

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Буничев Вячеслав Евгеньевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ t -КВАРКА
И НОВЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АВТОМАТИЗАЦИИ
ВЫЧИСЛЕНИЙ И ВСЕХ ЭТАПОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ**

01.04.23 — физика высоких энергий

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2009

Работа выполнена в Научно-исследовательском институте ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель:

Боос Эдуард Эрнстович
доктор физико-математических наук
ОТФВЭ НИИЯФ МГУ

Официальные оппоненты:

Дмитрий Юрьевич Бардин
доктор физико-математических наук
ЛЯП ОИЯИ, г. Дубна.

Николай Валерьевич Красников
доктор физико-математических наук
ОТФ ИЯИ РАН

Ведущая организация:

ИФВЭ, г. Протвино.

Защита состоится "18" декабря 2009 г. в 15:00 часов на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д501.001.77 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5, ("19 корпус НИИЯФ МГУ") ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан "16" ноября 2009 г.

Ученый секретарь совета
профессор

С.И. Страхова

Общая характеристика и актуальность работы

Большинство явлений, наблюдаемых на современных коллайдерах, описывается, так называемой, Стандартной Моделью (СМ). В основе СМ лежит принцип релятивистской инвариантности, а также - принцип локальной калибровочной инвариантности Лагранжиана модели относительно группы калибровочных преобразований $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$. Имея компактную математическую форму, СМ, тем не менее, превосходно описывает весь спектр наблюдаемых явлений на масштабах энергий порядка 200 ГэВ.

Но как и любая другая физическая модель, СМ имеет свои слабые места и границы области применения. К примеру объединение групп калибровочной симметрии СМ $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$ носит формальный описательный характер. СМ не даёт объяснения механизма происхождения этих симметрий, а также значений констант калибровочных взаимодействий. Нет объяснения значениям констант взаимодействия с полем Хиггса, определяющих массы фермионов. СМ не может объяснить иерархию фундаментальных взаимодействий и разрешить связанную с ней проблему расходимости квантовых поправок к массе бозона Хиггса.

В настоящее время разработаны и детально изучены модели, позволяющие решить проблему расходимости поправок к массе бозона Хиггса введением в теорию дополнительных пространственно-временных симметрий. Также разработаны теории, предлагающие объяснение иерархии взаимодействий за счет введения дополнительных калибровочных симметрий, а также дополнительных измерений пространства-времени. Кроме того, такие модели предлагают свое объяснение и описание свойств темной материи. Эти модели предсказывают появление ряда новых экзотических частиц таких как нейтральные и заряженные скалярные состояния двухдублетного бозона Хиггса, дополнительные калибровочные W' и γ' бозоны, массивные скалярные и тензорные состояния гравитационного поля. Вероятно, наблюдать такие частицы станет возможным на современных и будущих коллайдерах. Наблюдение и изучение свойств новых частиц позволит определить какой из сценариев реализован в природе. Следует отметить особую выделенную роль топ кварка при изучении новой физи-

ки. Благодаря огромной массе топ кварка, процессы его взаимодействия с новыми частицами имеют большую вероятность. Кроме того, масса топ кварка странным образом сравнима с вакуумным средним $\langle H \rangle$ и, возможно, изучение процессов с его участием позволит пролить свет на механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии.

Для того, чтобы найти оптимальный набор кинематических переменных для разделения сигнала и фона, требуется системный подход, основанный на разделении переменных на ортогональные классы. Такие методы основаны на детальном физический анализе процессов на уровне матричных элементов. Для того, чтобы максимально эффективно использовать найденные переменные, необходимо использование многомерных методов анализа, таких как методы Likelihood или методы Нейронных сетей. Для того чтобы иметь возможность моделировать процессы новой физики, требуются развитые программы, способные обеспечить высокий уровень автоматизации при вычислении сложных многочастичных процессов, включающих сотни подпроцессов. Эти программы должны быть способны работать с вершинами имеющими сложную Лоренцеву структуру и пропагаторами высших спинов, а также проводить вычисления в следующем за лидирующим порядке по теории возмущений (NLO).

В работе проведен подробный теоретико-феноменологический анализ ряда перспективных процессов, предсказываемых Стандартной Моделью, Минимальным Суперсимметричным Расширением Стандартной Модели, моделями слевой-Правой симметрией, а также стабилизированной моделью Рэндалл-Сандрума. Эти процессы могут наблюдаться на современных адронных и будущем линейном коллайдерах. В работе предложены оригинальные методы и алгоритмы, которые позволяют эффективно разделять сигнальные и фоновые события. В случае реализации в природе исследованных теоретических сценариев, эти методы позволят сделать исследуемые процессы «новой» физики легко наблюдаемыми на современных и будущих коллайдерах. Кроме того, созданы программно-вычислительные средства, позволившие достичь высочайшего уровня автоматизации моделирования.

Ключевой особенностью работы является автоматизация вычислений и полное моделирование процессов на всех этапах, начиная от Лагранжиана модели, вывода правил Фейнмана, вычисления матричных элементов, вычисления сечений рассеяния, до генерации событий, моделирования отклика детектора и анализа кинематических распределений.

Основной целью диссертации является разработка методов поиска и алгоритмов моделирования процессов новой физики на современных и будущих коллайдерах.

Основные результаты, полученные в диссертации:

1. Получены выражения для сечений рассеяния процессов одиночного рождения t кварка с участием дополнительного калибровочного W' бозона на адронных коллайдерах Тэватрон и ЛНС, с учётом интерференции между процессами с W' бозоном и W бозоном Стандартной Модели. Показано, что интерференция возможна только для компоненты W' , взаимодействующей с левыми токами СМ. Показано, что интерференция позволит наблюдать W' еще под порогом его рождения.
2. Проведен детальный сравнительный анализ Монте-Карло генератора процессов одиночного рождения топ кварка - SingleTop, полученного методом моделирования в эффективном NLO приближении, с результатами вычислений, выполненных в следующем за лидирующим порядке по теории возмущений. Проведено обоснование корректности и эффективности предложенного метода моделирования.
3. Проведено полное моделирование процессов рождения дополнительного безмассового калибровочного бозона γ' (парафотона) в наиболее чувствительных процессах его рождения в сопровождении t -кварков на Международном Линейном Коллайдере (ILC). Разработаны методы разделения сигнальных и фоновых событий, а также методы экспериментальной идентификации спина парафотона. Получены прямые оценки предельного значения параметра взаимодействия парафотона

с топ кварками, при котором парафотон можно будет наблюдать на ИС.

4. Разработаны методы обнаружения и измерения масс бозонов Хиггса Минимального Суперсимметричного расширения Стандартной Модели в сценарии «Интенсивного взаимодействия» на ИС. Показано, что при использовании метода «массы отдачи» в «Хиггс-strahlung» процессах и специально созданного «Комбинаторно-разностного» алгоритма для процессов парного рождения бозонов Хиггса, при оптимальной энергии коллайдера 300 ГэВ и интегральной светимости $L = 500 \text{ фб}^{-1}$ может быть достигнута точность определения масс нейтральных h , H и A бозонов $\sim 100\text{-}500 \text{ МэВ}$. Показано, что при использовании поляризации τ -лептона из распада H^\pm в процессах парного рождения топ кварков может быть достигнута точность определения массы «легкого» заряженного бозона Хиггса $\sim 0.5\text{-}1 \text{ ГэВ}$ на ИС.
5. Для стабилизированной модели Рэндалл-Сандрума в низкоэнергетическом пределе получен эффективный Лагранжиан взаимодействия массивных Калуца-Клейновских (КК) мод с полями СМ. Получены точные выражения для сечений рассеяния процессов гравитационного обмена: $p\bar{p} \rightarrow Z^0 Z^0$, $p\bar{p} \rightarrow l^+ l^-$, $e^+ e^- \rightarrow q^+ q^-$, $e^+ e^- \rightarrow gg$, $\gamma\gamma \rightarrow gg$, с учётом вкладов скалярных и тензорных КК мод, масс конечных состояний, а также интерференции с процессами СМ. Получены прямые оценки предельных значений параметра контактных взаимодействий, при которых КК гравитоны можно будет наблюдать на коллайдерах Тэватрон и ЛНС. Получено выражение для интерференции первой резонансной КК моды с суммой остальных массивных мод. Показано, что при исследовании КК резонансов необходимо учитывать вклад суммы остальных массивных мод, так как это существенно меняет сигнальные распределения.
6. Создана версия широко известного пакета автоматических вычислений в физике элементарных частиц CompHEP, основанная на символьном языке FORM, которая позволяет проводить вычисления с многочастичными вершинами ($N > 4$), вершинами имеющими сложную

Лоренцеву структуру и пропагаторами высших спинов (2, 3/2,...). Созданы и встроены в CompHEP алгоритмы: моделирования каскадных распадов, вывода правил Фейнмана, аналитического вычисления сечений рассеяния 4-х частичных процессов, оптимизации матричных элементов, построения кинематических распределений в различных системах отсчета. Создан CompHEP-Root интерфейс, который осуществляет комбинирование и вывод гистограмм в формате графического пакета Root.

Научная новизна и практическая ценность

Впервые исследовано явление интерференции процессов с гипотетическим массивным W' бозоном и W бозоном SM. В работе проведено обоснование корректности метода моделирования в эффективном NLO приближении Монте-Карло генератора процессов одиночного рождения топ кварка - SingleTop, что позволило использовать его для открытия одиночного рождения топ кварка на коллайдере Тэватрон. Впервые исследованы процессы с гипотетическим безмассовым γ' бозоном на ILC и предложены методы его поиска. Предложены методы точного измерения масс бозонов Хиггса MSSM в сценарии, где они являются сильно вырожденными. Впервые для стабилизированной модели Рэндалл-Сандрума получен эффективный Лагранжиан, а также выражения для сечений рассеяния основных 4-х частичных процессов гравитационного обмена с учётом вкладов скалярных и тензорных КК мод, масс конечных состояний, а также интерференции с процессами SM. Впервые исследовано явление интерференции первой резонансной КК моды с суммой остальных массивных мод. Создана версия пакета CompHEP, основанная на символьном языке FORM, которая позволяет проводить вычисления с многочастичными вершинами ($N > 4$), вершинами имеющими сложную Лоренцеву структуру и пропагаторами высших спинов (2, 3/2,...). Предложен алгоритм для моделирования каскадных распадов.

Личный вклад автора

Результаты представленные в работе получены самим автором или при его

определяющем участии.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на семинарах Отдела теоретической физики высоких энергий НИИЯФ МГУ, и международных конференциях по квантовой теории поля и физике высоких энергий: ACAT02 VIII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Moscow, 2002; The International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory QFTHEP2003, Samara-Saratov, Russia, 2003; ACAT03 IX International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, 2003; Mini-Workshop Physics Simulation for LHC5-6, KEK Tsukuba, Japan, 2004; QUARKS-2004, 13th International Seminar on High Energy Physics, Pushkinskie Gory, Russia 2004; The XVIIIth International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory QFTHEP2004, St. Petersburg, 2004; Meeting of the Top/EW TeV4LHC, FNAL, USA, 2004; International Conference on Linear Colliders (LCWS 04), Paris, France, 2004; The 2005 International Linear Collider Workshop (LCWS05), Stanford California, USA, 2005; ACAT 2005, X International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, DESY, Zeuthen, Germany, 2005; 12th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, 2005; Les Houches 'Physics at TeV colliders', France, 2005; 13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, 2007; Les Houches 'Physics at TeV colliders', France, 2007; HEP Tools, Munich, Germany 2008; 12th Annual RDMS CMS Collaboration Conference, Minsk Belarus ,2008; ACAT 2008, XII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Italy, 2008;

Содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, приложения и списка цитированной литературы. Объем диссертации составляет 143 страницы. Список литературы содержит 190 ссылок.

Введение содержит краткое описание изучаемой темы, целей работы и общей структуры диссертации.

Первая глава диссертации посвящена моделированию процессов одиночного рождения топ кварка на современных адронных коллайдерах.

Топ кварк - самая тяжелая из известных элементарных частиц с массой равной ~ 173.1 ГэВ, имеет электрический заряд $\frac{2}{3}e$ и вместе с b -кварком образует киральный мультиплет. СМ предсказывает процессы, так называемого, одиночного рождения топ кварка, обусловленные электрослабым взаимодействием t -кварка с \bar{b} -кварком и W -бозоном. Эффективный Лагранжиан этого взаимодействия имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{V_{tb}}{2\sqrt{2}}g_w (\bar{b}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)W_\mu^-t + \bar{t}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)W_\mu^+b), \quad (1)$$

где $g_w = \frac{e}{\sin\Theta_W}$, V_{tb} - СКМ матричный элемент. Эти процессы представляют особый интерес, так как позволяют напрямую померить величину V_{tb} . Несмотря на то, что предсказываемое полное сечение процессов одиночного рождения топ кварка на коллайдере Тэватрон имеет довольно большое значение ~ 3.46 пб (при $M_t = 170$ ГэВ), поиск этих процессов крайне осложнен наличием огромного количества фоновых процессов. Для выделения сигнальных событий необходимо детально моделировать все феноменологические особенности процессов одиночного рождения топ кварка. Эти процессы удобно классифицировать по виртуальности W -бозона Q_W^2 (квадрат 4-импульса W -бозона), участвующего в рождении t -кварка. Основными на коллайдере Тэватрон являются: t -канальный ($Q_W^2 < 0$) и s -канальный ($Q_W^2 > 0$) процессы. При этом, сечение t -канального процесса в 2.5 раза больше, чем s -канального.

В работе рассмотрен хорошо зарекомендовавший себя метод моделирования событий одиночного рождения топ кварка в эффективном NLO приближении. Алгоритм позволяет избежать событий с отрицательными весами и двойного учета фазового объема, при этом, он хорошо моделирует петлевые и радиационные поправки и воспроизводит спиновые корреляции. Генератор основан на комбинировании событий полученных с помощью пакета ComPHEP и событий, полученных с помощью программы мо-

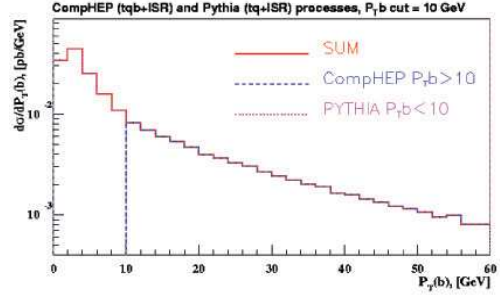
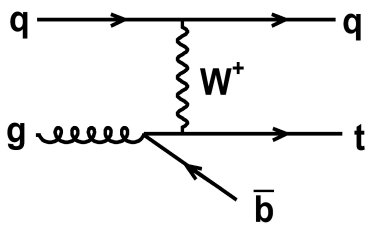


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана главного t -канального процесса рождения одиночного t -кварка в NLO-приближении.

Рис. 2: Распределения после объединения процессов $pp \rightarrow tq + b_{ISR}$ (PYTHIA) и $pp \rightarrow tq + b_{LO}$ (CompHEP) с параметром сшивки $P_T^0(b) = 10$ ГэВ (для коллайдера Тэватрон).

делирования партонных ливней Pythia. Такой подход обусловлен тем, что Pythia хорошо описывает фазовые области с малыми значениями поперечных импульсов P_T , а CompHEP точно воспроизводит спиновые корреляции в многочастичных процессах и хорошо описывает области с большими значениями P_T .

Результаты вычислений в NLO-приближении для s -канального процесса совпадают с вычислениями в LO-приближении с точностью до некоторого К-фактора. В этом случае, NLO поправки оказывают влияние только на количество событий. Моделирование t -канального процесса (Рис.1) является более сложной задачей, так как NLO поправки существенно меняют кинематические характеристики процесса. В этом случае предложен следующий алгоритм. С помощью CompHEP создаются события древесного уровня для процесса (Рис.1). Одновременно, подобный процесс моделируется с помощью Pythia, но рождение дополнительного b -кварка осуществляется (с помощью механизма ISR) из линии начального глюона, находящегося вне массовой поверхности ($g^* \rightarrow b\bar{b}$). Для того чтобы избежать двойного учета фазового объема, объединяются только события Pythia с $p_T(b)$ дополнительного b -кварка меньше некоторого значения p_T^0 и события CompHEP с $p_T(b)$ больше p_T^0 . Относительные вклады процессов из Pythia и CompHEP определяются из условий нормировки к общему NLO сечению

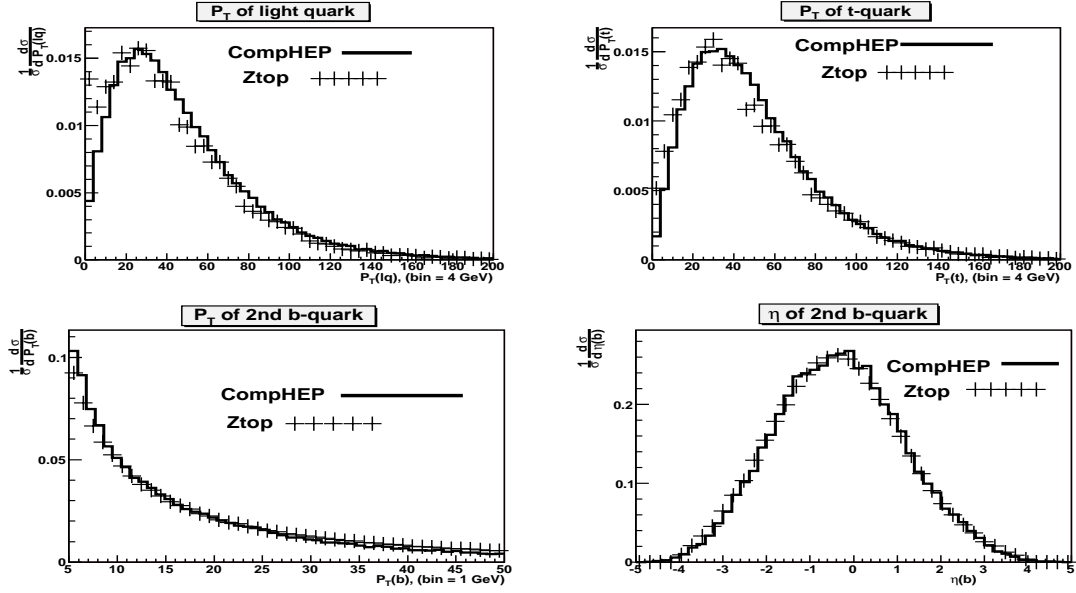


Рис. 3: Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте конечных кварков в эффективном NLO приближении (генератор SingleTop) и NLO приближении (программа ZTOP)

t-канального процесса:

$$\sigma_{NLO} = K \cdot \sigma_{pythia}|_{p_T(b) < p_T^0} + \sigma_{comphep}|_{p_T(b) > p_T^0}$$

Параметры K и p_T^0 подбираются из условия гладкости общего распределения p_T дополнительного b -кварка для объединенного образца событий (Рис.2). Для Теватрона $p_T^0 \approx 10$ ГэВ. Все процессы моделировались с учетом полных распадов топ кварка. Генератор, построенной по описанной схеме получил название «SingleTop».

Для подтверждения корректности предложенного алгоритма, автором проведен детальный сравнительный анализ МК генератора SingleTop с результатами вычислений проведенных, в следующем за главным порядке теории возмущений (с помощью программ ZTOP и MCFM). Проведенное сравнение показало точное соответствие кинематических распределений, полученных с помощью Монте-Карло-генератора SingleTop и программ ZTOP и MCFM, для всех объектов конечного состояния в s и t-канальных процессах. Наиболее показательные распределения представлены на Рис.3. Результаты сравнения многократно докладывались на международных конференциях. Проведённое сравнение способствовало тому, что генератор

SingleTop был выбран коллаборацией D0, в качестве основного генератора событий одиночного рождения топ кварка, официально используемого в анализе данных. Также, автором были созданы интерфейсные программы, которые позволили встроить генератор SingleTop в программную среду коллаборации D0 и использовать его для открытия процессов одиночного рождения топ кварка на коллайдере Tevatron.

Во **второй главе** исследованы процессы с участием топ кварка и дополнительного векторного заряженного калибровочного W' бозона на современных адронных коллайдерах Тэватрон и ЛНС. В моделях Некоммутирующего Расширенного Техницвета, Составного и Малого бозона Хиггса, Составных Калибровочных Бозонов, Суперсимметричных Тор-Flavor моделях, Теориях Суперструн и Великого объединения, расширение калибровочной группы приводит к возникновению W' . Эффективный Лагранжиан взаимодействия W' с токами СМ в наиболее общей форме имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{V_{q_i q_j}}{2\sqrt{2}} g_w \bar{q}_i \gamma_\mu \left(a_{q_i q_j}^R (1 + \gamma^5) + a_{q_i q_j}^L (1 - \gamma^5) \right) W' q_j + \text{H.c.}, \quad (2)$$

где a^R , a^L — константы взаимодействия W' с левыми и правыми токами СМ, $g_w = \frac{e}{\sin \Theta_W}$, $V_{q_i q_j}$ — КKM матричный элемент. Предполагается, что масса W' много больше массы СМ W , поэтому t-канал, а также каналы ассоциативного рождения одиночного топ кварка с участием W' , имеют относительно малую величину сечения рассеяния, и интерес представляет только s-канальное резонансное рождение W' . Партонное сечение рассеяния лидирующего s-канального подпроцесса $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}(\hat{s}) = & \frac{\pi \alpha_W^2}{6} V_{tb}^2 V_{ud}^2 \frac{(\hat{s} - M_t^2)^2 (2\hat{s} + M_t^2)}{\hat{s}^2} \left[\frac{1}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + \gamma_W^2 m_W^2} + \right. \\ & + 2a_{ud}^L a_{tb}^L \frac{(\hat{s} - m_W^2)(\hat{s} - M_{W'}^2) + \gamma_W^2 \Gamma_{W'}^2}{((\hat{s} - m_W^2)^2 + \gamma_W^2 m_W^2)((\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2)} + \\ & \left. + \frac{(a_{ud}^L a_{tb}^L)^2 + a_{ud}^R a_{tb}^R + a_{ud}^L a_{tb}^R + a_{ud}^R a_{tb}^L}{(\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

где $\alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi}$ и $\hat{s} = x_u x_{dS}$. Первый член соответствует СМ, последний

член соответствует процессу с W' . Средний интерференционный член пропорционален только константам взаимодействия с левыми токами СМ. Интерференционный член принимает отрицательные значения в области $M_W^2 < \hat{s} < M_{W'}^2$, и положительные, если $\hat{s} > M_{W'}^2$. (для случая положительных a_L). Относительная величина части $\gamma_W^2 \gamma_{W'}^2$, очень мала по сравнению с $(\hat{s} - m_W^2)(\hat{s} - M_{W'}^2)$ в области \hat{s} , лежащей между значениями масс W' и СМ W . В то же время, благодаря этой части, полный интерференционный член становится очень малым, если s лежит близко от значения масс W' и W .

В процессы с лево-взаимодействующим W' вносит свой вклад деструктивная интерференция, которая отсутствует в случае право-взаимодействующего W' . С помощью численного моделирования было показано, что значение интерференционного члена достигает максимума (33.4% от общего сечения) при массе W' равной 800 ГэВ на коллайдере Тэватрон, и 14% при массе W' равной 1 ТэВ на коллайдере ЛНС. На Рис.4 и Рис.5 изображены распределения инвариантной массы системы $t\bar{b}$ при массе W' бозона равной 800 GeV и 1000 GeV для коллайдеров Тэватрон и ЛНС, соответственно. Из рисунков видно, что в случае право-взаимодействующего W' (пунктирная линия), интерференция отсутствует, и общая кривая представляет собой алгебраическую сумму двух независимых распределений, соответствующих СМ W и W' . В случае лево-взаимодействующего W' (штриховая линия), в дополнение к резонансному пику W' появляется область с локальным минимумом, соответствующим вкладу деструктивной интерференции. Положение этого минимума находится в точке $M_{t\bar{b}} = \sqrt{\frac{M_{W'}^2 + M_W^2}{2}}$.

Явление интерференции играет особую роль при поиске W' бозона, так как оно дает шанс наблюдать W' еще под порогом его рождения. Это обстоятельство может оказаться решающим для открытия W' бозона.

В **третьей главе** проведено моделирование поиска гипотетического дополнительного безмассового калибровочного бозона γ' (парафотона) на Международном Линейном Коллайдере (ILC).

Лагранжиан СМ допускает введение дополнительных калибровочно-

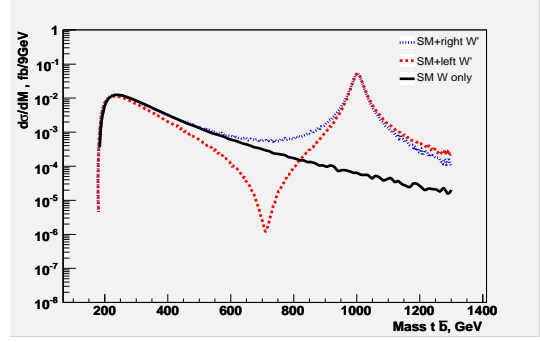
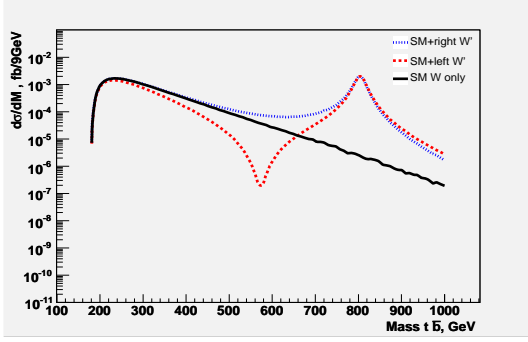


Рис. 4: Ивариантная масса системы $t\bar{b}$ при массе W' бозона $M_{W'}$ равной 800 GeV на коллайдере Тэватрон. Рис. 5: Ивариантная масса системы $t\bar{b}$ при массе W' бозона $M_{W'}$ равной 1000 GeV на коллайдере ЛHC.

инвариантных операторов массовой размерности 6 и более, которые включают тензоры напряженности новых калибровочных полей. В этом случае поля СМ могут оставаться нейтральными, относительно новой симметрии и, при этом, взаимодействовать с новыми калибровочными бозонами. Если новая симметрия является абелевой $U(1)_p$, то можно построить перенормируемый оператор $c_0 P^{\mu\nu} B_{\mu\nu}$, который осуществляет кинетическое смешивание безмассовых калибровочных полей новой симметрии и СМ, где $P^{\mu\nu}$ и $B^{\mu\nu}$ - тензоры напряженности калибровочных полей $U(1)_p$ и $U(1)_Y$ СМ. Этот член может быть диагонализирован и канонически нормализован с помощью преобразования $SL(2, R)$ таким образом, что одна из образованных ортогональных комбинаций будет соответствовать обычному фотону, а другая комбинация — парафотону. С полями СМ парафотон может взаимодействовать только через операторы высших массовых размерностей (>6). Даже в лидирующем порядке такие взаимодействия подавлены квадратом параметра массовой шкалы. Лидирующие члены эффективного Лагранжиана взаимодействия полей СМ с γ' имеют вид:

$$\frac{1}{M^2} P_{\mu\nu} \left(\bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} C_u \tilde{H} u_R + \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} C_d H d_R + \bar{l}_L \sigma^{\mu\nu} C_e H e_R + h.c \right), \quad (4)$$

где q_L , l_L - кварковые и лептонные дублеты, u_R , d_R - верхние и нижние кварковые синглеты, e_R - электрически заряженные лептонные синглеты, H - Хиггсовский дублет, M - массовая шкала.

Сила взаимодействия γ' с фермионами СМ прямо пропорциональна массе фермионов и безразмерному параметру взаимодействия C_f , где $f =$

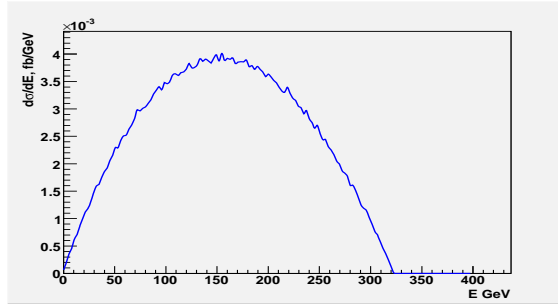


Рис. 6: Распределение энергии γ' в процессе $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\gamma'$ при $\sqrt{s} = 1$ TeV на ILC.

u, d, e . Поэтому наиболее интересным для феноменологического исследования будет процесс взаимодействия γ' с топ кварковой парой. Вершина такого взаимодействия выглядят следующим образом:

$$\frac{c_f}{M^2} \cdot m_f \cdot p_\nu^{\gamma'} (\gamma^\nu \gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^\nu) \quad (5)$$

Из за того, что вершина пропорциональна импульсу γ' , парафотон уносит значительную долю энергии системы. Так как парафотон не может быть напрямую зафиксирован, то процессы с его участием отличаются большой долей потерянной энергии \cancel{E}_T (Рис.6). В процессе $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\gamma'$ парафотон излучается преимущественно виртуальным топ кварком.

Основным фоновым процессом СМ является парное рождение топ кварков с излучением фотонов из начальных состояний. Если это излучение не было зафиксировано детектором, то сигнатура таких процессов аналогична сигналу с γ' , т.е. $t\bar{t} + \cancel{E}_T$. Другим фоновым процессом, который имеет такую же сигнатуру, является совместное рождение топ кварковых и нейтринных пар: $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}\nu\bar{\nu}$.

Для разделения сигнальных и фоновых событий был использован многомерный метод анализа, основанный на Likelihood методе. На первом этапе были разработаны эффективные кинематические переменные. Далее была построена вероятностная функция P_p , которая представляет из себя произведение вероятностей для каждой из переменных ($\prod_{i=1}^n \frac{P_S^i}{P_S^i + P_B^i}$, где $i=1, \dots, n$, $n=18$ - число используемых переменных, P_S^i - вероятность i -ой переменной для сигнала, P_B^i - вероятность i -ой переменной для фона). Используя эту функцию удалось добиться эффективности отбора сигнала 49% и 76% при энергии ILC $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и 1 ТэВ, соответственно.

Предельное наблюдаемое значение параметра взаимодействия $\frac{M}{\sqrt{c_t}}$ при статистически допустимой «достоверности» 5σ равно $\frac{M}{\sqrt{c_t}} = 0.33$ и 0.61 при энергии ИЛС $\sqrt{s} = 0.5$ ТэВ и 1 ТэВ и интегральной светимости $\mathcal{L} = 500$ фб $^{-1}$ и 1000 фб $^{-1}$, соответственно. Для эффективной идентификации спина γ' в работе предложен метод, основанный на использовании угла Эллиса-Карлайнера.

В **четвертой главе** разработаны методы обнаружения и измерения масс бозонов Хиггса Минимального Суперсимметричного расширения Стандартной Модели (МССМ) в сценарии «Интенсивного взаимодействия» на ИЛС.

В МССМ поле Хиггса состоит из двух комплексных $SU(2)_L$ дублетов или из восьми вещественных степеней свободы. После нарушения электрослабой симметрии, три из них становятся Намбу-Голдстоуновскими бозонами, которые переходят в продольные компоненты Z^0 и W^\pm бозонов. Оставшиеся пять степеней свободы образуют массивные Хиггсовские состояния. Среди них: СР-нечетный нейтральный скаляр A^0 , два СР-четных нейтральных скаляра h^0 и H^0 и два сопряженных заряженных скаляра H^+ и H^- .

Сценарий «Интенсивного взаимодействия» МССМ характеризуется большим значением отношений вакуумных средних $\tan\beta = v_2/v_1 > 10$, а также значением массы A , очень близкой к максимальному значению массы легкого h или минимальному значению массы тяжёлого H бозона. Массы нейтральных Хиггсовских состояний оказываются практически вырожденными: $M_A \sim M_h \sim M_H \sim 100 - 140$ GeV. Параметры взаимодействия СР-четных h и H состояний с калибровочными бозонами и верхними фермионами сильно подавлены, и преобладают взаимодействия с нижними фермионами, в частности, с b -кварками и τ -лептонами. Для СР-нечетного A бозона интенсивность взаимодействия с фермионами изоспина $-\frac{1}{2}(+\frac{1}{2})$ прямо(обратно) пропорциональна $\tan\beta$, а взаимодействие с калибровочными бозонами запрещено законом сохранения СР четности.

Для измерения массы СР-четных бозонов h^0 и H^0 , в работе предложено использование техники «массы отдачи» в «Хиггс-strahlung» процес-

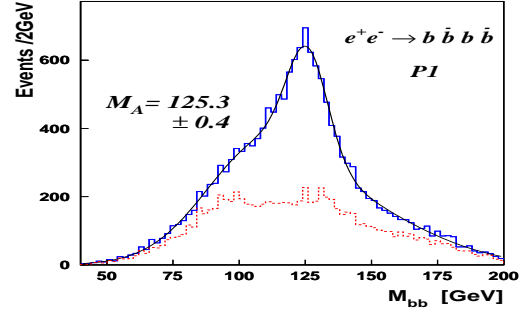
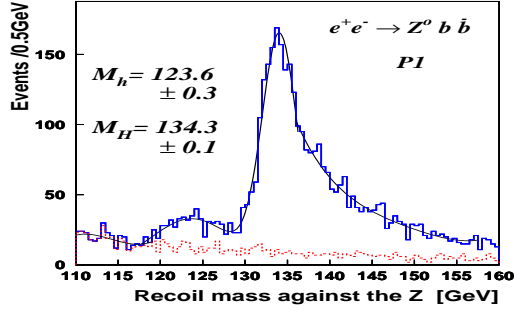


Рис. 7: Распределение массы отдачи сиг- Рис. 8: Инвариантная масса двух b струй, нальных и фоновых событий процесса ассоциированная с A бозоном, после $e^+e^- \rightarrow Z^0, h/H \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$ с учётом ISR применения обрезающих и комбинаторно-и эффектов детектора, после применения разностного алгоритма для процесса кинематических обрезающих и b -таггинга. $e^+e^- \rightarrow A + h/H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Сплошная линия Сплошная линия соответствует сумме сиг- соответствует сумме сигнала и фона, нала и фона. штриховая - фону.

сах $e^+e^- \rightarrow Z^0, h/H \rightarrow l^+l^-b\bar{b}$, с распадом Z^0 на лептонные, а h/H на b -кварковые пары. При этом, масса бозонов Хиггса реконструируется с помощью продуктов распада Z^0 :

$$M_{h/H} = \hat{s} - 2\sqrt{\hat{s}}E_{Z^0} + M_{Z^0}, \quad E_{Z^0} = E_{l^+} + E_{l^-} \quad (6)$$

Чтобы уменьшить вклад многочисленных фоновых процессов СМ, были использованы алгоритмы идентификации b -кварковых струй, а также найдены оптимальные кинематические обрезающие. Измерение масс СР-чётных бозонов производится с помощью фитирования распределения «массы отдачи» (Рис.7).

Массу СР-нечётного A^0 бозона предложено измерять в процессах ассоциативного рождения с СР-чётными h и H бозонами: $e^+e^- \rightarrow A + h/H \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$, с распадами бозонов Хиггса на b -кварковые пары. Для выделения b -кварковых пар, соответствующих A бозону, был разработан «комбинаторно-разностный» алгоритм. Масса A определяется с помощью фитирования распределения инвариантной массы отобранных b -кварковых пар (Рис.8).

В работе показано, что в сценарии «Интенсивного взаимодействия» МС-СМ при оптимальной энергии коллайдера 300 ГэВ и светимости $\mathcal{L} = 500$

fb^{-1} может быть достигнута точность определения масс h , H и A бозонов 100-500 МэВ.

В режиме «Интенсивного взаимодействия» масса H^+ меньше массы топ кварка, поэтому для поиска H^+ бозонов на ИС было предложено использовать процессы парного рождения топ кварков с распадом одного из них на заряженный бозон Хиггса и b -кварк, и второго топ кварка распадающегося на адроны: $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow H^+bW^-\bar{b}$. Эффективный Лагранжиан взаимодействия H^+ с фермионами имеет вид:

$$L \simeq \frac{g}{\sqrt{2}M_W} \frac{\bar{m}_b(Q) \tan \beta}{1 + \Delta m_b} [V_{tb}H^+\bar{t}_L b_R(Q) + h.c.], \quad (7)$$

Где m_b - «бегущая» масса b -кварка в \overline{MS} схеме.

«Лёгкий» H^+ МССМ может распадаться только на τ лептон и нейтрино. В этой работе было предложено использовать поляризацию τ -лептона для точного измерения массы заряженного бозона Хиггса. В случае процесса $H^+ \rightarrow \tau^+\nu$, спектр продуктов распада τ -лептона является функцией M_{H^+} . Особенно показательным является спектр одиночного заряженного π^+ мезона из распада $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}$. Фоном являются аналогичные распады W^+ бозона ($W^+ \rightarrow \tau^+\nu \rightarrow \pi^+\bar{\nu}\nu$). Различная киральная структура H^+ и W^+ взаимодействий приводит к различной поляризации τ -лептонов, что в свою очередь приводит к кардинальному отличию спектров одиночных мезонов. Было получено точное аналитическое выражение для спектра π^+ мезона в системе отсчета «родительского» t -кварка:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dy_\pi} = \frac{1}{x_{max} - x_{min}} \begin{cases} (1 - P_\tau) \log \frac{x_{max}}{x_{min}} + 2P_\tau y_\pi \left(\frac{1}{x_{min}} - \frac{1}{x_{max}} \right), & 0 < y_\pi < x_{min} \\ (1 - P_\tau) \log \frac{x_{max}}{y_\pi} + 2P_\tau \left(1 - \frac{y_\pi}{x_{max}} \right), & x_{min} < y_\pi \end{cases} \quad (8)$$

где $y_\pi = \frac{2E_\pi^{top}}{M_{top}}$, $x_{min} = \frac{2E_\tau^{min}}{M_{top}}$, $x_{max} = \frac{2E_\tau^{max}}{M_{top}}$, $E_\tau^{min} = \frac{M_R^2}{2M_{top}}$, $E_\tau^{max} = \frac{M_{top}}{2}$. для W^+ бозона $P_\tau = -1$, а для H^+ бозона $P_\tau = 1$.

Масса H^+ определяется с помощью фитирования распределения энергии одиночного заряженного π^+ мезона объединённого образца сигнальных и фоновых событий (Рис.9). Показано, что на ИС, в сценарии «Интенсивного взаимодействия» МССМ, при использовании поляризации

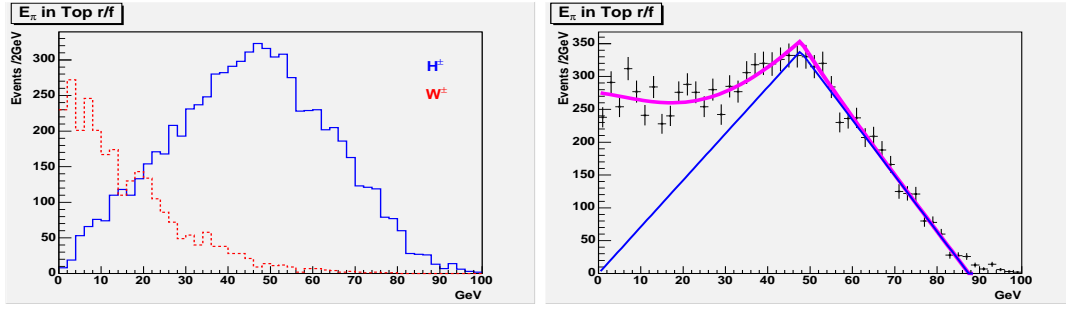


Рис. 9: Энергетический спектр π^\pm мезона в системе отсчета топ кварка (левый) и кинематический фит суммы сигнала и фона (правый).

τ -лептона, может быть достигнута точность определения массы «легкого» заряженного бозона Хиггса 0.5-1 ГэВ.

В **пятой главе** в рамках стабилизированной модели Рэндалл-Сандрума исследовано подпороговое рождение массивных гравитационных Калуца-Клейновских мод.

В модели Рэндалл-Сандрум 1(RS1) вселенная представляет из себя пятимерное пространства AdS_5 (анти де Ситтера). На границах компактного дополнительного измерения присутствуют две 4-х мерные браны. Одна из бран имеет положительную плотность энергии(натяжение), другая - отрицательную. Предполагается, что все поля СМ, кроме гравитационных, локализованы на бране с отрицательным натяжением.

Слабость гравитационного взаимодействия объясняется наличием ненулевой фоновой кривизны пятимерного пространства. Модель предполагает наличие скалярного поля - радиона, которое характеризует флуктуации расстояния между бранами. Для того, чтобы модель была феноменологически непротиворечивой, радион должен иметь массу. Получение радионом массы эквивалентно фиксации («стабилизации») расстояния между двумя бранами.

Пятимерное поле $\phi(x, y), x = \{x^\mu\}, y = \{x^i\}, (i = 4, \dots, 3 + d)$ можно представить в виде разложения по Калуца-Клейновским модам $\phi^{(n)}(x)$ с определенными массами:

$$\phi(x, y) = \sum_n \psi^{(n)}(y)\phi^{(n)}(x), \quad n = (n_1, \dots, n_d), \quad (9)$$

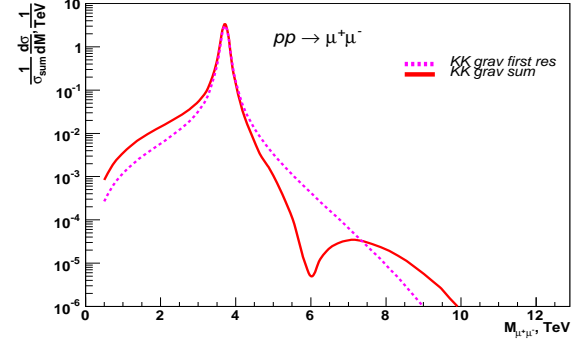
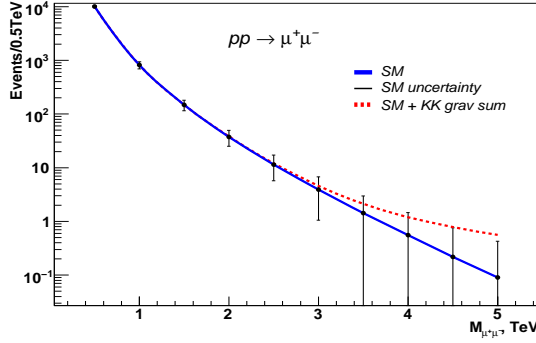


Рис. 10: Распределение по инвариантной массе лептонной пары при 95%-ом уровне достоверности параметра $\frac{0.91}{\Lambda_\pi^2 m_1^2} \times$ для случая первого КК резонанса + сумма остальных массивных КК мод (сплошная линия) и случая одного первого КК резонанса (штриховая линия) с $M_{res} = 3.83 \text{ TeV}$, $\Gamma_{res} = 0.08 \text{ TeV}$, $\Lambda_\pi = 8 \text{ TeV}$.

где $\psi^{(n)}(y)$ - волновые функции КК мод в дополнительном измерении. Если рассматривать действие модели при энергии много меньше значения масс КК мод $\phi(n)$, $n \neq 0$, можно перейти к низкоэнергетической эффективной теории. Пренебрегая зависимостью от импульсов в пропагаторах массивных мод и суммируя по их функциям, а также пренебрегая самодействием мод, переходим к контактному 4-х частичному взаимодействию полей СМ с гравитационным полем:

$$L_{eff} = \frac{0.91}{\Lambda_\pi^2 m_1^2} \cdot 2 \cdot T^{\mu\nu} \tilde{\Delta}_{\mu\nu,\rho\sigma} T^{\rho\sigma}, \quad (10)$$

$$\tilde{\Delta}_{\mu\nu,\rho\sigma} = \frac{1}{2} \eta_{\mu\rho} \eta_{\nu\sigma} + \frac{1}{2} \eta_{\mu\sigma} \eta_{\nu\rho} - \left(\frac{1}{3} - \frac{\delta}{2} \right) \eta_{\mu\nu} \eta_{\rho\sigma}, \quad (11)$$

параметр δ соответствует вкладу скалярных мод, $\eta_{\mu\nu}$ -метрический тензор, $T^{\mu\nu}$ -тензор энергии-импульса СМ, Λ_π -параметр энергетической шкалы, m_1 -масса первой КК моды.

Используя Лагранжиан(10), впервые были получены точные выражения для сечений рассеяния процессов гравитационного обмена: $p\bar{p} \rightarrow Z^0 Z^0$, $p\bar{p} \rightarrow l^+ l^-$, $e^+ e^- \rightarrow q^+ q^-$, $e^+ e^- \rightarrow gg$, $\gamma\gamma \rightarrow gg$, с учётом вкладов скалярных и тензорных КК мод, масс конечных состояний, а также интерференции с процессами СМ. Оценены значения экспериментальных ограничений на

параметр контактных взаимодействий для случая коллайдеров Тэватрон и ЛНС (Рис.10). Впервые исследовано явление интерференции первой резонансной КК моды с суммой остальных массивных мод (Рис.11). Показано, что при исследовании КК резонансов необходимо учитывать вклад суммы остальных массивных мод, так как это в несколько раз может увеличить уровень наблюдаемого сигнала.

В **шестой главе** детально разобраны, специально разработанные, алгоритмы автоматизации вычислений в физике элементарных частиц, которые были использованы при решении задач представленных в работе.

Широко известный пакет CompHEP позволяет проводить вычисления на высоком уровне автоматизации в рамках SM, MSSM, СУГРА и многих других моделей. С помощью CompHEP получено много уникальных физических результатов, а также, созданы МК генераторы, которые используются коллаборациями D0, CMS, ATLAS, ILC, H1, ZEUS. Однако, из-за ограничений встроенного символьного калькулятора, текущая версия CompHEP не позволяет работать с вершинами со сложной Лоренцевой структурой и пропагаторами высших спинов $(2,3/2)$, моделировать процессы с числом конечных состояний больше 6 и проводить вычисления в NLO приближении.

Для расширения возможностей CompHEP создан новый символьный калькулятор, основанный на быстром и нетребовательном к аппаратным ресурсам языке символьных вычислений «FORM». CompHEP состоит из трёх основных частей: блоков ввода, символьных вычислений и численного интегрирования. На входе задаются параметры процессов, в символьном калькуляторе вычисляются соответствующие матричные элементы, которые в виде «С»-программ передаются в блок численного интегрирования, для вычисления сечений и генерации МК событий. Новый символьный калькулятор встроен параллельно старому (Рис.12), т.е. на входе и выходе он работает с форматами данных аналогичными старому. Подобная схема позволяет отладить новый калькулятор, путем сравнения его вычислений с проверенными результатами стандартного CompHEP-калькулятора. В дополнение к новому калькулятору были встроены программы вывода правил

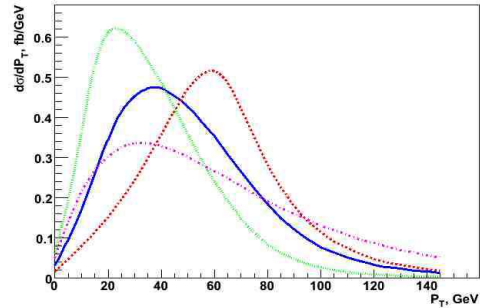
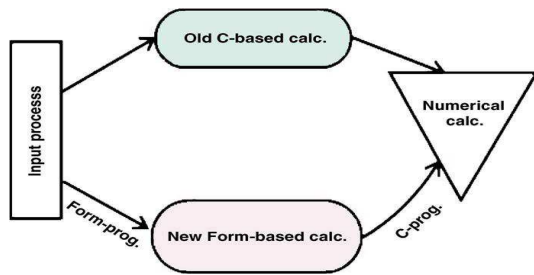


Рис. 12: Схема работы FORM в CompuER. Рис. 13: Пример построения распределений с помощью CompuER-Root интерфейса.

Фейнмана, аналитического вычисления сечений 4-х частичных процессов, оптимизации матричных элементов.

Для вычисления процессов с большим числом конечных состояний, в CompuER был встроен модуль моделирования каскадных распадов с промежуточными скалярными и спинорными резонансами.

Для графического представлени результатов в CompuER была встроена программа построения кинематических распределений в различных системах отсчета, а также CompuER-Root интерфейс, который осуществляет комбинирование и вывод гистограмм в формате известного графического пакета Root (Рис.13).

В приложения вынесены вопросы вычислительного характера.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. E. E. Boos, V. E. Bunichev, M. N. Smolyakov and I. P. Volobuev, "Testing extra dimensions below the production threshold of Kaluza-Klein excitations," Phys. Rev. D **79**, 104013 (2009).
2. E. Boos, V. Bunichev and H. J. Schreiber, "Prospects of a Search for a New Massless Neutral Gauge Boson at the ILC," Phys. Rev. D **78**, 015007 (2008)

3. E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko and M. Perfilov, “Interference between W' and W in single-top quark production processes,” *Phys. Lett. B* **655**, 245 (2007)
4. E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, V. I. Savrin and A. V. Sherstnev, “Method for simulating electroweak top-quark production events in the NLO approximation: SingleTop event generator,” *Phys. Atom. Nucl.* **69** (2006) 1317 [*Yad. Fiz.* **69** (2006) 1352].
5. G. Weiglein *et al.* [LHC/LC Study Group], “Physics interplay of the LHC and the ILC,” *Phys. Rept.* **426**, 47 (2006);
E. Boos, V. Bunichev, M. S. Carena and C. E. M. Wagner, “Impact of τ polarization on the study of the MSSM charged Higgs bosons in top quark decays at the ILC,” *In the Proceedings of 2005 International Linear Collider Workshop (LCWS 2005), Stanford, California, 18-22 Mar 2005, pp 0213* [arXiv:hep-ph/0507100].
6. E. Boos, V. Bunichev, A. Djouadi and H. J. Schreiber, “Prospects of mass measurements for neutral MSSM Higgs bosons in the intense-coupling regime at a linear collider,” *Phys. Lett. B* **622**, 311 (2005)
7. V. Bunichev and A. Kryukov, “FORM in CompHEP,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **559**, 257 (2006).
8. E.Boos, V.Bunichev, M.Dubinin, L.Dudko, V.Edneral, V.Ilyin, A.Kryukov, V.Savrin, A.Semenov, A.Sherstnev, “CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **534**, 250 (2004)
E.Boos, V.Bunichev, M.Dubinin, L.Dudko, V.Edneral, V.Ilyin, A.Kryukov, V.Savrin, A.Semenov, A.Sherstnev, “CompHEP 4.5 Status Report,” *PoS(ACAT08)008,2009*, arXiv:0901.4757 [hep-ph].
9. V. Bunichev, A. Kryukov and A. Vologdin, “Using FORM for symbolic evaluation of Feynman diagrams in CompHEP package,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **502**, 564 (2003).

Буничев Вячеслав Евгеньевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ t -КВАРКА
И НОВЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АВТОМАТИЗАЦИИ
ВЫЧИСЛЕНИЙ И ВСЕХ ЭТАПОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ**

А в т о р е ф е р а т

Работа поступила в ОНТИ 6.11.09

Напечатано с готового оригинал-макета

Издательство ООО "МАКС Пресс"

Лицензия ИД N 00510 от 01.12.99 г.

Подписано к печати 06.11.2009 г.

Формат 60x90 1/16. Усл.печ.л. 1,0. Тираж 100 экз. Заказ 620.

Тел. 939-3890. Тел./Факс 939-3891

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова,
2-й учебный корпус, 627 к.