

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.12

САДЫКОВ Ренат Рафаилович

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ К
ПРОЦЕССАМ ТИПА ДРЕЛЛА-ЯНА И ПОЛУЛЕПТОННЫМ
РАСПАДАМ ТОП-КВАРКА

Специальность: 01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2009

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

А.Б. Арбузов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

О.В. Теряев (ЛТФ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук

В.Т. Ким (ПИЯФ РАН,
г. Санкт-Петербург)

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, г. Москва.

Защита диссертации состоится “__” _____ 2009 г. в 15⁰⁰ на заседании диссертационного совета К 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан “__” _____ 2009 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

А.Б. АРБУЗОВ

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы.

Лучшей на сегодня теорией, описывающей различные явления, происходящие при столкновении частиц высоких энергий, является так называемая стандартная модель (СМ) взаимодействия элементарных частиц. В течение последних двадцати пяти лет проводились многочисленные эксперименты по проверке СМ на ускорителях высоких энергий и в пределах точности этих экспериментов не было обнаружено ни одного расхождения от предсказаний СМ. С появлением новых ускорителей (*LHC*, *ILC*, *CLIC*) появляется возможность проверки СМ с точностью $\approx 1\%$, что предполагает выполнение теоретических расчетов с еще большей точностью ($< 0.3\%$), чтобы не вносить дополнительную систематическую погрешность при сравнении результатов экспериментов с предсказаниями теории.

Одними из процессов, представляющих большой интерес для физической программы будущих экспериментов *ATLAS* и *CMS* на ускорителе протонов *LHC* и для проводимых в настоящее время экспериментов *D0* и *CDF* на коллайдере *Tevatron*, где сталкиваются пучки протонов и антипротонов, являются процессы типа Дрелла–Яна по каналам заряженного и нейтрального токов, называемые также процессами одиночного рождения W и Z бозонов: $pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma) + X$, $pp \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma) + X$, $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma) + X$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma) + X$. Эти процессы легко регистрируются в детекторах и имеют большое сечение (≈ 1 нб). Прецизионное изучение этих процессов используется для определения партонных функций распределения, уточнения значений параметров M_W , $\sin^2 \theta^{eff}$, Γ_W , Γ_Z , мониторинга светимости ускорителя и калибровки детекторов. Для достижения требуемой точности необходимо учесть электрослабые и КХД поправки и их взаимное влияние.

Согласно СМ доминирующим каналом распада топ-кварка является процесс $t \rightarrow bW^+$ с относительной вероятностью 99.9%. В свою очередь, относительная вероятность распада W -бозона на заряженный лептон и нейтрино $Br(W^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) \approx 11\%$. Таким образом, полулептонные распады $t \rightarrow b\ell^+ \nu_\ell$ ($\ell^+ \equiv e^+, \mu^+, \tau^+$) составляют приблизительно треть всех распадов топ-кварка. Прецизионное вычисление поправок к значениям ширин данных распадов позволит уточнить значение параметра V_{tb} матрицы Каббиво-Кобаяши-Маскава.

Средством для наиболее точного и подробного сравнения предсказаний теории с результатами экспериментов в настоящее время являются Монте-Карло генераторы событий с единичным весом, представляющие собой программы, моделирующие реальные процессы, происходящие при столкновении частиц высоких энергий. Такие известные программы как *PYTHIA* и *HERWIG* моделируют процессы столкновения адронов и лептонов наиболее подробно, учитывая образование партонных ливней, адронизацию и распад образующихся адронов. В основе их лежит так называемый жесткий процесс столкновения партонов типа $2 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 2$ или $2 \rightarrow 3$ для которых известен квадрат матричного элемента.

Но для многих этих процессов матричный элемент посчитан лишь в борновском приближении. Для учета эффектов высших порядков можно использовать Монте-Карло генераторы, которые генерируют события лишь для жестких процессов, но с учетом необходимых поправок. Эти события могут быть записаны в файлы, которые передаются для обработки в Монте-Карло генераторы общего назначения.

Проведенное исследование преследовало следующие цели:

- Выполнить расчет однопетлевых электрослабых поправок к процессам типа Дрелла–Яна и создать Монте-Карло генератор для данных процессов на основе этих вычислений.
- Провести расчет электрослабых поправок к ширинам полулептонных распадов топ-кварка $t \rightarrow b\ell\nu_\ell(\gamma)$ на однопетлевом уровне точности и создать Монте-Карло генератор для данных распадов.
- Создать интерфейс между Монте-Карло генераторами SANC для процессов типа Дрелла–Яна и процедурами партонных ливней в программах PYTHIA и HERWIG.
- Учесть вклад обратного тормозного излучения в сечения процессов типа Дрелла–Яна.

Научная новизна работы.

- С помощью системы SANC вычислены полные однопетлевые электрослабые поправки к сечениям процессов типа Дрелла–Яна по каналам заряженного и нейтрального токов. Было проведено сравнение с результатами, полученными независимо и одновременно другими группами при одинаковых входных параметрах, которое показало хорошее согласие этих результатов.
- Впервые учтены вклады обратного тормозного излучения в сечение процессов типа Дрелла–Яна, являющиеся частью электрослабых поправок.
- В систему SANC внедрены однопетлевые электрослабые поправки к полулептонным распадам топ-кварка.
- Впервые созданы Монте-Карло генераторы событий с единичным весом для процессов типа Дрелла–Яна и полулептонных распадов топ-кварка с учетом полных однопетлевых электрослабых поправок.

Практическая ценность работы.

Результаты диссертации найдут своё применение при вычислении вкладов процессов SM в экспериментах ATLAS и CMS по прецизионной проверке SM и поиску новой физики на ускорителе LHC.

Основные результаты, выдвигаемые для защиты:

1. Получены сечения процессов типа Дрелла–Яна по каналам заряженного и нейтрального токов $pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma) + X$, $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma) + X$, $pp \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma) + X$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma) + X$ на адронном уровне с учетом однопетлевых электрослабых поправок. Исследована зависимость поправок от выбранной схемы их вычисления.
2. Впервые полностью учтены эффекты обратного тормозного излучения для процессов типа Дрелла–Яна. Хотя эти эффекты малы для полного сечения ($< 1\%$), показано, что поправка, связанная с этими процессами, может достигать $\sim 10\%$ для дифференциальных распределений по поперечному импульсу $p_T(\ell^+)$ лептона при значениях $p_T(\ell^+) \gtrsim 100$ GeV.
3. Впервые получены значения ширин полулептонных распадов топ-кварка $t \rightarrow b\ell\nu_\ell(+\gamma)$ ($\ell = e^+, \mu^+, \tau^+$) в однопетлевом приближении электрослабой теории при различном выборе схем вычисления без использования каскадного приближения.
4. Созданы Монте-Карло интеграторы и генераторы событий с единичным весом для процессов типа Дрелла–Яна и полулептонных распадов топ-кварка на однопетлевом уровне точности. Для процессов типа Дрелла–Яна создан интерфейс между Монте-Карло генераторами SANC и генераторами общего назначения PYTHIA и HERWIG, позволяющий учесть вклады партонных ливней.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинаре Лаборатории Теоретической Физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ (31 октября 2008 г.), на Рабочих Совещаниях по физической программе ATLAS (28 апреля и 25 ноября 2005 г., 14 апреля и 22 декабря 2006 г., 25 декабря 2007 г. и 21 апреля 2008 г.), на совещаниях ATLAS Monte-Carlo Generator meeting в CERN (14 января 2006 г., 8 октября 2007 г. и 9 сентября 2008 г.), а также на конференциях TOP2006 (Коимбра, Португалия, 12–15 января 2006 г.), CALC2006 (Дубна, 15–25 июля 2006 г.), ACAT2007 (Амстердам, 23–27 апреля 2007 г.) и ACAT2008 (Сицилия, 3–7 ноября 2008 г.)

Публикации.

По результатам диссертации опубликовано четыре статьи в ведущих рецензируемых журналах и четыре работы в трудах конференций.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Содержание работы

Во введении очерчен круг исследуемых проблем, кратко сформулированы используемые методы и результаты, полученные в диссертации. Приведено содержание диссертации по главам.

В первой главе диссертации приведено вычисление полных однопетлевых электрослабых поправок к процессам типа Дрелла–Яна по каналам заряженного и нейтрального токов: $pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma) + X$, $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma) + X$, $pp \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma) + X$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma) + X$. Расчеты выполнены с помощью системы SANC. Массы начальных кварков пренебрегаются за исключением случаев, когда они присутствуют в аргументах логарифмических функций. Массы конечных лептонов удерживаются всюду. Вычисления проведены в R_ξ калибровке с тремя калибровочными параметрами. Полные радиационные поправки порядка $\mathcal{O}(\alpha)$ делятся на виртуальные (однопетлевые) $\sigma^{virt}(\lambda)$ и реальные. Последние, в свою очередь, делятся на мягкое $\sigma^{soft}(\lambda, \bar{\omega})$ и жесткое $\sigma^{hard}(\bar{\omega})$ тормозное излучение. Вспомогательные параметры λ — «масса фотона», регуляризирующая инфракрасные расходимости в физических наблюдаемых и $\bar{\omega}$ — энергия фотона, разделяющая области мягкого и жесткого тормозного излучения, сокращаются при суммировании всех вкладов и не входят в окончательный результат.

Однопетлевые радиационные поправки содержат слагаемые, которые пропорциональны логарифмам масс кварков $\log(\hat{s}/m_{u,d}^2)$. Они появляются во вкладах излучения из начального состояния, включая мягкое и жесткое тормозное излучение и виртуальное излучение фотона. Такие массовые сингулярности хорошо известны, например, в процессах e^+e^- -аннигиляции. Но в случае столкновения адронов эти логарифмы уже эффективно учтены в партонных функциях распределения (PDF). Фактически, при извлечении PDF из экспериментальных данных, радиационные КЭД поправки к кварковым линиям не были систематически вычтены. Поэтому существующие PDF эффективно включают в себя не только КХД эволюцию, но и КЭД эволюцию. Более того, известно, что поведение лидирующих логарифмов КЭД и КХД эволюции кварковых функций распределения в соответствии с уравнениями Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи аналогично. Таким образом, получается эволюция PDF с эффективной константой связи

$$\alpha_s^{eff} \approx \alpha_s + \frac{Q_i^2}{C_F} \alpha, \quad (1)$$

где α_s — константа сильного взаимодействия, α — постоянная тонкой структуры, Q_i — заряд кварка и C_F — цветовой множитель КХД. Нетривиальная разница КЭД и КХД эволюции начинает появляться в высших порядках и соответствующий им численный вклад мал по сравнению с остающимися КХД неопределенностями в PDF. Во избежание двойного учета кварковых массовых сингулярностей была применена процедура вычитания для КЭД поправок к рассматриваемым процессам.

Для численных расчетов использовались две схемы вычислений: α -схема и G_F -схема. В α -схеме в качестве константы связи используется значение постоянной тонкой структуры $\alpha(0)$. В G_F -схеме электромагнитная постоянная вычисляется по формуле

$$\alpha_{G_F} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} G_F M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) \quad (2)$$

и используется для параметризации борновского сечения, в то время как в соответствующих поправках используется константа связи $\alpha(0)$.

Также учтен вклад процессов обратного тормозного излучения $h_1 + h_2 \rightarrow X + \gamma + q \rightarrow X + q' + \ell_1 + \bar{\ell}_2$. Вычисления проведены как для процессов на партонном уровне (т. е. процессов взаимодействия свободных кварков), так и для адронных процессов — процессов столкновения протонов pp на ЛНС и протона и антипротона $p\bar{p}$ на ускорителе *Tevatron*. При расчете процессов на адронном уровне применялась свертка дифференциальных сечений партонных подпроцессов со структурными функциями соответствующих кварков. Использовались наборы структурных функций MRST2004QED и CTEQ6L.

Зависимость результатов от выбора электрослабой схемы вычисления иллюстрирует Таблица 1. В ней приведены значения сечения партонного процесса $u\bar{d} \rightarrow \ell^+ \nu_\ell(\gamma)$ в борновском и однопетлевом приближениях для двух схем вычисления ($\alpha(0)$ и G_F) и соответствующая разница, связанная с различным выбором схем. Для сечения борновского приближения разница в -7.3% связана с различием констант связи в двух схемах. Как и следовало ожидать, разница для сечений в однопетлевом приближении меньше, но все же заметна.

Результаты согласованного сравнения между Монте-Карло программами SANC, HORACE и WGRAD2 для процессов типа Дрелла–Яна по каналу заряженного тока на адронном уровне на ускорителях *Tevatron* и *LHC* показаны в Таблицах 2 и 3, соответственно. Из таблиц видно хорошее согласие результатов.

Таблица 4 содержит результаты согласованного сравнения между группами SANC, HORACE и ZGRAD2 для процесса типа Дрелла–Яна по каналу нейтрального тока на адронном уровне на ускорителе *LHC*. Видно, что результаты для нейтрального тока также согласуются в пределах ошибки.

В качестве примера дифференциальных распределений на Рис. 1 приведены поправки к распределениям по поперечной массе $M_T(\ell^+ \nu_\ell)$ для одиночного рождения W^+ на ускорителях *Tevatron* и *LHC*. Поправки к распределениям по инвариантной массе $M(\ell^+ \ell^-)$ для одиночного рождения Z на ускорителе *LHC* показаны на Рис. 2. Результаты различных групп согласуются в пределах статистических ошибок.

Результаты для поправок, связанных с процессами обратного тормозного излучения, представлены в Таблицах 5 и 6. На рисунке 3 показаны поправки, связанные с этими процессами, для различных дифференциальных распределений.

\sqrt{s}/GeV	40	80	120	200	500	1000	2000
$\hat{\sigma}_0/\text{pb}, [G_F]$	2.646	7991.4	8.906	1.388	0.165	0.0396	0.00979
$\hat{\sigma}_0/\text{pb}, [\alpha(0)]$	2.454	7410.2	8.258	1.287	0.153	0.0368	0.00908
$\delta_0/\%$ (diff)	-7.3	-7.3	-7.3	-7.3	-7.3	-7.3	-7.3
$\hat{\sigma}_1/\text{pb}, \overline{\text{MS}}(M_W), [G_F]$	2.665	8183.2	7.796	1.345	0.183	0.0467	0.01195
$\hat{\sigma}_1/\text{pb}, \overline{\text{MS}}(M_W), [\alpha(0)]$	2.617	8029.5	7.721	1.324	0.179	0.0455	0.01162
$\delta_1/\%$ (diff)	-1.8	-2.0	-0.5	-1.5	-2.6	-3.1	-3.3

Таблица 1: Полное сечение партонного процесса $u\bar{d} \rightarrow \ell^+\nu_\ell(\gamma)$ в борновском и однопетлевом приближениях для схем вычисления G_F и $\alpha(0)$ и соответствующая разница, связанная с различным выбором схем.

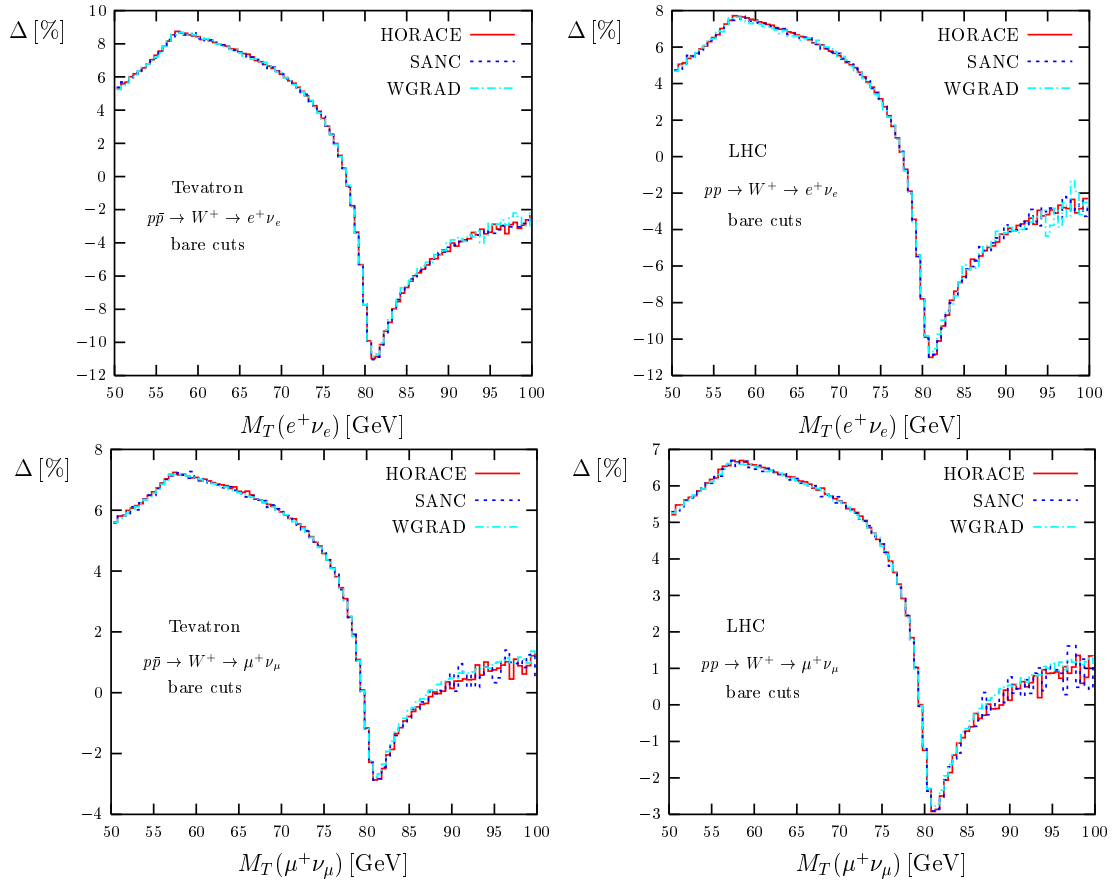


Рис. 1: Относительная поправка $\Delta(\%)$ к распределению по поперечной массе $M_T(\ell^+\nu_\ell)$, связанная с электрослабыми поправками порядка $\mathcal{O}(\alpha)$ для одиночного рождения W^+ на ускорителях *Tevatron* и *LHC*.

<i>Tevatron, $p\bar{p} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e$</i>						
	bare cuts			calo cuts		
	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]
HORACE	773.509(5)	791.14(2)	2.279(3)	733.012(5)	762.21(3)	3.983(4)
SANC	773.510(2)	791.04(8)	2.27(1)	733.024(2)	762.03(9)	3.96(1)
WGRAD2	773.516(5)	791.01(5)	2.268(7)	733.004(6)	762.00(5)	3.956(6)
<i>Tevatron, $p\bar{p} \rightarrow W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$</i>						
	bare cuts			calo cuts		
	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]
HORACE	773.509(5)	804.18(2)	3.965(3)	732.913(6)	738.16(3)	0.716(4)
SANC	773.510(2)	804.07(6)	3.951(7)	732.908(2)	738.01(5)	0.696(7)
WGRAD2	773.516(5)	804.11(1)	3.955(2)	732.917(6)	738.00(1)	0.693(2)

Таблица 2: Результаты согласованного сравнения между SANC, HORACE и WGRAD2 для процесса одиночного рождения W^+ на ускорителе *Tevatron*.

<i>LHC, $pp \rightarrow W^+ \rightarrow e^+\nu_e$</i>						
	bare cuts			calo cuts		
	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]
HORACE	5039.11(4)	5140.6(1)	2.014(2)	4924.17(4)	5115.5(2)	3.886(4)
SANC	5039.21(1)	5139.5(5)	1.99(1)	4925.31(1)	5113.5(4)	3.821(9)
WGRAD2	5039.16(7)	5139.6(6)	1.99(1)	4924.15(5)	5114.1(6)	3.86(1)
<i>LHC, $pp \rightarrow W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$</i>						
	bare cuts			calo cuts		
	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]	LO [pb]	NLO [pb]	Δ [%]
HORACE	5039.11(4)	5230.5(2)	3.798(4)	4925.16(5)	4944.5(2)	0.393(4)
SANC	5039.21(1)	5229.4(3)	3.775(7)	4925.31(1)	4942.5(5)	0.349(9)
WGRAD2	5039.16(7)	5229.9(1)	3.786(3)	4925.30(7)	4943.0(1)	0.360(3)

Таблица 3: Результаты согласованного сравнения между SANC, HORACE и WGRAD2 для процесса одиночного рождения W^+ на ускорителе *LHC*.

<i>LHC, $pp \rightarrow Z, \gamma \rightarrow e^+e^-$</i>						
	bare cuts			calo cuts		
	LO [pb]	NLO [pb]	δ [%]	LO [pb]	NLO [pb]	δ [%]
HORACE	739.34(3)	742.29(4)	0.40(1)	737.51(3)	755.67(6)	2.46(1)
SANC	739.3408(3)	743.072(7)	0.504(1)	737.857(2)	756.54(1)	2.532(2)
ZGRAD2	737.8(7)	743.0(7)	0.71(9)	737.8(7)	756.9(7)	2.59(9)
<i>LHC, $pp \rightarrow Z, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$</i>						
	bare cuts			calo cuts		
	LO [pb]	NLO [pb]	δ [%]	LO [pb]	NLO [pb]	δ [%]
HORACE	739.33(3)	762.20(3)	3.09(1)	738.28(3)	702.87(5)	-4.79(1)
SANC	739.3355(3)	762.645(3)	3.1527(4)	738.5331(3)	703.078(3)	-4.8006(3)
ZGRAD2	740(1)	764(1)	3.2(2)	740(1)	705(1)	-4.7(2)

Таблица 4: Результаты согласованного сравнения между SANC, HORACE и ZGRAD2 для процесса одиночного рождения Z на ускорителе LHC .

$P_{T,\mu}/\text{GeV}$	25 – ∞	50 – ∞	100 – ∞	200 – ∞	500 – ∞
σ_0/pb					
DK	2112.2(1)	13.152(2)	0.9452(1)	0.11511(2)	0.0054816(3)
SANC	2112.2(1)	13.151(1)	0.9451(1)	0.11511(1)	0.0054813(1)
$\delta_{\gamma q}/\%$					
DK	0.071(1)	5.24(1)	13.10(1)	16.44(2)	14.30(1)
SANC	0.074(1)	5.24(1)	13.09(1)	16.43(1)	14.30(1)

Таблица 5: Сечения σ_0 и $\sigma_{\gamma q}$ процессов $p[q]p[q'] \rightarrow \nu_\mu\mu^+X$ и $p[\gamma]p[q] \rightarrow \nu_\mu\mu^+X$, соответственно и поправки $\delta_{\gamma q} = \sigma_{\gamma q}/\sigma_0$, полученные группами DK и SANC для различных диапазонов изменения поперечного импульса $P_{T,\mu}$ мюона на ускорителе LHC .

$M_{\mu^+\mu^-}/\text{GeV}$	$50 - \infty$	$100 - \infty$	$200 - \infty$	$500 - \infty$	$1000 - \infty$
σ_0/pb					
HORACE	254.64(1)	10.571(1)	0.45303(3)	0.026996(2)	0.0027130(2)
SANC	254.65(2)	10.571(1)	0.45308(3)	0.026996(2)	0.0027131(2)
$\delta_{\gamma q}/\%$					
SANC	0.047(1)	0.449(1)	0.013(1)	0.496(1)	0.619(1)

Таблица 6: Сечения σ_0 и $\sigma_{\gamma q}$ процессов $p[q]p[q'] \rightarrow \mu^+\mu^-X$ и $p[\gamma]p[q] \rightarrow \mu^+\mu^-X$, соответственно и поправка $\delta_{\gamma q} = \sigma_{\gamma q}/\sigma_0$ для различных диапазонов изменения инвариантной массы $M_{\mu^+\mu^-}$ на ускорителе *LHC*.

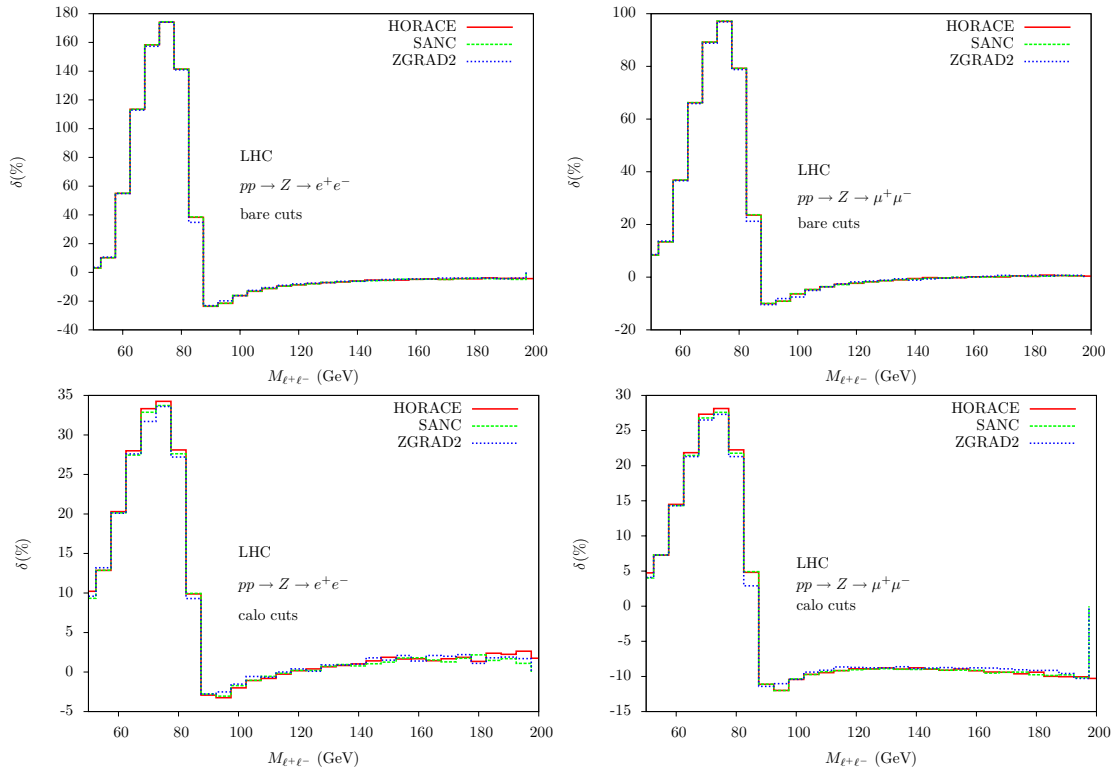


Рис. 2: Относительная поправка $\delta(\%)$ к распределению по инвариантной массе $M(\ell^+\ell^-)$, связанная с электрослабыми поправками порядка $\mathcal{O}(\alpha)$ для одиночного рождения Z на ускорителе *LHC*.

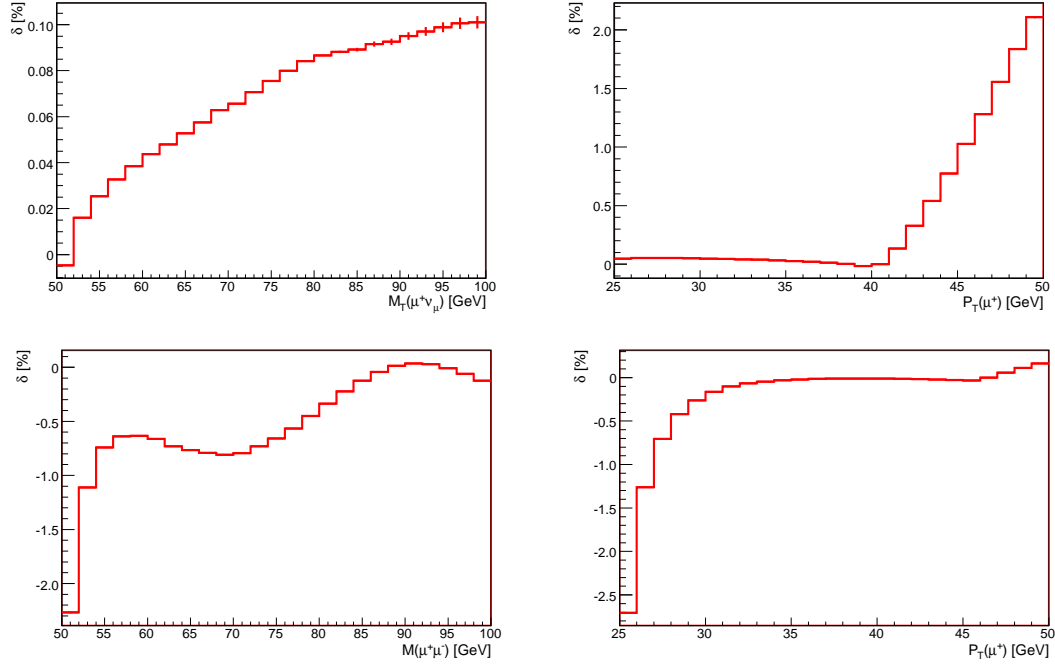


Рис. 3: Относительная поправка, связанная с процессами обратного тормозного излучения

$\bar{\omega}$, GeV	Γ^{hard} , 10^{-2} GeV (CompHEP)	Γ^{hard} , 10^{-2} GeV (SANC)
10	0.2578(2)	0.2592(2)
1	0.6982(3)	0.8582(2)
10^{-1}	0.8538(3)	1.5000(3)
10^{-2}	0.9628(4)	2.1495(3)
10^{-3}	1.0730(4)	2.8005(4)
10^{-4}	1.1809(3)	3.4525(4)

Таблица 7: Сравнение для значений ширины распада $t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu\gamma$, полученных посредством SANC и CompHEP для $E_\gamma \geq \bar{\omega}$.

Scheme	ℓ	$\Gamma^{Born}, \text{GeV}$	$\Gamma^{1-loop}, \text{GeV}$	$\delta, \%$
$\alpha(0)$	e^+, μ^+, τ^+	0.14948(1)	0.16064(1)	7.47
G_F	e^+, μ^+, τ^+	0.16018(1)	0.16299(1)	1.75

Таблица 8: Ширина распада в борновском и однопетлевом приближениях и соответствующая поправка в $\alpha(0)$ и G_F схемах вычисления.

Во второй главе описывается расчет однопетлевых электрослабых поправок к полуплептонным распадам топ-кварка $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell(\gamma)$ ($\ell = e, \mu, \tau$). Расчет выполнен в среде **SANC**. Полная однопетлевая ширина Γ^{1-loop} распада $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell(\gamma)$ может быть разделена на несколько слагаемых:

$$\begin{aligned}\Gamma^{1-loop} &= \Gamma^{Born} + \Gamma^{virt}(\lambda) + \Gamma^{real}(\lambda, \bar{\omega}), \\ \Gamma^{real}(\lambda, \bar{\omega}) &= \Gamma^{soft}(\lambda, \bar{\omega}) + \Gamma^{hard}(\bar{\omega}).\end{aligned}\tag{3}$$

Здесь Γ^{Born} — ширина распада в борновском приближении, Γ^{virt} — вклад виртуальных поправок, Γ^{soft} и Γ^{hard} — вклады мягкого и жесткого тормозного излучения, соответственно. Вспомогательный малый параметр $\bar{\omega}$ (энергия фотона в системе покоя топ-кварка) разделяет области мягкого и жесткого тормозного излучений, а параметр λ («масса фотона»), входящий в слагаемые Γ^{soft} и Γ^{virt} , регуляризует инфракрасные расходимости. Итоговый результат для ширины Γ^{1-loop} в пределах $\lim_{\bar{\omega} \rightarrow 0}$ и $\lim_{\lambda \rightarrow 0}$ не зависит от значений $\bar{\omega}$ и λ .

В численных расчетах использовались две схемы вычислений: $\alpha(0)$ -схема и G_F -схема. Результаты для жесткого тормозного излучения сравнивались с соответствующими результатами известной программы **CompHEP**. Эти результаты приведены в Таблице 7. Видно, что результаты расходятся, причем тем сильнее, чем меньше значение вспомогательного параметра $\bar{\omega}$. Расхождение связано с неточностью в программе **CompHEP**, возникающей при перемножении различных пропагаторов W -бозона.

Результаты полных однопетлевых электрослабых вычислений в $\alpha(0)$ и G_F схемах приведены в Таблице 8. Результат практически не чувствителен к массе лептона, так как она учитывается только в аргументах логарифмов, которые исчезают согласно теореме Киношity–Ли–Науенберга.

В третьей главе диссертации описаны Монте-Карло генераторы событий с единичным весом для процессов типа Дрелла–Яна. Эти генераторы используют стандартные модули **SANC** для различных вкладов в дифференциальное сечение рассматриваемых процессов. Процедура генерации событий основана на адаптивном алгоритме **FOAM** и проходит в два этапа: построение оптимальной сетки, разбивающей область интегрирования на множество подобластей и непосредственно генерация событий по алгоритму фон-Неймана.

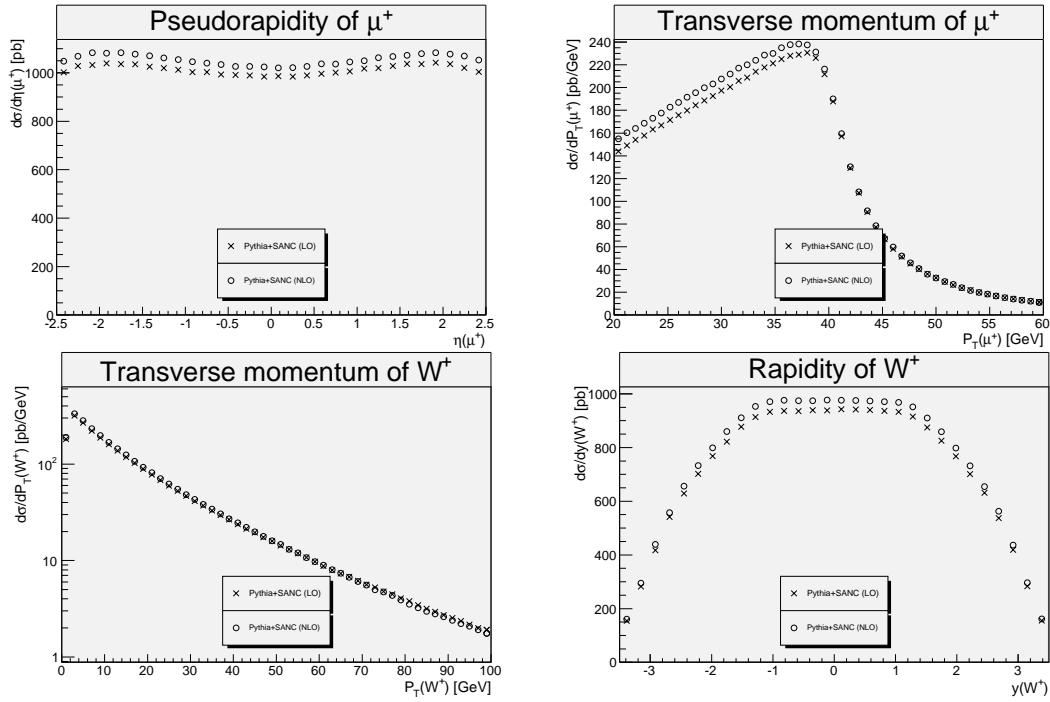


Рис. 4: Распределения для процесса типа Дрелла–Яна по каналу заряженного тока в борновском и однопетлевом приближениях с учетом партонных ливней.

Информация о сгенерированных событиях записывается в отдельные файлы в стандартном формате Les Houches accord. Далее эти файлы могут быть переданы для обработки в генераторы общего назначения, такие как PYTHIA и HERWIG, в которых учтены эффекты партонных ливней КХД и реализована процедура адронизации и распадов образующихся адронов.

Примеры гистограмм для различных наблюдаемых показаны на Рисунке 4. События для этих гистограмм были сгенерированы с помощью генератора SANC и обработаны программой PYTHIA.

Созданные генераторы могут использоваться для анализа данных с детекторов ATLAS и CMS.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации, выдвигаемые для защиты.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava and R. Sadykov. *One-loop corrections to the Drell-Yan process in SANC. I. The Charged current case.* **European Physical Journal C**, Volume 46, Number 2, pp. 407-412, **2006**. **Erratum-ibid.**, Volume 50, Number 2, p. 505, **2007**.
2. A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, R. Sadykov and W. von Schlippe. *SANCnews: Sector 4f, charged current.* **European Physical Journal C**, Volume 51, Number 3, pp. 585-591, **2007**.
3. A.B. Arbuzov and R.R. Sadykov. *Inverse bremsstrahlung contributions to Drell-Yan like processes.* **Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики**, Том 133, Выпуск 3, стр. 564-570, **2008**.
4. A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava and R. Sadykov. *One-loop corrections to the Drell-Yan process in SANC. II. The Neutral current case.* **European Physical Journal C**, Volume 54, Number 3, pp. 451-460, **2008**.

Материалы рабочих совещаний и конференций:

1. C. Buttar et al. *Les houches physics at TeV colliders 2005, standard model and Higgs working group: Summary report.* **Contributed to Les Houches Workshop on Physics at TeV Colliders, Les Houches, France, 2-20 May 2005.** e-Print: hep-ph/0604120.
2. R. Sadykov, A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya and G. Nanava. *On the electroweak corrections to $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell(\gamma)$ decay.* **Prepared for TOP 2006: International Workshop on Top Quark Physics, Coimbra, Portugal, 12-15 Jan 2006. Published in PoS TOP2006: 036, 2006.**
3. C.E. Gerber et al. *Tevatron-for-LHC Report: Top and Electroweak Physics.* **FERMILAB-CONF-07-052-E-T, May 2007.** e-Print: arXiv:0705.3251 [hep-ph].
4. C. Buttar et al. *Standard Model Handles and Candles Working Group: Tools and Jets Summary Report.* **Les Houches 2007, Physics at TeV colliders.** e-Print: arXiv:0803.0678 [hep-ph].