

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.12, 539.125.17

ХРИСТОВА Пена Христова

ВЫЧИСЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВК В
СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ К НАБЛЮДАЕМЫМ ВЕЛИЧИНАМ
НА СОВРЕМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2011

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

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
Илья Файвильевич Гинзбург (СО РАН)

доктор физико-математических наук
Николай Иннокентьевич Кочелев (ОИЯИ)

доктор физико-математических наук
Рудольф Николаевич Фаустов (ВЦ РАН)

Ведущая организация:

Учреждение Научно-исследовательского института ядерной физики имени
Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва.

Защита диссертации состоится “__” _____ 2012 г. в 15⁰⁰ на заседании диссер-
тационного совета Д 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследо-
ваний, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института
ядерных исследований.

Автореферат разослан “__” _____ 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

А.Б. Арбузов

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследований.

Стандартная модель (СМ) фундаментальных взаимодействий элементарных частиц — единственная на сегодняшний день теория, которая продолжает оставаться фундаментом прецизионных теоретических расчетов, необходимых для корректной интерпретации экспериментальных данных. В течение последних двадцати лет проводились многочисленные эксперименты по проверке СМ на ускорителях высоких энергий. 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, чтобы не вносить дополнительную систематическую погрешность при сравнении результатов экспериментов с предсказаниями теории.

Важная роль высокоточных теоретических предсказаний в физике высоких энергий известна со времен экспериментов на LEP1 и LEP2, где точность измерений значительно превысила 0.1% и 1% соответственно. Во времена LEP прецизионные расчеты, в основном, проводились для проверки СМ. Еще большая точность потребует на будущих электронных линейных ускорителях (ILC, CLIC) и мюонных фабриках. На адронном коллайдере LHC ожидается точность измерений $\sim 1\%$. Это потребует соответствующих теоретических предсказаний, по крайней мере, на уровне однопетлевых (NLO) расчетов в электрослабом секторе (ЭС) СМ, а в квантовохромодинамическом (КХД) секторе СМ — двухпетлевых (NNLO) поправок.

Из-за присутствия большого числа диаграмм и энергетических масштабов (массы бозонов, топ-кварка), вычисление полных ЭС радиационных поправок является несравненно более сложной задачей, чем вычисления квантовоэлектродинамических (КЭД) радиационных поправок. В силу этих причин в последние годы стала актуальной проблема автоматизации вычислений ЭС радиационных поправок. Известными примерами компьютерных систем, автоматизировавших эти вычисления, являются `FeynArts/FeynCalc` и `GRACE-loop`. В течение ряда последних лет в ЛЯП ОИЯИ была создана и продолжает развиваться компьютерная система `SANC`, позволяющая вычислять однопетлевые ЭС и КХД радиационные поправки к множеству процессов, исследуемых в экспериментах на современных ускорителях высоких энергий.

Процедура вычисления ЭС радиационных поправок должна учитывать специфику эксперимента. Не всегда удаётся сделать это аналитически, как, например, это было сделано в программе `ZFITTER`. Намного удобнее проделать эту процедуру с помощью методов Монте Карло. Её можно реализовать лишь в тесном сотрудничестве теоретиков и экспериментаторов, поэтому возникло понятие “теоретическая поддержка” эксперимента.

В настоящей диссертации представлен цикл работ именно по теоретической поддержке экспериментов физики высоких энергий за последние 25 лет вплоть до настоящего времени.

Цель диссертационной работы — описать теоретическую поддержку экспериментов на ускорителях с высокими энергиями, которая проводилась на протяжении многих лет в рамках СМ для электрослабых и сильных взаимодействий элементарных частиц. Речь идёт о нескольких этапах этой работы:

- Разработка схемы перенормировки в СМ, максимально близкой к схеме перенормировки в электродинамике. Вычисление однопетлевых ЭС и КХД поправок к ширине распада бозона Хиггса на фермионные и бозонные пары в унитарной калибровке в схеме перенормировок на массовой поверхности (OMS).
- Полное аналитическое вычисление $\mathcal{O}(\alpha)$ КЭД поправок к рождению пары фермионов в e^+e^- аннигиляции на LEP с реалистическими обрезаниями.
- Расчеты однопетлевых электрослабых поправок к процессам глубоконеупругого рассеяния поляризованных электронов на поляризованных протонах в лептонных переменных как теоретическая поддержка эксперимента HERMES на ускорителе HERA.
- Создание многочисленных автономных модулей компьютерной системы SANC по аналитическому расчёту вкладов тормозного излучения фотонов и глюонов для большого числа процессов взаимодействия элементарных частиц в экспериментах на современных ускорителях высоких энергий (LHC, ILC и др.). Аналитические вычисления однопетлевых ЭС и КХД поправок для анализа процессов типа Дрелла–Яна в каналах нейтрального и заряженного токов для экспериментов на LHC.
- Создание КХД сектора SANC на языке FORM для аналитического вычисления собственно-энергетических, вершинных и диаграмм типа “box”, и контрчленов на однопетлевом уровне. Вычисление соответствующих формфакторов амплитуд множества процессов с виртуальными глюонами. Вычисление сопутствующего тормозного излучения глюонов.
- Вычисление в среде SANC однопетлевых КХД поправок для четырёхфермионных процессов с топ кварком с учётом его ширины распада: распадов топ кварка, процессов одиночного рождения топ кварка в s и t каналах.

Научная новизна результатов диссертации состоит в следующем:

- Впервые была разработана схема перенормировки в Стандартной Модели с набором независимых переменных: заряд электрона, массы W и Z бозонов, массы трёх поколений кварков и заряженных лептонов, и масса бозона Хиггса.
- Впервые вычислены полные однопетлевые электрослабые и квантовохромодинамические поправки к ширине распада на фермионные пары. Рассмотрено нестандартное поведение КЭД и КХД поправок при больших

значениях массы Хиггсовского бозона. Вычислены полные однопетлевые электрослабые поправки к ширине распада на бозонные пары (фотоны, Z бозоны и W бозоны).

- Впервые проделано полное аналитическое вычисление $\mathcal{O}(\alpha)$ КЭД поправок к полному сечению и асимметрию вперёд-назад с реалистическими обрезаниями для процесса рождения пары фермионов в e^+e^- аннигиляции на LEP. Результаты вошли в фортранную программу ZFITTER, использованную при обработке данных на LEP.
- Впервые в среде компьютерной системы SANC вычислены аналитически ЭС и КХД радиационные поправки к процессам Дрелла–Яна. Результатом является создание фортранных модулей, нацеленных на теоретическую поддержку экспериментов на ускорителе LHC.
- Впервые на языке FORM в среде компьютерной системы SANC при аналитическом вычислении поправок от излучения виртуальных и реальных глюонов для процессов с участием топ кварка учитывается ширина топ кварка.

Достоверность результатов контролировалась посредством многочисленных внутренних тестов: аналитическое сокращение калибровочных параметров, выполнение тождеств Уорда и т.п., а в случаях, где это было возможно, путем сравнения с результатами вычислений других групп.

Практическая ценность

Фортранная программа ZFITTER использовалась для анализа данных на ускорителе LEP. Также она полезна для многих экспериментальных и феноменологических исследований.

Фортранная программа NECTOR 1.11 (“New beta version of the source code” (<http://www.ifh.de/theory/publist.html>)) использовалась как рабочая программа для анализа данных по глубоконеупругому рассеянию поляризованных электронов на поляризованных протонах в эксперименте HERMES на ускорителе HERA.

Созданные программные продукты в рамках проекта SANC нацелены на теоретическую поддержку анализа данных в эксперименте ATLAS на LHC.

Результаты, выносимые на защиту

1. Разработана универсальная схема вычисления однопетлевых электрослабых и КХД радиационных поправок к процессам взаимодействия частиц при высоких энергиях с учётом экспериментальных условий. Эта схема реализована в рамках компьютерной системы SANC и применена для получения прецизионных теоретических предсказаний для процессов изучаемых на современных ускорителях.

2. Вычислены ширины распада бозона Хиггса на фермионные и бозонные пары с учётом однопетлевых электрослабых и КХД поправок в Стандартной Модели в унитарной и R_ξ калибровке в схеме перенормировок на массовой поверхности. Слабые и КХД поправки большие и должны учитываться в экспериментах на LHC и ILC.
3. Учтены реалистические обрезания при вычислении $\mathcal{O}(\alpha)$ КЭД поправок от жёсткого тормозного излучения фотонов к рождению пары фермионов в e^+e^- аннигиляции на LEP. Полученные результаты были внедрены в программу ZFITTER, которая применялась при обработке данных.
4. Внедрены в программу HECTOR эффекты поляризации электронов и протонов при расчёте однопетлевых электрослабых поправок в лептонных переменных к процессам глубоконеупругого рассеяния. Созданная программа POLHECTOR использовалась в теоретической поддержке эксперимента HERMES на ускорителе HERA.
5. В системе SANC проведено полное аналитическое вычисление однопетлевых КХД поправок для процессов одиночного рождения топ кварка в s и t каналах с последующим его распадом в приближении факторизации. Реализован учёт ширины распада топ кварка в духе схемы комплексных масс. Созданные стандартные модули SANC внедрены в Монте Карло генераторы и интеграторы, которые являются удобными инструментами для анализа данных на LHC.
6. В системе SANC аналитически вычислены однопетлевые электрослабые и КХД поправки для анализа процессов типа Дрелла–Яна в каналах нейтрального и заряженного токов. Полученные результаты уже используются при анализе данных эксперимента ATLAS на LHC.

Аппробация работы

Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории Теоретической Физики им. Н.Н. Боголюбова и Лаборатории Ядерных Проблем им В.П. Джелепова ОИЯИ, на семинарах в Институте Физики Высоких Энергий в Цойтене (Германия), в CERN (Швейцария), на Рабочих Совещаниях по физической программе ATLAS в ОИЯИ (28 апреля и 25 ноября 2005 г., 14 апреля и 22 декабря 2006 г., 25 декабря 2007 г. и 21 апреля 2008 г.), а также докладывались на следующих международных рабочих совещаниях и школах: “IX Silesian School of Theoretical Physics”, Szczyrk, Poland, Sep. 1985; Workshop on “Physics at HERA”, Hamburg, Germany, Oct. 1987, “Theory of Elementary Particles”, Sellin 1987; “Czechoslovak Hadron Symposium”, 1988; “Cracow International Symposium on Radiative Corrections” (CRAD 96), Cracow, Poland, Aug. 1996; Symposium “RADCOR 1998”, Spain, Sep. 1998, Barcelona; ECFA/DESY Linear Collider Project Meetings at Frascati, Nov. 1998 and Oxford, Mar. 1999 and at LEP-2 Miniworkshop at CERN, Mar. 1999; Workshop for a Worldwide Study on Physics and Experiments

with Future Linear e^+e^- Colliders at Sitges/Barcelona, Apr. 1999; “5th Workshop of the 2nd ECFA - DESY Study on Physics and Detectors for a Linear Electron - Positron Collider”, Obernai, France, Oct. 1999; Workshop of “Loops and Legs in Quantum Field Theory”, Bastei, Germany, April 2000; International School-Workshop “Calculations for Modern and Future Colliders”, (CALC) JINR, Dubna, 2000; Conference “RADCOR 2002”, Kloster Banz, Germany, Sep. 2002; 8th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research “ACAT 2002”, Moscow, Russia, Jun. 2002; ECFA LC Workshop “Study of Physics and Detectors for a Linear Collider”, Montpellier, Nov. 2003; International School-Workshop “Calculations for Modern and Future Colliders”, (CALC) JINR, Dubna, 2009;

Публикации.

По результатам диссертации опубликовано 28 работ, в том числе 16 работ из перечня изданий, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций.

Личный вклад автора.

Из всех работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены положения и результаты, полученные либо лично автором, либо при ее определяющем участии в постановке задач и разработке методов их решения.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, восьми глав и заключения, приложения и списка цитируемой литературы, содержащего 191 наименований. Общий объем диссертации 316 страниц. Диссертация содержит 28 таблиц и 118 рисунков.

По материалам диссертации опубликованы следующие работы:

I. Статьи в рецензируемых журналах

1. P. Christova. The One Loop Effects In The Electroweak Glashow-Weinberg-Salam Theory, Acta Phys. Polon. **B18** (1987) 3–20.
2. D. Bardin, C. Burdik, P. Christova, T. Riemann. Electroweak Radiative Corrections to Deep Inelastic Scattering at HERA. Neutral Current Scattering. Zeit. f. Phys. **C42** (1989) 679–692.
3. D. Bardin, K. Burdik, P. Christova, T. Riemann. Electroweak Radiative Corrections To Deep Inelastic Scattering At HERA. Charged Current Scattering. Zeit. f. Phys. **C44** (1989) 149–156.
4. D. Bardin, B. Vilensky, P. Christova. Calculation of the Higgs boson decay width into fermion pairs, Sov.J.Nucl.Phys. **53** (1991), 152–158, Yad.Fiz. **53** (1991) 240–250.
5. D. Bardin, P. Christova, B. Vilensky. Calculation of the Higgs boson decay widths into boson pairs, Sov.J.Nucl.Phys. **54** (1991), 833–844, Yad.Fiz. **54** (1991) 1366–1383.

6. D. Bardin, J. Blumlein, P. Christova, L. Kalinovskaya, T. Riemann. QED and electroweak corrections to deep inelastic scattering. *Acta Phys.Polon.* **B28** (1997) 511–528.
7. D. Bardin, J. Blumlein, P. Christova, L. Kalinovskaya. $O(\alpha)$ QED corrections to neutral current polarized deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Nucl. Phys.* **B506** (1997) 295–328.
8. P. Christova, M. Jack, T. Riemann. Hard photon emission in $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ with realistic cuts. *Phys.Lett.* **B456** (1999) 264–269.
9. P. Christova. QED radiative corrections under the SANC project. *Nucl. Instrum. Meth.* **A502** (2003) 578–580.
10. A. Andonov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava. Update of one loop corrections for $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, first run of SANC system. *Phys.Part.Nucl.* **34** (2003) 577–618, *Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra* **34** (2003) 1125–1195.
11. A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, R. Sadykov. One-loop corrections to the Drell–Yan process in SANC. I. The Charged Current case. *Eur.Phys.J.* **C46** (2006) 407–412, Erratum-ibid. **C50** (2007) 505.
12. A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, R. Sadykov, W. von Schlippe. SANCnews: Sector 4f, Charged Current. *Eur.Phys.J.* **C51** (2007) 585–591.
13. A. Andonov, A. Arbuzov, S. Bondarenko, P. Christova, V. Kolesnikov, R. Sadykov. Implementation of NLO QCD corrections into the framework of computer system SANC. *Phys.Part.Nucl.Lett.* **4** (2007) 451–460.
14. D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, R. Sadykov. One-loop corrections to the Drell–Yan process in SANC. (II). The Neutral current case. A. Arbuzov, *Eur.Phys.J.* **C54** (2008) 451–460.
15. A. Andonov, A. Arbuzov, S. Bondarenko P. Christova, V. Kolesnikov, G. Nanava, R. Sadykov. NLO QCD corrections to Drell–Yan processes in the SANC framework. *Yad.Fiz.* **73** (2010) 1810–1818.
16. D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, V. Kolesnikov, W. von Schlippe. SANCnews: top decays in QCD and EW sectors. *Phys.Part.Nucl. Lett.* **7** (2010) 72–79; *Письма в ЭЧАЯ*, **7** (2010) 128–141.

II. Материалы конференций и рабочих совещаний

17. D. Bardin, C. Burdik, P. Christova, T. Riemann. Study Of Electroweak Radiative Corrections to Deep Inelastic Scattering at HERA. JINR-E2-87-595, Jul 1987. In the Proceedings of the Workshop on “Physics at HERA”, Hamburg, Germany, Oct. 12–14, 1987.
18. D. Bardin, C. Burdik, P. Christova, T. Riemann. Electroweak Radiative Corrections At HERA Energies. In the Proceedings of the Workshop on “Theory of Elementary Particles”, Sellin 1987, 324–330.
19. D. Bardin, C. Burdik, P. Christova, T. Riemann. On QED Radiative Corrections At HERA. JINR-E2-88-682, In “Czechoslovak Hadron Symposium”, Sep. 1988, 0347
20. P. Christova, M. Jack, S. Riemann, T. Riemann. Predictions for fermion pair production at LEP. DESY-98-184, Sep. 1998. In the proceedings of 4th International Symposium on Radiative Corrections “RADCOR 98”, Spain, 8–12 Sep. 1998. Barcelona 1998, “Radiative corrections: Application of quantum field theory to phenomenology”, 392–400. hep-ph/9812412.
21. P. Christova, M. Jack, S. Riemann, T. Riemann. Predictions of ZFITTER v.6 for fermion pair production with acollinearity cut. DESY-99-037, Aug 1999. Based on talks presented at ECFA/DESY Linear Collider Project Meetings at Frascati, Nov. 1998 and Oxford, Mar. 1999 and at LEP-2 Miniworkshop at CERN, Mar. 1999 and at Workshop for a Worldwide Study on Physics and Experiments with Future Linear e^+e^- Colliders at Sitges/Barcelona, Apr. 1999. hep-ph/9908289.
22. P. Christova, M. Jack, S. Riemann, T. Riemann. Radiative corrections to $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$. LC-TH-2000-008, In the proceedings of “5th Workshop of the 2nd ECFA - DESY Study on Physics and Detectors for a Linear Electron-Positron Collider”, Obervai, France, Oct. 1999, 525-538. hep-ph/0002054.
23. A. Andonov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava, G. Passarino. Present status of the SANC project. ECFA LC Workshop “Study of Physics and Detectors for a Linear Collider”, Montpellier, 13–16 November 2003.
24. R. Sadykov, A. Arbuzov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava. On the electroweak corrections to $t \rightarrow bl^+\nu_l(\gamma)$ decay. International Workshop on Top Quark Physics, Coimbra, Portugal, 12–15 Jan. 2006. Published in PoS TOP2006:036,2006.
25. A. Arbuzov, A. Andonov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, V. Kolesnikov, G. Nanava, R. Sadykov. Radiative corrections to the

Drell–Yan like processes in SANC. XII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, 2008, Erice, Italy.

III. Препринты

26. A. Andonov, D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, G. Nanava. Further study of the $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ process with the aid of CalcPHEP system. Preprint JINR-E2-2002-20; CERN-TH/2002-068. hep-ph/0202112.
27. A. Andonov, A. Arbuzov, S. Bondarenko, P. Christova, V. Kolesnikov, R. Sadykov. QCD branch in SANC. hep-ph/0610268.
28. D. Bardin, S. Bondarenko, P. Christova, L. Kalinovskaya, V. Kolesnikov, W. von Schlippe, K. Yordanova. Standard SANC Modules for NLO QCD Radiative Corrections to Single-top Production. 1110.3622[hep-ph].

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются основная цель и задачи, возникающие при ее достижении, рассматривается научная новизна проведенных исследований, а также представляется обзор литературы в данной области.

Первая глава диссертации посвящена описанию разработки схемы перенормировки в СМ в унитарной калибровке на массовой поверхности, максимально близкой к схеме перенормировки в КЭД.

В разделе 1.1 рассматривается однопетлевая фермион-фермион-фотонная вершина ffA с участием W бозонов внутри петли. Исследуется справедливость тождества Уорда в унитарной калибровке.

В разделе 1.2 описана процедура перенормировки в СМ в унитарной калибровке. Набор независимых параметров: электрический заряд e , массы калибровочных бозонов M_W и M_Z , масса бозона Хиггса M_H и массы всех элементарных фермионов. Вводятся константы перенормировки заряженного векторного бозона W и нейтрального бозона Хиггса H . Так как на однопетлевом уровне и выше возможен переход фотона в Z бозон и наоборот, константы перенормировки нейтральных векторных бозонов A и Z вводятся в матричном виде. Перенормировка фермионных полей так же имеет матричный вид: $f_{0L}^i = (Z_L^{1/2})_{ij} f_L^j$, $f_{0R}^i = (Z_R^{1/2})_{ij} f_R^j$, где f_L — столбец левых компонент фермионных полей всех поколений, а f_R — столбец правых компонент.

Вследствие выполнения тождества Уорда, перенормировка электрического заряда имеет простой вид: $e_0 = Z_A^{-1/2} e$.

Все приведенные константы перенормировки определяются требованием: вычет для всех пропагаторов частиц на массовой поверхности равен единице.

Вторая глава диссертации посвящена описанию вычисления поправок для различных каналов распада бозонов Хиггса.

В разделе 2.1 описано вычисление поправок для фермионных мод распада.

В параграфе 2.1.1 представлена КЭД поправка для фермионных мод распада. Дается вклад вершины с виртуальным фотоном и вклад тормозного излучения фотона. Обсуждается логарифмический массово сингулярный член поправки.

В параграфе 2.1.2 обсуждается слабая поправка для фермионных мод распада и её квадратичный рост.

В параграфе 2.1.3 рассматривается КХД поправка для фермионных мод распада и приводится её вид в пределе $m_f \ll M_H$, который убеждает, что нельзя ограничиваться приближением порядка α_s . Используя результат суммирования по всем порядкам теории возмущений в приближении ведущих логарифмов, полученный в работе E. Braaten, J.P. Leveille (Phys.Rev. **D22** (1980) 715), приходим к следующему виду КХД поправки к ширине в пределе $m_f \ll M_H$:

$$\Gamma_f^{QCD} \approx \bar{\Gamma}_0 \left(1 + \frac{3\alpha_s}{\pi} \right), \quad \bar{\Gamma}_0 = \Gamma_0 \left[\frac{\ln \frac{2m_f}{\Lambda}}{\ln \frac{M_H}{\Lambda}} \right]^{\frac{24}{33 - 2N_f}}, \quad (1)$$

где через $\bar{\Gamma}_0$ обозначено модифицированное древесное приближение ширины распада, включающее в себя часть КХД поправок.

В параграфе 2.1.4 обсуждается полная поправка для фермионных мод распада бозонов Хиггса. Демонстрируется время жизни и ширина распада H бозона на фермионы в зависимости от массы H бозона в древесном и однопетлевом приближении.

В разделе 2.2 описано вычисление ЭС поправок для бозонных мод распада.

В параграфе 2.2.1 дана зависимость ширины распада H бозона в два фотона от масс H бозона и t кварка.

В параграфе 2.2.2 приводится результат вычисления поправки к ширине распада Хиггс бозона на Z бозон и фотон. Обсуждается зависимость ширины распада H бозона на Z бозон и фотон от масс H бозона и t кварка.

В параграфе 2.2.3 рассматривается распад H бозона на два Z бозона. Приводится только асимптотический вид поправки к ширине распада при $M_H \gg M_Z$:

$$D_{as} = \frac{g^2}{16\pi^2} \left[\left(-\frac{3^{3/2}\pi}{4} + \frac{5\pi^2}{24} + \frac{19}{8} \right) \frac{M_H^2}{M_W^2} - \ln^2 \frac{M_H^2}{M_W^2} + \left(\frac{13}{4} + \frac{9}{4R} - \frac{m_t^2}{2M_W^2} \right) \ln \frac{M_H^2}{M_W^2} \right].$$

В этом выражении виден квадратичный рост. Дана зависимость ширины этого канала распада H бозона от масс H бозона и t кварка. С увеличением массы M_H ширина очень быстро возрастает. Очевидно, в полную ширину распада H бозона включится большое значение ширины этого канала, если масса H бозона окажется достаточно большой, чтобы могли родиться два Z бозона.

В параграфе 2.2.4 рассматривается распад H бозона на пару W бозонов. Приводится вклад тормозного излучения фотонов. В пределе $M_H \gg M_W$ КЭД

часть поправки выходит на константу $D_{1as} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{14}{3}$. Приводится асимптотика поправки слабого взаимодействия. Обсуждается поведение этих двух поправок.

В конце параграфа приводятся две таблицы, дающие ширины отдельных каналов распада H бозона и полную ширину. Данные в этих таблицах получены,

M_H ГэВ	$W\gamma\gamma$	$WZ\gamma$	WZZ	W^{WW}	$t \rightarrow 130\text{ГэВ}$ Wff	1991 W^{tot}
50	$4,31 \cdot 10^{-7}$				$1,77 \cdot 10^{-3}$	$1,77 \cdot 10^{-3}$
100	$3,95 \cdot 10^{-6}$	$1,15 \cdot 10^{-7}$			$3,21 \cdot 10^{-3}$	$3,21 \cdot 10^{-3}$
200	$7,23 \cdot 10^{-5}$	$2,33 \cdot 10^{-4}$	0,39	1,12	$5,78 \cdot 10^{-3}$	1,51
500	$2,65 \cdot 10^{-5}$	$4,93 \cdot 10^{-4}$	17,90	37,31	11,83	67,05
1000	$2,80 \cdot 10^{-4}$	$5,32 \cdot 10^{-4}$	177,06	356,17	31,78	565,01

Таблица 1: *Ширины каналов и полная ширина распада H бозона в зависимости от массы M_H (1991, унитарная калибровка).*

M_H ГэВ	$W\gamma\gamma$	$WZ\gamma$	WZZ	W^{WW}	$t \rightarrow 174\text{ГэВ}$ Wff	SANC W^{tot}
50	$4,17 \cdot 10^{-7}$				$2,38 \cdot 10^{-3}$	$2,38 \cdot 10^{-3}$
100	$3,85 \cdot 10^{-6}$	$1,13 \cdot 10^{-7}$			$4,92 \cdot 10^{-3}$	$4,92 \cdot 10^{-3}$
200	$7,23 \cdot 10^{-5}$	$2,34 \cdot 10^{-4}$	0,39	1,10	$9,88 \cdot 10^{-3}$	1,49
500	$3,13 \cdot 10^{-5}$	$4,84 \cdot 10^{-4}$	17,87	37,78	11,50	67,15
1000	$1,93 \cdot 10^{-4}$	$3,64 \cdot 10^{-4}$	178,68	359,15	56,49	594,32

Таблица 2: *Ширины каналов и полная ширина распада H бозона в зависимости от массы M_H (2010, SANC, R_ξ калибровка).*

соответственно, в 1991 году, когда эта работа была опубликована, и в 2010 году в среде современной компьютерной системы SANC, при современных значениях параметров: $m_t = 174,2$ ГэВ, $m_b = 4,7$ ГэВ, $m_c = 1,5$ ГэВ, $m_s = 0,215$ ГэВ, $m_\tau = 1,77699$ ГэВ, $M_Z = 91,1876$ ГэВ, $M_W = 80,403$ ГэВ.

Точные выражения вычисляемых поправок, которые не представлены в диссертации, можно найти в соответствующих публикациях 1991 года.

Третья глава диссертации посвящена вычислению $\mathcal{O}(\alpha)$ КЭД поправок к сечению и к асимметрии “вперёд – назад” процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^- + \mu^+$ на LEP с реалистическими обрезаниями. Ставятся условия:

- ограничение для максимального угла неколлинеарности между μ^+ и μ^- ;
- ограничение по минимальной энергии мюонной пары: $E_{\mu^\pm} \geq \bar{E}$;
- ограничение по углу θ рассеяния мюонов.

В разделе 3.1 даётся выражение дифференциального сечения процесса $e^-(k_1) + e^+(k_2) \rightarrow \mu^-(p_1) + \mu^+(p_2)$ в древесном приближении с учётом поляризации начальных и конечных частиц.

В разделе 3.2 рассматривается тормозное излучение жёстких фотонов с учётом поставленных условий.

В параграфе 3.2.1 рассматривается фазовое пространство тормозного излучения жёстких фотонов с реалистическими обрезаниями. Выражение для элементарного фазового объёма имеет вид:

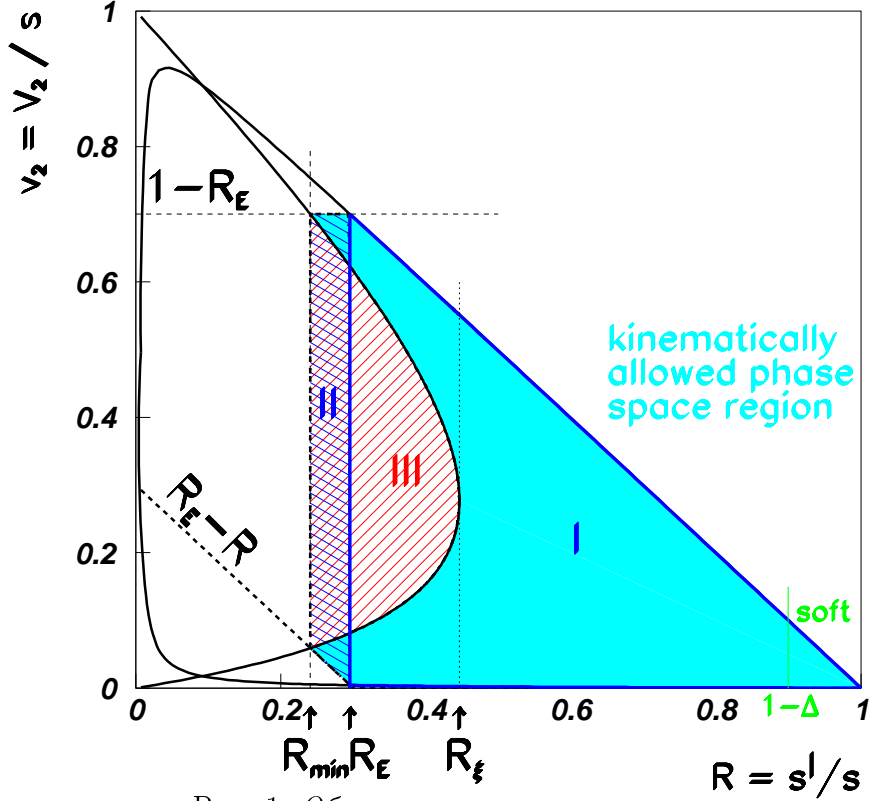


Рис. 1: Области интегрирования.

$$d\Gamma^{(3)} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{\pi}{16s} ds' dV_2 d\varphi_\gamma d(\cos\theta), \quad (2)$$

где $V_2 = 2p^0 (p_2^0 - |\vec{p}_2| \cos\theta_\gamma)$, а p^0 и p_2^0 – энергии фотона и конечного антимюона.

Введены переменные $R = \frac{s'}{s}$ и $v_2 = \frac{V_2}{s}$, по которым проводится интересующее нас интегрирование с обрезаниями. Обрезание по энергиям конечных фермионов даёт:

$$R_E - R \leq v_2 \leq 1 - R_E. \quad (3)$$

Введено обозначение $R_E = \frac{2\bar{E}}{\sqrt{s}}$. Обрезание по углу неколлинеарности ξ приво-

дит к уравнению:

$$R = \frac{4R_\xi(1-v_2)v_2}{4R_\xi v_2 + (1-R_\xi)^2}, \quad \text{где} \quad R_\xi = \frac{1 - \sin \frac{\xi}{2}}{1 + \sin \frac{\xi}{2}}. \quad (4)$$

Это уравнение даёт кривые, соединяющиеся в $R = R_\xi$. Они пересекают $R_E - R$ и $1 - R_E$ в одной и той же точке R_{min} . Таким образом они формируют область “III” в фазовом пространстве на Рис.1, которая в эксперименте не учитывается.

В параграфе 3.2.2 обсуждается интегрирование в трёх областях, очерченных на Рис. 1. Дифференциальное сечение имеет следующий вид:

$$d\sigma^{hard} = \left[\int_I + \int_{II} - \int_{III} \right] dR dv_2 d\cos\theta \frac{d\sigma^{hard}}{dR dv_2 d\cos\theta}. \quad (5)$$

Принимается общее выражение для v_2^{max} и v_2^{min} как функция параметра A :

$$v_2^{max} = \frac{1}{2}(1-R)(1+A), \quad v_2^{min} = \frac{1}{2}(1-R)(1-A). \quad (6)$$

Этот параметр $A = A(R)$ в трёх областях имеет вид:

$$A_I = \sqrt{1 - \frac{R_0}{R}}, \quad R_E \leq R \leq 1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s}}, \quad (7)$$

$$A_{II} = \frac{1+R-2R_E}{1-R}, \quad R_{min} \leq R \leq R_E, \quad (8)$$

$$A_{III} = \sqrt{1 - \frac{R(1-R_\xi)^2}{R_\xi(1-R)^2}}, \quad R_{min} \leq R \leq R_\xi. \quad (9)$$

Интегрирование по v_2 и $\cos\theta$ проводилось аналитически, а по R — численно. Интегрирование по $\cos\theta$ даёт следующие вклады в полное сечение и в асимметрию “вперёд–назад”:

$$\sigma_T^{hard}(s) = \int dR \int_{-1}^{+1} d\cos\theta \frac{d\sigma^{hard}}{dR d\cos\theta}, \quad (10)$$

$$\sigma_{FB}^{hard}(s) = \int dR \left[\int_0^{+1} - \int_{-1}^0 \right] d\cos\theta \frac{d\sigma^{hard}}{dR d\cos\theta}. \quad (11)$$

В диссертации показаны аналитические выражения для вклада излучения реального фотона из начальных частиц, из конечных частиц и соответствующая интерференция в полное сечение и в асимметрию “вперёд–назад”.

В параграфе 3.2.3 приводится результат аналитического интегрирования по всем переменным в области “III” фазового пространства для вклада излучения

реального фотона из конечных частиц. Ради приближения к экспериментальной ситуации интегрирование по $\cos\theta$ проводится в пределах $-c \leq \cos\theta \leq +c$ (с обрезанием по углу рассеяния c).

В этой области удобнее интегрировать по переменным $\cos\theta$, R и v_2 в другом порядке, т.е. сначала по $\cos\theta$, а потом по R :

$$d\sigma_T^{fin}(v_2) = \frac{\pi\alpha^2}{s} \mathcal{V}(s) \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 dv_2 \int_{R_{min}}^{R_{ac}} dR \int_{-c}^{+c} d\cos\theta \frac{d\sigma^{fin}}{dv_2 dR d\cos\theta}, \quad (12)$$

$$d\sigma_{FB}^{fin}(v_2) = \frac{\pi\alpha^2}{s} \mathcal{A}(s) \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 dv_2 \int_{R_{min}}^{R_{ac}} dR \left[\int_0^{+c} - \int_{-c}^0 \right] d\cos\theta \frac{d\sigma^{fin}}{dv_2 dR d\cos\theta}. \quad (13)$$

Верхний предел интегрирования по R : $R_{ac}(v_2) = \frac{v_2(1-v_2)}{\rho-1+v_2}$, где $\rho = \frac{(1+R_\xi)^2}{4R_\xi}$.

Здесь используются следующие обозначения:

$$\mathcal{V}(s) = Q_e^2 Q_\mu^2 + 2Q_e Q_f v_e v_\mu \Re e\chi(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_\mu^2 + a_\mu^2 \beta_\mu^2) |\chi(s)|^2, \quad (14)$$

$$\mathcal{A}(s) = 2Q_e Q_\mu a_e a_\mu \Re e\chi(s) + 4v_e a_e v_\mu a_\mu |\chi(s)|^2, \quad (15)$$

$$\chi(s) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{M_Z^2}{2\pi\alpha} \frac{s}{s - m_Z^2}, \quad m_Z^2 = M_Z^2 - iM_Z\Gamma_Z(s), \quad (16)$$

$$v_f = a_f - 2\sin_W^2 Q_f, \quad a_f = I_f^3. \quad (17)$$

Интегрирование по v_2 проведено аналитически. Получен вклад σ_T^{fin} в полное сечение и σ_{FB}^{fin} в асимметрию “вперёд–назад”. Выражение σ_T^{fin} сравнивалось с аналогичным выражением $\sigma_0^{I_3}(s, c)$ в работе G. Montagna, Or. Nicrosini и G. Passarino (Phys.Lett. B309 (1993) 436 - 442). Результаты совпадают.

Четвёртая глава диссертации содержит подробное описание вычислений однопетлевых электрослабых поправок, выраженных в лептонных переменных, к глубококонепругому рассеянию поляризованных электронов на поляризованных протонах для эксперимента HERMES на ускорителе HERA. Во всех экспериментах глубококонепругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах измеряются, как правило, кинематические переменные, связанные с рассеянным лептоном. Вычисления проводились в Кварк-Партонной Модели (КПМ).

В разделе 4.1 рассматривается кинематика эксперимента для процесса:

$$e(k_1) + p(p_{1N}) \rightarrow e(k_2) + X(p_j). \quad (18)$$

Используя величины, полученные от “электронного измерения”, получаем выражение для Бьёркеновской переменной y :

$$y_l = \frac{-2p_{1N} \cdot Q_l}{-2p_{1N} \cdot k_1}. \quad (19)$$

Здесь Q_l — переданный импульс $k_1 - k_2$. Для переменной Бёркена x имеем:

$$x_l = \frac{Q_l^2}{y_l S_N}, \quad S_N = -2p_{1N} \cdot k_1. \quad (20)$$

В разделе 4.2 рассматривается древесное приближение процесса.
В параграфе 4.2.1 рассматривается элементарный подпроцесс

$$e(k_1) + q(p_1) \rightarrow e(k_2) + q(p_2). \quad (21)$$

Дифференциальное сечение этого процесса и элемент фазового объёма двух вылетающих частиц (электрон и кварк) имеют вид:

$$d\sigma_q = \frac{|M_{eq}|^2}{2\sqrt{\lambda_S}} d\Gamma^{(2)}, \quad d\Gamma^{(2)} = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{\sqrt{\lambda_S}} \delta(S_U - Q^2) dS_U dQ^2, \quad (22)$$

где M_{eq} — амплитуда процесса, $\lambda_S = (-2p_1 \cdot k_1)^2 - 4p_1^2 k_1^2$ — кинематическая функция, $Q^2 = -2m_e + 2k_1^0 k_2^0 - 2|\vec{k}_1||\vec{k}_2| \cos \theta$ — квадрат переданного импульса, $S_U = S - U = -2p_1 \cdot Q = 2m_q(k_1^0 - k_2^0)$. Переходим к дважды дифференциальному сечению процесса (18):

$$\frac{d^2 \sigma_{NC}^{\text{Born}}}{dx_l dy_l} = \sum_q \int d\xi f_q(\xi, Q^2) \frac{1}{16\pi} \frac{|M_{eq}|^2}{\lambda_S} \delta(\xi - x_l) \xi S_N. \quad (23)$$

С учётом вектора поляризации налетающего электронного пучка:

$$\zeta_e = \frac{\lambda}{m_e} \left(|\vec{k}_1|, \frac{k_1^0}{|\vec{k}_1|} \vec{k}_1 \right) \implies_{m_e \approx 0} \approx \frac{\lambda}{m_e} k_1, \quad (24)$$

получаем дважды дифференциальное сечение процесса (18):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{NC}^{\text{Born}}}{dx_l dy_l} = & 2\pi\alpha^2 \frac{x_l S_N}{Q^4} \sum_q f_q(x_l, Q^2) \left[(1 + y_1^2) \mathcal{V}_0(Q^2) - 2x_l y_l \frac{M^2}{S_N} \mathcal{W}_0(Q^2) \right. \\ & \left. + p_e p_q (1 - y_1^2) \mathcal{A}_0(Q^2) \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Принято обозначение $y_1 = 1 - y_l$, а также:

$$\mathcal{V}_0(Q^2) = Q_e^2 Q_q^2 V_\gamma + 2Q_e Q_q \chi(Q^2) V_I + \chi^2(Q^2) V_Z, \quad (26)$$

$$\mathcal{W}_0(Q^2) = Q_e^2 Q_q^2 V_\gamma + 2Q_e Q_q \chi(Q^2) V_I + \chi^2(Q^2) W_Z, \quad (27)$$

$$\mathcal{A}_0(Q^2) = Q_e^2 Q_q^2 A_\gamma + 2Q_e Q_q \chi(Q^2) A_I + \chi^2(Q^2) A_Z. \quad (28)$$

Здесь не учитывалась поляризация протонов. Коэффициенты в функциях $\mathcal{V}_0(Q^2)$, $\mathcal{W}_0(Q^2)$ и $\mathcal{A}_0(Q^2)$ являются следующими комбинациями констант связи:

$$\begin{aligned} V_\gamma = 1, \quad V_I = (v_e - \lambda p_e a_e) v_q, \quad V_Z = (v_e^2 + a_e^2 - 2\lambda p_e a_e v_e)(v_q^2 + a_q^2), \\ A_\gamma = 0, \quad A_I = (a_e - \lambda p_e v_e) a_q, \quad A_Z = [2a_e v_e - \lambda p_e (a_e^2 + v_e^2)] 2a_q v_q, \\ W_Z = (v_e^2 + a_e^2 - 2\lambda p_e a_e v_e)(v_q^2 - a_q^2). \end{aligned} \quad (29)$$

λ — степень поляризации лептонного (электронного) пучка, а знаковый коэффициент имеет значения $p_{e(q)} = +1$ для частиц и $p_{e(q)} = -1$ для античастиц. Через $\chi(Q^2)$ обозначена величина:

$$\chi(Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{M_Z^2}{2\pi\alpha}. \quad (30)$$

В параграфе 4.2.2 рассматривается древесное приближение для процесса и соответствующего элементарного подпроцесса с заряженным током:

$$\ell + p \rightarrow \nu_\ell + X, \quad \ell + q \rightarrow \nu_\ell + q'. \quad (31)$$

Действуя как и в случае с нейтральным током, получаем следующее дважды дифференциальное сечение:

$$\frac{d^2\sigma_{e^-p}^{\text{Born}}}{dx_l dy_l} = \frac{G_F^2}{2\pi} \frac{x_l S_N M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} (1 - \lambda) \left\{ u(x_l) + c(x_l) + y_1^2 [\bar{d}(x_l) + \bar{s}(x_l)] \right\}, \quad (32)$$

где $u(x_l) = u_v(x_l) + u_s(x_l)$ и $c(x_l) = c_s(x_l)$ — функции распределения u и c кварков, а $\bar{d}(x_l) = \bar{d}_s(x_l)$ и $\bar{s}(x_l) = \bar{s}_s(x_l)$ — функции распределения \bar{d} и \bar{s} антикварков. Индекс v означает валентный кварк, а индекс s означает морской кварк.

В разделе 4.3 представлено вычисление однопетлевых виртуальных поправок.

В параграфе 4.3.1 показано вычисление слабых поправок для процесса с нейтральным током. Получено дважды дифференциальное сечение процесса (18) в борноподобной форме, в котором учтён вклад слабых однопетлевых виртуальных поправок.

В параграфе 4.3.2 получено дважды дифференциальное сечение процесса (31) с учётом слабых однопетлевых виртуальных поправок.

В параграфе 4.3.3 рассмотрены виртуальные КЭД поправки для процесса с нейтральным током. Работа проведена в приближениях $m_e^2 \ll M^2 \ll Q^2$ и $m_q^2 \ll M^2 \ll Q^2$. В этих приближениях амплитуды, соответствующие двум вершинным диаграммам с виртуальным фотоном, факторизуются на амплитуду в древесном приближении M_{eq}^{Born} . Получено:

$$\frac{d^2\sigma^{\text{Vertex}}}{dx_l dy_l} = \frac{d^2\sigma^{\text{Born}}}{dx_l dy_l} \frac{\alpha}{\pi} (\Delta_{ee}^V + \Delta_{qq}^V), \quad (33)$$

$$\Delta_{ee}^V(Q^2) = Q_e^2 \left\{ \left(1 - \ln \frac{Q^2}{m_e^2}\right) \ln \frac{m_e^2}{m_\gamma^2} - 2 + \frac{3}{2} \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - \frac{1}{2} \ln^2 \frac{Q^2}{m_e^2} + \frac{\pi^2}{6} \right\}, \quad (34)$$

$$\Delta_{qq}^V(Q^2) = Q_q^2 \left\{ \left(1 - \ln \frac{Q^2}{m_q^2}\right) \ln \frac{m_q^2}{m_\gamma^2} - 2 + \frac{3}{2} \ln \frac{Q^2}{m_q^2} - \frac{1}{2} \ln^2 \frac{Q^2}{m_q^2} + \frac{\pi^2}{6} \right\}. \quad (35)$$

В обоих выражениях имеется инфракрасная расходимость. Она представлена логарифмом с инфинитезимальной массой фотона m_γ .

Инфракрасно расходящиеся вклады в амплитуду от диаграмм типа “box” факторизуются на амплитуду в древесном приближении. Получена соответствующая поправка:

$$\frac{d^2\sigma^{\text{Box-IR}}}{dx_1 dy_1} = \frac{d^2\sigma^{\text{Born}}}{dx_1 dy_1} \frac{\alpha}{\pi} \Delta_{eq}(S, U), \quad \Delta_{eq}(S, U) \approx -2 Q_e Q_q \ln \frac{Q^2}{m_\gamma^2} \ln(1 - y_1). \quad (36)$$

Остаток вклада “box” диаграмм не содержит инфракрасной расходимости. Он представлен в диссертации.

В параграфе 4.3.4 приведены виртуальные КЭД поправки для процесса с заряженным током.

В разделе 4.4 вычисляется вклад от тормозного излучения фотона для процесса с нейтральным током.

В параграфе 4.4.1 проводится вычисление вклада от мягкого тормозного излучения фотона в n -мерном пространстве. Инфракрасно расходящийся вклад в сечение, из-за мягкости излучающихся фотонов, имеет вид:

$$d\sigma^{\text{Soft}} = \sum_q \int dx_h f_q(x_h) \frac{|M_{eq}^{\text{Soft}}|^2}{2\sqrt{\lambda_S}} d\Gamma^{(2)} d\Gamma^\gamma \theta(\omega - k^0) = d\sigma^{\text{Born}} \frac{\alpha}{\pi} \delta^{\text{Soft}}. \quad (37)$$

Вычислены вклады излучения мягкого фотона из кварковых и лептонных линий и их интерференция. В принятом нами приближении получено:

$$\delta_{qq}^{\text{Soft}} = Q_q^2 \left[\left(\ln \frac{Q^2}{m_q^2} - 1 \right) \ln \frac{4\omega^2}{m_\gamma^2} + 1 + \ln \frac{Q^2}{m_q^2} - \ln^2 \frac{Q^2}{m_q^2} - Li_2(1) \right], \quad (38)$$

$$\delta_{ee}^{\text{Soft}} = Q_e^2 \left[\left(\ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \right) \ln \frac{4\omega^2}{m_\gamma^2} + \frac{1}{2} \ln^2 \frac{Q^2}{m_e^2} + \left(1 - \ln \frac{Q^2}{m_e^2} \right) \ln \frac{S^2 y_1}{m_e^2 m_q^2} - \frac{1}{2} \ln^2 y_1 - Li_2(1) \right], \quad (39)$$

$$\delta_{eq}^{\text{Soft}} = 2Q_e Q_q \left(\ln \frac{4\omega^2}{m_\gamma^2} - \ln \frac{Q^2}{m_q^2} \right) \ln(y_1). \quad (40)$$

Подчёркивается сокращение инфракрасной расходимости, когда вклад тормозного излучения мягких фотонов добавляется к соответствующему виртуальному вкладу.

В параграфе 4.4.2 подробно рассматривается вклад от излучения жёстких фотонов. Приведены аналитические результаты.

Выражение для вклада тормозного излучения фотона из начального кварка содержит массовую сингулярность в виде логарифмической зависимости от

массы кварка m_q . Член с массовой сингулярностью имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_q^{sing}}{dx_l dy_l} &= 2\pi\alpha^2 \frac{x_l S_N}{Q_l^4} \left[(1 + y_1^2) \mathcal{V}_0(Q_l^2) + p_e p_q (1 - y_1^2) \mathcal{A}_0(Q_l^2) \right] \\ &\cdot \frac{\alpha}{2\pi} Q_q^2 \ln \frac{Q_l^2}{m_q^2} \int_0^1 dz \frac{1+z^2}{1-z} \left[\theta(z - x_l) \frac{1}{z} f_q\left(\frac{x_l}{z}, Q_l^2\right) - f_q(x_l, Q_l^2) \right]. \end{aligned} \quad (41)$$

Используя КХД теорему факторизации, можно переопределить функцию кваркового распределения $f_q(x_l, Q_l^2)$ так, чтобы она включила в себя этот массово сингулярный член.

В разделе 4.5 вычисляется вклад от тормозного излучения фотона для процесса с заряженным током.

В параграфе 4.5.1 даны результаты вычисления в n -мерном пространстве вклада от мягкого тормозного излучения фотона.

В параграфе 4.5.2 рассматривается получение вклада от жёсткого тормозного излучения фотона. С учётом связи между зарядами частиц, весь вклад жёсткого тормозного излучения можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{e-u}^{Hard}}{dx_l dy_l} &= \frac{G_F^2}{\pi} \frac{M_W^4}{(Q_l^2 + M_W^2)^2} \frac{1 - \lambda}{2} \frac{\alpha}{\pi} \frac{Q_l^2}{x_l} \\ &\cdot \sum_u \int d\xi f_u(\xi, Q_l^2) \frac{1}{\xi S_N} \frac{S}{S_U} (Q_u^2 \text{FFQ} + Q_e^2 \text{FFL} + Q_e Q_u \text{FFLQ}). \end{aligned} \quad (42)$$

В разделе 4.6 представлены результаты в случае, когда поляризован и поток электронов, и поток протонов:

$$\begin{aligned} p &= (M, \vec{0}), \\ p_1 &= x_\ell p, \\ \xi_p \cdot p &= x_\ell \xi_p \cdot p_1 = 0, \\ \xi_{p\parallel} &= \lambda_p \left(\frac{2M}{S_N} k_1 - \frac{1}{M} p \right), \end{aligned}$$

λ_p — степень поляризации.

$$\rho(p_1) = \sum_s u^s(p_1) \bar{u}^s(p_1) = \frac{1}{2} \left(1 - \gamma_5 \hat{\xi}_p \right) (\hat{p}_1 + m_q).$$

В параграфе 4.6.1 рассматривается эффект от поляризации протонов в древесном приближении для нейтрального тока. Удобно переписать дважды дифференциальное сечение древесного приближения как сумму следующих двух вкладов:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Born}}}{dx_l dy_l} = \frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Born-unpol}}}{dx_l dy_l} + \frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Born-pol}}}{dx_l dy_l}, \quad (43)$$

где каждый из них имеет вид, соответственно:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Born-unpol}}}{dx_l dy_l} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q_l^4} S_N \sum_{i=1}^3 S_i^U(x, y) \mathcal{F}_i(x_l, Q_l^2), \quad (44)$$

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Born-pol}}}{dx_l, dy_l} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q_l^4} \lambda_p S_N \sum_{i=1}^5 S_i^L(x_l, y_l) \mathcal{G}_i(x_l, Q^2). \quad (45)$$

Здесь учтена только продольная поляризация протонов и λ_p обозначает степень протонной поляризации. Кинематические коэффициенты в (44) и (45), соответственно, для неполяризованного и для поляризованного вклада, даны в диссертации. Там же описываются комбинированные структурные функции нейтрального тока \mathcal{F}_i и \mathcal{G}_i , объединяющие структурные функции $F_i^{J_1 J_2}$ и $g_i^{J_1 J_2}$, где индексы J_1, J_2 принимают значения γ и Z .

Параграф 4.6.2 посвящён тормозному излучению фотонов в случае с поляризованными как электроном, так и протоном. Лептонные $O(\alpha)$ КЭД поправки к дважды дифференциальному сечению могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{QED},1}}{dx_l dy_l} = \frac{\alpha}{\pi} (\delta^{\text{Virt}} + \delta^{\text{Soft}}) \frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Born}}}{dx_l dy_l} + \frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{Hard}}}{dx_l dy_l} = \frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{unpol}}}{dx_l dy_l} + \frac{d^2\sigma_{ep}^{\text{pol}}}{dx_l dy_l}. \quad (46)$$

Вклад жёсткого тормозного излучения фотонов имеет вид:

$$\frac{d\sigma_{ep}^{\text{Hard}}}{dx_l dy_l} = 2\alpha^3 S_N y_l \int dy_h dQ_h^2 \frac{1}{Q_h^4} \int \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi_k}{\sqrt{\lambda_{lN}}} \frac{1}{4} \left(L_{\text{rad}}^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \right), \quad (47)$$

где $\lambda_{lN} = y_l^2 S_N^2 + 4M^2 Q_l^2$, а $L_{\text{rad}}^{\mu\nu}$ и $W_{\mu\nu}$ — лептонный и адронный тензоры. Вклады от тормозного излучения фотонов можно представить в виде интегралов от радиационных функций $S_{F_i}^U(y_l, Q_l^2, y_h, Q_h^2)$ и $S_{G_i}^L(y_l, Q_l^2, y_h, Q_h^2)$. Получено, что структуры дважды дифференциального сечения для глубоконеупругого рассеяния в случаях неполяризованного и продольно поляризованного нуклона различаются. Вклад жёсткого тормозного излучения в сечение такой:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ep}^{\text{Hard}}}{dx_l dy_l} = & 2\alpha^3 y_l S_N \int dy_h dQ_h^2 \left\{ \frac{1}{Q_h^4} \sum_{i=1}^3 S_i^U(y_l, Q_l^2, y_h, Q_h^2) \mathcal{F}_i(x_h, Q_h^2) \right. \\ & \left. + \lambda_p \frac{1}{Q_h^4} \sum_{i=1}^5 S_i^L(y_l, Q_l^2, y_h, Q_h^2) \mathcal{G}_i(x_h, Q_h^2) \right\}. \end{aligned} \quad (48)$$

Функции $S_i^U(y_l, Q_l^2, y_h, Q_h^2)$ и $S_i^L(y_l, Q_l^2, y_h, Q_h^2)$ приведены в диссертации.

Заменяем интегрирование по переменной $y_h = \frac{Q_h^2}{x_h S_N}$ на интегрирование по переменной $z = \frac{x_l}{x_h}$, а именно: $y_h = z \frac{Q_h^2}{x_l S_N}$, $dy_h = \frac{Q_h^2}{x_l S_N} dz$, $x_l \leq z \leq 1$. Можно упростить выражения для границ Q_h^2 , так как $S_N \sim 10^5 GeV^2$. Имеем:

$$\int dy_h dQ_h^2 = \int_{x_l}^1 dz \int_{Q_h^{2min}}^{Q_h^{2max}} \frac{Q_h^2}{x_l S_N} dQ_h^2, \quad \frac{x_l^2 M^2}{1-z} \leq Q_h^2 \leq \frac{Q_l^2}{z}. \quad (49)$$

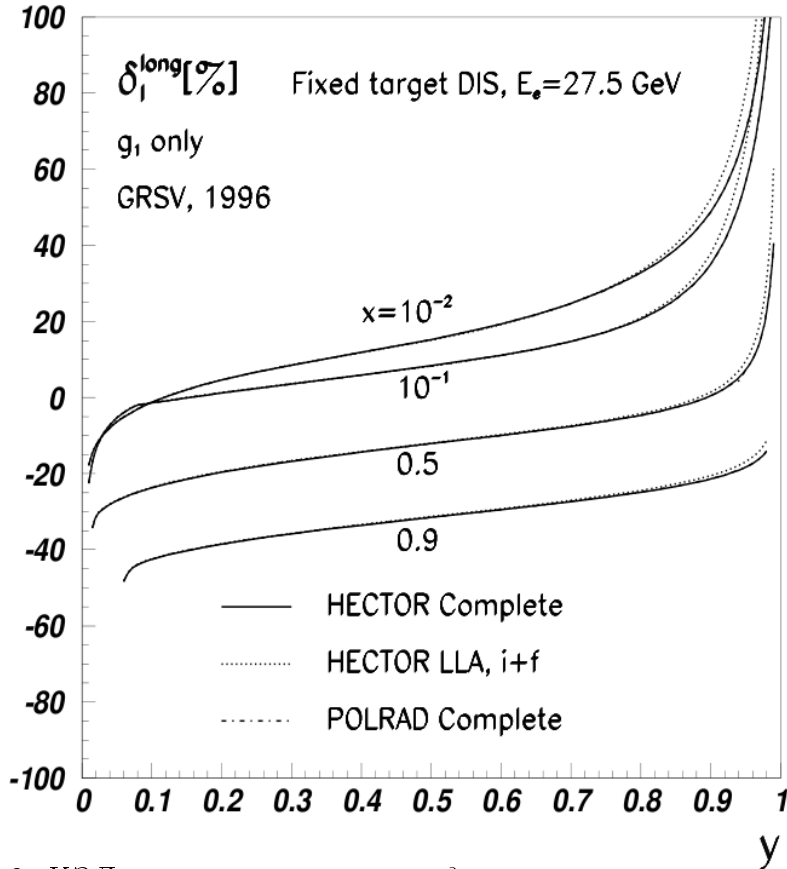


Рис. 2: КЭД поправки в случае продольной поляризации протонов.

Производя интегрирование по Q_h^2 аналитически, а по z численно, мы приходим к результатам для поправки в случае поляризованных протонов.

На Рис. 2 показана полная лептонная $O(\alpha)$ КЭД поправка в процентах $\delta^{long} = d^2\sigma_{rad}^{pol}/d^2\sigma_{Born}^{pol} \times 100\%$ к поляризованной части дважды дифференциального сечения глубоконеупругого рассеяния электронов с энергией пучка $E_e = 27.5 GeV$ на продольно поляризованных протонах в кинематической области эксперимента HERMES на ускорителе HERA. Сравниваются поправки, полученные разными методами: через КПИМ в нашей программе HECTOR1.11

(<http://www.ifh.de/theory/publist.html>), через ведущие логарифмы и с помощью программы POLRAD — N.Shumeiko и I. Akushevich, (J.Ph.G20 (1994)513; Yad.Fiz.58(1995)507).

Пятая глава диссертации посвящена разработке системы SANC. В ней описано создание многочисленных модулей в системе SANC для расчётов тормозного излучения фотонов и глюонов. В SANC представлены три модели взаимодействий элементарных частиц: КЭД, ЭС и КХД. Они являются основными ветвями на дереве, где находятся следующие созданные программы для расчётов соответствующих процессов:

- сектор КЭД:

$$\text{Brem_Aff_decay.frm} \implies \text{Распад тяжёлого фотона } \mathbf{A} \rightarrow f + \bar{f} + \gamma$$

$$\text{Brem_4f_NC_AA.frm} \implies f + \bar{f} \rightarrow f' + \bar{f}' + \gamma$$

- сектор ЭС:

$$\text{Brem_Wff_QED.frm} \implies W \rightarrow f + \bar{f}' + \gamma$$

$$\text{Brem_NC_decay.frm} \implies Z \rightarrow f + \bar{f} + \gamma \quad \text{и} \quad H \rightarrow f + \bar{f} + \gamma$$

$$\text{Brem_tWb_QED.frm} \implies t \rightarrow b + W + \gamma$$

$$\text{Brem_4f_CC.frm} \implies f_u + \bar{f}_d \rightarrow f'_u + \bar{f}'_d + \gamma$$

$$\text{Brem_4f_NC.frm} \implies f + \bar{f} \rightarrow f' + \bar{f}' + \gamma$$

$$\text{Brem_4f_top.frm} \implies t \rightarrow b + f + \bar{f}' + \gamma$$

- сектор КХД:

$$\text{Brem_Wqq_QCD.frm} \implies W \rightarrow q + \bar{q}' + g$$

$$\text{Brem_Zqq_QCD.frm} \implies Z \rightarrow q + \bar{q} + g$$

$$\text{Brem_Hqq_QCD.frm} \implies H \rightarrow q + \bar{q} + g$$

$$\text{Brem_tWb_QCD.frm} \implies t \rightarrow b + W + g$$

$$\text{Brem_DY_CC_QCD.frm} \implies q_u + \bar{q}_d \rightarrow \nu_\ell + \bar{\ell} + g$$

$$\text{Brem_DY_NC_QCD.frm} \implies q + \bar{q} \rightarrow \ell + \bar{\ell} + g$$

$$\text{Brem_udtb_QCD.frm} \implies q_u + \bar{q}_d \rightarrow t + \bar{b} + g$$

$$\text{Brem_butd_QCD.frm} \implies q_u + b \rightarrow t + q_d + g$$

$$\text{Brem_4f_top_QCD.frm} \implies t \rightarrow b + q_u + \bar{q}_d + g$$

В разделе 5.1 описывается создание соответствующих процедур для получения амплитуд этих процессов с тормозным излучением фотона или глюона.

В разделе 5.2 рассматривается вычисление вклада мягкого тормозного излучения. Для этой цели созданы процедуры для каждого рассматриваемого процесса. Так как энергия излучающегося мягкого фотона или глюона находится в бесконечно малом интервале $0 \leq p_5^0 \leq \omega$, то на нижней границе получаем

логарифмическую инфракрасную расходимость. Используется размерная регуляризация.

В параграфе 5.2.1 рассматривается вычисление элементарного фазового объёма для процесса мягкого тормозного излучения фотона или глюона. Если энергия излучающегося фотона или глюона находится в интервале $0 \leq p_5^0 \leq \omega$, его фазовое пространство является сферой с очень малым радиусом ω . Пусть в древесном приближении рассматриваемого процесса имеем m конечных частиц, а излучающийся фотон или глюон будет $m + 1$. Тогда можно написать выражение для элементарного фазового объёма рассматриваемого процесса с мягким тормозным излучением фотона или глюона:

$$d\Gamma_{m+1}^{\text{Soft}} = d\Gamma_{m+1}\theta(\omega - p_5^0) = d\Gamma_m^{\text{Born}}d\Gamma^{\gamma(g)}\theta(\omega - p_5^0). \quad (50)$$

Имеем важные равенства:

$$|M^{\text{Soft}}|^2 = |M^{\text{Born}}|^2 \frac{\alpha}{\pi} \mathbf{F}^{\text{Soft}}(\cos\theta_\gamma) \quad \text{или} \quad |M^{\text{Soft}}|^2 = |M^{\text{Born}}|^2 \frac{\alpha_s}{\pi} \mathbf{F}^{\text{Soft}}(\cos\theta_g). \quad (51)$$

Таким образом мы получаем следующее выражение для вклада мягкого тормозного излучения фотона или глюона:

$$d\sigma^{\text{Soft}} = d\sigma^{\text{Born}} \frac{\alpha}{\pi} \delta^{\text{Soft}} \quad \text{или} \quad d\sigma^{\text{Soft}} = d\sigma^{\text{Born}} \frac{\alpha_s}{\pi} \delta^{\text{Soft}}, \quad (52)$$

где поправка имеет вид

$$\delta^{\text{Soft}} = \frac{1}{4} \int_{-1}^{+1} d\xi \left[\frac{1}{\hat{\varepsilon}} + \ln \frac{\omega^2}{\mu^2} + \ln(1 - \xi^2) \right] \mathbf{F}^{\text{Soft}}(\xi). \quad (53)$$

В параграфе 5.2.2 представлена таблица интегралов по переменной интегрирования $\xi = \cos\theta_\gamma$ или $\xi = \cos\theta_g$.

В разделе 5.3 рассматривается вычисление вклада жёсткого тормозного излучения.

Чтобы приготовить полностью дифференциальное выражение для численного интегрирования в Монте Карло интеграторе или генераторе, создавались соответствующие аналитические модули `Hard(...).frm`.

Чтобы приготовить выражение, в котором аналитически произведено по возможности большее число интегрирований, работали с процедурами `Hard(...).prc` в рамках соответствующих программ `Brem(...).frm`. Частично или полностью интегрированный вклад жёсткого тормозного излучения далее включается в программу на языке FORTRAN для получения численных результатов,

В параграфе 5.3.1 подробно описывается вычисление элементарного фазового объёма для жёсткого тормозного излучения с тремя конечными частицами.

Процесс $\bar{f}_1(p_1) + f_2(p_2) \rightarrow f_3(p_3) + \bar{f}_4(p_4) + \gamma(g)(p_5)$ можно рассматривать как каскад следующих двух подпроцессов:

$$\begin{aligned} I. & \quad \bar{f}_1(p_1) + f_2(p_2) \rightarrow \bar{f}_4(p_4) + X(P), \\ II. & \quad X(P) \rightarrow f_3(p_3) + \gamma(p_5) \quad (\text{или } g(p_5)). \end{aligned} \quad (54)$$

X — компаунд частица с импульсом $P = p_3 + p_5$. Угол θ между частицами с импульсом p_2 и p_4 такой же, как и в древесном приближении. Для элементарного фазового объёма трёх конечных частиц получаем следующее выражение:

$$dI^{(3)} = \frac{ds' dZ_4 d\cos\theta d\varphi}{32(2\pi)^4 s}. \quad (55)$$

$Z_4 = -2p_4 \cdot p_5$ является независимой переменной, по которой интегрируется в пределах от $Z_4^{\min}(s')$ до $Z_4^{\max}(s')$, где

$$Z_4^{\max,\min}(s') = \frac{s-s'}{2s'} \left[s' - m_3^2 + m_4^2 \pm \sqrt{\lambda(s')} \right]. \quad (56)$$

Через $\lambda(s')$ обозначили: $\lambda(s') = s'^2 - 2s'(m_3^2 + m_4^2) + (m_3^2 - m_4^2)^2$.

Другая стратегия при вычислении жёсткого тормозного излучения фотона или глюона для процессов типа $2 \rightarrow 2 (+1)$ — рассматривать процесс как следующий каскад двух подпроцессов:

$$\begin{aligned} I. \quad & \overline{f_1}(p_1) + f_2(p_2) \rightarrow \gamma(p_5) \text{ (или } g(p_5)) + X(P), \\ II. \quad & X(P) \rightarrow f_3(p_3) + \overline{f_4}(p_4). \end{aligned} \quad (57)$$

Здесь X — компаунд частица с импульсом $P = p_3 + p_4$, причём $P^2 = -s'$. Таким образом получаем для трёхчастичного элементарного фазового объёма следующее выражение:

$$dI^{(3)} = \frac{ds'}{2\pi} \frac{s-s'}{16\pi s} d\cos\theta \frac{\sqrt{\lambda(s')}}{8(2\pi)^2 s'} d\cos\vartheta d\varphi. \quad (58)$$

Здесь θ — угол между одной из начальных частиц и излучающимся фотоном (или глюоном) в системе центра масс двух начальных фермионов, а ϑ — угол между одной из конечных частиц и излучающимся фотоном (или глюоном) в системе центра масс двух конечных фермионов.

В параграфе 5.3.2 описывается вычисление элементарного фазового объёма для жёсткого тормозного излучения с четырьмя конечными частицами. Например, для распада t кварка. Рассматриваем основной процесс:

$$t(p_2) \rightarrow b(p_1) + f_3(p_3) + \overline{f_4}(p_4) + \gamma(p_5) \text{ (или } g(p_5)) \quad (59)$$

как каскад из трёх подпроцессов:

$$\begin{aligned} I. \quad & f_2(p_2) \rightarrow f_1(p_1) + X(Q), \\ II. \quad & X(Q) \rightarrow \gamma(p_5) \text{ (или } g(p_5)) + Y(P), \\ III. \quad & Y(P) \rightarrow f_3(p_3) + \overline{f_4}(p_4). \end{aligned} \quad (60)$$

Получаем элементарный четырёхчастичный фазовый объём в следующем виде:

$$dI^{(4)} = \frac{ds ds'}{(2\pi)^2} \frac{\sqrt{\lambda(s)}}{8\pi m_t^2} \frac{s-s'}{16\pi s} d\cos\theta \frac{\sqrt{\lambda(s')}}{8(2\pi)^2 s'} d\cos\vartheta d\varphi. \quad (61)$$

Теперь s является переменной интегрирования, изменяющейся в интервале:

$$(m_3 + m_4)^2 \leq s \leq (m_t - m_b)^2. \quad (62)$$

Здесь θ — угол между b кварком и излучающимся фотоном (или глюоном) в системе, где $\vec{Q} = 0$ и $Q^0 = \sqrt{s}$. Имеем: $\lambda(s) = (m_t^2 + m_b^2 - s)^2 - 4m_t^2 m_b^2$.

В разделе 5.4 обсуждаются ЭС поправки для процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$.

В параграфе 5.4.1 рассмотрен путь получения вклада в амплитуду процессов $f_1 f_1 \rightarrow f\bar{f}$ от “box” диаграмм Фейнмана с излучением и поглощением виртуальных фотонов и Z бозонов.

В параграфе 5.4.2 рассматривается вычисление вклада тормозного излучения фотонов.

В разделе 5.5 представлено получение электрослабых поправок для процессов распада топ кварка $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell$ и $t \rightarrow b\bar{u}\bar{d}$.

В параграфе 5.5.1 описано получение дифференциальной ширины этих распадов. Демонстрируется сравнение результатов двукратного численного инте-

$\Gamma^{\text{Born}}=0.1490949(2) \text{ GeV}$			
$\Gamma_t = 0$			
ω	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
Γ^{loop}	0.159510(6)	0.15948(2)	0.15950(4)
δ_{1l}	6.986(4)	6.97(2)	6.98(3)
$\Gamma_t \neq 0$			
Γ^{loop}	0.160736(2)	0.160784(2)	0.160787(8)
δ_{1l}	7.810(1)	7.841(2)	7.842(5)

Таблица 3: *Ширина распада $t \rightarrow b\mu^+\nu_\mu$ без учёта и с учётом ширины топ кварка*

$\Gamma^{\text{Born}}=0.4472847(7) \text{ GeV}$			
$\Gamma_t = 0$			
ω	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
Γ^{loop}	0.47921(1)	0.479110(5)	0.47923(7)
δ	7.137(3)	7.11(1)	7.14(2)
$\Gamma_t \neq 0$			
Γ^{loop}	0.482930(4)	0.48311(1)	0.48309(5)
δ	7.969(1)	8.009(3)	8.01(1)

Таблица 4: *Ширина распада $t \rightarrow b\bar{u}\bar{d}$ без учёта и с учётом ширины топ кварка*

грирования с результатами, полученными при использовании программ CompHEP и RUTHIA, а также распределения по углу между импульсами b и μ^+ и распределения по инвариантной массе пары (μ^+, ν_μ) .

В параграфе 5.5.2 рассматривается получение вклада тормозного излучения фотонов для обоих процессов $t \rightarrow b\ell^+\nu_\ell(\gamma)$ и $t \rightarrow b\bar{u}\bar{d}(\gamma)$. Обсуждаются приведённые таблицы с численными результатами.

В параграфе 5.5.3 обсуждается получение вклада тормозного излучения фотонов с учётом ширины распада топ кварка. Даны таблицы с численными результатами для древесной и однопетлевой ширины распадов $t \rightarrow b + \mu^+ + \nu_\mu$ и $t \rightarrow b + u + \bar{d}$ в α ЭС схеме и соответствующие поправки в двух вариантах: без учёта и с учётом ширины распада топ кварка, проводится обсуждение.

В шестой главе диссертации подробно рассматривается применение системы SANC к прецизионному анализу процессов типа Дрелла–Яна на ЛНС. Показано как вычисляются в системе SANC полные однопетлевые электрослабые и КХД поправки к сечениям процессов рождения одиночных калибровочных бозонов W^\pm и Z на адронных коллайдерах с их последующим распадом на пару лептонов или на пару кварков.

В разделе 6.1 описан процесс вычисления однопетлевых поправок к процессам Дрелла–Яна с заряженным током:

$$pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell (g, \gamma) + X \quad \text{и} \quad p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell (g, \gamma) + X. \quad (63)$$

В параграфе 6.1.1 рассматривается древесное приближение для процесса на кварк–партоном уровне $\bar{d}(p_1) + u(p_2) \rightarrow W^+(p_1 + p_2) \rightarrow \nu_\ell(p_3) + \ell^+(p_4)$. Сечение этого процесса имеет вид:

$$\hat{\sigma}_{CC}^{\text{Born}}(s) = \frac{|V_{ud}|^2}{6\pi N_C} \frac{G_F^2 M_W^4}{(s - M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 M_W^2} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{s}\right)^2 \left(s + \frac{1}{2}m_\ell^2\right), \quad (64)$$

где $N_C = 3$ — число цветовых состояний кварков.

В параграфе 6.1.2 приводится процесс вычисления поправок от вклада собственно-энергетических и вершинных фейнмановских диаграмм с промежуточным глюоном.

В параграфе 6.1.3 приводится однопетлевая амплитуда, дающая вклад в КЭД поправку. Описывается вычисление этой поправки.

В параграфе 6.1.4 вычисляется вклад тормозного излучения глюонов. Демонстрируется сокращение инфракрасных расходимостей при суммировании вклада мягкого излучения с однопетлевым виртуальным вкладом:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{CC}^{\text{SoftVirt}}(s) = \hat{\sigma}_{CC}^{\text{Born}}(s) \frac{\alpha_s}{2\pi} c_f \left[\ln \frac{4\omega^2}{s} \left(\ln \frac{s}{m_u^2} + \ln \frac{s}{m_d^2} - 2 \right) + \frac{3}{2} \ln \frac{s}{m_u^2} \right. \\ \left. + \frac{3}{2} \ln \frac{s}{m_d^2} - 4 - \frac{1}{3}\pi^2 \right]. \quad (65) \end{aligned}$$

Приведена формула для вклада жёсткого тормозного излучения глюонов:

$$\hat{\sigma}_{CC}^{\text{Hard}} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \hat{\sigma}_{CC}^{\text{Born}}(zs) P_{qq}(z) \left[2 \ln \frac{s}{\mu^2} + \ln \frac{\mu^2}{m_u^2} + \ln \frac{\mu^2}{m_d^2} - 2 \right]. \quad (66)$$

Здесь $z = s'/s$, $s = -2(p_1 \cdot p_2)$, $s' = -(p_3 + p_4)^2$ — инвариантная масса пары конечных лептонов. $z_{\max} = 1 - 2\omega/\sqrt{s}$, где ω — малый параметр. $z_{\min} = m_\ell^2/s$,

$P_{qq}(z) = c_f \left[\frac{1+z^2}{1-z} \right]_+$ — кварк–кварковая функция расщепления.

В параграфе 6.1.5 описано вычисление вклада тормозного излучения фотонов. Приводятся результаты для мягкого тормозного излучения фотонов. Показано сокращение инфракрасных расходимостей при сложении КЭД вкладов от виртуальной поправки и соответствующих вкладов от мягкого тормозного излучения фотонов.

В явном виде даны выражения для вклада жёсткого тормозного излучения, проинтегрированные по всем переменным, кроме $\cos\theta$, в которых присутствует произвольный малый параметр ω . Они пропорциональны дифференциальному сечению процесса в древесном приближении, так что можно выделить поправку $\delta^{\text{Hard}}(\omega)$, зависящую от параметра ω . Демонстрируется сокращение членов, содержащих ω .

В параграфе 6.1.6 рассматривается учёт кварковых массовых сингулярностей. Работаем с массивными кварками. Однопетлевые радиационные поправки содержат слагаемые, пропорциональные логарифмам масс кварков $\ln(s/m_{u,d}^2)$. Они появляются во вкладах излучения из начального состояния, включая мягкое и жесткое тормозное излучение и виртуальное излучение фотона или глюона.

Проводим вычисление в n -мерном пространстве в $\overline{\text{MS}}$ - схеме и получаем:

$$\hat{\sigma}_{CC}^{\text{Hard}}(\varepsilon) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz z^\varepsilon (1-z)^{-2\varepsilon} \hat{\sigma}_{CC}^{\text{Born}}(zs, \varepsilon) \left(\frac{4\pi\mu^2}{zs} \right)^\varepsilon \frac{\Gamma(1-\varepsilon)}{\Gamma(1-2\varepsilon)} P_{qq}(z) \left(-\frac{2}{\varepsilon} \right). \quad (67)$$

Для сравнения с аналогичным выражением (66), где коллинеарные расходимости представлены в виде логарифмов $\ln \frac{\mu^2}{m_u^2}$, $\ln \frac{\mu^2}{m_d^2}$, необходимо взять это выражение в пределе $\varepsilon \rightarrow 0$:

$$\hat{\sigma}_{CC}^{\text{Hard}} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \hat{\sigma}_{CC}^{\text{Born}}(zs) P_{qq}(z) \left(-\frac{2}{\varepsilon} + 2 \ln \frac{s}{\mu^2} + 4 \ln(1-z) \right). \quad (68)$$

Таким образом, находим выражение, которое надо вычесть из нашего результата, потому что оно уже учтено в PDF:

$$\hat{\sigma}_{CC}^{\text{Subtr}} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \hat{\sigma}_{CC}^{\text{Born}}(zs) P_{qq}(z) \left[\ln \left(\frac{\mu^2}{m_u^2} \right) + \ln \left(\frac{\mu^2}{m_d^2} \right) - 2 - 4 \ln(1-z) \right]. \quad (69)$$

В полном сечении лептонные массовые сингулярности сокращаются в соответствии с теоремой Киношита–Ли–Науенберга.

В параграфе 6.1.7 описан выход на адронный уровень: $d\sigma_{pp}(S_N)/d\cos\theta_h = \sum_{q_1 q_2} \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 q'_1(x_1, \mu^2) q'_2(x_2, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}(x_1 x_2 S_N)}{d\cos\theta_q} \frac{4x_1 x_2}{(x_1 + x_2 - (x_1 - x_2) \cos\theta_h)^2}$.

Альтернатива для вычитания кварковых массовых сингулярностей — вычитать из PDF:

$$q'(x, \mu^2) = q(x, \mu^2) - \int_x^1 \frac{dz}{z} q\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \frac{\alpha}{2\pi} Q_q^2 \left[\frac{1+z^2}{1-z} \left(\ln \frac{\mu^2}{m_q^2} - 2 \ln(1-z) - 1 \right) \right]_+ \quad (70)$$

и взять $q(x, \mu^2)$ непосредственно из существующих PDF в $\overline{\text{MS}}$ - схеме.

В параграфе 6.1.8 представлены численные результаты. Модули на языке FORTRAN использовались в интеграторах и генераторе SANC для численного интегрирования. Полученные результаты сравнивались с результатами других групп.

В разделе 6.2 показан процесс вычисления однопетлевых поправок к процессам Дрелла–Яна с нейтральным током:

$$pp \rightarrow Z/\gamma + X \rightarrow \ell^+ \ell^-(\gamma, g) + X \quad \text{и} \quad p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma + X \rightarrow \ell^+ \ell^-(\gamma, g) + X. \quad (71)$$

В параграфе 6.2.1 рассматривается получение сечения в древесном приближении для процесса на кварк–партоном уровне:

$$\hat{\sigma}_{NC}^{\text{Born}}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{sN_C} \beta_\ell \left[\frac{1}{3} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{s} \right) \mathcal{V}_0(s) + \frac{m_\ell^2}{s} \mathcal{W}_\ell(s) \right] \quad (72)$$

В параграфе 6.2.2 приводится процесс вычисления поправки от вклада собственнo-энергетических и вершинных фейнмановских диаграмм с промежуточным глюоном.

В параграфе 6.2.3 приводится однопетлевая амплитуда, дающая вклад в КЭД поправку. Проводится вычисление этой поправки.

В параграфе 6.2.4 вычисляется вклад тормозного излучения глюонов. В сумме вклада мягкого излучения с однопетлевым виртуальным вкладом инфракрасные расходимости сокращаются:

$$\hat{\sigma}_{NC}^{\text{SoftVirt}}(s) = \hat{\sigma}_{NC}^{\text{Born}}(s) \frac{\alpha_s}{\pi} C_f \left[\ln \frac{4\omega^2}{s} \left(\ln \frac{s}{m_q^2} - 1 \right) + \frac{3}{2} \ln \frac{s}{m_q^2} - 2 - \frac{1}{6} \pi^2 \right]. \quad (73)$$

Вклад жёсткого тормозного излучения глюонов в сечение имеет вид:

$$\hat{\sigma}_{NC}^{\text{Hard}} = \frac{\alpha_s}{\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \hat{\sigma}_{NC}^{\text{Born}}(zs) P_{qq}(z) \left[\ln \frac{s}{\mu^2} + \ln \frac{\mu^2}{m_q^2} - 1 \right], \quad (74)$$

μ — шкала факторизации.

В параграфе 6.2.5 вычисляется вклад тормозного излучения фотонов. Даны вклады мягкого тормозного излучения из начальных и конечных частиц и их интерференция в сечение. Показано сокращение инфракрасных расходимостей.

В параграфе 6.2.6 рассматривается учёт кварковых массовых сингулярностей.

В параграфе 6.2.7 описан выход на адронный уровень.

В параграфе 6.2.8 представлены численные результаты.

Седьмая глава диссертации описывает вычисление однопетлевых КХД поправок в SANC к одиночному рождению и распаду t кварка.

В разделе 7.1 рассматривается процесс вычисления NLO КХД поправок к одиночному рождению t кварка в s канале.

В параграфе 7.1.1 рассматривается древесное приближение для процесса на кварк-партонном уровне $\bar{d}(p_1) + u(p_2) \rightarrow t(p_3) + \bar{b}(p_4)$.

В параграфе 7.1.2 приводятся КХД поправки от диаграмм Фейнмана с виртуальными глюонами. Пришедшая из контрчленов функция $b_p^0(-m_t^2, 0, \tilde{m}_t)$ может содержать инфракрасную расходимость. Она выступает в роли регулятора инфракрасной расходимости, если учитывается ширина топ кварка. Приводится явный вид вершинной функции $C_0(-m_t^2, -m_b^2, -s, \tilde{m}_t, 0, m_b)$, в которой учитывается ширина t кварка, где $\tilde{m}_t^2 = m_t^2 - im_t\Gamma_t$.

Параллельно рассматривается вариант с обычной размерной регуляризацией инфракрасной расходимости.

В параграфе 7.1.3 вычисляется поправка от мягкого тормозного излучения глюонов. Демонстрируется сокращение инфракрасных расходимостей при суммировании вкладов однопетлевых диаграмм и вкладов мягкого тормозного излучения глюонов. Рассматриваются два варианта для вкладов, идущих от конечных t и b кварков — с учётом ширины t кварка и без её учёта. В первом случае имеем:

$$\begin{aligned} \sigma_{fin}^{\text{Soft-QCD}} + \sigma_{fin}^{\text{Virt-QCD}} &= c_f \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_{CC-s}^{\text{Born}} \left[-1 - \ln \frac{\Gamma_t}{m_t} \left(1 - \ln \frac{(s - m_t^2)^2}{m_t^2 m_b^2} \right) \right. \\ &\quad - \frac{1}{2} \ln \frac{4\omega^2}{s} - \ln \frac{s - m_t^2}{m_t^2} \ln \frac{s}{m_b^2} - \left(3 \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{s}{m_t^2} \right) \ln \frac{s}{m_t^2} \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \ln \frac{s}{m_t m_b} + \left(\frac{5}{2} - 2 \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) \right) \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) + \text{Li}_2 \left(\frac{m_t^2}{s} \right) + 3\text{Li}_2(1) \right] \\ &\quad - \frac{|V_{ud}|^2 |V_{tb}|^2}{8\pi s^2} \frac{G_F^2 M_W^4 m_t^2 (s - m_t^2)^2}{(s - M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 M_W^2} c_f \frac{\alpha_s}{\pi} \left[\ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) + \ln \frac{s}{m_t^2} \right]. \end{aligned} \quad (75)$$

Здесь присутствуют одновременно параметр ω , разделяющий вклады мягкого и жёсткого тормозного излучения, а также ширина Γ_t распада t кварка.

В параграфе 7.1.4 рассматривается вычисление вклада жёсткого тормозного излучения глюонов.

В параграфе 7.1.5 обсуждается вклад тормозного излучения из конечных t и \bar{b} кварков. После интегрирования по угловым переменным, в окончательном результате присутствует комплексная функция:

$$J(-m_b^2, s', m_t, i\Gamma_t) = \ln \frac{(s - s') (s' + m_t^2 - m_b^2 - \sqrt{\lambda_{s'}}) - 2is'm_t\Gamma_t}{(s - s') (s' + m_t^2 - m_b^2 + \sqrt{\lambda_{s'}}) - 2is'm_t\Gamma_t}, \quad (76)$$

если учитывалась ширина распада t кварка. Проинтегрировав по s' аналитически, пренебрегая везде, где это возможно, массой b кварка, получаем два выражения: с учётом ширины топ кварка и без учёта. Первое выражение выглядит

так:

$$\begin{aligned}
\sigma_{fin}^{\text{Hard-QCD}} = c_f \frac{\alpha_s}{\pi} & \left\{ \sigma_{CC-s}^{\text{Born}} \left[\frac{5}{4} + \ln \frac{\Gamma_t}{m_t} \left(1 - \ln \frac{(s - m_t^2)^2}{m_t^2 m_b^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{4\omega^2}{s} \right. \right. \\
& + \ln \frac{s - m_t^2}{m_t^2} \ln \frac{s}{m_b^2} + \left(\frac{m_t^2}{s - m_t^2} + 2 \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{s}{m_t^2} \right) \ln \frac{s}{m_t^2} \\
& - \frac{3}{2} \ln \frac{s}{m_t m_b} + \left(-\frac{7}{2} + 2 \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) \right) \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) - \frac{m_t^2}{s - m_t^2} + \text{Li}_2 \left(\frac{m_t^2}{s} \right) \\
& \left. \left. - 3\text{Li}_2(1) \right] + \frac{|V_{ud}|^2 |V_{tb}|^2}{12\pi} \frac{G_F^2 M_W^4}{(s - M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 M_W^2} \left(s - m_t^2 + 2m_t^2 \ln \frac{s}{m_t^2} \right) \right\}. \quad (77)
\end{aligned}$$

В диссертации представлено и второе выражение, полученное без учёта ширины распада t кварка.

В параграфе 7.1.6 представлены результаты на кварк-партонном уровне. Складывая аналитически выражение (75) для суммы вкладов виртуального и мягкого тормозного излучения с выражением (77) для вклада жёсткого тормозного излучения, получаем:

$$\begin{aligned}
\sigma_{fin}^{\text{NLO-QCD}} = c_f \frac{\alpha_s}{\pi} & \left\{ \sigma_{CC-s}^{\text{Born}} \left[\frac{3}{4} - \left(\ln \frac{s}{m_t^2} + 1 \right) \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) + 2\text{Li}_2 \left(\frac{m_t^2}{s} \right) \right] \right. \\
& + \frac{|V_{ud}|^2 |V_{tb}|^2}{24\pi s^2} \frac{G_F^2 M_W^4 m_t^2}{(s - M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 M_W^2} \left[(4sm_t^2 + 5(s^2 - m_t^4)) \ln \frac{s}{m_t^2} \right. \\
& \left. \left. - 3(s - m_t^2)^2 \left(1 + \ln \left(1 - \frac{m_t^2}{s} \right) \right) - 4m_t^2(s - m_t^2) \right] \right\}. \quad (78)
\end{aligned}$$

Видно, что сократились члены, содержащие параметр ω . Сократились также члены, содержащие ширину Γ_t распада t кварка. Полученный результат не содержит и массовой сингулярности при устремлении массы b кварка к нулю. Точно такой же результат получается, когда складываем соответствующие выражения, вычисленные без учёта ширины распада топ кварка. Очевидно, инфракрасную расходимость из-за излучения глюонов из t кварка можно регуляризовать одинаково хорошо, как с помощью ширины распада t кварка, так и с помощью размерной регуляризацией (см. параграф 5.2.1).

В таблице 5 сравниваются наши численные результаты с результатами программы CompHEP для вкладов жёсткого тормозного излучения. В этой таблице символ SANC – 4d означает, что результат для $\sigma^{\text{Hard-QCD}}$ получен численно, интегрируя полностью дифференциальное выражение. Символ SANC – s' означает, что результат для $\sigma^{\text{Hard-QCD}}$ получен, интегрируя аналитически по угловым переменным и численно по переменной s' .

В разделе 7.2 рассматривается процесс вычисления КХД поправки к одиночному рождению топ кварка в t канале.

\sqrt{s}, GeV	200	1000	7000
$\Gamma_t = 0$			
CompHEP	0.72930(2)	1.6340(1)	0.071223(1)
SANC-4d	0.72927(1)	1.6341(1)	0.071229(1)
SANC-s'	0.72928(1)	1.6338(1)	0.071227(1)
$\Gamma_t \neq 0$			
CompHEP	0.72638(2)	1.6323(1)	0.070946(1)
SANC-4d	0.72636(1)	1.6322(1)	0.070942(1)
SANC-s'	0.72636(1)	1.6322(1)	0.070942(1)

Таблица 5: Сравнение $\sigma^{\text{Hard-QCD}}$ для процесса $u + \bar{d} \rightarrow t + \bar{b}$ без учёта и с учётом ширины топ кварка.

В параграфе 7.2.1 рассматривается древесное приближение для процессов на кварк-партонном уровне $b + u \rightarrow d + t$ и $b + \bar{d} \rightarrow \bar{u} + t$.

В параграфе 7.2.2 приводятся КХД поправки от диаграмм Фейнмана с виртуальными глюонами.

В параграфе 7.2.3 вычисляется поправка от мягкого тормозного излучения глюонов.

В параграфе 7.2.4 рассматривается вычисление вклада жёсткого тормозного излучения глюонов. Обсуждается более подробно вычисление вклада тормозного излучения глюонов из t и \bar{b} кварков.

В параграфе 7.2.5 представлены численные результаты. В таблицах 6 и 7 сравниваются наши результаты с результатами программы CompHEP для вкладов жёсткого тормозного излучения в процессах $b + u \rightarrow d + t$ и $b + \bar{d} \rightarrow \bar{u} + t$ при $\alpha_s = 0.122010$ и $m_q = m_u = m_d = 66$ MeV. Символ SANC(F) означает,

\sqrt{s}/GeV	200	1000	7000
$\Gamma_t = 0, m_q$			
CompHEP	17.908(1)	415.04(6)	617.40(6)
SANC(S)	17.904(1)	416.39(1)	618.94(1)
$\Gamma_t \neq 0, m_q$			
CompHEP	17.761(1)	404.29(6)	574.02(6)
SANC(S)	17.759(1)	405.62(1)	575.61(1)
SANC(F)	17.760(1)	405.63(1)	575.62(1)

Таблица 6: Сравнение $\sigma^{\text{Hard-QCD}}$ без учёта и с учётом ширины t кварка для процесса $b + u \rightarrow d + t$.

что результат получен при сохранении массы лёгких кварков везде, а SANC(S) означает, что массы лёгких кварков сохранялись только в пропагаторах частиц, излучающих глюон.

Раздел 7.3 посвящён вычислению КХД поправок к процессам распада t кварка.

\sqrt{s}/GeV	200	1000	7000
$\Gamma_t = 0, m_q$			
CompHEP	10.335(1)	388.74(7)	615.5(1)
SANC(S)	10.332(1)	389.87(1)	616.86(1)
$\Gamma_t \neq 0, m_q$			
CompHEP	10.245(1)	378.21(7)	572.0(1)
SANC(S)	10.241(1)	379.34(1)	573.58(1)
SANC(F)	10.241(1)	379.35(1)	573.59(1)

Таблица 7: Сравнение $\sigma^{\text{Hard-QCD}}$ без учёта и с учётом ширины t кварка для процесса $b + \bar{d} \rightarrow \bar{u} + t$.

В параграфе 7.3.1 приводятся КХД поправки от диаграмм Фейнмана с виртуальными глюонами для различных каналов распада t кварка.

В параграфе 7.3.2 вычисляются поправки от мягкого тормозного излучения глюонов для различных каналов распада t кварка.

В параграфе 7.3.3 рассматривается вычисление вклада жёсткого тормозного излучения глюонов. Обсуждается каскадное приближение.

В параграфе 7.3.4 обсуждается вычисление вклада тормозного излучения глюонов из t и \bar{b} кварков без учёта и с учётом ширины t кварка.

В параграфе 7.3.5 представлены численные результаты и сравнение наших результатов с результатами программы CompHEP для вкладов жёсткого тормозного излучения в α схеме.

ω_g, GeV	5		10	
	$\Gamma_t = 0$	$\Gamma_t \neq 0$	$\Gamma_t = 0$	$\Gamma_t \neq 0$
$t \rightarrow b + \mu^+ + \bar{\nu}_\mu + g$				
CompHEP	72.29(2)	71.80(2)	47.24(2)	47.13(2)
SANC	72.28(1)	71.79(1)	47.20(1)	47.10(1)
$t \rightarrow b + u + d + g$				
CompHEP	1296.9(6)	1295.6(5)	820.3(3)	819.7(3)
SANC	1296.3(1)	1294.9(1)	819.8(1)	819.5(1)

Таблица 8: Сравнение ширины t кварка $\Gamma^{\text{Hard-QCD}}$ в MeV для двух каналов его распада.

В Заключение кратко суммируются основные научные результаты, представленные в диссертации, формулируются положения, выносимые на защиту. Выражаются благодарности коллегам по совместной работе.