

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ СОБЫТИЙ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ t -КВАРКА В NLO-ПРИБЛИЖЕНИИ. ГЕНЕРАТОР СОБЫТИЙ SingleTop

© 2006 г. Э. Э. Боос, В. Е. Буничев, Л. В. Дудко, В. И. Саврин, А. В. Шерстнев

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, Россия

Поступила в редакцию 02.09.2005 г.; после доработки 29.12.2005 г.

Описывается новый метод моделирования процессов электрослабого рождения t -кварка и его программная реализация в генераторе событий SingleTop. Особое внимание уделяется корректному объединению событий для двух частей основного t -канального процесса рождения: $2 \rightarrow 2$ с b -кварком в начальном состоянии и $2 \rightarrow 3$, где дополнительный b -кварк появляется в конечном состоянии. Объединение этих двух вкладов позволяет создать образцы событий с учетом первой поправки к лидирующему порядку теории возмущений, избегая проблемы “двойного счета” и событий с отрицательным весом. Генератор SingleTop основан на полном наборе древесных диаграмм Фейнмана, вычисленных посредством программного пакета CompHEP.

PACS:

1. ВВЕДЕНИЕ

После открытия t -кварка на коллайдере Тэватрон [1] и измерения его массы [2] основным вопросом физики t -кварка становится детальное изучение его свойств в рамках стандартной модели (СМ) и за ее пределами. Поскольку t -кварк обладает большой массой, именно в физике t -кварка можно ожидать проявления отклонений от предсказаний СМ с наибольшей вероятностью.

Топ-кварк был открыт в процессе парного рождения. Этот процесс описывается диаграммами Фейнмана, где t - и \bar{t} -кварки рождаются в вершине взаимодействия с глюоном. Одиночное рождение t -кварка представляет собой канал рождения, обусловленный электрослабым взаимодействием t -кварка с W -бозоном и b -кварком. Как было отмечено в ряде статей [3], процессы с одиночным рождением t -кварка могут служить источником точной информации о вершинах взаимодействия t -кварка, в частности о структуре Wtb -вершины, ответственной за основной канал распада t -кварка в рамках СМ (парциальная ширина распада $\approx 99\%$) и пропорциональной элементу V_{tb} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскава. Причина высокой чувствительности указанных процессов в том, что здесь t -кварк рождается в Wtb -вершине в отличие от парного рождения.

Полное сечение одиночного рождения t -кварка (LHC — ≈ 300 пбн, Тэватрон — ≈ 2.8 пбн) [4] сравнимо по порядку величины с сечением парного КХД-рождения (LHC — ≈ 800 пбн, Тэватрон —

≈ 8 пбн) [4]. Вследствие относительно большого сечения рождения одиночного t -кварка этот процесс является существенным фоном для многих других интересных процессов, например, для процессов рождения бозона Хиггса. Следовательно, максимально точное кинематическое описание процессов одиночного рождения t -кварка необходимо не только для исследования свойств самого t -кварка, но и для решения ряда других проблем физики высоких энергий.

Существует три основных процесса одиночного рождения t -кварка на адронных коллайдерах. Диаграммы Фейнмана для всех процессов в лидирующем порядке теории возмущений (далее LO-приближение) представлены на рис. 1. На рис. 2 и 3 приведены характерные диаграммы Фейнма-

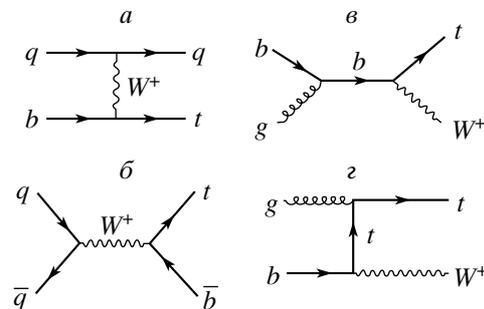


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана рождения одиночного t -кварка в LO-приближении.

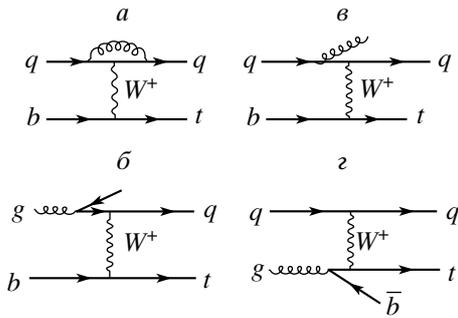


Рис. 2. Характерные диаграммы Фейнмана рождения одиночного t -кварка в t -канальном процессе в NLO-приближении.

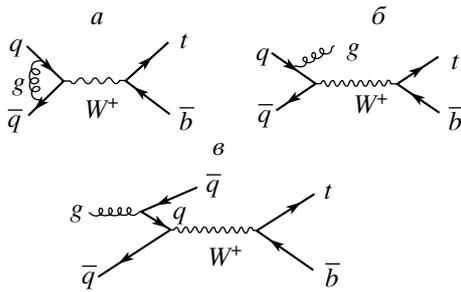


Рис. 3. Характерные диаграммы Фейнмана рождения одиночного t -кварка в s -канальном процессе в NLO-приближении.

на для t - и s -канальных процессов в следующем за главным порядке теории возмущений (NLO-приближение).

Одиночное рождение t -кварка на адронных коллайдерах изучалось ранее в ряде работ [3]. Наиболее полный набор процессов в рамках СМ, дающих вклад в одиночное рождение t -кварка, был изучен в работах [5, 6], а вычисление сечений в NLO-приближении для s - и t -канальных процессов были сделаны в работах [4, 7–11]. В работах [6, 12] представлен полный анализ методом Монте-Карло процессов рождения одиночного t -кварка с учетом влияния основных фонов.

Для моделирования процессов одиночного рождения t -кварка применялись программы – генераторы событий (далее просто события), основанные на вычислениях методом Монте-Карло (МК-генераторы): ONETOP [13], TopReX [14], МК-генераторы, использующие пакеты вычислений MadGraph [8, 15] и CompHEP [6, 16], МК-генератор PYTHIA [17]. 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.

1. Объединение событий, соответствующих диаграмме на рис. 2а с учетом партонных ливней в начальном состоянии (ISR) и диаграммам на рис. 2б, 2в и 2г, 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 $g \rightarrow b\bar{b}$, также используемого в древесной диаграмме рис. 2г. 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 $g^* \rightarrow b\bar{b}$ из PDF b -кварков и далее применять такую модифицированную функцию, как это было сделано в [6]. В таком подходе нет событий с отрицательными весами, но сама процедура приводит к проблемам в моделировании ISR в МК-генераторе PYTHIA, 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 предыдущих работах [18, 19] 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 [20], процессы с рождением одиночного t -кварка чувствительны к аномальным вкладам в Wtb -вершину. Для изучения многих сценариев, расширяющих СМ, МК-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 \bar{t} -кварки рождаются с различными сечениями. Соответствующая асимметрия в кинематических распределениях полезна для уменьшения систематических ошибок при измерении параметров t -кварка [20]. Следовательно, необходимо иметь возможность разделять моделирование рождения t - и \bar{t} -кварков на уровне МК-генератора.

В настоящей статье мы представляем разработанный нами 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 Коллаборациями D0 (коллайдер

Тэватрон, ФНАЛ) и CMS (строящийся коллайдер LHC, ЦЕРН). Впервые метод был применен Коллаборацией CMS и описан в работе [21]. В разд. 2 приведены полные сечения процессов рождения одиночного t -кварка в LO- и NLO-приближениях и описаны компоненты, необходимые для создания МК-генератора SingleTop. Метод генерации событий в эффективном NLO-приближении для t -канального процесса описан в разд. 3. Сравнение эффективного NLO-приближения с вычислениями в точном NLO-приближении проведено в разд. 4. Влияние NLO-поправок на спиновые корреляции в процессах рождения одиночного t -кварка изучено в разд. 5. Выводы сделаны в разд. 6.

2. 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.

$Q_W^2 < 0$ — t -канальный процесс имеет наибольшее сечение как на коллайдере Тэватрон, так и на коллайдере LHC. Мы будем называть ($2 \rightarrow 2$)-частью процесса подпроцессы с b -кварком в начальном состоянии, соответствующие диаграммам на рис. 1а, 2а–2в, и ($2 \rightarrow 3$)-частью подпроцесс, соответствующий диаграммам типа диаграммы рис. 2г, где добавлен b -кварк в конечном состоянии. Последний вклад также называют Wg -состоянием.

$Q_W^2 > 0$ — s -канальный процесс в лидирующем порядке описывается одной диаграммой $2 \rightarrow 2$ (диаграмма на рис. 1б), где t -кварк рождается вместе с b -кварком из виртуального W -бозона. В CM 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 CM.

$Q_W^2 = m_W^2$ 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 $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ (где начальное состояние содержит граф $g \rightarrow b\bar{b}$).

Первая версия МК-генератора SingleTop включает события для s - и t -канальных процессов. Процесс tW 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 [22]). В описываемую версию МК-генератора tW -процесс не включен. Этот процесс мы добавим в следующую версию МК-генератора SingleTop. В расчетах мы использовали следующие физические параметры:

$$m_t = 175.0 \text{ ГэВ}, \Gamma_t = 1.547 \text{ ГэВ}, m_b = 4.85 \text{ ГэВ}, \\ m_c = 1.65 \text{ ГэВ}, m_s = 0.117 \text{ ГэВ}, m_W = 79.958 \text{ ГэВ}, \\ \Gamma_W = 2.028 \text{ ГэВ} — \text{массы и ширины распада};$$

$$\alpha = 1/127.9, \sin \theta_W = 0.48076, \alpha_s(m_Z) = 0.117$$

(значение и метод эволюции определяется набором PDF);

функции распределения партонов ctEQ6m группы CTEQ [23];

значение параметра факторизации КХД выбрано согласно условию наибольшей близости сечения в LO-приближении к полному сечению в NLO-приближении [12]; это дает характерный масштаб факторизации: $Q_{\text{QCD}} \approx m_t/2$ для t -канального и $Q_{\text{QCD}} \approx m_t$ для s -канального процессов [20].

В работе [9] показано, что результаты вычислений для s -канального процесса в NLO-приближении полностью совпадают с вычислениями в лидирующем порядке с использованием некоторого K -фактора. Поэтому процедура создания образцов событий для s -канала очень проста: мы приготовили образцы событий для процессов $pp \rightarrow t\bar{b}$ и $pp \rightarrow t\bar{b}$ (для Тэватрона начальное состояние — $p\bar{p}$) в LO-приближении, но с использованием функций распределения партонов в NLO-приближении ctEQ6m, и затем нормировали на полное сечение в NLO-приближении. Сечения в LO- и NLO-приближениях приведены в табл. 1–4. Получившееся отношение сечений равно 1.3 для LHC 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 $g \rightarrow b\bar{b}$ (диаграмма на рис. 2е). Один из путей правильного учета этой поправки — объединение диаграмм $2 \rightarrow 2$ (с b -кварком в начальном состоянии) и диаграмм $2 \rightarrow 3$ (с явным включением подграфа $g \rightarrow b\bar{b}$). При таком объединении необходимо вычесть первый член в разложении функции расщепления глюона ($g \rightarrow b\bar{b}$), чтобы избежать его двойного учета в функции распределения партонов и в матричном элементе [3, 5, 12]. Однако из-за проблем, описанных в предыдущем разделе, мы разработали другой путь для моделирования этой поправки — метод эффективного NLO-приближения,

Таблица 1. Полное сечение (в пбн) s -канального процесса рождения t -кварка в LO-приближении с использованием функций распределения партонов в NLO-приближении (для LHC сечение процесса $pp \rightarrow t\bar{b}(\bar{t}b)$ равно 4.96(3.09) пбн, для Тэватрона сечения процессов $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}$ и $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}b$ одинаковы, 0.30 пбн (числа в скобках))

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

Таблица 2. Полное сечение (в пбн) процесса рождения одиночного t -кварка в NLO-приближении для $m_t = 175$ ГэВ [4] (использовались функции распределения партонов `steq5m1`; КХД-масштаб равен M_{tb} для s -канального процесса и $\sqrt{-(\mathbf{p}_t - \mathbf{p}_b)^2}$ для линии легких кварков и $\sqrt{-(\mathbf{p}_t - \mathbf{p}_b)^2 + m_t^2}$ для линии тяжелых кварков для t -канального процесса; погрешность включает статистическую ошибку 0.1–0.4% и ошибку варьирования КХД-масштаба: $\pm 5\%$ для Тэватрона и $\pm 2\%$ для LHC)

Коллайдер	Процесс	t	\bar{t}	$t + \bar{t}$
LHC	t -канальный	152.6 ± 3.1	90.0 ± 1.9	242.6 ± 3.6
	s -канальный	6.55 ± 0.14	4.1 ± 0.1	10.6 ± 0.17
Тэватрон	t -канальный	0.95 ± 0.1	0.95 ± 0.1	1.9 ± 0.1
	s -канальный	0.44 ± 0.04	0.44 ± 0.04	0.88 ± 0.05

Таблица 3. Сечение (в пбн) 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 $pp \rightarrow tq\bar{b}$ равно 82.3 пбн, $pp \rightarrow \bar{t}qb - 47.9$ пбн; для Тэватрона сечения процессов $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b}$ и $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}qb$ одинаковы и равны 0.379 пбн (числа в скобках); выбор значения обрезания объяснен в разд. 3)

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

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 табл. 3 приведены полные сечения в LO-

приближении рождения t -кварка и \bar{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 мы

Таблица 4. Полное сечение (в пбн) 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) пбн, для Тэватрона сечения процессов $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}$ и $p\bar{p} \rightarrow \bar{t}b$ одинаковы, 0.966 пбн (числа в скобках))

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

не будем включать сечение $pp \rightarrow tbg$ в таблицу полных сечений в LO-приближении t -канального процесса.

Для разработанной процедуры генерации событий нам нужны также 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 табл. 4. Однако при объединении с событиями для $(2 \rightarrow 3)$ -части мы будем использовать не эти числа, а вычислять сечение, исходя из полного сечения в NLO-приближении (см. следующий раздел). Полные сечения в NLO-приближении для s -канального и t -канального процессов мы взяли из работы [4]. Они собраны в табл. 2.

МК-генератор SingleTop основан на пакете вычислений в физике частиц CompHEP [16] и интерфейсной библиотеке CRYTH [24], предназначенной для передачи смоделированных событий из пакета CompHEP в пакет PYTHIA. На первом этапе работы SingleTop создает события на партонном уровне для конечных частиц. После этого события подаются на вход МК-генератора PYTHIA с помощью пакета CRYTH. Программа PYTHIA используется для моделирования партонного излучения (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 подготовлены 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 CMS [25] и D0 [26].

3. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ СОБЫТИЙ В ЭФФЕКТИВНОМ NLO-ПРИБЛИЖЕНИИ

Сечения процесса $pp \rightarrow tqb$ (табл. 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. 1а и сечения в табл. 4). 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 ($g^* \rightarrow b\bar{b}$). Конечный b -кварк в процессе $2 \rightarrow 2$ можно смоделировать с помощью механизма ISR в МК-генераторе типа PYTHIA. Дополнительный конечный b -кварк появится в одном из ветвлений ливня, когда используется ядро процесса $g^* \rightarrow b\bar{b}^2$. Один из двух b -кварков будет начальным партоном жесткой реакции, а второй уйдет в конечное состояние. Далее

¹)Заметим, что все события для МК-генератора приготовлены с распавшимся t -кварком, 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.

²)Обсуждение поведения b -кварков в мягкой области по поперечному импульсу можно посмотреть в работах [27, 28].

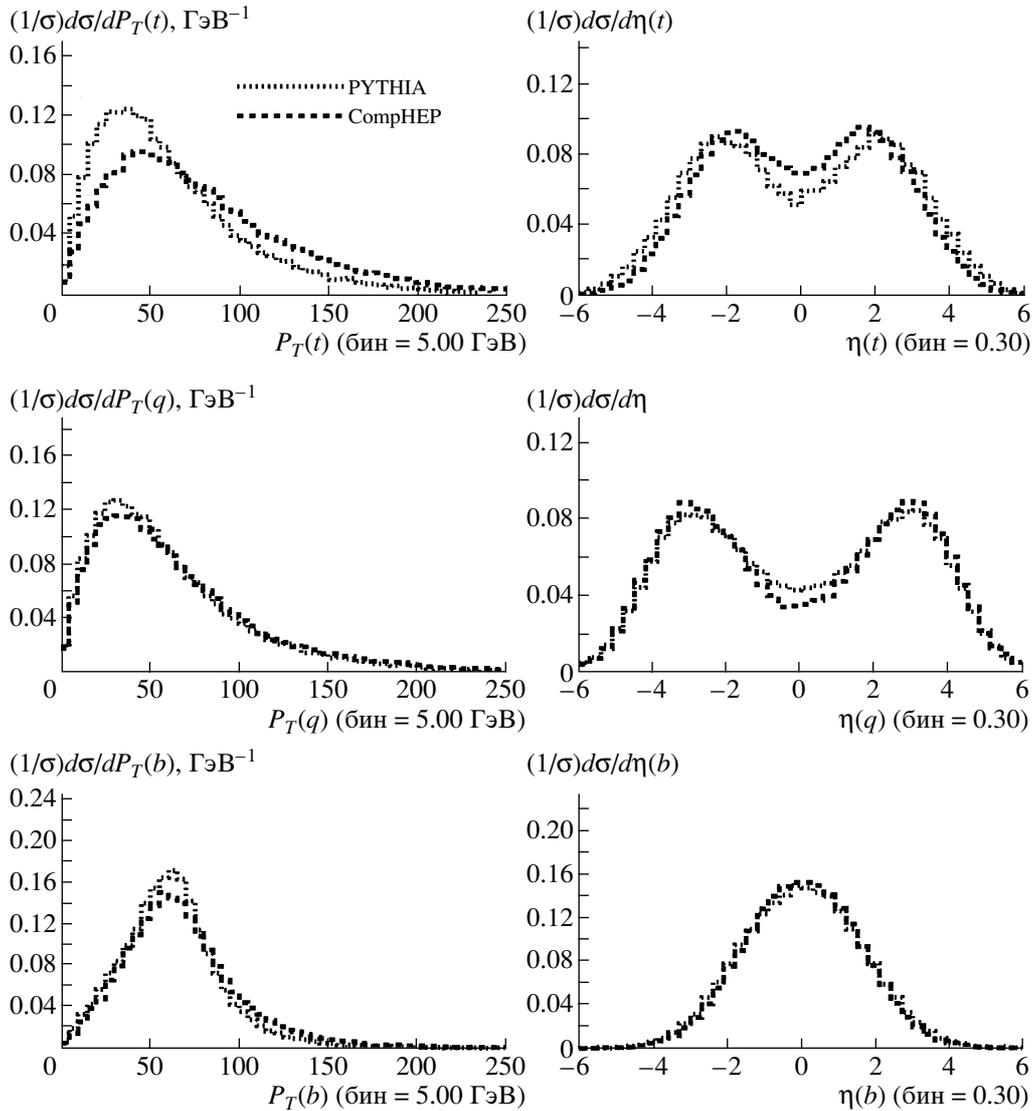


Рис. 4. Сравнение распределений по поперечному импульсу P_T и псевдобыстроте η частиц процессов $pp \rightarrow tq + b_{\text{ISR}}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + b_{\text{LO}}$ (CompHEP) для коллайдера ЛНС. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.

мы покажем, 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 за счет механизма 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 2 раза. Решением проблемы двойного учета может быть разделение областей использования методов расчета по некоторому характерному кинематическому параметру.

На рис. 4–7 изображены нормированные на единицу распределения, созданные двумя различными способами расчета для коллайдеров ЛНС и Тэватрон. Распределения по P_T и псевдобыстроте t -кварка и легкого кварка одинаковы как для случая ЛНС (рис. 4), так и для Тэватрона (рис. 6). Однако распределения для дополнительного b -кварка (идушего не от распада t -кварка) существенно различаются (рис. 5 и 7). Распределение по псевдо-

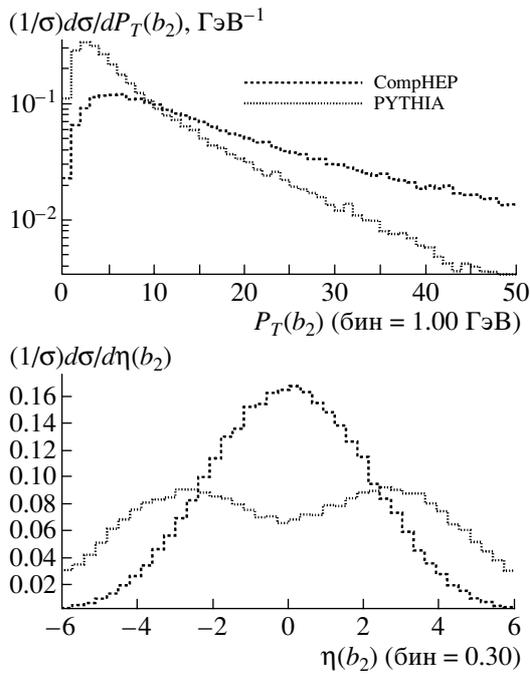


Рис. 5. Сравнение распределений поперечного импульса P_T и быстроты η дополнительного конечного b -кварка в t -канальном процессе для коллайдера LHC. CompHEP — процесс $pp \rightarrow tq + b_{LO}$, PYTHIA — процесс $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$. Распределения нормированы на единицу. Кинематические обрезания не применены.

быстроте $\eta(b)$ имеет пики при бóльших 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 PYTHIA, как мы и ожидали, получился мягче. Если мы наложим кинематическое обрезание $P_T(b) > 20$ ГэВ, сечение для процесса $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (116 пбн), созданного с учетом полного матричного элемента, будет в несколько раз больше, чем для процесса $2 \rightarrow tq + b_{ISR}$ (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 получения событий в NLO-приближении мы применим следующую процедуру. В жесткой области по $P_T(b)$, выше некоторого порога P_T^0 , мы возьмем события для процесса $2 \rightarrow 3$ с сечением, вычисленным в CompHEP. А в мягкой области будем использовать события для процесса $2 \rightarrow 2$, но с сечением, умноженным на некоторый K -фактор для учета вклада петлевых поправок, слабо изменяющих кинематику события.

K -фактор можно вычислить из условия нормировки сечения получившегося образца событий на полное сечение в NLO-приближении t -канального процесса:

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

Из формулы видно, что коэффициент K будет функцией параметра сшивки P_T^0 . Например, в случае LHC-коллайдера мы имеем

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 20 \text{ ГэВ}} \approx 108.7 \text{ пбн},$$

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 10 \text{ ГэВ}} \approx 125.7 \text{ пбн}$$

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

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 20 \text{ ГэВ}} \approx 0.46 \text{ пбн},$$

$$\sigma_{CompHEP}(2 \rightarrow 3)|_{P_T^b > 10 \text{ ГэВ}} \approx 0.72 \text{ пбн}$$

и $K = 1.32$ для $P_T^0 = 20$ ГэВ, $K = 1.21$ для $P_T^0 = 10$ 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. 8, 9 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 мы нашли, что при значении параметра сшивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ распределение по $P_T(b)$ становится гладким. Соответствующие распределения показаны на рис. 10, 11. 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 мы предлагаем назвать эффективным NLO-приближением.

4. СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО И ТОЧНОГО NLO-ПРИБЛИЖЕНИЙ

В работе [9] 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 t -кварка в t -канальном процессе с учетом NLO-поправок. Для наглядного подтверждения правомерности такого подхода мы сравнили наиболее показательные распределения,

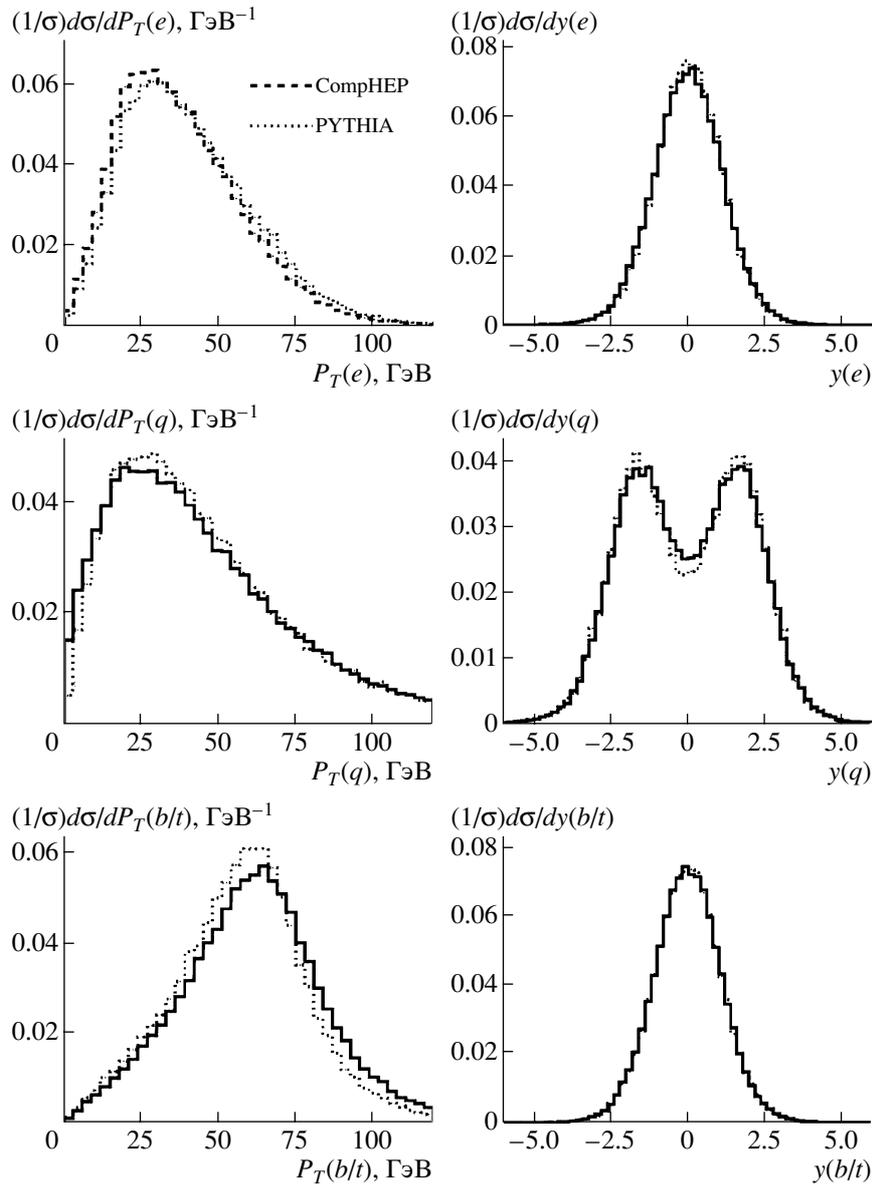


Рис. 6. То же что и на рис. 4, но для коллайдера Тэватрон.

построенные на основе полученного образца событий, и распределения, полученные в точном NLO-приближении. Мы провели сравнение с результатами двух независимых вычислений в NLO-приближении. Программы ZTOP [9] и MCFM [10] могут строить кинематические распределения с учетом NLO-поправок. В ZTOP t -кварк моделируется без распада, а MCFM учитывает NLO-поправки также и в распаде t -кварка³⁾. Поэтому мы сравнили распределения по поперечному им-

³⁾Нужно отметить, что события в SingleTop создаются с партонами ливнями для конечных кварков, тем самым в SingleTop учтена большая часть NLO-поправок к распаду t -кварка.

пульсу и псевдобыстроте конечных кварков для программ ZTOP и SingleTop. Они приведены на рис. 12 и находятся в хорошем согласии друг с другом. А распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте лептонов из распада t -кварка мы получили с помощью SingleTop и MCFM. Они приведены на рис. 13 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

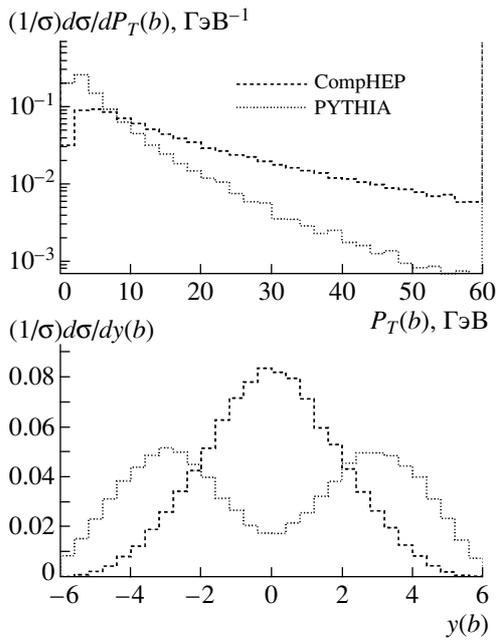


Рис. 7. То же что и на рис. 5, но для коллайдера Тэватрон.

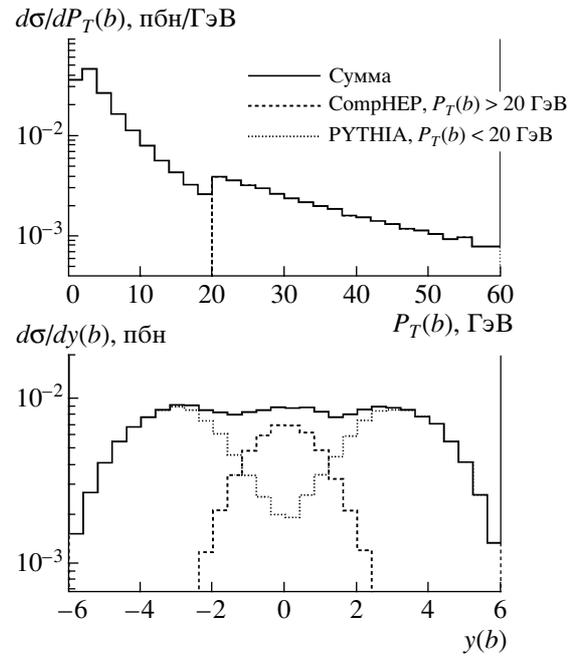


Рис. 9. То же что и на рис. 8, но для коллайдера Тэватрон.

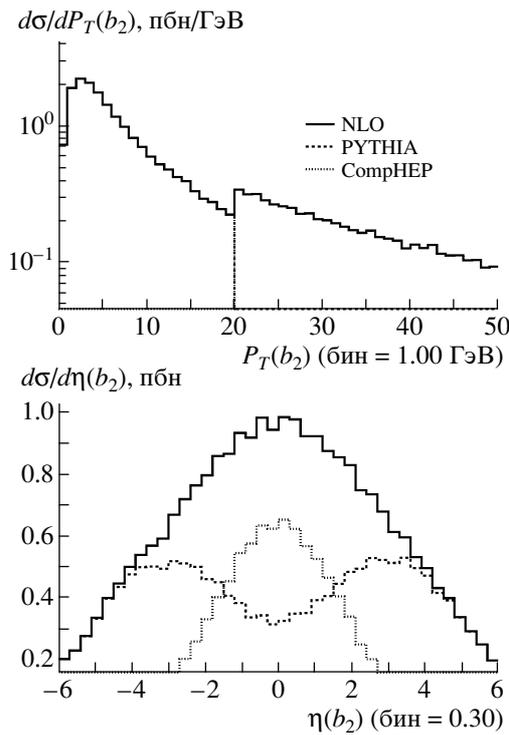


Рис. 8. Распределения для b -кварка после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + b_{\text{ISR}}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + b_{\text{LO}}$ (CompHEP) для коллайдера LHC с параметром сшивки $P_T^0(b) = 20$ ГэВ.

подхода для генерации событий методом эффективного NLO-приближения.

5. СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ ОДИНОЧНОГО t -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 [18]. 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 [19]. 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_{spin} перед $\cos \theta_{e^+, \bar{d}}^*$ в нормированном распределении

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

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

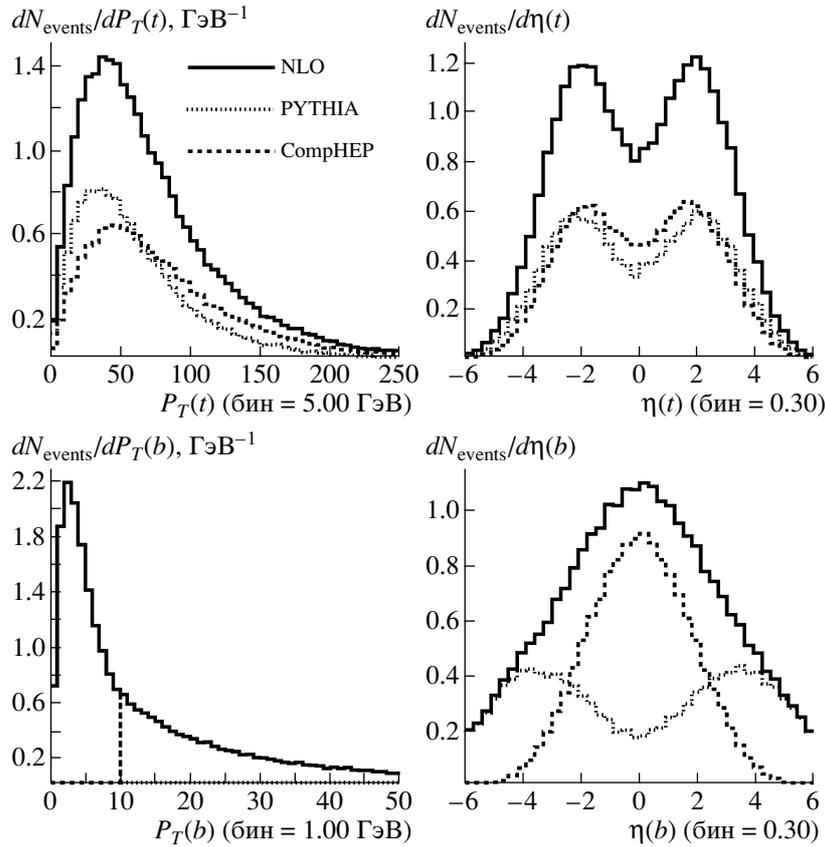


Рис. 10. Распределения после объединения событий процессов $pp \rightarrow tq + b_{\text{ISR}}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + b_{\text{LO}}$ (CompHEP) для случая коллайдера LHC с параметром сшивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ.

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 рис. 14 точечная гистограмма соответствует событиям в LO-приближении. Если фитировать распределение полиномом первой степени, то получим $R_{\text{spin}}(\bar{p}_d)_{\text{LO}} = 0.98 \pm 0.02$, 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 родиться 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. 14 изображает распределение по $\cos\theta_{l^+,d}^*$ для событий в NLO-приближении. Его фит прямой дает $R_{\text{spin}}(\bar{p}_d)_{\text{NLO}} = 0.89 \pm 0.02$, 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 [19] показано, как можно добиться увеличения поляризации t -кварка с начальных 24 до 80–90% с помощью обрезаний по некоторым кинематическим переменным.

Нужно подчеркнуть, что во всех процессах измерение поляризации t -кварка 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_{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.

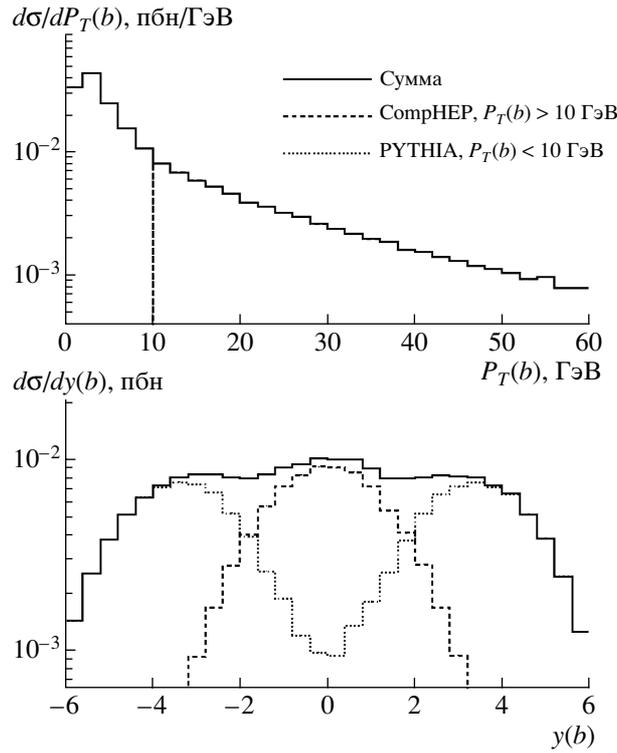


Рис. 11. То же что и на рис. 10, но для коллайдера Тэватрон.

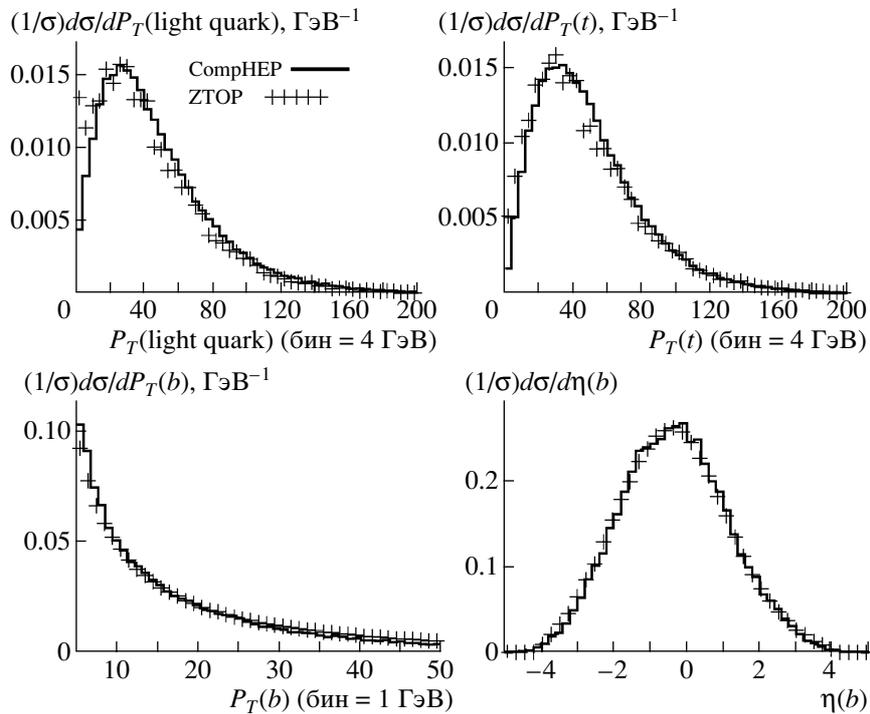


Рис. 12. Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте конечных кварков в эффективном NLO-приближении (SingleTop) и в точном NLO-приближении (программа ZTOP) для коллайдера Тэватрон.

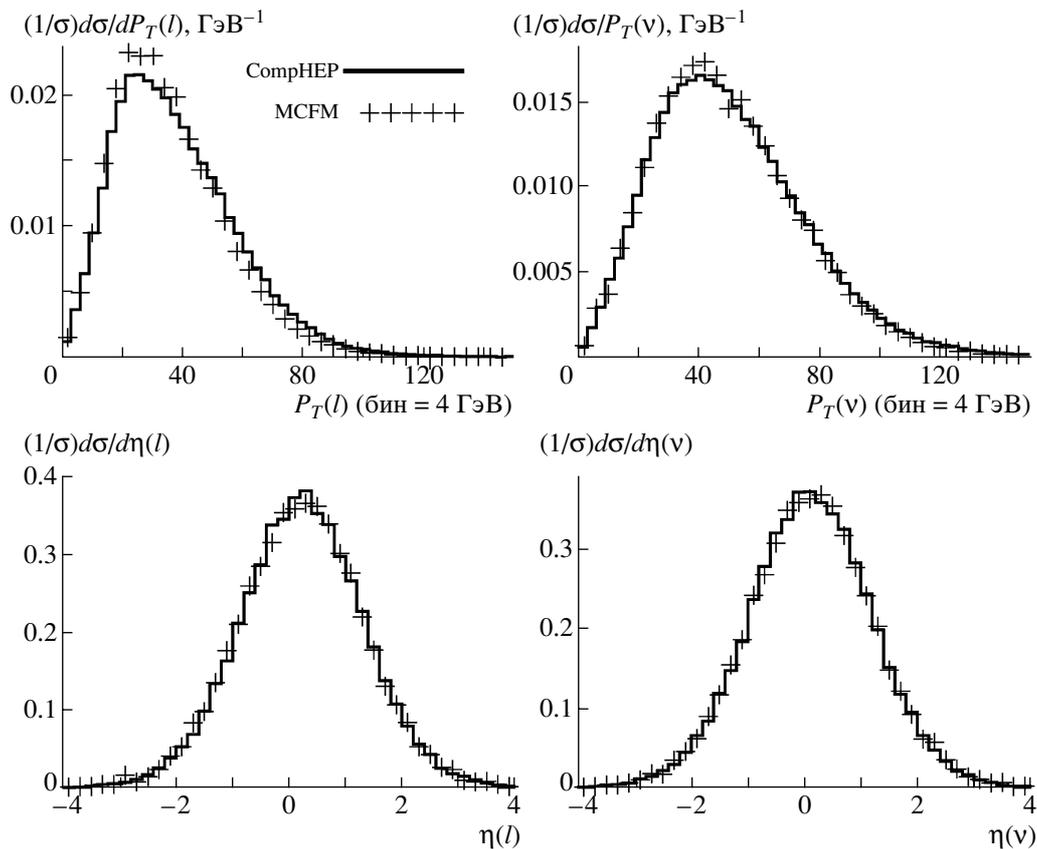


Рис. 13. Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте лептона и нейтрино из распавшегося t -кварка в эффективном NLO-приближении (SingleTop) и в точном NLO-приближении (программа MCFM) для коллайдера Тэватрон.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод моделирования событий электрослабого рождения t -кварков, позволяющий эффективно учитывать NLO-поправки теории возмущений на уровне генерации событий и решить такие проблемы, как появление событий с отрицательными весами и двойной учет ряда фейнмановских диаграмм. На основе метода создана первая версия МК-генератора SingleTop. С помощью созданной программы были подготовлены различные образцы событий рождения одиночного t -кварка в t - и s -канальных процессах для коллайдеров Тэватрон и ЛНС. Созданные события используются научными группами Коллабораций D0 и CMS в экспериментальных анализах и доступны в базах хранения образцов событий FNAL MCDB [26] и CMS MCDB [25] соответственно.

Мы нашли, что значение $P_T^0(b) = 10$ ГэВ является границей между “жесткой” и “мягкой” областями по P_T дополнительного конечного b -кварка в t -канальном процессе. “Жесткая” и “мягкая” области требуют различных методов расчета сечения и генерации событий. События с $P_T^0(b) >$

> 10 ГэВ создаются в МК-генераторе SingleTop частью кода, где учитывается полный набор древесных диаграмм для процесса $pp(p\bar{p}) \rightarrow tjb$, а события с $P_T^0(b) < 10$ ГэВ создаются частью кода для процесса $pp(p\bar{p}) \rightarrow tj$, где дополнительный b -кварк появляется в партонном ливне в начальном состоянии. Партонный ливень моделируется с помощью МК-генератора PYTHIA. “Жесткая” и “мягкая” области образуют полный фазовый объем для процесса $pp(p\bar{p}) \rightarrow tjb$, а сечение в “мягкой” области нормируется так, что полное сечение равно σ_{NLO} для t -канального процесса. Процедура сшивки образцов событий названа методом моделирования событий в эффективном NLO-приближении.

МК-генератор SingleTop, основанный на пакете символьных и численных вычислений CompHEP, учитывает NLO-поправки в рождении и распаде t -кварка, спиновые корреляции t -кварка, конечные ширины t -кварка и W -бозона. Он может раздельно моделировать процессы рождения t - и \bar{t} -кварков как в рамках СМ, так и с учетом FCNC-вершин и аномальных вкладов в Wtb -вершину [20] (магнитных моментов частиц и $(V + A)$ -структуры). МК-генератор SingleTop отра-

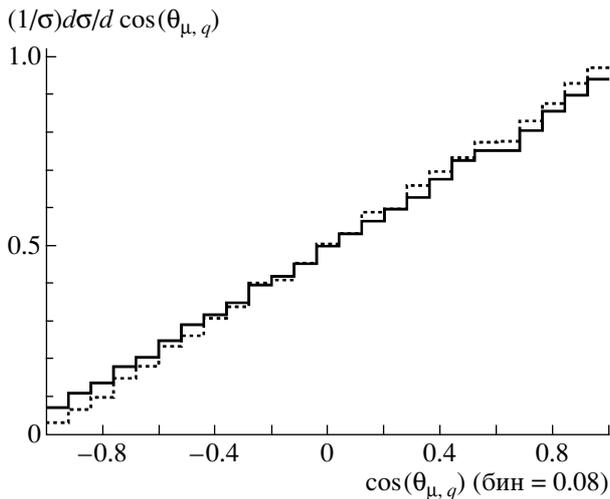


Рис. 14. Распределение по косинусу угла между импульсами легкого кварка и лептона из распавшегося t -кварка в его системе покоя. Как показано в работе [19], эта переменная является наилучшей для наблюдения спиновых корреляций в t -канальном процессе. Сплошная гистограмма соответствует событиям в NLO-приближении, точечная — событиям в LO-приближении.

жает все тонкости современного понимания процессов рождения одиночного t -кварка и является мощным инструментом для феноменологического анализа процессов с участием t -кварка.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 04-02-16476 и 04-02-17448), программы “Университеты России” (грант UR.02.03.028), программы Министерства образования и науки России “Ведущие научные школы” (NS.1685.2003.3) и гранта Фонда “Династия”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Abe *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995) [hep-ex/9503002]; S. Abachi *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995) [hep-ex/9503003].
2. P. A. Movilla Fernandez (CDF Collab.), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **142**, 408 (2005) [hep-ex/0409001]; V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Nature **429**, 638 (2004) [hep-ex/0406031].
3. S. S. D. Willenbrock and D. A. Dicus, Phys. Rev. D **34**, 155 (1986); C. P. Yuan, Phys. Rev. D **41**, 42 (1990); G. V. Dzhikia and S. R. Slabospitsky, Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 1387 (1992); Phys. Lett. B **295**, 136 (1992); R. K. Ellis and S. J. Parke, Phys. Rev. D **46**, 3785 (1992); G. Bordes and B. van Eijk, Z. Phys. C **57**, 81 (1993); Nucl. Phys. B **435**, 23 (1995); S. Cortese and R. Petronzio, Phys. Lett. B **253**, 494 (1991); D. O. Carlson, E. Malkawi, and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **337**, 145 (1994) [hep-ph/9405277]; T. Stelzer and S. Willenbrock, Phys. Lett. B **357**, 125 (1995) [hep-ph/9505433]; R. Pittau, Phys. Lett. B **386**, 397 (1996) [hep-ph/9603265]; D. Atwood, S. Bar-Shalom, G. Eilam, and A. Soni, Phys. Rev. D **54**, 5412 (1996) [hep-ph/9605345]; C. S. Li, R. J. Oakes, and J. M. Yang, Phys. Rev. D **55**, 1672, 5780 (1997) [hep-ph/9608460, hep-ph/9611455]; T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997) [hep-ph/9705398]; S. Bar-Shalom, G. Eilam, A. Soni, and J. Wudka, Phys. Rev. D **57**, 2957 (1998) [hep-ph/9708358]; T. Tait and C. P. Yuan, hep-ph/9710372.
4. B. W. Harris *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 054024 (2002) [hep-ph/0207055].
5. A. P. Heinson, A. S. Belyaev, and E. E. Boos, Phys. Rev. D **56**, 3114 (1997) [hep-ph/9612424].
6. A. S. Belyaev, E. E. Boos, and L. V. Dudko, Phys. Rev. D **59**, 075001 (1999) [hep-ph/9806332].
7. M. C. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **54**, 6696 (1996) [hep-ph/9604223].
8. T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **58**, 094021 (1998) [hep-ph/9807340].
9. Z. Sullivan, Phys. Rev. D **70**, 114012 (2004) [hep-ph/0408049].
10. J. Campbell, R. K. Ellis, and F. Tramontano, Phys. Rev. D **70**, 094012 (2004) [hep-ph/0408158].
11. Q. H. Cao, R. Schwienhorst, and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **71**, 054023 (2005) [hep-ph/0409040].
12. T. Stelzer, Z. Sullivan, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **56**, 5919 (1997) [hep-ph/9705398].
13. D. O. Carlson and C. P. Yuan, Phys. Lett. B **306**, 386 (1993).
14. S. R. Slabospitsky and L. Sonnenschein, Comput. Phys. Commun. **148**, 87 (2002) [hep-ph/0201292].
15. F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP **0302**, 027 (2003) [hep-ph/0208156].
16. E. Boos *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **534**, 250 (2004) [hep-ph/0403113].
17. T. Sjostrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001) [hep-ph/0010017].
18. G. Mahlon and S. J. Parke, Phys. Rev. D **55**, 7249 (1997) [hep-ph/9611367]; Phys. Lett. B **476**, 323 (2000) [hep-ph/9912458].
19. E. E. Boos and A. V. Sherstnev, Phys. Lett. B **534**, 97 (2002) [hep-ph/0201271].
20. E. Boos, L. Dudko, and T. Ohl, Eur. Phys. J. C **11**, 473 (1999) [hep-ph/9903215].
21. E. Boos, L. Dudko, and V. Savrin, CMS Note 2000/065.
22. A. Belyaev and E. Boos, Phys. Rev. D **63**, 034012 (2001) [hep-ph/0003260]; T. M. P. Tait, Phys. Rev. D **61**, 034001 (2000) [hep-ph/9909352].
23. J. Pumplin *et al.*, JHEP **0207**, 012 (2002) [hep-ph/0201195].

