания базы знаний моделируемых событий MCDB упростило цепочку моделирования коллайдерных экспериментов.
- 7. Экспериментальное открытие t- и s-канальных процессов рождения топ-кварка, измерение сечений этих процессов и параметра |V_{tb}|матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава, на основе разработанных методик моделирования и оптимизации экспериментального анализа, подтвердили предсказания СМ.
- 8. Верхние ограничения на параметры, характеризующие возможный вклад аномальных заряженных токов векторного и магнитного типов во взаимодействии топ-кварка с W бозоном и b-кварком, полученные на основе феноменологического и экспериментального анализа, составили $f_V^L > 0.98$, $|f_V^R| < 0.16$, $|f_T^L| < 0.057$ и $-0.046 < f_T^R < 0.039$ на уровне достоверности 95%.
- 9. Верхние ограничения на редкие распады топ-кварка, характеризующие возможный вклад нейтральных токов, меняющих аромат кварков (FCNC), во взаимодействии топ-кварка с u- или с-кварком и глюоном, полученные на основе феноменологического и экспериментального анализа в эксперименте D0, составили $\mathcal{B}(t \to gu) < 2.0 \times 10^{-4}$, $\mathcal{B}(t \to gc) < 3.9 \times 10^{-3}$ на уровне достоверности 95%.

Личный вклад автора

Все представленные результаты были получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Достоверность

Достоверность полученных результатов обеспечивается строгостью используемых методов квантовой теории поля, современных статистических и экспериментальных методов прошедших многостороннюю проверку и одобрение мирового научного сообщества. Все использованные программы прошли проверку различными методами, сравнение с доступными аналогами или независимыми результатами, и получили одобрение в экспертном сообществе. Достоверность результатов подтверждается одобрением рецензентов на этапе публикации методов и результатов в ведущих научных журналах.

Апробация работы

Разработанные методы и результаты представляемые к защите многократно представлялись и обсуждались на различных международных конференциях, в частности, на конференциях Moriond'98, AIHENP'98, ACAT'2000, QFTHEP-97,99,2000,2001,2003,2004,2010,2011,2013,2015,2017, QUARKS-2016,2018, Сессия-конференция Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН в 2013, 2016, 2020 годах, рабочих совещаниях международных коллабораций D0 и CMS, и ряде других конференций. Все экспериментальные результаты прошли многократную проверку в экспертной среде международных экспериментальных коллабораций D0 и CMS.

Полный список публикаций по теме диссертации представлен в статьях [1] - [67]. Основные результаты представлены в 34 статьях [3, 4, 6, 10,11,17,18,20,22,27,30,34,36,38,44,48–50,52–67]. Разработанные методы и полученные результаты используются в последующих исследованиях проводимых в экспериментах на коллайдере LHC и для оценки ожидаемых результатов на будущих коллайдерах HL-LHC, HE-LHC, FCC.

Глава 1

Феноменология и моделирование рождения топ-кварка на адронных коллайдерах

В современной теории объединяющей электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия, называемой Стандартной Моделью (СМ), топ-кварк является самым тяжелым фермионом со спином 1/2 и электрическим зарядом равным 2/3 заряда протона. Топ-кварк вместе с b-кварком входят в третье поколение фермионов СМ и образуют дублет по слабому изоспину в котором топ-кварк является верхней компонентой, т.е. топ-кварк обладает слабым изоспином равным 1/2 и проекцией изоспина на произвольную ось квантования +1/2. Как и все остальные кварки, топ-кварк в СМ является триплетом по цвету и обладает барионным зарядом равным +1/3 [2,4,75].

Топ-кварк был открыт практически одновременно двумя коллаборациями CDF [71] and D0 [72] на коллайдере Tevatron в первом сеансе (Run I) протон-антипротонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ. Согласно измерениям в Run I определены масса $m_t = 174.3 \pm 3.2(\text{stat})\pm4.0(\text{syst})$, значение константы взаимодействия Юкавы $\lambda_t(m_t) = 1.00\pm0.03$, величина параметра матрицы смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава (CKM) $|V_{tb}| > 0.78(90\%$ CL), пределы на возможные константы взаимодействия с изменением аромата (FCNC связи) BR $(t \rightarrow Zq) < 33\%(95\%$ CL) и BR $(t \rightarrow \gamma q) < 3.2\%(95\%$ CL) (q = u, c).

Необходимо подчеркнуть, что физика топ-кварков играет важную и выделенную роль. В отличие от других пяти известных кварков (u,d,c,s,b) топ-кварк обладает огромной массой, которая по результатам измерений на коллайдере Tevatron, составляет примерно 175 ГэВ, т.е. почти в 175 раз тяжелее протона и чуть легче ядра золота. Время жизни *t*-кварка, определяемое шириной его распада (Γ_{tot} , см. ниже), равно:

$$\tau_t = \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}} \simeq \frac{1}{1.60 \ \Gamma \Rightarrow B} = 4 \times 10^{-25} \ \text{сек}$$
 (1.1)

С другой стороны, время "адронизации" *t*-кварка $\tau_{\rm адp}$ (т.е. характерное время, необходимое для перехода *t*-кварка в адроны) определяется характерным масштабом сильных взаимодействий $\Lambda_{\rm KXZ} \simeq 0.2$ ГэВ:

$$\tau_{\rm adp} \sim \frac{1}{\Lambda_{\rm KXД}} \simeq 5 \ \Gamma \Im B^{-1} = 3.3 \times 10^{-24} \ {\rm cek.}$$
 (1.2)

Заметим, что для остальных пяти кварков время адронизации τ_{adp} много меньше времени слабых распадов соответствующих кварков. Для *t*кварка ситуация обратная (см. (1.1) и (1.2)): $\tau_t \ll \tau_{adp}$. Следовательно, *t*-кварк распадается за счет слабых взаимодействий и не успевает адронизоваться [77]. Таким образом, в отличие от обычных, странных, очарованных и прелестных частиц, адроны, содержащие *t*-кварк, вообще не будут образовываться. Заметим также, что из-за малого времени жизни *t*, наблюдение вторичной вершины его распада невозможно: *t*-кварк будет распадаться практически в первичной вершине взаимодействия (т.е. в той же вершине, где он образовался).

Тем самым, с одной стороны, физика t-кварков более "бедная" (т.е. не существует $T(t\bar{q})$ или $T(t\bar{t})$ мезонов и $\Lambda_t(tqq)$ барионов) по сравнению с физикой более легких кварков. С другой стороны, физика t-кварков более "точная". Действительно, для описания адронизации кварков не применима теория возмущений КХД и приходится использовать различные феноменологические подходы. Это вносит существенную теоретическую неопределенность в предсказания. Описание процессов с участием t-кварков (благодаря отсутствию адронизации) становится более точным, т.к. процессы рождения и распадов t-кварков возможно описывать в рамках теории возмущений. Поэтому, физика t-кварков является прекрасной "лабораторией" для проверки применимости предсказаний СМ и получения фундаментальной информации, не искаженной процессом адронизации.

Следовательно, топ-кварк является источником очень чистой фундаментальной информации, так как исключается неопределенность связанная с адронизацией и фрагментацией кварка, в отличие от легких кварков. Поскольку топ-кварк это очень тяжелый и точечный объект одновременно, можно ожидать проявления первых отклонений от предсказаний СМ именно в секторе топ-кварка. Следует отметить, что юкавская константа связи топ-кварка очень близка к единице $\lambda_t = 2^{3/4} G_F^{1/2} m_t$ и можно ожидать, что изучение топ-кварка прольет свет на природу механизма нарушения электрослабой симметрии. Физика топ кварка, является одной из важнейших частей исследовательской программы современных и будущих ускорителей и состоит из определения свойств топкварка, поиска возможных отклонений от предсказаний СМ в процессах с рождением топ-кварка, а также, точным учетом вклада топ-кварка как фона, при поиске целого ряда новых эффектов.

Основными механизмами рождения топ-кварков являются процессы парного рождения *t*-кварков в адронных столкновениях:

$$p p \to t \bar{t} + X$$
 (1.3)

и одиночное рождение топ-кварков:

$$p p \to t(\bar{t}) + X$$
 (1.4)

Помимо основных процессов, парного и одиночного рождения топкварка. Возможны процессы парного и одиночного рождения топ-кварка в ассоциации с калибровочными бозонами или бозоном Хиггса.

1.1 Основные процессы рождения топ-кварка на адронных коллайдерах

Взаимодействия *t*-кварков, т.е. вершины взаимодействия и соответствующие им правила Фейнмана, получаются из так называемой функции Лагранжа или просто Лагранжиана. Например, взаимодействие *t*-кварков с глюоном и *tWb*-взаимодействие описываются следующими выражениями:

$$\mathcal{L}_{SM}(t\,g\,t) = \bar{\psi}_t \hat{O}_g^{\mu,\,a} \psi_t \,G_{a,\mu}; \quad \hat{O}_g = g_s \,t^a \gamma^\mu \tag{1.5}$$

$$\mathcal{L}_{SM}(t W q) = \bar{\psi}_q \hat{O}_W \psi_t; \quad \hat{O}_W = \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\vartheta_W} V_{tq} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) W_\mu \quad (1.6)$$
$$\frac{e}{2\sqrt{2}\sin\vartheta_W} = M_W \sqrt{\frac{G_F}{\sqrt{2}}}$$

Лагранжиан взаимодействия *t*-кварка в рамках CM имеет вид (см. [75]):

$$\mathcal{L}_{\rm SM} = -\frac{y_t}{\sqrt{2}} \bar{t}tH - g_s \bar{t}\gamma^{\mu} t^a t G^a_{\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{q=d,s,b} \frac{V_{tq}}{2} \bar{t}\gamma^{\mu} \left(1 - \gamma_5\right) q W^+_{\mu} - Q_t e \bar{t}\gamma^{\mu} t A_{\mu} - \frac{g}{2\cos\vartheta_W} \bar{t}\gamma^{\mu} \left[\left(\frac{1}{2} - 2Q_t \sin^2\vartheta_W\right) - \frac{1}{2}\gamma_5 \right] t Z_{\mu} + \text{h.c.}$$
(1.7)

где g_s , e и g константы связи сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, $Q_t = +2/3$, ϑ_W – угол Вайнберга ($\sin^2 \vartheta_W \approx 0.23$ [76]), V_{tq} – элемент матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава.

$$y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v_{ew}}, \quad v_{ew} \approx 246 \; \Gamma \Im B$$
 (1.8)

где v_{ew} - электрослабый масштаб - вакуумное среднее поля Хиггса.

В рамках Стандартной Модели t-кварк в адронных столкновениях может рождаться парно, когда одновременно рождается пара t-кварка и t-антикварка (\bar{t}), либо одиночно, когда t-кварк или антикварк рождаются в сопровождении струи от b-кварков и/или струй от более легких кварков. Парное рождение проходит с участием сильных (КХД) взаимодействий кварков и глюонов из начальных адронов. В отличии от парного, одиночное рождение топ-кварка связно с электрослабыми взаимодействиями. Основные Фейнмановские диаграммы для парного и одиночного рождения топ-кварка на адронных коллайдерах, показаны на рисунках 1.1, 1.2.



Рис. 1.1: Характерные диаграммы парного рождения топ кварков

Рис. 1.2: Характерные диаграммы одиночного рождения топ кварков

Три механизма одиночного рождения топ-кварка можно разделить по виртуальности (Q_W^2) участвующего в рождении W-бозона: t-канальный $(Q_W^2 < 0)$, s-канальный $(Q_W^2 > 0)$ и совместное рождение tW $(Q_W^2 = M_W^2)$.

Сечения этих процессов при различных значениях полной энергии сталкивающихся адронов и с учетом высших радиационных поправок приведены в таблицах 1.1 и 1.2.

Важно отметить относительную разницу парциальных вкладов различных процессов в зависимости от энергии столкновений. Ведущий процесс парного рождения топ-кварков на коллайдере Tevatron связан с кварк-антикварковыми столкновениями – 90% и лишь 10% приходится

	$\sigma_{ m NLO}$ (пб)	$q\bar{q} \to t\bar{t}$	$gg \to t\bar{t}$
Tevatron ($\sqrt{s} = 1.8 \text{ T} \Rightarrow \text{B} p\bar{p}$)	$4.87 \pm 10\%$	90%	10%
Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TəB $p\bar{p}$)	$7.08\pm5\%$	85%	15%
LHC ($\sqrt{s} = 7$ T \Rightarrow B pp)	$165\pm6\%$	25%	75%
LHC ($\sqrt{s} = 8$ T \Rightarrow B pp)	$234 \pm 4\%$	20%	80%
LHC ($\sqrt{s} = 14$ T ₉ B pp)	$920\pm5\%$	10%	90%

Таблица 1.1: Теоретические сечения парного рождения топ-кварков при различных энергиях [74].

	s channel	t channel	Wt
Tevatron [108] ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV $p\bar{p}$, пб)	$1.04 \pm 4\%$	$2.26\pm5\%$	$0.14\pm20\%$
LHC [121,130] ($\sqrt{s} = 7$ TeV pp , пб)	$4.6\pm5\%$	$64 \pm 4\%$	$15.6\pm8\%$
LHC [131] ($\sqrt{s} = 8$ TeV pp , пб)	$5.55 \pm 4\%$	$87.2^{+4}_{-3}\%$	$11.1\pm7\%$
LHC [110] ($\sqrt{s} = 14$ TeV pp , пб)	$12\pm6\%$	$243\pm4\%$	$75\pm10\%$

Таблица 1.2: Теоретические сечения процессов одиночного рождения топкварка при различных энергиях.

на глюон-глюонные процессы. Обратная ситуация складывается на коллайдере LHC, где 90% парного рождения приходится на глюон-глюонные столкновения (при $\sqrt{s} = 14$ TeV) . Аналогичная ситуация проявляется и в одиночном рождении топ-кварка, сечение процесса tW составляет ничтожную часть в полном сечении на коллайдере Tevatron, но является существенным при энергии LHC. В 1995 году коллаборации D0 и CDF опубликовали первые прямые измерения сечений парного и одиночного рождений топ-кварка. Измеренное сечение парного рождения топ-кварка и топ-антикварка составило $\sigma_{t\bar{t}} = 6.8^{+3.6}_{-2.4}$ пб (CDF, $m_t = 176 \pm 8(stat.) \pm 10(sys.)$ ГэВ) [71] и $\sigma_{t\bar{t}} = 6.4 \pm 2.2$ пб (D0, $m_t =$ $199^{+19}_{-21}(stat.) \pm 22(syst.)$ ГэВ) [72]. Первые экспериментальные ограничения на сечение рождения одиночного топ кварка были получены в эксперименте D0 в 2000 [34] (классический анализ) и 2001 [38] (анализ методом нейронных сетей) годах, на статистике 90 $n6^{-1}$, и в эксперименте CDF в 2002 году на статистике 106 пб⁻¹ [73]. Ограничения составили 17 пб (s-канальный процесс), 22 пб (t-канальный процесс) в эксперименте D0, и 18 пб (s-канальный), 13 пб (t-канальный) в эксперименте CDF.

После модернизации коллайдера (Run II) на статистике 230 пб⁻¹ и энергии протон-антипротонных столкновений $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ в эксперименте D0 были получены новые ограничения: 6,4 и 5 пб для *s*- и *t*-канальных процессов, соответственно [44]. Впервые о наблюдении про-

цесса одиночного рождения топ кварка было объявлено в декабре 2006 года экспериментом D0, после обработки статистики в 930 пб⁻¹ [49]. При измерении сечения процессов одиночного рождения топ-кварка (4.9 ± 1.4 пб) удалось достичь статистической достоверности результата в 3.4σ, что стало возможным благодаря использованию и внедрению ранее разработанных методов оптимизации анализа и применению многомерных методов выделения сигнала из фона. Анализ проведен на основе моделирования сигнальных процессов Монте-Карло генератором SingleTop [5,6] созданным при непосредственном участии автора данной диссертации. Статистически достоверное открытие процессов одиночного рождения топ кварка на уровне 5 σ стало возможным в 2009 году после обработки статистики 2.3 фб⁻¹ [52]. Измеренное суммарное сечение процессов одиночного рождения топ кварков составило 3.94 ± 0.88 пб. Существование топ-кварка было одним из важнейших предсказаний Стандартной Модели, и его наблюдение стало результатом совместных усилий теоретиков и экспериментаторов.

1.2 Основные свойства топ-кварков

Топ-кварк нестабилен и быстро распадается по различным модам. Нестабильность t-кварка характеризуется временем жизни или полной шириной распада. Как и для любой другой нестабильной частицы или состояния в квантовой физике, время жизни (τ) и ширина распада (Γ) обратно пропорциональны друг другу $\tau = 1/\Gamma$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$). В силу большой величины V_{tb} , t-кварк распадается практически только на bкварк и W-бозон с последующим распадом W-бозон по всем возможным лептонным и кварковым модам распада. Распад t-кварка в борновском и следующим за лидирующем (NLO) приближениях описывается диаграммами Фейнмана Рис. 1.3. Полная ширина t-кварка, вычисленная в



Рис. 1.3: Диаграммы, описывающие распад t-кварка в лидирующем (LO) и в следующем за лидирующим (NLO) порядке теории возмущений.

NLO приближении [76]:

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]$$
(1.9)

Если подставить в выражение для ширины измеренные значения масс t-кварка и W-бозона (~173 ГэВ и ~80 ГэВ), $\alpha_s(M_Z) = 0.118$ и хорошо известное значение константы Ферми $G_f = 10^{-5}$ ГэВ⁻¹, то для полной ширины распада t-кварка получится $\Gamma_{tot}(t) \approx 1.35$ ГэВ (в лидирующем порядке получается значение 1.6 ГэВ). Так как $\Gamma(t \to qW) \sim |V_{tq}|^2$ и $V_{tb} \approx 1$ (см. (1.12)), то в СМ вероятность основных мод распада t-кварка фактически определяется модами распада W-бозона [76]:

t	\rightarrow	bW^+			\approx	100%
t	\rightarrow	bW^+	\rightarrow	$be^+\nu, \mu^+\nu, \tau^+\nu$	\approx	33%
t	\rightarrow	bW^+	\rightarrow	$bq\bar{q}'$	\approx	66%

а вероятность распада *t*-кварка по другим двухчастичным каналам (без *b*-кварка) очень мала:

$$B(t \to dW) \le 10^{-4} \div 10^{-5}, \quad B(t \to sW) \le 10^{-3}.$$

Таким образом, в рамках СМ распад *t*-кварка практически всегда должен сопровождаться рождением *B*-адрона и *W*-бозона.

Топ-кварк является фермион в СМ, и, как и все другие фермионы в СМ (кварки и лептоны), он обладает спином 1/2. Напомним, спин, который очень условно можно понимать как внутренний момент импульса частицы, характеризует поведение частицы при преобразованиях Лоренца пространства и времени. В случае с *t*-кварком не существует прямых способов измерения спина, таких как хорошо известный опыт по измерению спина электрона по его поведению в магнитных полях. Однако, если бы спин t-кварка был бы отличен от 1/2, то с теоретической точки зрения, это тоже бы привело к рассогласованию СМ, а экспериментально привело бы к другим угловым распределениям продуктов распада tкварка и величине вероятности его образования. Если бы спин *t*-кварка был бы 0 или 1, он в силу закона сохранения углового момента просто бы не мог распасться в W-бозон и b-кварк (спин b-кварка равен 1/2, что хорошо согласуется с многочисленными данными по исследованию Вмезонов). Если бы спин t-кварка был бы равен 3/2, сечения его парного и одиночного рождения существенно бы отличались от уже измеренных величин. Так как распад *t*-кварка

$$t \to b \,\ell^{\pm} \,\nu_{\ell} \tag{1.10}$$

описывается электрослабым взаимодействием и имеет (V - A) структуру заряженного тока (что определяется $(1 - \gamma^5)$ матрицей в выражении 1.6), то исследование угловых распределений распада (1.10) позволит получить информацию о спине *t*-кварка и структуре $tW^{\pm}b$ вершины. Наиболее чувствительным распределением является зависимость от угла вылета заряженного лептона ℓ^{\pm} [75, 80]. В системе покоя топ-кварка справедливо соотношение:

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{d\cos\theta_{\ell}} = \frac{1}{2}(1+\cos\theta_{\ell})$$

где θ_{ℓ} – угол вылета заряженного лептона по отношению к направлению спина *t*-кварка в его системе покоя. Из этого соотношения можно заключить, что направление вылета заряженного лептона от распада топ-кварка, будет преимущественно направлено по направлению спина топ-кварка. Поскольку топ-кварк успевает распасться до образования связных адронных состояний его спиновые свойства не размываются процессом адронизации. Следовательно, можно ожидать интересных эффектов корреляции спиновых состояний топ-кварка и продуктов его распада. В частности, СМ предсказывает вероятности для трех состояний спиральности W-бозона в распаде топ-кварка ($h_W = \pm 1, 0$). Усредненная поляризация топ-кварка в парном КХД рождении равняется нулю, однако, в парном рождении можно ожидать спиновые корреляции в распадах топ-кварка. В случае одиночного рождения топ-кварка, он рождается во взаимодействии с левым заряженным током и спиновые состояния в рождении будут влиять на спиновые состояния продуктов распада топ-кварка и следовательно можно ожидать интересные спиновые зависимости между рождением и распадом топ-кварка, что представляет прекрасную возможность измерения поляризации топ-кварка предсказываемую структурой (V – A) взаимодействия в CM. В предыдущих исследованиях [138–140] было показано, что направление спина топ-кварка в каждом событии следует направлению импульса d-кварка в системе покоя топ-кварка. Это направление является направлением импульса начального d-кварка для s-канального процесса и предпочтительным направлением вылета конечного d-кварка в t-канальном процессе. Это следует из приведенной выше формулы поляризации в распаде топкварка, поскольку оба механизма рождения s- и t-каналы, могут быть рассмотрены, как обращенный во времени распад топ-кварка. Наилучшей переменной для наблюдения максимального эффекта поляризации топ-кварка в s- или t-канале рождения и последующем распаде, является угол между направлениями импульсов d-кварка и заряженного лептона от распада топ-кварка, в системе покоя топ-кварка. В случае tW-канала

рождения топ-кварка [140] для достижения максимального проявления поляризационных эффектов, необходимо ограничить область фазового пространства до области, где топ-кварки рождаются с направлением вектора спина близким к направлению импульса заряженного лептона (или d,s-кварка) от распада сопутствующего рождению топ-кварка W-бозона. В этой области фазового пространства направление вылета заряженного лептона от дополнительного W-бозона будет предпочтительно сонаправленно с направлением начального глюона в системе покоя топ-кварка.

1.2.1 Масса топ-кварка, юкавская константа связи топкварка, параметр V_{tb}

В СМ массы всех частиц образуются за счет взаимодействия с конденсатом скалярного поля Хиггса. При этом взаимодействие *t*-кварка, как и любого другого фермиона (*f*) СМ, с полем Хиггса представляет собой взаимодействие типа Юкавы вида, $\Lambda_f = y_f \bar{f} f H$ с константой $y_f = \sqrt{2} m_f / v_{ew}$, где $v_{ew} \approx 246$ ГэВ - величина вакуумного среднего, задаваемого хорошо известной экспериментально константой Ферми G_F и блестяще подтвержденного независимыми измерениями масс *W*- и *Z*бозонов. Удивительным является значение величины константы связи Юкавы y_t :

$$y_t = \sqrt{2} \frac{m_t}{v_{ew}} = \frac{\sqrt{2} \times 172.5}{246} = 0.992 \approx 1$$
 (1.11)

Столь близкое к единице численное значение y_t не имеет объяснения в СМ. Отметим, что только для t-кварка измеренное значение массы близко к величине вакуумного среднего $v_{ew}/\sqrt{2}$. Это обстоятельство позволяет многим специалистам полагать, что именно исследование свойств и взаимодействий t-кварка, как говорят, изучение сектора t-кварка СМ, позволит пролить свет на проблему образования масс.

Кроме того, большая масса *t*-кварка исключительно важна для ряда фундаментальных свойств и предсказаний СМ. Это связано со вкладами *t*-кварка в различные петлевые эффекты. В рамках Стандартной модели массы W и Z бозонов могут изменяться за счет петлевых поправок от топкварка и бозона Хиггса в W и Z пропогаторы, приведенные на Рис. 1.4.

$$M_W^2 = \frac{\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2G_F}}}{s_W^2(1 - \Delta r)}$$

где Δr содержит однопетлевые влкады [141]:

$$(\Delta r)_{\rm top} \approx -\frac{3G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{1}{t_W^2}$$





где $t_W^2 \equiv \tan^2 \vartheta_W$. Такие однопетлевые вклады зависят квадратично от массы топ-кварка. Экспериментальная точность измерений масс топкварка и электрослабых калибровочных бозонов давала возможность установить косвенные ограничения на массу бозона Хиггса, до его экспериментального обнаружения. В настоящий момент соотношение экспериментально измеренных масс демонстрирует внутреннюю самосогласованность СМ Рис. 1.5 [142].



Рис. 1.5: Соотношение масс топ-кварка, W и Хиггс бозонов в рамках CM. Экспериментальные результаты демонстрируют внутреннюю самосогласованность CM.

Рассуждая наивно, казалось бы, что вклад *t*-кварка в петлевые эффекты должен быть существенно подавлен по сравнению со вкладом петель других кварков, поскольку масса кварка входит в знаменатель пропагатора кварка. Однако, в реальности петлевые поправки, связанные с *t*-кварком, дают доминирующие вклады. Например, хорошо известно, что основной механизм рождения бозона Хиггса на адронных коллайдерах Tevatron и LHC - это слияние сталкивающихся глюонов в бозон Хиггса через треугольную петлевую диаграмму из кварков (см. Рис 1.6).



Рис. 1.6: Образование бозона Хиггса в результате слияния сталкивающихся глюонов.

Из-за большого значения y_t петля t-кварков здесь абсолютно доминирует. Аналогичным образом петли, содержащие t-кварк, дают доминирующие вклады в "бегущие" массы калибровочных бозонов W и Z, а также в редкие распады B-мезонов, проходящие за счет так называемых "пингвинных" диаграмм. Этот факт легко понять, если вспомнить, что в СМ поле Хиггса представляет собой скалярный дублет и, следовательно, задается, как говорят, параметризуется четырьмя действительными скалярными полями. При спонтанном нарушении электрослабой симметрии одно из этих скалярных полей описывает бозон Хиггса, а три другие представляют собой так называемые голдстоуновские бозоны, которые становятся продольными компонентами трех массивных калибровочных бозонов Z, W^+ и W^- . Таким образом, также как и для бозона Хиггса, вершины взаимодействия продольных компонент бозонов W и Z пропорциональны большой массе t-кварка m_t .

В рамках предположений СМ о наличии в природе только трех поколений кварков и условия унитарности ($VV^{\dagger} = 1$), из анализа совокупности экспериментальных данных получены следующие значения для элементов V_{tq} [76]:

$$V_{tb} \approx 0.9989 \div 0.9993, V_{ts} \approx 0.034 \div 0.046, V_{td} \approx 0.004 \div 0.014.$$
 (1.12)

Матричный элемент V_{tb} оказывается близким к единице ($|V_{tb}| \approx 0.999$). Если же отказаться от предположения существования только *трех* поколений, то значение V_{tb} оказывается практически неопределенным. Например, если существует четвертое поколение кварков, то условие унитарности соответствующей матрицы смешивания 4×4 практически не накладывает ограничений на величину V_{tb} , что делает очень важным прямое измерение этого параметра.

Измерения V_{tb} , выполненные на коллайдерах Tevatron и LHC при наблюдении рождения одиночного *t*-кварка, дали значения, близкие к 1 с уровнем точности порядка 3%. В будущем на различных стадиях работы коллайдера LHC будет зарегистрировано многократно большее число событий с одиночным рождением *t*-кварка. Это позволит прямо измерить параметр смешивания V_{tb} с точностью порядка процента. Такой важнейший результат LHC даст возможность проверить экспериментально с высокой точностью выполнение гипотезы CM о существовании только трех поколений кварков.

1.3 Моделирование процессов одиночного рождения топ-кварка

Существует три основных процесса одиночного рождения топ-кварка на адронных коллайдерах. Диаграммы Фейнмана для всех процессов в лидирующем порядке теории возмущений (далее LO–приближение) представлены на рис. 1.7. На рисунках рис. 1.8 и 1.9 приведены характерные диаграммы Фейнмана для *t*– и *s*–канальных процессов в следующем за лидирующем порядке теории возмущений (NLO–приближение).



Рис. 1.7: Диаграммы Фейнмана рождения одиночного *t*-кварка в LO-приближении.

Одиночное рождение топ-кварка на адронных коллайдерах впервые был рассмотренно в работе [83] и в последствии в работах [84] - [95]. Наиболее полный набор процессов в рамках СМ, дающих вклад в одиночное рождение *t*-кварка, был изучен в работах [10,93], а вычисления сечения в NLO-приближении для *s*- и *t*-канальных процессов были сделаны в работах [96] - [131]. В работах [10,100] представлен полный анализ методом Монте-Карло процессов рождения одиночного *t*-кварка с учетом влияния основных фоновых процессов.

Для моделирования процессов одиночного рождения *t*-кварка применялись программы – генераторы событий жестких процессов (далее просто событий), основанные на вычислениях методом Монте–Карло (МК– генераторы): ONETOP [132], TopReX [133], МК–генераторы, основанные



Рис. 1.8: Характерные диаграммы Фейнмана рождения одиночного топкварка в *t*-канальном процессе в NLO–приближении.



Рис. 1.9: Характерные диаграммы Фейнмана рождения одиночного топкварка в *s*-канальном процессе в NLO-приближении.

на пакетах вычислений MadGraph [101,134] и CompHEP [10,68], использовались МК–генераторы РҮТНІА [70], AcerMC [135], MC@NLO [136] и POWHEG [137]. Однако ни одна из этих программ не решает всех проблем, связанных с точным и корректным моделированием процессов рождения одиночного *t*–кварка, часть из которых перечислена ниже.

 Объединение событий, соответствующих диаграмме на рис. 1.8(а) с учетом партонных ливней в начальном состоянии (ISR) и диаграмм на рис. 1.8(b),(c) и (d), дает двойной учет части мягкой области по *P_T* начального *b*-кварка, так как распределение *b*-кварков в протоне (далее PDF) вычисляется на основе ядра процесса *g* → *bb*, также используемого в древесной диаграмме рис. 1.8(d). Прямое применение процедуры вычитания в *t*-канальном процессе приводит к тому, что часть событий будет иметь отрицательный вес. Ситуация может быть улучшена, если вычесть первый член функции расщепления глюона $g^* \to b\bar{b}$ из PDF *b*-кварков в протоне и далее применять такую модифицированную функцию, как это было сделано в [10]. В таком подходе нет событий с отрицательными весами, но сама процедура приводит к проблемам в моделировании ISR в MK-генераторе РҮТНІА, так как используются нестандартные PDF. Однако механизм ISR дает возможность применить другой метод позволяющий правильно вычислить дифференциальные сечения и смоделировать события для *t*-канального процесса в NLO-приближении.

- 2. В работах [139,140] уже было отмечено, что *t*-кварк в электрослабых процессах рождается сильно поляризованным вследствие (V – A) структуры *Wtb*-вершины в СМ. Этот факт приводит к спиновым корреляциям между рождением и распадом *t*-кварка. Следовательно, правильный МК-генератор должен учитывать эти корреляции.
- 3. Как показано в работе [59], процессы с рождением одиночного *t*кварка чувствительны к аномальным вкладам в *Wtb*-вершину. Для изучения многих сценариев, расширяющих CM, MK-генератор должен включать аномальные операторы в *Wtb*-вершину, соответствующие этим вкладам. Кроме этого, необходимо включить другие аномальные вершины, например нейтральные токи изменяющие аромат кварков (FCNC) и т.д.
- 4. На коллайдере LHC одиночные t- и t̄-кварки рождаются с различными сечениями. Соответствующая асимметрия в кинематических распределениях полезна для уменьшения систематических ошибок при измерении параметров t-кварка [59]. Следовательно, необходимо иметь возможность разделять моделирование рождения t- и t̄-кварков на уровне MK-генератора.

В данной главе представлен разработанный метод эффективного NLO– приближения для моделирования процессов электрослабого рождения *t*-кварка, позволяющий решить перечисленные проблемы и получить события с учетом NLO–поправок. Метод реализован в МК–генераторе "SingleTop" и активно применяется в исследованиях Коллабораций D0 (коллайдер Тэватрон, ФНАЛ) и CMS (коллайдер LHC, ЦЕРН). Впервые метод был применен в коллаборации CMS и описан в работах [5,6]. В разделе 1.3.1 приведены полные сечения процессов рождения одиночного *t*-кварка в LO– и NLO–приближениях и описаны компоненты, необходимые для создания MK–генератора "SingleTop". Метод эффективного NLO–приближения генерации событий для *t*–канального процесса описан в разделе 1.3.2. Сравнение эффективного NLO–приближения с вычислениями в точном NLO–приближении проведено в разделе 1.3.3. Влияние NLO–поправок на спиновые корреляции в процессах рождения одиночного *t*–кварка изучено в разделе 1.3.4.

1.3.1 Сечения процессов рождения одиночного *t*-кварка

Процессы рождения одиночного t-кварка удобно классифицировать по виртуальности W-бозона Q_W^2 (квадрат 4-импульса W-бозона), участвующего в рождении t-кварка.

- Q²_W < 0 t-канальный процесс имеет наибольшее сечение как на коллайдере Тэватрон, так и на коллайдере LHC. В данном разделе введены обозначения (2 → 2)-часть процесса с b-кварком в начальном состоянии, соответствующие диаграммы приведены на рисунках рис. 1.7(а), рис. 1.8(a-c), и (2 → 3)-часть подпроцесса соответствующий диаграммам типа диаграммы рис. 1.8(d), где добавлен b-кварк в конечном состоянии. Последний вклад также называют Wg-слиянием.
- $Q_W^2 > 0$ s-канальный процесс в лидирующем порядке описывается одной диаграммой 2 \rightarrow 2 (диаграмма на рис. 1.7(b)), где *t*-кварк рождается вместе с *b*-кварком из виртуального *W*-бозона. В СМ этот процесс на коллайдере Тэватрон имеет сечение в 2.5 раза меньше, чем *t*-канальный процесс; на коллайдере LHC его сечение ожидается уже в 25 раз меньше, чем сечение *t*-канального процесса. Однако этот процесс чувствителен к проявлениям возможных отклонений от предсказаний СМ проявляющихся в виде рождения дополнительных заряженных векторных или скалярных бозонов распадающихся с рождением топ-кварка.
- $Q_W^2 = m_W^2$ соответствует tW-процессу, где одиночный t-кварк рождается вместе с реальным W-бозоном в конечном состоянии. Этот процесс имеет исчезающе малое сечение на коллайдере Тэватрон из за рождения двух массивных частиц в конечном состоянии. Однако на коллайдере LHC сечение процесса уже значительно. Поскольку в этом процессе также есть b-кварк в начальном состоянии, то возникает проблема объединения вкладов диаграмм $2 \to 2$ и $2 \to 3$ (где начальное состояние содержит граф $g \to b\bar{b}$).

Первая версия МК–генератора "SingleTop" включает события для *s*– и *t*–канальных процессов. *tW*–Процесс дает большой вклад в полное сечение одиночного рождения *t*-кварка на LHC, но имеет существенно отличную от других процессов сигнатуру конечного состояния, похожую на парное рождение *t*-кварков (что приводит к дополнительным проблемам в генерации событий [148]). В расчетах были использованы следующие физические параметры:

- массы и ширины распада: $m_t = 175.0$ ГэВ, $\Gamma_t = 1.547$ ГэВ, $m_b = 4.85$ ГэВ, $m_c = 1.65$ ГэВ, $m_s = 0.117$ ГэВ, $m_W = 79.958$ ГэВ, $\Gamma_W = 2.028$ ГэВ;
- $\alpha = 1/127.9$, $\sin \theta_W = 0.48076$, $\alpha_s(m_Z) = 0.117$ (значение и метод эволюции определяется набором PDF);
- функции распределения партонов сteq6m группы CTEQ [149];
- Значение масштаба факторизации КХД выбрано согласно условию, наибольшей близости сечения в LO-приближении к полному сечению в NLO–приближении [100]. Это дает характерный масштаб факторизации: Q_{QCD} ≈ m_t/2 для t-канального и Q_{QCD} ≈ m_t для s-канального процессов [59].

В работе [103] показано, что результаты вычислений для *s*-канального процесса в NLO-приближении полностью совпадают с вычислениями в лидирующем порядке с точностью до нормировочного коэффициента, некоторого *K*-фактора. Поэтому процедура создания образцов событий для *s*-канала очень проста: надо приготовить образцы событий для процессов $pp \rightarrow t\bar{b}$ и $pp \rightarrow \bar{t}b$ (для Тэватрона начальное состояние – $p\bar{p}$) в LOприближении, но с использованием функций распределения партонов в NLO-приближении сteq6m и, затем, нормировать на полное сечение в NLO-приближении. Сечения в LO- и NLO-приближениях приведены в табл. 1.4–1.3 и 1.5. Получившееся отношение сечений равно 1.3 для LHC (при энергии $\sqrt{s} = 14$ TэВ) и 1.5 для Тэватрона.

Для точного и корректного моделирования *t*-канального процесса рождения одиночного *t*-кварка необходимо учитывать значительный вклад реальной NLO-поправки с расщеплением глюона $g \to b\bar{b}$ (диаграмма на рис. 1.8(d)). Один из путей правильного учета этой поправки – объединение диаграмм $2 \to 2$ (с *b*-кварком в начальном состоянии) и диаграмм $2 \to 3$ с явным включением подграфа $g \to b\bar{b}$ в диаграмму. При таком объединении необходимо вычесть первый член в разложении функции расщепления глюона ($g \to b\bar{b}$), чтобы избежать его двойного учета в функции распределения партонов и в матричном элементе [83, 93, 100].

Таблица 1.3: Сечение *t*-канального процесса с учетом обрезания $P_T(b) > 10$ ГэВ в LO–приближении с использованием функций распределения партонов в NLO–приближении (для LHC сечение процесса $pp \to tq\bar{b}$ равно 82.3 пбн, $pp \to \bar{t}qb - 47.9$ пб при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ; для Тэватрона сечение процессов $p\bar{p} \to tq\bar{b}$ и $p\bar{p} \to \bar{t}qb$ одинаковы и равны 0.379 пб (числа в скобках); выбор значения обрезания объяснен в разд. 1.3.2)

Подпроцессы					
$ug \to dt\bar{b}$	$ug \to st\bar{b}$	$\bar{d}g \to \bar{c}t\bar{b}$			
$gu \to dt\bar{b}$	$gu \to st\bar{b}$	$g\bar{d} \to \bar{c}t\bar{b}$			
$cg \to dt\bar{b}$	$cg \to st\bar{b}$	$\bar{s}g \to \bar{c}t\bar{b}$			
$gc \to dt\bar{b}$	$gc \to st\bar{b}$	$g\bar{s} \to \bar{c}t\bar{b}$			
$\bar{d}g \to \bar{u}t\bar{b}$					
$g\bar{d} ightarrow \bar{u}t\bar{b}$					
$\bar{s}g \to \bar{u}t\bar{b}$					
$g\bar{s} \to \bar{u}t\bar{b}$					
68.8 (0.328) пб	7.6 (0.03) пб	5.9 (0.021) пб			
$\bar{u}g \to d\bar{t}b$	$\bar{u}g \to \bar{s}\bar{t}b$	$dg \to c\bar{t}b$			
$g\bar{u} \to d\bar{t}b$	$g\bar{u} \to \bar{s}\bar{t}b$	$gd \to c\bar{t}b$			
$\bar{c}g \to \bar{d}\bar{t}b$	$\bar{c}g \to \bar{s}\bar{t}b$	$sg \to c\bar{t}b$			
$g\bar{c} \to \bar{d}\bar{t}b$	$g\bar{c} \rightarrow \bar{s}\bar{t}b$	$gs \to c\bar{t}b$			
$dg \rightarrow u\bar{t}b$					
$gd \rightarrow u\bar{t}b$					
$sg \rightarrow u\bar{t}b$					
$gs \to u\bar{t}b$					
36.2 (0.328) пб	4.9 (0.03) пб	6.8 (0.021) пб			

Таблица 1.4: Полное сечение *s*-канального процесса рождения *t*-кварка в LO-приближении с использованием функций распределения партонов в NLO-приближении (для LHC сечение процесса $pp \to t\bar{b}(\bar{t}b)$ равно 4.96(3.09) пб при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, для Тэватрона сечение процессов $p\bar{p} \to t\bar{b}$ и $p\bar{p} \to \bar{t}b$ одинаковы, 0.30 пб (числа в скобках)).

	Подпроцессы, пб		
$u\bar{d} \to t\bar{b}$	$\bar{d}u \to t\bar{b}$	$\bar{d}c \to t\bar{b}$	$c\bar{d} \to t\bar{b}$
$u\bar{s} \to t\bar{b}$	$\bar{s}u \to t\bar{b}$	$\bar{s}c \to t\bar{b}$	$c\bar{s} \to t\bar{b}$
2.22(0.291)	$2.22 \ (0.006)$	0.26(0.001)	0.26(0.001)
$d\bar{u} \to \bar{t}b$	$\bar{u}d \to \bar{t}b$	$\bar{c}d \to \bar{t}b$	$s\bar{c} \to \bar{t}b$
$s\bar{u} \to \bar{t}b$	$\bar{u}s \to \bar{t}b$	$d\bar{c} \to \bar{t}b$	$\bar{c}s \to \bar{t}b$
$1.285\ (0.291)$	$1.285 \ (0.006)$	0.26(0.001)	$0.26\ (0.001)$

Таблица 1.5: Полное сечение (в пб)процесса рождения одиночного *t*кварка в NLO-приближении для $m_t = 175$ ГэВ [82] (использовались функции распределения партонов cteq5m1; КХД-масштаб равен M_{tb} для *s*-канального процесса и $\sqrt{-(\vec{p_t} - \vec{p_b})^2}$ для линии легких кварков и $\sqrt{-(\vec{p_t} - \vec{p_b})^2 + m_t^2}$ для линии тяжелых кварков в *t*-канальном процессе; погрешность включает статистическую ошибку 0.1 ÷ 0.4% и ошибку варьирования КХД-масштаба: ±5% для Тэватрона и ±2% для LHC)

Коллайдер	Процесс	t	\overline{t}	$t + \bar{t}$
LHC	<i>t</i> -канальный	152.6 ± 3.1	90.0 ± 1.9	242.6 ± 3.6
$\sqrt{s} = 14$ ТэВ	<i>s</i> -канальный	6.55 ± 0.14	4.1 ± 0.1	10.6 ± 0.17
Тэватрон	<i>t</i> –канальный	0.95 ± 0.1	0.95 ± 0.1	1.9 ± 0.1
	<i>s</i> –канальный	0.44 ± 0.04	0.44 ± 0.04	0.88 ± 0.05

Однако из–за проблем, описанных в предыдущем разделе, был разработан другой путь для моделирования этой поправки – метод эффективного NLO–приближения, описанный в следующем разделе. Для его использования необходимы три ингредиента: события для процессов $pp \rightarrow tq(\bar{t}q)$ и $pp \rightarrow tq(\bar{t}q) + b$ и полное сечение в NLO–приближении для процесса $pp \rightarrow tq + \bar{t}q$ (для Тэватрона начальное состояние – $p\bar{p}$). В таблице 1.3 приведены полные сечения в LO–приближении рождения *t*-кварка и *t*кварка в *t*-канальном процессе.

Нужно отметить, что процесс $pp \rightarrow tbg$ имеет такое же конечное состояние, что и *t*-канальный процесс. Однако естественно рассматривать его как NLO-поправку к *s*-канальному процессу рождения и учитывать при расчете реакции *s*-канального рождения одиночного *t*-кварка. Поэтому сечение $pp \rightarrow tbg$ процесса не включено в таблицу полных сечений в LO-приближении *t*-канального процесса.

Для разработанной процедуры генерации событий также нужны события для процесса $pp \rightarrow tj(\bar{t}j)$, т.е. события в LO–приближении. Сечения для различных подпроцессов этого процесса в LO–приближении приведены в таблице 1.6. Однако при объединении с событиями для $(2 \rightarrow 3)$ – части будут использоваться не эти числа, а вычисленные сечения исходя из полного сечения в NLO–приближении (см. следующий раздел). Полные сечения в NLO–приближении для *s*-канального и *t*-канального процессов были взяты из работы [82]. Они собраны в табл. 1.5.

MK–генератор "SingleTop" основан на пакете вычислений в физике частиц CompHEP [68] и интерфейсной библиотеке CPYTH [150] предназначенной для передачи смоделированных событий из пакета CompHEP в пакет PYTHIA. В более поздних реализациях, когда уже был при-

Таблица 1.6: Полное сечение *t*-канального процесса рождения *t*-кварка в LO-приближении с использованием функций распределения партонов в NLO-приближении (для LHC сечение процесса $pp \rightarrow tj(\bar{t}j)$ равно 155.39(89.85) пб при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, для Тэватрона сечение процессов $p\bar{p} \rightarrow t\bar{q}$ и $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}q$ одинаковы, 0.966 пб (числа в скобках))

Подпроцессы, пб				
$ub \to dt$	$ub \to st$	$\bar{d}g \to \bar{c}t$		
$bu \to dt$	$bu \to st$	$g\bar{d} \to \bar{c}t$		
$cb \rightarrow dt$	$cb \rightarrow st$	$\bar{s}g \to \bar{c}t$		
$bc \to dt$	$bc \to st$	$g\bar{s} \to \bar{c}t$		
$\bar{d}b \to \bar{u}t$				
$b\bar{d} \to \bar{u}t$				
$\bar{s}b \to \bar{u}t$				
$b\bar{s} \to \bar{u}t$				
129.26 (0.869)	$15.01 \ (0.057)$	11.12 (0.040)		
$\bar{u}\bar{b} \to d\bar{t}$	$\bar{u}\bar{b} \to \bar{s}\bar{t}$	$d\bar{b} \to c\bar{t}$		
$\bar{b}\bar{u} \to \bar{d}\bar{t}$	$\bar{b}\bar{u} \to \bar{s}\bar{t}$	$\bar{b}d \to c\bar{t}$		
$\bar{c}\bar{b} \to \bar{d}\bar{t}$	$\bar{c}\bar{b} \to \bar{s}\bar{t}$	$s\bar{b} \to c\bar{t}$		
$\bar{b}\bar{c} \to \bar{d}\bar{t}$	$\bar{b}\bar{c} \to \bar{s}\bar{t}$	$\bar{b}s \to c\bar{t}$		
$d\bar{b} \rightarrow u\bar{t}$				
$\bar{b}d \rightarrow u\bar{t}$				
$s\bar{b} \rightarrow u\bar{t}$				
$\bar{b}s \to u\bar{t}$				
$66.99 \ (0.869)$	$10.05\ (0.057)$	12.81(0.040)		

нят стандарт LHEF [22] использовался стандартный интерфейс в пакет РҮТНІА. На первом этапе работы "SingleTop" создает события на партонном уровне для конечных частиц. После этого события подаются на вход МК-генератора РҮТНІА с помощью пакета СРҮТН. Программа РҮТНІА используется для моделирования излучения с начальных и конечных кварков и глюонов (ISR/FSR), эффектов адронизации и множественного взаимодействия. Далее события могут быть доведены до моделирования отклика реального детектора. В такой постановке задачи МК-генератор сохраняет правильную спиновую структуру события и поэтому все спиновые корреляции в распадах учтены. Для дальнейшего исследования были приготовлены образцы событий для всех необходимых подпроцессов. Данные образцы представляют первую версию МК-генератора "SingleTop". Все файлы с событиями доступны в базах хранения образцов событий Коллабораций СМЅ [28, 30] и D0 [144].

1.3.2 Метод моделирования событий в эффективном NLO-приближении

Сечения процесса $pp \rightarrow tqb$ (табл. 1.3) получены в LO-приближении с учетом полного набора диаграмм Фейнмана, где *t*-кварк появляется вместе с дополнительными *b*-кварком и легким кварком в конечном состоянии (процесс $2 \rightarrow 3^1$). Однако расчет процесса $2 \rightarrow 3$ в древесном приближении не включает большие логарифмические КХД-поправки, связанные с графом $g \rightarrow b\bar{b}$ и возникающие в области малого поперечного импульса *b*-кварка. Эти поправки можно пересуммировать стандартным способом и включить в партонные распределения *b*-кварков в протоне. В этом случае LO-приближением t-канального процесса будет реакция $2 \rightarrow 2$ с b-кварком в начальном состоянии (диаграмма на рис. 1.7(a) и сечения в табл. 1.6). Но *b*-кварк все равно должен появиться в конечном состоянии, так как *b*-кварки могут возникнуть в протоне только парами, из глюона, находящегося вне массовой поверхности $(g^* \to b\bar{b})$. Конечный *b*-кварк в процессе $2 \rightarrow 2$ можно смоделировать с помощью механизма ISR в MKгенераторе типа РҮТНІА. Дополнительный конечный *b*-кварк появится в одном из ветвлений ливня, когда используется ядро процесса $q^* \rightarrow b\bar{b}^2$. Один из двух *b*-кварков будет начальным партоном жесткой реакции, а

 $^{^1}$ Заметим, что все события для МК–генератора приготовлены с учетом распада t–кварка, поэтому название 2 \rightarrow 3 для этого процесса условно. На партонном уровне это процесс $2 \rightarrow 5$, три частицы – продукты распада t–кварка + два дополнительных кварка

²Обсуждение поведения *b*-кварков в мягкой области по поперечному импульсу можно посмотреть в работах [151,152].

второй уйдет в конечное состояние. Далее будет показано, что комбинация событий для процессов $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ позволяет эффективно создать образцы событий в NLO-приближении.

Расчет процесса $2 \rightarrow 3$ в древесном приближении не включает большие логарифмические поправки, связанные с процессом $g^* \rightarrow b\bar{b}$, но корректно моделирует поведение P_T *b*-кварка в жесткой области. С другой стороны, с помощью введения партонного распределения *b*-кварков и моделирования конечного *b*-кварка механизмом ISR можно создать события с правильно смоделированным мягким *b*-кварком, а вклад жесткой области по $P_T(b)$ будет серьезно недооценен. Таким образом, в различных областях по $P_T(b)$ нужно использовать разные приближения. К сожалению, невозможно прямое, наивное объединение образцов событий процессов $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$, так как тогда вклад некоторой области фазового пространства будет учитываться дважды. Решением проблемы двойного учета может быть разделение областей использования методов расчета по некоторому характерному кинематическому параметру.

На рис. 1.10–1.13 изображены нормированные на единицу распределения, созданные двумя различными способами расчета для коллайдеров LHC и Тэватрон. Распределения по P_T и псевдобыстроте *t*-кварка и легкого кварка одинаковы как для случая LHC (рис. 1.10), так и для Тэватрона (рис. 1.12). Однако распределения для дополнительного *b*-кварка (идущего не от распада *t*-кварка) существенно различаются (рис. 1.11 и 1.13). Распределение по псевдобыстроте $\eta(b)$ имеет пики при больших значениях быстроты по сравнению с распределениями, полученными при расчете с древесным матричным элементом $2 \rightarrow 3$, где *b*-кварки распределены в центральной области, а спектр $P_T(b)$, созданный с помощью механизма ISR в МК-генераторе РҮТНІА, как и ожидалось, получился мягче. Если потребовать кинематическое обрезание $P_T(b) > 20$ ГэВ, сечение для процесса $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (116 пбн), созданного с учетом полного матричного матричного элемента, будет в несколько раз больше, чем для процесса $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$ (25.4 пбн).

Основной вклад больших логарифмических поправок появляется в мягкой области по $P_T(b)$, поэтому разумно выбрать кинематическим параметром для разделения "мягкой" и "жесткой" областей именно поперечный импульс дополнительного *b*-кварка. Для моделирования событий в NLO-приближении надо применить следующую процедуру. В жесткой области по $P_T(b)$ выше некоторого порога P_T^0 надо взять события для процесса $2 \rightarrow 3$ с сечением, вычисленным в CompHEP. А в мягкой области надо использовать события для процесса $2 \rightarrow 2$, но с сечением, умноженным на некоторый К-фактор для учета вклада петлевых поправок, слабо изменяющих кинематику события. К-фактор можно вычислить из условия нормировки сечения получившегося образца событий на полное сечение в NLO-приближении *t*-канального процесса:

 $\sigma_{\text{NLO}} = K \cdot \sigma_{\text{PYTHIA}}(2 \to 2)|_{P_T(b) < P_T^0} + \sigma_{\text{CompHEP}}(2 \to 3)|_{P_T(b) > P_T^0}.$

Из формулы видно, что коэффициент Kбудет функцией параметра с
пивки $P_T^0.$ Например, в случае LHC при энерги
и $\sqrt{s}=14$ ТэВ получается

$$\sigma_{\text{CompHEP}}(2 \to 3)|_{P_T^b > 20 \ \Gamma
i B} \approx 108.7 \ \text{пбн},$$

 $\sigma_{\text{CompHEP}}(2 \to 3)|_{P_T^b > 10 \ \Gamma
i B} \approx 125.7 \ \text{пбн}$

и K = 0.89для $P_T^0 = 20$ ГэВ,
иK = 0.77для $P_T^0 = 10$ ГэВ. Для коллайдера Тэватрон получается

$$\sigma_{\text{CompHEP}}(2 \rightarrow 3)|_{P^b_{\infty} > 20 \ \Gamma \Rightarrow B} \approx 0.46 \ \text{пбн},$$

$$\sigma_{\text{CompHEP}}(2 \to 3)|_{P_{\pi}^{b} > 10 \Gamma_{9B}} \approx 0.72$$
 пбн.

и K = 1.32для $P_T^0 = 20$ ГэВ, и K = 1.21для $P_T^0 = 10$ ГэВ.

Естественным условием для правильно найденного значения параметра сшивки $P_T^0(b)$ является гладкость распределения по P_T дополнительного *b*-кварка во всей кинематической области. На рис. 1.14, 1.15 показаны результаты сшивки при значении $P_T^0(b) = 20$ ГэВ. На распределениях по $P_T(b)$ можно видеть большую выпуклость в районе сшивки. После некоторого исследования было найдено, что при значении параметра сшивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ, распределение по $P_T(b)$ становится гладким. Соответствующие распределения показаны на рис. 1.16, 1.17. Следовательно, границей между "жесткой" и "мягкой" областями будет $P_T^0(b) = 10$ ГэВ и построение процедуры генерации событий во всем фазовом объеме закончено. Этот алгоритм был назван эффективным NLO– приближением.



Рис. 1.10: Сравнение распределений по поперечному импульсу P_T и псевдобыстроте η частиц процессов $pp \to tq + b_{ISR}$ (РҮТНІА) и $pp \to tq + b_{LO}$ (CompHEP) для коллайдера LHC. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.


Рис. 1.11: Сравнение распределений поперечного импульса P_T и быстроты η дополнительного конечного b-кварка в t-канальном процессе для коллайдера LHC. CompHEP – процесс $pp \rightarrow tq + b_{LO}$, PYTHIA – процесс $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.



Рис. 1.12: Сравнение распределений по поперечному импульсу P_T и псевдобыстроте η частиц процессов $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$ (РҮТНІА) и $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (CompHEP) для коллайдера Теватрон. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.



Рис. 1.13: Сравнение распределений поперечного импульса P_T и быстроты η дополнительного конечного b-кварка в t-канальном процессе для коллайдера Теватрон. CompHEP – процесс $pp \rightarrow tq + b_{LO}$, PYTHIA – процесс $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.



Рис. 1.14: Распределения для b-кварка после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$ (РҮТНІА) и $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (СотрНЕР) для коллайдера LHC с параметром сшивки $P_T^0(b) = 20$ ГэВ.



Рис. 1.15: Распределения для b-кварка после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$ (РҮТНІА) и $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (СотрНЕР) для коллайдера Теватрон с параметром сшивки $P_T^0(b) = 20$ ГэВ.



Рис. 1.16: Распределения после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$ (РҮТНІА) и $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (СотрНЕР) для случая коллайдера LHC с параметром сшивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ.



Рис. 1.17: Распределения после объединения событий процессов $pp \to tq + b_{ISR}$ (РҮТНІА)
и $pp \to tq + b_{LO}$ (Сотр
НЕР) для коллайдера Теватрон с параметром сшивки $P_T^0(b) = 10$ Г
эВ.

1.3.3 Сравнение эффективного и точного NLO-приближений

В работе [103] продемонстрировано, что результаты вычислений в NLO– приближении для *s*-канального процесса полностью совпадают с вычислениями в LO–приближении с точностью до некоторого *K*-фактора. Поэтому распределения в LO–приближении и NLO–приближении будут совпадать.

Метод генерации событий, описанный в предыдущем разделе, позволяет моделировать события рождения одиночного топ-кварка и в tканальном процессе с учетом NLO-поправок. Для наглядного подтверждения правомерности такого подхода проведено сравнение наиболее показательных распределений, построенных на основе полученного образца событий, и распределений, полученных в точном NLO-приближении. Проведено сравнение с результатами двух независимых вычислений в NLO-приближении. Программы ZTOP [103] и MCFM [104] могут строить кинематические распределения с учетом NLO-поправок, но не моделируют события процессов, необходимые для экспериментального анализа. В ZTOP *t*-кварк моделируется без распада, а MCFM учитывает NLO-поправки также и в распаде *t*-кварка³. Поэтому проведено сравнение распределений по поперечному импульсу и псевдобыстроте конечных кварков для программ ZTOP и "SingleTop". Сравнения приведены на рисунке рис. 1.18 и находятся в хорошем согласии друг с другом. А распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте лептонов из распада t-кварка были получены с помощью "SingleTop" и MCFM. Сравения приведены на рисунке рис. 1.19 и также практически совпадают.

Проведенное сравнение демонстрирует прекрасное согласие распределений, полученных с помощью МК–генератора "SingleTop" и программ ZTOP и MCFM, для всех объектов конечного состояния в *t*-канальном процессе, что является дополнительным обоснованием предложенного подхода для генерации событий методом эффективного NLO–приближения.

³Нужно отметить, что события в "SingleTop" создаются с партонными ливнями для конечных кварков, тем самым в "SingleTop" учтена большая часть NLO–поправок к распаду *t*–кварка.



Рис. 1.18: Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте конечных кварков в эффективном NLO-приближении ("SingleTop") и в точном NLO-приближении (программа ZTOP) для коллайдера Теватрон.



Рис. 1.19: Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте лептона и нейтрино из распавшегося t-кварка в эффективном NLO-приближении ("SingleTop") и в точном NLO-приближении (программа MCFM) для коллайдера Теватрон. 45

1.3.4 Спиновые корреляции в процессах рождения одиночного топ-кварка.

В *s*-канальном процессе *t*-кварк рождается в *Wtb*-вершине, имеющей (V - A)-структуру, что приводит к высокой поляризации *t*-кварка. Достаточно легко показать, что осью проектирования спина, которая соответствует максимальной поляризации, будет направление импульса \bar{d} кварка из начального состояния в системе покоя *t*-кварка [139]. Из-за соответствия между диаграммами распада *t*-кварка и его рождения в этом процессе (топологически они одинаковы) можно заключить, что наилучшим пробником спина *t*-кварка будет лептон из его распада [140]. Таким образом, наилучшей переменной для наблюдения спиновых корреляций в *s*-канальном процессе будет косинус угла между импульсами начального \bar{d} -кварка и лептона в системе покоя *t*-кварка. Можно ввести такую численную характеристику спиновых корреляций как коэффициент $R_{\rm spin}$ перед соз $\theta_{e^+,\bar{d}}^*$ в нормированном распределении

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*_{e^+,\bar{d}}} = \frac{1 + R_{spin}(\bar{s})\cos\theta^*_{e^+,\bar{d}}}{2}$$

Тогда в случае *s*-канального процесса $R_{\rm spin}(\bar{p}_d) = 1$ (или 100%). Так как в этом процессе NLO-приближение сказывается только в виде *K*-фактора, не предполагается сильного уменьшения $R_{\rm spin}$ в случае учета NLO-поправок.

Диаграмма t-канального процесса в LO-приближении также топологически эквивалентна диаграммам распада *s*-канального процесса. Поэтому t-кварк будет поляризован, а осью максимальной поляризации будет импульс конечного легкого кварка в системе покоя t-кварка. На рисунке рис. 1.20 точечная гистограмма соответствует событиям в LOприближении. Если фитировать распределение полиномом первой степени, то получается $R_{\rm spin}(\bar{p}_d)_{\rm LO} = 0.98 \pm 0.02$, что говорит о максимальной поляризации t-кварка в LO-приближении. В NLO-приближении существенный вклад вносит реальная поправка с дополнительным *b*-кварком, а в этом процессе *t*-кварк может рождаться в КХД-вершине векторного взаимодействия с глюоном, что снижает поляризацию *t*-кварка. Однако снижение не будет сильным, так как основной вклад в процесс $pp \rightarrow tqb$ дает диаграмма с Wtb-вершиной рождения t-кварка. Сплошная гистограмма на рис. 1.20 изображает распределение по $\cos \theta^*_{l^+,d}$ для событий в NLO-приближении, его фитирование прямой дает $R_{\rm spin}(\bar{p}_d)_{\rm NLO} =$ 0.89 ± 0.02 , что говорит о незначительном снижении поляризации.

Особняком стоит tW-процесс. Набор диаграмм Фейнмана для него в ведущем порядке состоит из двух диаграмм, в одной из которых t-кварк

появляется в КХД–вершине взаимодействия с глюоном, и ее вклад в общее сечение сравним с вкладом электрослабого рождения. В работе [140] показано как можно добиться увеличения поляризации *t*-кварка с начальных 24% до 80-90% с помощью обрезаний по некоторым кинематическим переменным. Включение поправок следуюшего порядка за лидирующим требует учета диаграмм парного рождения топ-кварков (двухрезонансных диаграмм) и интерференционных вкладов между двух-резонансными и одно-резонансными диаграммами.

Нужно подчеркнуть, что во всех процессах измерение поляризации tкварка является сложной экспериментальной задачей. Во-первых, необходимо как можно точнее реконструировать систему покоя t-кварка, поскольку измерения должны проводиться в этой системе. Во-вторых, кинематические обрезания, необходимые для выделения сигнальных событий, могут быть скоррелированы со спиновыми переменными, что приведет к усложнению измерения $R_{\rm spin}$ в реальном эксперименте. Однако изучение спиновых эффектов в процессах рождения одиночного t-кварка является важной задачей, так как дает возможность тестировать СМ в секторе третьего поколения фермионов и искать отклонения от нее.



Рис. 1.20: Распределение по косинусу угла между импульсами легкого кварка и лептона из распавшегося t-кварка в его системе покоя. Как показано в работе [140] эта переменная является наилучшей для наблюдения спиновых корреляций в t-канальном процессе. Сплошная линия соответствует событиям в NLO-приближении, пунктирная линия - событиям в LO-приближении.

1.4 Моделирование процессов являющихся фоновыми для одиночного рождения топкварка

Выше было отмечено, что конечной сигнатурой событий с рождением одиночного топ-кварка является:

$$e^{\pm}(\mu^{\pm}) + E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} + 2(3)$$
 струи (1.13)

В такую сигнатуру дают вклад процессы, проходящие без электрослабого рождения топ-кварка (фоновые процессы) [10]: 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 W jj фона, более чем на два порядка превышает сигнальное. Этот процесс включает 32 подпроцесса для и, d-кварков и глюонов в начальном состоянии и полное сечение составляет 1240 рb для Tevatron и 7500 pb для LHC. В этой главе вычисления для коллайдера LHC проводились при энергии протон-протонных столкновений $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. 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 [153] эффективность неправильной идентификации легких струй, как b струй, принята равной 0.5%. На рисунке 1.21 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 отличаются и кинематические свойства), эти процессы рассмотрены отдельно.

Основной вклад в $Wb\bar{b}$ процесс дают КХД подпроцессы (диаграммы 1.21 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;

 $\Delta R_{ij(ej)} > 0.5, p_t(jet) > 20$ ГэВ для LHC.

Диаграммы с виртуальным фотоном (1.21 с) составляют всего 1% от полного сечения. Вклад от процесса WZ может быть подавлен обрезанием на инвариантную массу $b\bar{b}$. В древесном приближении сечение WZсоставляет 2.5 pb для Tevatron и 30 pb для LHC. Используя NLO вычисления [155], эти сечения умножаются на k-фактор=1.33 (1.55) для



Рис. 1.21: Диаграммы для $Wb\bar{b}$ фона.

Tevatron (LHC). Процесс с рождением Хиггс бозона не существенен: его сечение на порядок меньше чем WZ.

Значительная часть фона возникает от парного рождения 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 [157], 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 лептон. Вероятность такой ошибочной идентификации мала (примерно 0.01 – 0.03 %) [158], но поскольку сечение таких процессов велико вклад в полный фон получается существенным. Было вычислено полное сечение и смоделированы методом Монте–Карло события для процессов $jb\bar{b}$ и $jjb\bar{b}$. Вычисленные сечения по подпроцессам показаны в таблицах 1.7, 1.8.

Было использовано два способа вычислений *jjbb* процесса. В первом проводится точное вычисление полного набора древесных диаграмм. Во

process	Tevatron (пб)	LHC (пб)
$gg \to gb\bar{b}$	$1.64 \cdot 10^{5}$	$3.91 \cdot 10^{5}$
$g\bar{u}(\bar{u}g) \rightarrow \bar{u}b\bar{b}$	$1.80 \cdot 10^4 (2.50 \cdot 10^3)$	$5.61 \cdot 10^3 (5.61 \cdot 10^3)$
$gu(ug) \rightarrow ub\bar{b}$	$2.50 \cdot 10^4 (1.80 \cdot 10^4)$	$2.41 \cdot 10^4 (2.41 \cdot 10^4)$
$g\bar{d}(\bar{d}g) \to \bar{d}b\bar{b}$	$9.00 \cdot 10^3 (3.21 \cdot 10^3)$	$6.61 \cdot 10^3 (6.61 \cdot 10^3)$
$g\bar{s}(\bar{s}g) \rightarrow \bar{s}b\bar{b}$	$1.97 \cdot 10^3 (1.97 \cdot 10^3)$	$4.49 \cdot 10^3 (4.49 \cdot 10^3)$
$gd(dg) \rightarrow db\bar{b}$	$3.21 \cdot 10^3 (9.00 \cdot 10^3)$	$1.38 \cdot 10^4 (1.38 \cdot 10^4)$
$gs(sg) \rightarrow sb\bar{b}$	$1.97 \cdot 10^3 (1.97 \cdot 10^3)$	$4.49 \cdot 10^3 (4.49 \cdot 10^3)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to gb\bar{b}$	$5.67 \cdot 10^2 (1.25 \cdot 10^2)$	$282 \cdot 10^2 (2.82 \cdot 10^2)$
$ u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow 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 · 10 ⁵ пб	$5.11 \cdot 10^5$ пб

Таблица 1.7: Сечения подпроцессов $jb\bar{b}$ для Tevatron и LHC ($\sqrt{s} = 14$ TэB) с обрезаниями: $\Delta R_{jj} > 0.5$, $p_t(jet) > 10$ ГэB для Tevatron и $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5$, $p_t(jet) > 20$ ГэB для LHC.

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 1.9, 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 1.22, из которого видно, что получающиеся в приближении расщепления распределения существенно мягче распределений точных древесных вычислений.

Сравнивая сечения сигнальных и фоновых процессов, видно, что даже 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 1.23 для Tevatron и на рисунках 1.24 для LHC. В эти распределения



Рис. 1.22: 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.

включены описанные выше эффекты фрагментации кварков и моделирование отклика детектора средствами пакета РҮТНІА. 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 1.24).
- $\sqrt{\hat{s}}$ инвариантная масса рожденных частиц. Пик распределений для этой переменной всегда ниже для W_{jj} и КХД фонов по сравнению с сигнальными событиями. Пик в распре-

делении для $t\bar{t}$ процесса примерно в два раза выше по сравнению с сигналом.

- p_T^W поперечный импульс W-бозона; W-бозон, как правило, жестче от распада t кварка, чем в Wjj процессах.
- Полная поперечная энергия H_T , $H_T = E_T(\text{jet1}) + E_T(\text{jet2}) + E_T(\text{lepton}) + E_T^{\text{miss}}$; 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.
- *M_{jj}* инвариантная масса двух струй (di-jet mass).
 Эта переменная жестче для сигнала, чем для КХД фонов, в которых *bb* пара происходит, в основном, от расщепления глюона. Распределение для *tt* фона похоже на сигнальное. Обрезание по этой переменной помогает подавить *WZ* фон.



Рис. 1.23: Распределения сигнальных и фоновых событий по некоторым наиболее интересным переменным для Tevatron. Заштрихованная гистограмма показывает сигнальные события.

Основываясь на описанных различиях в поведении распределений для сигнальных и фоновых процессов, был выбран следующий набор обрезаний, позволяющий существенно улучшить соотношение между сиг-



Рис. 1.24: Распределения сигнальных и фоновых событий по некоторым наиболее интересным переменным для LHC. Заштрихованная гистограмма показывает сигнальные события.

нальными и фоновыми событиями.

Сut 1: $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5, p_T(jet) > 10$ ГэВ, $E_T^{\text{miss}} > 15$ ГэВ, $p_t^l > 15$ ГэВ для Tevatron и $\Delta R_{jj(ej)} > 0.5, p_t(jet) > 20$ ГэВ, $E_T^{\text{miss}} > 20$ ГэВ, $p_t^l > 20$ 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: $M_{jj} > 25$ ГэВ. Cut 6: $H_T > 100$ ГэВ для Tevatron и 260 ГэВ > $H_T > 100$ ГэВ для LHC. Cut 7: $2 \le \text{n-jet} \le 3$. Cut 8: $M_{jj} \ge 40$ ГэВ.

Эффект последовательного применения таких обрезаний приведен в таблицах 1.10,1.11. Приведенные числа событий в таблицах, как и на рисунках 1.23,1.24, получены при интегральной светимости коллайдеров 2 фб⁻¹ (100 фб⁻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:

$$m_W^2 = (P_e + P_\nu)^2 = 80.12^2$$
 (1.15)

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^{ν} соответствует в большинстве случаев наименьшему значению \sqrt{s} и следовательно большему сечению. Далее «эффективная» масса топ-кварка определяется по следующей формуле:

$$M_t^2 = (P_e + P_\nu + P_b)^2 \tag{1.16}$$

Фиксированный выбор решения для p_z^{ν} 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 1.25(a),(b) и 1.26(a),(b), где показаны распределения по «эффективной» инвариантной массе топа до обрезаний (а) 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. Процессы одиночного рождения топ-кварка включает Wtb вершину в рождении и распаде топ-кварка, 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 [159]. Далее будет продемонстрировано, что результаты измерений сильно зависят от систематической ошибки, один из основных вкладов в которую, вносит неопределенность в теоретических вычислениях сигнальных процессов. Следовательно, важно продолжить вычисления в следующих порядках теории возмущений и использовать эти вычисления для моделирования событий на коллайдерах.



Рис. 1.25: Распределение по «эффективной» инвариантной массе топкварка до (а) и после (b) применения обрезаний для Tevatron. Заштрихованные гистограммы показывают сигнальные события.



Рис. 1.26: Распределение по «эффективной» инвариантной массе топкварка до (а) и после (b) применения обрезаний для LHC. Заштрихованные гистограммы показывают сигнальные события.

process	Tevatron (пб)	LHC (пб)
$uu \to uub\bar{b}$	$1.23 \cdot 10^{2}$	$1.17 \cdot 10^{3}$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	$2.55 \cdot 10^0$	$1.06 \cdot 10^0 (1.06 \cdot 10^0)$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow s\bar{s}b\bar{b}$	$6.61 \cdot 10^0$	$2.53 \cdot 10^{0} (2.53 \cdot 10^{0})$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow c\bar{c}b\bar{b}$	$6.52 \cdot 10^0$ ———	$2.53 \cdot 10^{0} (2.53 \cdot 10^{0})$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow d\bar{d}b\bar{b}$	$6.66 \cdot 10^0$	$2.52 \cdot 10^{0} (2.53 \cdot 10^{0})$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow u\bar{u}b\bar{b}$	$8.70 \cdot 10^2$	$3.38 \cdot 10^{2} (3.38 \cdot 10^{2})$
$u\bar{u}(\bar{u}u) \rightarrow ggb\bar{b}$	$2.15 \cdot 10^2$	$8.92 \cdot 10^{1} (8.92 \cdot 10^{1})$
$ud(du) \rightarrow udb\bar{b}$	$1.44 \cdot 10^2 (4.20 \cdot 10^1)$	$7.40 \cdot 10^{2} (7.40 \cdot 10^{2})$
$us(su) \rightarrow usb\bar{b}$	$9.63 \cdot 10^1$	$1.71 \cdot 10^2 (1.71 \cdot 10^2)$
$u\bar{d}(\bar{d}u) \to u\bar{d}b\bar{b}$	$3.73 \cdot 10^2 (1.20 \cdot 10^2)$	$3.74 \cdot 10^2 (3.74 \cdot 10^2)$
$u\bar{s}(\bar{s}u) \rightarrow u\bar{s}b\bar{b}$	$9.63 \cdot 10^1$	$1.71 \cdot 10^2 (1.71 \cdot 10^2)$
$d\bar{u}(\bar{u}d) \to d\bar{u}b\bar{b}$	$3.73 \cdot 10^2 (1.20 \cdot 10^2)$	$1.78 \cdot 10^2 (1.78 \cdot 10^2)$
$s\bar{u}(\bar{u}s) \to \bar{u}sb\bar{b}$	$9.63 \cdot 10^1$	
$\bar{u}\bar{u} \to \bar{u}\bar{u}b\bar{b}$	$9.10 \cdot 10^1$	
$\bar{u}\bar{d}(\bar{d}\bar{u}) \to \bar{u}\bar{d}b\bar{b}$	$4.20 \cdot 10^1 (1.44 \cdot 10^2)$	
$\bar{u}\bar{s}(\bar{s}\bar{u}) \to \bar{u}\bar{s}b\bar{b}$	$ (9.63 \cdot 10^1)$	
$dd \rightarrow ddb\bar{b}$	$6.40 \cdot 10^{1}$	$1.17 \cdot 10^{3}$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to b\bar{b}b\bar{b}$	$9.38 \cdot 10^{-1} (9.38 \cdot 10^{-1})$	$7.00 \cdot 10^{-1} (7.00 \cdot 10^{-1})$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to s\bar{s}b\bar{b}$	$2.40 \cdot 10^{0} (2.40 \cdot 10^{0})$	$1.70 \cdot 10^{0} (1.70 \cdot 10^{0})$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to c\bar{c}b\bar{b}$	$2.35 \cdot 10^{0} (2.35 \cdot 10^{0})$	$1.70 \cdot 10^{0} (1.70 \cdot 10^{0})$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to d\bar{d}b\bar{b}$	$2.24 \cdot 10^2 (2.24 \cdot 10^2)$	$2.05 \cdot 10^2 (2.05 \cdot 10^2)$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \rightarrow u\bar{u}b\bar{b}$	$2.40 \cdot 10^{0} (2.40 \cdot 10^{0})$	$1.70 \cdot 10^{0} (1.70 \cdot 10^{0})$
$d\bar{d}(\bar{d}d) \to ggb\bar{b}$	$7.30 \cdot 10^1 (7.30 \cdot 10^1)$	$5.86 \cdot 10^1 (5.86 \cdot 10^1)$
$\bar{d}\bar{d} o \bar{d}\bar{d}b\bar{b}$	$5.10 \cdot 10^{1}$	
$d\bar{s}(\bar{s}d) \to d\bar{s}b\bar{b}$	$4.23 \cdot 10^1$	$9.16 \cdot 10^1 (9.16 \cdot 10^1)$
$ds(sd) \to dsb\bar{b}$	$4.23 \cdot 10^1$	$9.16 \cdot 10^1 (9.16 \cdot 10^1)$
$\bar{ds}(s\bar{d}) \to \bar{ds}b\bar{b}$	$ 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}$	$9.16 \cdot 10^1 (9.16 \cdot 10^1)$
$gu(ug) \to gub\bar{b}$	$7.28 \cdot 10^2 (7.82 \cdot 10^3)$	$2.37 \cdot 10^4 (2.37 \cdot 10^4)$
$g\bar{u}(\bar{u}g) \rightarrow g\bar{u}b\bar{b}$	$7.82 \cdot 10^3 (7.28 \cdot 10^2)$	$4.53 \cdot 10^3 (4.53 \cdot 10^3)$
$gd(dg) \rightarrow gdb\bar{b}$	$1.01 \cdot 10^3 (3.52 \cdot 10^3)$	$1.29 \cdot 10^4 (1.29 \cdot 10^4)$
$gs(sg) \to gsb\bar{b}$	$7.61 \cdot 10^2 (7.61 \cdot 10^2)$	$2.43 \cdot 10^3 (2.43 \cdot 10^3)$
$g\bar{d}(\bar{d}g) \rightarrow g\bar{d}b\bar{b}$	$3.52 \cdot 10^{3} (1.01 \cdot 10^{3})$	$5.47 \cdot 10^{3} (5.47 \cdot 10^{3})$
$g\bar{s}(\bar{s}g) \rightarrow g\bar{s}b\bar{b}$	$7.61 \cdot 10^{2} (7.61 \cdot 10^{2})$	$2.43 \cdot 10^{3} (2.43 \cdot 10^{3})$
$gg \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	$9.90 \cdot 10^{1}$	$6.58 \cdot 10^{2}$
$gg \to s\bar{s}b\bar{b}$	$4.80 \cdot 10^{2}$	$2.21 \cdot 10^{3}$
$gg \to c\bar{c}b\bar{b}$	$4.60 \cdot 10^2$	$2.24 \cdot 10^{3}$
$gg \rightarrow d\bar{d}b\bar{b}$	$3.85 \cdot 10^{2}$	$2.11 \cdot 10^{3}$
$gg \rightarrow u\bar{u}b\bar{b}$	$3.85 \cdot 10^2$	$2.11 \cdot 10^{3}$
$gg \to g\bar{g}b\bar{b}$	$3.62 \cdot 10^4$	$2.43 \cdot 10^{5}$
Total	$7.01 \cdot 10^4$ пб	3.62 · 10 ⁵ пб
<u> </u>	57	

Таблица 1.8: 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
σ_{jjbb}^{exact} [H6]	70	32	14	1.2
σ_{jjbb}^{split} [нб]	64	22	8	0.25

Таблица 1.9: 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	$W b \bar{b}$	Wjj	WZ	$j(j)b\bar{b}$	$t\bar{t}$	WH
Cut 1	200	370	260	21.0	630	590	8.4
Cut 2	150	170	100	11.4	110	490	6.5
Cut 3	150	145	92	10	100	490	6.3
Cut 4	130	120	77	8.6	89	420	5.1
Cut 5	130	110	75	8.5	83	420	5.1
Cut 6	125	105	67	8.1	70	420	5.0
Cut 7	125	100	66	7.4	45	100	4.6
Cut 8	120	89	61	7.3	36	100	4.5
	Signal:	$120, B\epsilon$	nckgrou	nd: 30	0; S/B \simeq	0.41	

Таблица 1.10: Числа событий рождения одиночного топ-кварка и фоновых событий для Tevatron в зависимости от последовательного применения обрезаний, описанных в тексте.

cuts	signal	$Wb\bar{b}$	Wjj	WZ	$j(j)b\overline{b}$	$t\bar{t}$	WH	
Cut 1	$1.2 \cdot 10^{6}$	$8.2 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^{6}$	$4.4 \cdot 10^{6}$	$6.1 \cdot 10^3$	
Cut 2	$8.8 \cdot 10^5$	$5.1 \cdot 10^4$	$1.06 \cdot 10^5$	$1.2 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^5$	$3.8 \cdot 10^{6}$	$4.9 \cdot 10^{3}$	
Cut 3	$8.8 \cdot 10^5$	$4.9 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^5$	$3.8 \cdot 10^{6}$	$4.8 \cdot 10^{3}$	
Cut 4	$7.4 \cdot 10^5$	$3.8 \cdot 10^4$	$7.8 \cdot 10^4$	$9.0 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{6}$	$4.0 \cdot 10^{3}$	
Cut 5	$7.4 \cdot 10^5$	$3.8 \cdot 10^4$	$7.7 \cdot 10^4$	$9.0 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{6}$	$4.0 \cdot 10^{3}$	
Cut 6	$5.6 \cdot 10^{5}$	$3.6 \cdot 10^4$	$7.5 \cdot 10^4$	$7.5 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^5$	$6.2 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{3}$	
Cut 7	$5.4 \cdot 10^5$	$3.6 \cdot 10^4$	$7.4 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^3$	$2.4 \cdot 10^5$	$1.9 \cdot 10^5$	$2.7 \cdot 10^{3}$	
Cut 8	$5.3 \cdot 10^{5}$	$3.2 \cdot 10^{4}$	$7.0 \cdot 10^4$	$6.0 \cdot 10^3$	$2.3 \cdot 10^{5}$	$1.9 \cdot 10^5$	$3.0 \cdot 10^{3}$	
	Signal: $5.3 \cdot 10^5$, Background: $5.3 \cdot 10^5$; S/B= 1.0							

Таблица 1.11: Числа событий рождения одиночного топ-кварка и фоновых событий для LHC в зависимости от последовательного применения обрезаний, описанных в тексте.

1.5 Феноменология рождения трех топ-кварков

Наибольшее сечение, среди процессов рождения топ-кварка, имеют процессы парного рождения в сильных взаимодействиях. Сечение процессов одиночного рождения топ-кварка, в электрослабых взаимодействиях, составляют примерно 40% от сечения парного рождения. Процессы рождения четырех топ-кварков топологически похожи на процессы парного рождения, эти процессы интенсивно исследуются и находятся на грани чувствительности современных экспериментов на коллайдере LHC. Более редкими процессами являются процессы рождения трех топкварков, эти процессы практически не исследовались, но будут представлять интерес для будущих коллайдеров. Топологически, процессы рождения трех топ-кварков похожи на процессы одиночного рождения топ-кварка. В данной секции приведены результаты феноменологических исследований процессов рождения трех топ-кварков в рамках СМ.

В рамках СМ нет процессов с рождением только трех топ-кварков, на адронных коллайдерах, но есть несколько процессов ассоциативного рождения трех топ-кварков вместе с W бозоном (p,p \rightarrow t,t(\bar{t}), \bar{t} ,W) или дополнительным кварком (p,p \rightarrow t,t(\bar{t}), \bar{t} ,q). Эти процессы могут представлять значительный интерес при поиске возможных отклонений от предсказаний СМ, но на первом этапе необходимо детально исследовать эти процессы в рамках СМ, что и является основной задачей проведенного феноменологического анализа этих процессов, описанного в данной секции. Детали проведенного анализа опубликованы в работе.

Были проведены необходимые вычисления с помощью пакета символьных и численных вычислений CompHEP. В качестве возможной энергии для будущих коллайдеров, где могут быть исследованы эти процессы, выбраны протон-протонные столкновения при 14 ТэВ для планируемого модернизированного коллайдера HL-LHC и 100 ТэВ для обсуждаемого коллайдера FCC. Вычисления были проведены с использованием структурной функции протонов NNPDF23-nlo-as-0118 [160] и масштабом факторизации и ренормализации Q = $3M_{top}/2$. Были посчитаны все возможные диаграммы Фейнмана 2 $\rightarrow 4$ для процессов в трех основных каналах рождения трех топ-кварков: pp $\rightarrow tt\bar{t}q / t\bar{t}\bar{t}q$, q=u,d,c,s; pp $\rightarrow tt\bar{t}W^- / t\bar{t}\bar{t}W^+$; и pp $\rightarrow tt\bar{t}\bar{b} / t\bar{t}\bar{t}b$.

1.5.1 Калибровочно-инвариантные наборы диаграмм Фейнмана с рождением трех топ-кварков

Полный набор диаграмм Фейнмана с рождением трех топ-кварков состоит из различных вкладов. В качестве примера рассмотрим один из лидирующих процессов $u, b \rightarrow t, t, \bar{t}, d$. Можно выделить два калибровочноинвариантных класса диаграмм в этом процессе [161], диаграммы с обменом глюоном и электрослабыми бозонами. Фейнмановские диаграммы проходящие с обменом глюоном приведены на рисунке 1.27, диаграммы похожи на t-канальное рождение одиночного топ-кварка с излучением глюона дающего дополнительную пару топ-кварков. На рисунке 1.28 показаны 14 диаграмм с обменом электрослабыми бозонами. Среди них, 13 диаграмм связаны с излучением фотона Z или Хиггс бозона и его дальнейший распад на пару топ-кварков. Топологически, диаграммы с фотоном, Z или Хиггс бозоном совпадают с диаграммами на рисунке 1.27 с излучением глюона, поэтому, можно ожидать, что вклад этих диаграмм подавлен константой связи и им можно пренебречь, по сравнению с глюонным вкладом. Однако, если наивно исключить эти диаграммы и посчитать только диаграммы с глюоном (рисунок 1.27) и оставшуюся диаграмму 14 на рисунке 1.28, получившееся сечение будет в 10 раз выше правильного. Вычисления диаграмм с глюоном (рисунок 1.27) дает 0.1 фб при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, в унитарной калибровке. Такой же результат получается в калибровке т'Хофта-Фейнмана, как и должно быть для калибровочно-инвариантного набора диаграмм. В случае добавления диаграммы 14. рисунка 1.28, сечение возрастает до 1.4 фб (в унитарной калибровке), отражая нарушение калибровочнойинвариантности. Вычисление полного набора электрослабых диаграмм рисунка 1.28 дает сечение 0.12 фб, что примерно равно вкладу диаграмм с глюоном. Калибровочная-инвариантность двух наборов диаграмм на рисунках 1.27 и 1.28 проверена вычислениями в двух калибровках, получено совпадение результатов. Интерференция между двумя наборами диаграмм тоже калибровочно-инвариантна и может быть посчитана. Вычисление полного набора диаграмм на рисунках 1.27 и 1.28, включая интерференцию между ними, дает сечение 0.12 фб. Это полное сечение является суммой следующих частей: 0.12 fb (полное) = 0.10 fb (диаграммы с глюоном) + 0.12 fb (диаграммы с электрослабыми бозонами) - 0.10 fb (интерференция). Что демонстрирует существенный вклад отрицательной интерференции, необычно большой вклад электрослабых диаграмм и сокращение этих вкладов. Числа получены с требованием $P_T^d > 10 \ \Gamma$ эВ.

1.5.2 Процессы с ttīq и tītq конечным состоянием

В продолжение рассмотрения процессов рождения трех топ-кварков в ассоциации с кварком легкого аромата рассмотрим все такие процессы. В таблице 1.12 представлены восемь возможных процессов $p, p \rightarrow t, t, \bar{t}, q$, а в таблице 1.13 аналогичные процессы для $p, p \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, q$. Как и в преды-



Рис. 1.27: Фейнмановские диаграммы с обменом глюоном для процесса $u,b \rightarrow t,t,\bar{t},d$.



Рис. 1.28: Фейнмановские диаграммы с обменом электрослабыми бозонами для процесса $u,b \rightarrow t,t,\bar{t},d$.

дущей секции, при вычислениях потребовано регуляризующее обрезание $P_T^q > 10$ для выделения соответствующего объекта. В таблицах сечение для соответствующего начального состояния приведено именно для обозначенного процесса, но в строках суммирующих разные вклады добавлен фактор два, соответствующий симметризации начального состояния. Из приведенных чисел видно, что процессы t,t,t,q имеют примерно в 2.6 раз большее сечение в сравнении с процессами t, \bar{t}, \bar{t}, q , что отражает различия в партонных функциях (PDF) для u- и d-кварков. Такое различие примерно соответствует различиям в одиночном рождении топ и антитоп-кварка, рассмотренном ранее. Лидирующий вклад идет от начальных состояний с кварками первого поколения, процесс 1 в таблицах 1.12 и 1.13. Процессы 2, 4, 5 в таблице 1.12 и процессы 2, 3, 4 в таблице 1.13 подавлены величиной PDF для начальных состояний. Процессы 3 (таблица 1.12) и 5 (таблица 1.13) подавлены в следствии маленьких значений матричных элементов Кабиббо-Кобаяши-Маскава матрицы (СКМ). Процессы 6, 7, 8 (таблицы 1.12 и 1.13) подавлены и значением PDF, и CKM. Вклад подавленных процессов составляет порядка 13% от полного сечения процессов в таблице 1.12 и порядка 29% от сечения процессов в таблице 1.13. Вклад процессов с начальными s и s кварками (процесс 4 в таблице 1.12 и 3 в таблице 1.13) слегка отличаются в следствии различий в их PDF, NNPDF2.3 [162]. Полное сечение этих процессов 0.38 fb при

 $\sqrt{s} = 14$ ТэВ позволяет ожидать более тысячи событий для планируемого модернизированного коллайдера HL-LHC при планируемых 3 аб⁻¹ интегральной светимости.

Таблица 1.12: Сечения процессов p,p \rightarrow t,t, \bar{t} ,q при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Перестановки начальных партонов учтены в суммарных сечениях. Применено требование $P_T^q > 10$ ГэВ.

ttīq	процесс	Сечение [пб]
1	$u, b \rightarrow d, t, t, \overline{t}$	1.19e-04
2	$\bar{\mathrm{d}},\mathrm{b} ightarrow \bar{\mathrm{u}},\mathrm{t},\mathrm{t},\bar{\mathrm{t}}$	6.45e-06
3	$\mathrm{u,b} ightarrow \mathrm{s,t,t,ar{t}}$	6.22e-06
4	$\bar{s}, b \rightarrow \bar{c}, t, t, \bar{t}$	2.69e-06
5	c, b \rightarrow s, t, t, \overline{t}	2.60e-06
6	$\bar{\mathrm{d}}, \mathrm{b} \to \bar{\mathrm{c}}, \mathrm{t}, \mathrm{t}, \bar{\mathrm{t}}$	3.37e-07
7	$\bar{s}, b \rightarrow \bar{u}, t, t, \bar{t}$	1.41e-07
8	c, b \rightarrow d, t, t, \overline{t}	1.36e-07
G	Сумма глюонных диаграмм	2.28e-04
EW	Сумма электрослабых диаграмм	2.88e-04
Int	Интерференция	-2.41e-04
	Полное сечение	2.75e-04

1.5.3 Процессы с $tt\bar{t}W^-$ и $t\bar{t}\bar{t}W^+$ конечным состоянием

Для процессов ассоциативного рождения трех топ-кварков в ассоциации с W⁺ бозоном можно выделить 59 диаграмм 2 \rightarrow 4 с анти-b-кварком в начальном состоянии. Аналогичное количество диаграмм будет для процессов с W⁻. Значения PDF для анти-b и b-кварков одинаковы и сечения для процессов с W⁺ и W⁻ будут равны. Как и в предыдущих секциях, 59 диаграмм можно разделить на два калибровочно-инвариантных поднабора, с обменом глюоном и обменом электрослабыми бозонами. В таблице приведены вычисленные сечения для процессов рождения трех топ-кварков с W бозоном. Отдельно выделены вклады проходящие с обменом глюоном, электрослабыми бозонами и их интерференции. В суммарных сечениях учтен фактор два, в следствии перестановки начальных состояний. Из проведенных вычислений видно, что вклад электрослабых диаграмм примерно равен вкладу с обменом глюоном, а интерференция между ними отрицательна и примерно равна каждому из этих вкладов, что приводит к сокращению вклада электрослабых

Таблица 1.13: Сечения процессов p,p \rightarrow t, \bar{t},\bar{t},q при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Перестановки начальных партонов учтены в суммарных сечениях. Применено требование $P_T^q > 10$ ГэВ.

tītīq	процесс	Сечение [пб]
1	$d, \bar{b} \rightarrow u, t, \bar{t}, \bar{t}$	3.92e-05
2	$\bar{\mathrm{u}}, \bar{\mathrm{b}} \to \bar{\mathrm{d}}, \mathrm{t}, \bar{\mathrm{t}}, \bar{\mathrm{t}}$	7.33e-06
3	$s, \bar{b} \rightarrow c, t, \bar{t}, \bar{t}$	3.20e-06
4	$\bar{c}, \bar{b} \rightarrow \bar{s}, t, \bar{t}, \bar{t}$	2.60e-06
5	$d, \bar{b} \rightarrow c, t, \bar{t}, \bar{t}$	2.05e-06
6	$\bar{\mathrm{u}}, \bar{\mathrm{b}} \to \bar{\mathrm{s}}, \mathrm{t}, \bar{\mathrm{t}}, \bar{\mathrm{t}}$	3.83e-07
7	${ m s, ar b ightarrow { m u, t, ar t, ar t}}$	1.67 e-07
8	$\bar{\mathrm{c}}, \bar{\mathrm{b}} \to \bar{\mathrm{d}}, \mathrm{t}, \bar{\mathrm{t}}, \bar{\mathrm{t}}$	1.36e-07
G	Сумма глюонных диаграмм	1.05e-04
EW	Сумма электрослабых диаграмм	1.20e-04
Int	Интерференция	-1.15e-04
	Полное сечение	1.10e-04

диаграмм. Все вычисления проведены в так называемой 5-flavour схеме (5FS) [151,152,163–175] с b-кварком в начальном состоянии. Аналогично, как и для процесса ассоциативного tW одиночного рождения топ-кварка, вместе с процессом $g,b(\bar{b}) \rightarrow t, t(\bar{t}), \bar{t}, W^-(W^+)$ существует процесс с двумя глюономи в начальном состоянии $g,g \rightarrow t, t(\bar{t}), \bar{t}, W^-(W^+), \bar{b}(b)$, являющийся частью поправок в следующем порядке теории возмущений (NLO) для 5FS схемы. Этот вклад будет интерферировать с рождением четырех топ-кварков, аналогично интерференции вкладов tWb и $t\bar{t}$ [176–180], такая интерференция должна быть учтена при моделировании.

1		
$tt(\bar{t})\bar{t}W$	процесс	Сечение [пб]
1	$\bar{\mathrm{b}}, \mathrm{g} \to \mathrm{W}^+, \mathrm{t}, \bar{\mathrm{t}}, \bar{\mathrm{t}}$	3.40e-04
2	b, g \rightarrow W ⁻ , t, t, \bar{t}	3.40e-04
G	Сумма глюонных диаграмм	1.01e-03
\mathbf{EW}	Сумма электрослабых диаграмм	0.962 e- 03
Int	Интерференция	-0.612e-03
	Полное сечение	1.36e-03

Таблица 1.14: Сечения процессов р,р \rightarrow t,t(\bar{t}), \bar{t} ,W при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Перестановка партонов в начальном состоянии учтена в суммарных сечениях.

1.5.4 Процессы с $tt\bar{t}b$ и $t\bar{t}\bar{t}b$ конечным состоянием

Дополнительным небольшим вкладом в рождение трех топ-кварков являются процессы ассоциативного рождения с b-кварком. Топологически, диаграммы этих процессов соответствуют s-канальному рождению одиночного топ-кварка, рассмотренному ранее, с дополнительным рождением пары топ-кварков от излучения глюона, фотона, Хиггса, Z или W бозона. В таблице 1.15 приведены четыре основных процесса рождения р, $p \rightarrow t, t, \bar{t}, \bar{b}$ и в таблице 1.16 для процессов р, $p \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, \bar{b}$. Как и ранее, при вычислениях применено требование $P_T^b > 10$ ГэВ. Сечения парциальных вкладов приведены в соответствии с обозначенными начальными состояниями, а для суммарных сечений учтены перестановки начальных состояний. Суммарный вклад в таблице 1.15 в 2.4 раза больше суммарного вклада в таблице 1.16, в следствии различий в значениях PDF. Вклад электрослабых диаграмм составляет примерно 3% от вклада диаграмм с глюоном. Для этих процессов интерференция электрослабых и глюонных диаграмм положительна и примерно соответствует вкладу электрослабых диаграмм.

не	нено требование $P_T^0 > 10$ ГэВ.						
	$tt\bar{t}\bar{b}$	процесс	Сечение [пб]				
ĺ	1	$u, \bar{d} \rightarrow t, t, \bar{t}, \bar{b}$	5.35e-05				
ĺ	2	$\mathrm{u},\mathrm{ar{s}} ightarrow\mathrm{t},\mathrm{t},\mathrm{ar{t}},\mathrm{ar{b}}$	1.57e-06				
	3	$c, \bar{s} \rightarrow t, t, \bar{t}, \bar{b}$	9.91e-07				
	4	$c, \bar{d} \rightarrow t, t, \bar{t}, \bar{b}$	1.14e-07				
	G	Сумма глюонных диаграмм	1.06e-04				
	EW	Сумма электрослабых диаграмм	3.43e-06				
	Int	Интерференция	2.57e-06				
Ī		Полное сечение	1.12e-04				

Таблица 1.15: Сечения процессов р,р \rightarrow t,t, \bar{t},\bar{b} при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Симметризация начальных состояний учтена для суммарных сечений. Применено требование $P_T^{\bar{b}} > 10$ ГэВ.

1.5.5 Полное сечение процессов рождения трех топкварков и систематические неопределенности

Полные сечения процессов рождения трех топ-кварков приведены в таблице 1.17 для протон-протонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Вычисленное сечение 1.9 фб позволяет ожидать 5700 событий при инте-

Таблица 1.16: Сечения процессов р,р \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, b при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Симметризация начальных состояний учтена для суммарных сечений. Применено требование $P_T^b > 10$ ГэВ.

tttb	процесс	сечение [пб]
1	$d, \bar{u} \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, b$	2.25e-05
2	$s, \bar{c} \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, b$	1.13e-06
3	$d, \bar{c} \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, b$	5.51e-07
4	$\bar{u}, s \rightarrow t, \bar{t}, \bar{t}, b$	1.47e-07
G	Сумма глюонных диаграмм	4.60e-05
EW	Сумма электрослабых диаграмм	1.44e-06
Int	Интерференция	1.16e-06
	Полное сечение	4.86e-05

гральной светимости 3 аб⁻¹, что дает возможность зарегистрировать такие процессы на модернизированном коллайдере HL-LHC. Если исключить полностью адронные каналы распада топ-кварков и канал τ +струи (исключенная полная вероятность 0.6), и оценить полную экспериментальную эффективность регистрации в 10%, можно ожидать порядка 300 событий доступных для экспериментального детектирования.

В таблице 1.18 приведены сечения для протон-протонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 100$ ТэВ, ожидаемых на планируемом коллайдере FCC. Сечения получены с аналогичным требованием для дополнительных кварков $P_T^{q,b} > 10$ ГэВ. Можно отметить существенный рост сечений с увеличением энергии. Основная причина связана с резким ростом глюонных партонных плотностей g(x) в протонах с уменьшением доли импульса х. Для оценки точности вычислений были применены следующие шаги. Систематическая неопределенность связанная с вариацией масштабов факторизации и ренормализации была оценена как вариация сечений при различных масштабах $\Delta \sigma_{\rm Q} = |\sigma({\rm Q})|$ $3M_{top}$) – $\sigma(Q = 3M_{top}/4)|/2$, и $\delta\sigma_Q = \Delta\sigma_Q/\sigma(Q = 3M_{top}/2)$. Неопределенность связанная с выбором структурных функций протона PDF оценена как вариация сечений для разных структурных функций $\Delta \sigma_{\rm PDF} =$ $|\sigma(\text{CTEQ6l1}) - \sigma(\text{NNPDF23})|,$ и $\delta\sigma_{\text{PDF}} = \Delta\sigma_{\text{PDF}}/\sigma(\text{NNPDF23}).$ Вариация PDF довольно приблизительна и не соответствует рекомендованной процедуре PDF4LHC [181], но дает количественную оценку порядка данной неопределенности. Как можно видеть в таблицах 1.17 и 1.18 неопределенность связанная с энергетическим масштабом вычислений в два или три раза превышает неопределенность связанную с PDF $\delta\sigma_{\rm PDF}$.

Таблица 1.17: Полные сечения различных процессов рождения трех топкварков при энергии протон-протонных столкновений $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Применено требование $P_T^{q,b} > 10$ ГэВ.

Процесс	Сечение [пб]	$\delta\sigma_Q, \%$	$\delta\sigma_{\rm PDF},\%$
${\rm p,p ightarrow W^{-},t,t}$, ${ m ar{t}}$	6.8e-04	13	6
$p, p \rightarrow W^+, t, \bar{t}, \bar{t}$	6.8e-04	13	6
$p, p \rightarrow q', t, t, \bar{t}$	2.7e-04	12	14
$p, p \rightarrow q', t, \bar{t}, \bar{t}$	1.1e-04	13	4
$p, p \rightarrow \bar{b}, t, t, \bar{t}$	1.1e-04	35	13
$p, p \rightarrow b, t, \bar{t}, \bar{t}$	4.9e-05	35	4
Cymma p, p \rightarrow X, t, t (\overline{t}), \overline{t}	1.9e-03	15	7

Таблица 1.18: Полные сечения различных процессов рождения трех топкварков при энергии протон-протонных столкновений $\sqrt{s} = 100$ ТэВ. Применено требование $P_T^{q,b} > 10$ ГэВ.

Процесс	Сечение [пб]	$\delta\sigma_Q,\%$	$\delta\sigma_{\rm PDF},\%$
${\rm p,p ightarrow W^{-},t,t}$, ${\overline{t}}$	2.4 e- 01	15	4
$p, p \rightarrow W^+, t, \bar{t}, \bar{t}$	2.4e-01	15	4
$p, p \rightarrow q', t, t, \bar{t}$	3.1e-02	4	7
$p, p \rightarrow q', t, \bar{t}, \bar{t}$	1.8e-02	4	4
$p, p \rightarrow \bar{b}, t, t, \bar{t}$	2.6e-03	12	4
$p, p \rightarrow b, t, \bar{t}, \bar{t}$	1.7e-03	12	4
Сумма р, р \rightarrow X, t, t (\bar{t}), \bar{t}	5.3e-01	14	4

Проведенные вычисления демонстрируют важность электрослабого вклада и значительной отрицательной интерференции между электрослабыми и глюонными диаграммами для процессов рождения трех топкварков. Полное сечение этих процессов составило 1.9 фб для энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ и 530 фб для энергии $\sqrt{s} = 100$ ТэВ. Полное сечение, полученное для энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, находится в полном согласии с независимыми предыдущими вычислениями проведенными в пакете MadGraph [182–184]. Сечение при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ невелико, но позволяет надеяться на экспериментальное обнаружение этих процессов на модернизированном коллайдере HL-LHC при интегральной светимости 3 аб⁻¹. С другой стороны, небольшое сечение в рамках CM дает возможность для поиска в этих процессах возможных отклонений от предсказаний CM. Наблюденное, в рамках CM, сокращение значительного электрослабого вклада отрицательной интерференцией может быть использовано для поиска возможных отклонений от предсказаний CM, что требует отдельных исследований.

1.6 Результаты главы

В данной главе представлен феноменологический анализ процессов электрослабого одиночного 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. Разработан метод моделирования событий электрослабого рождения t-кварков, позволяющий эффективно учитывать NLO-поправки теории возмущений на уровне генерации событий. Предложенный метод позволяет решить такие проблемы, как появление событий с отрицательными весами и двойной учет ряда фейнмановских диаграмм. На основе метода создан Монте-Карло генератор "SingleTop". МК-генератор "SingleTop", основанный на пакете символьных и численных вычислений CompHEP, учитывает NLOпоправки в рождении и распаде *t*-кварка, спиновые корреляции *t*-кварка, конечные ширины *t*-кварка и *W*-бозона. Генератор может раздельно моделировать процессы рождения t- и \bar{t} -кварков как в рамках CM, так и с учетом FCNC-вершин и аномальных вкладов в Wtb-вершину [59] (магнитных моментов частиц и (V+A)-структуры). MK-генератор "SingleTop" отражает необходимые тонкости современного понимания процессов рождения одиночного *t*-кварка и является мощным инструментом для феноменологического анализа процессов с участием *t*-кварка. С помощью созданного генератора были приготовлены различные образцы событий рождения одиночного топ-кварка в *t*- и *s*-канальных процессах для коллайдеров Тэватрон и LHC. Созданные события были использованы научными группами Коллабораций D0 и CMS в экспериментальных анализах, соответствующие результаты описаны в следующих главах. Смоделированные события опубликованы в базах хранения образцов событий FNAL MCDB [144] и CMS MCDB [30].

Проведены феноменологические исследования процессов рождения трех топ-кварков, являющихся топологически схожими с процессами одиночного рождения топ-кварка. Обнаружены интересные эффекты связанные с большим вкладом электрослабых диаграмм, существенной отрицательной интерференции электрослабых и глюонных диаграмм, и конечное сокращение этих вкладов, что может быть использовано для поиска отклонений от предсказаний СМ. Показана возможность экспериментального обнаружения процессов рождения трех топ-кварков на модернизированном коллайдере HL-LHC. Результаты главы опубликованы в работах [1–11]. В следующих главах описано применение полученных результатов феноменологического анализа одиночного рождения топ-кварка в прямом экспериментальном поиске таких процессов, и поиске возможных отклонений от предсказаний Стандартной Модели в структуре Wtb вершины и нейтральных токах меняющих аромат кварков во взаимодействии топ-кварка.

Глава 2

Оптимизация методов экспериментального исследования топ-кварка.

2.1 Применение метода нейронных сетей в задачах поиска редких процессов на коллайдерах

Процессы проходящие на коллайдерах характеризуются относительно большим количеством наблюдаемых характеристик. Часть таких характеристик могут быть использованы для эффективного выделения событий нужного процесса, обычно называемого сигналом, от других похожих событий идущих от фоновых процессов. В предыдущей главе демонстрировался простейший метод увеличения вклада сигнала в общую выборку событий. Метод основан на применении набора прямоугольных обрезаний в пространстве характеристик событий, с целью ограничить исследуемое фазовое пространства областью с максимальной концентрацией сигнальных событий и минимальным содержанием фоновых событий. Естественно, при таком подходе должна учитываться статистическая ошибка сигнальных событий. Такой простой метод не учитывает корреляцию различных особенностей событий и не позволяет эффективно выделить сигнальные события из фона. Существует ряд методов оптимизации анализа применяемых в современных коллайдерных экспериментах и позволяющих повысить эффективность выделения сигнала. Например, мы можем попробовать оптимизировать наборы прямоугольных обрезаний. Для этого можно использовать генетические алгоритмы или более популярный метод деревьев решений. Генетические алгоритмы позволяют провести эволюционный отбор характеристик событий и величины обрезаний по этим характеристикам, но в результате оптимизации будет набор прямоугольных обрезаний по выбранному набору характеристик. Деревья решений позволяют найти и применить не один набор прямоугольных обрезаний, а совокупность различных наборов обрезаний. Такая совокупность дает некоторую интегральную характеристику по всем найденным наборам обрезаний позволяющую судить о принадлежности конкретного события к сигналу или фону. Применение метода деревьев решений позволяет существенно повысить эффективность выделения сигнальных событий, по сравнению с применением одиночного набора обрезаний различных характеристик событий. Необходимо отметить ряд других используемых методов оптимизации выделения сигнальных событий. Если процесс имеет небольшое количество ярких признаков, выделяющих его из фоновых процессов, то можно составить функцию правдоподобия на основе проявления этих признаков. Такую функцию можно использовать для оценки вероятности принадлежности события к сигнальным событиям. Данный метод требует индивидуального подхода и редко позволяет достичь эффективности сравнимой с другими методами анализа. Следующий возможный метод основан на использовании аналитической формы квадрата матричного элемента сигнальных и фоновых процессов для оценки вероятности события происходить от сигнального или фонового процесса. Такой подход был эффективен для процессов обладающих простыми матричными элементами с одной или двумя частицами в конечном состоянии и начальными состояниями не требующими применения структурных функций. Например, метод хорошо подходил для ряда исследований проводившихся на коллайдере LEP (LEP II). Большинство интересных процессов в современных коллайдерных экспериментах включают большое количество диаграмм Фейнмана и не позволяют легко получить аналитическую форму квадрата матричного элемента, что делает использование данного метода не эффективным.

Наиболее хорошие результаты по классификации событий и универсальности применения показал метод нейронных сетей [191, 192]. Метод основан на создании математической модели процессов, проходящих в биологических нейронных сетях [193, 194]. В настоящее время нейронные сети широко используются в различных областях науки и в современных технологиях. Основные преимущества этого метода состоят в следующем: с помощью этого метода можно анализировать большое число характеристик событий с учетом их нелинейных корреляций, метод универсален и может применяться схожим образом для разных классов задач. Эффективность классификации событий методом нейронных сетей значительно выше эффективности применения метода деревьев решений. Применение алгоритма бустинга заметно повышает эффективность деревьев решений и делает их эффективность сравнимой с эффективностью нейронных сетей, но алгоритм бустинга является независимым и может применяться к другим классификаторам, включая и нейронные сети. В отличии от нейронных сетей, позволяющих находить оптимальные гиперповерхности в многомерных пространствах характеристик, деревья решений основаны на совокупности прямоугольных обрезаний в тех же пространствах характеристик и заведомо будут находить менее эффективные решения для задач стоящих перед коллайдерными экспериментами.

2.1.1 Метод нейронных сетей

Не претендуя на аккуратность в исследовании истории концепции нейронных сетей, можно отметить ряд событий ставших ключевыми в процессе создания различных методов, объединяемых названием «Искусственные нейронные сети» [195, 196].

Математическая модель перцептрона и алгоритм его тренировки были представлены психологом Франком Розенблаттом [197] в 1957 году. Перцептрон суммировал входные сигналы с некоторым весом и в качестве результата выдавал 1 в случае если сумма была положительна и 0 в остальных случаях. Алгоритм тренировки начинался с выбора случайных весов и сравнения получившегося выхода перцептрона с желаемым. В случае, если реальный выход перцептрона был ниже желаемого, веса увеличивались, если выше, то веса уменьшались. Итерации повторялись для всех доступных примеров. Такой простой алгоритм позволял аппроксимировать линейную функцию и был аппаратно реализован в виде работающей машины «Mark I Perceptron machine» [198]. Последующие исследования показали [199], что с более сложными функциями алгоритм уже не справляется и необходимо построение более сложных сетей требующих других алгоритмов тренировки.

Математическое обоснование метода нейронных сетей прослеживается от 13-й проблемы Гильберта, которую можно сформулировать как 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 [200]; 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 [201]. Теорема Колмогорова: любая непрерывная функция от п переменных $F(x_1, x_2, ..., x_n)$ может быть представлена в виде

$$F(x_1, x_2, ..., x_n) = \sum_{j=1}^{2n+1} g_j(\sum_{i=1}^n h_{ij}(x_i)), \qquad (2.1)$$

где g_i 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 [202].

Чтобы получить более значимые для практики результаты в этом направлении, приходится ослабить требования. Во-первых, не принципиально 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 [203].

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

$$f(x_1, x_2, ..., x_n) = \sigma(\sum_{i=1}^k \nu_i \sigma(\sum_{j=1}^n w_{ij} x_j + \theta_i) + \theta)$$
(2.2)


Рис. 2.1: Схема «feed-forward» нейронной сети.

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, например сигмойд:

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-2x}}.$$
(2.3)

Приведенная формула описывает математическую основу «feed-forward» нейронной сети с одним скрытым уровнем, схематично изображенную на рисунке 2.1. Данная теорема доказывает, что любую непрерывную функцию нескольких переменных можно с любой точностью реализовать с помощью обычной трехслойной нейронной сети вида 2.1, с достаточным количеством нейронов в скрытом слое (k).

Процесс подбора весов называется обучением нейронной сети. Настоящим прорывом в теории обучения нейронных сетей [204] стало применение в 1986 г. метода обратного распространения ошибки (error backpropagation). В настоящее время этот метод широко используется в различных приложениях, однако он требует настройки ряда параметров обучения и не всегда приводит к оптимальному результату. Поэтому необходимо отметить, 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 исследованиях представляемых в диссертации применялись «feed-forward» нейронные сети. Данный тип состоит из набора нейронов (перцептронов) с прямым распространением сигнала. Каждый отдельный нейрон описывается следующим выражением:

$$y_i = \sigma(\sum_{j=1}^n w_{ij}x_j + \theta_i), \qquad (2.4)$$

он содержит как минимум один входной сигнал (x_i) и один выходной (y_i) , индекс *i* соответствует номеру нейрона, индекс *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 задачах рассматриваемых в данной работе 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). Остальные слои называются скрытыми и число нейронов на них строго говоря произвольно, 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 данных задачах не оправдано: аналогичные результаты быстрее достигаются сетью с одним скрытым слоем.

Смысл применения 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. Например, можно выбрать те же кинематические переменные, которые описаны в предыдущей главе (P_T , η , \hat{s} ,...). При применении классических обрезаний по таким переменным мы удаляем 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 включающих 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.

Функция определяющая выходное значение нейронной сети определяется в процессе тренировки. Процесс тренировки основанный на демонстрации нейронной сети заранее известных образцов событий (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.

Наиболее популярным критерием сходимости тренировки выбирается функция ошибки:

$$\chi^2 = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^{N} (f_i - t_i)^2, \qquad (2.5)$$

здесь f_i реальный выход сети (2.2) для *i*-ого события, t_i желаемый выход, а N число тренировочных событий.

Функцию ошибок можно переписать в терминах матрицы весов сети **w** и порогов θ через формулу (2.2). Процесс тренировки сети заключается в минимизации функционала (2.5). Технику минимизации обычно называют методом тренировки сети; соответственно, могут быть использованы различные методы минимизации (тренировки).

2.1.2 Особенности применения метода нейронных сетей в задачах поиска редких процессов на коллайдерах

Детальное описание применения метода нейронных сетей (NN) в задаче экспериментального поиска одиночного рождения топ-кварка будет дано в следующей главе. В настоящей секции представлен краткий список общих рекомендаций позволяющих существенно оптимизировать выделение сигнала из фона. В анализе одиночного рождения топ кварка в эксперименте D0 коллайдера Теватрон в запуске Run I этот метод реализации NN обеспечил в два раза лучшие физические результаты, чем классический метод анализа. В большинстве задач Физики высоких энергий можно использовать простую и наиболее эффективную для таких задач, Feed-Forward NN с контролируемой тренировкой (тренировка с учителем). В этом случае первым шагом анализа является подготовка правильной модели сигнальных и фоновых событий. Этот шаг был описан в предыдущей главе. Далее, необходимо подготовить набор экспериментально наблюдаемых переменных отражающих разницу в свойствах сигнала и фона, этот шаг описан в следующей секции. Для тренировки NN мы должны использовать только те переменные, которые правильным образом смоделированы нашей моделью и исключить переменные, распределения которых отличаются при сравнении с реальными экспериментальными данными. В рассматриваемом случае, есть несколько фоновых процессов рождения одиночного топ кварка. Кинематические свойства для некоторых фонов значительно различаются. Например, процессы рождения W+jets и $t\bar{t}$ имеют разные сингулярности, спиновые корреляции и энергетические пороги. В таком случае более эффективно тренировать разные сети с разным набором входных переменных для каждого фонового процесса. Аналогичное кинематическое различие мы можем видеть и для сигнальных процессов. Для процесса рождения одиночного топ-кварка мы различаем три сигнальных процесса (t-канал, s-канал и рождение tW), каждый из них требует особого подхода и имеет уникальные свойства, которые могут помочь извлечь его из фона. Поэтому наиболее эффективное разделение сигнальных и фоновых процессов мы можем получить с помощью набора NN, где каждая сеть натренирована на распознавание только одной пары: одного из сигнальных и одного из фоновых процессов. В рассматриваемой задаче есть три сигнальных процесса и пять основных фоновых процессов, в таком случае наиболее эффективное разделение можно получить набором из пятнадцати NN. Анализировать пятнадцать NN выходов непросто и обычно люди могут использовать некоторый дополнительный метод объединения выходов сетей и получить простую одномерную характеристику событий. Разумно объединить эти выходы в дополнительной NN (назовем ee SuperNN) с пятью входами (входы SuperNN являются выходами начальных NN, каждый сигнальный процесс рассматривается отдельно) и одним выходом. Такую нейронную сеть нужно тренировать полным набором фоновых процессов, которые перемешаны или взвешены пропорционально их вкладам в общий фон. В результате мы будем иметь три SuperNN, каждая из которых натренирована для определенного сигнального процесса.

Дальнейшая оптимизация NN анализа возможна при использовании стандартных рекомендаций для тренировки NN. Первая рекомендация – нормализовать входные переменные к единому масштабу [0,1] или [-1,1]. Вторая рекомендация – использовать логарифмическую трансформацию для переменных, имеющих длинный хвост в распределениях. Следующий шаг в NN анализе – это найти наиболее эффективную архитектуру и набор тренировочных параметров. Критерий χ^2 (форму-

ла 2.5) может помочь найти оптимальное число скрытых узлов и набор тренировочных параметров. Оптимальное число скрытых узлов обычно находится в промежутке [n, 2n + 1], где n – число входных переменных. Один скрытый уровень часто достаточен для большинства задач в Физике высоких энергий.

В случае, если тренировочные образцы не покрывают все множество возможных событий рассматриваемых классов, возникает проблема перетренировки сети. Длительная (слишком много итераций) тренировка сети приводит к тому, что сеть начинает различать не классы событий, а конкретные события заданные при тренировке и реагировать на статистическую ошибку тренировочного набора. Такая сеть будет давать разную эффективность идентификации для событий участвовавших в тренировке и событий не участвовавших в тренировке сети. Чтобы избежать проблему перетренировки, можно использовать стандартное решение и разделить образцы на тренировочную и тестовую части, затем тренировать NN на тренировочных событиях и проверять сходимость по критерию χ^2 (формула 2.5) для тестовых событий. Натренированную сеть надо брать на итерации, после которой этот критерий начинает различаться для тренировочного и тестового наборов событий, или, для получения более стабильного результата, можно останавливать тренировку на итерации, после которой нет заметного улучшения эффективности сети. Возможно введение третьего набора событий для независимого определения эффективности NN при получении конечных результатов. Дополнительная проверка для натренированных сетей может быть выполнена путем сравнения распределений выхода NN на смоделированных событиях и на реальных экспериментальных данных. Если распределения различаются, то можно заключить, что сети были перетренированы или мы неправильно смоделировали некоторые входные переменные (последнее проверяется при сравнении распределений входных переменных в модели и данных). После выполнения этих проверок сети можно считать готовыми для применения.

Существуют различные способы применения готовой нейронной сети. Наиболее простой, это использовать NN в качестве фильтра, удаляя события для которых выход нейронной сети будет меньше какого то значения. Например, если NN была натренирована так, что события сигнала локализованы в районе 1, а события фона в районе 0, то можно найти некое промежуточное значение, предположим 0.5, и отбирать только события для которых выход NN будет больше 0.5. В таком случае соотношение сигнальных и фоновых событий в конечной выборке будет намного выше, чем до применения NN. К событиям прошедшим такой отбор можно применить статистический анализ ожидаемых и измеренных значений с учетом всех неопределенностей и получить результаты измерения на соответствующем уровне статистической достоверности. Обычно такой подход называют счетным экспериментом, когда учитывается количество предсказанных событий разных классов и отобранное из данных. Выбрать оптимальное значение выхода NN для обрезания фоновых событий можно на основании какого то критерия, например статистической значимости сигнальных событий.

Более эффективный анализ и более точные результаты можно получить если не проводить отбор событий по выходу NN, а использовать распределение выхода NN для построения распределения плотности вероятности искомого статистического параметра. Например, построить распределение плотности вероятности экспериментально измеренного сечения сигнального процесса на основе формы распределений выхода нейронных сетей для смоделированных событий сигнала и фона и наблюдаемого распределения экспериментальных данных. Практическое использование этих методов будет представлено в следующей главе.

В экспериментальном анализе, описываемом в следующей главе, использовались еще три независимых метода выделения сигнальных событий из фона. Методы основаны на деревьях решений (boosted decision tree, BDT), байесовских нейронных сетях (BNN) и использовании квадратов матричных элементов процессов в качестве дискриминанта событий (ME). Метод BDT [205,206] можно рассматривать в качестве наилучшей оптимизации классических обрезаний по кинематическим переменным позволяющим получить непрерывный одномерный дискриминатор сигнальных событий на основе цепочек обрезаний по кинематическим переменным. Добавление алгоритма бустинга [207], т.е. итерационного увеличения веса плохо идентифицированных событий, позволяет достичь хорошей эффективности BDT для задач не очень высокой размерности. Метод BNN [208–210] является расширением метода нейронных сетей. В отличие от классических нейронных сетей, в BNN каждый вес в нейроне рассматривается не в виде конкретного числа, а в виде статистического распределения, что является наиболее последовательным подходом к случайным величинам, которыми и являются веса в нейронных сетях. Такой подход позволяет достичь высокой стабильности результата при сохранении высокой эффективности. Метод МЕ [49] основан на факте, что все свойства исследуемых процессов описываются квадратом матричного элемента, метод использует аналитический вид квадрата матричного элемента сигнального процесса в качестве дискриминанта событий. Каждый из этих методов показывает хорошую эффективность для определенных типов задач и имеет свои недостатки. Наиболее универсальным методом можно назвать BNN, для задач классификации этот

метод позволяет найти гладкую и стабильную гиперповерхность в пространстве входных переменных эффективно разделяющую события сигнала и фона, но требует значительных вычислительных ресурсов для тренировки. Метод BDT четко понятен по своей сути (в отличие от BNN) и показывает хорошие результаты для простых задач, но для задач классификации, этот метод в любом случае будет строить не гладкую гиперповерхность в пространстве входных переменных (в отличие от BNN), что заведомо снижает эффективность. Аналитический вид квадратов матричных элементов можно легко получить для простых процессов, но задача становится весьма сложной для процессов включающих много Фейнмановских диаграмм с большим количеством частиц в конечном состоянии (больше 2-х). Для вычислений в следующих за лидирующем порядках теории возмущений, требуемых на современном уровне точности, получение аналитической формы квадрата матричного элемента становится не реализуемой, в требуемой аналитической форме. Учет матричных элементов фоновых процессов представляет еще большую сложность в силу большого количества диаграмм, как правило. Недостатки этих методов не снижают их привлекательности и была проведена их практическая реализация, сравнение и объединение результатов, для конкретной экспериментальной задачи описываемой в следующей главе.

Необходимо отметить, что дальнейшее развитие методов нейронных сетей привело к решению ряда проблем связанных с тренировкой больших сетей [211] и дало возможность создавать эффективные очень большие сети получившие название сети глубокой тренировки (Deep Learning Neural Network). Такие большие сети вместе с новыми методами тренировки способны самостоятельно выделять значимые характерные особенности из неподготовленного описания входных данных. В рамках экспериментальных анализов описываемых в следующих главах такие сети еще не использовались и, несмотря на их очевидные преимущества описание методов глубокой тренировки останется за рамками представляемой диссертации.

2.2 Метод "Оптимальных наблюдаемых"

В физике высоких энергий обнаружение различий между сигналом и соответствующими фонами является особенно важным, когда статистика данных ограничена или отношение сигнала к фону мало. В таком случае важно оптимизировать каждый этап анализа. Один из главных вопросов, которые возникают при поиске физического эффекта, – это сколько и какие наблюдаемые следует выбрать, чтобы отделить сигнал от фона оптимальным образом. В целом задача является довольно сложной и решение зависит от конкретных физических процессов. Как правило, сравниваются результаты при различных наборах наблюдаемых, это требует много времени и не дает гарантии оптимальности выбора. В данной секции описывается универсальный рецепт выбора чувствительных переменных, базирующийся на анализе диаграмм Фейнмана, дающих вклад в сигнальные и фоновые процессы. Основываясь на таком подходе, мы можем выделить три класса переменных, которые потенциально наиболее чувствительны к различиям сигнальных и фоновых процессов. Первый класс переменных основан на анализе сингулярностей, которые обычно возникают в пропагаторах фейнмановских диаграмм. Будем называть кинематические переменные, чувствительные к таким сингулярностям, "сингулярными переменными". Важно подчеркнуть, что большинство оценок для сигнала и фона получаются в результате интегрирования по области фазового пространства, близкой к этим сингулярностям. Можно сравнить типы и положение в фазовом пространстве соответствующих сингулярностей в фейнмановских диаграммах для сигнала и фона. Если типы или положение сингулярностей различны для сигнала и фона, то соответствующие распределения по сингулярным переменным будут отличаться наиболее сильно. Поэтому, полный набор таких сингулярных переменных будет наиболее эффективным с точки зрения разделения сигнала и фона. Можно подумать, что это не простая задача – перечислить все сингулярные переменные, когда фазовое пространство является весьма сложным, например, в случае реакции с большим количеством частиц. Однако, в общем случае, все сингулярные переменные могут быть только двух типов: либо s-канальные,

$$M_{f1,f2}^2 = (p_{f1} + p_{f2})^2,$$

где p_{f1} , p_{f2} являются импульсами конечных частиц f1 и f2, либо t-канальные,

$$\hat{t}_{i,f} = (p_f - p_i)^2,$$

где p_f и p_i – импульсы конечных частиц (или группы) и начального партона. Для $\hat{t}_{i,f}$ все необходимые переменные могут быть легко найдены в безмассовом случае,

$$\hat{t}_{i,f} = -\sqrt{\hat{s}}e^Y p_T^f e^{-|y_f|},$$

где \hat{s} – суммарная инвариантная масса представленной системы, а Yпсевдорапидити $(\frac{1}{2}ln(\frac{p+p_z}{p-p_z}))$ всей системы (псевдорапидити центра масс сталкивающихся партонов), P_T^f и y_f поперечный импульс и псевдорапидити конечной частицы f. Идея использования сингулярных переменных, как оптимальных, описана в [17,59] и соответствующий метод был продемонстрирован на практике в [13,18,185].

Сингулярные переменные соответствуют структуре знаменателей фейнмановских диаграмм. Другой тип интересных переменных соответствует числителям фейнмановских диаграмм и отражает спиновые эффекты и соответствующее различие в угловых распределениях конечных частиц. Для того чтобы различить сигнал и фон, нужно выбрать дополнительно к сингулярным переменным, упомянутым выше, те угловые переменные, чьи распределения различны для сигнала и фона. Общего рецепта нахождения таких переменных нет, но проводятся специальные феноменологические исследования (например [140, 186, 187]) описывающие спиновые корреляции в конкретных процессах. Третий тип переменных, дающий дополнительную информацию о различиях сигнала и фона, был назван "пороговыми" переменными, эти переменные связаны с тем обстоятельством, что различные сигнальные и фоновые процессы могут иметь различные энергетические пороги реакций. Поэтому распределения переменных такого типа также могут быть сильно различными, принимая во внимание, что эффективные партонные светимости сильно зависят от \hat{s} . Переменная \hat{s} была бы очень эффективной переменной этого типа. Однако, проблема в том, что в случае рождения нейтрино в конечном состоянии нельзя измерить \hat{s} и нужно использовать эффективную \hat{s} , которая восстановлена с помощью решения t-, W-массовых уравнений для продольных импульсов нейтрино. Поэтому мы предлагаем использовать не только эффективную переменную \hat{s} , но также и различные *H_T* переменные, являющиеся скалярной суммой поперечных импульсов конечных частиц.

Для применения описываемого метода важно использовать правильную модель Монте-Карло для сигнальных и фоновых событий, включающую все необходимые корреляции спиновых состояний между рождением и распадом. Можно продемонстрировать практическое применение этого метода, рассматривая рождение одиночного топ-кварка на адронных коллайдерах Tevatron и LHC. Полное описание того, как моделировать процесс рождения одиночного топа с NLO точностью, описан в секции 1.3 и в работе [6]. В сравнении с анализом на уровне партонов, моделирование отклика детектора, по сути, сглаживает распределения и тем самым ухудшает возможное выделение сигнала. Однако кинематические свойства процессов после размывания, в основном остаются теми-же и никакие новые кинематические различия между сигналом и фонами, которые могли бы помочь в их разделении, после моделирования отклика детектора не появляются.

2.2.1 Демонстрация метода

Реализацию описанного метода в реальных исследованиях можно найти в статьях, описывающих поиск одиночного топ-кварка в D0 (Run I и Run II) [34,38,44,48]. В этой части мы покажем, как вышеуказанный метод работает в случае наиболее простого процесса s-канального рождения одиночного топ-кварка ($p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$), и одного из фоновых процессов ($p\bar{p} \rightarrow Wjj+X$) при энергии коллайдера Tevatron. Типичные фейнмановские диаграммы для этих сигнальных и фоновых процессов изображены на рис. 2.2. Как было пояснено в предыдущем разделе, можно сравнить сингулярности для сигнальных и фоновых диаграмм. Сигнальная диаграмма на рис. 2.2 (1.1) имеет только одну сингулярность – полюс в массе топ-кварка:

$$M_t^2 = (p_b + p_W)^2 \rightarrow m_t^2.$$

(Полюс для распада W-бозона одинаков для сигнала и для фона, поэтому соответствующая переменная в данном случае не является чувствительной к различиям между сигналом и фоном). В первой диаграмме фона на рис. 2.2 (2.1):

$$M_{g1,g2}^2 = (p_{g1} + p_{g2})^2 \to 0,$$

$$\hat{t}_{u,(g1g2)} = (p_{g1} + p_{g2} - p_u)^2 \to 0.$$





На диаграмме рис. 2.2 (2.2) имеются три сингулярности, но одна из них $(\hat{t}_{u,(g1g2)})$ такая же, как на первой диаграмме:

$$\hat{t}_{u,g1} = (p_{g1} - p_u)^2 \to 0,$$
$$\hat{t}_{u,g2} = (p_{g2} - p_u)^2 \to 0,$$
$$\hat{t}_{u,(g1g2)} = (p_{g1} + p_{g2} - p_u)^2 \to 0$$

Можно составить полный набор переменных, используя соотношения предыдущей части и сравнить эффективность получившегося набора

входных переменных с более простым и часто используемом набором переменных. Для сравнения различных наборов переменных мы используем метод нейронных сетей (NN) как один из наиболее популярных и эффективных для разделения сигнала и фона. Критерием эффективности для различных наборов является стандартный параметр тренировки NN – "Функция ошибки тренировки":

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\text{test}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{test}}} (d_i - o_i)^2.$$
(2.6)

В этой формуле N_{test} - это число тестовых событий, d_i – желаемый выход NN (1 для сигнала и 0 для фона), а o_i – реальный, вычисленный выход NN на текущей итерации. Наименьшее значение тренировочной/тестовой χ^2 ведет к самому лучшему разделению сигнала и фона построенной NN. Исходя из этого, можно заключить какой из наборов переменных эффективнее (дает лучшее разделение сигнальных и фоновых событий).

Рассматриваемые процессы были рассчитаны с помощью CompHEP [68] на партонном уровне, затем с помощью РҮТНІА [188] моделировалось излучение из начальных и конечных состояний, фрагментация и адронизация. Размывание детектором энергий конечных частиц было включено в модель с помощью стандартной для Tevatron программы SHW [189]. Для тренировки NN был использован пакет JETNET [190].

Первый набор переменных состоит из полного набора сингулярных переменных для сигнального процесса и W+jets фона:

Set 1 : $M_{j1,j2}$, M_{top} , \hat{s} , Y_{tot} , p_{Tj1} , y_{j1} , p_{Tj2} , y_{j2} , p_{Tj12} , Y_{j12} , где Y_{tot} – псевдорапидити центра масс начальных партонов, восстановленных из конечных состояний частиц с помощью импульса нейтрино, полученного из уравнения $M_W^2 = (p_\nu + p_{lepton})^2$. Для сравнения можно ввести наиболее простой и часто используемый набор переменных:

Set 2: p_{Tj1} , p_{Tj2} , H_{all} , H_{Tall} . Здесь $H_{all} = \sum E^f$, и $H_{Tall} = \sum E^f_T$, где суммирование идет по всем конечным состояниям частиц и адронных струй.

Третий набор содержит переменные предыдущего набора и только одну сингулярную переменную (M_{top}) :

Set 3: P_{Tj1} , P_{Tj2} , H_{all} , H_{Tall} , M_{top} .

Результаты для χ^2 показаны на рис. 2.3 (N_{cycle} – номер тренировочного цикла NN, оно пропорционально времени тренировки). Архитектура сети оптимизировалась стандартным образом описанным в предыдущей секции для каждого набора переменных. Лучшая сеть определяется как сеть с наименьшим χ^2 , поскольку выход такой сети является более близким к желаемому. Из этого графика можно увидеть, что χ^2 для Set 1 сингулярных переменных является более низкой, чем для двух других, описанных выше и, таким образом, соответствующая NN является наилучшей для анализа.



Рис. 2.3: Сравнение функций ошибок тренировки нейронных сетей, демонстрирующее динамику улучшения результата при использовании различных наборов входных переменных



Рис. 2.4: Сравнение функций опибок тренировки нейронных сетей, демонстрирующее полноту набора кинематических переменных выбранных предложенным методом.

Далее, можно проверить Set 1 на предмет полноты, путем введения дополнительных кинематических переменных, чтобы увидеть, будут ли какие-нибудь улучшения. Была добавлена скалярная сумма энергий конечных частиц $H_{\rm all}$, и скалярная сумма их поперечных энергий $H_{T\rm all}$, такой набор обозначен Set 4. Из рис. 2.4 видно, что χ^2 получается хуже по отношению к функции ошибки полученной для Set 1 начальной сети. Это означает, что добавленные кинематические переменные не добавляют существенной новой информации, но увеличивают размерность пространства входных переменных, что усложняет тренировку NN. Тем не менее, возможно найти другие переменные, которые содержат дополнительную информацию не связанную с кинематикой процессов, полезную для разделения сигнала и фона. В нашем случае, где сигнал – это рождение одиночного топ-кварка, мы имеем отличающуюся для сигнала и фона вероятность идентификации b-кварков по таггирующему мюону в струе идущей от распада b. Эта информация вводится в NN через поперечный импульс таггирующего мюона $p_T^{(ext{tag }\mu)}$, который устанавливается равным 0 для нетаггированных событий. В дополнение, мы включили еще две



Рис. 2.5: Выход нейронных сетей натренированных на наборах входных переменных Set 2 и Set 5. Штрихованная линия – распределение событий фона, сплошная линия – распределение событий сигнала

подходящие переменные, ширину адронной струи (w_{jet}) , для двух струй с наибольшими E_T . Конечный набор переменных будет Set 1 вместе с тремя дополнительными переменными:

Set 5: Set 1 + $p_T^{\text{tag }\mu}$, w_{jet1} , w_{jet2}

Вид χ^2 для этого конечного набора показан на рис. 2.4. На графике это наименьшая кривая, таким образом показано, что можно выбрать этот набор переменных для анализа, он дает значительное улучшение в сравнении с простым набором Set 2. Сравнение выходов NN для Set 2 и Set 5 изображено на рис. 2.5. Можно сделать вывод, что описанный метод позволяет выделить оптимальный набор наблюдаемых характеризующих разницу в кинематике сигнальных и фоновых процессов, но при этом может существовать дополнительная информация другого рода (например вероятность идентификации струй от *b*-кварков), которая может быть добавлена при проведении анализа.

2.3 Оптимизация моделирования процессов проходящих на коллайдерах

Исследования проводимые в коллайдерных экспериментах неразрывно связаны с моделированием сигнальных и фоновых процессов проходящих на коллайдерах. Существует несколько способов моделировать процессы на коллайдерах. Основной способ, это моделирование методом Монте-Карло с вычислением матричных элементов конкретных процессов. Если этот путь затруднен или имеет низкую эффективность, иногда используют моделирование на основе экспериментальных данных (data driven) отобранных в ортогональных, по отношению к основному анализу, областях фазового пространства. Можно еще отметить метод основанный на генеративных нейронных сетях (GAN), позволяющий моделировать дополнительные события на основе имеющихся. Метод моделирования на основе данных эффективно применять, если Монте-Карло моделирование имеет низкую эффективность и/или точность, и есть возможность выделить нужные события из всего потока данных на основании некоторого критерия. Некоторые примеры data driven моделирования будут приведены в главах посвященных экспериментальному анализу. Моделирование на основе GAN позволяет значительно увеличить количество смоделированных событий, но не гарантирует уменьшения статистической ошибки моделирования, ошибки в следствии конечной статистики смоделированных событий.

2.3.1 Формат записи событий смоделированных в Монте-Карло генераторах матричных элементов – LHEF

Цепочка Монте-Карло моделирования, обычно, состоит из следующих этапов. На первом этапе вычисляются матричные элементы нужных процессов в рамках рассматриваемой теории. Помимо вычислений полного или дифференциальных сечений для моделирования эксперимента необходимо смоделировать события жесткого процесса. Обычно, этот этап моделирования проходит в Монте-Карло генераторах событий называемых Matrix Element генераторах (МЕ-генераторы), например, пакеты СотрНЕР и MadGraph. Результатом работы МЕ-генераторов являются наборы событий партонного уровня, где в конечных состояниях событий моделируются четырех-импульсы частиц СМ, партонов. Этот уровень моделирования необходимо продолжить моделированием фрагментации и адронизации кварков, моделированием излучения из начальных (Initial State Radiation – ISR) и конечных линий (Final State Radiation – FSR). Этот этап моделирования проводится в, так называемых, Showring генераторах (SH-генераторы), например, РҮТНІА и HERWIG. Для оптимизации этой связки моделирования был предложен и внедрен универсальный стандартный формат записи событий в ME-генераторах Les Houches Event File (LHEF) [22,25], позволяющий унифицировать интерфейсы между МЕ-генераторами и SH-генераторами. Формат получил название по месту проведения конференции (Les Houches) на которой была

достигнута договоренность о его общем использовании. Была предложена схема разметки на основе языка XML и выработаны необходимые правила. Схематично, предложенный формат записи выглядит следующим образом:

```
<LesHouchesEvents version="1.0">
  <!__
    # optional information in completely free format,
    # except for the reserved endtag (see next line)
  -->
  <header>
    <!-- individually designed XML tags, in fancy XML style -->
  </header>
  <init>
    compulsory initialization information
    # optional initialization information
  </init>
  <event>
    compulsory event information
    # optional event information
  </event>
  (further <event> ... </event> blocks, one for each event)
</LesHouchesEvents>
```

Стандартный файл с событиями в LHEF формате должен содержать блок расширенного описания событий, ограниченный тегами <header> ... </header>, блок краткого фиксированного описания конкретных процессов, ограниченный тегами <init> ... </init>, и далее описание каждого события ограниченного повторяющимися для каждого события тегами <event> ... </event>. Предложенный формат был одобрен и внедрен во все современные Монте-Карло генераторы событий, МЕ и SH генераторы. Детали формата LHEF представлены в публикациях [22, 25].

2.3.2 Описание Монте-Карло моделирования в формате HepML

На следующем этапе оптимизации Монте-Карло моделирования был предложен унифицированный формат автоматического описания проведенного моделирования HepML, автоматически включаемого в файл с смоделированными событиями в формате LHEF, в блок ограниченный тегами <header> ... </header>. Автоматическое описание событий суще-

ственно повышает достоверность правильного использования этих событий в эксперименте и позволяет быть уверенным во всех параметрах и их значениях, существенных для правильного моделирования и использования данного образца событий. Предложенный формат и созданные программные библиотеки описаны в публикациях [26,27]. Схема использования HepML в цепочке Монте-Карло моделирования приведена на рисунке 2.6. На рисунке показан первый этап, МЕ-генератор, с записью событий в LHEF формате, далее отмечен SH-генератор, и на последнем этапе приведен блок конечного использования смоделированных событий со структурированным автоматическим описанием событий в виде C++ классов и сами события в формате подходящем для моделирования отклика конкретного детектора и далее, в рамках программного окружения конкретного эксперимента.



Рис. 2.6: Схема использования HepML в стандартной цепочке Монте-Карло моделирования событий проходящих на коллайдерах.

Информация о проведенном моделировании включает несколько блоков. Общая информация, такая как, описание, авторы, научная группа ответственная за проведенное моделирование, и т.д. . Описание событий, процесс и подпроцессы, количество смоделированных событий, вычисленное сечение и ошибки вычислений, название и место хранения созданного моделирования. Физический процесс, начальные и конечные состояния, масштаб факторизации и ренормализации, использованные при моделировании структурные функции и другая информация о параметрах моделирования. Описание Монте-Карло генератора, название, версия, описание, адрес веб-страницы с описание и прочая информация. Теоретическая модель в рамках которой проведено моделирование, описание, параметры и их значения. Специальные критерии отбора примененные при моделировании событий, такие, как кинематические обрезания сужающие область фазового пространства и другие примененные ограничения. Для практической реализации были созданы XML схемы описывающие полную сохраняемую информацию и связи между блоками, С++ класс и программная библиотека на языке C++ libhepml подключаемая в разных сторонних программных пакетах для записи и считывания данной информации. Схематично, использование HepML и созданных библиотек изображено на рисунке 2.7. На рисунке показан блок записи HepML (HepML producer) встраиваемый в МЕ-генератор и записывающий нужную информацию в конечный LHEF файл (блок HepML в заголовке файла LHEF), библиотека *libhepml* для работы с HepML. В последнем блоке объединены потребители этой информации, SH-генераторы и различные базы данных смоделированных событий (MCDB). Предложенный формат был внедрен в пакет СотрНЕР и в базу данных смоделированных событий LCG MCDB, описанную в следующей секции.



Рис. 2.7: Схема программных связей HepML и библиотеки программ *libhepml*.

2.3.3 База знаний смоделированных событий MCDB

Моделирование партонного уровня, в МЕ-генераторах, зависит только от выбора сталкивающихся пучков и энергии столкновений, и не зависит от типа детектора и прочих последующих этапов моделирования. Одни и те же процессы необходимо учитывать в различных анализах, в качестве сигнала или в качестве фона. С другой стороны, многие процессы, особенно на NLO уровне точности требуют значительных экспертных и/или вычислительных ресурсов. Перечисленные причины привели к разработке идеи сделать общедоступную базу знаний смоделированных событий, позволяющей оптимизировать взаимодействие экспериментальных групп (в разных экспериментах) и теоретических групп, проводящих моделирование сложных процессов. Детали предложений и реализации опубликованы в работах [28-30]. Впервые подход был реализован в Национальной лаборатории имени Э. Ферми (Фермилаб, США) в виде создания FNAL Monte-Carlo Data Base (FNAL MCDB) [144], просуществовавшей до остановки коллайдера Теватрон. Сформулированные идеи получили поддержку в коллаборации LCG (LHC computing and GRID) в ЦЕРН (Швейцария), и были реализованы в виде LCG MCDB предназначенной для хранения и распространения моделируемых событий между ведущими экспериментами на коллайдере LHC (БАК).

Разработанный ранее формат записи партонных событий LHEF (секция 2.3.1) позволила унифицировать формат образцов смоделированных событий, доступных в LCG MCDB. Разработанный формат описания событий HepML (секция 2.3.2) позволил автоматизировать процесс документации создаваемого моделирования, в дополнение, был реализован разбор формата заголовка LHEF файлов в генераторе MadGraph, что позволило автоматически документировать загружаемые LHEF файлы с событиями в LCG MCDB. На рисунке 2.8 представлена реализованная схема интерфейсов LCG MCDB.

Блок пользовательской программы (User Program) обозначает сторонний пакет программ, которому предоставлена возможность загрузить новый файл с событиями в LCG MCDB, считать унифицированное описание с помощью созданной программной библиотеки *libmcdb*, или получить ссылку на прямое скачивание событий из LCG MCDB, хранящихся в специальном файловом хранилище CASTOR или в облачной среде GRID, являвшихся стандартом хранения больших файлов в ЦЕРН. Созданный WEB интерфейс к LCG MCDB позволял быстро находить нужные смоделированные события, если они уже были доступны в LCG MCDB. Программный интерфейс (API) позволял напрямую взаимодействовать программному окружению экспериментальных кол-



Рис. 2.8: Схема созданных интерфейсов базы знаний LCG MCDB, для хранения, автоматической документации и распространения смоделированных событий.

лабораций, в частности CMSSW (программное окружение коллаборации CMS), с документацией и ссылками на файлы с событиями. Автоматическая загрузка и документация новых файлов с событиями позволяла максимально облегчить публикацию смоделированных событий авторам ME-генераторов и экспертам. Детальное описание LCG MCDB приведено в работе [30].

В первые годы работы эксперимента CMS, коллайдера LHC, все официальное моделирование в ME-генераторах проходило с обязательным документирование и хранением в LCG MCDB. В последствии, в коллаборации CMS (и других экспериментах) приняли решение о создании внутренних, закрытых, баз данных смоделированных событий привязанных к полной цепочке моделирования, включая моделирование конкретного детектора и программ реконструкции, специфичных для конкретного эксперимента.

2.4 Результаты главы.

В данной главе описан ряд новых методов позволяющих повысить эффективность экспериментальных исследований проводимых на коллайдерах. Точность экспериментальных измерений определяется систематическими и статистическими ошибками результата. Статистическая ошибка определяется не только характеристиками коллайдера и детектора, но и эффективностью методов отбора событий. Систематическая ошибка состоит из двух основных вкладов, первый связан с характеристиками детектора и программами реконструкции, вторая часть ошибок связана с теоретическими вычислениями процессов проходящих на коллайдерах. На первом этапе была разработана методология применения нейронных сетей в анализе данных коллайдерных экспериментов, позволившая существенно повысить эффективность отбора и, тем самым, уменьшить статистическую ошибку и часть систематической ошибки получаемых результатов. На втором этапе, был разработан новый универсальный метод, позволяющий выбрать оптимальный набор кинематических переменных, отражающих полный набор кинематических различий между процессами сигнала и фона. Метод позволяет дать понятное физическое обьяснение выбора той или иной кинематической переменной. Метод выбора оптимальных наблюдаемых является универсальным и может быть применен вместе с различными современными методами многомерного статистического анализа. Одним из наиболее эффективных таких методов является метод нейронных сетей, позволяющий учитывать различные многомерные корреляций в пространстве кинематических переменных. В контексте применения нейронных сетей была продемонстрирована эффективность предложенного подхода. Заключительная часть предложенных методов оптимизации анализа связана с унификацией различных этапов моделирования процессов проходящих на коллайдерах, методом Монте-Карло. Был предложен универсальный формат записи смоделированных партонных событий LHEF, в настоящий момент признанный стандартом в цепочке моделирования для коллайдеров. Далее был предложен и разработан формат документирования процесса моделирования HepML, позволяющий повысить достоверность используемых смоделированных событий, за счет автоматической документации всех параметров моделирования. На последнем шаге, была предложена и внедрена идея публичной базы знаний смоделированных событий МСDВ. Предложенные методы позволяют упростить цепочку моделирования процессов проходящих на коллайдерах, и как следствие, приводят к снижению теоретических неопределенностей получаемых экспериментальных результатов. Результаты главы опубликованы в работах [12–30].

Глава 3

Открытие одиночного рождения топ-кварка в эксперименте DØ коллайдера Теватрон

В предыдущих главах описана феноменология процессов рождения топ кварка и методов их исследований, были пояснены основные мотивы таких исследований. Экспериментальное исследование процессов с рождением топ кварка стало возможным на коллайдере Tevatron (Fermilab, США). В 1995 году топ кварк был открыт на этом коллайдере экспериментально и началась эра практических исследований свойств топ кварка. Автор диссертации принимал непосредственное участие в эксперименте DØ коллайдера Tevatron, в анализе данных получаемых детектором DØ и поиске событий электрослабого рождения топ кварка в данных этого эксперимента. В анализе данных эксперимента использовались все разработанные методы и инструменты, описанные в предыдущих главах. Созданные Монте-Карло генераторы, описанные в главе I, были использованы для моделирования сигнальных и некоторых фоновых процессов. В данной главе последовательно описаны этапы экспериментального поиска электрослабого (одиночного) рождения топ кварка в процессе набора данных в эксперименте DØ. Исследования, начатые в 1995 году, привели к статистически достоверному открытию электрослабого рождения топ кварка, опубликованному в 2007 году.

3.1 Поиск одиночного рождения топ-кварка в первом запуске коллайдера Теватрон (Run I) при энергии $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ

В данной секции описывается классический метод экспериментального анализа и приводятся его результаты. В следующей секции представлен этап оптимизации экспериментального поиска методом нейронных сетей, позволивший существенно улучшить результаты классического анализа. Все детали проведенных экспериментальных исследований можно найти в двух отчетах эксперимента DØ (Фермилаб) [33](200 страниц), [35](100 страниц). Ниже описываются основные этапы исследований, приводятся наиболее важные промежуточные таблицы и полученные результаты.

3.1.1 Исследуемые процессы

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 дало 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 первой главе. Дополнительно для всех Монте-Карло событий было проведено моделирование отклика DØ детектора и программ реконструкции, стандартными для DØ коллаборации пакетами программ. Процессы идентифицировались по наличию одного изолированного электрона или мюона и незарегистрированной поперечной энергии, которые предположительно идут от распада $W \rightarrow l, \nu$. 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 (Wij). Для моделирования парного рождения $t\bar{t}$ использовался пакет HERWIG [222], 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 $E_T < 15 \Gamma$ эВ и составляла $(0.0160 \pm 0.0016)\%$ для $|\eta^{\text{det}}| < 1.1$ и $(0.0622 \pm 0.0048)\%$ для $|\eta^{\text{det}}| > 1.5$. Метод, использованный для вычисления этой вероятности, является стандартным для DØ коллаборации и описан в работе [33], он основан на фитировании отношения количества электронов в отобранных КХД событиях к числу струй, которые проходят кинематические обрезания для электрона. 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 [33]. Функции вероятности *µ*-тагирования измерялись на 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 при оценке Wjj, была проведена процедура вычитания ожидаемого вклада событий от $t\bar{t}$, QCD и сигнала.

3.1.2 Отбор событий

DØ детектор [212] в первом запуске Run I имел три основные компоненты: центральную трековую систему, включающую TRD детектор, урановый с жидким аргоном калориметр и мюонный спектрометр.

Схематично представляемый анализ показан на рисунке 3.1. 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 [33]. 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.

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 ортогональных 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 [33] с требованием нахождения в центральной 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 происходит от распада



Рис. 3.1: Схема применения пакетов программ, использованных на различных этапах анализа.

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 [98, 100]. 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 [68] и для WW, WZ пакетом [70]. 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 $e+\text{jets}/\mu$ и 110 событий в $\mu+\text{jets}/\mu$. Акцептанс сигнальных событий после такого отбора составляет 0.2-0.3% в каждом канале, следовательно можно ожидать $\approx 1 \mu$ -тагированное событие, в сумме по двум каналам распада и двум процессам рождения одиночного топкварка. 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 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 примене-

Критерии предварительного отбора					
				в основном обрезает	
Ν	определение переменной	переменная	обрезание	фон	
электронный и мюонный каналы					
1	триггеры и фильтры			QCD	
2	Мин. <i>Е</i> _{<i>T</i>} струи 1	$E_T(\text{jet1})$	$> 5 \ \Gamma$ эВ	QCD, Wjj	
3	Мин. Е _Т струи 2	$E_T(\text{jet2})$	$> 5 \ \Gamma$ эВ	QCD, Wjj	
4	Макс. $ \eta $ струи 1	$ \eta^{ m det}(m jet1) $	< 4.0	QCD	
5	Макс. $ \eta $ струи 2	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet2}) $	< 4.0	QCD	
Тол	ько электронный канал				
6	электрон ID критерии			струи, фотоны	
7	Мин. <i>Е</i> _T электрона	$E_T(e)$	> 20 ГэВ	$\rm QCD$	
8	$ \eta $ электрона	$ \eta^{\det}(e) $	< 1.1, 1.5 - 2.5		
Тол	ько мюонный канал				
9	ID изолированного μ			космика, ошибки	
10	Мин. p_T мюона	$p_T(\mu)$	> 20ГэВ	QCD	
11	$ \eta $ мюона	$ \eta^{ m det}(\mu) $	< 1.7		
Тагирующий мюон					
12	ID тагирующего μ			космика, ошибки	
13	Мин. p_T мюона	$p_T(\mu)$	> 4ГэВ	$\rm QCD$	
14	$ \eta $ мюона	$ \eta^{ m 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					
MK tb	59%	8.2%	24%	3.5%	
MK tqb	62%	5.9%	27%	2.7%	
фон					
MK $t\bar{t}$	71%	13.5%	28%	5.6%	
MK $Wb\bar{b}$	50%	4.7%	24%	2.2%	
MK $Wc\bar{c}$	55%	1.2%	29%	0.5%	
MK Wjj	51%	0.1%	26%	0.1%	
MK WW	62%	1.1%	20%	0.4%	
MK 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.

ны 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 ($P_T(tag\mu) > 500$ ГэВ) и изолированного мюона ($p_T(tsol\mu) < 250$ ГэВ или $\not{E}_T < 250$ ГэВ и $p_T(tsol\mu) < 500$ ГэВ). Некорректное измерение некоторых объектов в событии приводит к наигрыванию ложной потерянной поперечной энергии, направленной вдоль объекта или в обратную сторону; для удаления таких событий применялись треугольные обрезания:

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

В данные для мюонного канала существенный вклад дают события с космическими мюонами; на рисунке 3.2 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.

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. Например, на рисунке 3.3 приведены распределения по одной из переменных, чувствительной к различиям в кинематике сигнала



Рис. 3.2: 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					
				Оказывает основное	
Ν	Описание	Имя переменной	обрезание	влияние на	
электронный и мюонный каналы					
1	только один е	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"	$F(E_T^{\rm EM})$	< 0.9	плохие измерения	
		$F(E_T^{\rm CH})$	> -0.05, < 0.5	струи	
		$R_{ m Hotcell}$	< 10		
5	Мин. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 15 ГэВ	$Wjj, { m QCD}$	
6	Мин. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	> 10 ГэВ	$Wjj, { m QCD}$	
7	макс. $ \eta $ струи 1	$ \eta^{ m det}(m jet1) $	< 3.0	$W j j, { m QCD}$	
8	макс. $ \eta $ струи 2	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet2}) $	< 4.0	$Wjj, { m QCD}$	
9	мин. число струй	$n_{ m jets}$	≥ 2	Wjj,WW,WZ	
10	макс. число струй	$n_{ m jets}$	≤ 4	$t\bar{t}$; QCD, WW, WZ	
11	мин. $ ot\!$	$\not\!\!\!E_T^{\rm cal}, \not\!\!\!E_T$	> 15 ГэВ	QCD, W+jets	
12	"треуг. обрезания"				
	на $ \not\!\!E_T$			$\rm QCD$	
13	плохо измер. таг. μ	$p_T(ag \mu)$	$< 500 \ \Gamma$ эВ	плохие измерения	
Мюонный канал					
14	плохо измер.	$p_T(\text{isol }\mu), \not\!\!E_T$	<250ГэВ	плохие измерения	
	изол. μ	$p_T(\text{isol }\mu)$	$< 500~\Gamma \mathrm{ \mathfrak{p}B}$	события	
15	нет разлет. μ	$\Delta \phi(\text{isol } \mu, \text{tag } \mu)$	< 2.4 rad	космические мюоны	

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

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

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

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 3.4 приведены распределения по реконструированной массе топ-кварка в электронном и мюонном каналах для сигнала, различных фонов, данных и суммарного сигнала и фона.

3.1.3 Первые экспериментальные результаты

Основной результат поиска электрослабого рождения топ кварков на существующей статистике – это первые прямые экспериментальные ограничения на сечения процессов электрослабого рождения топ кварка. В предыдущих главах было отмечено, что некоторые эффекты вне рамок Стандартной Модели могут существенно увеличивать эти сечения. Следовательно, первые прямые ограничения в электрослабом секторе Стандартной Модели, связанные с наиболее тяжелым кварком, представляют практический интерес и являются первым этапом таких исследований.



Рис. 3.3: Переменная чувствительная к различиям в кинематике сигнала и $t\bar{t}$ фона.

Жесткие кинематические обрезания							
				влияет на			
Ν	название переменной	определение переменной	обрезание				
Электронный канал							
1	$H_T^{\mathrm{j}12e u}$	$E_T(\text{jet1}) + E_T(\text{jet2}) + E_T(e) + \not\!\!\!E_T$	>125ГэВ	W j j			
2	$H_T^{{ m j}34'}$	$E_T(\text{jet3}) + 5 \times E_T(\text{jet4})$	$<47~\Gamma$ эВ	$t\bar{t}$			
3	$H_T^{{ m j1}(4 u)}$	$E_T(\text{jet1}) + 4 \times \not\!\!E_T$	>155ГэВ	QCD			
M	Мюонный канал						
1	$H_T^{ m j1234}$	$E_T(j1) + E_T(j2) + E_T(j3) + E_T(j4)$	> 70 ГэВ	W j j			
2	$H_T^{\mathbf{j}34'}$	$E_T(\text{jet3}) + 5 \times E_T(\text{jet4})$	$<47\ \Gamma$ эВ	$t\bar{t}$			

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



Рис. 3.4: Реконструированная масса топ-кварка для тагированных событий в электронном и мюонном каналах после жестких критериев отбора.

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 кварков, моделирование мюонов от *b*-кварка, 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.

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:

$$Y_{\text{predict}}^{\text{sigMC}} = A^{\text{sigMC}} \mathcal{L} \sigma_{\text{sig}} + Y^{\text{backMC}} + Y^{\text{backdat}} = A' \sigma_{\text{sig}} + B1 + B2$$

где

- $Y_{\text{predict}}^{\text{sigdat}}$ предсказанное число событий в данных от фона и сигнала;
- *A*^{sigMC} акцептанс сигнальных событий, оцененный из МК;
- \mathcal{L} интегральная светимость образца данных;
- $\sigma_{\rm sig}$ сечение сигнальных процессов, полученное в CM;
- Y^{backMC} = B1 число фоновых событий для процессов, оцениваемых из MK;
- Y^{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 $Y_{\rm obs}^{\rm sigdat}$:

	Систематические ошибки				
		акцептанс	вклад	в фон	
Источник	значение	сигнала	MK	W j j	QCD
Нормализация МК о	событий				
интеграл. светимость	4.41%	—		—	
теор. сечение	2.2%-32%	—	$\sqrt{(W+ ext{jets})}$	—	
эксперим. сечение	29%		$\sqrt{(t\bar{t})}$	—	
МК моделирование					
триггеры	0.2%-70%	\checkmark	\checkmark	—	
мю оны от распада b	4.6%	$\sqrt{(\text{tag})}$	$\sqrt{(\text{tag})}$	—	
адронизация струй	5%-7%	\checkmark	\checkmark	—	
корр. энергии струй	0.9% - 100%	\checkmark	\checkmark	—	_
Косвенные обрезани	я				
ID электрона	4.9% - 7.4%	$\sqrt{(e)}$	$\sqrt{(e)}$	—	
ID изол. μ	1.2% - 10%	$\sqrt{(\mu)}$	$\sqrt{(\mu)}$	—	—
ID таг. μ	1.2% - 5.3%	$\sqrt{(\text{tag})}$	$\sqrt{(\text{tag})}$	_	—
события "Bad jets"	0.1%	\checkmark	\checkmark	—	
космические лучи	5.0%			$\sqrt{(\mu)}$	
Метод измерения фо	она				
триггеры ЈЗМ/ЕЈН	0.7% - 3.7%	—	—	_	$\sqrt{(e)}$
триггеры Tag/notag	2.9% - 3.6%	—	—		
mis-ID электрона	7.7% - 9.9%	—	—	_	$\sqrt{(e)}$
mis-ID изол. μ	18%	—	—	—	$\sqrt{(\mu)}$
Tag rate funcs. shape	$\sim \! 10.6\%$	—	—		—
Tag rate funcs. scale	1.7%	—	—		—
вычитание для Wjj	1.1% - 4.1%		—	\checkmark	

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

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

где

- $Y_{\rm obs}^{\rm sigdat}$ наблюдаемое число событий в данных;
- σ значение сечения сигнальных процессов, дающих значение $Y_{\rm obs}^{\rm sigdat}$;
- *а'* 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:

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

где

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

• Σ_C корреляционная матрица ошибок между акцептансом и фонами.

Из теоремы Бейеса получаем конечную вероятность:

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

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

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

Решением следующего уравнения на σ :

$$\int_{0}^{\sigma_{95}} \operatorname{Post}\left(\sigma | Y_{\rm obs}^{\rm sigdat}\right) = 0.95$$

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), a t-канальный процесс добавляется к фону. Числа приведены для электронного канала.

> Акцептанс × Светимость = $A' \pm dA'_1 \pm dA'_2$ МК фон = $B1 \pm dB1_1 \pm dB1_2$ 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 ("⊕" подразумевает суммирование в квадратурах):

- $dA'_1 = \Delta A^{t\bar{b}}_{\text{stat}};$
- $dA'_2 = \Delta \varepsilon_{\text{trig}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu B} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{MCfrag}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{JES}} \oplus \Delta \varepsilon_{e\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu 1\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu 2\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{badjet}} \oplus \Delta \mathcal{L};$

• $dB1_1 = \Delta Y_{\text{stat}}^{t\bar{t}} \oplus \Delta Y_{\text{stat}}^{tqb} \oplus \Delta \sigma_{t\bar{t}} \oplus \Delta \sigma_{tqb};$

- $dB1_2 = \Delta \varepsilon_{\text{trig}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu B} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{MCfrag}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{JES}} \oplus \Delta \varepsilon_{e\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{e\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu 1\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu 2\text{ID}} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{badjet}} \oplus \Delta \mathcal{L};$
- $dB2_1 = \Delta Y_{\text{stat}}^{Wj} \oplus \Delta Y_{\text{stat}}^{\text{QCD}} \oplus \Delta P_{\text{tag}} \oplus \Delta F_{\text{tag}} \oplus \Delta R_{\text{trig}}^{Wj} \oplus \Delta \varepsilon_{\text{cosmic}} \oplus \Delta F^{Wj} \oplus \Delta P_{\text{fakee}} \oplus \Delta R_{\text{trig}}^{\text{QCDe}};$

Корреляционная матрица ошибок имеет вид $(tb \rightarrow e + \text{jets}/\mu)$:

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

Акцептанс вычисляется по формуле:

Акцептанс =
$$A^{\mathrm{MC}} = \frac{B^{\mathrm{MC}}}{N_{\mathrm{initial}}^{\mathrm{MC}}} \sum_{i=1}^{n_{\mathrm{zone}}^{\mathrm{max}}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{cutset}}^{\mathrm{MC}}} C_{\mathrm{event}(j)}^{\mathrm{MC}} \right)_{\mathrm{zone}(i)},$$

где:

• С^{MC} корректирующий фактор для каждого события

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

индекс MC соответствует типу процесса (к примеру tb), а $\varepsilon_{\text{trig}}^{\text{MC}}, \varepsilon_{\text{lepID}}, \varepsilon_{\text{tagµID}}, \varepsilon_{\text{badjet}}$ – корректирующие факторы эффективности триггеров, идентификации изолированного лептона, тагирующего мюона и коррекция, связанная с обрезанием плохо измеренных струй;

- *В*^{MC} вероятность парциального распада (брэнчинг), смоделированного в образце *MC*;
- $N_{\text{initial}}^{\text{MC}}$ число сгенеренных событий в образце MC;
- *i* индекс пробегающий зоны детектора при суммировании (в разных зонах могут быть разные эффективности);
- $n_{\text{zone}}^{\text{max}}$ число зон детектора, рассматриваемых для данного канала;
- *ј* индекс, пробегающий события, прошедшие все критерии отбора;
- $N_{\text{cutset}}^{\text{MC}_\text{zn}}$ полное число событий, прошедших отбор для данной зоны детектора.

Статистическая и систематическая ошибки аксептанса вычисляются по следующим формулам.

Статистическая ошибка аксептанса = $\Delta A_{\rm stat}^{\rm MC}$ =

$$\frac{B^{\mathrm{MC}}}{N_{\mathrm{initial}}^{\mathrm{MC}}} \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{\mathrm{zone}}^{\mathrm{max}}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{cutset}}^{\mathrm{MC}_{-}\mathrm{zn}(i)}} \left(C_{\mathrm{event}(j)}^{\mathrm{MC}}\right)^2 \left(1 - \frac{N_{\mathrm{cutset}}^{\mathrm{MC}_{-}\mathrm{zn}(i)}}{N_{\mathrm{initial}}^{\mathrm{MC}}}\right)\right)}_{\mathrm{zone}(i)}$$

Систематическая ошибка аксептанса = $\Delta A_{\mathrm{syst}}^{\mathrm{MC}}$ =

$$\begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\text{max}}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}_{-}\text{zn}(i)}} (\Delta \varepsilon_{\text{trig}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} (\Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu B})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \\ \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} (\Delta \varepsilon_{\text{MCfrag}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}}} (\Delta \varepsilon_{\text{JES}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \\ \sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\text{max}}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}_{-}\text{zn}(i)}} (\Delta \varepsilon_{\text{lepID}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \\ \sum_{i=1}^{n_{\text{zone}}^{\text{max}}} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}_{-}\text{zn}(i)}} (\Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu \text{ID}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \\ \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}_{-}\text{zn}(i)}} (\Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu \text{ID}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} + \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{cutset}}^{\text{MC}_{-}\text{cutset}}} (\Delta \varepsilon_{\text{badjet}})_{\text{evt}(j)} \right)^{2} \end{bmatrix}^{1/2}$$

- $\Delta \varepsilon_{\text{tag}\mu B}$ ошибка вероятности распада *B* адрона с образованием μ ;
- $\Delta \varepsilon_{\mathrm{MCfrag}}$ неопределенность моделирования адронизации кварков;
- Δε_{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 [33].

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 объясняется 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

Результаты анализа опубликованы в работе [34]. Эти измерения 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% С.L.

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

	Электронный канал	Мюонный канал
	Акцепт	Танс
tb	$(0.255 \pm 0.022)\%$	$(0.112 \pm 0.011)\%$
tqb	$(0.168 \pm 0.015)\%$	$(0.083 \pm 0.008)\%$
	Числа со	<u> </u>
tb	0.18 ± 0.03	0.08 ± 0.01
tqb	0.28 ± 0.05	0.13 ± 0.03
W j j	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 с	раничения на сечения сигнальных процессов $(95\% \text{ CL})$				
	Начальнь	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 $tb+te$	<i>qb</i> 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. 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 секции описана оптимизация проведенного анализа с использованием метода нейронных сетей, который позволил существенно улучшить результаты.

3.2 Оптимизация экспериментального поиска одиночного рождения топ-кварка в первом запуске коллайдера Теватрон (Run I) методом нейронных сетей

В предыдущей секции 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 чрезвычайно низка (меньше 10% для сигнала).

В данной секции 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 для конечного отбора. Реализация этих идей описана в данной секции.

3.2.1 Тренировка и проверка нейронных сетей

Для построения и тренировки сети был использован пакет программ MLPfit [213], в котором заложено несколько алгоритмов тренировки. Для нахождения оптимального для данной задачи метода сравнивались два метода: "стохастический- [214] (наиболее широко используемый) и более мощный метод "Hybrid Linear-BFGS- [215], входящие в данный пакет программ. После сравнения результатов предпочтение было отдано последнему методу тренировки. Одним из основных этапов применения метода нейронных сетей является выбор кинематических переменных, составляющих входной вектор. Введение дополнительных переменных потенциально увеличивает объем информации, используемой при разделении сигнальных и фоновых событий, но также увеличивает размерность пространства для минимизации функционала ошибок (2.5) и, следовательно, делает более сложным процесс нахождения минимума. Фактически процедура выбора входных переменных состоит в кодировании полного объема 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. Предложенный метод был описан в секции 2.2 и применен в процессе экспериментального анализа.

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, так как тренировочные события не покрывают всего множества возможных событий данного 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 3.5, показано изменение функции ошибки (2.5) 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 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.



Рис. 3.5: Пример предотвращения перетренировки (overfiting) сети за счет разделения образцов событий на тренировочную и тестовую части, и ранней остановки. 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.

3.2.2 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 тагирующим мюоном. Следовательно, рассматривались четыре типа событий, разделяемых по конечной сигнатуре:

$$e + \not\!\!E_T +$$
струи (3.1)

$$\mu + \not\!\!E_T + \text{струи}$$
(3.3)

 Полное описание проведенного анализа можно найти в 100 страничном отчете [35]. В данной главе приводятся основные этапы и результаты.

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: Wbb, Wcc (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 ± 5.1 ГэВ, усредненное по последним данным DØ и CDF коллабораций.
- Использовалось последнее значение экспериментально полученного сечения $\sigma_{\text{expt}}(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X) = 5.51 \pm 1.55 \text{ pb}$
- 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 [100], [98]:

s-канальный $\sigma_{\rm NLO} (p\bar{p} \to tb + X) = 0.754 \pm 0.121 {\rm \ pb}$ *t*-канальный $\sigma_{\rm NLO} (p\bar{p} \to tqb + X) = 1.466 \pm 0.220 {\rm \ pb}.$

- 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 [35].
- С целью удалить область фазового пространства, в которой моделирование событий методом Монте-Карло не достаточно точное, изменены критерии начального отбора событий.
- Более точно рассчитаны эффективность регистрации электронов и эффективность ложной идентификации струи как электрона [35].

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 $\Delta \phi(isol\mu, tag\mu)$ (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 *pp*-столкновениях:

- $\Delta \phi(\mathrm{isol}\mu, \mathrm{tag}\mu);$
- IP_{3d}(isol µ) –прицельный параметр трека изолированного мюона, по отношению к линии пучка протонов;
- $IP_{3d}(tag \ \mu)$ тоже для тагирующего мюона;
- $p_T(\text{isol }\mu)$ поперечный импульс изолированного мюона;
- $p_T(\text{tag }\mu)$ тоже для тагирующего мюона;
- $z_{\text{vert}}(\text{isol }\mu)$ z-координата вершины трека изолированного мюона;
- $z_{\text{vert}}(\text{tag }\mu)$ 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%, Wbb 8.7%, *Wcc* 8.3%, *Wjj*19.6%, *WW*8.6%, *WZ*1.7%). 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 3.6, 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 NN_{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 тагирующим мюоном.



Рис. 3.6: Выход нейронной сети, натренированной на космические мюоны. (а): 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).

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 отобранными данными и смоделированными событиями. С другой стороны, после начальных критериев отбора применяются нейронные сети и, проанализировав эффективность тренировки на событиях после предварительных критериев отбора 3.3, описанных в предыдущей главе, и более жестких обрезаний 3.9, 3.10, 3.11, 3.12, 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 3.7 изображен выход одной из нейронных сетей для сигнала и фона. Левый рисунок 3.7 показывает результат тренировки в области после более мягких обрезаний и соответственно различий между фоном и сигналом больше. На правом рисунке 3.7 показаны распределения выхода сети с более жесткими начальными обрезаниями. Большую часть событий на левом рисунке 3.7 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.

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 3.9, 3.10, 3.11, 3.12.

Эффективность начальных критериев отбора для событий, прошедших предварительные критерии отбора 3.1, показана в таблице 3.13.

Структура созданных нейронных сетей

В каждый из двух сигнальных процессов дают вклад разные наборы фейнмановских диаграмм, следовательно, кинематика двух сигнальных



Рис. 3.7: 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.

	Начальные критерии отбора					
	в не тагированно	м электронн	юм канале	Удаляемый		
Ν	описание	название	обрезание	фон		
1	Min. <i>E_T</i> струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 20 ГэB	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	Мах. псевдорап. струи 1	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet1}) $	< 2.5	Wjj, QCD		
5	Мах. псевдорап. струи 2	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet2}) $	< 3.0			
6	Мах. псевдорап. струи 3	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet3}) $	< 3.0			
7	Мах. число струй	$n_{ m jets}$	≤ 3	$t\bar{t}; \text{QCD}$		
8	Min. $\not\!\!E_T$		> 20 ГэВ (<i>е</i> в СС)	QCD, Wjj		
			> 25 ГэВ (<i>е</i> в ЕС)			

Таблица 3.9: Начальные критерии отбора не тагированного электронного канала.

	Начальные	критерии от	гбора	
	в тагированном	і электронно	м канале	Удаляемый
Ν	описание	название	обрезание	фон
1	Min. <i>E_T</i> струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 15 ГэВ	Wjj, QCD
2	Min. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	$> 10 \ \Gamma$ əB	
3	Min. E_T струи 3	$E_T(\text{jet3})$	$> 10 \ \Gamma$ əB	
4	Мах. псевдорап. струи 1	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet1}) $	< 2.5	Wjj, QCD
5	Мах. псевдорап. струи 2	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet2}) $	< 3.0	
6	Мах. псевдорап. струи 3	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet3}) $	< 3.0	
7	Мах. число струй	$n_{ m jets}$	≤ 3	$t\bar{t}$; QCD
8	Min. $\not\!\!E_T$		$> 15 \ \Gamma$ эВ (<i>е</i> в CC)	QCD, Wjj
		_	> 20 ГэВ (е в ЕС)	

Таблица 3.10: Начальные критерии отбора тагированного электронного канала.

	Начальные критерии отбора					
	в не тагированном	мюонном ка	нале	Удаляемый		
Ν	описание	название	обрезание	фон		
1	Min. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	> 25ГэВ	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	Мах. псевдорап. струи 1	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet1}) $	< 3.0	Wjj, QCD		
6	Мах. число струй	$n_{ m jets}$	≤ 4	$t\bar{t}; QCD$		
7	Min. $\not\!\!E_T$	$ \not\!\!\!E_T^{\mathrm{cal}}, \not\!\!\!\!E_T$	>15ГэВ	QCD, Wjj		

Таблица 3.11: Начальные критерии отбора не тагированного мюонного канала.

	в тагированном мю	онном канале	;	Удаляемый
Ν	описание	название	обрезание	фон
1	Min. E_T струи 1	$E_T(\text{jet1})$	>15ГэВ	Wjj, QCD
2	Min. E_T струи 2	$E_T(\text{jet2})$	>10ГэВ	
3	Мах. псевдорап. струи 1	$ \eta^{\text{det}}(\text{jet1}) $	< 3.0	Wjj, QCD
4	Мах. число струй	$n_{ m jets}$	≤ 4	$t\bar{t}$; QCD
5	Min. $\not\!\!\!E_T$	$ ot\!$	>15ГэВ	QCD, Wjj
6	Seven-variable neural network	$O(NN_{cosmic})$	> 0.85	Cosmic rays

Таблица 3.12: Начальные критерии отбора тагированного мюонного канала.

	Эффен	ктивность началі	ьных критериев отб	oopa
Тип	Электронны	ый канал	Мюонный	і канал
событий	не тагированный	тагированный	не тагированный	тагированный
Сигнал				
MK tb	61%	82%	71%	53%
MK tqb	47%	68%	68%	54%
Фон				
MK $t\bar{t}$	15%	19%	39%	27%
MK $W b \bar{b}$	30%	75%	43%	47%
MK $Wc\bar{c}$	24%	77%	37%	46%
MK Wjj	22%	64%	35%	35%
MK WW	34%	50%	57%	52%
MK WZ	37%	60%	58%	45%
QCD	1.1%	10%	23%	9%
Данные	5%	12%	13%	5%

Таблица 3.13: Процент событий прошедших начальные обрезания.

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 3.14:

Структура сетей показана в таблице 3.15.

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 3.16, 3.17, 3.18, 3.19 приведены найденные оптимальные наборы переменных, использованных в качестве входного вектора для каждой нейронной сети.

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.

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

Таблица 3.14: Числа событий для тренировки и тестирования нейронных сетей.

Структура нейронных сетей				
Сеть	s-kar	иал tb	t-кан	ал tqb
$\Phi_{\rm OH}$	е-канал	μ -канал	е-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 3.15: 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

Ν	Символ	Описание
1	E_T^{jet1}	Поперечная энергия струи 1
2	E_T^{jet2}	Поперечная энергия струи 2
3	$ \eta_{ m jet1}^{ m det} $	Модуль псевдорапидити струи 1
4	$ \eta_{ m jet2}^{ m det} $	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	$ Y^{j1j2} $	Модуль псевдорапидити системы первых двух струй
10	$p_T^{\cdot \mu 1}$	p_T наиболее энергичного тагирующего мюона
11	$p_T^{.\mu 2}$	p_T второго тагирующего мюона
12	$M_{\rm best}$	Реконструированная масса топ кварка
13	$M_{\rm all}$	Инвариантная масса всех конечных частиц $(=\hat{s})$
14	$\mathbf{P}_{\min}^{\mathrm{all}}$	Мин. компонента тензора из 3-х импульсов системы всех частиц

Входные переменные для Wjj и Wbb сетей

Таблица 3.16: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и WjjилиWbbфон.

		Входные переменные для $t\bar{t}$ сетей
Ν	Символ	Описание
1	$M_{\rm all}$	Инвариантная масса всех конечных частиц $(=\hat{s})$
2	$M_{\rm all jets}$	Инвариантная масса всех струй
3	$(M_{\rm alljets})'$	Инвариантная масса всех струй, кроме струи от t
4	$(H_{\rm alljets})'$	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 3.17: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и $t\bar{t}$ фон.

Ν	Символ	Описание
1	E_T^{jet1}	Поперечная энергия струи 1
2	E_T^{jet2}	Поперечная энергия струи 2
3	p_T^{j1j2}	Поперечный момент системы первых двух струй
4	$M_T^{ m j1j2}$	Поперечная масса системы первых двух струй
5	$H_T^{ m j1j2}$	Скалярная сумма поперечной энергии струй 1 и 2
6	$ Y^{j1j2} $	Модуль псевдорапидити системы первых двух струй
7	$p_T^{.\mu 1}$	p_T наиболее энергичного тагирующего мюона
8	$p_T^{.\mu 2}$	p_T второго тагирующего мюона
9	$M_{\rm best}$	реконструированная масса топ кварка
10	$\mathbf{P}_{\min}^{\mathrm{all}}$	Min. компонента тензора из 3-х импульсов системы всех частиц
11	p_T^W	Поперечный импульс системы l, ν
12	$\left(\sum P_T^{\text{alljets}}\right)'$	векторная сумма P_T всех струй, кроме струи от t
13	$\left \frac{M^{j1j2} - M^W}{M^W}\right $	Относительное отличие M^{j1j2} от M^W
14	$p_T^W - P_T^{\text{alljets}}$	Модуль разности P_T , систем l, ν и струй

Входные переменные для WW сетей

Таблица 3.18: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал иWWфон.

		Входные переменные для QCD сетей
Ν	Символ	Описание
1	$E_T^{\rm jet1}$	Поперечная энергия струи 1
2	$E_T^{\rm jet2}$	Поперечная энергия струи 2
3	$ \eta_{ m jet1}^{ m det} $	Модуль псевдорапидити струи 1
4	p_T^{j1j2}	Поперечный момент системы первых двух струй
5	M^{j1j2}	Инвариантная масса первых двух струй
6	$ Y^{j1j2} $	Модуль псевдорапидити системы первых двух струй
7	$p_T^{.\mu 1}$	p_T наиболее энергичного тагирующего мюона
8	$p_T^{.\mu 2}$	p_T второго тагирующего мюона
9	$M_{\rm best}$	реконструированная масса топ кварка
10	$M_{\rm all}$	Инвариантная масса всех конечных частиц $(=\hat{s})$
11	$\mathbf{P}_{\min}^{\mathrm{all}}$	Min. компонента тензора из 3-х импульсов системы всех частиц
12	$ ot\!$	Не зарегистрированная поперечная энергия
13	M_T^W	Поперечная масса системы l, ν
14	p_T^{alljets}	Векторная сумма P_T всех струй
15	$\left(\sum E_T^{\text{alljets}}\right)'$	Скалярная сумма E_T всех струй
16	$p_T^W - P_T^{\text{alljets}}$	Модуль разности P_T , систем l, ν и струй

Таблица 3.19: Входные переменные для нейронных сетей, разделяющие сигнал и QCD фон.

Распределение выхода созданных нейронных сетей для сигнала и фона

Распределения выходов всех двадцати нейронных сетей для соответствующих смоделированных сигнальных и фоновых событий показан на рисунке 3.8. 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 и фона весьма близки, что затрудняет их разделение.

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.

Следует отметить, что был реализован и другой подход к объединению созданных нейронных сетей, описанный в секции 2.1, детали реализации можно найти в [12]. В таком подходе создавались последовательные каскады нейронных сетей объединяемых спуер-сетью (SuperNN). Такая методика уже напоминает современные сети глубокого обучения. К сожалению, оказалось, что такое усложнение структуры нейронных сетей приводило к увеличению систематической ошибки. В конечном итоге, для основных результатов Run I был выбран более простой подход



Рис. 3.8: Распределения выхода созданных двадцати сетей для смоделированных событий соответствующего фона и сигнала, в электронном и мюонном каналах. Распределения показаны для равного количества сигнальных и фоновых событий. Сплошные линии показывают распределения нетагированных событий, пунктирные линии соответствуют тагированным событиям.

описываемый в этой секции.

На рисунках 3.9 – 3.12 представлены распределения выхода 20-и ней-

ронных 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)



Рис. 3.9: Распределения выхода созданных сетей для DØ данных и всех смоделированных событий фона и сигнала. Показаны сети созданные для выделения *s*-канального (tb) процесса рождения топ кварка. Показаны события отобранные в электронном канале. Левые картинки демонстрируют распределения нетагированных событий, на правых картинках показаны тагированные события.



Рис. 3.10: Распределения выхода созданных сетей для DØ данных и всех смоделированных событий фона и сигнала. Показаны сети созданные для выделения *s*-канального (tb) процесса рождения топ кварка. По-казаны события отобранные в мюонном канале. Левые картинки демонстрируют распределения нетагированных событий, на правых картинках показаны тагированные события.



Рис. 3.11: Распределения выхода созданных сетей для DØ данных и всех смоделированных событий фона и сигнала. Показаны сети созданные для выделения *t*-канального (tqb) процесса рождения топ кварка. Показаны события отобранные в электронном канале. Левые картинки демонстрируют распределения нетагированных событий, на правых картинках показаны тагированные события.



Рис. 3.12: Распределения выхода созданных сетей для DØ данных и всех смоделированных событий фона и сигнала. Показаны сети созданные для выделения *t*-канального (tqb) процесса рождения топ кварка. По-казаны события отобранные в мюонном канале. Левые картинки демонстрируют распределения нетагированных событий, на правых картинках показаны тагированные события.

Эффективность применения нейронных сетей

В таблице 3.20 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.

3.2.3 Результаты применения нейронных сетей

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	$=\pm 16\%$	(NLO [98])
-tqb	$=\pm15\%$	(NLO [100])

• Фоновые процессы:

—	$Wb\bar{b} = +32\%, -23\%$	(LO, [10])
—	$Wc\bar{c} = +32\%, -23\%$	(LO, [10])
—	Wjj = +21%, -17%	(LO, [10])
—	$WW = \pm 2.2\%$	(NLO, [154])
_	WZ = +8.9%, -2.4%	(NLO, [155])
_	$t\bar{t} = \pm 28\%$ (Tevatron,	, текущие на момент анализа изме-
	рения)	

Другие вклады в систематическую ошибку приведены в таблице 3.21 (таблица аналогичная таблице 3.6 в классическом анализе)

Процентное соотношение различных вкладов в ошибку акцептанса сигнала приведено в таблице 3.22.

Вклад различных источников в ошибку определения числа ожидаемых событий приведен в таблице 3.23 для начальных критериев отбора и в таблице 3.24 для конечного отбора нейронными сетями.

Акцептанс сигнала и набранное число событий

В таблице 3.25 приведены значения акцептанса (эффективности отбора) сигнальных событий после каждого этапа отбора кандидатов. Значения

	Эффективность применения нейронных сетей								
		Электрон	ектронный канал			Мюонный канал			
	не	тагир.	-	гагир.	не	тагир.	тагир.		
Тип	%	Ν	%	Ν	%	Ν	%	Ν	
Событий		Событий		Событий		Событий		Событий	
			Пог	иск <i>s</i> -канал	ьного ро	эждения			
Сигнал									
MK tb	14%	1,782	64%	1,741	19%	1,305	87%	$1,\!113$	
Фон									
MK tqb	6%	665	36%	613	7%	552	47%	466	
MK $t\bar{t}$	5%	137	14%	124	3%	110	13%	105	
MK $Wb\overline{b}$	4%	137	43%	381	7%	136	58%	218	
MK $Wc\bar{c}$	4%	185	40%	103	7%	150	61%	46	
MK Wjj	3%	96	31%	9	4%	85	59%	4	
MK WW	1%	39	26%	18	1%	27	43%	23	
MK 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	
			Пог	иск <i>t</i> -канал	ьного ро	ждения			
Сигнал	1.00								
MK tqb	16%	1,748	62%	1,060	27%	2,101	75%	744	
Фон									
MK tb	7%	875	53%	$1,\!478$	11%	778	78%	1,005	
MK $t\bar{t}$	12%	362	33%	300	20%	687	16%	138	
MK Wbb	2%	67	29%	272	3%	68	47%	174	
MK $Wc\bar{c}$	2%	88	29%	82	4%	86	61%	45	
MK W j j	2%	73	29%	8	4%	77	20%	2	
MK WW	2%	69	14%	14	8%	157	47%	29	
MK 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 3.20: 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.

	Систематически	ие ошибки		
		акцептанс	вклад в d	рон
Источник	значение	сигнала	MK	QCD
Нормализация МК	событий			
интеграл. светимость	4.41%		\checkmark	—
теор. сечение	2.2%-32%		$\sqrt{(W+\text{jets})}$	
эксперим. сечение	28%		$\sqrt{(t\bar{t})}$	—
МК моделирование				
триггеры	0.4% - 12%	\checkmark	\checkmark	—
мюоны от распада b	4.6%	√ (Тагир.)	√ (Тагир.)	
адронизация струй	5%-7%		\checkmark	
корр. энергии струй	0.4% - 137%	\checkmark	\checkmark	—
Косвенные обрезани	я			
ID электрона	2.7% - 4.9%	$\sqrt{(e)}$	$\sqrt{(e)}$	—
ID изол. μ	1.2%-10%	$\sqrt{(\mu)}$	$\sqrt{(\mu)}$	—
ID таг. μ	1.2% - 5.3%	√ (Тагир.)	√ (Тагир.)	—
события "Bad jets"	0.1%		\checkmark	
Метод измерения ф	она			
триггеры ЈЗМ/ЕЈН	3.5%	—		$\sqrt{(e)}$
mis-ID электрона	13.9% - 16.8%			$\sqrt{(e)}$
mis-ID изол. μ	12.2%– $20.0%$	_		$\sqrt{(\mu)}$

Таблица 3.21: значения различных вкладов в систематическую ошибку и их влияние на различные процессы.

		Исто	очники оі	пибки	акцептан	са сигн	нала		
		\underline{t}	<u>b</u>		tqb				
	Электро	Электронный Ми			Электро	нный	— Мюонный		
	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	
			Ha	чальні	ый отбор				
Источник									
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{trig}}$	0.2	0.4	0.7	0.8	0.2	0.5	0.7	0.8	
$\Delta \varepsilon_{.\mu B}$		4.7		4.7		4.7		4.7	
$\Delta arepsilon_{ m frag}$	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	
$\Delta \varepsilon_{ m JES}$	3.8	1.3	3.9	1.6	5.7	2.2	3.9	2.1	
$\Delta \varepsilon_{ m lepID}$	2.4	1.7	7.1	4.4	2.5	1.7	7.1	4.5	
$\Delta arepsilon_{.\mu ext{ID}}$		3.2		2.8		3.3		2.8	
$\Delta arepsilon_{ m badjet}$	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	
		По	сле обрез	аний н	на нейрони	ные се	ГИ		
Источник									
$\Delta \varepsilon_{ m trig}$	0.4	0.4	1.0	0.8	0.3	0.5	0.8	0.8	
$\Delta \varepsilon_{.\mu B}$		4.7		4.7		4.7		4.6	
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{frag}}$	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	
$\Delta \varepsilon_{ m JES}$	4.5	1.6	5.5	1.3	10.0	3.2	6.6	2.2	
$\Delta \varepsilon_{ m lepID}$	2.5	1.7	7.0	4.5	2.5	1.8	7.2	4.5	
$\Delta \varepsilon_{.\mu \mathrm{ID}}$		3.3		2.8		3.3		2.8	
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{badjet}}$	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 3.22: 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							
		\underline{t}	\overline{t}			W+	-jets	
	Элект	рон	Мюс	Мюон		рон	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
$\Delta \varepsilon_{.\mu B}$		4.8		4.8		4.6		4.6
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{frag}}$	7.0	7.0	7.0	7.0	5.0	5.0	5.0	5.0
$\Delta \varepsilon_{\rm JES}$	4.6	2.5	3.2	3.6	9.0	8.6	10.1	7.1
$\Delta \varepsilon_{ m lepID}$	2.5	1.8	7.0	4.4	2.4	1.7	7.1	3.7
$\Delta \varepsilon_{.\mu \mathrm{ID}}$		3.6		2.8		3.1		2.5
$\Delta \varepsilon_{ m badjet}$	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 3.23: Ошибки определения ожидаемого числа событий фона (в процентах) в электронном и мюонном каналах после начальных критериев отбора.

Источники ошибки числа ожилаемых событий									
	-	I	Тосле отб	ора не	йронным	и сетям	и		
		$\overline{\overline{t}}$	\overline{t}		$\frac{W+iets}{W}$				
	Электрон Мюон				Электрон Мюон				
	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	Не таг.	Таг.	
			<i>S</i> -k	аналы	ный поиси	K			
Источник						_			
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{trig}}$	0.9	2.1	2.1	1.9	3.0	4.9	3.4	4.6	
$\Delta \varepsilon_{.\mu B}$		4.8		4.8		4.6		4.6	
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{frag}}$	7.0	7.0	7.0	7.0	5.0	5.0	5.0	5.0	
$\Delta \varepsilon_{\rm JES}$	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	
$\Delta \varepsilon_{.\mu \mathrm{ID}}$		3.7		2.8		3.2		2.8	
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{badjet}}$	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	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	
			<u>t-к</u>	анальн	ный поисн	<u><</u>			
Источник									
$\Delta \varepsilon_{ m trig}$	0.9	1.9	2.1	1.9	4.1	5.5	2.4	5.5	
$\Delta \varepsilon_{.\mu B}$		4.7		4.7		4.6		4.6	
$\Delta \varepsilon_{\mathrm{frag}}$	7.0	7.0	7.0	7.0	5.0	5.0	5.0	5.0	
$\Delta \varepsilon_{ m JES}$	8.0	2.8	1.0	2.6	19.5	13.5	23.1	37.9	
$\Delta \varepsilon_{ m lepID}$	2.5	1.8	7.0	4.3	2.4	1.6	6.9	4.5	
$\Delta \varepsilon_{.\mu \mathrm{ID}}$		3.3		2.7		2.9		2.7	
$\Delta \varepsilon_{ m badjet}$	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 3.24: Ошибки определения ожидаемого числа событий фона (в процентах) в электронном и мюонном каналах после отбора нейронными сетями.

Ак	Акцептанс сигнальных событий					
Обрезания	Не тагир.	Тагир.				
	Электрон	ный 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	$1.81 \pm 0.02 \pm 0.14$	$0.202 \pm 0.005 \pm 0.016$				
<u>NN <i>s</i>-канал</u>						
tb	$0.290 \pm 0.007 \pm 0.021$	$0.204 \pm 0.005 \pm 0.016$				
<u>NN <i>t</i>-канал</u>						
tqb	$0.285 \pm 0.007 \pm 0.033$	$0.126 \pm 0.004 \pm 0.011$				
	Мюонны	ый 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	$1.44 \pm 0.02 \pm 0.14$	$0.113 \pm 0.004 \pm 0.010$				
<u>NN <i>s</i>-канал</u>						
tb	$0.245 \pm 0.007 \pm 0.025$	$0.124 \pm 0.004 \pm 0.011$				
<u>NN <i>t</i>-канал</u>						
tqb	$0.385 \pm 0.009 \pm 0.042$	$0.085 \pm 0.003 \pm 0.008$				

Таблица 3.25: Акцептанс событий сигнала для каждого этапа отбора кандидатов в процентах от полного ожидаемого числа сигнальных событий. Приведены статистические и систематические ошибки (в соответствующем порядке).

проводятся в процентах по отношению к полному числу ожидаемых сигнальных событий.

	Ожидаемые числа событий и отобранные кандидаты из данных DØ					
	Электроннь	ый канал	Мюон	ный канал		
	Не тагир.	Не тагир.	Тагир.			
Сигнал		Предвари	тельные обрезани	ІЯ		
MK tb	2.32 ± 0.41	0.27 ± 0.05	1.18 ± 0.22	0.18 ± 0.03		
MK tqb	5.21 ± 0.88	0.40 ± 0.07	2.74 ± 0.50	0.27 ± 0.05		
Фон						
MK $t\bar{t}$	41 ± 12	7.05 ± 2.12	21 ± 6	4.50 ± 1.36		
MK $Wb\bar{b}$	13 ± 4	0.92 ± 0.31	6 ± 2	0.51 ± 0.17		
MK $Wc\bar{c}$	71 ± 24	1.04 ± 0.35	31 ± 11	0.49 ± 0.17		
MK Wjj	$2,226\pm513$	4.51 ± 1.31	961 ± 235	1.53 ± 0.64		
MK WW	51 ± 4	0.62 ± 0.08	24 ± 3	0.46 ± 0.08		
MK WZ	7 ± 1	0.18 ± 0.03	3 ± 0	0.10 ± 0.02		
QCD	—	—	79 ± 16	71.40 ± 17.35		
DØ данные	$12,255\pm111$	$116^{+11.80}_{-10.75}$	$3,084\pm56$	$145^{+13.07}_{-12.03}$		
Сигнал		Начал	ьные обрезания			
$MK \ tb$	1.41 ± 0.25	0.22 ± 0.04	0.84 ± 0.16	0.10 ± 0.02		
MK tqb	2.44 ± 0.43	0.27 ± 0.05	1.85 ± 0.34	0.15 ± 0.03		
Фон						
MK $t\bar{t}$	6.19 ± 1.84	1.37 ± 0.41	7.99 ± 2.42	1.22 ± 0.37		
MK $Wb\bar{b}$	3.84 ± 1.30	0.69 ± 0.23	2.43 ± 0.84	0.24 ± 0.08		
MK $Wc\bar{c}$	17.34 ± 5.97	0.80 ± 0.27	11.31 ± 3.97	0.23 ± 0.08		
MK Wjj	498.69 ± 119.59	2.88 ± 0.95	331.73 ± 84.49	0.54 ± 0.26		
MK WW	17.29 ± 1.98	0.31 ± 0.05	13.47 ± 1.65	0.24 ± 0.05		
MK 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		
5 0		⊥1 83	222 ± 20.97	o ± 3 05		
DØ данные	$558_{-23.61}^{+24.04}$	$14^{+4.03}_{-3.70}$	$398^{+20.97}_{-19.94}$	$8^{+3.93}_{-2.77}$		

В таблице 3.26, 3.27 показано ожидаемое число событий фоновых и сигнальных процессов, а также отобранные кандидаты из данных DØ.

Таблица 3.26: 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					
	Электронн	ый канал	Мюонный канал			
	Не тагир.	Тагир.	Не тагир.	Тагир.		
Сигнал		NN отбор,	<i>s</i> -канальный пои	ІСК		
MK tb	0.201 ± 0.037	0.141 ± 0.026	0.162 ± 0.032	0.082 ± 0.016		
$\Phi_{ m OH}$						
MK tqb	0.145 ± 0.027	0.098 ± 0.018	0.136 ± 0.025	0.068 ± 0.013		
MK $t\bar{t}$	0.285 ± 0.094	0.195 ± 0.061	0.248 ± 0.080	0.157 ± 0.050		
MK $Wb\bar{b}$	0.149 ± 0.051	0.298 ± 0.101	0.163 ± 0.060	0.139 ± 0.048		
MK $Wc\bar{c}$	0.770 ± 0.272	0.316 ± 0.111	0.736 ± 0.266	0.139 ± 0.053		
MK Wjj	13.763 ± 3.451	0.890 ± 0.418	14.562 ± 4.277	0.317 ± 0.202		
MK WW	0.240 ± 0.106	0.082 ± 0.028	0.185 ± 0.074	0.100 ± 0.035		
MK 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	$15_{-3.829}^{+4.959}$	$2^{+2.638}_{-1.292}$	$9_{-2.944}^{+4.110}$	$1^{+2.300}_{-0.827}$		
Сигнал		NN отбор,	<i>t</i> -канальный пои	ICK		
MK tqb	0.385 ± 0.075	0.170 ± 0.031	0.496 ± 0.096	0.110 ± 0.020		
Фон						
MK tb	0.098 ± 0.022	0.118 ± 0.022	0.097 ± 0.020	0.074 ± 0.014		
MK $t\bar{t}$	0.759 ± 0.234	0.449 ± 0.137	1.579 ± 0.479	0.193 ± 0.061		
MK $Wb\bar{b}$	0.073 ± 0.028	0.204 ± 0.071	0.081 ± 0.030	0.112 ± 0.042		
MK $Wc\bar{c}$	0.364 ± 0.132	0.233 ± 0.086	0.422 ± 0.160	0.139 ± 0.055		
MK Wjj	10.161 ± 3.264	0.833 ± 0.389	13.181 ± 4.596	0.109 ± 0.170		
MK WW	0.430 ± 0.109	0.045 ± 0.015	1.078 ± 0.308	0.112 ± 0.027		
MK 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	$10^{+4.267}_{-3.109}$	$2^{+2.638}_{-1.292}$	$14_{-3.797}^{+4.830}$	$1^{+2.300}_{-0.827}$		

Таблица 3.27: 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 в предсказанном числе событий и полученном из данных приведены в таблице 3.28 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.

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 <i>s</i> -канал	-0.31σ	-0.27σ	-1.30σ	-0.27σ			
NN <i>t</i> -канал	-0.64σ	-0.25σ	-0.49σ	-0.25σ			

Таблица 3.28: В единицах стандартных отклонений σ показано различие между предсказанным числом событий и полученными данными после каждого этапа отбора кандидатов.

Ограничения на сечения рождения одиночного *t*-кварка

Используя полученные значения акцептанса и чисел событий, можно поставить верхние ограничения 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 3.29 приведены значения ограничений на 95% уровне достоверности для парциальных каналов и полных сечений.

3.2.4 Результаты экспериментального поиска одиночного рождения топ-кварка в первом запуске коллайдера Теватрон (Run I)

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

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

Улучшить ограничения позволило два фактора:

• использование мощного метода классификации событий – метода нейронных сетей;

Ограничения на сечение сигнальных процессов на 95% уровне достоверности						
	Начальный отбор После нейронных сете					
Канал	Электрон	Мюон	$e{+}\mu$	Электрон	Мюон	$e{+}\mu$
<u>s-канал tb</u>						
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 3.29: 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.

• 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 [12, 13, 32–38]. Полученные с помощью описанных оптимизированных методов результаты DØ близки к предварительным оценкам эксперимента CDF [73], полученными при использовании вершинного микрострипового детектора для идентификации *b*-кварка, позволившего сильно повысить эффективность выделения событий с рождением топ-кварка.

3.3 Поиск одиночного рождения топ-кварка после модернизации коллайдера Теватрон и детектора D0 в Run II при энергии $\sqrt{s} =$ 1.96 ТэВ.

В предыдущей секции были описаны методы и результаты поиска одиночного рождения топ-кварка на данных полученных детектором D0

во время работы в 1992-1996 годах при энергии протон-антипротонных столкновениях $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ, в период работы коллайдера Теватрон называемый Run I. После окончания Run I коллайдер и детекторы прошли глубокую модернизацию и в 2001 году начался новый этап работы коллайдера Теватрон называемый Run IIa. Во время модернизации коллайдера была значительно повышена светимость, до 1.0×10^{32} см⁻²сек⁻¹, и увеличена энергия столкновений до $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ. Были модернизированы различные части детектора D0. Обновленный D0 детектор получил кремниевый микростриповый вершинный детектор позволивший идентифицировать адронные струи происходящие от b-кварков с высокой эффективностью, что критически важно для выделения событий с рождением топ-кварка из подавляюще большого фона с адронными струями, происходящими от кварков легких ароматов и глюонов.

3.3.1 Первые результаты на статистике 230 $n6^{-1}$.

Первый поиск одиночного рождения топ-кварка в Run IIa был проведен на набранной детектором D0 статистике 230 пб⁻¹. Первые результаты были опубликованы в статье [44], а детали анализа описаны в препринтах [39–42]. Позже было опубликовано подробное описание методов и результатов анализа этого набора данных [48]. Все основные этапы и методы, примерно, повторяли описанное в предыдущих секциях этой главы 3.1,3.2. В данной секции диссертации описываются основные отличия и полученные результаты.

Главным отличием нового анализа стала возможность использовать новый вершинный детектор для идентификации адронных струй от bкварков. Такая идентификация возможна в следствии относительно большого времени жизни В-адронов (адронов содержащих b-кварки), связанного с необходимостью распада по слабым взаимодействиям. За это время В-адрон успевает пролететь несколько миллиметров от первоначальной вершины взаимодействия протонов с антипротонами, прежде чем в процессе адронизации начнется образование каскадов вторичных частиц формирующих адронную струю. На основании сдвига вершины образования адронной струи от первичной вершины взаимодействия и оценивается вероятность адронной струи происходить от b-кварка. Измеренные эффективности b-таггирования на основе информации от нового вершинного детектора показаны на Рис. 3.3.1. Высокая эффективность bтагирования позволила потребовать в анализе наличие в событии одной или более b-тагированных адронных струй, что сильно снизило влияние фона. Первоначальные основные критерии отбора событий приведены в таблице 3.30. На основании этих критериев и требования идентифи-



Рис. 3.13: Измеренная эффективность b-таггирования, ложного таггирования и оценка эффективности тагирования адронных струй от скварков, в зависимости от поперечного импульса адронной струи (p_T) , на основании информации из вершинного детектора.

кации одной или двух b-тагированных адронных струй были отобраны события в данных и моделировании. Основные детали моделирования и отбора данных аналогичны рассмотренным в предыдущих секциях этой главы и в данной секции не приводятся. Количество отобранных событий приведено в таблице 3.31. Показаны два направления поиска. Поиск s-канального рождения одиночного топ-кварка, в данном случае t-канальный процесс добавляется к полному фону. Поиск t-канального процесса одиночного рождения топ-кварка, с добавлением s-канального процесса к фону. В таблице приведена полная систематическая неопределенность оцененная методами описанными в предыдущих секциях этой главы. Из таблицы 3.31 видно, что вклад фоновых процессов подавляюще большой и требуется применение оптимизации анализа. Как и в Run I, были применены нейронные сети с методологией совпадающей с описанной в предыдущих секциях. Распределения смоделированных событий для дискриминаторов созданных нейронных сетей приведены на рисунке 3.14 для выделения s-канального сигнала и на рисунке 3.15 дискриминаторы для выделения t-канального сигнала. Распределение смоделированных событий и отобранных данных для дискриминатора нейронных сетей приведены на рисунке 3.16 для дискриминатора s-канального сиг-



Рис. 3.14: Распределения смоделированных событий для дискриминатора созданных нейронных сетей выделяющих s-канальный сигнал. Рисунок (a) для сети выделяющей $Wb\bar{b}$ в электронном канале, (b) $t\bar{t}$ в электронном канале, (c) $Wb\bar{b}$ в мюонном канале, (d) $t\bar{t}$ в мюонном канале. Все кривые нормализованы к одинаковому интегралу для оценки разделяющей способности.



Рис. 3.15: Распределения смоделированных событий для дискриминатора созданных нейронных сетей выделяющих t-канальный сигнал. Рисунок (a) для сети выделяющей $Wb\bar{b}$ в электронном канале, (b) $t\bar{t}$ в электронном канале, (c) $Wb\bar{b}$ в мюонном канале, (d) $t\bar{t}$ в мюонном канале. Все кривые нормализованы к одинаковому интегралу для оценки разделяющей способности.

Таблица 3.30: Основные критерии первичного отбора событий.

Критерий отбора	$l{ m +jets}$
$l = e, \mu, E_T$	≥ 15 ГэВ
$\not\!$	≥ 15 ГэВ
$N_{ m jets}$	$2 \le N_{\rm jets} \le 4$
$E_T(\text{jet})$	≥ 15 ГэВ
$ \eta(ext{jet}) $	≤ 3.2
$E_T(\text{jet1})$	≥ 25 ГэВ
$ \eta(\text{jet1}) $	≤ 2.4

Таблица 3.31: Количество ожидаемых и измеренных событий для моделирования различных процессов фона, сигнала и отобранных данных. Строка "Полный фон" для s-канального (t-канального) поиска включает t-канальный (s-канальный) процесс отмеченный как tqb (tb). Указана полная систематическая неопределенность.

Процесс	<i>s</i> -канальный сигнал	<i>t</i> -канальный сигнал
tb	5.5 ± 1.2	4.8 ± 1.0
tqb	8.6 ± 1.9	8.5 ± 1.9
$W{+}\mathrm{jets}$	169.1 ± 19.2	163.9 ± 17.8
$t\bar{t}$	78.3 ± 17.6	75.9 ± 17.0
Multijet	$31.4\pm\!3.3$	31.3 ± 3.2
Полный фон	287.4 ± 31.4	275.8 ± 31.5
Данные	283	271

нала и на рисунке 3.16 для дискриминатора t-канального сигнала. На основании статистического анализа распределения событий для дискриминантов нейронных сетей, аналогичного описанному ранее в этой главе, были найдены одномерные плотности вероятности для значений сечения t-канального и s-канального процессов, показанные на рисунке 3.18. На основе полученных плотностей вероятности были найдены верхние ограничения на сечения этих процессов на 95% уровне достоверности. Результаты получены при объединении электронного и мюонного каналов, и требовании наличия одной или двух b-тагированных адронных струй в событии. На рисунке 3.19 показаны двумерные контуры ограничений на сечения t- и s-канальных процессов для 68%, 90%, и 95% уровня достоверности, полученные при одновременной вариации значений сечений двух процессов на этапе статистического анализа. Для сравнения, пока-



Рис. 3.16: Распределение смоделированных событий и отобранных данных для дискриминаторов нейронных сетей выделяющих s-канальный сигнал. Электронный и мюонный каналы объединены. Применено требование наличия минимум одной b-тагированной адронной струи. Вклад сигнала умножен на 10 для лучшего представления.



Рис. 3.17: Распределение смоделированных событий и отобранных данных для дискриминаторов нейронных сетей выделяющих t-канальный сигнал. Электронный и мюонный каналы объединены. Применено требование наличия минимум одной b-тагированной адронной струи. Вклад сигнала умножен на 10 для лучшего представления.

заны предсказания сечений этих процессов в некоторых расширениях СМ вычисленных в работе [221]. Количественные ограничения приведены в таблице 3.32. Показаны измеренные и ожидаемые верхние ограничения на сечения t-канального (tqb) и s-канального (tb) процессов на 95% уровне достоверности, для различных уровней отбора событий. Начальный отбор соответствует приведенному в таблице 3.30. Классические обрезания прошли некоторую оптимизацию, по сравнению с описанными выше в этой главе, их полный набор приведен в [48]. Наиболее точные ограничения получены на основе нейронных сетей и приведены в последней строке таблицы.



Рис. 3.18: Измеренная на основе нейронных сетей плотность вероятности значения сечения одиночного рождения топ-кварка для t-канального и s-канального процессов. Отмечены значения квантилей верхних ограничений для 95% уровня достоверности.



Рис. 3.19: Контуры ограничений на сечения t- и s-канальных процессов для 68%, 90%, и 95% уровней достоверности построенные на основе нейронных сетей. Приведены предсказания сечений в нескольких расширениях СМ на основе вычислений в [221].

Таблица 3.32: Ожидаемые и измеренные верхние ограничения на сечения t-канального (tqb) и s-канального (tb) процессов в пб, на 95% уровне достоверности, полученные на статистике 230 пб⁻¹ для различных этапов отбора событий. Числа объединяют электронный и мюонный каналы, все неопределенности учтены.

	Expected Limits		Obser	ved Limits
	tb	tqb	tb	tqb
Начальный отбор	14.5	16.5	13.0	13.6
классические обрезания	9.8	12.4	10.6	11.3
Нейронные сети	4.5	5.8	6.4	5.0

3.3.2 Первое наблюдение одиночного рождения топкварка и измерение параметра $|V_{tb}|$ на статистике 0.9 фб⁻¹.

Успешная работа коллайдера Tevatron позволила продолжить набор данных в детекторе D0 и следующий этап поиска одиночного рождения топкварка был проведен на статистике 913 пб⁻¹ для электронного канала и 871 пб⁻¹ для мюонного канала. Различия в статистике связаны с набором данных по разным триггерам для электронного и мюонного каналов. Одновременно с набором данных была проведена оптимизация анализа. В анализе использованы три независимых метода основанные на деревьях решений (boosted decision tree, BDT), байесовских нейронных сетях (BNN) и использовании квадратов матричных элементов сигнальных процессов в качестве дискриминанта событий (ME). Методы кратко описаны в предыдущей главе 2.1.2. Помимо оптимизации методов анализа были добавлены новые более эффективные дискриминаторы b-тагирования струй, основанные на нейронных сетях, и ряд других улучшений в различных частях анализа. Детальное описание всех этапов можно найти в статьях [49,50], в данной секции приводится краткое описание основных этапов и результатов. На первом этапе была проведена оптимизация критериев начального отбора событий. Были выбраны следующие критерии отбора.

Общие критерии отбора для е и μ каналов:

- Хорошая идентификация всех требуемых объектов в различных частях детектора (Good quality)
- Срабатывание необходимых электронных и мюонных триггеров.
- Хорошо выделенная первичная вершина столкновения с более чем

тремя треками и координатой $|z_{\rm PV}| < 60~{\rm cm}$

- Недостающий поперечный импульс: $15 < E_T < 200 \ \Gamma$ эВ
- выделение от двух до четырех адронных струй с $p_T > 15 \ \Gamma$ эВ и $|\eta| < 3.4$
- Наиболее энергичная струя (первая) должна иметь $p_T > 25$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$
- Вторая, по величине поперечного импульса, струя должна иметь $p_T>20~\Gamma \Im \mathrm{B}$
- Треугольные обрезания на струи $|\Delta \phi(\text{первая струя}, \not\!\!E_T)|$ vs. $\not\!\!E_T$ $|\Delta \phi| < 1.5 + (\pi - 1.5) \not\!\!E_T (\Gamma \Rightarrow B)/35$ rad
- одна или две из адронных струй идентифицированы как b-струи

Критерии отбора специфичные для электронного канала:

- Только один хорошо идентифицированный электрон с
 $p_T > 15 \ \Gamma \Im B \ u \ |\eta^{\rm det}| < 1.1$
- Отсутствие хорошо идентифицированного мюона с $p_T > 18 \ \Gamma$ эВ и $|\eta^{\text{det}}| < 2.0$
- Отсутствие слабо идентифицированного электрона с $p_T > 15$ ГэВ
- Трек электрона происходит от первичной вершины с $|\Delta z(e,\mathrm{PV})| < 1~\mathrm{cm}$
- Треугольные обрезания на электрон $|\Delta \phi(e, \not\!\!\!E_T)|$ vs. $\not\!\!\!E_T$:
 - 1. $|\Delta \phi(e, \not\!\!E_T)| > 2 2 \not\!\!E_T (\Gamma \ni B)/40$ rad
 - 2. $|\Delta \phi(e, \not\!\!E_T)| > 1.5 1.5 \not\!\!E_T (\Gamma \ni B) / 50$ rad
 - 3. $|\Delta \phi(e, \not\!\!E_T)| < 2 + (\pi 2) \not\!\!E_T (\Gamma \Im B)/24$ rad

Критерии отбора специфичные для мюонного канала

- Только один хорошо идентифицированный мю
он с $p_T>18 \ \Gamma \Im B \ u \ |\eta^{\rm det}|<2.0$
- Отсутствие хорошо идентифицированного электрона с $p_T > 15 \ \Gamma$ эВ и $|\eta^{\text{det}}| < 2.5$
- Трек мюона происходит от первичной вершины с $|\Delta z(\mu, \mathrm{PV})| < 1~\mathrm{cm}$
- Треугольные обрезания на мюон $|\Delta \phi(\mu, \not\!\!\! E_T)|$ vs. $\not\!\!\! E_T$:

- 1. $|\Delta \phi(\mu, \not\!\!E_T)| > 1.1 1.1 \not\!\!E_T (\Gamma \ni B)/80$ rad
- 2. $|\Delta \phi(\mu, \not\!\!E_T)| > 1.5 1.5 \not\!\!E_T (\Gamma \ni B) / 50$ rad
- 3. $|\Delta \phi(\mu, \not\!\!E_T)| < 2.5 + (\pi 2.5) \not\!\!E_T (\Gamma \Im B)/30$ rad

В таблице 3.33 приведено количество отобранных событий в моделировании и данных, удовлетворяющих критериям отбора. Указанная неопределенность количества событий включает полную систематическую ошибку. Источники систематической неопределенности и их вклад приведен в таблице 3.34. Детальное описание различных источников неопределенностей приведено в [50]. Соотношение сигнальных и фоновых событий

(Суммарное количество событий							
		$e{+}\mu$ + 1+2 b-струи						
	2 струи	3 струи	4 струи	2,3,4 струи				
Сигнал								
tb	16 ± 3	8 ± 2	2 ± 1	25 ± 6				
tqb	$20{\pm}4$	12 ± 3	4 ± 1	37 ± 8				
Фон	Фон							
$t\bar{t} \rightarrow \ell\ell$	39 ± 9	32 ± 7	11 ± 3	82 ± 19				
$t\bar{t}{ ightarrow}\ell{ m +jets}$	$20{\pm}5$	103 ± 25	143 ± 33	266 ± 63				
$W b ar{b}$	261 ± 55	120 ± 24	35 ± 7	416 ± 87				
$Wc\bar{c}$	151 ± 31	85 ± 17	23 ± 5	259 ± 53				
W j j	119 ± 25	43 ± 9	12 ± 2	174 ± 36				
Многоструйные КХД	95 ± 19	77 ± 15	29 ± 6	202 ± 39				
Сума фона	$686 \pm 131 \ 460 \pm 75 \ 253 \pm 42 \ 1,398 \pm 248$							
Фон+Сигнал	721 ± 132	$480{\pm}76$	260 ± 43	$1,461{\pm}251$				
Данные	697	455	246	1,398				

Таблица 3.33: Количество отобранных событий в моделировании и данных после применения критериев отбора.

требует применения оптимизированных методов анализа. На следующем шаге был оптимизирован набор наблюдаемых для применения методов BDT и BNN. Общие принципы построения оптимального списка наблюдаемых были рассмотрены в секции 2.2. На основе описанного в секции 2.2 метода был сформирован список оптимального набора наблюдаемых, приведенный в таблице 3.35. В списке переменных используются следующие обозначения. Номер адронной струи (jet1, jet2, jet3, jet4) соответствует порядку убывания поперечного импульса струй в событии, первой маркируется наиболее энергичная адронная струя в событии.

Таблица 3.34: Систематические неопределенности оцененные в анализе. Диапазон неопределенности соответствует разным процессам и каналам.

O Information for the formation for the formation of the	<u></u>
Интегральная светимость	6%
Сечение $t\bar{t}$	18%
Электронный триггер	3%
Мюонный триггер	6%
Первичная вершина	3%
Реконструкция электронов	2%
Качество электронов	5%
Реконструкция мюонов	7%
Качество мюонов	2%
Фрагментация струй	(5-7)%
Реконструкция струй	2%
Коррекция струй	(1-20)%
Идентификация b-струй	(2-16)%
Нормализация многоструйных КХД событий	(17-28)%
Соотношение вкладов с- и b-кварков	30%
$arepsilon_{ ext{real-e}}$	2%
$arepsilon_{ ext{real-}\mu}$	2%
$\varepsilon_{\mathrm{fake-e}}$	(3-40)%
$\varepsilon_{ ext{fake-}\mu}$	(2-15)%

Относительные систематические ошибки

Обозначение "best" указывает на адронную струю дающую минимальную разность известной массы топ-кварка (172.5 ГэВ) и инвариантной массы кластера из этой струи, лептона и недостающего импульса (с реконструированной z-компонентой). По смыслу, такой выбор указывает на адронную струю с наибольшей вероятностью происходящую от распада топ-кварка. Обозначение "notbest" указывает на струю отличную от струи "best". Обозначение "tag" и "untag" отмечает b-тагированную или не b-тагированную струю, соответственно. Угловые переменные вычисляются в различных системах отсчета обозначенных индексным шрифтом. Детали вычислений указанных наблюдаемых и рисунки с распределениями событий для этих наблюдаемых приведены в [50].

Форма полученных дискриминантов приведена на рисунке 3.20. На рисунках 3.20(a,b) показаны распределения смоделированных событий сигнала и фона для дискриминанта BDT, для электронного и мюонного каналов, соответственно. Рисунки 3.20(с,d) демонстрируют разделяющую способность дискриминанта BNN. Для BDT и BNN в качестве сигнала берутся оба процесса одиночного рождения топ-кварка s-канальный (tb) и t-канальный (tqb) процессы. Квадраты матричных элементов tb и tqb процессов различаются, хотя кинематические свойства процессов близки, поэтому для МЕ анализа сигнальные процессы рассматриваются отдельно, и приведены на рисунках 3.20(e,f) для s-канального процесса, и на рисунке 3.20(g,h) для t-канального процесса. Матричные элементы для электронного и мюонного каналов совпадают, поэтому приведен только электронный канал. На рисунке 3.21 приведены распределения ожидаемых событий сигнала и фона из моделирования и распределение отобранных данных для дискриминантов BDT, BNN и ME. Электронные и мюонные каналы, и события с разным количеством струй и тагирований b-струй объединены. Штрихованная область показывает полную систематическую неопределенность ожидаемых событий в пределах одного стандартного отклонения. Точкам обозначено количество отобранных событий в данных, с соответствующей статистической ошибкой.

На основе статистического анализа, аналогичного описанному в секции 3.1.3, были получены плотности вероятности для суммы сечений t-канального и s-канального процессов, приведенные на рисунке 3.22. На рисунках приведены ожидаемые и измеренные значения для суммы двух процессов одиночного рождения топ-кварка, с соответствующими ошибками. Штрихованная область соответствует одному стандартному отклонению от значения моды распределения, т.е. наиболее вероятного значения величины сечения. Результаты трех независимых методов анализа сильно коррелируют между собой, но корреляция не 100%, так как применяются разные методы и разное влияние ошибок распределений.

Таблица 3.35: Список оптимальных наблюдаемых для применения методов BDT и BNN. Методология выбора наблюдаемых описана в секции 2.2. Символ * (†) указывает на переменную используемую только для BDT (BNN).

Входные переменные для BDT и BNN					
Характеристики частиц в событии	Характеристики всего события				
$p_T(ext{jet1})$	A planarity(all jets, W)				
$p_T(\text{jet2})$	Sphericity(alljets, W)				
$p_T(\text{jet3})$	$Centrality(alljets)^{\dagger}$				
$p_T(\text{jet4})$	E_T				
$p_T(\text{best})$	$H(\text{alljets})^{\dagger}$				
$p_T(\text{notbest1})^{\star}$	$H(ext{jet1,jet2})^\dagger$				
$p_T(\text{notbest}2)^{\star}$	$H_T(\text{alljets})$				
$p_T(ext{tag1})$	$H_T(\text{alljets-best})^\star$				
$p_T(untag1)$	$H_T(\text{alljets}-\text{tag1})^{\star}$				
$p_T(\text{untag2})$	$H_T(\text{alljets}, W)$				
$p_T(\ell)^\dagger$	$H_T(ext{jet1,jet2})$				
	$H_T(\text{jet1},\text{jet2},W)$				
Угловые характеристики	M(alljets)				
$\cos(\text{jet1}, \text{alljets})_{\text{alljets}}$	$M(\text{alljets-best})^{\star}$				
$\cos(\text{jet2}, \text{alljets})_{\text{alljets}}$	$M(\text{alljets}-\text{tag1})^{\star}$				
$\cos(\text{notbest1}, \text{alljets})_{\text{alljets}}$	M(m jet1, m jet2)				
$\cos(tag1, alljets)^{\star}_{alljets}$	$M(ext{jet1,jet2,W})$				
$\cos(\text{untag1}, \text{alljets})_{\text{alljets}}$	M(W, best)				
$\cos(\text{best,notbest1})_{\text{besttop}}$	(i.e., "best" m_{top})				
$\cos(\text{best}, \ell)_{\text{besttop}}$	$M(W, ext{tag1})$				
$\cos(\mathrm{notbest}1, \ell)_{\mathrm{besttop}}$	(i.e., "b-tagged" $m_{\rm top}$)				
$\cos(Q(\ell) imes \hat{z}(\ell), \ell)_{ m besttop}$	$M_T(m jet1, m jet2)$				
$\cos(\text{besttop}_{\text{CMframe}}, \ell_{\text{besttop}})$	$p_T(W)^\dagger$				
$\cos(\text{jet1},\ell)_{\text{btaggedtop}}$	$p_T(\text{alljets-best})$				
$\cos(\text{jet}2,\ell)_{\text{btaggedtop}}$	$p_T(\text{alljets}-\text{tag1})$				
$\cos(\mathrm{tag1},\ell)_\mathrm{btaggedtop}$	$p_T(\text{jet1,jet2})$				
$\cos(\mathrm{untag1},\ell)_{\mathrm{btaggedtop}}$	$M_T(W)$				
$\cos(\mathrm{btaggedtop}_{\mathrm{CMframe}}, \ell_{\mathrm{btaggedtop}})$	$Q(\ell) imes \eta(ext{untag1})$				
$\cos(ext{jet1},\ell)^\dagger_{ ext{lab}}$	$\sqrt{\hat{s}}$				
$\cos(\text{jet}2,\ell)^{\dagger}_{\text{lab}}$					
$\cos(ext{best}, \ell)^{\dagger}_{ ext{lab}}$					
$\cos(\mathrm{tag1},\ell)^{\dagger}_{\mathrm{lab}}$					
$\mathcal{R}(ext{jet1, ext{jet2}})^{\star}$					



Рис. 3.20: Сравнение форм распределений смоделированных событий сигнала и фона для дискриминантов BDT (a,b), BNN (c,d) и ME (e-h). Для сравнения форм интеграл каждого распределения нормирован к 1. Рисунки (a,c,e-h)соответствуют электронному каналу, рисунки (b,d) мюонному каналу. МЕ дискриминант не зависит от типа лептона и приведен только для электронного канала, но с разделением сигнала на t-канальный (tqb) и s-канальный (tb) процессы, в отличие от распределений для BDT и BNN дискриминантов.



Рис. 3.21: Распределение смоделированных событий и отобранных данных для дискриминантов BDT, BNN и ME. События сигнала (s-channel) и (t-channel) нормированы на предсказываемое в CM сечения 0.88 пб и 1.98 пб, соответственно. Штрихованная область соответствует одному стандартному отклонению суммарной систематической ошибки моделирования. Отобранные данные показаны точками с соответствующей статистической ошибкой.

Поэтому, можно провести объединение результатов. Был применен метод BLUE (best linear unbiased estimation) [223–225] позволяющий объединить различные результаты с учетом их корреляции и получить более точное измерение. Комбинированное измерение представляет из себя взвешенную сумму частных измерений:

$$\sigma = \sum_{i} w_i \,\sigma_i,\tag{3.5}$$

где $\sum_{i} w_i = 1$, а сами веса определяются минимизацией:

$$\operatorname{Var}(y) = \sum_{i} \sum_{j} w_{i} w_{j} \operatorname{Cov}(\sigma_{i}, \sigma_{j}), \qquad (3.6)$$

где Cov $(\sigma_i, \sigma_j) \equiv \langle \sigma_i \sigma_j \rangle - \langle \sigma_i \rangle \langle \sigma_j \rangle$ является ковариационной матрицей измерений. Минимум соответствует весам:

$$w_i = \frac{\sum_j \operatorname{Cov}^{-1}(\sigma_i, \sigma_j)}{\sum_i \sum_j \operatorname{Cov}^{-1}(\sigma_i, \sigma_j)},$$
(3.7)

где $\operatorname{Cov}^{-1}(\sigma_i, \sigma_j)$ обозначает обратную ковариационную матрицу. Для определения корреляционной матрицы каждый анализ прогонялся на ансамблях псевдоданных (данных Азимова), случайных выборках смоделированных событий и данных. Всего использовалось 1900 наборов псевдоданных. Для определения статистической значимости использовалось 72000 наборов псевдоданных с гипотезой отсутствия сигнала. На основе вариации по ансамблям были получены следующие значения ожидаемого измерения сечения:

$$\sigma^{\text{SM-ens}}(p\bar{p} \to tb + X, \quad tqb + X) = 2.9 \pm 1.6 \text{ pb (DT)} = 2.7 \pm 1.5 \text{ pb (BNN)} = 3.2 \pm 1.4 \text{ pb (ME)} = 3.0 \pm 1.3 \text{ pb (Combined)}.$$

Получена следующая корреляционная матрица:

Correlation matrix =
$$\begin{pmatrix} 1 & 0.66 & 0.64 \\ 0.66 & 1 & 0.59 \\ 0.64 & 0.59 & 1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} DT & (3.8) \\ BNN \\ ME \end{bmatrix}$$

Получены следующие веса для объединения результатов:

- $w_{\rm DT} = 0.127$,
- $w_{\rm BNN} = 0.386,$
- $w_{\rm ME} = 0.488.$

На основе этих весов было проведено объединение результатов и получено следующее измеренное значение для суммы сечений двух процессов одиночного рождения топ-кварка:

$$\sigma^{\text{obs}}(p\bar{p} \to tb + X, \quad tqb + X)$$

= 4.7 ± 1.3 pb (Combined),

В таблице 3.36 приведены измеренные значения суммы сечений s- и



Рис. 3.22: Ожидаемая и измеренная в статистическом анализе дискриминантов BDT, BNN и МЕ плотность вероятности суммы сечений tb и tqb процессов. Штрихованная область покрывает одно стандартное отклонение от моды (пика) распределения.

t-канальных процессов одиночного рождения топ-кварка и статистическая значимость измерений в единицах стандартных отклонений для нулевой гипотезы (отсутствие сигнала) сфлуктуировать до измеренного значения, и p-значение для каждого измерения. Статистическая значимость больше трех стандартных отклонений позволила сообщить о первом экспериментальном наблюдении процессов одиночного рождения топ-кварка в электрослабых взаимодействиях.

Первое измерение параметра $|V_{tb}|$ матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава.

В секции 1.2.1 был подробно описан один из основных параметров в физике топ-кварка, параметр $|V_{tb}|$ матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ). Измерение полного сечения одиночного рождения топ-кварка дает возможность прямого измерения этого параметра, так как сечение прямо пропорционально квадрату этого параметра $|V_{tb}|^2$, при нескольких условиях. Необходимые условия для правильной интерпретации измерения следующие: (1) одиночное рождение топ-кварка проходит только

Таблица 3.36: Измеренные экспериментальные значения суммы сечений t- и s-канального процессов, и статистическая значимость измерений на основе гипотезы отсутствия сигнала. Представлены измерения различными методами анализа и скомбинированный результат.

Экспериментальные результаты D0 на статистике 0.9 $\phi 6^{-1}$						
	Измеренное Измеренное Измеренная					
	сечение	р-значение	значимость			
Analysis	[пб]		(std. dev.)			
DT	4.9	0.00037	3.4			
BNN	4.4	0.00083	3.1			
ME	4.8	0.00082	3.2			
Combined	4.7	0.00014	3.6			

в рамках CM; (2) топ-кварк распадается только на W-бозон и b-кварк $(|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 \ll |V_{tb}|^2);$ (3) вершина Wtb CP-сохраняющая и (V-A) типа, как предсказывает СМ, но сила левого тока может отличаться от предсказания CM на множитель f_1^L , что учитывается при записи ограничения на $|V_{tb}|^2$. В дополнении к ранее отмеченным систематическим неопределенностям, при извлечении параметра |V_{tb}| учитывались дополнительные неопределенности приведенные в таблице 3.37. Измеренная плотность вероятности для $|V_{tb}|^2$, приведена на рисунке 3.23. Это измерение надо интерпретировать как силу левого (V-A) тока, поэтому корректнее приводить измерения на $|V_{tb}f_1^L|$. В таком виде не нужно делать предположения о наличии только трех поколений кварков или унитарности матрицы ККМ. Возможное значение $|V_{tb}f_1^L|$ должно быть не отрицательным и может быть больше единицы. Измеренная плотность вероятности для $|V_{tb}f_1^L|^2$ приведена на рисунке 3.23(a) (на рисунке сохранено обозначение $|V_{tb}|^2$) для неотрицательного диапазона значений. Измеренная плотность вероятности с учетом ограничения $|V_{tb}|$ диапазоном значений [0,1] и $f_1^L = 1$ приведена на рисунке 3.23(b). На основании моды полученных плотностей вероятности можно сделать заключение о первом прямом экспериментальном измерении параметра $|V_{tb}|$ в следующем виде: $|V_{tb}f_1^L| = 1.31^{+0.25}_{-0.21}$, где f_1^L является возможной аномальной константой связи характеризующей силу левого, векторного, заряженного тока. Если потребовать диапазон значений $|V_{tb}|$ в рамках СМ ($|V_{tb}| \le 1$ и $f_1^L = 1$) можно установить следующие ограничения на 95% уровне статистической достоверности: $0.68 < |V_{tb}| \le 1$.

Дополнительные неопределености при измерении $ V_{tb} $						
tb tqb						
масса топ-кварка	8.5%	13.0%				
масштаб факторизации	4.0%	5.5%				
распределение партонов в протоне	4.5%	10.0%				
α_s	1.4%	0.01%				

Таблица 3.37: Дополнительные систематические неопределенности при измерении параметра $|V_{tb}|$.



Рис. 3.23: Измеренная плотность вероятности $|V_{tb}|^2$ для неотрицательных значений (a), и (b) для значений предсказываемых в рамках CM [0,1] $(f_1^L = 1)$. Штрихованные линии обозначают стандартное отклонение от положения моды распределения.

3.3.3 Открытие одиночного рождения топ-кварка и измерение параметра $|V_{tb}|$ на статистике 2.3 фб⁻¹.

Продолжение успешной работы коллайдера Теватрон позволила детектору D0 набрать статистику 2.3 фб⁻¹. Результаты поиска одиночного рождения топ-кварка ограничены статистической ошибкой измерений и увеличение статистики данных дало возможность существенно улучшить результаты и привело к экспериментальному открытию исследуемых процессов. Новый анализ практически повторяет описанный в предыдущей секции 3.3.2, за некоторыми исключениями, отмеченными в данной секции. Детальное описание нового анализа и результаты опубликованы в работах [52, 53]. Небольшие изменения в критериях отбора событий составили изменения в порогах для $20 < E_T < 200$ ГэВ для событий с двумя струями и 25 < E_T < 200 ГэВ для событий с тремя и четырьмя струями. Порог на поперечный импульс второй струи снижен до $p_T > 15$ ГэВ. Для событий с тремя и четырьмя струями, порог на поперечный импульс электрона повышен до $p_T > 20$ ГэВ. Критерий отбора для поперечного импульса мюона был ослаблен до $p_T > 15$ ГэВ. Отмеченные изменения позволили на большей статистике несколько оптимизировать соотношение сигнала и фона. Количество отобранных событий в данных и предсказываемые в моделировании приведены в таблице 3.38. Набор рассматриваемых систематических неопределенностей приведен в

Таблица 3.38: Количество отобранных событий в данных D0 при светимости 2.3 фб⁻¹ и предсказываемых в моделировании. Числа приводятся для суммы электронного и мюонного каналов с одной или двумя b-тагированными адронными струями. Приведена полная ошибка ожидаемых и измеренных событий.

Вклад	2 jets	3 jets	4 jets
<i>tb</i> + <i>tqb</i> сигнал	139 ± 18	63 ± 10	21 ± 5
$W{+}\mathrm{jets}$	$1{,}829 \pm 161$	637 ± 61	180 ± 18
Z+jets, WW , WZ , ZZ	229 ± 38	85 ± 17	26 ± 7
$t\bar{t}$	222 ± 35	436 ± 66	484 ± 71
Многоструйные КХД события	196 ± 50	73 ± 17	30 ± 6
Сумма сигнала и фона	$2{,}615 \pm 1921$	$,294 \pm 107$	7742 ± 80
Данные	$2,\!579$	1,216	724

предыдущей секции 3.3.2, относительный вклад ошибок приблизительно сохранился и приведен в [52]. Вклад сигнальных событий составил от

3% до 9%, в зависимости от канала анализа, и требует применения методов оптимизации. Были применены аналогичные методы многомерного анализа BDT, BNN и ME, описанные в предыдущих секциях. Проведена дополнительная оптимизация выбора входных переменных, на основе их разделяющей способности для сигнала и фона. Для трех независимых анализов был использован одинаковый набора данных и моделирования, и одинаковый набор неопределенностей. Статистический анализ полученных BDT, BNN и ME дискриминаторов был полностью аналогичен описанному в предыдущих секциях этой главы. Новым стало применения дополнительной байесовской нейронной сети (SuperBNN) объединяющей три дискриминатора (BDT, BNN и ME), полученных на первом этапе. На рисунке 3.24(а) приведено распределение смоделированных событий и данных для выхода скомбинированного дискриминанта SuperBNN. Рисунок 3.24(b) демонстрирует выделенную область значений дискриминанта, отобранную по максимальному вкладу сигнальных событий. На рисунках 3.24(c,d) показаны распределения событий в области значений дискриминанта SuperBNN характерной для сигнала, с требованием для упорядоченного по вкладу сигнальных событий дискриминатора иметь значение больше 0.92. Показаны переменные с ярко выраженными отличиями сигнала от фона. Первая переменная 3.24(с) связана с особенностью событий t-канального одиночного рождения топ-кварка содержать энергичную струю легкого аромата распределенную под большими углами к поперечной плоскости пучка. В связи с асимметрией начальных пучков $(p\bar{p})$ распределение умножается на знак заряженного лептона, что группирует события в распределении с одной стороны от поперечной плоскости. Вторая переменная 3.24(d) является реконструированной, по продуктам распада, массой рождающегося топ-кварка имеющей значение близкое к 172 ГэВ. Из распределений явно видно предпочтение гипотезы существования сигнала в данных.

Комбинирование анализов проведено аналогично методу описанному в предыдущей секции с измеренной относительной корреляцией вкладов: BDT:BNN = 74%, BDT:ME = 60%, BNN:ME = 57%. Отсутствие полной корреляции между анализами позволяет достичь большей чувствительности при объединении результатов. Измеренное распределение плотности вероятности для суммы сечений t- и s-канального процессов приведена на рисунке 3.25(a). Наиболее вероятным значением суммарного сечения стало $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tb + X, tqb + X) = 3.94 \pm 0.88$ pb. Оценка статистической значимости измерения проведена методом аналогичным описанным ранее, через генерацию псевдоэкспериментов со случайной выборкой событий и учетом систематических неопределенностей для нулевой гипотезы предполагающей отсутствие сигнала. Распределение псев-



Рис. 3.24: Распределение ожидаемых событий и данных для скомбинированного дискриминанта SuperBNN упорядоченного по относительному вкладу сигнальных событий. На рисунке (а) показан полный дискриминант, на рисунке (b) показана выделенная область с высоким вкладом сигнальных событий. Рисунки (c,d) приведены для демонстрации вклада сигнальных событий в распределениях по переменным демонстрирующим яркие особенности сигнальных событий, для выделенной сигнальной области с значением дискриминанта больше 0.92. Штрихованная область соответствует полной систематической неопределенности ожидаемого фона.

доэкспериментов показано на рисунке 3.25(b). Наблюденная статистическая значимость измерения составила 5.03 стандартных отклонения, что позволило сообщить о первом экспериментальном обнаружении событий одиночного рождения топ-кварка.



Рис. 3.25: (a) Ожидаемое в СМ и измеренное в эксперименте распределение плотности вероятности для суммы сечений t- и s-канальных процессов одиночного рождения топ кварка на статистике 2.3 фб⁻¹. Закрашенная область покрывает одно стандартное отклонение от положения пика распределения. (b) Определение статистической значимости измерения через генерацию псевдоэкспериментов для гипотезы отсутствия сигнала. Измеренное значение сечения соответствует флуктуации гипотезы отсутствия сигнала на 5.03 стандартных отклонения.

На основании проведенного измерения сечения можно провести измерение параметра $|V_{tb}|$, аналогично рассмотренному ранее измерению. Для гипотезы неотрицательного значения параметра $|V_{tb}|$ измеренное значение составило $|V_{tb}f_1^L| = 1.07 \pm 0.12$. Если потребовать ограничения на $|V_{tb}|$ быть не больше единицы, то можно измерить нижнее ограничение на этот параметр. Такое измерение на 95% уровне статистической достоверности составило $|V_{tb}| > 0.78$.

Отдельное измерение сечения t-канального процесса одиночного рождения топ кварка на статистике $2.3 \, \phi 6^{-1}$.

Успешное открытие одиночного рождения топ-кварка в сумме t- и sканальных процессов заставило провести отдельное измерение сечения t-канального процесса, рассматривая вклад s-канального процесса в качестве одного из фоновых процессов. Детали анализа и результаты представлены в работе [53]. Анализ проведен на тех-же событиях и теми-же методами, что и описанный ранее в данной секции. Главным отличием стало построение новых дискриминантов BDT, BNN, ME и объединяющего их SuperBNN натренированных только на t-канальный процесс в качестве сигнала, а s-канальный процесс, нормированный на сечение CM, добавлен в полный фон. Распределение ожидаемых и отобранных в данных событий для нового скомбинированного дискриминанта SuperBNN приведено на рисунке 3.26 для полного дискриминанта (a) и для выделенной сигнальной области (b), со значением дискриминанта больше 0.8. На основании распределения смоделированных и отобран-



Рис. 3.26: Распределение ожидаемых и отобранных в данных событий для скомбинированного дискриминанта SuperBNN, во всей области значений (а) и в сигнальной области (b), со значением дискриминанта больше 0.8. Приведенные бины распределения упорядочены по относительному вкладу событий t-канального процесса. Распределения t- и s-канальных событий нормированы на измеренное сечение.

ных в данных событий, для полученного скомбинированного дискриминанта, была получена двумерная плотность вероятности с отдельными случайными параметрами для сечения t-канального и s-канального процессов. Свойства этих процессов близки и корректнее проводить статистическую вариацию по одновременному измерению обоих вкладов. Полученная двумерная плотность вероятности показана на рисунке 3.27. Закрашенные области показывают квантили 68%, 90% и 95% распределения. Точкой отмечено положение моды распределения, звездочкой показано значение сечений предсказываемых в СМ. Помимо этих значений отмечены несколько точек соответствующих предсказаниям для некоторых расширений СМ. В частности, для нейтральных токов меняющих аромат кварков во взаимодействии с Z-бозоном, в модели TopPion со связным состоянием tb, и некоторых других моделей приведенных в [23, 53, 221]. Для измерения сечения t-канального процесса двумерная плотность вероятности была проинтегрирована по всем возможным значениям сечения s-канального процесса и мода полученного одномерного распределения интерпретируется в качестве измеренного значения сечения t-канального процесса. Аналогично для измерения сечения s-канального процесса, нужно проинтегрировать по всем возможным значениям сечения t-канального процесса. Соответствующие вычисления были проведены и измеренные значения сечений составили $3.14^{+0.94}_{-0.80}$ пб для t-канального процесса, и 1.05 ± 0.81 пб для s-канального процесса. Измерения находятся в согласии с предсказаниями CM. Для оценки



Рис. 3.27: Измеренная двумерная плотность вероятности сечений t- и sканальных процессов с контурами обозначающими квантили 68%, 90% и 95% распределения. Отмечено положение моды распределения (measured peak), предсказание CM (SM) и предсказания в ряде расширений CM [23, 221].

статистической значимости измерений был применен стандартный, описанный ранее, подход с генерацией псевдоэкспериментов для гипотезы отсутствия сигнала t-канального процесса и включением s-канального процесса в полный фон. Наблюденная статистическая значимость измерения t-канального сечения составила 4.8 стандартных отклонения, что позволило сообщить о первом экспериментальном наблюдении процесса t-канального одиночного рождения топ-кварка.

3.3.4 Открытие t-канального одиночного рождения топ-кварка на статистике 5.4 фб⁻¹.

Следующий этап экспериментального исследования процессов одиночного рождения топ-кварка был завершен на почти вдвое большей статистике событий данных, составившей 5.4 фб⁻¹, что стало возможным благодаря продолжению успешной работы коллайдера Теватрон. Отличительной особенностью этого анализа стало независимая одновременная вариация вклада t-канального и s-канального процессов, без предварительных ограничений. Полные сечения и относительный вклад этих процессов может отличаться от предсказаний СМ, что будет рассмотрено в следующей главе, и представляется важным независимое измерение сечений каждого из этих процессов. Различия этих сигнальных процессов не такие сильные, но они есть. Например, на рисунке 3.28 приведены распределения событий t- и s-канальных процессов по некоторым характерным переменным демонстрирующим различия в кинематических свойствах этих процессов. Детали этого анализа приведены в работах [54,55]. Критерии отбора событий были выбраны аналогичными описанным в



Рис. 3.28: Форма распределений событий t-канальных (tqb) и sканальных (tb) процессов для некоторых характерных наблюдаемых: (a) поперечный импульс лидирующей, b-тагированной струи, (b) centrality, определенная как отношение скалярной суммы p_T струй к скалярной сумме энергий струй, в событии, (c) заряд лептона умноженный на псевдорапидити лидирующей по p_T , не b-тагированной струи, (d) полная поперечная энергия. Все распределения нормированы к единичному интегралу.

тических неопределенностей не изменился, по сравнению с предыдущими этапами анализа на меньшей статистике, и был описан в предыдущих секциях этой главы. Полное количество отобранных событий в моделировании и данных приведено в таблице 3.39.

Таблица 3.39: Количество событий ожидаемых из моделирования и отобранных в данных D0 на светимости 5.4 фб⁻¹, проходящих критерии отбора. Указана полная ошибка. Сигнальные процессы tqb и tb нормированы на предсказания CM для массы топ-кварка 172.5 ГэВ.

Source	2	jets		3	jets		4	jets	
tb	104	±	16	44	±	7.8	13	±	3.5
tqb	140	\pm	13	72	\pm	9.4	26	\pm	6.4
$tar{t}$	433	\pm	87	830	\pm	133	860	\pm	163
$W{+}\mathrm{jets}$	$3,\!560$	\pm	354	1,099	\pm	169	284	\pm	76
Z+jets & dibosons	400	\pm	55	142	\pm	41	35	\pm	18
Multijets	277	\pm	34	130	\pm	17	43	\pm	5.2
Sum of above sources	4,914	\pm	558	2,317	±	377	1,261	\pm	272
Data	4	,881		2	,307		1	,283	

Относительный вклад сигнальных событий невелик и требует применения оптимизированных методов многомерного анализа. На данном этапе были применены методы BDT и BNN, описанные ранее. В дополнение, вместо метода ME был применен метод NeuroEvolution of Augmented Topologies (NEAT) [226]. Далее, три дискриминанта были объединены дополнительной BNN в одномерный комбинированный дискриминант. Ключевым отличием стало создание трех независимых дискриминантов созданных для выделения tqb процесса с включением tb процесса в фон (дискриминант B_{tqb}), выделением tb процесса с включением tqb процесса в фон (дискриминант B_{tb}), и дискриминанта натренированного на выделение суммы tb и tqb процессов (дискриминант B_{tb+tqb}). Распределения ожидаемых событий и отобранных данных, для этих дискриминантов, приведены на рисунке 3.29 для всей области значений дискриминанта и выделенной сигнальной области, со значением упорядоченного по относительному вкладу сигнальных событий дискриминанта больше 0.8. На основании проведенного статистического анализа дискриминантов были измерены плотности вероятности сечений в различных комбинациях. На рисунке 3.30 показана двумерная плотность вероятности с одновременной, независимой вариацией вклада tb и tqb процессов. Показаны контуры соответствующие квантилям 68%, 90% и 95% распределения. Мода распределения отмечена точкой (Measurement), также приведены



Рис. 3.29: Распределение ожидаемых событий и данных для скомбинированных BNN дискриминантов натренированных на выделение tb процесса (a) B_{tb} , выделение tqb процесса (c) B_{tqb} , и суммы tb и tqb процесса (e) B_{tb+tqb} , для всей области значений дискриминанта. Распределения (b,d,f) показывают выделенную сигнальную область соответствующего дискриминанта в диапазоне [0.8–1]. Бины гистограмм упорядочены по относительному вкладу сигнальных событий. Вклад сигнальных процессов нормирован на измеренное сечение. Штрихованная область показывает полную систематическую ошибку ожидаемого фона.

предсказания CM и ряда расширений за рамками CM, аналогичные приведенным в предыдущей секции. На рисунках 3.31 представлены ожида-



Рис. 3.30: Измеренная двумерная плотность вероятности на статистике 5.4 фб⁻¹ для одновременной, независимой вариации сечений t- и sканальных процессов. Показана измеренная мода распределения, теоретические предсказания СМ и ряда расширений за рамками СМ. Контурами обозначены соответствующие квантили распределения.

емые (серые) и измеренные (зеленые) плотности вероятности одномерных распределений. На рисунке 3.31(а) приведено измерение сечения s-канального процесса на основании дискриминанта B_{tb} и включением t-канального процесса в фон с сечением предсказываемым в СМ. Аналогично, на рисунке 3.31(b) приведена измеренная плотность вероятности для сечения t-канального процесса с включением s-канального процесса в фон. На рисунке 3.31(d) приведена измеренная плотность вероятности для суммы сечений t- и s-канальных процессов. На рисунках приведены измеренные, наиболее вероятные значения сечений для массы топ-кварка 172.5 ГэВ. Предполагаемая масса топ-кварка имеет влияние на отобран-



Рис. 3.31: Ожидаемые и измеренные плотности вероятности для сечений (a) tb, (b) tqb процессов и (c) суммы tb и tqb процессов. Штрихованная область отмечает одно стандартное отклонение от наиболее вероятного значения сечения.

ное количество событий и вклад фоновых событий парного рождения

топ-кварка. В таблице 3.40 приведены измеренные и предсказанные в СМ сечения для разных значений предполагаемой массы топ-кварка. Оценка статистической значимости измерений показала превышение пяти стандартных отклонений для измерения суммы сечений tb и tqb процессов, и измерения сечения tqb процесса (5.5σ) , что впервые позволило заявить об экспериментальном открытии t-канального процесса одиночного топ кварка. Статистическая значимость измерения сечения s-канального процесса не достигла достоверности соответствующей экспериментальном этого процесса. Проведенный анализ позво-

Таблица 3.40: Значения измеренных и предсказываемых в СМ сечений в зависимости от предполагаемой массы топ-кварка. Значения сечений в рамках СМ (строки SM) получены в работе [108].

m_t	$170 {\rm GeV}$	$172.5 \mathrm{GeV}$	$175 \mathrm{GeV}$
tb	$1.20^{+0.62}_{-0.56}$	$0.68^{+0.38}_{-0.35}$	$0.53^{+0.36}_{-0.34}$
SM	$1.12_{-0.04}^{+0.04}$	$1.04\substack{+0.04\\-0.04}$	$0.98\substack{+0.04\\-0.04}$
tqb	$2.65^{+0.65}_{-0.59}$	$2.86^{+0.69}_{-0.63}$	$2.45^{+0.60}_{-0.57}$
SM	$2.34_{-0.12}^{+0.12}$	$2.26^{+0.12}_{-0.12}$	$2.16^{+0.12}_{-0.12}$
$tb{+}tqb$	$3.70^{+0.78}_{-0.80}$	$3.43^{+0.73}_{-0.74}$	$2.56^{+0.69}_{-0.61}$
SM	$3.46_{-0.16}^{+0.16}$	$3.30_{-0.16}^{+0.16}$	$3.14_{-0.16}^{+0.16}$

ляет провести прямые измерения параметра $|V_{tb}|$, аналогично измерениям на предыдущем этапе. На рисунке 3.32 приведены измеренные плотности вероятности для случаев неотрицательной плотности вероятности $|V_{tb}f_1^L|^2$, с учетом возможного аномального вклада усиливающего левый заряженный ток, и для ограниченного случая, предполагая $|V_{tb}|^2$ ограниченным единицей. Измеренные значения составили $|V_{tb}f_1^L| = 1.02^{+0.10}_{-0.11}$ в отсутствии ограничений и $|V_{tb}| > 0.79$ для ограниченного случая, на уровне статистической достоверности 95%.



Рис. 3.32: Измеренная плотность вероятности для (а) неотрицательного параметра $|V_{tb}f_1^L|^2$, и (b) для параметра $|V_{tb}|^2$ ограниченного единицей. Закрашенная область отмечает 68% и 95% квантили относительно пика распределения.

3.3.5 Окончательные результаты D0 на полной статистике Run II 9.7 фб⁻¹ и объединение измерений с результатами эксперимента CDF.

Чрезвычайно успешная работа коллайдера Теватрон в Run II завершилась в 2011 году. Удалось набрать данные протон-антипротонных столкновений при энергии 1.96 ТэВ соответствующих интегральной светимости 9.7 фб⁻¹. В данной секции приведены результаты исследований одиночного рождения топ-кварка на полной статистике набранных событий детектором D0, и результаты объединения измерений двух работающих детекторов D0 и CDF. Методы анализа данных детектора D0 практически не изменились, по сравнению с предыдущими этапами анализа на меньшей статистике, описанные в предыдущих секциях. Детали анализа приведены в статье [56]. Критерии отбора событий соответствуют описанным в секции 3.3.4, для вдвое меньшей статистике в 5.4 фб⁻¹. Моделирование сигнальных процессов не менялось на всех этапах анализа, для разной статистики, и описано в секции 1.3. Моделирование фоновых процессов проводилось аналогично предыдущим этапам анализа и описано ранее в этой главе. В таблице 3.41 приведено количество ожидаемых и отобранных событий для суммы электронного и мюонного каналов, и для разного количества адронных струй и b-тагирований в событии. Приведено соотношение количества сигнальных и фоновых событий. Распределения отобранных событий для некоторых характерных наблюдаемых приведены на рисунке 3.33. Штрихованная область показывает полную систематическую неопределенность ожидаемого количества событий из

Таблица 3.41: Количество ожидаемых событий из моделирования и отобранных в данных на статистике 9.7 фб⁻¹ удовлетворяющих критериям отбора. Приведены систематические неопределенности полученных значений. Количество событий сигнальных s- и t-канальных процессов соответствует предсказаниям СМ дмя массы топ-кварка 172.5 ГэВ. Приведено отношение сигнальных и фоновых событий для t- и s-канальных процессов, с учетом другого сигнального процесса в суммарном фоне.

количество струй	2	2	3	3
количество b-тагирований	1	2	1	2
<i>s</i> -канальный процесс	112 ± 23	83 ± 19	33 ± 7	29 ± 7
t-канальный процесс	248 ± 50	23 ± 5	75 ± 15	32 ± 7
$tar{t}$	585 ± 100	275 ± 52	$1044{\pm}207$	767 ± 158
$W{+}\mathrm{jets}$	$4984 {\pm} 369$	715 ± 96	$1395{\pm}120$	$300{\pm}39$
Z+jets, WW, WZ, ZZ	544 ± 67	79 ± 10	$156{\pm}18$	36 ± 5
многоструйные КХД событи	я 479±73	65 ± 10	188 ± 33	56 ± 9
Сумма фона	6592 ± 395	$1134{\pm}110$	2784 ± 242	1160 ± 164
Сумма фона + сигнал	6952 ± 399	$1240{\pm}112$	$2891{\pm}243$	1220 ± 164
Данные	6859	1286	2725	1233
S(tb):B	1:61	1:14	1:88	1:41
S(tqb):B	1:27	1:52	1:38	1:38

моделирования. Набор систематических неопределенностей и методы их оценки аналогичны рассмотренным на ранних этапах анализа, в предыдущих секциях этой главы. Относительный вклад основных неопределенностей приведен в таблице 3.42. Диапазоны изменений соответствуют значениям для разных каналов анализа.

Таблица 3.42: Основные систематические неопределенности учитываемые в анализе. Диапазон изменений относительного вклада соответствует различиям в разных каналах анализа.

Относительные систематические неопределенности					
Источники ошибки нормализации					
Интегральная светимость	6.1%				
сечение $t\bar{t}$	9.0%				
Распределения партонов в протонах	2.0%				
Эффективность триггеров	(3.0-5.0)%				
Фрагментация кварков	(0.7-7.0)%				
Излучение из начальных и конечных кварков (ISR, FSR)	(0.8-10.9)%				
Коррекция вклада струй от b,с-кварков $W/Z+ ext{jets}$	20.0%				
Нормализация $W+$ jets из данных	(1.1-2.5)%				
Нормализация многоструйных КХД событий	(9.2-42.1)%				
Источники ошибки нормализации и формы распределений					
Реконструкция и идентификация струй	(0.1-1.4)%				
Разрешение по энергии струй (JER)	(0.3-1.1)%				
Коррекция энергии струй (JES)	(0.1-1.2)%				
Коррекция энергии струй в зависимости от аромата	(0.1 - 1.3)%				
b-тагирование, один таг в событии	(1.0-6.6)%				
b-тагирование, два тага в событии	(7.3-8.8)%				

По аналогии с предыдущими этапами анализа были применены три метода многомерного анализа, методы BNN, BDT и ME. Были созданы два набора дискриминантов, чувствительные к s-канальному и tканальному процессам. Схема применения методов BNN, BDT и ME повторяет предыдущие этапы анализа и описана ранее. Методы показывают близкую эффективность. Оценка корреляции результатов между методами, с помощью ансамблей случайных выборок смоделированных событий, показывает корреляцию порядка 75%. Следовательно, объединение этих методов может дать более высокую чувствительность. Как и



Рис. 3.33: Распределения ожидаемых из моделирования событий и данных для нескольких характерных наблюдаемых: (а) недостающий поперечный импульс E_T , (b) произведение заряда лептона и псевдорапидити наиболее энергичной, не b-тагированной струи, (c) реконструированная масса топ-кварка по продуктам его распада, W бозона и b-тагированной струи дающей реконструированную массу топ-кварка наиболее близкую к 172.5 ГэВ, (d) многомерный дискриминант b-тагирования для наиболее вероятной b-тагированной струи в событиях с двумя идентифицированными струями от b-кварков. На рисунках (e) и (f) показано распределение поперечной массы W бозона для двух областей с доминированием фона W+струи с применением обрезания $H_T < 175$ ГэВ (е) и доминированием $t\bar{t}$ для $H_T > 300$ ГэВ (f) используемыми для контроля вклада основных фоновых процессов. Вклад tb и tqb процессов нормирован на предсказания СМ. Штрихованная область показывает систематическую неопределенность оценки фона. События выходящие за границы гистограмм добавлены в первый и последний бины.

на предыдущих этапах анализа, была создана дополнительная байесовская нейронная сеть объединяющая дискриминанты BNN, BDT и ME. Соответствующие скомбинированные дискриминанты приведены на рисунке 3.34, для выделения s-канального процесса 3.34(a,b) и t-канального процесса 3.34(c,d). Показаны дискриминанты в полной области значений и в выделенной сигнальной области со значением дискриминанта больше 0.7. Бины на гистограмме упорядочены по относительному вкладу сигнальных событий. Штрихованная область соответствует систематической неопределенности ожидаемого фона. На гистограммах объединены события из разных каналов анализа. На основании полученных дискри-



Рис. 3.34: Распределения ожидаемых событий и данных для скомбинированных дискриминантов BNN чувствительных к s-канальному процессу (a,b) и t-канальному процессу (c,d). Показаны дискриминанты во всей области значений (a,c) и в выделенной сигнальной области со значением дискриминанта больше 0.7. Вклад сигнальных процессов нормирован на измеренные сечения. Штрихованная область показывает неопределенность ожидаемого фона, после фитирования данных.

минантов был проведен статистический анализ, аналогичный описанно-
му в предыдущих секциях. На основании байесовского подхода предполагалось пуассоновское распределение событий для каждого бина, с плоской, положительной вероятностью для вклада сигнальных процессов. Систематические неопределенности и их корреляции учитывались в предположении их гауссовского распределения для каждого источника, и были проинтегрированы. Двумерная измеренная плотность вероятности была получена при независимой вариации сечений tb и tqb процессов. Ожидаемые значения сечений были получены в предположении сечений сигнальных процессов предсказываемых в рамках СМ. Для измерения одномерных плотностей вероятности для сечений s- и t-канальных процессов, двумерная плотность вероятности была проинтегрирована по значениям сечения для второго сигнального процесса. Для измерения суммы сечений tb и tqb процессов, была построена двумерная плотность вероятности от суммы tb+tqb сечений и сечения tqb процесса, далее эта двумерная плотность вероятности была проинтегрирована по значениям сечения tqb процесса и получена одномерная плотность вероятности для суммы сечений tb+tqb процессов. Полученные плотности вероятности приведены на рисунке 3.35. На рисунке 3.35(а) показана двумерная плотность вероятности с контурами обозначающими соответствующие квантили распределения относительно наиболее вероятного значения обозначенного (Measurement), показано предсказание СМ (SM) и ряд теоретических предсказаний в рамках нескольких расширений СМ. В частности, в предположении четырех поколений кварков с элементом ККМ матрицы $|V_{ts}| = 0.2$ [23], Top-Flavor модели с новым тяжелым бозоном с массой $m_x = 1$ ТэВ [221], модель с заряженным Топ-пионом с массой $m_{\pi^{\pm}} = 250 \, \Gamma_{9} B$ [221], и модель с нейтральными токами меняющими аромат кварков во взаимодействии топ кварка с и-кварком с аномальной константой связи $\kappa_u/\Lambda = 0.036$ ТэВ⁻¹ [66, 221]. На рисунке 3.35(b) и (с) показана ожидаемая и измеренная плотность вероятности для сечения s-канального и t-канального процесса, соответственно, приведены значения для моды (наиболее вероятного значения) распределения. На рисунке 3.35(d) показано измерение суммы сечений s- и t-канальных процессов. Все измерения согласуются с предсказаниям СМ в пределах ошибки. С помощью псевдоэкспериментов была проведена оценка статистической значимости измерений. Статистическая значимость измеренного значения сечения s-канального процесса, без всяких предположений о сечении t-канального процесса, составила 3.7 стандартных отклонения, что позволило заявить о первом экспериментальном наблюдении s-канального процесса. Статистическая значимость измерения сечения t-канального процесса составила 7.7 стандартных отклонения. Неопределенность измерения суммы сечений s- и t-канальных процессов соста-



Рис. 3.35: Ожидаемые и измеренные плотности вероятности построенные на основе распределения ожидаемых событий и данных для скомбинированных дискриминантов. На рисунке (а) показана двумерная плотность вероятности с отмеченным наиболее вероятным значением сечений и соответствующих квантилей относительно него, отмечены предсказания СМ и некоторых расширений за рамками СМ. На рисунках (b) и (c) показаны ожидаемая и измеренная плотность вероятности сечения s-канального и t-канального процессов, соответственно. Приведены значения наиболее вероятного сечения сигнальных процессов. На рисунке (d) показана плотность вероятности суммы сечений t- и s-канальных процессов.

вила 14%. Аналогично предыдущим этапам анализа, измерение сечения процессов одиночного рождения топ кварка дает возможность прямого измерения параметра $|V_{tb}|$ ККМ матрицы. На основании полученных комбинированных дискриминантов BNN была измерена плотность вероятности параметра $|V_{tb}|^2$ для двух случаев. В случае положительной априорной плотности вероятности измерение наиболее вероятного значения составило $|V_{tb}f_1^L| = 1.12^{+0.09}_{-0.08}$. В случае априорного ограничения области значений диапазоном [0,1] и предполагая $f_1^L = 1$ ограничение составило $|V_{tb}| > 0.92$ на 95% уровне статистической достоверности.

Объединение измерений детекторов D0 и CDF, и экспериментальное открытие s-канального процесса.

Анализ полной полученной статистики эксперимента D0 не позволил достичь статистической значимости измерения сечения s-канального процесса одиночного рождения топ кварка, достаточной для уверенного экспериментального обнаружения этого процесса. Следующая возможность повысить чувствительность экспериментального поиска состоит в объединении анализов данных двух экспериментов D0 и CDF, работающих на коллайдере Теватрон. Был проведен объединенный анализ полного набора данных двух экспериментов, описываемый в этой секции. Детали объединенного измерения сечения s-канального процесса приведены в работе [57]. Часть анализа связанная с обработкой 9.7 фб⁻¹ данных D0 эксперимента описана ранее в этой секции. Анализ данных в эксперименте CDF описан в работах [227,228]. Комбинирование этих результатов проходило в нескольких каналах. Основным каналом являются события с рождением энергичного, одиночного, изолированного лептона (электрона или мюона) с двумя (CDF) или двумя и тремя адронными струями (D0), одна или две из которых идентифицируются как струи от b-кварка (b-тагирование). Помимо основного канала, анализ в эксперименте CDF были дополнен событиями содержащим только большой недостающий поперечный импульс Е_T и две или три струи, с запретом на выделение энергичного электрона или мюона. Такой канал возможен при распаде W бозона от топ кварка на тау лептон и нейтрино, или в случае, когда электрон или мюон от распада W бозона не регистрируется. Пересечения между разными каналами отсутствует и они могут быть рассмотрены совместно. Все детали отбора и моделирования событий в D0 эксперименте описаны ранее, а детали этих этапов в эксперименте CDF описаны в статьях [227, 228]. Было проведено сравнение и совместный учет различных источников систематической ошибки в двух экспериментах. Часть ошибки полученной в эксперименте светимости связанная эффективность набора данных в детекторе рассматривалась как не скоррелированная между экспериментами. Часть ошибки светимости связанная с сечением неупругого и дифракционного рассеяния рассматривалась как полностью скоррелированная. Ошибки моделирования сигнальных событий и части фоновых процессов моделируемых методом Монте-Карло рассматривались как полностью скоррелированные между экспериментами. Часть фоновых процессов оценивалась из данных и нормализация этих вкладов рассматривалась как не скоррелированная, в частности, нормализация процессов W+jets, $Wb\bar{b}$, и $Wc\bar{c}$, а также форма и нормализация распределений W+jets и многоструйных КХД событий. Систематическая неопределенность идентификации адронных струй происходящих от b-кварка (b-тагирование) рассматривалось, как полностью нескоррелированное. Различие в методах коррекции энергии струй потребовало рассматривать соответствующие систематические ошибки как не скоррелированные между экспериментами. Величины систематических неопределенностей в анализе и их скоррелированность приведены в таблице 3.43. Для измерения сечения были использованы одномерные

Таблица 3.43: Систематические неопределенности учитываемые при объединении результатов D0 и CDF экспериментов. Значения показывают диапазон вклада соответствующей неопределенности в нормализацию сигнала и фона. Черная точка отмечает источники неопределенностей учитываемые при вариации формы многомерных дискриминантов в анализе. Отмечено, как каждая категория неопределенностей рассматривалась при объединении результатов, скоррелированно между экспериментами или нет.

Систематические	CDF		D	Koppe-	
неопределенности	Норм.	Форма	Норм.	Форма	ляция
Светимость, детектор	4.5%		4.5%		Нет
Светимость, сечение	4.0%		4.0%		Да
Моделирование сигнала	2 - 10%	•	3–8%		Да
Модель фона (МК)	212%	•	2 - 11%	•	Да
Модель фона (Данные)	15 - 40%	•	19-50%	•	Нет
Отклик детектора	2 - 10%	•	1 - 5%	•	Нет
<i>b</i> -тагирование	10 - 30%		5 - 40%	•	Нет
Коррекции струй (JES)	0 - 20%	•	0 - 40%	•	Нет

дискриминанты выделяющие s-канальные события из фона, включаю-

щего t-канальный процесс с нормализацией на сечение предсказываемое CM. Распределение ожидаемых событий и отобранных данных для суммарного дискриминанта показано на рисунке 3.36. Приведено количество событий в зависимости от логарифма отношения количества сигнальных и фоновых событий в соответствующем бине гистограммы дискриминанта. На основе полученного дискриминанта была построена Байесовская



Рис. 3.36: Распределение ожидаемых событий и данных для объединенного одномерного дискриминаната, в зависимости от логарифма отношения количества сигнальных и фоновых событий (s/b) в соответствующем бине. Ожидаемый вклад фона показан белой гистограммой с штрихованной областью демонстрирующей неопределенность предсказания для фона. Ожидаемый вклад s-канального сигнала показан цветной гистрограммой.

постериорная плотность вероятности зависящая от сечения s-канального сигнала, аналогично описанным ранее методам:

$$p(\sigma_s) = \int L(\sigma_s, \{\theta\} | \text{data}) \pi(\sigma_s) \Pi(\{\theta\}) d\{\theta\}, \qquad (3.9)$$

где L объединенная побиновая функция правдоподобия для всех каналов анализа

$$L = \prod_{i=\text{bins, channels}} \frac{(s_i + b_i)^{n_i} e^{-(s_i + b_i)}}{n_i!} \,. \tag{3.10}$$

 n_i количество наблюденных событий в бине *i*. { θ } это набор случайных параметров влияющих на измерение сечения, а $\Pi(\{\theta\})$ произведение априорных плотностей вероятностей для { θ }, характеризующих соответствующую систематическую неопределенность. Предсказываемое количество сигнальных s_i и фоновых b_i событий зависит от значений случайных параметров { θ } по которым проводится интегрирование в (3.9). Априорная плотность вероятности для сигнала выбирается плоской, положительной. Постериорная, полученная плотность вероятности значения сечения s-канального процесса одиночного топ-кварка приведена на рисунке 3.37. Отмечено наиболее вероятное значение, предсказание СМ и одно стандартное отклонение от моды распределения (наименьший интервал покрывающий 68% площади распределения). На рисунке 3.38 показаны измеренные значения в отдельных каналах по экспериментам и скомбинированное измерение по результатам объединения данных экспериментов D0 и CDF. Показано теоретическое предсказание в рамках CM. Зависимость измеренного значения сечения от закладываемой массы топ-кварка признана несущественной, в сравнении с ошибкой измерения.



Рис. 3.37: Измеренная плотность вероятности значения сечения s-канального процесса одиночного рождения топ кварка, на основании объединения данных экспериментов D0 и CDF. Показано предсказываемое в рамках CM значение сечения, на NLO+NNLL уровне точности [121]



Рис. 3.38: Измеренные значения сечения s-канального процесса в различных каналах анализа и объединенное измерение по результатам экспериментов D0 и CDF. Показано предсказание CM на NLO+NNLL уровне точности [121]

Оценка статистической значимости измерения была проведена методом отношения асимптотик логарифмов функций правдоподобия [229], включающем все неопределенности. На рисунке 3.39 показано распределение плотности вероятности отношения логарифмов функций правдоподобия для двух гипотез, нулевой гипотезы с отсутствием сигнала и гипотезы существования событий сигнала и фона в данных. Необходимая для описания данных флуктуация нулевой гипотезы составила 6.3 стандартных отклонения, что позволило заявить о первом экспериментальном открытии процесса s-канального рождения одиночного топ кварка. Полученный результат является наиболее точным измерением, так как эксперименты на коллайдере LHC не так чувствительных к sканальному процессу. Это следствием относительно низкого сечения sканального процесса при высоких энергиях, так как начальное состояние этого процесса связано с кварками, а не глюонами, как для t-канального процесса. Плотности распределения глюонов в протоне растут намного быстрее плотностей кварков, с уменьшением доли импульса партона в протоне. В следствии этого, лидирующим процессом на LHC является tканальный процесс, а s-канальный процесс имеет существенно меньшее сечение и сложно выделяем из фона.



Рис. 3.39: Отношение логарифмов функций правдоподобия для двух гипотез, гипотезы отсутствия сигнала (зеленая линия) и гипотезы наличия сигнала и фона (штрихованная синяя линия) в полученных экспериментами D0 и CDF данных.

Заключительные результаты объединения полной статистики данных полученных экспериментами D0 и CDF.

Заключительным этапом объединения измерений экспериментов D0 и CDF сечений процессов одиночного рождения топ-кварка стало скомбинированное измерение сечения t-канального процесса и параметра $|V_{tb}|$ KKM матрицы. Все предварительные этапы объединения описаны ранее в этой секции и кратко описаны в публикации [58]. Были использованы дискриминанты чувствительные к каждому s- и t-канальному процессу одиночного рождения топ-кварка. Дискриминанты D0 эксперимента описаны ранее в этой секции, дискриминанты CDF описаны в работе [230]. На основании этих дискриминантов было построено распределение ожидаемых событий и отобранных данных двух экспериментов для значения величины отношения разности количества ожидаемых sи t-канальных процессов к ожидаемому количеству фоновых событий (s-t)/b. Соответствующее распределение приведено на рисунке 3.40. Показан парциальный вклад различных процессов фона, включая WH и ZH процессы с рождением бозона Хиггса. Штрихованная область демонстрирует распределение событий s- и t-канальных процессов. Использование разности этих вкладов расположило распределения каждого сигнального вклада в разных областях значений. На основании полученного распределения была построена двумерная плотность вероятности зависящая от сечений s- и t-канального процессов, приведенная на рисунке 3.41. Показан максимум распределения (Measurement), контурами обозначены 1, 2 и 3 стандартных отклонения от максимума. Приведены предсказания СМ [121,130] и предсказания для некоторых характерных теорий за рамками СМ. В частности, модель с четырьмя поколениями кварков с элементом ККМ матрицы $|V_{ts}| = 0.2$ [23], Top-Flavor модель с новым тяжелым бозоном с массой $m_x = 1$ ТэВ [221], модель с заряженным Топ-пионом с массой $m_{\pi^{\pm}} = 250$ ГэВ [221], и модель с нейтральными токами меняющими аромат кварков во взаимодействии топ-кварка с uкварком с аномальной константой связи $\kappa_u/\Lambda = 0.036 \text{ T} \cdot \text{B}^{-1}$ [66,221].



Рис. 3.40: Распределение ожидаемых событий и отобранных данных экспериментов D0 и CDF для побиновых значений дискриминантов выраженных через величину отношения разности количества ожидаемых s- и t-канальных процессов к ожидаемому фону. Суммарный фон показан черной сплошной линией с полной ошибкой обозначенной серой областью. Штрихованной областью показаны ожилаемые вклалы s- и t-канальных процессов.



Рис. 3.41: Измеренная, на основании полной статистики данных экспериментов D0 и CDF, двумерная плотность вероятности для значений сечений sи t-канальных процессов. Показан максимум распределения (Measurement), контуры демонстрируют соответствующие отклонения от максимума. Отмечено предсказание CM и ряда расширений за рамками CM.

Измерение индивидуальных сечений s- и t-канальных процессов проведено на основании одномерной плотности вероятности полученной интегрированием двумерной плотности вероятности по возможным значениям сечения второго сигнального процесса. Измерение суммы сечений s- и t-канальных процессов было проведено без предположения об относительном вкладе каждого процесса, а на основании двумерной плотности вероятности зависящей от суммы сечений и сечения t-канального процесса, с последующим интегрированием по всем возможным значениям сечения t-канального процесса. Влияние значения закладываемой в анализе массы топ-кварка признано ничтожным, по сравнению с полной ошибкой измерений. Измеренные значения для полной статистики набранных данных по каждому эксперименту и объединенные по результатам двух экспериментов приведены на рисунке 3.42. Предсказанные в рамках СМ значения и их ошибки приведены с NLO+NNLL точностью [121,130]. На основании полученных дискриминантов были построены соответствующие плотности вероятности и измерен параметр $|V_{tb}|$ матрицы ККМ по результатам объединения данных экспериментов D0 и CDF. На рисунке 3.43 показаны полученные плотности вероятности для значения параметра $|V_{tb}|^2$ для двух случаев, в предположении значений этого параметра (плоское априорное распределение) в диапазоне $[0, \infty]$ и ограниченный рамками СМ диапазон [0, 1]. Измеренные значения, для первого диапазона, и нижние ограничения, для второго диапазона, показаны на рисунке 3.43.



Рис. 3.42: Измеренные сечения s-, t-канальных процессов и их суммы для полной статистики экспериментов D0 и CDF, и для комбинации результатов двух экспериментов с общими измерениями коллайдера Теватрон. Показаны теоретические предсказания CM с NLO+NNLL точностью и соответствующей ошибкой.



Рис. 3.43: Измеренная плотность вероятности для значений параметра $|V_{tb}|^2$ в предположении области значений $[0, \infty]$ и ограниченная рамками СМ в диапазоне [0, 1]. Приведены измеренные значения для первого случая, и нижние ограничения на 95% уровне достоверности для второго случая.

3.4 Результаты главы

В данной главе были поэтапно описаны экспериментальные исследования s- и t-канальных процессов рождения одиночного топ-кварка в эксперименте D0, и в заключении объединение окончательных результатов двух работавших экспериментов D0 и CDF, полученных на полной набранной статистики данных с интегральной светимостью 9.7 фб⁻¹. Описанные исследования начались в 1995 году и закончились публикацией окончательных результатов коллайдера Теватрон, по этим процессам, в 2015 году. На протяжении 20 лет были разработаны и применены различные передовые методы анализа данных, проведена многосторонняя проверка получаемых результатов и их статистическая значимость. Проведенные измерения s-канального процесса остаются наиболее точными, на сегодняшний день, так как этот процесс подавлен на коллайдере LHC, в силу кварк-кваркового начального состояния. Измеренные значения сечений приведены на рисунке 3.42. На основании измеренных сечений было проведено прямое измерение параметра $|V_{tb}|$ матрицы ККМ. Полученные значения приведены на рисунке 3.43. Все измерения согласуются с предсказаниями СМ. Результаты главы опубликованы в работах [31-49, 49-58].

Глава 4

Возможные отклонения от предсказаний Стандартной модели проявляющиеся в процессах одиночного рождения топ-кварка

Во введении было отмечено, что целый ряд причин не позволяет считать СМ окончательной теорией и одной из главных экспериментальных задача является поиск отклонений от предсказаний СМ. Целый ряд факторов, отмеченных во введении и в первой главе, позволяют ожидать проявления первых таких отклонений именно в процессах с рождением топ-кварка. Отклонения от предсказаний СМ могут проявляться в следующих направлениях. Модификация взаимодействий существующих в рамках СМ, в первую очередь это изменения во взаимодействии Wtb, являющегося главной электрослабой вершиной рождения и распада топкварка. Проявление новых взаимодействий, например нейтральных токов меняющих аромат кварков (FCNC), это взаимодействия tqg, tqZ, tqA и tqH (q=u,с кварки). В лидирующем порядке этих вершин нет в CM, и такие процессы сильно подавлены в рамках СМ. Следующими возможными отклонениями от СМ являются рождение новых резонансов, либо в рождении топ-кварка, если масса резонанса больше массы топ-кварка, либо в распаде топ-кварка, для случая массы нового резонанса меньше массы топ-кварка. В данной главе рассматриваются первые два случая, модификация существующих в СМ взаимодействий и появление новых взаимодействий, без проявления дополнительных тяжелых резонансов за рамками СМ.

4.1 Феноменология описания аномальных взаимодействий топ-кварка.

Существует несколько подходов теоретического описания возможных отклонений от СМ. Можно рассматривать конкретную теорию за рамками СМ и проводить вычисления в рамках этой теории, но различных теорий за рамками СМ довольно много и сложно отдать предпочтение какой то из них. Существуют модельно-независимые подходы введения возможных отклонений в конкретные взаимодействия [3].

Для описания различных аномальных взаимодействий *t*-кварков широко применяется универсальный подход, основанный на формализме эффективной теории поля [231]. В таком подходе аномальные взаимодействия *t*-кварков описываются модельно-независимым образом с помощью эффективного (феноменологического) Лагранжиана [75,232,233]. Этот Лагранжиан обязан быть калибровочно-инвариантным по отношению к калибровочной группе СМ (в противном случае, вводимые аномальные взаимодействия сразу бы приводили к противоречиям с современными прецизионными измерениями) и состоит из ряда членов со все возрастающей размерностью, подавленными все более высокими степенями масштаба "новой физики", который, как следует из уже существующих ограничений, должен быть существенно больше электрослабого масштаба - вакуумного среднего поля Хиггса $v_{ew} = 246$ ГэВ:

$$L = L_{SM} + \sum_{i} \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} O_i^{(6)} + \sum_{i} \frac{c_i^{(8)}}{\Lambda^4} O_i^{(8)} + \cdots , \qquad (4.1)$$

В дополнении к Лагранжиану СМ (L_{SM}) , члены эффективного лагранжиана состоят из произведений калибровочно-инвариантных операторов $O_i^{(N)}$ и соответствующих коэффициентов $c_i^{(N)}$. Полный набор операторов низшей возможной размерности 6, дающих вклад во взаимодействия топ-кварка с другими полями СМ, приведен в обзоре [234]. Этот набор операторов соответствует так называемому Варшавскому базису [233].

В рамках эффективной теории поля (EFT), лагранжиан аномальных взаимодействий *t*-кварка, возникающий из общего калибровочнои лоренц-инвариантного разложения по операторам после спонтанного нарушения симметрии, можно представить в следующем виде

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \kappa_4 \bar{\psi}_q \hat{O}^{(4)} \psi_t + \frac{\kappa_5}{\Lambda} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(5)} \psi_t + \frac{\kappa_6}{\Lambda^2} \bar{\psi}_q \hat{O}^{(6)} \psi_t + \cdots$$
(4.2)

где
 Λ - масштабный параметр "новой физики",
 κ - аномальные константы, которые имеют естественный порядок величин
ы $v_{ew}^2/\Lambda^2.$

Вопрос о построении эффективных калибровочно-инвариантных лагранжианов также исследовался в более ранних работах (см., например, [75, 231,235,236]). По историческим причинам, при анализе экспериментальных данных широко используется эффективный лагранжиан в унитарной калибровке следующего вида:

$$\mathcal{L}_{anom} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{q=u,c,t} \bar{t} \left(v_{tq}^{H} + \gamma_{5} a_{tq}^{H} \right) q H
- \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{t} \gamma^{\mu} \left(f_{V}^{L} P_{L} + f_{V}^{R} P_{R} \right) b W_{\mu}^{+}
- \frac{g}{2 \cos \vartheta_{W}} \sum_{q=u,c,t} \bar{t} \gamma^{\mu} \left(v_{tq}^{Z} - a_{tq}^{Z} \gamma_{5} \right) q Z_{\mu}
- g_{s} \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^{g}}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} t^{a} \left(f_{tq}^{g} + i h_{tq}^{g} \gamma_{5} \right) q G_{\mu\nu}^{a}
- \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{t} \frac{\sigma^{\mu\nu} \partial_{\nu} W_{\mu}^{+}}{M_{W}} \left(f_{T}^{L} P_{L} + f_{T}^{R} P_{R} \right) b
- e \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^{\gamma}}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} \left(f_{tq}^{\gamma} + i h_{tq}^{\gamma} \gamma_{5} \right) q A_{\mu\nu}
- \frac{g}{2 \cos \vartheta_{W}} \sum_{q=u,c,t} \frac{\kappa_{tq}^{Z}}{\Lambda} \bar{t} \sigma^{\mu\nu} \left(f_{tq}^{Z} + i h_{tq}^{Z} \gamma_{5} \right) q Z_{\mu\nu}$$

где g - это константа взаимодействия калибровочной группы слабого изоспина $SU(2)_L$, $P_{\rm L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$, $\sigma_{\mu\nu} = i/2(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$, тензоры напряженности полей определены как обычно $(G^q_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu, ...); \Lambda$ -масштаб новой физики порядка нескольких ТэВ; аномальные константы κ обычно полагают реальными числами, а "относительные" константы f и h в общем случае рассматриваются как комплексные числа с нормировкой:

$$|f|^2 + |h|^2 = 1$$

Напомним, что в рамках CM значения параметров из лагранжиана (4.3) следующие:

В таком подходе экспериментальные результаты представляются в виде ограничений на величины аномальных констант взаимодействия, стоящих перед соответствующими членами эффективного лагранжиана. В ряде случаев полученные ограничения перевыражаются через пределы на вероятности определенных редких распадов *t*-кварка.

Для пояснения сказанного выше, рассмотрим нужный для следующей секции пример такого аномального взаимодействия в *вершине* tWb (см. Рис. 4.1).



Рис. 4.1: Аномальное взаимодействие в вершине tWb

В СМ такая вершина описывает взаимодействие "левого" *t*-кварка и имеет вид:

$$\mathcal{L}_{SM} = \bar{\psi}_q \hat{O}_{SM} \psi_t; \quad \hat{O}_{SM} = \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} V_{tq} \gamma^\mu (1-\gamma^5); \quad \frac{e}{2\sqrt{2}\sin\theta_W} = M_W \sqrt{\frac{G_F}{\sqrt{2}}}$$

Для такого взаимодействия "новая физика" может проявиться в наличии "правых" токов ($\sim (1 + \gamma^5)$) и аномальных магнитных и электрических моментов в этой вершине. Возможные отклонения от СМ можно внести модельно-независимым образом в виде всех возможных Лоренцинвариантных структур в эффективном Лагранжиане взаимодействия tWb.

Отклонения в вершине *tWb* описываются набором калибровочно-инвариантных операторов размерности 6 [237–241]

$$O_{\phi q}^{(3,3+3)} = \frac{i}{2} \left[\phi^{\dagger} (\tau^{I} D_{\mu} - \overleftarrow{D}_{\mu} \tau^{I}) \phi \right] (\bar{q}_{L3} \gamma^{\mu} \tau^{I} q_{L3}), \quad O_{\phi \phi}^{33} = i (\widetilde{\phi}^{\dagger} D_{\mu} \phi) (\bar{t}_{R} \gamma^{\mu} b_{R}), \\
 O_{dW}^{33} = (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^{I} b_{R}) \phi W_{\mu\nu}^{I}, \qquad O_{uW}^{33} = (\bar{q}_{L3} \sigma^{\mu\nu} \tau^{I} t_{R}) \widetilde{\phi} W_{\mu\nu}^{I}, \\
 (4.5)$$

где q_{L3} обозначает левый слабый изодублет кварков третьего поколения t и b. После спонтанного нарушения симметрии эти операторы приводят к эффективному лагранжиану [235] следующего вида, который является частью лагранжиана, приведенного выше:

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \gamma^{\mu} (f_{V}^{L} P_{L} + f_{V}^{R} P_{R}) t W_{\mu}^{-} + \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{b} \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_{W}} (f_{T}^{L} P_{L} + f_{T}^{R} P_{R}) t W_{\mu\nu}^{-} + h.c.$$
(4.6)

где $W^-_{\mu\nu} = \partial_\mu W^-_
u - \partial_
u W^-_\mu.$

Коэффициенты при операторах (4.5) $C_{\phi q}^{(3,3+3)}, C_{\phi \phi}^{33}, C_{dW}^{33}, C_{uW}^{33}$ следующим образом связаны с аномальными константами в лагранжиане (4.6): $f_V^L = V_{tb} + C_{\phi q}^{(3,3+3)} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_V^R = \frac{1}{2} C_{\phi \phi}^{33} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_T^L = \sqrt{2} C_{dW}^{33} \frac{v^2}{\Lambda^2}, \quad f_T^R = \sqrt{2} C_{uW}^{33} \frac{v^2}{\Lambda^2}.$ Эти соотношения позволяют транслировать ограничения на аномаль-

Эти соотношения позволяют транслировать ограничения на аномальные константы $f_V^L, f_V^R, f_T^L, f_T^R$, извлекаемые из анализа экспериментальных данных, в пределы на возможные значения коэффициентов при калибровочно-инвариантных операторах. Существуют косвенные экспериментальные ограничения на проявление аномальных Wtb взаимодействий из измерений редких распадов $b \to s\gamma$, но косвенные ограничения, включающие ряд предположений, могут не срабатывать в общем случае. Исходя из критерия унитарности существуют верхние ограничения 0.5 на тензорные связи f_T^L, f_T^R [255]. Прямой экспериментальный поиск таких возможных отклонений является наиболее достоверным экспериментальным измерением.

Другим ярким проявлением "новой физики" являлось бы наблюдение аномальных взаимодействий *t*-кварков в процессах с **нейтральными токами с нарушением аромата** (Flavour changing neutral current или FCNC)

$$t \to q(u,c) + H, \gamma, g Z \tag{4.7}$$

В СМ такие процессы происходят только за счет учета вклада петлевых диаграмм (см. пример на Рис. 4.2) с очень маленькой вероятностью распада [75,242]: $BR(t \to q + H/\gamma/g/Z) < \mathcal{O}(10^{-11 \div -13})$, что делает их практически невозможными для наблюдения в эксперименте.



Рис. 4.2: Диаграмма, описывающая аномальное FCNC-взаимодействие

С другой стороны, различные расширения СМ предсказывают значительное усиление таких взаимодействий [75, 243–246], что делает перспективным поиск "новой физики". Например, на рисунке выше дополнительные новые кварки (из 4-го поколения или "векторные" кварки) или суперсимметричные частицы в петле приводят к существенному усилению таких процессов.

4.2 Моделирование и кинематические характеристики возможных аномальных *Wtb* связей в рождении одиночного топ-кварка.

Взаимодействие топ-кварка с *W*-бозоном и *b*-кварком является ответственным почти за все распады t-кварка и за рождение одиночного топкварка. Следовательно, процессы одиночного рождения топ-кварка наиболее чувствительны к возможным проявлениям аномальных взаимодействий в Wtb вершине. В данной секции рассмотрено моделирование одиночного рождения топ-кварка и неприводимого фона, с учетом аномального Лагранжиана (4.6). После распада топ-кварка на W бозон и b-кварк сигнатуры событий s-канального и t-канального процессов становятся

$$pp \to b\bar{b}W$$
 (4.8a)

И

$$pp \to bbW + \text{jet},$$
 (4.8b)

соответственно. Были проведены полные древесные вычисления для этих процессов, с учетом вклада аномальных операторов (4.6), для полного набора древесных диаграмм, включая фоновые диаграммы [59].

Фейнмановские диаграммы для процесса (4.8а) показаны на рисунке 4.3 и для (4.8b) на рисунке 4.4 показана часть диаграмм, дающих вклад в процесс $u\bar{d} \rightarrow b\bar{b}W$ + 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 бозон Хиггса с массой от 80 до 120 ГэВ, как худший случай для сигнала одиночного топ-кварка, поскольку на момент проведения вычислений еще не была известна масса бозона Хиггса.



Рис. 4.3: Фейнмановские диаграммы для процесса $u\bar{d} \rightarrow b\bar{b}W$.



Рис. 4.4: Феинмановские диаграммы для процесса $u\bar{d} \rightarrow gb\bar{b}W$.

Зависимость сечениия одиночного рождения топ-кварков от всех четырех аномальных параметров имеет следующий вид [20,250]:

$$\sigma_{pp \to tX}^{\text{tot}} \sim A(f_1^L)^2 + B(f_1^R)^2 + C(f_2^L)^2 + D(f_2^R)^2 + E(f_1^L f_2^L) + G(f_1^R f_2^R),$$
(4.9)

где буквами A, B, C, D, E и G обозначены члены зависящие от импульсов. В выражении для полного сечения аномальные параметры не факторизуются с членами зависящими от импульсов, в силу ненулевых интерференционных членов. Формулы учитывающие аномальные связи в распаде топ-кварка будут иметь еще более сложные зависимости. Для правильного моделирования зависимости кинематических свойств от значения параметра характеризующего вклад соответствующего аномального оператора необходимо смоделировать несколько образцов событий для разных значений аномального параметра и использовать их одновременно, в соответствии с формулой 4.2 [20,250].

Для оценки возможной экспериментальной чувствительности был проведен феноменологический анализ возможного проявления аномальных параметров. Все вычисления выполнены с помощью пакета программ СотрнЕР, включая соответствующий учет сингулярностей и сглаживания в сингулярных переменных. В вычислениях была использована СТЕQ4М параметризация для партонных функций распределения [247]. Для процесса (4.8a) 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 работах [98,100]. Следуя этому, мы зафиксировали масштаб на пересечении наших LO сечений с NLO результатами из работы [100]. Эта процедура приводит 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. На основе метода выбора оптимальных наблюдаемых, описанного в секции 2.2, можно выделить следующие характерные особенности рассматриваемых процессов. В сигнальных диаграммах есть только одна сингулярная переменная – инвариантная масса M_{Wb} продуктов распада t, которая будет иметь полюс $M_{Wb} = M_t$. В фоновых диаграммах *s*-канальная сингулярность есть в инвариантной массе $M_{b\bar{b}}$ пары bb 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 можно использовать поперечный импульс, как приближение, в соответствии с формулой из секции 2.2. 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 выделении процесса (4.8а). Аналогичные соображения для диаграмм на рисунке 4.4 ведут к переменным $M_{b\bar{b}}, P_T^{b\bar{b}}$ и P_T^W (две последние не эквивалентны для процесса (4.8b)). 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, не связанные с сингулярностями в диаграммах. Примером такой переменной является энергия начальных партонов \hat{s} (или инвариантная масса всех конечных частиц), где отличие связано с разными порогами для сигнальных и фоновых процессов.

Для иллюстрации кинематических закономерностей процесса (4.8) на рисунках 4.5, 4.6, 4.7, и 4.8 показаны различные распределения по описанным выше переменным с мягкими начальными обрезаниями на P_T^j , псевдобыстроту струи и разделитель струй $\Delta R_{ij(ej)}$:

$$P_T^j > 10 \,\text{GeV}, \quad |\eta_j| < 2.5, \quad \Delta R_{jj(ej)} > 0.5 \quad \} \quad \text{Tevatron}, \quad (4.10a) \\ P_T^j > 20 \,\text{GeV}, \quad |\eta_j| < 3, \quad \Delta R_{jj(ej)} > 0.5 \quad \} \quad \text{LHC}. \quad (4.10b)$$

Рисунки позволяют сравнить распределения сигнальной части диаграмм с полным набором диаграмм в СМ. Обозначения b_1 и b_2 относятся к *b*тагированным 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.



Рис. 4.5: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}W$ для Tevatron после наложения мягких обрезаний (4.10а).



Рис. 4.6: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}W$ для LHC после наложения мягких обрезаний (4.10b).





Рис. 4.7: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $pp \rightarrow jb\bar{b}W$ для Tevatron после наложения мягких обрезаний (4.10а).

Рис. 4.8: Распределения для инвариантных масс и поперечных импульсов для процесса $pp \rightarrow jb\bar{b}W$ для LHC после наложения мягких обрезаний (4.10b).

Импульсы, стоящие в аномальных членах Лагранжиана (4.6), 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.

Возможные оптимальные обрезания будут разными для Tevatron и LHC, также они будут разными и для каждого процесса. Для процесса (4.8a) были предложены следующие оптимизированные обрезания:

$$\begin{array}{ll}
P_T^{b_1} > & 30 \,\text{GeV}, & P_T^{b_2} > & 20 \,\text{GeV}, \\
M_{b\bar{b}} > & 100 \,\text{GeV}, & P_T^{b\bar{b}}, P_T^W > & 30 \,\text{GeV} \end{array} \qquad \text{Tevatron} \quad (4.11a) \\
P_T^{b_1} > & 50 \,\text{GeV}, & P_T^{b_2} > & 20 \,\text{GeV}, \\
M_{b\bar{b}} > & 100 \,\text{GeV}, & P_T^{b\bar{b}}, P_T^W > & 100 \,\text{GeV} \end{aligned} \qquad \text{LHC} \quad (4.11b)$$

Процесс	Teva	tron	LHC			
	σ, pb		σ, p	b		
$u\bar{d} \to W^+ b\bar{b}$	мяг.обр.	опт.обр.	мяг.обр.	опт.обр.		
$/ \bar{u}d \rightarrow W^- b\bar{b}$	(4.10a)	(4.11a)	(4.10b)	(4.11b)		
полный	8.1	0.68	16.6 / 10.4	3.8 / 2.4		
сигнал	0.57	0.30	$3.2 \ / \ 1.8$	$1.7 \ / \ 0.9$		
$ug \to dW^+ b\bar{b}$	мяг.обр.	опт.обр.	мяг.обр.	опт.обр.		
$/ \bar{u}g \rightarrow \bar{d}W^- b\bar{b}$	(4.10a)	(4.11c)	(4.10b)	(4.11d)		
полный	1.4	0.32	$28.4 \ / \ 5.8$	9.6 / 1.8		
сигнал	0.42	0.27	18.0 / 2.0	$7.8 \ / \ 1.5$		
$u\bar{d} \to gW^+b\bar{b}$	мяг.обр.	опт.обр.	мяг.обр.	опт.обр.		
$/ \bar{u}d \rightarrow gW^-b\bar{b}$	(4.10a)	(4.11c)	(4.10b)	(4.11d)		
полный	2.5	0.34	4.6 / 1.4	$2.6 \ / \ 0.8$		
сигнал	0.38	0.13	$1.4\ /\ 0.7$	$0.8 \ / \ 0.4$		
$g\bar{d} \rightarrow \bar{u}W^+b\bar{b}$	мяг.обр.	опт.обр.	мяг.обр.	опт.обр.		
$/ gd \rightarrow uW^-b\bar{b}$	(4.10a)	(4.11c)	(4.10b)	(4.11d)		
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 4.1: 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 (4.8b)

$P_T^{b_1} > 40$	GeV, $P_T^{b_2}$,	$P_T^j > 200$	GeV,		Torratmon	(1.11_{0})
$M_{b\bar{b}} > 40$	GeV,	$P_T^{b\bar{b}} > 30 \mathrm{C}$	GeV, $P_T^W >$	> 20 GeV		(4.110)
$P_T^{b_1} > 50$	GeV, $P_T^{b_2}$,	$P_T^j > 20$	GeV,) I HC	(1 114)
$M_{b\bar{b}} > 100$	GeV,	$P_T^{b\bar{b}} > 100$	GeV, P_T^W	$> 30 \mathrm{GeV}$	$\int D \Pi O$	(4.110)

Как будет показано ниже, одновременные ограничения из двух процессов (4.8a) и (4.8b) дают более жесткие ограничения на аномальные связи на LHC. Для демонстрации действия обрезаний в таблице 4.1 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 *pp̄*-коллайдере Tevatron. Числа, помеченные "полный", соответствуют вкладу всех диаграмм CM, включая диаграммы с топ-кварком и все интерференции. Числа показывают существенное увеличение отношения сигнала к фону при требовании оптимизированных обрезаний (4.11).

Зависимость полного сечения для процесса (4.8) от от величины аномальных связей магнитного типа, после оптимизированных обрезаний (4.11), показана в верхней части рисунка 4.9 для Tevatron и на рисунке 4.10 для LHC. В нижней части этих рисунков показаны возможные контуры ограничений на параметры характеризующие вклад аномальных членов магнитного типа. Ограничения соответствуют двум стандартным отклонениям от СМ. Контур ограничения учитывает электронной и мюонной распадные моды *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 $L_{LHC} = 100 \text{ fb}^{-1}$.



Рис. 4.9: Сечения после оптимизированных обрезаний (4.11а,4.11с) и соответствующие возможные ограничения на аномальные связи для Tevatron.



Рис. 4.10: Сечения после оптимизированных обрезаний (4.11b,4.11d) и соответствующие возможные ограничения на аномальные связи для LHC.

Комбинированный контур на рисунке 4.9 соответствует оптимистичному сценарию, когда учтены только статистические ошибки. Для модернизированного Tevatron коллайдера, можно ожидать систематическую неопределенность примерно 10%. Результирующий контур ограничений показан на рисунке 4.9. Рисунок 4.10 показывает, что для LHC можно достичь более высокой чувствительности при измерении двух процессов (4.8), 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 топкварка 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 4.11 с применением обрезаний (4.11b,4.11d). Систематические неопределенности (от ΔM_W , ΔM_t , структурных функций партонов, масштаба КХД, неопределенности в светимости, и т.п.) играют важную роль на LHC. Однако, в таком простом, оценочном анализе невозможно предсказать их достаточно точно до проведения самих измерений на работающем коллайдере. Следовательно, можно только взять некоторый набор из комбинированных систематических неопределенностей и добавить их в вычисления. На рисунке 4.12 показано ухудшение контуров ограничения при включении 1% и 5% систематической ошибки.



Рис. 4.11: Асимметрия рождения топ и анти-топ-кварков после оптимизированных обрезаний (4.11b,4.11d) и соответствующие пределы на аномальные связи для LHC.



Рис. 4.12: Зависимость ограничений на аномальные связи от величины систематической ошибки на LHC.

Можно приблизительно сравнить потенциал адронных коллайдеров со следующим поколением e^+e^- линейных коллайдеров (LC), где лучшая чувствительность может быть достигнута в высоко энергичных γe столкновениях [248, 249]. Результат этого сравнения показан в таблице 4.2. Можно видеть, что LC на 500 ГэВ превзойдет Tevatron в 2-5 раз (систематическая ошибка принята равной 10%).

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 приведенный оценочный анализ не включались приводимые источники фонов, реальные экспериментальные эффективности, ошибки и другие факторы необходимые для учета в реальном экспериментальном анализе. В следующей секции будут приведены результаты точного экспериментального поиска возможных отклонений от предсказаний СМ в Wtb взаимодействии в экспериментах D0 коллайдера Теватрон и экс-

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

Таблица 4.2: Приблизительные оценки возможных нескоррелированных ограничений на аномальные связи магнитного типа на разных коллайдерах.

перименте CMS коллайдера LHC.

4.3 Поиск аномальных Wtb взаимодействий в эксперименте D0 коллайдера Теватрон.

Наблюдение одиночного рождения топ-кварка в эксперименте D0, описанное в секции 3.3.2, позволило впервые провести прямой поиск возможных отклонений от предсказаний СМ в Wtb взаимодействии. Была выбрана параметризация возможных отклонений в соответствии с Лагранжианом (4.6) и проведено моделирование процессов одиночного рождения топ-кварка с учетом аномальных связей в пакете CompHEP, с учетом аномальных операторов в рождении и распаде топ-кварка, как описано в предыдущей секции. В выбранной параметризации, СМ соответствуют следующие значения аномальных параметров $f_1^L \approx 1, f_2^L = f_1^R = f_2^R = 0.$ Для поиска в эксперименте были выбраны сценарии небольших возможных отклонений от предсказаний СМ, так как одновременная вариация четырех аномальных параметров потребовала бы существенно большей экспериментальной статистики. Были выбраны три двумерных сценария, в каждом присутствовал параметров: $(f_1^L, f_2^L), (f_1^L, f_1^R), (f_1^L, f_2^R).$ В анализе предполагалось $|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 \ll |V_{tb}|^2.$

4.3.1 Поиск на статистике 0.9 $\phi 6^{-1}$.

Первый экспериментальный поиск аномальных Wtb взаимодействий был проведен на статистике 0.9 фб⁻¹ [60]. Критерии предварительного отбора событий и моделирование фоновых процессов полностью соответствовали, описанному в секции 3.3.2, выбору для наблюдению рождения одиночного топ-кварка. Количество отобранных событий в моделировании и данных приведено в таблице 3.33. Систематические неопределенности и список наблюдаемых для анализа были аналогичными описанным в секции 3.3.2. Были построены три дискриминатора на основе BDT чувствительных к трем рассматриваемым сценариям. Распределения смоделированных событий и данных по трем дискриминаторам приведены на рисунке 4.13. На рисунках показаны полный фон, ожидаемые события одиночного рождения топ-кварка в рамках CM и ожидаемое распределение событий одиночного рождения топ-кварка с учетом соответствующих аномальных операторов, нормализованное на увеличенное в 5 раз сечение одиночного рождения топ-кварка в рамках CM.



Рис. 4.13: Распределение смоделированных событий и данных для дискриминаторов BDT чувствительных к трем сценариям аномальных операторов в Wtb взаимодействии (a) (f_1^L, f_2^L) , (b) (f_1^L, f_1^R) и (c) (f_1^L, f_2^R) сценарий. Приведен полный фон и сигнал от одиночного рождения топкварка в рамках CM $(f_1^L = 1$. Дополнительными кривыми показаны соответствующие аномальные вклады нормализованные на сечение одиночного рождения топ-кварка в рамках CM, умноженные на 5.

На основе полученных дискриминаторов был проведен статистический анализ, аналогичный описанным в предыдущей главе для измерения сечения одиночного рождения топ-кварка. По результатам статистического анализа построены двумерные плотности вероятности для значений квадратов соответствующих аномальных параметров в трех сценариях. На рисунке 4.14 показаны ожидаемые и измеренные плотности вероятности квадратов аномальных параметров полученных на основании моделирования и измерения в данных эксперимента D0 для интегральной светимости 0.9 фб⁻¹. Ожидаемые распределения соответствуют предсказаниям в рамках СМ.

Для получения количественных одномерных результатов полученные плотности вероятности были проинтегрированы по значениям f_1^L параметра и установлены верхние ограничения на соответствующий второй аномальный параметр на 95% уровне достоверности. Соответствующие результаты приведены в таблице 4.3. Для параметра f_1^L приведены наиболее вероятные значения на основе полученных двумерных плотностей



Рис. 4.14: Распределения двумерных плотностей вероятности в трех сценариях возможного проявления аномальных параметров Wtb. Показаны ожидаемые распределения (a, c, e) и наблюденные из данных (b, d, f) для трех сценариев: (a,b) (f_1^L, f_2^L) , (c,d) (f_1^L, f_1^R) и (e,f) (f_1^L, f_2^R) .

Таблица 4.3: Измеренные значения сечений одиночного рождения топкварка и одномерные ограничения на аномальные параметры в различных сценариях возможного проявления аномальных операторов в Wtb взаимодействии.

Сценарий	Сечение	аномальные параметры
(f_1^L, f_2^L)	$4.4^{+2.3}_{-2.5}$ pb	$ f_1^L ^2 = 1.4^{+0.6}_{-0.5}$
		$ f_2^L ^2 < 0.5$ at 95% C.L.
(f_1^L, f_1^R)	$5.2^{+2.6}_{-3.5}$ pb	$ f_1^L ^2 = 1.8^{+1.0}_{-1.3}$
		$ f_1^R ^2 < 2.5$ at 95% C.L.
(f_1^L, f_2^R)	$4.5^{+2.2}_{-2.2} \text{ pb}$	$ f_1^L ^2 = 1.4^{+0.9}_{-0.8}$
		$ f_2^R ^2 < 0.3$ at 95% C.L.

вероятности в соответствующих сценариях.

Приведенные результаты стали первым прямым экспериментальным измерением соответствующих возможных отклонений в Wtb взаимодействии. На следующем этапе было проведено объединение полученных результатов с измерениями поляризации W бозона в распадах топ-кварка [61], проведенном в парном рождении топ-кварков [251]. Возможность проведения такого объединения описана в работе [252]. Проведенные в работе [251] измерения поляризационных состояний W бозона от распада топ-кварка были трансформированы в отношения аномальных параметров Wtb взаимодействия и объединены с прямыми измерениями этих параметров в одиночном рождении топ-кварка, описанном ранее в этой секции. Практически все систематические ошибки коррелируют между двумя анализами, за исключением ошибки светимости, которая не влияет на измерение отношений аномальных параметров в анализе поляризации W, и ошибки моделирования фона в анализе поляризации W. Функция правдоподобия полученная в анализе поляризации W бозона была взята в качестве априорной вероятности для байесовского анализа аномальных параметров в одиночном рождении топ-кварка, для рассматриваемых аномальных сценариев. По результатам статистического анализа были построены двумерные плотности вероятности зависящие от квадратов аномальных параметров в конкретных сценариях, аналогично описанным ранее в этой секции. Полученные в анализе поляризации W бозона априорные плотности вероятности приведены на рисунках 4.15(а, с, е) для трех сценариев, показаны контуры равной вероятности между значениям поляризации от нуля до единицы. На рисунках 4.15(b, d, f)

показана измеренная плотность вероятности для значений аномальных параметров в трех сценариях, показаны наиболее вероятное значение и контуры равной вероятности на соответствующих уровнях достоверности.



Рис. 4.15: На рисунках (a, c, e) показано априорное распределение плотности вероятности отношений аномальных параметров, полученное из анализа поляризационных состояний W бозона из распадов топ-кварка в парном рождении, для различных сценариев. Показаны контуры равных вероятностей для значений поляризации от нуля до единицы. На рисунках (b, d, f) показана измеренная в одиночном рождении топ-кварка байесовская плотность вероятности, на основе априорной плотности вероятности, для значений аномальных параметров в различных сценариях. Показано наиболее вероятное значение и контуры равной вероятности для соответствующего уровня достоверности.

Для получения одномерных количественных ограничений, как и ранее в этой секции, двумерные плотности вероятности были проинтегрированы по возможным значениям параметра f_1^L и из полученных одномерных плотностей вероятности для соответствующих аномальных параметров были получены верхние ограничения на 95% уровне достоверности, приведенные в таблице 4.4 вместе с измеренными наиболее вероятными значениями параметра f_1^L . Объединение результатов прямого поиска аномальных Wtb взаимодействий в одиночном рождении топ-кварка и на основании измерения поляризации W бозона от распада топ-кварка Таблица 4.4: Измеренные значения квадрата аномального параметра f_1^L и верхние ограничения на 95% уровне достоверности для других аномальных параметров в различных сценариях, по результатам объединения прямого поиска аномальных Wtb взаимодействий с данными по анализу поляризационных состояний W бозона.

Сценарий	Измеренные значения	Ограничения при условии $f_1^L = 1$
(f_{1}^{L}, f_{1}^{R})	$ f_1^L ^2 = 1.27^{+0.57}_{-0.48}$	
	$ f_1^R ^2 < 0.95$	$ f_1^R ^2 < 1.01$
(f_1^L, f_2^L)	$ f_1^L ^2 = 1.27^{+0.60}_{-0.48}$	
	$ f_2^L ^2 < 0.32$	$ f_2^L ^2 < 0.28$
(f_1^L, f_2^R)	$ f_1^L ^2 = 1.04^{+0.55}_{-0.49}$	
	$ f_2^R ^2 < 0.23$	$ f_2^R ^2 < 0.23$

в парном рождении, позволило заметно ужесточить ограничения на аномальный параметр f_1^R и улучшить другие ограничения.

4.3.2 Поиск на статистике 5.4 $\phi 6^{-1}$.

Продолжение работы коллайдера Теватрон позволило D0 эксперименту набрать статистику данных 5.4 фб⁻¹ и достичь чувствительности достаточной для открытия одиночного рождения топ-кварка, результаты были описаны в секции 3.3.4. После экспериментального открытия одиночного рождения топ-кварка, на том-же наборе данных был проведен поиск возможных отклонений от предсказаний СМ в Wtb взаимодействии. Результаты описываются в данной секции и опубликованы в работе [62]. Все детали отбора событий, моделирование фоновых процессов и оценки систематических неопределенностей совпадают с описанными в секции 3.3.4. Сценарии аномальных взаимодействий и методы их моделирования совпадают с первым экспериментальным поиском описанным в предыдущей секции 4.3.1. Были созданы по пять образцов событий для t-канального (tqb) и s-канального (tb) процессов одиночного рождения топ-кварка с разным значением аномальных параметров. Предсказанные и отобранные в данных количества событий сигнала и фона приведены в таблице 4.5 для событий с разным количеством адронных струй. По историческим причинам, в разных статьях можно встретить немного различающиеся обозначения аномальных параметров, но под разными обозначениями подразумеваются одинаковые параметры характеризующие вклад соответствующего оператора в Лагранжиане взаимодействия: $f_1^L \equiv f_{L_V} \equiv f_V^L, f_2^L \equiv f_{L_T} \equiv f_T^L, f_1^R \equiv f_{R_V} \equiv f_V^R, f_2^R \equiv f_{R_T} \equiv f_T^R.$

Таблица 4.5: Количество событий ожидаемых и отобранных в данных D0 на статистике 5.4 $\phi 6^{-1}$ для различных вкладов аномальных Wtb вза-имодействий и процессов CM.

Source	2	jets		3	jets		4	jets	
$tb \ (f_{L_T} = 1)$	756	±	42	344	\pm	27	103	\pm	15
$tqb \ (f_{L_T} = 1)$	103	\pm	5.8	67	\pm	6.3	28	\pm	4.4
$tb \ (f_{R_V} = 1)$	105	\pm	6.0	43	\pm	3.8	12	\pm	1.9
$tqb \ (f_{R_V} = 1)$	122	\pm	7.2	61	\pm	5.3	22	\pm	3.7
$tb \ (f_{R_T} = 1)$	730	\pm	38	316	\pm	25	92	\pm	14
$tqb \ (f_{R_T} = 1)$	117	\pm	6.2	86	\pm	8.6	40	\pm	5.8
$tb \ (f_{L_V} = f_{R_T} = 1)$	607	\pm	31	284	\pm	21	86	\pm	13
$tqb \ (f_{L_V} = f_{R_T} = 1)$	268	\pm	15	167	\pm	16	67	\pm	10
$tb \ (SM, f_{L_V} = 1)$	104	\pm	16	44	\pm	7.8	13	\pm	3.5
$tqb (SM, f_{L_V} = 1)$	140	\pm	13	72	\pm	9.4	26	\pm	6.4
$tar{t}$	433	\pm	87	830	\pm	133	860	\pm	163
$W{+}\mathrm{jets}$	$3,\!560$	\pm	354	$1,\!099$	\pm	169	284	\pm	76
Z+jets and dibosons	400	\pm	55	142	\pm	41	35	\pm	18
Multijets	277	\pm	34	130	\pm	17	43	\pm	5.2
Total SM prediction	4,914	\pm	558	2,317	\pm	377	1,261	\pm	272
Data	4	,881		2	,307		1	,283	

Три рассматриваемых сценария, в соответствии с формулой 4.2, моделировались как совокупность образцов событий созданных с определенным значением аномального параметра $s_{L_V}(s_X)$: $s = |V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 s_{L_V} + |V_{tb} \cdot f_X|^2 s_X$, с значениями $f_{L_V} = 1$ ($f_X = 1$). Для сценария (f_1^L, f_2^R), включающего интерференционный член, необходимо учитывать и его вклад:

$$s = |V_{tb} \cdot f_{L_V}|^2 s_{L_V} + |V_{tb} \cdot f_{R_T}|^2 s_{R_T} + |V_{tb} \cdot f_{L_V}||V_{tb} \cdot f_{R_T}|(s_{L_V R_T} - s_{L_V} - s_{R_T}).$$
(4.12)

Для эффективного выделения сигнальных событий, для каждого сценария была создана BNN чувствительная к определенному набору аномальных операторов, соответствующих выбранному сценарию. На рисунке 4.16 приведены распределения ожидаемых событий и данных для полученных BNN дискриминантов в трех сценариях: (a,b) (f_1^L, f_2^L) , (c,d) (f_1^L, f_1^R) и (e,f) (f_1^L, f_2^R) . Показаны распределения в полной области значений и отдельно показаны области преобладания сигнала, со значением BNN дискриминанта больше 0.6. Распределения суммируют все каналы анализа.

На основании распределения событий для полученных BNN дискриминантов были построены плотности вероятности возможных значений



Рис. 4.16: Распределения ожидаемых и отобранных в данных D0 событий для BNN дискриминантов чувствительных к аномальным операторам в трех сценариях (a,b) (f_1^L, f_2^L) , (c,d) (f_1^L, f_1^R) и (e,f) (f_1^L, f_2^R) . Отдельно показаны распределения в области преобладания сигнала со значением BNN дискриминанта больше 0.6. Штрихованной областью показана неопределенность оценки фона. Вклад отмеченный W+jets включает и события процессов Z+jets, WW, WZ, ZZ.

аномальных параметров, для трех сценариев. Полученные двумерные плотности вероятности показаны на рисунке 4.17 в виде наиболее вероятного значения и контуров соответствующего отклонения от наиболее вероятного значения.



Рис. 4.17: Двумерные плотности вероятности возможных значений аномальных параметров в трех сценариях: (a) (f_1^L, f_2^L) , (b) (f_1^L, f_1^R) и (c) (f_1^L, f_2^R) . Показаны наиболее вероятные значения, предсказания СМ и контуры ограничений на соответствующем уровне статистической достоверности.

Для получения количественных одномерных ограничений двумерные

плотности распределения были проинтегрированы по возможным значениям параметра f_1^L и из получившихся одномерных плотностей вероятности были измерены верхние ограничения на другие аномальные параметры. Значения для трех сценариев приведены в таблице 4.6. Если потребовать значение $f_1^L = 1$, соответствующее СМ, ограничения на другие аномальные параметры получились следующими: $|V_{tb} \cdot f_2^L|^2 < 0.05$, $|V_{tb} \cdot f_1^R|^2 < 0.50$ и $|V_{tb} \cdot f_2^R|^2 < 0.11$.

Таблица 4.6: Верхние ограничения на аномальные параметры Wtb взаимодействия, полученные в трех сценариях.

Сценарий	Сечение	Аномальный параметр
$ \begin{array}{c} (f_1^L, f_2^L) \\ (f_1^L, f_1^R) \\ (f_1^L, f_2^R) \end{array} $	< 0.60 pb < 2.81 pb < 1.21 pb	$\begin{split} V_{tb} \cdot f_{L_T} ^2 &< 0.06 \\ V_{tb} \cdot f_{R_V} ^2 &< 0.93 \\ V_{tb} \cdot f_{R_T} ^2 &< 0.13 \end{split}$

Аналогично первому этапу поиска аномальных связей в Wtb взаимодействии, описанному в предыдущей секции, на статистике 5.4 фб⁻¹ было проведено объединение результатов прямого поиска аномальных взаимодействий в одиночном рождении топ-кварка, описанных ранее в этой секции, с результатами измерения поляризации W бозонов в распаде топ-кварка при парном рождении [256]. В рамках СМ состояния поляризации W бозона ожидаются следующими $f_{-} = 30\%$, $f_{0} = 70\%$, и $f_+ \approx \mathcal{O}(10^{-4})$ [253], но вклад аномальных операторов в Wtb взаимодействие меняет соотношение состояний поляризаций. Экспериментальные измерения состояний поляризации проведены на том-же наборе данных со статистикой 5.4 фб⁻¹ и детально описаны в работе [256]. В рамках объединения этих результатов, описанного в работе [63], функции правдоподобия для состояний поляризации W были выражены через параметры аномальных Wtb взаимодействий. На рисунке 4.18 показаны зависимости изменений состояний поляризации f_0, f_+ и соответствующие изменения в отношении параметров аномальных Wtb взаимодействий f_V^L , f_V^R , f_T^L и f_T^R . Приведено измеренное, наиболее вероятное, значение состояний поляризации и контуры отклонений от него. Отношения аномальных параметров показаны как набор значений от нуля до десяти для отношения соответствующего параметра f_V^R , f_T^L и f_T^R , к параметру f_V^L .

Отбор событий и детали анализа совпадают с описанными ранее в этой секции, но для надежности измерений из результатов прямого поиска аномальных параметров в одиночном рождении топ-кварка были


Рис. 4.18: Измеренное значение поляризации W бозона с контурами возможных отклонений, и предсказания СМ. Показана зависимость отношений аномальных параметров f_V^R , f_T^L и f_T^R , к параметру f_V^L , и состояний поляризации W. Треугольник очерчивает физически допустимую область.

исключены события с четырьмя адронными струями, которые пересекаются с событиями использованными для анализа поляризации W бозона. На основании измерений поляризации W были построены плотности вероятности отношений квадратов аномальных параметров, приведенные на рисунке 4.19 для трех сценариев аномальных взаимодействий, описанных ранее. Показаны контуры равной вероятности для области значений аномальных параметров. Для результатов прямого поиска проявления аномальных Wtb связей в одиночном рождении топ-кварка были получены аналогичные плотности вероятности, как и приведенные на рисунке 4.17, но с исключенными четырех-струйными событиями. Соответствующие плотности вероятности для трех сценариев приведены на рисунке 4.20. Полученная из измерений поляризации W плотность вероятности для значений аномальных параметров была использована как априорная плотность при анализе событий одиночного рождения топкварка. Полученные в результате объединения двух анализов плотности вероятности для трех рассматриваемых сценариев показаны на рисунке 4.21. Полученные распределения показаны в виде наиболее вероятного значения и двумерных контуров равной вероятности показывающих соответствующие отклонения от наиболее вероятного значения для квадратов аномальных параметров.

Полученные двумерные плотности вероятности были проинтегрированы по параметру $|f_V^L|^2$ и на основании полученных одномерных распре-



Рис. 4.19: Распределение плотности вероятности, в виде контуров равной вероятности, в зависимости от значений аномальных параметров, измеренное на основании поляризации W бозона. Приведены три рассматриваемых сценария аномальных Wtb взаимодействий. Все систематические ошибки учтены.



Рис. 4.20: Плотность вероятности значений аномальных параметров измеренная в событиях одиночного рождения топ-кварка, для трех сценариев аномальных Wtb взаимодействий. Измерения на основе событий с двумя и тремя адронными струями. Все систематические ошибки учтены.



Рис. 4.21: Плотность вероятности значений аномальных параметров измеренная по результатам объединения прямых измерений в одиночном рождении топ-кварка и измерений поляризации W бозона на статистике эксперимента D0 5.4 фб⁻¹. Приведены результаты в трех рассматриваемых сценариях аномальных Wtb взаимодействий. Учтены все систематические неопределенности.

делений были получены верхние одномерные ограничения на значение второго аномального параметра, в соответствующем сценарии. Полученные верхние ограничения на 95% уровне достоверности приведены в таблице 4.7 для скомбинированного измерения и измерений в каждом из двух проведенных анализов. Полученные скомбинированные ограничения на аномальные параметры можно выразить в виде ограничений на коэффициенты при операторах записанных в форме (выражение 4.5). Соответствующие ограничения составили: $|C_{\phi q}^{(3,3+3)}| < 14.7, |C_{\phi\phi}^{33}| < 18.0, |C_{dW}^{33}| < 2.5, и |C_{uW}^{33}| < 4.1, предполагая масштаб <math>\Lambda = 1$ ТэВ.

Таблица 4.7: Верхние ограничения на аномальные параметры соответствующие 95% уровню достоверности. Показаны измерения в анализе поляризации W бозона в распаде топ-кварка в предположении $f_V^L = 1$, прямые измерения в одиночном рождении топ-кварка, и скомбинированные измерения на основании двух анализов.

Сценарий	ТОЛЬКО	ТОЛЬКО	объединенные
	<i>W</i> поляризация	одиночный топ-кварк	измерения
$ f_{V}^{R} ^{2}$	0.62	0.89	0.30
$ f_{T}^{L} ^{2}$	0.14	0.07	0.05
$ f_T^R ^2$	0.18	0.18	0.12

4.4 Поиск аномальных Wtb взаимодействий в эксперименте CMS коллайдера LHC.

В предыдущей секции были описаны результаты поиска аномальных Wtb взаимодействий в эксперименте D0 коллайдера Теватрон. К 2012 году был завершен анализ данных и опубликованы конечные ограничения D0 на параметры аномальных Wtb взаимодействий. В 2008 году начал работу более мощный коллайдер LHC расположенный в ЦЕРН (Женева, Швейцария). В первом запуске коллайдера Run I, завершившемся в 2012 году, энергия протон-протонных столкновений составила вначале $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а затем поднялась до $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. На полученных в эксперименте CMS [257] данных был проведен новый поиск аномальных вкладов в взаимодействие Wtb. Результаты анализа представлены в данной секции, детали анализа опубликованы в работе [64].

Поиск аномальных Wtb взаимодействий проявляющихся в процессах одиночного рождения топ-кварка был проведен на данных протонпротонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ со статистикой 5 фб⁻¹ полученных в 2011 году и при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ со статистикой 19.7 фб⁻¹ полученных в 2012 году. Это полный набор данных полученных в эксперименте CMS в Run I. Моделирование проявления аномальных связей в Wtb взаимодействии проведено по аналогии с поиском на коллайдере Теватрон и описано в предыдущих секциях. Фоновые процессы моделировались генераторами, стандартными для эксперимента CMS. В частности, процессы парного рождения топ-кварка и процессы W+jets моделировались пакетом MadGraph [258]. Процессы s-канального и accoциативного tW одиночного рождения топ-кварка в рамках CM моделировались пакетом POWHEG [259]. Процессы с рождением двух калибровочных бозонов WW, WZ, ZZ и процессы рождения Z бозона и адронных струй моделировались генератором РУТНІА. Отбирались события с энергичным мюоном $p_{\rm T} > 20~(27)$ ГэВ, в зависимости от эпохи набора данных, двумя или тремя адронными струями с $p_{\rm T} > 30$ ГэВ. Минимум одна из струй должна быть идентифицирована как струя от b-кварка и одна из струй должна быть идентифицирована, как струя от кварка легкого аромата.

Многоструйные КХД события, в которых одна из струй дает мюон ложно идентифицируемый в качестве изолированного мюона, моделировались из ортогонального набора данных с инвертированным критерием изолированности мюона, определенной как отношение суммарной энергии выделенной в адронном и электромагнитном калориметрах в конусе $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2)} = 0.4$ вокруг мюона, к поперечному им-

пульсу самого мюона. Это фон сложен для моделирования и часто оценивается из данных с измененными критериями отбора для исключения событий участвующих в проведении основного анализа. Для повышения точности оценки фоновых процессов была создана байесовская нейронная сеть (Multijet BNN) разделяющая события с кинематическими свойствами характерными для многоструйных КХД событий и события с рождением реального W бозона. На рисунке 4.22 приведено распределение смоделированных событий и данных для дискриминатора созданной Multijet BNN (левый рисунок) и, для сравнения, приведено распределение по поперечной массе реконструированного W бозона $m_{\rm T}(W) = \sqrt{2p_{\rm T}(\mu)E_{\rm T}^{\rm miss}(1-\cos[\Delta\phi(\mu, \vec{p}_{\rm T}^{\rm miss})])}$ с видимыми различиями между многоструйными КХД событиями и событиями других процессов (правый рисунок).



Рис. 4.22: Распределение смоделированных событий и данных для дискриминатора созданной multijet BNN разделяющей многоструйные КХД события и события с рождением W бозона (левый рисунок). Для сравнения, приведено распределение событий для поперечной массы реконструированного W бозона (правый рисунок), часто используемой для фильтрации многоструйных КХД событий. Нижняя часть картинок показывает относительную разницу смоделированных событий и данных. Показана статистическая ошибка.

Для подавления вклада многоструйных КХД событий (multijets) было применено требование для отбора событий по дискриминанту multijet BNN быть больше 0.7. Такое требование обрезает примерно 90% многоструйных КХД событий и только 20% сигнальных событий. В таблице 4.8 приведено ожидаемое количество событий в моделировании и отобранных в данных для основного отбора, и с добавлением требования на дискриминатор multijet BNN. Указанная ошибка включает неопределенности нормировки ожидаемого количества событий.

Анализ данных и моделирования фоновых и сигнальных процессов

Таблица 4.8: Ожидаемое количество событий из моделирования и отобранное в данных для основных критериев отбора и с добавление требования на дискриминатор multijet BNN, для двух наборов данных. Указанная ошибка включает неопределенность нормировки смоделированных событий.

	$\sqrt{s} = 7 \mathrm{TeV}$		$\sqrt{s} = 8 \mathrm{TeV}$	
Процесс	Основной Multijet		Основной	Multijet
	отбор	$\mathrm{BNN} > 0.7$	отбор	$\mathrm{BNN} > 0.7$
<i>t</i> канал	5580^{+220}_{-160}	4560^{+180}_{-130}	21900^{+980}_{-840}	14800^{+660}_{-560}
<i>s</i> канал	373^{+16}_{-14}	301^{+13}_{-12}	$1307{\pm}47$	865 ± 31
tW	$2080{\pm}160$	$1760{\pm}130$	$9220{\pm}620$	$6620{\pm}450$
$tar{t}$	20450^{+770}_{-900}	17360^{+660}_{-770}	101100^{+5100}_{-6100}	72200^{+3600}_{-4300}
W+jets	$16100{\pm}800$	$12700{\pm}630$	36100^{+1200}_{-1200}	$23700{\pm}800$
WW, WZ, ZZ	$380{\pm}10$	300 ± 8	$780{\pm}20$	537 ± 14
Drell–Yan	$1520{\pm}80$	660 ± 40	$5960{\pm}320$	$2060{\pm}110$
Multijets	7340^{+3700}_{-3400}	740_{-350}^{+380}	30200^{+6000}_{-6300}	2630^{+520}_{-550}
Сумма	53800^{+3900}_{-3700}	38380^{+1000}_{-1100}	206650^{+8100}_{-8900}	123400^{+3800}_{-4500}
Data	56145	40 681	222 242	135071

состоял из нескольких этапов. После применения обрезания по дискриминатору Multijet BNN была построена байесовская нейронная сеть (SM BNN) выделяющая t-канальное рождение одиночного топ-кварка в рамках СМ, так как именно этот процесс наиболее чувствителен к отклонениям в Wtb взаимодействии. На основе дискриминатора SM BNN были исследованы разные области фазового пространства с целью понимания точности моделирования процессов СМ и оценки существующих систематических неопределенностей. На рисунке 4.23 показаны распределения смоделированных и отобранных в данных событий для дискриминатора SM BNN. Приведены распределения в пяти не пересекающихся областях, отмеченных на рисунках. Первая область содержит наибольшее количество событий t-канального рождения топ-кварка и выделяется отбором событий с ровно двумя адронными струями, одна из которых b-тагирована. Следующие две области характеризуется тремя струями, одна или две из которых b-тагированы. На основе данных в этих трех областях проводится последующих анализ. Дополнительно показаны две контрольные области с преобладанием одного из двух основных фоновых процессов. Первая контрольная область $(t\bar{t} \ CR)$, выбираемая по требованию регистрации четырех адронных струй две из которых bтагированы, практически полностью состоит из событий парного рождения топ-кварка. Вторая область (W+jets CR), выбирается на основании отсутствия b-тагированных струй, содержит различные вклады в процессы W+jets. Штрихованные области демонстрируют полную априорную неопределенность моделирования. В нижней части рисунков показана относительная разница моделирования и данных. Сравнение распределений моделирования и данных показывает хорошее согласие нашего моделирования в рамках CM и отобранных данных в трех сигнальных областях и двух контрольных областях, выделяющих разные вклады в общий набор данных.

Априорные неопределенности моделирования включают различные источники связанные с теоретическим моделированием, реконструкцией характеристик частиц после моделирования отклика детектора и коррекции моделирования стандартные для анализов в эксперименте CMS [64]. В статистическом анализе рассматривались три класса неопределенностей. Первый класс связан с изменением нормировки каждого из процессов и характеризуется одним случайным параметром для нормировки каждого процесса. Второй класс связан с скоррелированным изменением формы дискриминанатов BNN и описывается функцией для каждого источника неопределенности, представляемой в виде сдвинутых гистограмм с дискриминатором BNN для каждого процесса и каждого источника неопределенности. Последний тип неопределенностей связан с не скоррелированным между разными бинами изменением формы дискриминаторов BNN для каждого такого источника систематических неопределенностей. Как и для результатов в эксперименте D0, статистический анализ был проведено на основе байесовского подхода. Случайный параметр интереса выбирался как сила сигнала $\vec{\mu}_s$, показывающая отклонение измеренного сечения от предсказаний СМ. Измеренное распределение плотности вероятности получалось следующим образом:

$$p(\vec{\mu}_s|d) = \int p(d|\vec{\mu}_s, \vec{\mu}_b, \vec{\theta}) \frac{\pi(\vec{\mu}_s)\pi(\vec{\mu}_b)\pi(\vec{\theta})}{\pi(d)} \mathrm{d}\vec{\mu}_b \mathrm{d}\vec{\theta}, \qquad (4.13)$$

где $\vec{\mu}_b$ случайные параметры первого класса, для нормировки фоновых процессов, $\vec{\theta}$ случайные параметры второго класса, $\pi(\vec{\mu}_s)$, $\pi(\vec{\mu}_b)$, и $\pi(\vec{\theta})$ являются априорными плотностями вероятности для соответствующих параметров. Распределение $p(d|\vec{\mu}_s,\vec{\mu}_b,\vec{\theta})$ является плотностью вероятности наблюсти d событий из данных для соответствующих значений $\vec{\mu}_s$, $\vec{\mu}_b$, и $\vec{\theta}$. Третий класс неопределенностей оценивался из данных Азимова, генерились псевдо-эксперименты со сдвинутыми значениями, и добавлялись в качестве гауссовского размытия в статистическую модель. Учет систематической ошибки связанной с конечностью статистики смоделированных событий проведен полным методом Барлоу-Бистона [260].

С целью проверки всех этапов анализа и учета систематических неопределенностей было проведено измерение сечения t-канального процесса одиночного рождения топ-кварка на основе распределения событий по дискриминанту SM BNN. На рисунке 4.24 представлено распределение смоделированных событий и отобранных данных при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ для дискриминатора SM BNN, после проведения статистического анализа и соответствующей оценки всех систематических неопределенностей. Измеренные сечения t-канального процесса одиночного рождения топкварка совпали с предсказаниями CM и независимыми измерениями в других анализах данных эксперимента CMS.

На заключительном этапе анализа были созданы байесовские нейронные сети чувствительные к различным сценариям проявления аномальных операторов в Wtb взаимодействии. В качестве базовых сценариев были выбраны аналогичные сценарии, как и рассмотренные ранее для эксперимента D0: $(f_V^L, f_V^R), (f_V^L, f_T^L), (f_V^L, f_T^R)$. Были построены три дополнительные BNN чувствительные к каждой паре аномальных параметров, характеризующих соответствующие отклонения в Wtb взаимодействии. Список наблюдаемых использованных в качестве входных переменных для соответствующих сетей приведен в таблице 4.9. В таблице приведены наблюдаемые выбранные в качестве входных переменных для создания SM BNN, BNN (f_V^L, f_V^R) , BNN (f_V^L, f_T^L) и BNN (f_V^L, f_T^R) . Символ × означает выбор конкретной наблюдаемой для соответствующей BNN. Числа 7 и 8 маркируют переменные выбранные только для сетей в данных \sqrt{s} = 7 или 8 ТэВ, соответственно. Обозначения лидирующий и следующий за лидирующим обозначают упорядочивание по величине $p_{\rm T}$. Обозначение best указывает на выбор струи дающей реконструированную массу топ-кварка наиболее близкую к 172.5 ГэВ.

Распределения смоделированных событий и данных для полученных дискриминаторов BNN ($f_{\rm V}^{\rm L}, f_{\rm V}^{\rm R}$), BNN ($f_{\rm V}^{\rm L}, f_{\rm T}^{\rm L}$) и BNN ($f_{\rm V}^{\rm L}, f_{\rm T}^{\rm R}$) показаны на рисунке 4.25. BNN натренированы разделять вклад левого-векторного тока, характеризуемого параметром $f_{\rm V}^{\rm L}$, и одного из оставшихся аномальных вкладов, характеризуемых параметрами $f_{\rm V}^{\rm R}, f_{\rm T}^{\rm L}$ или $f_{\rm T}^{\rm R}$. Сплошной линией на рисунках показан вклад соответствующего аномального оператора со значением аномального параметра равным единице. Приведены распределения для $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

На основе полученных дискриминантов BNN был проведен статистический анализ учитывающий все неопределенности, аналогичный опи-

Переменная	Описание	SM	$f_{\rm V}^{\rm L} f_{\rm V}^{\rm R}$	$f_{\rm V}^{\rm L} f_{\rm T}^{\rm L}$	$f_{\rm V}^{\rm L} f_{\rm T}^{\rm R}$
$p_{\mathrm{T}}(\mathbf{b}_1)$	$p_{\rm T}$ лидирующей b-тагированной струи	×			
nm(ba)	p_{T} следующей за лидирующей	7			
$p_{\Gamma(0_2)}$	b-тагированной струи	1			
$p_{\mathrm{T}}(\mathbf{j}_1)$	p_{T} лидирующей струи			×	×
$m_{-}(\mathbf{i}, \mathbf{i})$	векторная сумма $p_{\rm T}$ лидирующей	~		~	
$p_{\mathrm{T}}(\mathrm{J}_{1},\mathrm{J}_{2})$	и следующей за лидирующей струй				
$m_{-}(\sum m_{-}(\mathbf{i}))$	векторная сумма $p_{\rm T}$ всех	7			
$p_{\mathrm{T}}(\sum_{i \neq i_{\mathrm{best}}} p_{\mathrm{T}}(\mathbf{J}_i))$	струй, кроме best струи	1			
m_(i_)	$p_{\rm T}$ не b-тагированной струи	~		~	~
PT(JL)	с максимальным $ \eta $				
$p_{\mathrm{T}}(\mu)$	p_{T} мюона	7	×	×	
	векторная сумма $p_{\rm T}$ W бозона				~
$p_{\mathrm{T}}(\mathbf{w},\mathbf{b}_{1})$	и лидирующей b-тагированной струи	×			
<i>U</i> (; ;)	скалярная сумма $p_{\rm T}$ лидирующей			~	~
$n_{\mathrm{T}}(\mathrm{J}_{1},\mathrm{J}_{2})$	следующей за лидирующей струй	×		×	×
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	недостающий поперечный импульс		×		
$\eta(\mu)$	η мюона	×			
$\eta(j_L)$	η не b-тагированной струи	×		×	
M(· · ·)	инвариантная масса лидирующей				
$M(\mathbf{j}_1,\mathbf{j}_2)$	следующей за лидирующей струй	×		×	
$M(\sum_{i \neq i_{1}, \dots, i} (\mathbf{j}_{i}))$	инвариантная масса струй, кроме best струи	7			
M(jW)	инвариантная масса W бозона и всех струй	×			×
	инвариантная масса W бозона				
$M(W, b_1)$	и лидирующей b-тагированной струи	×			
$\Delta R(\mu, \mathbf{b}_1)$	$\sqrt{(\eta(\mu) - \eta(\mathbf{b}_1))^2 + (\phi(\mu) - \phi(\mathbf{b}_1))^2}$				8
$\Delta R(\mu, j_1)$	$\sqrt{(\eta(\mu) - \eta(j_1))^2 + (\phi(\mu) - \phi(j_1))^2}$				7
$\Delta\phi(\mu, E_{\rm T}^{\rm miss})$	азимутальный угол между мюоном и $\vec{p}_{\rm T}^{\rm miss}$			×	×
	азимутальный угол между мюоном	_			
$\Delta \phi(\mu, \mathrm{W})$	и W бозоном			8	
$\cos(\theta_{\mu,j_{\rm L}}) _{\rm top}$	косинус угла между μ и не b-тагированной		× ×		_
	струей в системе покоя топ-кварка [139]	×			7
	косинус угла между μ и направлением				
$\cos(\theta_{\mu,\mathrm{W}}) _{\mathrm{W}}$	W бозона в системе покоя W бозона [261]	X X		×	
$\cos(\theta_{\rm W ir}) _{\rm top}$	косинус угла между импульсом W бозона	+ +			
	и импульсом не b-тагированной струи	8	×		
(1131)1101	в системе покоя топ-кварка [261]				
$Q(\mu)$	заряд мюона				
	характеристика пространственного				
Planarity	распределения импульсов частиц [262]	8			
	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·			I	

Таблица 4.9: Наблюдаемые выбранные в качестве входных переменных для созданных BNN.

санному для SM BNN, и были получены плотности вероятности в различных сценариях. Проведено объединение результатов анализа данных полученных при энергии $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. На рисунке 4.26 показаны двухмерные контуры ограничений на аномальные параметры в трех сценариях полученных, при одновременной вариации двух аномальных параметров указанных на осях. Приведены ожидаемые ограничения и измеренные в данных на соответствующих уровнях статистической достоверности. Ожидаемые ограничения получаются при замене данных на полное моделирование в рамках СМ.

Помимо анализа в трех разобранных двумерных сценариях при одновременной вариации параметра при левом-векторном токе, характерным для СМ, и одним из оставшихся аномальным параметром, проведен анализ с одновременной вариацией трех аномальных параметров. Были выбраны два трехмерных сценария $(f_{\rm V}^{\rm L}, f_{\rm T}^{\rm L}, f_{\rm T}^{\rm R})$ и $(f_{\rm V}^{\rm L}, f_{\rm V}^{\rm R}, f_{\rm T}^{\rm R})$, так как они не требуют учета дополнительного интерференционного члена, возникающего для одновременно ненулевых значений $f_{\rm T}^{\rm L}, f_{\rm V}^{\rm R}$ параметров. Такой трехмерный анализ можно считать наиболее точным, так как он учитывает возможность одновременных отклонений от СМ в трех различных фермионных токах. Соответствующие контуры ограничений приведены на рисунке 4.27 в виде двухмерных контуров ограничений для пар $(|f_{T}^{L}|,$ $f_{\rm T}^{\rm R}$) и ($|f_{\rm V}^{\rm R}|, f_{\rm T}^{\rm R}$). Для получения двухмерных контуров ограничений в трехмерном сценарии полученные плотности вероятности были проинтегрированы по возможным значениям третьего аномального параметра. Для параметра $f_{\rm T}^{\rm R}$ существует, и учтен в моделировании, дополнительный интерференционный член с параметром $f_{\rm V}^{\rm L}$, который позволяет измерить знак этого параметра, что учтено в анализе.

Полученные плотности вероятности для различных сценариев вариации аномальных параметров позволяют установить одномерные количественные ограничения по каждому параметру в отдельности. Для этого проводится интегрирование полученной плотности вероятности по возможным значениям оставшихся аномальных параметров. В таблице 4.10 приведены измеренные (в скобках приведены ожидаемые) одномерные ограничения в каждом рассмотренном сценарии, для каждого набора данных и скомбинированные по результатам объединения данных полученных при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Можно отметить, что наиболее точные ограничения приведены в последних двух строчках таблицы, так как основаны на одновременной вариации трех аномальных параметров и получены на всем доступном объеме данных. Эти результаты являются наиболее жесткими прямыми экспериментальными ограничениями на рассматриваемые параметры при их многомерной вариации, на момент завершения данной диссертации.

Таблица 4.10: Одномерные ограничения на аномальные параметры, полученные в различных рассматриваемых сценариях. Показаны отдельно ограничения полученные при энергии $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, и их объединение. Первый столбец показывает аномальные параметры одновременно варьируемые в статистическом анализе распределений BNN. Остальные столбцы показывают верхние (<) и нижние (>) ограничения на соответствующий аномальный параметр в конкретном сценарии. Приведены измеренные (ожидаемые) ограничения на 95% уровне статистической достоверности.

Сценарий	$f_{\rm V}^{\rm L} >$	$ f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}} <$	$ f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}} <$	$ $ $< f_{\rm T}^{\rm R}$	2 <
$\sqrt{s} = 7 \mathrm{TaB}$					
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}}, f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}})$	0.96(0.91)	0.29(0.37)			
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}})$	0.88~(0.89)		$0.11 \ (0.16)$		
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	0.94~(0.91)			$-0.077 \ (-0.067)$	$0.046\ (0.053)$
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	$0.95\ (0.91)$		0.16(0.22)	-0.074 (-0.065)	$0.037\ (0.055)$
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	$0.94 \ (0.89)$	$0.24 \ (0.29)$		$-0.087 \ (-0.076)$	$0.040\ (0.064)$
$\sqrt{s} = 8 \text{T} \Im \text{B}$					
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}}, f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}})$	0.96(0.92)	$0.24 \ (0.29)$			
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}}, f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}})$	$0.91 \ (0.92)$		$0.15\ (0.18)$		
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}}, f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	$0.92 \ (0.92)$			$-0.041 \ (-0.050)$	0.060(0.048)
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	0.93(0.94)		0.070(0.12)	-0.049 (-0.067)	$0.080\ (0.066)$
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	$0.95\ (0.95)$	0.18(0.20)		-0.035 (-0.044)	$0.043\ (0.032)$
$\sqrt{s}=7$ и 8 Тэ	В				
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}}, f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}})$	0.97~(0.92)	0.28(0.31)			
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}}, f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}})$	$0.92 \ (0.92)$		0.10(0.14)		
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	$0.94\ (0.93)$			$-0.046 \ (-0.050)$	$0.046\ (0.041)$
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	0.98~(0.97)		0.057 (0.10)	-0.049 (-0.051)	$0.048\ (0.046)$
$(f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{L}},f_{\mathrm{V}}^{\mathrm{R}},f_{\mathrm{T}}^{\mathrm{R}})$	0.98~(0.97)	$0.16\ (0.22)$		-0.049 (-0.049)	$0.039\ (0.037)$



Рис. 4.23: Сравнение распределения событий моделирования и данных для дискриминатора SM BNN в трех сигнальных областях, с существенной долей t-канального процесса одиночного рождения топ-кварка, и в двух контрольных областях с преобладанием событий парного рождения топ-кварка ($t\bar{t}$ CR) и процессов W+jets (W+jets CR), разделяемых по количеству адронных струй и b-тагирований. В нижней части рисунков показана относительная разница предсказаний в моделировании и отобранных данных CMS при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Штрихованная область показывает полную априорную систематическую неопределенность моделирования. Вертикальные черточки показывают статистическую ошибку данных.



Рис. 4.24: Распределение смоделированных событий и данных при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ для дискриминатора SM BNN после проведения статистического анализа и оценки всех систематических неопределенностей. Штрихованная область показывает полную ошибку моделирования. Вертикальные черточки показывают статистическую ошибку данных.



Рис. 4.25: Распределения смоделированных событий и данных для дискриминаторов BNN чувствительных к аномальным операторам в трех сценариях BNN ($f_{\rm V}^{\rm L}$, $f_{\rm V}^{\rm R}$), BNN ($f_{\rm V}^{\rm L}$, $f_{\rm T}^{\rm L}$) и BNN ($f_{\rm V}^{\rm L}$, $f_{\rm T}^{\rm R}$) для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (левые картинки) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (правые картинки). BNN тренировались для разделения вкладов $f_{\rm V}^{\rm L}$ и одного из оставшихся аномальных параметров. Сплошной линией показано распределение соответствующего аномального вклада, со значением аномального параметра равным единице. Штрихованная область показывает полную систематическую неопределенность моделирования. Вертикальные черточки показывают статистическую ошибку данных.



Рис. 4.26: Скомбинированные на данных $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ двухмерные контуры ограничений на аномальные параметры в трех сценариях $(f_V^L, |f_V^R|), (f_V^L, |f_T^L|), и (f_V^L, f_T^R)$. Приведены ожидаемые и измеренные контуры ограничений на 68% и 95% уровне статистической достоверности.



Рис. 4.27: Контуры ограничений на аномальные параметры в трехмерных сценариях (f_V^L , f_T^L , f_T^R) и (f_V^L , f_V^R , f_T^R), скомбинированные на данных $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Для получения двухмерных контуров было проведено интегрирование по значениям третьего параметра. Показаны ожидаемые и измеренные ограничения на соответствующем уровне статистической достоверности.

4.5 Феноменология проявления нейтральных токов меняющих аромат кварков во взаимодействиях топ-кварка.

Нейтральные токи меняющие аромат кварков (FCNC) отсутствуют в CM в лидирующем порядке и сильно подавлены механизмом Glashow– Iliopoulos–Maiani [263] в высших порядках. Различные редкие распады K, D, и B мезонов, и осцилляции $K^0 \overline{K}^0, D^0 \overline{D}^0$, и $B^0 \overline{B}^0$ сильно ограничивают экспериментально FCNC взаимодействия для первых двух поколений кварков [264]. Однако, FCNC взаимодействия с топ-кварком ограничены существенно слабее и, как уже было отмечено в начале этой главы, могут сильно возрастать в различных расширениях CM. В данной секции описывается феноменология модельно-независимого подхода к поиску FCNC во взаимодействиях топ-кварка с u- или с-кварком и глюоном (tqg FCNC). Детали феноменологического рассмотрения и моделирования можно найти в работе [65].

FCNC взаимодействия топ-кварка с кварками первых двух поколений могут быть записаны в рамках эффективной теории поля (EFT) через калибровочно-инвариантные операторы размерности шесть [231] (см. 3.61) и [232–234,265,266]. В обозначениях принятых в работе [234] калибровочно-инвариантный лагранжиан tug FCNC может быть записан в следующей форме:

$$\mathcal{L}_{\rm EFT} = \frac{C_{uG}^{13}}{\Lambda^2} \left(\bar{u}_L \bar{d}_L \right) \, \sigma^{\mu\nu} \, t^a \, t_R \, \Phi^c \, G^a_{\mu\nu} + \text{h.c.} \\ + \frac{C_{uG}^{31}}{\Lambda^2} \left(\bar{t}_L \bar{b}_L \right) \, \sigma^{\mu\nu} \, t^a \, u_R \, \Phi^c \, G^a_{\mu\nu} + \text{h.c.}, \qquad (4.14)$$

где Λ обозначен масштаб "новой физики" ($\gtrsim 1$ TeV), $(\bar{u}_L \bar{d}_L)$ и $(\bar{t}_L \bar{b}_L)$ левые кварковые дублеты, C_{uG}^{13} и C_{uG}^{31} вильсоновские коэффициенты характеризующие вклад соответствующего EFT оператора, t^a генераторы калибровочной цветной группы SU(3), $G^a_{\mu\nu}$ тензор напряженности глюонного поля, и Φ^c сопряженный хиггсовский дублет. Лагранжиан tcg FCNC имеет аналогичный вид с заменой u- и d-кварков на с- и s-кварки, и C_{uG}^{13} и C_{uG}^{31} на C_{cG}^{23} и C_{cG}^{32} , соответственно. В унитарной калибровке сопряженный хиггсовский дублет имеет форму

$$\Phi^c = \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix},$$

где h поле Хиггса и v вакуумное среднее поля Хиггса. Соответственно в

унитарной калибровке лагранжиан 4.14 будет иметь вид:

$$\mathcal{L}_{\rm EFT} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \frac{1}{\Lambda^2} \left[\bar{q} \,\sigma^{\mu\nu} \, t^a \left(C_{qG}^{i3} \frac{1+\gamma^5}{2} + (C_{qG}^{3i})^* \frac{1-\gamma^5}{2} \right) t + \bar{t} \,\sigma^{\mu\nu} \, t^a \left((C_{qG}^{i3})^* \frac{1-\gamma^5}{2} + C_{qG}^{3i} \frac{1+\gamma^5}{2} \right) q \right] G_{\mu\nu}^a, \qquad (4.15)$$

где q обозначает u (i = 1) или c (i = 2) кварки.

В случае $C_{uG}^{i3} = (C_{uG}^{3i})^*$ лагранжиан приобретает следующую форму:

$$\mathcal{L}_{\rm EFT} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \frac{1}{\Lambda^2} \left(C_{qG}^{i3} \bar{q} \, \sigma^{\mu\nu} \, t^a \, t \, + \, (C_{qG}^{i3})^* \, \bar{t} \, \sigma^{\mu\nu} \, t^a \, q \, \right) G_{\mu\nu}^a. \tag{4.16}$$

Полученный лагранжиан содержит не только вершины FCNC взаимодействий, но и четырех-точечную вершину с двумя глюонами (tqgg) [265], для сохранения калибровочной инвариантности, и взаимодействие с бозоном Хиггса (tqgh) и (tqggh) [232]. Последний вклад можно считать ничтожным для современных и ближайших ожидаемых коллайдеров и исключен из дальнейшего рассмотрения. Исторически, экспериментальные ограничения представляются в форме ограничений на аномальные константы связи $\frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda}$ [75] представленных в лагранжиане 4.3. Соответствующие аномальные константы напрямую связаны с вильсоновскими коэффициентами C_{aG}^{i3} следующим выражением:

$$|\kappa_{tq}^g|/\Lambda = \frac{1}{g_s} \frac{v}{\sqrt{2}} \frac{C_{qG}^{i3}}{\Lambda^2},\tag{4.17}$$

где g_s константа связи сильных взаимодействий.

Для моделирования проявления tqg FCNC взаимодействий, соответствующий лагранжиан 4.16 был вставлен в пакет CompHEP и проведены необходимые вычисления. Взаимодействия tqg FCNC могут проявляться как в рождении топ-кварка, так и в его распадах. Возможные вероятности распада топ-кварка по каналам $t \to qg$ ожидаются существенно ниже возможных для экспериментального обнаружения, поэтому эффективнее искать такие взаимодействия в процессах рождения топ-кварка через tqg FCNC вершины. Наиболее интересным процессом для экспериментальных исследований tqg FCNC является $pp \to tj$, его можно рассматривать наиболее точным для вычислений, по отношению к возможному процессу $pp \to t$, и обладающим более высоким сечением, за счет дополнительных вкладов. Наличие дополнительного объекта, *j* обозначающего адронную струю, дает больше возможностей для выделения сигнала из фона. На рисунке 4.28 приведены характерные диаграммы



Рис. 4.28: Характерные диаграммы Фейнмана для процесса одиночного рождения топ-кварка в tug FCNC взаимодействиях, в соответствии с лагранжианом 4.16.

одиночного рождения топ-кварков через tug FCNC взаимодействия, на адронных коллайдерах. Необходимо отметить, что интерференционные члены с CM отсутствуют и аномальные константы связи $\frac{\kappa_{tq}^g}{\Lambda}$ характеризующие возможный вклад tqg FCNC факторизуются с членами зависящими от импульсов. Следовательно, полные, а также дифференциальные, сечения прямо пропорциональны квадратам аномальных констант связи, что сильно упрощает моделирование таких сигнальных процессов, в отличие от сложностей описанных выше для процессов с аномальными Wtb вкладами. Для моделирования tqg FCNC процессов достаточно смоделировать один образец событий для каждого вклада (tug и tcg FCNC) и от величины аномальной константы будет зависеть только нормировка соответствующего сигнального семпла, а не кинематические свойства. Такое моделирование было проведено в пакете CompHEP и применено в эксперименте D0 для экспериментального поиска tqg FCNC, что будет описано в следующей секции.

4.6 Поиск нейтральных токов меняющих аромат кварков во взаимодействиях топ-кварка в эксперименте D0 коллайдера Теватрон.

Поиск проявления FCNC во взаимодействиях топ-кварк в эксперименте D0 начался еще до экспериментального наблюдения одиночного рождения топ-кварка, так как различные расширения СМ предсказывали существенное увеличение сечений одиночного рождения топ-кварка за счет проявления tqg FCNC взаимодействий. В предыдущей секции была описана феноменология проявления tqg FCNC в рождении одиночного топ-кварка. Созданное в пакете СотрНЕР моделирование процессов проявления tqg FCNC, характерные диаграммы Фейнмана представлены на рисунке 4.28, было применено в эксперименте D0 для прямого поиска таких процессов. Моделирование включало все спиновые корреляции между рождением и распадом резонансов и учитывало ненулевую ширину этих резонансов. Для увеличения точности моделирования был применен NLO к-фактор 1.6 полученный в работе [268]. На момент получения первых результатов D0, наиболее жесткие ограничения были установлены на основе данных DESY полученных на ер коллайдре HERA и составляли $\kappa_q/\Lambda < 0.4 \text{ TeV}^{-1}$, на 95% уровне достоверности [267]. Для таких значений аномальных констант связи возможные значения бренчингов распада топ-кварка по FCNC каналам в u(c), g ничтожны, по сравнению с распадом в W,b, и могут не рассматриваться. Сечение tug FCNC процесса, описанного в предыдущей секции, для протон-антипротонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ составляет 7.92 пб для значения $\frac{\kappa_{tu}^g}{\Lambda} = 0.03 \text{ ТэB}^{-1}$. Для процесса tcg FCNC полное сечение составляет 0.45 пб при значении $\frac{\kappa_{tc}^g}{\Lambda} = 0.03 \text{ ТэB}^{-1}$. Сечение зависит квадратично от значения аномальной константы связи и легко может быть пересчитано для других значений.

4.6.1 Поиск tqg FCNC в эксперименте D0 на статистике 230 $n6^{-1}$.

Впервые, прямой поиск проявления tqg FCNC на коллайдере Tevatron был проведен на первом наборе данных эксперимента D0 полученном в Run II. В секции 3.3 описаны детали анализа этого набора данных с интегральной светимостью 230 пб⁻¹ для поиска одиночного рождения топкварка в рамках CM. Моделирование процессов CM и другие этапы анализа, до конечного отбора событий, полностью соответствуют описанному в секции 3.3. Детали первого поиска tqg FCNC описаны в работе [66]. Для поиска tqg FCNC критерии отбора были несколько оптимизированы, так как tqg FCNC процессы несколько отличаются от одиночного рождения топ-кварка в рамках СМ. В таблице 4.11 представлены критерии отбора примененные для поиска tqg FCNC в данных эксперимента D0. В таблице 4.12 приведены ожидаемые количества событий из модели-

	Электронный канал	Мюонный канал
Лептон	$E_T > 15$ ГэВ	$p_T > 15$ ГэВ
	$ \eta < 1.1$	$ \eta < 2.0$
$E_{\rm T}^{\rm miss}$	$15 < E_{\rm T}^{\rm miss} <$	200 ГэВ
Струи	2, 3 or 4 jets, $E_T > 1$	15 ГэВ, $ \eta < 3.4$
	$E_T(\text{jet1}) > 25$ ГэВ	$ \eta(\text{jet1}) < 2.5$
	ровно одна <i>b</i> -тагги	рованная струя

Таблица 4.11: Критерии отбора событий для поиска tqg FCNC в данных эксперимента D0 на статистике 230 пб $^{-1}$

рования и отобранные события в данных, удовлетворяющих критериям отбора приведенным в таблице 4.11. Учет систематических неопределенностей практически соответствует описанному в секции 3.3 подходу, для поиска одиночного рождения топ-кварка. Выделяются неопределенности связанные с нормировкой событий и неопределенности меняющие форму распределений. Априорная неопределенность нормировки tqg FCNC процессов принимается 15%, на основании вариации масштабов факторизации и ренормализации. Для оптимизации анализа были созданы нейронные сети, на основе пакета MLPfit. Список входных переменных для нейронной сети представлен в таблице 4.13. На рисунке 4.29 представлено распределение одной из входных переменных для нейронных сетей 4.29(a), нормированные к единичному интегралу распределения смоделированных событий для дискриминанта полученных нейронных сетей 4.29(b), и распределение смоделированных событий и данных для дискриминанта полученной нейронной сети 4.29(с). На последнем рисунке, для удобства визуализации суммарный вклад tug и tcg FCNC увеличен в 10 раз, относительно ожидаемого вклада для $\kappa_q/\Lambda = 0.03$ ТэВ⁻¹. Процедура статистического анализа распределения событий для дискриминанта нейронной сети, соответствует методам описанным ранее в этой главе. Была построена байесовская плотность вероятности зависящая от

Таблица 4.12: Ожидаемое на статистике 230 пб⁻¹ количество событий из моделирования и отобранных в данных для критериев отбора описанных в таблице 4.11. Для FCNC процессов значения приведены для $\kappa_g/\Lambda = 0.03$ ТэВ⁻¹. Процесс W+jets включает процессы WW, WZ и ZZ.

Процесс	Электронный канал	Мюонный канал
	0.6 ± 0.2	0.6 ± 0.2
tug	8.4 ± 2.1	9.8 ± 2.7
СМ одиночный топ-кварк (tb+tqb)	6.4 ± 1.4	6.1 ± 1.4
$t\bar{t}$	31.8 ± 6.9	31.4 ± 7.0
$W{+}\mathrm{jets}$	84.6 ± 10.2	76.8 ± 8.5
Multijets	13.7 ± 4.3	17.2 ± 1.5
Полный фон в СМ	136.5 ± 13.4	131.5 ± 12.7
Данные	134	118

Таблица 4.13: Список переменных использованных для тренировки нейронной сети чувствительной к tqg FCNC.

$p_T(\text{jet1})$	Поперечный импульс лидирующей струи
$p_T(\text{jet1}_{\text{tagged}})$	Поперечный импульс b-таггированной струи
$\eta(\text{lepton})$	Псевдорапидити лептона
$E_{\rm T}^{\rm miss}$	Недостающий поперечный импульс
$p_T(\text{jet1}, \text{jet2})$	Векторная сумма поперечных импульсов двух лидирующих струй
$H_T(\text{jet1}, \text{jet2})$	Скалярная сумма поперечных импульсов двух лидирующих струй
$p_T(W)$	Поперечный импульс реконструированного W бозона
$M(W, \text{jet1}_{tagged})$	Инвариантная масс реконструированного топ-кварка с b-струей.
M(alljets)	Инвариантная масс всех струй
$\cos(\text{jet1}, \text{lepton})_{\text{lab}}$	Косинус угла между лидирующей струей и лептоном



Рис. 4.29: Распределение смоделированных событий для одной из входных переменных для нейронной сети (а). Нормированное к единичному интегралу распределение смоделированных событий для дискриминанта нейронных сетей (b). Распределение событий данных 230 пб⁻¹ и моделирования для дискриминанта полученных нейронных сетей (c). Показан суммарный вклад tug и tcg FCNC при $\kappa_g/\Lambda = 0.03$ ТэВ⁻¹ увеличенный в 10 раз для визуализации.

значений
$$(\kappa_g^c/\Lambda)^2$$
 и $(\kappa_g^u/\Lambda)^2$:
 $p([\kappa_g^c/\Lambda]^2, [\kappa_g^u/\Lambda]^2 \mid N) \propto \int \int \int \int L(N \mid n) p_1(f_c, f_u, b) p_2([\kappa_g^c/\Lambda]^2) p_3([\kappa_g^u/\Lambda]^2) df_c df_u db$
(4.18)

где L функция правдоподобия основанная на пуассоновском распределении с средним ожидаемым количеством событий в бине n и полным наблюденным количеством событий N, p_i (i = 1, 2, 3) априорные плотности вероятности для соответствующих параметров. Параметры связаны соотношением:

$$n = s + b = f_c \times (\kappa_g^c / \Lambda)^2 + f_u \times (\kappa_g^u / \Lambda)^2 + b,$$
 (4.19)

где сумма ожидаемого сигнала (s) и фона (b) выражается через вклад tug (f_u) и tcg (f_c) FCNC, полученных для значений $\kappa_g/\Lambda = 0.03$ TэB⁻¹. Плотность вероятности p₁ выбирается многомерным гауссовским распределением, а p₂ и p₃ плоскими распределениями. Измеренная плотность вероятности зависящая от аномальных констант связи κ_g^c/Λ и κ_g^u/Λ представлена на рисунке 4.30 в виде двумерных контуров верхних ограничений на указанные параметры, на соответствующем уровне статистической достоверности. Ограничения обединяют электронный и мюонный каналы анализа. Интегрирование двумерной плотности вероятности по одному из параметров позволяет получить одномерные ограничения на оставшийся аномальный параметр. Соответствующие одномерные верхние ограничения на аномальные константы связи FCNC представлены в таблице 4.14 для комбинированных ограничений и отдельно для электронного и мюонного каналов, на 95% уровне статистической достоверно-



Рис. 4.30: Измеренная на статистике 230 пб⁻¹ плотность вероятности, представленная в виде двумерных контуров верхних ограничений на аномальные константы связи κ_g^c/Λ и κ_g^u/Λ , на соответствующем уровне статистической достоверности.

сти. В скобках приведено ожидаемое ограничение полученное при замене экспериментальных данных на моделирование в рамках СМ.

Таблица 4.14: Верхние одномерные ограничения на аномальные константы связи FCNC κ_q^c/Λ и κ_q^u/Λ , на 95% уровне достоверности.

	Измеренные (ожидаемые) ограничения [Т	
	κ_g^c/Λ	κ_g^u/Λ
Электронный канал	0.16(0.19)	$0.046\ (0.052)$
Мюонный канал	0.21 (0.21)	$0.049\ (0.050)$
Скомбинированные	$0.15\ (0.16)$	$0.037\ (0.041)$

4.6.2 Поиск tqg FCNC в эксперименте D0 на статистике 2.3 $\phi 6^{-1}$.

Увеличение доступной экспериментальной статистики позволило экспериментально обнаружить одиночное рождение топ-кварка в эксперименте D0 на полученной статистике 2.3 фб⁻¹, что было описано в секции 3.3.3. Этот набор данных был использован для дальнейшего поиска tqg FCNC. Полученные результаты описываются в данной секции, детали анализа опубликованы в работе [67]. Все детали моделирования в рамках CM, отбора данных и оценка неопределенностей описаны в секции 3.3.3. Был

потребован дополнительный критерий – наличие в событии только одной b-тагированной струи, что соответствует конечной сигнатуре процессов tqg FCNC, описанных в предыдущих секциях. Моделирование tqg FCNC полностью соответствует описанному в предыдущих секциях. В таблице 4.15 приведено ожидаемое количество событий из моделирования и отобранных данных на экспериментальной статистике 2.3 фб⁻¹. Приведена сумма электронного и мюонного каналов, с разделением по количеству струй. Для оптимизации поиска были созданы байесовские

Таблица 4.15: Количество событий ожидаемое из моделирования и отобранное в данных D0 на статистике 2.3 фб⁻¹. Объединены электронный и мюонные каналы. Вклад FCNC нормирован на полученные верхние ограничения.

Процесс	2 струи	3 струи	4 струи
FCNC сигнал			
tgu	34 ± 4	16 ± 3	5 ± 1
tgc	54 ± 7	23 ± 4	7 ± 2
Φ он $W+{ m jets}$	1660 ± 146	560 ± 54	154 ± 15
Z+jets, WW, WZ, Z	Z 204 ± 34	72 ± 14	22 ± 6
CM tb+tqb	112 ± 15	46 ± 7	14 ± 3
$tar{t}$	152 ± 24	277 ± 42	278 ± 41
Multijets	184 ± 47	66 ± 15	27 ± 5
Полный фон	2312 ± 170	1021 ± 84	495 ± 53
Данные	2277	958	500

нейронные сети (BNN) выделяющие вклад FCNC из процессов CM. В качестве входных переменных были выбраны переменные описанные в секциях 3.3.2 (таблица 3.35) и 4.6 (таблица 4.13). Распределения смоделированных событий и данных, для некоторых переменных, показаны на рисунке 4.31. Распределение смоделированных событий и данных для полученного дискриминанта BNN показаны на рисунке 4.32. На рисунке 4.32(a) показано распределени дискриминанта во всей области значений, с ранжированием бинов по величине отношения вклада FCNC к вкладу СМ, в каждом бине. На рисунке 4.32(b) показана область дискриминанта BNN от 0.8 до 1, с максимальным отношением сигнала FCNC к вкладу СМ. Показана сумма событий по всем каналам анализа. Вклад FCNC приведен с нормировкой сечения к 5 пб. Следуя процедуре статистического анализа, описанного в предыдущей секции, на основе байесовского подхода было проведено построение многомерной плотности вероятности зависящей от квадратов аномальных констант связи $(\kappa_q^c/\Lambda)^2$ и $(\kappa_a^u/\Lambda)^2$, учитывающую все систематические неопределенности описан-



Рис. 4.31: Распределения смоделированных событий и данных для некоторых переменных использованных при тренировке BNN. Показаны (а) p_T лидирующей струи, (b) инвариантная масса всех струй, (c) ширина по псевдорапидити второй струи, (d) косинус угла между лидирующей струей и лептоном, (e) угол ϕ между лептоном и \not{E}_T , (f) реконструированная масса топ-кварка. Распределения FCNC показаны с нормировкой сечения к 5 пб, для визуализации.



Рис. 4.32: Сравнение распределений смоделированных событий и данных для дискриминанта BNN выделяющего события FCNC процессов. Приведена сумма событий по всем каналам анализа. На рисунке (а) приведены распределения во всей области значений дискриминанта. На рисунке (b) выделена область значений дискриминанта с максимальным отношением вклада FCNC к вкладу CM. Процессы FCNC нормированы на сечение 5 пб, на рисунке (а) и на измеренные верхние ограничения для рисунка (b).

ные в секциях 3.3.3 и 4.6.1. Измеренная двумерная плотность вероятности показана на рисунке 4.33, в виде контуров верхних ограничений на соответствующем уровне достоверности. На рисунке 4.33(а) представлена зависимость, как функция сечений процессов FCNC, и на рисунке 4.33(b) как функция квадратов аномальных констант связи FCNC $(\kappa_g^c/\Lambda)^2$ и $(\kappa_g^u/\Lambda)^2$. Для получения одномерных количественных ограни-



Рис. 4.33: Измеренная двумерная плотность вероятности представленная в виде зависимости от сечений FCNC процессов σ_{tgu} и σ_{tgc} (a), и в виде зависимости от квадратов аномальных констант связи FCNC $(\kappa_g^c/\Lambda)^2$ и $(\kappa_g^u/\Lambda)^2$ (b). Плотность вероятности показана в виде контуров верхних ограничений, на соответствующем уровне достоверности.

чений, полученная двумерная плотность вероятности была проинтегрирована по одному из двух аномальных параметров, полученные одномерные измеренные и ожидаемые плотности вероятности показаны на рисунке 4.34, обозначены 95% квантили распределений. Поскольку вероятности редких FCNC распадов топ-кварка $t \rightarrow u, g$ и $t \rightarrow c, g$ пропорциональны квадрату аномальных констант связи FCNC, полученные верхние ограничения можно интерпретировать в виде ограничений на бренчинги соответствующих редких распадов топ-кварка [269]. Полученные верхние ограничения на аномальные FCNC вклады приведены в таблице 4.16 в виде ограничений на сечения соответствующих процессов, в виде ограничений на аномальные константы связи, и в виде ограничений на вероятности соответствующих редких распадов топ-кварка.



Рис. 4.34: Измеренная и ожидаемая одномерная плотность вероятности зависящая от квадратов аномальных констант связи FCNC $(\kappa_g^u/\Lambda)^2$ (a) и $(\kappa_g^c/\Lambda)^2$ (b).

Таблица 4.16: Измеренные в эксперименте D0 на статистике 2.3 фб⁻¹ верхние ограничения на аномальные FCNC взаимодействия, представленные в виде ограничений на сечения соответствующих процессов, в виде ограничений на аномальные константы связи, и в виде ограничений на соответствующие редкие распады топ-кварка. Числа соответствуют 95% уровню достоверности.

	tgu	tgc
Сечения	0.20 пб	0.27 пб
κ_{tgf}/Λ	$0.013 \text{ T} \Im B^{-1}$	$0.057 \text{ T} \cdot \text{B}^{-1}$
$\mathcal{B}(t \to fg)$	2.0×10^{-4}	3.9×10^{-3}

4.7 Результаты главы

В данной главе были представлены результаты модельно-независимых феноменологических и экспериментальных исследований возможных отклонений от предсказаний СМ проявляющихся в секторе топ-кварка в виде аномальных заряженных фермионных токов во взаимодействии топкварка с b-кварком и W бозоном, и в нейтральных токах во взаимодействии топ-кварка с глюоном и u- или с-кварком. Представлены результаты феноменологического рассмотрения данных отклонений от предсказаний СМ и экспериментальные результаты прямого поиска таких возможных отклонений в экспериментах D0 и CMS. Экспериментальные исследования были проведены на основе результатов феноменологического анализа и созданного моделирования соответствующих сигнальных процессов. Статистически значимых отклонений от предсказаний СМ экспериментально не обнаружено и были установлены верхние ограничения на соответствующие параметры характеризующие вклад "новой физики". Полученные экспериментальные результаты поиска аномальных Wtb взаимодействий в эксперименте D0 приведены в таблице 4.7 (секция 4.3.2) и в последствии были улучшены в эксперименте CMS, результаты приведены в таблице 4.10 (секция 4.4). Полученные экспериментальные результаты поиска нейтральных токов меняющих аромат кварков FCNC во взаимодействиях топ-кварка с глюоном и u- или скварком приведены в таблице 4.16 (секция 4.6.2). Результаты главы опубликованы в работах [59-67].

Заключение

В заключении можно сформулировать основные полученные результаты, представленные в диссертации.

- 1. Создан метод моделирования процессов электрослабого рождения топ-кварка на адронных коллайдерах, учитывающий поправки следующего за лидирующим порядка теории возмущений. Созданное моделирование было использовано во всех анализах одиночного рождения топ-кварка в эксперименте D0 коллайдера Теватрон и в ряде анализов в эксперименте CMS коллайдера LHC.
- 2. На основе моделирования сигнальных и фоновых процессов, проведен феноменологический анализ одиночного рождения топ-кварка и выработаны основные принципы экспериментального поиска таких процессов, внедренные в анализ данных эксперимента D0.
- 3. Проведено моделирование и феноменологическое исследование процессов рождения трех топ-кварков, обнаружены ранее неизвестные эффекты в этих процессах, в частности, большой электрослабый вклад, сравнимый с вкладом сильных взаимодействий, большая отрицательная интерференция электрослабых и сильных вкладов и эффект сокращения основных вкладов за счет отрицательной интерференции. Показана принципиальная возможность экспериментального открытия таких процессов на модернизированном коллайдере HL-LHC.
- 4. Разработана и внедрена в экспериментальных анализах методика применения нейронных сетей, позволяющая существенно повысить точность экспериментального результата. Нейронные сети позволяют наиболее эффективно учитывать корреляции между наблюдаемыми, и за счет этого, наиболее точно выделять события сигнала из фона. Применение разработанных методов в эксперименте D0 позволило в Run I достичь точности экспериментальной регистрации одиночного рождения топ-кварка, сравнимой с точностью параллельного эксперимента CDF, имевшего дополнительный вер-

шинный детектор, резко увеличивающий эффективность выделения событий с топ-кварком, в эксперименте D0 в Run I такая часть детектора не была реализована.

- 5. Разработан и внедрен в экспериментальных анализах универсальный метод выбора оптимальных наблюдаемых, основанный на анализе диаграмм Фейнмана, дающих вклад в сигнальные и фоновые процессы. Метод позволил дать понятное физическое объяснение выбора конкретных наблюдаемых и сформировать полный оптимальный набор таких наблюдаемых для экспериментального анализа методом нейронных сетей.
- 6. Разработаны и внедрены методы унификации и оптимизации цепочки моделирования жестких процессов проходящих на коллайдерах. В частности, предложен формат LHEF, позволяющий унифицировать запись событий, полученных при моделировании, и ставший общепринятым стандартом для современных цепочек моделирования коллайдерных экспериментов. Предложен универсальный формат HepML для автоматической документации моделирования. Предложена идея создания базы знаний моделируемых событий MCDB. Все предложенные методы оптимизации были реализованы в различных проектах. Предложенные методы позволили упростить цепочку моделирования коллайдерных экспериментов и, как следствие, снизить теоретические неопределенности получаемых экспериментальных результатов.
- 7. Феноменологически разработанные методы анализа, моделирование и методы оптимизации были поэтапно внедрены в экспериментальный поиск одиночного рождения топ-кварка в эксперименте D0 коллайдера Теватрон. По мере набора полной экспериментальной статистики в течении Run I и II эксперимента D0, были экспериментально открыты t- и s-канальные процессы рождения одиночного топ-кварка, измерены сечения этих процессов и параметр $|V_{tb}|$ матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава. Заключительные, наиболее точные, результаты измерений составили: сечение s-канального процесса $1.29^{+0.26}_{-0.24}$ пб, сечение t-канального процесса $2.25^{+0.29}_{-0.31}$ пб, и $|V_{tb}| = 1.02^{+0.06}_{-0.05}$. Результаты измерений согласуются с предсказаниями CM.
- 8. Проведены феноменологические и экспериментальные исследования возможных отклонений от предсказаний СМ во взаимодействии топ-кварка с W бозоном и b-кварком. Представлены результаты феноменологических проявлений таких отклонений. Сформулированные рекомендации и моделирование таких отклонений

были напрямую внедрены в экспериментальный поиск, в эксперименте D0, а затем в эксперименте CMS. Статистически значимых отклонений от предсказаний CM не обнаружено, установлены верхние ограничения на параметры, характеризующие вклад аномальных заряженных токов векторного и магнитного типов. Наиболее жесткие ограничения эксперимента D0 на безразмерные константы аномальных взаимодействий составили: $|f_V^R| < 0.55$, $|f_T^L| < 0.22$ и $|f_T^R| < 0.35$ на 95% уровне достоверности. Наиболее жесткие ограничения эксперимента CMS составили: $f_V^L > 0.98$, $|f_V^R| < 0.16$, $|f_T^L| < 0.057$ и $-0.046 < f_T^R < 0.039$ на уровне достоверности 95%.

9. Проведено моделирование и экспериментальный поиск нейтральных токов меняющих аромат кварков во взаимодействии топ-кварка с u- или с-кварком и глюоном. Проведенный поиск в эксперименте D0 не выявил статистически значимых отклонений от предсказаний СМ, установлены верхние ограничения на параметры, характеризующие нейтральные токи FCNC, наиболее жесткие полученные ограничения на константы взаимодействий этих токов с глюонами составили: κ_{tgu}/Λ < 0.013 ТэВ⁻¹, κ_{tgc}/Λ < 0.057 ТэВ⁻¹. Эти ограничения, выраженные в терминах бренчингов редких распадов топ-кварка, составили: B(t → gu) < 2.0 × 10⁻⁴, B(t → gc) < 3.9 × 10⁻³.

Благодарности

Я искренне благодарен научному консультанту моей докторской диссертации д.ф.-м.н., профессору, член.-корр. РАН Эдуарду Эрнстовичу Боосу за полученные знания, помощь в постановке задач, постоянную поддержку и возможность проводить совместные исследования.

Глубокую благодарность я выражаю коллегам из НИИЯФ МГУ, и коллегам в коллаборациях D0 и CMS, за глубокие научные обсуждения, всестороннюю поддержку и саму возможность проводить совместные исследования по таким актуальным темам.

Я благодарен за финансовую поддержку проведенных исследований полученную в рамках грантов РНФ 16-12-10280, 22-12-00152 и поддержку в рамках Школы "Космос" МГУ им. М.В. Ломоносова.

Литература

- [1] «Экспериментальная физика высоких энергий» Боос Э.Э., Дудко Л.В. Журнал Квант, издательство Квант (М.), № 6, с. 2-8, (2015)
- [2] Боос Э.Э., Дудко Л.В., Слабоспицкий С.Р. «Удивительный топкварк», «В глубь материи. Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве.» М.:место издания Этерна, 2009, Москва, Россия, том 1, с. 415-435
- [3] E. Boos, L. Dudko, P. Mandrik and S. Slabospitskii, "Top Quark: Results and Prospects," ЭЧАЯ, №3 (Том 50) 2019; Phys. Part. Nucl. 50, no.3, 231-258 (2019) doi:10.1134/S106377961903002X.
- [4] E. Boos and L. Dudko, "The Single Top Quark Physics," Int. J. Mod. Phys. A 27, 1230026 (2012) doi:10.1142/S0217751X12300268
 [arXiv:1211.7146 [hep-ph]].
- [5] CMS NOTE-2000/065 (2000) ""SingleTop an Event Generator for the Single Top Quark Production at the LHC. Part 1" E. E. Boos, L. V. Dudko, V. I. Savrin,
- [6] Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, Л. В. Дудко, В. И. Саврин, А. В. Шерстнев «Метод моделирования событий электросалбого рождения *t*-кварка в NLO-приоближении. Генератор событий SingleTop.» Яд. физ. **69**, 1352 (2006).
 Е. Е. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, V. I. Savrin and A. V. Sherstnev; Phys. Atom. Nucl. **69**, 1317 (2006) doi:10.1134/S1063778806080084
- [7] D0-Note-4999 (2006) "A simulation method of the Electroweak Top Quark Production Events in the NLO Approximation. Monte-Carlo Generator - SingleTop." E.E.Boos, V.E.Bunichev, L.V.Dudko, V.I.Savrin, A.V.Sherstnev

- [8] C. Buttar et al., "Les Houches physics at TeV colliders 2005, standard model, QCD, EW, and Higgs working group: Summary report," arXiv:hep-ph/0604120.
- [9] C. E. Gerber *et al.* [TeV4LHC-Top Collaboration and Electroweak Working Group], arXiv:0705.3251 [hep-ph].
- [10] A. S. Belyaev, E. E. Boos and L. V. Dudko, "Single top quark at future hadron colliders: Complete signal and background study," Phys. Rev. D 59, 075001 (1999) doi:10.1103/PhysRevD.59.075001 [hep-ph/9806332].
- [11] E. Boos and L. Dudko, Int. J. Mod. Phys. A 37, no.05, 2250023 (2022) doi:10.1142/S0217751X22500233 [arXiv:2107.07629 [hep-ph]].
- [12] B. Abbott et al. [D0 Collaboration], "Neural networks for analysis of top quark production," in Proc. of the 19th Intl. Symp. on Photon and Lepton Interactions at High Energy LP99 ed. J.A. Jaros and M.E. Peskin, arXiv:hep-ex/9907041.
- [13] L. Dudko [D0 Collaboration], "Use of neural networks in a search for single top quark production at D0," AIP Conf. Proc. 583, 83 (2001).
- [14] D0-Note-3612 (1999) "Singularities of Feynman Diagrams and Optimal Kinematic Variables for Neural Networks." E.E. Boos and L.V. Dudko
- [15] D0-Note-5000 (2006) "Best Variables"Method and Implementation of Neural Networks in Physics Analysis" A.A.Berezina, E.E.Boos, V.E.Bunichev, L.V.Dudko
- [16] CMS NOTE-2007/045 "Investigation of the single top quark production in t-channel process by a Neural Network approach with the CMS detector" V. Abramov, E. Boos, L. Dudko, D. Konstantinov, A. Markina, M. Mohammadi Najafabadi, V. Savrin, A. Sherstnev, S. Slabospitsky
- [17] E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, A.A. Markina, «МЕ-ТОД "ОПТИМАЛЬНЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ" И ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ В ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ» Яд. Физ. 71, 2 (2008); Phys. Atom. Nucl. 71, 1317 (2008); doi:10.1134/S1063778808020191
- [18] E. Boos and L. Dudko, "Optimized neural networks to search for Higgs boson production at the Tevatron" Nucl. Instrum. Meth. A 502, 486 (2003) doi:10.1016/S0168-9002(03)00477-7 [hep-ph/0302088].

- [19] K. A. Assamagan *et al.* [Higgs Working Group Collaboration], "The Higgs working group: Summary report 2003," arXiv:hep-ph/0406152.
- [20] E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, A. A. Markina and M. A. Perfilov, "Optimization of the analysis of single top-quark production at the Large Hadron Collider (LHC)," Yad. Fiz. 73, 1007 (2010); Phys. Atom. Nucl. 73, 971 (2010).
- [21] M. Dobbs *et al.*, "The QCD/SM working group: Summary report," Contributed to 3rd Les Houches Workshop arXiv:hep-ph/0403100.
- [22] J. Alwall *et al.*, "A Standard format for Les Houches event files," Comput. Phys. Commun. **176**, 300 (2007) doi:10.1016/j.cpc.2006.11.010 [hep-ph/0609017].
- [23] J. Alwall *et al.*, doi:10.2172/921331 arXiv:0712.3311 [hep-ph].
- [24] G. H. Brooijmans *et al.*, arXiv:0802.3715 [hep-ph].
- [25] J. M. Butterworth, A. Arbey, L. Basso, S. Belov, A. Bharucha, F. Braam, A. Buckley, M. Campanelli, R. Chierici and A. Djouadi, *et al.* [arXiv:1003.1643 [hep-ph]].
- [26] S. Belov, L. Dudko and A. Sherstnev, PoS ACAT08, 115 (2008) doi:10.22323/1.070.0115
- [27] S. Belov, L. Dudko, D. Kekelidze and A. Sherstnev, Comput. Phys. Commun. 181, 1758-1768 (2010) doi:10.1016/j.cpc.2010.06.026 [arXiv:1001.2576 [hep-ph]].
- [28] P. Bartalini, L. Dudko, A. Kryukov, I. V. Selyuzhenkov, A. Sherstnev and A. Vologdin, [arXiv:hep-ph/0404241 [hep-ph]].
- [29] S. Belov, L. Dudko, A. Gusev, W. Pokorski and A. Sherstnev, PoS ACAT, 030 (2007) doi:10.22323/1.050.0030
- [30] S. Belov, L. Dudko, E. Galkin, A. Gusev, W. Pokorski and A. Sherstnev, Comput. Phys. Commun. **178**, 222-229 (2008) doi:10.1016/j.cpc.2007.08.010 [arXiv:hep-ph/0703287 [hep-ph]].
- [31] D0-Note-3283 (1997) "Jet and Missing Energy Corrections for the D0 Single Top Analyses" M.Mason, M. and Wimpenny, S.J. - Univ. of California, Riverside; Dudko, L.V. and Sotnikova, N. - Moscow State University

- [32] D0-Note-3441 (1998) "Status of Single Top Analysis for e+jets/mu"
 A.Belyaev, E.Boos, L.Dudko, P.Ermolov, A.Heinson, N.Sotnikova
- [33] D0-Note-3772 (2000) "Electroweak Production of Single Top Quarks at DZero" 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, S.J. Wimpenny
- [34] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], "Search for electroweak production of single top quarks in $p\bar{p}$ collisions," Phys. Rev. D **63**, 031101 (2000) [arXiv:hep-ex/0008024].
- [35] D0-Note-3856 (2001) "Search for Single Top Quark Production at DZero Using Neural Networks" E.E. Boos, L.V. Dudko, A.P. Heinson, N.A. Sotnikova
- [36] A. P. Heinson for the D0 Collaboration, "Search for Electroweak Production of Single Top Quarks at D0," Int. J. Mod. Phys. A 16S1A, 386-388 (2001) doi:10.1142/S0217751X01007005 [arXiv:hep-ex/0105003 [hep-ex]]. Contribution to: DPF 2000: The Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society
- [37] L. Dudko [CDF and D0], "Search for single top quark production at the Tevatron,", Contribution to: 35th Rencontres de Moriond: QCD and High Energy Hadronic Interactions, 63-66
- [38] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Search for single top quark production at DØ using neural networks," Phys. Lett. B 517, 282 (2001) [arXiv:hep-ex/0106059].
- [39] D0-Note-4398 (2004) "Search for Single Top Quark Production at DZero in Run II" M.Agelou, B.Andrieu, P.Baringer, A.Bean, D.Bloch, E.Boos, V.Bunichev, E.Busato, L.Christofek, B.Clement, L.Dudko, T.Gadfort, A.Garcia-Bellido, G.Gaudio, D.Gele, P.Gutierrez, A.Heinson, S.Jabeen, S.Jain, A.Juste, D.Kau, Kopal, J.Mitrevski, J.Parsons, P.Perea, E.Perez, H.Prosper, A.Quadt, V.Rud, R.Schwienhorst, M.Strauss, B.Vachon, M.Warsinsky, G.Watts
- [40] D0-Note-4510 (2004) "Search for Single Top Quark Production at DZero in Run II" M.Agelou, B.Andrieu, P.Baringer, A.Bean, D.Bloch, E.Boos, V.Bunichev, E.Busato, L.Christofek, B.Clement, L.Dudko, T.Gadfort, A.Garcia-Bellido, G.Gaudio, D.Gele, P.Gutierrez, A.Heinson, S.Jabeen, S.Jain, A.Juste, D.Kau, Kopal, J.Mitrevski, J.Parsons, P.Perea, E.Perez,
H.Prosper, A.Quadt, V.Rud, R.Schwienhorst, M.Strauss, B.Vachon, M.Warsinsky, G.Watts

- [41] D0-Note-4670 (2004) "Improved Search for Single Top Quark Production" M.Agelou, B.Andrieu, P.Baringer, A.Bean, D.Bloch, E.Boos, V.Bunichev, E.Busato, L.Christofek, B.Clement, L.Dudko, T.Gadfort, A.Garcia-Bellido, G.Gaudio, D.Gele, P.Gutierrez, S.Jabeen, S.Jain, A.Juste, D.Kau, Kopal, J.Mitrevski, A.Heinson, J.Parsons, P.Perea, E.Perez, H.Prosper, A.Quadt, V.Rud, R.Schwienhorst, M.Strauss, B.Vachon, M.Warsinsky, G.Watts
- [42] D0-Note-4722 (2005) "Improved Search for Single Top Quark Production at D0 in Run II" M.Agelou, B.B.Andrieu, P.Baringer, A.Bean, D.Bloch, E.Boos, V.Bunichev, Burnett, E.Busato, L.Christofek, B.Clement, L.Dudko, T.Gadfort, A.Garcia-Bellido, D.Gele, P.Gutierrez, A.Heinson, S.Jabeen, S.Jain, A.Juste, D.Kau, J.Mitrevski, J.Parsons, P.Perea, E.Perez, H.Prosper, V.Rud, R.Schwienhorst, M.Strauss, C.Tully, B.Vachon, G.Watts
- [43] D0-Note-5285 (2006) "Search for Single Top Quark Production in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [44] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Search for single top quark production in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.96$ -TeV," Phys. Lett. B **622**, 265 (2005) [arXiv:hep-ex/0505063].
- [45] D0-Note-5288 (2006) "Using Bayesian Neural Networks to Search for Single Top Quarks in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons,

M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber

- [46] D0-Note-5289 (2006) "A Neural Network Search for Single Top Quarks in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [47] D0-Note-5361 (2007) "A Second Look at Bayesian Neural Networks in the Search for Single Top Quarks in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [48] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Multivariate searches for single top quark production with the D0 detector," Phys. Rev. D 75, 092007 (2007) [arXiv:hep-ex/0604020].
- [49] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of |V(tb)|," Phys. Rev. Lett. 98, 181802 (2007) [arXiv:hep-ex/0612052].
- [50] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], "Evidence for production of single top quarks," Phys. Rev. D 78, 012005 (2008) doi:10.1103/PhysRevD.78.012005 [arXiv:0803.0739 [hep-ex]].
- [51] D0-Note-5440 (2007) "First direct measurement of |V_tb|" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G.

Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber

- [52] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], "Observation of Single Top Quark Production," Phys. Rev. Lett. 103, 092001 (2009) doi:10.1103/PhysRevLett.103.092001 [arXiv:0903.0850 [hep-ex]].
- [53] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Measurement of the t-channel single top quark production cross section," Phys. Lett. B 682, 363 (2010) doi:10.1016/j.physletb.2009.11.038 [arXiv:0907.4259 [hep-ex]].
- [54] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Model-independent measurement of *t*-channel single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Lett. B **705**, 313 (2011) doi:10.1016/j.physletb.2011.10.035 [arXiv:1105.2788 [hep-ex]].
- [55] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Measurements of single top quark production cross sections and $|V_{tb}|$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Rev. D 84, 112001 (2011) doi:10.1103/PhysRevD.84.112001 [arXiv:1108.3091 [hep-ex]].
- [56] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Evidence for s-channel single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Lett. B **726**, 656 (2013) doi:10.1016/j.physletb.2013.09.048 [arXiv:1307.0731 [hep-ex]].
- [57] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], "Observation of s-channel production of single top quarks at the Tevatron," Phys. Rev. Lett. **112**, 231803 (2014) doi:10.1103/PhysRevLett.112.231803 [arXiv:1402.5126 [hep-ex]].
- [58] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], "Tevatron Combination of Single-Top-Quark Cross Sections and Determination of the Magnitude of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix Element V_{tb}," Phys. Rev. Lett. **115**, no. 15, 152003 (2015) doi:10.1103/PhysRevLett.115.152003 [arXiv:1503.05027 [hep-ex]].
- [59] E. Boos, L. Dudko and T. Ohl, "Complete calculations of $Wb\bar{b}$ and $Wb\bar{b}$ + jet production at Tevatron and LHC: Probing anomalous Wtb couplings in single top production," Eur. Phys. J. C **11**, 473 (1999)

- [60] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Search for anomalous Wtb couplings in single top quark production," Phys. Rev. Lett. **101**, 221801 (2008) doi:10.1103/PhysRevLett.101.221801 [arXiv:0807.1692 [hep-ex]].
- [61] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], "Search for anomalous top quark couplings with the D0 detector," Phys. Rev. Lett. 102, 092002 (2009) doi:10.1103/PhysRevLett.102.092002 [arXiv:0901.0151 [hep-ex]].
- [62] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Search for anomalous Wtb couplings in single top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Lett. B **708**, 21 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.01.014 [arXiv:1110.4592 [hep-ex]].
- [63] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Combination of searches for anomalous top quark couplings with 5.4 fb⁻¹ of pp̄ collisions," Phys. Lett. B **713**, 165 (2012) doi:10.1016/j.physletb.2012.05.048 [arXiv:1204.2332 [hep-ex]].
- [64] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], "Search for anomalous Wtb couplings and flavour-changing neutral currents in t-channel single top quark production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV," JHEP **02**, 028 (2017) doi:10.1007/JHEP02(2017)028 [arXiv:1610.03545 [hep-ex]].
- [65] E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, M. A. Perfilov and G. A. Vorotnikov, Phys. Atom. Nucl. 83, no.6, 984-988 (2020) doi:10.1134/S1063778820060083 [arXiv:2004.14498 [hep-ph]].
- [66] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], "Search for production of single top quarks via tcg and tug flavor- changing neutral current couplings," Phys. Rev. Lett. 99, 191802 (2007) doi:10.1103/PhysRevLett.99.191802 [hep-ex/0702005 [HEP-EX], arXiv:0801.2556 [HEP-EX]].
- [67] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Search for flavor changing neutral currents via quark-gluon couplings in single top quark production using 2.3 fb⁻¹ of $p\bar{p}$ collisions," Phys. Lett. B **693**, 81 (2010) doi:10.1016/j.physletb.2010.08.011 [arXiv:1006.3575 [hep-ex]].
- [68] E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Edneral, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Savrin, A. Semenov, and A. Sherstnev [CompHEP Collaboration], "CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events," Nucl. Instrum. Methods A 534, 250 (2004) [hep-ph/0403113]

- [69] A. Pukhov, E. Boos, M. Dubinin, V. Edneral, V. Ilyin, D. Kovalenko, A. Kryukov, V. Savrin, S. Shichanin and A. Semenov, "CompHEP: A Package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multiparticle phase space," [arXiv:hep-ph/9908288 [hep-ph]].
- [70] T. Sjostrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. 135, 238 (2001) [hepph/0010017]
- [71] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626 [arXiv:hep-ex/9503002].
- [72] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632 [arXiv:hep-ex/9503003].
- [73] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D 65, 091102 (2002) doi:10.1103/PhysRevD.65.091102 [hep-ex/0110067].
- [74] N. Kidonakis, Phys. Rev. D 82, 114030 (2010) [arXiv:1009.4935 [hepph]].
- [75] Beneke M. et al., "Top quark physics", arXiv:hep-ph/0003033, in "Standard model physics (and more) at the LHC", G. Altarelli and M. L. Mangano eds., Geneva, Switzerland: CERN (2000) 529 p.
- [76] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], Phys. Rev. D 98, no. 3, 030001 (2018). doi:10.1103/PhysRevD.98.030001
- [77] Bigi I.I. et al., *Phys. Lett.* **B181**, 157 (1986).
- [78] Ициксон К., Зюбер Ж.Б., "Квантовая теория поля", Т. I, II: Пер. с англ. М., "мир", 1984.
- [79] Окунь Л.Б. *Лептоны и кварки*, М., "Наука", 1990.
- [80] Jezabek M. and Kühn J.H., Nucl. Phys. B320, 20 (1989);
 Jezabek M., "Top quark physics," Nucl. Phys. Proc. Suppl. 37B, 197 (1994) [arXiv:hep-ph/9406411].
- [81] Stepanov N. and Drollinger V., Preprint IEKP-KA/2000-20, 2000; CMS NOTE 2000/059, 2000.
- [82] B. W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan and S. Weinzierl, Phys. Rev. D 66 (2002) 054024 [arXiv:hep-ph/0207055].
- [83] S. S. D. Willenbrock and D. A. Dicus, Phys. Rev. D 34, 155 (1986);

- [84] C. P. Yuan, Phys. Rev. D 41, 42 (1990);
- [85] G. V. Dzhikia and S. R. Slabospitsky, Sov. J. Nucl. Phys. 55, 1387 (1992); Phys. Lett. B 295, 136 (1992);
- [86] S. Cortese and R. Petronzio, Phys. Lett. B 253, 494 (1991);
- [87] R. K. Ellis and S. J. Parke, Phys. Rev. D 46, 3785 (1992);
- [88] G. Bordes and B. van Eijk, Z. Phys. C 57, 81 (1993);
- [89] D. O. Carlson, E. Malkawi, and C. P. Yuan, Phys. Lett. B 337, 145 (1994) [hep-ph/9405277];
- [90] T. Stelzer and S. Willenbrock, Phys. Lett. B 357, 125 (1995) [hepph/9505433];
- [91] D. Atwood, S. Bar-Shalom, G. Eilam, and A. Soni, Phys. Rev. D 54, 5412 (1996) [hep-ph/9605345];
- [92] C. S. Li, R. J. Oakes and J. M. Yang, Phys. Rev. D 55, 5780 (1997) [hep-ph/9611455];
- [93] A. P. Heinson, A. S. Belyaev, and E. E. Boos, Phys. Rev. D 56, 3114 (1997) [hep-ph/9612424].
- [94] S. Bar-Shalom, G. Eilam, A. Soni, and J. Wudka, Phys. Rev. D 57, 2957 (1998) [hep-ph/9708358];
- [95] T. Tait and C. P. Yuan, hep-ph/9710372.
- [96] G. Bordes and B. van Eijk, Nucl. Phys. B 435, 23 (1995);
- [97] R. Pittau, Phys. Lett. B 386, 397 (1996) [hep-ph/9603265];
- [98] M. C. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. D 54, 6696 (1996) [hepph/9604223].
- [99] C. S. Li, R. J. Oakes, and J. M. Yang, Phys. Rev. D 55, 1672, 5780 (1997) [hep-ph/9608460], [hep-ph/9611455];
- [100] T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D 56, 5919 (1997) [hep-ph/9705398];
- [101] T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D 58, 094021 (1998) [hep-ph/9807340].

- [102] S. Zhu hep-ph/0109269.
- [103] Z. Sullivan, Phys. Rev. D 70, 114012 (2004) [hep-ph/0408049].
- [104] J. Campbell, R. K. Ellis, and F. Tramontano, Phys. Rev. D 70, 094012 (2004) [hep-ph/0408158].
- [105] Q. H. Cao, R. Schwienhorst, and C. P. Yuan, Phys. Rev. D 71, 054023 (2005) [hep-ph/0409040].
- [106] Q. -H. Cao, R. Schwienhorst, J. A. Benitez, R. Brock, C. -P. Yuan, Phys. Rev. D72, 094027 (2005). [hep-ph/0504230].
- [107] J. M. Campbell and F. Tramontano, Nucl. Phys. B 726, 109 (2005) [arXiv:hep-ph/0506289].
- [108] N. Kidonakis, Phys. Rev. D 74, 114012 (2006) [arXiv:hep-ph/0609287].
- [109] J. J. Zhang, C. S. Li, Z. Li, L. L. Yang, Phys. Rev. D75, 014020 (2007). [hep-ph/0610087].
- [110] N. Kidonakis, Phys. Rev. D **75**, 071501 (2007) [arXiv:hep-ph/0701080].
- [111] N. Kidonakis, Acta Phys. Polon. B 39, 1593 (2008) [arXiv:0802.3381 [hep-ph]].
- [112] E. Mirabella, Nuovo Cim. B123, 1111-1117 (2008). [arXiv:0811.2051 [hep-ph]].
- [113] N. Kidonakis, Nucl. Phys. A 827, 448C (2009) [arXiv:0901.2155 [hepph]].
- [114] J. M. Campbell, R. Frederix, F. Maltoni and F. Tramontano, Phys. Rev. Lett. **102**, 182003 (2009) [arXiv:0903.0005 [hep-ph]].
- [115] N. Kidonakis, Phys. Rev. Lett. 102, 232003 (2009) [arXiv:0903.2561 [hep-ph]].
- [116] J. M. Campbell, R. Frederix, F. Maltoni and F. Tramontano, JHEP 0910, 042 (2009) [arXiv:0907.3933 [hep-ph]].
- [117] N. Kidonakis, arXiv:0909.0037 [hep-ph].
- [118] S. Heim, Q. -H. Cao, R. Schwienhorst, C. -P. Yuan, Phys. Rev. D81, 034005 (2010). [arXiv:0911.0620 [hep-ph]].

- [119] A. Ali, E. A. Kuraev, Y. M. Bystritskiy, Eur. Phys. J. C67, 377-395 (2010). [arXiv:0911.3027 [hep-ph]].
- [120] J. Gao, C. S. Li, J. J. Zhang, H. X. Zhu, Phys. Rev. D80, 114017 (2009). [arXiv:0910.4349 [hep-ph]].
- [121] N. Kidonakis, Phys. Rev. D 81, 054028 (2010) [arXiv:1001.5034 [hepph]].
- [122] N. Kidonakis, Phys. Rev. D 82, 054018 (2010) [arXiv:1005.4451 [hepph]].
- [123] D. Bardin, S. Bondarenko, L. Kalinovskaya, V. Kolesnikov, W. von Schlippe, Eur. Phys. J. C71, 1533 (2011). [arXiv:1008.1859 [hep-ph]].
- [124] G. Macorini, S. Moretti, L. Panizzi, Phys. Rev. D82, 054016 (2010). [arXiv:1006.1501 [hep-ph]].
- [125] H. X. Zhu, C. S. Li, J. Wang and J. J. Zhang, JHEP **1102**, 099 (2011) [arXiv:1006.0681 [hep-ph]].
- [126] J. Wang, C. S. Li, H. X. Zhu and J. J. Zhang, arXiv:1010.4509 [hep-ph].
- [127] R. Schwienhorst, C. -P. Yuan, C. Mueller and Q. -H. Cao, Phys. Rev. D 83, 034019 (2011) [arXiv:1012.5132 [hep-ph]].
- [128] P. Falgari, P. Mellor and A. Signer, Phys. Rev. D 82, 054028 (2010) [arXiv:1007.0893 [hep-ph]].
- [129] P. Falgari, F. Giannuzzi, P. Mellor and A. Signer, Phys. Rev. D 83, 094013 (2011) [arXiv:1102.5267 [hep-ph]].
- [130] N. Kidonakis, Phys. Rev. D 83, 091503 (2011) [arXiv:1103.2792 [hepph]].
- [131] N. Kidonakis, arXiv:1205.3453 [hep-ph].
- [132] D. O. Carlson and C. P. Yuan, Phys. Lett. B 306, 386 (1993).
- [133] S. R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, Comput. Phys. Commun. 148, 87 (2002) [hep-ph/0201292].
- [134] F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP 0302, 027 (2003) [hep-ph/0208156].
- [135] B. P. Kersevan, E. Richter-Was, [hep-ph/0405247].

- [136] S. Frixione, E. Laenen, P. Motylinski, B. R. Webber, JHEP 0603, 092 (2006). [hep-ph/0512250].
- [137] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, E. Re, JHEP 0909, 111 (2009). [arXiv:0907.4076 [hep-ph]].
- [138] M. Jezabek and J. H. Kuhn, Phys. Lett. B 329, 317 (1994) [arXiv:hepph/9403366].
- [139] G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Rev. D 55, 7249 (1997) [hep-ph/9611367]; G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Lett. B 476, 323 (2000) [hep-ph/9912458].
- [140] E. E. Boos and A. V. Sherstnev, Phys. Lett. B 534, 97 (2002) [hepph/0201271].
- [141] M. Awramik, M. Czakon, A. Freitas and G. Weiglein, Phys. Rev. D 69, 053006 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.69.053006 [hep-ph/0311148].
- [142] M. Baak *et al.* [Gfitter Group], Eur. Phys. J. C **74**, 3046 (2014) doi:10.1140/epjc/s10052-014-3046-5 [arXiv:1407.3792 [hep-ph]].
- [143] A. Belyaev, E. Boos, L. Dudko and A. Pukhov, "W+2jets production at Tevatron – VECBOS and CompHEP comparison," arXiv:hepph/9511306.
- [144] http://www-d0.fnal.gov/~dudko/mcdb/
- [145] CMS Physics Technical Design Report Volume II, section 8.2
- [146] CMS AN-2005/070 "Selection of single top events with the CMS detector at LHC" V.Abramov, D.Konstantinov, S.Slabospitsky, M.Mohammadi Najafabadi, A.Giammanco, R.Tenchini, E.Boos, L.Dudko, V.Savrin, A.Shertsnev, S.Kalinin, A.Drozdetskiy
- [147] CMS NOTE-2006/084 "Selection of Single Top Events with the CMS Detector at LHC" V.Abramov, D. Konstantinov, S. Slabospitsky, M. Mohammadi Najafabadi, A. Giammanco, R. Tenchini, E. Boos, L. Dudko, V. Savrin, A. Sherstnev, S. Kalinin, A. Drozdetsky
- [148] A. Belyaev and E. Boos, Phys. Rev. D 63, 034012 (2001) [arXiv:hepph/0003260] T. M. P. Tait, Phys. Rev. D 61 (2000) 034001 [arXiv:hepph/9909352].

- [149] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, JHEP 0207, 012 (2002) [arXiv:hep-ph/0201195]
- [150] V. Ilyin *et al.*, arXiv:hep-ph/0101232
- [151] J. Campbell *et al.*, arXiv:hep-ph/0405302.
- [152] E. Boos and T. Plehn, Phys. Rev. D 69 (2004) 094005 [arXiv:hepph/0304034].
- [153] TeV-2000 Study Group (D. Amidei et al.), FERMILAB-PUB-96-082.
- [154] J. Ohnemus, "Order- α_s Calculation of Hadronic W^-W^+ Production", Phys. Rev. D 44, 1403 (1991).
- [155] J. Ohnemus, Phys. Rev. D 44, 3477 (1991)
- [156] T. Han and S. Willenbrock, Phys.Lett B273, 167 (1991)
 J.Ohnemus and W.J.Stirling, Phys.Rev. D47, 2722(1993)
 H. Baer, B. Baiely and J. Owens, Phys.Rev. D47, 2730 (1993)
- [157] E. Laenen, J. Smith, and W.L. van Neereven, Nucl. Phys. B369, 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)
- [158] D0 Collaboration (S. Abachi et al.), Phys. Rev. D52, 4877 (1995)
- [159] A.P. Heinson, A.S. Belyaev, E.E. Boos, Phys. Rev. D56, 3114 (1997)
- [160] R. D. Ball, V. Bertone, S. Carrazza, C. S. Deans, L. Del Debbio, S. Forte, A. Guffanti, N. P. Hartland, J. I. Latorre and J. Rojo, et al. Nucl. Phys. B 867, 244-289 (2013) doi:10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003 [arXiv:1207.1303 [hep-ph]].
- [161] E. Boos and T. Ohl, Phys. Rev. Lett. 83, 480-483 (1999) doi:10.1103/PhysRevLett.83.480 [arXiv:hep-ph/9903357 [hep-ph]].
- [162] R. D. Ball *et al.* [NNPDF], Phys. Lett. B **723**, 330-339 (2013) doi:10.1016/j.physletb.2013.05.019 [arXiv:1303.1189 [hep-ph]].
- [163] J. C. Collins, Phys. Rev. D 58, 094002 (1998) doi:10.1103/PhysRevD.58.094002 [arXiv:hep-ph/9806259 [hep-ph]].

- [164] M. Krämer, F. I. Olness and D. E. Soper, Phys. Rev. D 62, 096007 (2000) doi:10.1103/PhysRevD.62.096007 [arXiv:hep-ph/0003035 [hepph]].
- [165] D. L. Rainwater, M. Spira and D. Zeppenfeld, [arXiv:hep-ph/0203187 [hep-ph]].
- [166] F. Maltoni, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. D 67, 093005 (2003) doi:10.1103/PhysRevD.67.093005 [arXiv:hep-ph/0301033 [hep-ph]].
- [167] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, Phys. Rev. D 68, 013001 (2003) doi:10.1103/PhysRevD.68.013001 [arXiv:hep-ph/0304035 [hep-ph]].
- [168] S. Moretti and J. Rathsman, Eur. Phys. J. C 33, 41-52 (2004) doi:10.1140/epjc/s2003-01529-1 [arXiv:hep-ph/0308215 [hep-ph]].
- [169] S. Dittmaier, M. Krämer and M. Spira, Phys. Rev. D 70, 074010 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.70.074010 [arXiv:hep-ph/0309204 [hep-ph]].
- [170] S. Dawson, C. B. Jackson, L. Reina and D. Wackeroth, Mod. Phys. Lett. A 21, 89-110 (2006) doi:10.1142/S0217732306019256 [arXiv:hep-ph/0508293 [hep-ph]].
- [171] F. Maltoni, G. Ridolfi and M. Ubiali, JHEP 07, 022 (2012) [erratum: JHEP 04, 095 (2013)] doi:10.1007/JHEP04(2013)095 [arXiv:1203.6393 [hep-ph]].
- [172] M. Wiesemann, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni and P. Torrielli, JHEP 02, 132 (2015) doi:10.1007/JHEP02(2015)132 [arXiv:1409.5301 [hep-ph]].
- [173] R. V. Harlander, Eur. Phys. J. C 76, no.5, 252 (2016) doi:10.1140/epjc/s10052-016-4093-x [arXiv:1512.04901 [hep-ph]].
- [174] M. Spira, Prog. Part. Nucl. Phys. 95, 98-159 (2017) doi:10.1016/j.ppnp.2017.04.001 [arXiv:1612.07651 [hep-ph]].
- [175] C. Duhr, F. Dulat, V. Hirschi and B. Mistlberger, JHEP 08, no.08, 017
 (2020) doi:10.1007/JHEP08(2020)017 [arXiv:2004.04752 [hep-ph]].
- [176] S. Frixione, E. Laenen, P. Motylinski, B. R. Webber and C. D. White, JHEP 07, 029 (2008) doi:10.1088/1126-6708/2008/07/029
 [arXiv:0805.3067 [hep-ph]].

- [177] A. Denner, S. Dittmaier, S. Kallweit and S. Pozzorini, Phys. Rev. Lett. **106**, 052001 (2011) doi:10.1103/PhysRevLett.106.052001
 [arXiv:1012.3975 [hep-ph]].
- [178] G. Bevilacqua, M. Czakon, A. van Hameren, C. G. Papadopoulos and M. Worek, JHEP 02, 083 (2011) doi:10.1007/JHEP02(2011)083 [arXiv:1012.4230 [hep-ph]].
- [179] F. Cascioli, S. Kallweit, P. Maierhöfer and S. Pozzorini, Eur. Phys. J. C 74, no.3, 2783 (2014) doi:10.1140/epjc/s10052-014-2783-9 [arXiv:1312.0546 [hep-ph]].
- [180] T. Ježo, J. M. Lindert, P. Nason, C. Oleari and S. Pozzorini, Eur. Phys. J. C 76, no.12, 691 (2016) doi:10.1140/epjc/s10052-016-4538-2 [arXiv:1607.04538 [hep-ph]].
- [181] J. Butterworth, S. Carrazza, A. Cooper-Sarkar, A. De Roeck, J. Feltesse, S. Forte, J. Gao, S. Glazov, J. Huston and Z. Kassabov, *et al.* J. Phys. G **43**, 023001 (2016) doi:10.1088/0954-3899/43/2/023001 [arXiv:1510.03865 [hep-ph]].
- [182] V. Barger, W. Y. Keung and B. Yencho, Phys. Lett. B 687, 70-74 (2010) doi:10.1016/j.physletb.2010.03.001 [arXiv:1001.0221 [hep-ph]].
- [183] C. R. Chen, Phys. Lett. B **736**, 321-324 (2014) doi:10.1016/j.physletb.2014.07.041
- [184] M. Malekhosseini, M. Ghominejad, H. Khanpour and M. Mohammadi Najafabadi, Phys. Rev. D 98, no.9, 095001 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.095001 [arXiv:1804.05598 [hep-ph]].
- [185] 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, p. 34.
- [186] G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Lett. B 476, 323-330 (2000) doi:10.1016/S0370-2693(00)00149-0 [arXiv:hep-ph/9912458 [hep-ph]].
- [187] Z. Sullivan, Phys. Rev. D 72, 094034 (2005) doi:10.1103/PhysRevD.72.094034 [arXiv:hep-ph/0510224 [hep-ph]].
- [188] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna and P. Z. Skands, [arXiv:hep-ph/0308153 [hep-ph]].

[189] J. S. Conway, http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs.html

- [190] C. Peterson, T. Rognvaldsson and L. Lonnblad, Comput. Phys. Commun. 81, 185-220 (1994) doi:10.1016/0010-4655(94)90120-1
- [191] P. C. Bhat [D0 Collaboration], "Search for the top quark at D0 using multivariate methods," AIP Conf. Proc. 357, 308 (2008) doi:10.1063/1.49675 [hep-ex/9507007];
- [192] A. Mirles et al. [D0 Collaboration], D0-Note-2669.
- [193] Scientific American, 1979, vol.241, p3; Русский перевод: Мозг.М.:Мир,1984
- [194] "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
- [195] Christopher M. Bishop, «Pattern Recognition and Machine Learning.» (2006) Springer, ISBN 978-0-387-31073-2
- [196] A. Kurenkov "A Brief History of Neural Nets and Deep Learning" (2015) http://www.andreykurenkov.com/ writing/a-brief-history-of-neural-nets-and-deep-learning/
- [197] F. Rosenblatt, «The perceptron: A probabilistic model for information storage and organization in the brain.» Psychological Review, Vol 65(6), Nov 1958, 386-408; Rosenblatt, Frank (1957), «The Perceptron– a perceiving and recognizing automaton.» Report 85-460-1, Cornell Aeronautical Laboratory.
- [198] https://en.wikipedia.org/wiki/Perceptron
- [199] Marvin Minsky and Seymour Papert «Perceptrons. An Introduction to Computational Geometry.» M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1969.
- [200] В. И. Арнольд, "О функциях трех переменных" ДАН СССР. -1957. - Т.114. - N4. - С.679-681; В. И. Арнольд, "О представлении непрерывных функций трех переменных суперпозициями непрерывных функций двух переменных", Матем. сб., 48(90):1 (1959), 3–74, http://mi.mathnet.ru/msb4884

- [201] А. Н. Колмогоров, "О представлении непрерывных функций нескольких переменных суперпозициями непрерывных функций меньшего числа переменных" ДАН СССР. 1956. Т.108. N2.
 С.179-182; А. Н. Колмогоров, "О представлении непрерывных функций нескольких переменных в виде суперпозиций непрерывных функций одной переменной и сложения", ДАН СССР. 1957. Т. 114, вып. 5. С. 953–956
- [202] "Думал ли Гильберт о нейронных сетях?"Т. Струнков, РС Week RE, 13/1999
- [203] 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.
- [204] S. Linnainmaa «The representation of the cumulative rounding error of an algorithm as a Taylor expansion of the local rounding errors.» (1970) Master's thesis, Univ. Helsinki; P. Werbos. «Beyond Regression: New Tools for Prediction and Analysis in the Behavioral Sciences.» PhD thesis, Harvard University, Cambridge, MA, 1974; Rumelhart, D. E., Hinton, G. E., and Williams, R. J. «Learning representations by backpropagating errors.» Nature, 323, 533–536 (1986).
- [205] L. Breiman, J. Friedman, C.J. Stone, and R.A. Olshen, *Classification and Regression Trees* (Wadsworth, Stamford, 1984).
- [206] D. Bowser-Chao and D.L. Dzialo, Phys. Rev. D 47, 1900 (1993).
- [207] Y. Freund and R.E. Schapire, in *Machine Learning: Proceedings of the Thirteenth International Conference*, edited by L. Saitta (Morgan Kaufmann, San Fransisco, 1996) p. 148.
- [208] R.M. Neal, Bayesian Learning of Neural Networks (Springer-Verlag, New York, 1996).
- [209] P.C. Bhat and H.B. Prosper, in *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*, edited by L. Lyons and M.K. Ünel (Imperial College Press, London, England, 2006), p. 151.
- [210] R. Neal, "Software for Flexible Modeling and Markov Chain Sampling," {http://www.cs.toronto.edu/~radford/fbm.software.html.

- [211] Hinton, G. E., Osindero, S., Teh, Y. W. (2006). A fast learning algorithm for deep belief nets. Neural computation, 18(7), 1527-1554.
- [212] S. Abachi et al. (DØ Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A 338, 185 (1994).
- [213] MLPfit v1.40, J. Schwindling, B. Mansoulie, http://home.cern.ch/schwind/MLPfit.html, https://indico.cern.ch/event/412611/, https://root.cern.ch/doc/master/classTMultiLayerPerceptron.html
- [214] "A Stochastic Approximation Method H. Robbins and S. Monro, Annals of Math. Stat. 22(1951), p.400
- [215] "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
- [216] D0-Note-5286 (2006) "Using Boosted Decision Trees to Search for Single Top Quarks in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [217] D0-Note-5287 (2006) "Search for Single Top Quark Production using the Matrix Element Analysis Technique in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber

- [218] D0-Note-5392 (2007) "Improved Search for Single Top Quark Production Using The Matrix Element Analysis Technique in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [219] D0-Note-5293 (2006) "Combining the Matrix Element and Boosted Decision Tree Analyses to Search for Single Top Quarks in 1 fb⁻¹ of Data" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [220] D0-Note-5342 (2007) "Combining results from single top cross section measurements using the BLUE method" E. Aguilo, P. Baringer, A. Bean, C. Belanger-Champagne, J.A. Benitez, E.E. Boos, R. Brock, V. Bunichev, K. Chan, L. Christofek, Y. Coadou, L.V. Dudko, M. Erdmann, T. Gadfort, A. Garcia-Bellido, C. Gerber, D. Gillberg, G. Gutierrez, P. Gutierrez, A.P. Heinson, U. Heintz, S. Herrin, S. Jabeen, S. Jain, A. Juste, S. Kappler, D. Kau, G. Kertzscher, M. Kirsch, L. Li, J. Mitrevski, R. Moore, M. Narain, D. O'Neil, M. Pangilinan, J. J.Parsons, M. Perfilov, C. Potter, H.B. Prosper, R. Schwienhorst, E. Shabalina, J. Steggemann, T. Tim, C. Tully, M. Vetterli, B. Vachon, G. Watts, M. Weber
- [221] T. Tait and C.-P. Yuan, Phys. Rev. D 63, 014018 (2001).
- [222] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour and B. R. Webber, [arXiv:hepph/0210213 [hep-ph]].

- [223] L. Lyons, D. Gibaut, and P. Clifford, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 270, 110 (1988).
- [224] R.J. Barlow, Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences (The Manchester Physics Series, John Wiley and Sons, New York, 1989).
- [225] G. Cowan, Statistical Data Analysis (Oxford University Press, Oxford, 1998).
- [226] K. O. Stanley and R. Miikkulainen, Evolutionary Computation 10, 99 (2002).
- [227] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF], Phys. Rev. Lett. **112**, 231804 (2014) doi:10.1103/PhysRevLett.112.231804 [arXiv:1402.0484 [hep-ex]].
- [228] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF], Phys. Rev. Lett. **112**, no.23, 231805 (2014) doi:10.1103/PhysRevLett.112.231805 [arXiv:1402.3756 [hep-ex]].
- [229] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, Eur. Phys. J. C 71, 1554 (2011).
- [230] T. A. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 231804 (2014).
- [231] W. Buchmuller and D. Wyler, "Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation", Nucl. Phys. B 268 (1986) 621, doi:10.1016/0550-3213(86)90262-2
- [232] J.A. Aguilar-Saavedra, "A Minimal set of top anomalous couplings", Nucl. Phys. B 812 (2009) 181, doi:10.1016/j.nuclphysb.2008.12.012, [arXiv:0811.3842 [hep-ph]].
- [233] B. Grzadkowski, M. Iskrzynski, M. Misiak and J. Rosiek, "Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian", JHEP **1010** (2010) 085, doi:10.1007/JHEP10(2010)085, [arXiv:1008.4884 [hep-ph]].
- [234] J. A. Aguilar-Saavedra *et al.*, "Interpreting top-quark LHC measurements in the standard-model effective field theory", arXiv:1802.07237 [hep-ph].
- [235] G.L. Kane, G.A. Ladinsky and C.P. Yuan, "Using the Top Quark for Testing Standard Model Polarization and CP Predictions", Phys. Rev. D 45, 124 (1992), doi:10.1103/PhysRevD.45.124

- [236] W. Hollik, J.I. Illana, S. Rigolin, C. Schappacher and D. Stockinger, "Top dipole form-factors and loop induced CP violation in supersymmetry", Nucl. Phys. B 551 (1999) 3, Erratum: [Nucl. Phys. B 557 (1999) 407], doi:10.1016/S0550-3213(99)00396-X, 10.1016/S0550-3213(99)00201-1, [hep-ph/9812298].
- [237] K. Whisnant, J. M. Yang, B. L. Young and X. Zhang, "Dimension-six CP conserving operators of the third family quarks and their effects on collider observables", Phys. Rev. D 56, 467 (1997), [hep-ph/9702305].
- [238] E. Boos, M. Dubinin, M. Sachwitz and H. J. Schreiber, "Probe of the W t b coupling in t anti-t pair production at linear colliders," Eur. Phys. J. C 16 (2000) 269, [hep-ph/0001048].
- [239] J. A. Aguilar-Saavedra, "Single top quark production at LHC with anomalous Wtb couplings," Nucl. Phys. B 804, 160 (2008), [arXiv:0803.3810 [hep-ph]].
- [240] C. Zhang and S. Willenbrock, "Effective-Field-Theory Approach to Top-Quark Production and Decay," Phys. Rev. D 83, 034006 (2011), doi:10.1103/PhysRevD.83.034006, [arXiv:1008.3869 [hep-ph]].
- [241] J. L. Birman, F. Déliot, M. C. N. Fiolhais, A. Onofre and C. M. Pease, "New limits on anomalous contributions to the Wtb vertex," Phys. Rev. D 93, no. 11, 113021 (2016), [arXiv:1605.02679 [hep-ph]].
- [242] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L.Maiani, "Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry", Phys. Rev. D 2 (1970) 1285.
- [243] G. Eilam, J.L. Hewett and A. Soni, "Rare decays of the top quark in the standard and two Higgs doublet models", Phys. Rev. D 44, 1473 (1991), Erratum: [Phys. Rev. D 59, 039901 (1999)].
- [244] M. Jezabek and J.H. Kuhn, "The Top width: Theoretical update", Phys. Rev. D 48 (1993) R1910, Erratum: [Phys. Rev. D 49 (1994) 4970], doi:10.1103/PhysRevD.49.4970, 10.1103/PhysRevD.48.R1910, [hep-ph/9302295].
- [245] J.M. Yang, B.L. Young and X. Zhang, "Flavor changing top quark decays in r parity violating SUSY", Phys. Rev. D 58 (1998) 055001, [hep-ph/9705341].
- [246] G. r. Lu, F. r. Yin, X. l. Wang and L. d. Wan, "The Rare top quark decays $t \rightarrow cV$ in the topcolor assisted technicolor model", Phys. Rev. D 68 (2003) 015002, [hep-ph/0303122].

- [247] 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).
- [248] E. Boos, A. Pukhov, M. Sachwitz, and H. J. Schreiber, Z. Phys. C75, 237 (1997); Phys. Lett. B404, 119 (1997).
- [249] J.-J. Cao, J.-X. Wang, J.-M. Yang, B.-L. Young, and X. Zhang, Phys. Rev. D58 094004 (1998).
- [250] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko and M. Perfilov, Int. J. Mod. Phys. A 32, no.02n03, 1750008 (2016) doi:10.1142/S0217751X17500087 [arXiv:1607.00505 [hep-ph]].
- [251] V. M. Abazov *et al.* [D0], Phys. Rev. Lett. **100**, 062004 (2008) doi:10.1103/PhysRevLett.100.062004 [arXiv:0711.0032 [hep-ex]].
- [252] C. R. Chen, F. Larios and C. P. Yuan, Phys. Lett. B 631, 126-132 (2005) doi:10.1016/j.physletb.2005.10.002 [arXiv:hep-ph/0503040 [hep-ph]].
- [253] A. Czarnecki, J.G. Koerner, and J.H. Piclum, Phys. Rev. D 81, 111503 (2010).
- [254] J. Drobnak, S. Fajfer and J. F. Kamenik, Nucl. Phys. B 855, 82 (2012);
 F. Larios, M. Perez, and C.-P. Yuan, Phys. Lett. B 457, 334 (1999);
 G. Burdman, M. C. Gonzalez-Garcia, and S. F. Novaes, Phys. Rev. D 61, 114016 (2000).
- [255] G. J. Gounaris, F. M. Renard, and C. Verzegnassi, Phys. Rev. D 52, 451 (1995).
- [256] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D 83, 032009 (2011).
- [257] S. Chatrchyan et al. [CMS], JINST 3, S08004 (2008) doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004
- [258] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, JHEP 06, 128 (2011) doi:10.1007/JHEP06(2011)128 [arXiv:1106.0522 [hepph]].
- [259] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, JHEP 06, 043 (2010) doi:10.1007/JHEP06(2010)043 [arXiv:1002.2581 [hep-ph]].

- [260] R. J. Barlow and C. Beeston, Comput. Phys. Commun. 77, 219-228 (1993) doi:10.1016/0010-4655(93)90005-W
- [261] J. A. Aguilar-Saavedra and R. V. Herrero-Hahn, Phys. Lett. B 718, 983-987 (2013) doi:10.1016/j.physletb.2012.11.031 [arXiv:1208.6006 [hep-ph]].
- [262] V. D. Barger and R. J. N. Phillips,
- [263] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D 2, 1285-1292 (1970) doi:10.1103/PhysRevD.2.1285
- [264] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group], Chin. Phys. C 38, 090001 (2014) doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001
- [265] E. Malkawi and T. M. P. Tait, Phys. Rev. D 54, 5758-5762 (1996) doi:10.1103/PhysRevD.54.5758 [arXiv:hep-ph/9511337 [hep-ph]].
- [266] S. Willenbrock and C. Zhang, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 64, 83-100 (2014) doi:10.1146/annurev-nucl-102313-025623 [arXiv:1401.0470 [hepph]].
- [267] A. A. Ashimova and S. R. Slabospitsky, Phys. Lett. B 668, 282-285 (2008) doi:10.1016/j.physletb.2008.08.065 [arXiv:hep-ph/0604119 [hepph]].
- [268] J. J. Liu, C. S. Li, L. L. Yang and L. G. Jin, Phys. Rev. D 72, 074018 (2005) doi:10.1103/PhysRevD.72.074018 [arXiv:hep-ph/0508016 [hep-ph]].
- [269] J. J. Zhang, C. S. Li, J. Gao, H. Zhang, Z. Li, C. P. Yuan and T. C. Yuan, Phys. Rev. Lett. **102**, 072001 (2009) doi:10.1103/PhysRevLett.102.072001 [arXiv:0810.3889 [hep-ph]].
- [270] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko and M. Perfilov, "Interference between W' and W in single-top quark production processes," arXiv:hepph/0610080.
- [271] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Search for W' boson production in the top quark decay channel," Phys. Lett. B 641, 423 (2006) [arXiv:hep-ex/0607102].
- [272] D0-Note-5024 (2006) "Search for W' Boson Production in the Single Top Quark Channel at Dzero in RunII" R. Schwienhorst, M. Perfilov, V. Bunichev, E. Boos, L. Dudko

- [273] D0-Note-5002 (2006) "Search for W' boson production in single top quark events at D0 in RunII" R. Schwienhorst, M. Perfilov, V. Bunichev, E. Boos, L. Dudko
- [274] B. C. Allanach *et al.*, "Les Houches 'Physics at TeV colliders 2005' Beyond the standard model working group: Summary report," arXiv:hep-ph/0602198.