

Федеральное государственное бюджетное учреждение  
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

На правах рукописи

Мандрик Пётр Сергеевич

**Поиск аномальных взаимодействий топ-кварков на  
адронных коллайдерах**

01.04.23 – Физика высоких энергий

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник  
Слабоспицкий Сергей Ростиславович

Протвино — 2019

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1 Теоретическое обоснование и обзор экспериментальных результатов</b>	<b>15</b>
1.1 Стандартная модель . . . . .	15
1.2 $t$ -кварк . . . . .	16
1.3 Нейтральные токи, меняющие аромат кварков, в Стандартной модели	20
1.4 Нейтральные токи, меняющие аромат кварков, за пределами Стандартной модели . . . . .	22
1.5 Эффективное описание нейтральных токов, меняющих аромат кварков . . . . .	24
1.6 Экспериментальные результаты поиска FCNC взаимодействий лёгких кварков . . . . .	26
1.7 Экспериментальные результаты поиска FCNC взаимодействий $t$ -кварка . . . . .	27
1.8 Эксперимент CMS . . . . .	33
1.9 Проект модернизации детектора CMS . . . . .	34
1.10 Проект эксперимента на адронном ускорителе FCC-hh . . . . .	35
<b>Глава 2 Стратегия анализа данных</b>	<b>38</b>
2.1 Моделирование сигнальных и фоновых событий . . . . .	39
2.2 Моделирование отклика детектора . . . . .	39
2.3 Реконструкция и отбор событий . . . . .	41
2.4 Методы многомерного анализа . . . . .	42
2.5 Статистический анализ . . . . .	42
2.6 Метод Марковских цепей Монте-Карло . . . . .	46
2.7 Сравнение пакетов для статистического анализа . . . . .	47
2.8 Метод учёта отрицательных генераторных весов при построении функции правдоподобия . . . . .	50
<b>Глава 3 Поиск нейтральных токов со сменой аромата в <math>tq\gamma</math> вершине на HL-LHC</b>	<b>59</b>

3.1	Монте-Карло моделирование процессов . . . . .	59
3.2	Отбор событий . . . . .	60
3.3	Статистический анализ . . . . .	62
3.4	Результаты . . . . .	64
<b>Глава 4 Поиск нейтральных токов со сменой аромата в <math>tqg</math> вершине на HL-LHC</b>		<b>68</b>
4.1	Монте-Карло моделирование процессов . . . . .	68
4.2	Отбор событий . . . . .	68
4.3	Статистический анализ . . . . .	74
4.4	Результаты . . . . .	78
<b>Глава 5 Поиск нейтральных токов со сменой аромата в <math>tq\gamma</math> и <math>tqH</math> вершинах на FCC-hh</b>		<b>79</b>
5.1	Монте-Карло моделирование процессов . . . . .	80
5.2	Отбор и анализ событий ( $tq\gamma$ ) . . . . .	81
5.3	Отбор и анализ событий ( $tqH$ ) . . . . .	87
5.4	Статистический анализ . . . . .	93
5.5	Результаты . . . . .	99
<b>Заключение</b>		<b>102</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений</b>		<b>105</b>
<b>Словарь терминов</b>		<b>107</b>
<b>Литература</b>		<b>109</b>

*посвящается памяти*  
*Ананьева Владислава Артемьевича*  
*(16/11/1940 - 20/12/2017)*

# Введение

## Актуальность темы исследования

Данная диссертация посвящена исследованию перспектив поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварков, в экспериментах на будущих коллайдерных ускорителях HL-LHC и FCC-hh, а также исследованию перспектив использования “ускоренной” топологии применительно к поиску нейтральных токов, меняющих аромат кварков, и методологии проведения статистического анализа. Нейтральные токи, меняющие аромат кварков, являлись и остаются одним из важных направлений проведения исследований в области физики  $t$ -кварка в экспериментах ATLAS и CMS на основе данных, полученных в течении периодов работы Run I и Run II ускорителя LHC. Данный интерес обусловлен сложившейся по итогам работы LHC ситуацией отсутствия определённого выделенного направления для поиска проявлений физики за пределами стандартной модели, при которой различные альтернативные модели, в том числе и предсказывающие усиление сигнала нейтральных токов, меняющих аромат кварков, являются в равной степени перспективными. С другой стороны, ATLAS и CMS являются на сегодняшний день наилучшими экспериментальными установками для изучения физики  $t$ -кварков, а LHC является единственной действующей “фабрикой”  $t$ -кварка. В настоящий момент доказательств наличия отклонения величины вероятности распада  $t$ -кварка через нейтральные токи со сменой аромата от предсказываемой Стандартной моделью не обнаружено. Дальнейшие перспективы поиска аномальных распадов связывают с будущими экспериментами на проектируемых в данный момент коллайдерах, таких как HL-LHC и FCC-hh. Инициированная международной коллаборацией эксперимента CMS разработка программы физических исследований модернизированной установки включает в себя задачу исследования чувствительности проектируемого детектора к поиску распада  $t$ -кварка через нейтральный ток со сменой аромата. В настоящее время аналогичные задачи решаются коллаборацией ATLAS для HL-LHC, международной коллаборацией, разрабатывающей программу физических исследований для FCC-hh, и группами, проектирующими другие будущие ускорители. Перед планируемыми

экспериментами стоит задача адаптации существующих методов поиска новой физики к новым показателям работы ускорителей и разработка новых методов. Так, особенностью ускорителя FCC-hh является рекордное значение энергии протон-протонных соударений  $\sqrt{s} = 100$  ТэВ, приводящей к росту эффективного сечения событий процессов с большими значениями поперечных импульсов ( $p_T > 100$  ТэВ). С другой стороны, рекордные значения светимости, которые могут быть достигнуты на FCC-hh, сопряжены с ростом числа сопутствующих протон-протонных взаимодействий за единичное пересечение пучковых сгустков, наибольшим образом ухудшающих разрешение для струй с низкой энергией. В связи с этим одной из активно разрабатываемых стратегий анализа является эксплуатация “ускоренной” топологии, при которой тяжёлые объекты, такие как  $W$ -бозон,  $t$ -кварк и бозон Хиггса, идентифицируются в событии в качестве струи. В представленной работе “ускоренная” топология применительно к вопросу поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварка, в распаде  $t$ -кварка была рассмотрена впервые.

## Цели и задачи диссертационной работы

Целями диссертационной работы являются:

1. Изучение чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и фотона через нейтральный ток, меняющий аромат, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора;
2. Изучение чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ), меняющий аромат кварка, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора;
3. Изучение чувствительности проектируемого “тестового” детектора ускорителя FCC-hh к событиям парного рождения  $t\bar{t}$  с распадом  $t$ -кварка по каналам  $t \rightarrow \gamma q$ ,  $t \rightarrow Hq$ , ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $q = u$  или  $c$ ) через нейтральные токи со сменой аромата кварка на основе Монте-Карло моделирования детектора с использованием при проведении анализов “ускоренной” топологии сигнальных событий;
4. Разработка метода учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий

с отрицательными генераторными весами, при построении функции правдоподобия.

Для достижения поставленных целей автором решены следующие задачи:

1. Обработка фоновых и сигнальных процессов ассоциативного рождения  $t$ -кварка и фотона через нейтральный ток, меняющий аромат, в системе распределённых вычислений GRID с наложением первичных отборов. Проведение статистического анализа с целью постановки ограничений на параметры рассматриваемой модели и изучение вклада систематических неопределённостей в значение ограничений.
2. Обработка сигнальных процессов ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ) в системе распределённых вычислений GRID с наложением первичных отборов. Оценка вклада фоновых Стандартно модельных процессов в сигнальную область и обработка значимых фоновых процессов в системе распределённых вычислений GRID с наложением первичных отборов. Адаптация существующего программного обеспечения для проведения анализа в условиях работы модернизированного детектора CMS на ускорителе HL-LHC при энергии столкновения 14 ТэВ. Проведение статистического анализа с целью постановки ограничений на параметры рассматриваемой модели и изучение вклада систематических неопределённостей в значение ограничений.
3. Генерация сигнальных процессов парного рождения  $t\bar{t}$  с аномальным распадом  $t$ -кварка по каналам  $t \rightarrow \gamma q$ ,  $t \rightarrow Hq$ , ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $q = u$  или  $c$ ) с последующим моделированием адронизации и развития ливней и проведением Монте-Карло моделирования тестового детектора ускорителя FCC-hh. Произведение оценки вклада фоновых процессов в сигнальную область и выбор кинематических обрезаний, направленных на подавление вклада фоновых событий, выбор кинематических переменных, чувствительных к различию между фоновыми и сигнальными процессами для проведения многомерного анализа. Проведение статистического анализа с целью постановки ограничений на параметры рассматриваемой модели.
4. Задание реалистичной статистической модели, отвечающей потребностям типового анализа в физике высоких энергий на ускорителе LHC, проведение статистического анализа средствами рекомендованных для

использования коллаборацией CMS пакетов, сравнение результатов и функционала.

5. Создание программного обеспечения для задания функции правдоподобия с учётом систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий с отрицательными генераторными весами. Проведение Баесовского статистического анализа на основе данной функции правдоподобия и сравнение результатов с результатами, получаемыми при использовании стандартной функции правдоподобия, а также при использовании возможных приближений.

### Научная новизна

Впервые было произведено изучение чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и фотона через нейтральный ток, меняющий аромат, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, и были получены значения ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$ . Впервые было произведено изучение чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ), меняющий аромат кварка, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, и получены значения ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow ug)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$ . Впервые было произведено изучение чувствительности проектируемого “тестового” детектора ускорителя FCC-hh к событиям парного рождения  $t\bar{t}$  с распадом  $t$ -кварка по каналам  $t \rightarrow \gamma q$ ,  $t \rightarrow Hq$ , ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $q = u$  или  $c$ ) через нейтральные токи со сменой аромата кварка на основе Монте-Карло моделирования детектора с использованием при проведении анализов “ускоренной” топологии сигнальных событий и получены значения ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow uH)$ ,  $\mathcal{B}(t \rightarrow cH)$ ,  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$ . Впервые в явном виде приведён и обоснован алгоритм построения функции правдоподобия с учётом систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий с отрицательными генераторными весами и произведена реализация программного кода для построения подобной функции правдоподобия для проведения Баесовского статистического анализа. Произведено сравнение актуальных версий пакетов (на момент исследования) для статистического анализа, рекомендованных для



использования коллаборацией CMS, с точки зрения проведения Байесовского статистического анализа и нахождения апостериорной функции плотности вероятности информативного параметра методом Марковских цепей по схеме Монте-Карло.

## Практическая значимость работы

Поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков, в секторе физики  $t$ -кварка является одним из пунктов программы физических исследований в экспериментах на проектируемых будущих ускорителях, таких как HL-LHC, HE-LHC, FCC-hh, FCC-ee, ILC, CLIC, CepC, SpS. Принятие окончательного решения об одобрении и выделении финансирования на разрабатываемый проект ускорителя зависит от многих факторов, в том числе и от достигаемой при проектировании чувствительности экспериментов к поиску проявлений новой физики, от широты физической программы и заинтересованности научного сообщества в проведении физических анализов и получении результатов. Нахождение данной чувствительности и оценка возможностей, заложенных в детектор, являются нетривиальной задачей, требующей проведения процедуры физического анализа, во многом аналогичной таковой для реальных данных. Также проведение анализов на основе Монте-Карло моделирования детекторов позволяет на раннем этапе обнаружить возможные ошибки, допущенные при проектировании эксперимента, предоставить материал, анализ которого позволит произвести улучшения, начиная от компоновки и размещения детектирующих приборов до оптимизации алгоритмов реконструкции объектов и программного обеспечения в целом. В представленной диссертации впервые изучается влияние на эффективность анализа таких факторов, как значительный рост (в сравнении с экспериментами на LHC в течение периодов работы Run I и Run II) числа сопутствующих взаимодействий, рост сечений и светимости ускорителей, увеличения числа событий, имеющих “ускоренную” топологию. Результаты, включённые в диссертацию, решают проблему нахождения чувствительности экспериментов на HL-LHC к поиску распадов  $t \rightarrow qg$  и  $t \rightarrow q\gamma$  ( $q = u$  или  $c$ ) и проблему нахождения чувствительности экспериментов на FCC-hh к поиску распадов  $t \rightarrow q\gamma$  и  $t \rightarrow qH$  ( $q = u$  или  $c$ ). Приведённые в работе анализы событий и списки переменных, используемых при многомерном анализе, при

“тренировке” классификаторов, могут быть использованы в последующих физических анализах.

Сравнение функциональности пакетов для статистического анализа было мотивировано необходимостью выбора наилучшим образом отвечающего потребностям проведения Баесовского статистического анализа и может быть использовано другими группами, занимающимися поиском проявлений новой физики. Приведённый в работе метод учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло, может быть применён при проведении статистических анализов, использующих наборы Монте-Карло событий, содержащие отрицательные веса. Решение об использовании данного метода зависит от условий рассматриваемой задачи и таких факторов как статистическая обеспеченность Монте-Карло наборов, доли событий с отрицательными весами, величин вклада прочих систематических ошибок.

### Положения, выносимые на защиту

На защиту диссертации выносятся следующие положения:

1. Процедура изучения чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и фотона через нейтральный ток, меняющий аромат, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, и полученные значения ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$ ;
2. Процедура изучения чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ), меняющий аромат кварка, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, и полученные значения ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow ug)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$ ;
3. Процедура изучения чувствительности проектируемого “тестового” детектора ускорителя FCC-hh к событиям парного рождения  $t\bar{t}$  с распадом  $t$ -кварка по каналам  $t \rightarrow \gamma q$ ,  $t \rightarrow Hq$ , ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $q = u$  или  $c$ ) через нейтральные токи со сменой аромата кварка на основе Монте-Карло моделирования детектора с использованием при проведении анализов “ускоренной” топологии сигнальных событий и полученные значения ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow uH)$ ,  $\mathcal{B}(t \rightarrow cH)$ ,  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$ ;

4. Алгоритм построения функции правдоподобия с учётом систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий с отрицательными генераторными весами.

## Публикации и апробация результатов

Основные результаты диссертации опубликованы в научных статьях [1, 2], препринтах CERN [3, 4, 5, 6], сборниках трудов конференций [7, 8, 9], обзорных статьях [10, 11].

Основные результаты диссертации доложены диссертантом лично на семинарах ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт», на совещаниях коллаборации CMS по физике процессов с одиночным рождением  $t$ -кварка и на совещаниях, посвящённых обсуждению физических задач эксперимента CMS Phase II Upgrade, совещаниях статистического комитета коллаборации CMS и совещаниях группы физических исследований FCC-hh; на секциях, посвящённых обсуждению физических задач HL-LHC, и на следующих профильных международных научных конференциях по физике высоких энергий:

1. International Session-Conference of the Section of Nuclear Physics of PSD RAS: Physics of Fundamental Interactions, Dubna, Russia, April 12 - April 15, 2016;
2. QFTHEP'2017, The XXIII International Workshop "High Energy Physics and Quantum Field Theory", Yaroslavl, Russia, June 26 – July 3, 2017;
3. QUARKS-2018, 20th International Seminar on High Energy Physics, Valday, Russia, May 27 - June 2, 2018;
4. ICPPA 2018, IV International Conference on Particle Physics and Astrophysics, Moscow, Russia, October 22 - October 26, 2018;

В качестве постера результаты, включённые в диссертацию, были доложены автором на:

1. ESHEP2017, The 2017 European School of High-Energy Physics, Evora, Portugal, September 6 - September 19, 2017;

Кроме того, научные результаты, полученные диссертантом и включённые в диссертацию, в явном виде входят в доклады, представленные членами коллаборации CMS и соавторами на следующих конференциях:

1. ICHEP-2018, XXXIX International Conference on High Energy Physics, COEX, Seoul, July 4 - July 11, 2018 - C. Helsens “Top-quark physics at the Future Circular Colliders”;
2. 5th CMS Single Top Workshop, Oviedo, 28-30 November 2018 - G. Vorochnikov, M. Perfilov “Prospects for the search of FCNC at the HL-LHC”;

### **Личный вклад автора**

Для задачи изучения чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и фотона через нейтральный ток, меняющий аромат, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, автор лично проводил статистический анализ, а также участвовал в подготовке программного обеспечения для этапа первичного отбора данных в системе GRID, в написании текста статьи и защите результатов в коллаборации CMS.

Для задачи изучения чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ), меняющий аромат кварка, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, автор лично производил статистический анализ, подготовил соответствующее программное обеспечение и произвёл первичный отбор данных в системе GRID. Также автором внесён вклад в адаптацию существующего программного обеспечения для нужд анализа, в написание текста статьи и в защиту результатов в коллаборации CMS.

Для задачи изучения чувствительности проектируемого “тестового” детектора ускорителя FCC-hh к событиям парного рождения  $t\bar{t}$  с распадом  $t$ -кварка по каналам  $t \rightarrow \gamma q$ ,  $t \rightarrow Hq$ , ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $q = u$  или  $c$ ) через нейтральные токи со сменой аромата кварка на основе Монте-Карло моделирования детектора с использованием при проведении анализов “ускоренной” топологии сигнальных событий автор лично производил Монте-Карло генерацию сигнальных и ряда фоновых процессов, отбор и анализ событий, многомерный анализ, статистический анализ. Также автор внёс вклад в подготовку текста коллаборационной статьи, включающей полученные результаты.

Диссертант является единственным автором работы, посвящённой алгоритму построения функции правдоподобия с учётом систематической

ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий с отрицательными генераторными весами и его программной реализации.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Диссертация содержит 121 страницу, в том числе 43 рисунка и 19 таблиц. Список литературы содержит 116 ссылок.

Глава 1 содержит обоснование и описание текущего экспериментального состояния задачи поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварков, в физике  $t$ -кварка. Также приведены характеристики экспериментальной установки CMS большого адронного коллайдера, цели и задачи модернизации данной установки Phase II Upgrade для работы на ускорителе HL-LHC и целевые характеристики ускорителя FCC-hh и разрабатываемого для него детектора.

Глава 2 содержит описание стратегии анализа данных на основе метода Монте-Карло моделирования детектора, фоновых и сигнальных процессов, методов многомерного и статистического анализа. Приведено описание алгоритма построения функции правдоподобия с учётом систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий с отрицательными генераторными весами. Приведено сравнение функциональности пакетов для статистического анализа для Баесовского анализа, рекомендованных для работы в рамках коллаборации CMS.

Глава 3 посвящена описанию анализа чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tq\gamma$  ( $q = u$  или  $c$ ), меняющий аромат кварка, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, и получению значений ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$ .

Глава 4 посвящена описанию анализа чувствительности детектора CMS Phase II Upgrade ускорителя HL-LHC к процессам ассоциативного рождения  $t$ -кварка и струи через нейтральный ток в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ), меняющий аромат кварка, на основе Монте-Карло моделирования проектируемого детектора, и получению значений ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow ug)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$ .

Глава 5 посвящена описанию анализа чувствительности проектируемого “тестового” детектора ускорителя FCC-hh к событиям парного рождения  $t\bar{t}$  с распадом  $t$ -кварка по каналам  $t \rightarrow \gamma q$ ,  $t \rightarrow Hq$ , ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $q = u$  или  $c$ ) через нейтральные токи со сменой аромата кварка на основе Монте-Карло моделирования детектора с использованием при проведении анализов “ускоренной” топологии сигнальных событий и получению значений ожидаемых ограничений на величины  $\mathcal{B}(t \rightarrow uH)$ ,  $\mathcal{B}(t \rightarrow cH)$ ,  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$ .

# Глава 1. Теоретическое обоснование и обзор экспериментальных результатов

Данная глава посвящена описанию теоретических аспектов физики высоких энергий, непосредственно связанных с темой диссертации, обоснованию существующего интереса к поиску нейтральных токов со сменой аромата (flavor-changing neutral current, FCNC) в секторе физики  $t$ -кварка, а также обзору имеющихся на сегодняшний день экспериментальных результатов. В разделах 1.1, 1.2, 1.3 описана Стандартная модель и механизмы возникновения нейтральных токов, меняющих аромат кварков, приведены расчёты вероятностей распада  $t$ -кварка. Раздел 1.4 посвящен предсказаниям существующих альтернативных моделей. Существующие экспериментальные результаты по поиску нейтральных токов, меняющих аромат лёгких кварков, приведены в секции 1.6. Обзор актуальных экспериментальных результатов по поиску нейтральных токов со сменой аромата в секторе физики  $t$ -кварка дан в секции 1.7. В разделах 1.8 и 1.9 приведено описание ведущей экспериментальной установки CMS, используемой для поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварков, во взаимодействиях  $t$ -кварка и проекта развития данного детектора соответственно. В разделе 1.10 описан проект адронного коллайдера FCC-hh - одного из вариантов будущего передового ускорителя, перспективного с точки зрения поиска проявлений новой физики.

## 1.1 Стандартная модель

Стандартная модель (СМ) - перенормируемая квантовая теория поля [12, 13, 14], используемая для описания фундаментальных частиц (фермионов) и их взаимодействий через обмен частицами-переносчиками фундаментальных взаимодействий. Фундаментальные частицы - бесструктурные элементарные частицы, классифицируемые в СМ на лептоны и кварки, одним из главных отличий между которыми является то, что лептоны не участвуют в сильном взаимодействии.

К настоящему времени известно шесть типов кварков: “верхний” кварк ( $u$ ), “нижний” кварк ( $d$ ), “очарованный” кварк ( $c$ ), “странный” кварк ( $s$ ), “прелестный” кварк ( $b$ ), “истинный” кварк ( $t$ ) и шесть видов лептонов:

электрон ( $e$ ), электронное нейтрино ( $\nu_e$ ), мюон ( $\mu$ ), мюонное нейтрино ( $\nu_\mu$ ), тау-лептон ( $\tau$ ), тау-нейтрино ( $\nu_\tau$ ). СМ включает в себя описание сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий и не описывает гравитационное. Переносчиками электромагнитного взаимодействия являются фотоны ( $\gamma$ ), сильного - глюоны ( $g$ ), а слабого -  $W^\pm$  и  $Z^0$  бозоны. В таблице 1.1 приведена общая информация о массе, спине и электрическом заряде фундаментальных СМ частиц. Для лептонов и кварков также приведена классификация по поколениям.

Математическое описание СМ строится вокруг симметрии группы:

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (1.1)$$

- Лагранжиан СМ инвариантен относительно локальных калибровочных преобразований  $G_{SM}$ , где  $SU(3)_C$  - группа, отвечающая сильному взаимодействию, описываемому методами квантовой хромодинамики (КХД);  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  - группа, отвечающая объединённому электрослабому взаимодействию, описываемому методами квантовой электродинамики (КЭД).

Лагранжиан СМ может быть представлен в виде суммы частей [16]:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_M + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP} \quad (1.2)$$

где  $\mathcal{L}_G$  отвечает Лагранжиану свободных полей Янга — Миллса,  $\mathcal{L}_F$  описывает взаимодействия фермионов с калибровочными полями,  $\mathcal{L}_H$  описывает взаимодействия бозона Хиггса с калибровочными полями,  $\mathcal{L}_M$  отвечает за возникновение массы у фермионов,  $\mathcal{L}_{GF}$  фиксирует калибровку,  $\mathcal{L}_{FP}$  содержит духи Фаддеева-Попова.

## 1.2 $t$ -кварк

Обнаружение последнего среди открытых на сегодняшний момент и самого тяжёлого кварка произошло в 1994—1995 годах в экспериментах D0 [17] и CDF [18] на коллайдере Tevatron в американской лаборатории Fermilab. Наблюдению  $t$ -кварка длительное время предшествовала гипотеза о его существовании как партнёра по третьему поколению открытого ранее  $b$ -кварка.

Физические исследования в секторе  $t$ -кварка имеют ряд особенностей, отличающих его от остальных более лёгких кварков [19, 11]:



Таблица 1.1: список фундаментальных частиц СМ и их свойств. Заряд приведён в единицах элементарного заряда. Для  $\nu_e$  дополнительно в скобках указано ограничение на массу  $\bar{\nu}_e$ . [15].

<b>кварки</b>				
обозначение	$q$	$m$	$s$	поколение
$u$	$+\frac{2}{3}$	2.2 МэВ	$\frac{1}{2}$	I
$d$	$-\frac{1}{3}$	4.7 МэВ	$\frac{1}{2}$	I
$c$	$+\frac{2}{3}$	1.27 ГэВ	$\frac{1}{2}$	II
$s$	$-\frac{1}{3}$	96 МэВ	$\frac{1}{2}$	II
$t$	$+\frac{2}{3}$	173.21 ГэВ	$\frac{1}{2}$	III
$b$	$-\frac{1}{3}$	4.18 ГэВ	$\frac{1}{2}$	III

<b>лептоны</b>				
обозначение	$q$	$m$	$s$	поколение
$e$	-1	0.511 МэВ	$\frac{1}{2}$	I
$\nu_e$	0	$< 0.46$ МэВ ( $< 2$ эВ)	$\frac{1}{2}$	I
$\mu$	-1	105.65 МэВ	$\frac{1}{2}$	II
$\nu_\mu$	0	$< 0.19$ МэВ	$\frac{1}{2}$	II
$\tau$	-1	1776.86 МэВ	$\frac{1}{2}$	III
$\nu_\tau$	0	$< 18.2$ МэВ	$\frac{1}{2}$	III

<b>калибровочные бозоны</b>				
обозначение	$q$	$m$	$s$	взаимодействие
$\gamma$	0	$< 10^{-18}$ эВ	1	электромагнитное
$W^\pm$	$\pm 1$	80.39 ГэВ	1	слабое
$Z^0$	0	91.18 ГэВ	1	слабое
$g$	0	0	1	сильное

<b>бозоны Хиггса</b>				
обозначение	$q$	$m$	$s$	взаимодействие
$H^0$	0	125.09 ГэВ	0	-

- время жизни  $t$ -кварка  $\tau_{life}^t \approx 0.5 \times 10^{24}$  сек. на порядок меньше характерного времени адронизации  $\tau_{hadron} \approx 3 \times 10^{24}$  с. Для сравнения время жизни  $b$ -кварка составляет  $\tau_{life}^b \approx 1.5 \times 10^{12}$  сек. Таким образом, вероятность образования  $t$ -кварком связанных состояний существенно подавлена и при имеющихся экспериментальных условиях сектор физики  $t$ -кварка лишён богатой барионной и мезонной спектроскопии. Однако, с другой стороны, появляется уникальная возможность исследовать фундаментальные свойства взаимодействий  $t$ -кварка без характерных ошибок и неопределённостей, связанных с адронизацией;
- большое значение величины масса  $t$ -кварка также приводит к тому, что поправки в процессы с его участием за счёт вклада новых гипотетических частиц часто оказываются более значительными, нежели поправки к процессам с участием других кварков;
- $t$ -кварк распадается почти исключительно по каналу  $t \rightarrow Wb$ . Прочие же распады  $t$ -кварка, согласно СМ, оказываются подавленными и экспериментальное измерение их вероятностей является отличным инструментом для проверки СМ, а детектирование существенных отклонений от её предсказаний будет являться явным указанием на существование физики за пределами СМ.

Таким образом, исследование  $t$ -кварка представляет особый интерес с точки зрения проверки СМ и поиска проявлений новой физики.

Ширину распада  $t$ -кварка практически равна ширине его распада по каналу  $t \rightarrow Wb$  [15]:

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} |V_{tb}|^2 \left[1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right]^2 \left[1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right] \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (1.3)$$

где  $G_F = 1.166 \times 10^{-5}$  ГэВ<sup>-2</sup> - константа Ферми. Значениям величин  $m_W = 80.4$  ГэВ,  $m_t = 173.3$  ГэВ,  $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ ,  $V_{tb} \approx 1$  соответствует ширина  $\Gamma_t = 1.35$  ГэВ. Распады  $t \rightarrow Ws$  и  $t \rightarrow Wd$  подавлены пропорционально квадрату соответствующих элементов  $V_{ts} \approx 0.040$  и  $V_{td} \approx 0.008$  матрицы Кабиббо-Кобаяши-Москава (СКМ-матрицы).

Доминирующими механизмами рождения  $t$ -кварков на адронных коллайдерах являются парное рождение ( $t\bar{t}$ ) в сильном взаимодействии и одиночное рождение (одиночный  $t$ -кварк) в слабом взаимодействии. В протон-протонных взаимодействиях при энергиях ЛНС  $t\bar{t}$  события преимущественно

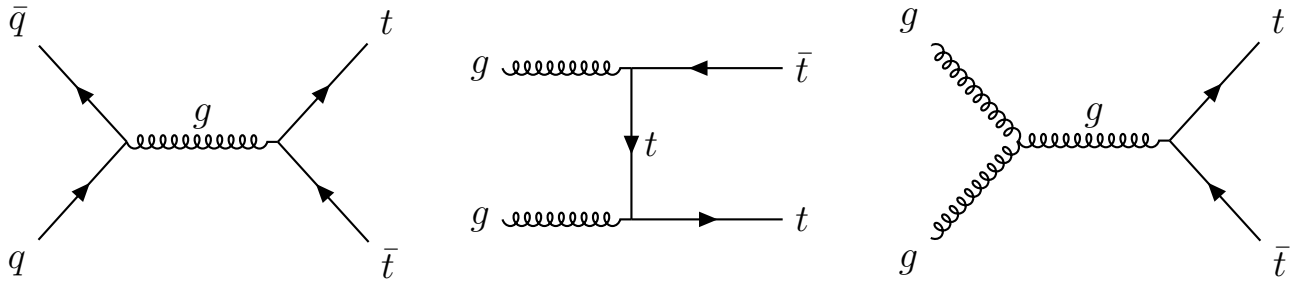


Рис. 1.1: пример фейнмановских диаграмм для СМ парного рождения  $t$ -кварка в лидирующем порядке КХД.

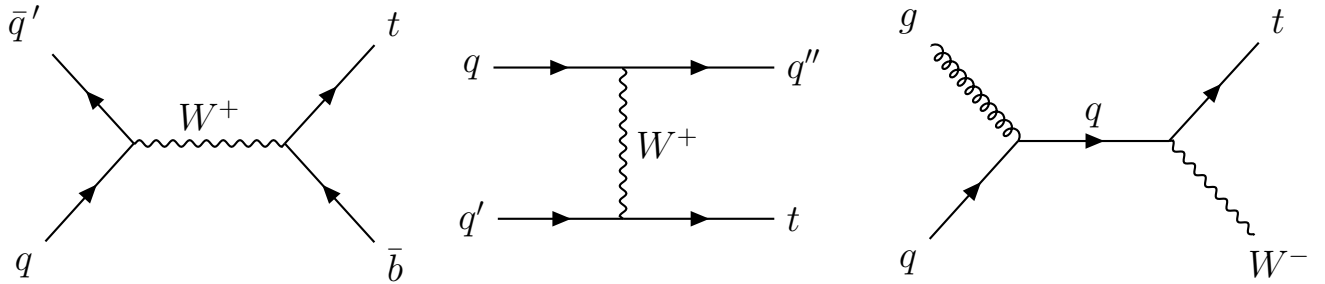


Рис. 1.2: пример фейнмановских диаграмм для СМ одиночного рождения  $t$ -кварка в лидирующем порядке СМ:  $s$ -канал (слева),  $t$ -канал (в центре),  $tW$ -канал (справа).

происходят через аннигиляцию кварка и морского антикварка и в глюон-глюонном рассеянии. Фейнмановские диаграммы парного рождения  $t$ -кварка в лидирующем порядке КХД показаны на рис. 1.1. Процессы одиночного рождения  $t$ -кварка можно разделить на три категории: рождение  $t$ -кварка в паре с  $W$ -бозоном ( $tW$ -канал), кварк-кварковое рассеяние с обменом виртуальным  $W$ -бозоном ( $t$ -канал) и аннигиляция кварка-антикварка с рождением виртуального  $W$ -бозона ( $s$ -канал). Фейнмановские диаграммы одиночного рождения  $t$ -кварка в лидирующем порядке СМ показаны на рис. 1.2.

График зависимости сечения рождения  $t$ -кварка от энергии столкновения в системе центра масс для различных процессов показан на рис. 1.3.

Исходя из типов распадов  $W$ -бозонов  $t\bar{t}$  события классифицируются на:

- адронный канал - оба  $W$ -бозона распадаются на кварк-антикварк пару. Реконструированные события имеют шесть струй, две из которых идентифицируются как  $b$ -струи;
- полулептонный канал - один  $W$ -бозон распадается на адроны, а другой на лептонную пару. В конечном состоянии отбираются, как имеющие две  $b$ -струи, изолированный лептон ( $e, \mu, \tau$ ) и потерянную энергию;

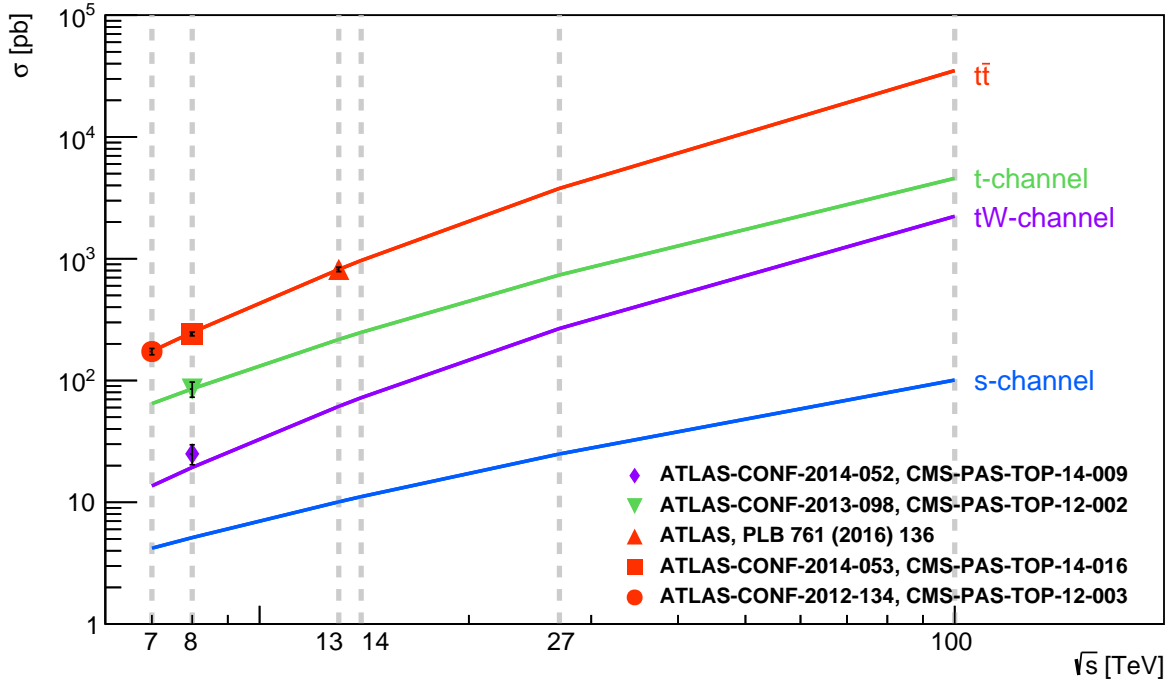


Рис. 1.3: график зависимости сечения рождения  $t$ -кварка от полной энергии соударения в системе центра масс для процессов парного и одиночного рождения в  $s$ -,  $t$ - и  $tW$ -каналах для протон-протонных столкновений. Линией показаны результаты NLO расчётов в MCFM [20]. Символами указаны экспериментальные результаты.

- лептонный канал - оба  $W$ -бозона распадаются на лептоны. Данный канал отличают по наличию двух  $b$ -струи и двух изолированных заряженных лептонов.

Вероятности соответствующих каналов распада в СМ представлены в таблице 1.2.

### 1.3 Нейтральные токи, меняющие аромат кварков, в Стандартной модели

Члены СМ Лагранжиана (1.2), определяющие взаимодействие кварков с калибровочными бозонами и бозоном Хиггса, могут быть записаны в терминах

Таблица 1.2: оценка вероятности различных каналов распада пары  $t\bar{t}$  в рамках СМ в предположении, что  $t$ -кварк распадается только на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк, и в лидирующем порядке теории возмущений.

канал распада	вероятность
адронный	4/9
полулептонный	4/9
лептонный	1/9
$t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \mu^-\mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\mu b\bar{b}$	1/81
$t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \ell\nu_\ell\bar{\nu}_\ell b\bar{b}$	1/27
$t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \rightarrow \ell\ell'\nu_\ell\bar{\nu}_{\ell'} b\bar{b}$	2/27

физических полей в следующем виде [16]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{A-q} &= e \sum_n Q_n \bar{q}_n \gamma_\mu q_n A^\mu \\
\mathcal{L}_{W-q} &= \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_{I,i} \left[ \bar{q}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{Ii} q_I W_\mu^- + \right. \\
&\quad \left. + \bar{q}_I \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{Ij}^+ q_j W_\mu^+ \right] \\
\mathcal{L}_{Z-q} &= \frac{g}{2W} \sum_I \bar{q}_I \gamma^\mu \left( \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) - 2Q_I s_W^2 \right) q_I Z_\mu + \\
&\quad + \frac{g}{2W} \sum_i \bar{q}_i \gamma^\mu \left( \frac{1}{2}(-1 + \gamma_5) - 2Q_i s_W^2 \right) q_i Z_\mu \\
\mathcal{L}_{g-q} &= g_s \sum_n \bar{q}_n \gamma_\mu T^a q_n G_\mu^a \\
\mathcal{L}_{H-q} &= \frac{g}{2M_Z c_W} \sum_n m_n \bar{q}_n q_n H
\end{aligned} \tag{1.4}$$

где индексы  $I$  отвечают верхним кваркам, а  $i$  - нижним,  $e$  - электрический заряд электрона,  $Q_i$  - заряд кварка,  $g$  - константа связи слабого взаимодействия,  $g_s$  - константа связи сильного взаимодействия,  $c_W$  и  $s_W$  - косинус и синус угла Вайнберга соответственно,  $V_{ij}$  - элемент СКМ-матрицы,  $2 \times T^a = \lambda_a$  - матрица Гелл-Манна.

Из выражения (1.4) следует, что:

- вершины взаимодействия с заряженным током есть только для пары кварков с разным ароматом, т.е. заряженный ток строго меняет аромат кварков.

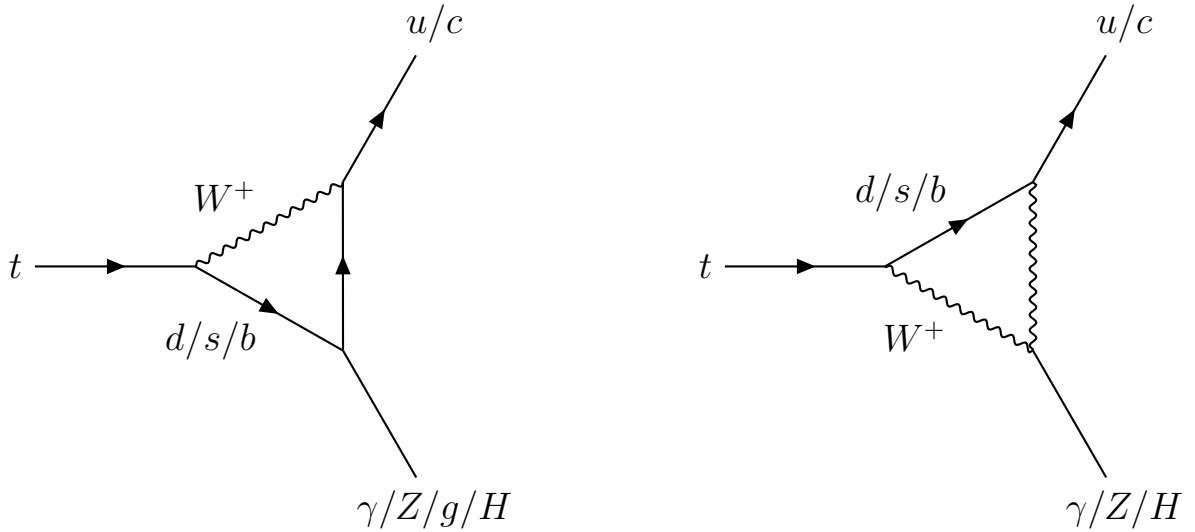


Рис. 1.4: примеры однопетлевых СМ диаграмм FCNC процессов.

- вершины взаимодействия с нейтральным током есть только для пары кварков одного аромата, т.е. нейтральный ток строго сохраняет аромат кварков.

Таким образом, в СМ на древесном уровне нет нейтральных токов, меняющих аромат кварков.

С другой стороны, нейтральные токи, меняющие аромат кварков, могут идти в СМ через петлевые поправки. Примеры однопетлевых СМ диаграмм FCNC процессов показан на рис. 1.4. Однако, данные процессы оказываются существенно подавлены за счёт GIM-механизма (Glashow-Иордуполос-Маиани, [21]) и вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка в СМ являются величинами порядка  $10^{-11}$ - $10^{-17}$ , находясь за пределами чувствительности современных экспериментов. Результаты вычисленных в рамках СМ вероятностей распадов  $t$ -кварка через нейтральные токи, меняющие аромат, приведены в таблице 1.3.

## 1.4 Нейтральные токи, меняющие аромат кварков, за пределами Стандартной модели

С одной стороны вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка в СМ существенно подавлены, а с другой, как уже было сказано ранее, сектор  $t$ -кварка является чувствительным к отклонениям от СМ и исследование процессов с его участием может привести к наблюдению проявлений новой физики. Так, в ряде альтернативных моделей предсказывается существенное усиление вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка:

Таблица 1.3: предсказания вероятностей FCNC распадов  $t$ -кварка в СМ и в рамках альтернативных моделей [22]:

Процесс	СМ	2HDM(FV)	2HDM(FC)	MSSM	RPV	RS
$t \rightarrow Zu$	$7 \times 10^{-17}$	–	–	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	–
$t \rightarrow Zc$	$1 \times 10^{-14}$	$\leq 10^{-6}$	$\leq 10^{-10}$	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	$\leq 10^{-5}$
$t \rightarrow gu$	$4 \times 10^{-14}$	–	–	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	–
$t \rightarrow gc$	$5 \times 10^{-12}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-6}$	$\leq 10^{-10}$
$t \rightarrow \gamma u$	$4 \times 10^{-16}$	–	–	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-9}$	–
$t \rightarrow \gamma c$	$5 \times 10^{-14}$	$\leq 10^{-7}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-8}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-9}$
$t \rightarrow Hu$	$2 \times 10^{-17}$	$6 \times 10^{-6}$	–	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-9}$	–
$t \rightarrow Hc$	$3 \times 10^{-15}$	$2 \times 10^{-3}$	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-5}$	$\leq 10^{-9}$	$\leq 10^{-4}$

1. Модели класса 2HDM (Two Higgs Doublets Model) являются одними из простейших расширений СМ [23]. В данных моделях сектор спонтанного нарушения электрослабой симметрии расширяется до пяти бозонов Хиггса, два из которых являются нейтральными скалярами  $h$ ,  $H^0$  ( $m_h < m_H$ ), один - нейтральный псевдоскаляр  $A$  и два заряжены -  $H^\pm$ . В зависимости от непосредственной реализации модели возможно ослабление GIM-механизма подавления FCNC за счёт вклада взаимодействий новых бозонов (2HDM(FC) (flavor-conserving)), либо нарушение аромата может наблюдаться непосредственно на древесном уровне (2HDM(FV) (flavor-violating)).
2. Минимальная суперсимметричная стандартная модель (MSSM) допускает наличие минимального числа новых суперсимметричных партнёров СМ частиц и полей. В данном классе моделей FCNC может усиливаться за счёт петлевых поправок, аналогичных СМ, с вершинами взаимодействий, включающих кварки, скварки и глюинос [24] (скварк - гипотетический партнёр кварка, возникающий в ряде суперсимметричных моделей и имеющий спин 0, глюино - суперсимметричный партнёр глюона, слептон - суперсимметричный партнёр лептона).

3. В классе суперсимметричных моделей с нарушением  $R$ -чётности (RPV) возникает усиление FCNC за счёт вклада петлевых поправок с участием скварков и лептонов или слептонов и кварков [25].
4. В классе моделей Рэндалл-Сундрума (RS) решается проблема иерархии СМ. Расширение размерности пространства в данной модели допускает в свою очередь увеличение размерности используемых в Лагранжиане операторов взаимодействий, что, в свою очередь, может привести к усилению сигнала FCNC в зависимости от реализации модели.

Результаты вычисленных в рамках альтернативных моделей вероятностей распадов  $t$ -кварка через нейтральные токи, меняющие аромат, приведены в таблице 1.3.

## 1.5 Эффективное описание нейтральных токов, меняющих аромат кварков

В условиях наличия целого ряда альтернативных моделей, предсказывающих увеличение вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка, при анализе экспериментальных данных является предпочтительным модельно-независимый подход. Широко распространённым способом моделирования вклада новой физики является расширение СМ Лагранжиана членами, содержащими операторы, отсутствующие в СМ Лагранжиане, и эффективные константы связи, ассоциированные с каждым оператором [26, 27, 28]. В данном методе эффективный Лагранжиан может быть представлен в виде следующего ряда:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \mathcal{L}_4 + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{L}_5 + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}_6 + \dots \quad (1.5)$$

Такой Лагранжиан, калибровочно-инвариантный по отношению к калибровочной группе СМ, состоит из ряда членов со все возрастающей размерностью, подавленными все более высокими степенями масштаба Новой Физики (НФ - новая физика за рамками Стандартной Модели).

Эффективный Лагранжиан, возникающий из общего калибровочно-и лоренц-инвариантного разложения по операторам после спонтанного нарушения симметрии, учитывающий члены вплоть до размерности пять включительно и описывающий взаимодействие  $t$ -кварка с лёгким кварком  $q = u, c$  и фотоном, может быть записан в следующем виде [29]:

$$-\mathcal{L} = e\lambda_{qt}\bar{q}(\lambda_{qt}^v + \lambda_{qt}^a\gamma_5)\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{m_t}tA^\mu + h.c., \quad (1.6)$$



где  $\bar{q}$  и  $t$  - сокращённое обозначение для полей  $\bar{u}(p_q)$  и  $u(p_t)$  соответственно,  $e$  - электрический заряд электрона,  $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ ,  $q^\nu = (p_t - p_q)^\nu$  - импульс фотона. Сила взаимодействия описывается действительной и положительной константой связи  $\lambda_{qt}$  и коэффициентами связи со скалярным и псевдоскалярным токами, нормализованными так, что  $|\lambda_{qt}^v|^2 + |\lambda_{qt}^a|^2 = 1$ .

Аналогично могут быть заданы взаимодействия с  $Z^0$  и  $g$  калибровочными бозонами и бозоном Хиггса  $H$ , тогда Лагранжиан (1.6) примет вид:

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L} = & e\lambda_{qt}\bar{q}(\lambda_{qt}^v + \lambda_{qt}^a\gamma_5)\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{m_t}tA^\mu + g_s\zeta_{qt}\bar{q}(\zeta_{qt}^v + \zeta_{qt}^a\gamma_5)\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{m_t}T^a tG^{a\mu} \\
& + \frac{g}{2c_W}X_{qt}\bar{q}\gamma_\mu(x_{qt}^L P_L + x_{qt}^R P_R)tZ^\mu + \frac{g}{2c_W}\kappa_{qt}\bar{q}(\kappa_{qt}^v + \kappa_{qt}^a\gamma_5)\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{m_t}tZ^\mu \\
& + \frac{g}{2\sqrt{2}}g_{qt}\bar{q}(g_{qt}^v + g_{qt}^a\gamma_5)tH + h.c.,
\end{aligned} \tag{1.7}$$

где  $P_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)$ . Данная параметризация является не единственным способом задания аномального взаимодействия, примером альтернативного широко распространённого способа записи является параметризация с использованием киральных проекторов  $P_L, P_R$ :

$$-\mathcal{L} = e\bar{q}(\lambda_{qt}^R P_R + \lambda_{qt}^L P_L)\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{m_t}tA^\mu + h.c., \tag{1.8}$$

Из-за различия в определении констант связи при различных параметризациях для сравнения экспериментальных результатов обычно приводят значения вероятностей соответствующих распадов.

Парциальные ширины FCNC распадов (рис. 1.5):

$$\begin{aligned}
\Gamma(t \rightarrow q\gamma) &= \frac{\alpha}{2}|\lambda_{qt}|^2 m_t, \\
\Gamma(t \rightarrow qg) &= \frac{2\alpha_s}{3}|\zeta_{qt}|^2 m_t, \\
\Gamma(t \rightarrow qZ)_\gamma &= \frac{\alpha}{32s_W^2 c_W^2} |X_{qt}|^2 \frac{m_t^3}{M_Z^2} \left[1 - \frac{M_Z^2}{m_t^2}\right]^2 \left[1 + 2\frac{M_Z^2}{m_t^2}\right], \\
\Gamma(t \rightarrow qZ)_\sigma &= \frac{\alpha}{16s_W^2 c_W^2} |\kappa_{qt}|^2 m_t \left[1 - \frac{M_Z^2}{m_t^2}\right]^2 \left[2 + \frac{M_Z^2}{m_t^2}\right], \\
\Gamma(t \rightarrow qH) &= \frac{\alpha}{32s_W^2} |g_{qt}|^2 m_t \left[1 - \frac{M_H^2}{m_t^2}\right]^2
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Подставляя в (1.9) значения для  $m_t = 173.3$ , ГэВ  $M_Z = 91.2$ , ГэВ  $M_H = 125.1$ , ГэВ  $c_W^2 = 0.877$ ,  $s_W^2 = 0.232$ ,  $\alpha(m_W) \approx 1/128$ ,  $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ , и ширины, найденной по формуле (1.3), получим следующие выражения для вероятностей

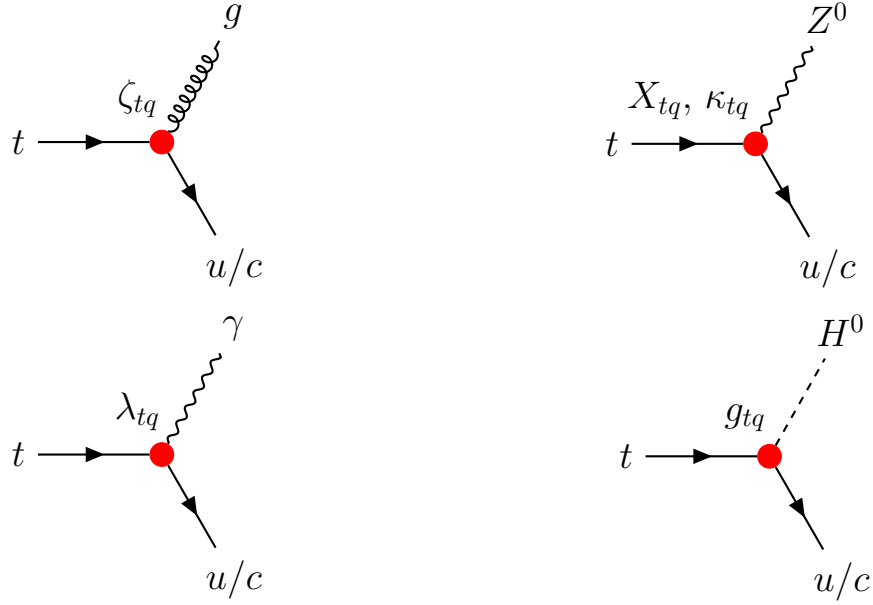


Рис. 1.5: Диаграммы распада  $t$ -кварка со сменой аромата через нейтральный ток.

FCNC распадов  $t$ -кварка (в предположении, что ширина аномального распада много меньше ширины СМ распада топ-кварка):

$$\begin{aligned}
 \mathcal{B}(t \rightarrow q\gamma) &= 0.497 \times \lambda_{qt}^2 \\
 \mathcal{B}(t \rightarrow qg) &= 9.233 \times \zeta_{qt}^2 \\
 \mathcal{B}(t \rightarrow qZ)_\gamma &= 0.513 \times X_{qt}^2 \\
 \mathcal{B}(t \rightarrow qZ)_\sigma &= 0.416 \times \kappa_{qt}^2 \\
 \mathcal{B}(t \rightarrow qH) &= 0.031 \times g_{qt}^2
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

## 1.6 Экспериментальные результаты поиска FCNC взаимодействий лёгких кварков

Аналогично тому, как FCNC вершины были параметризованы в (1.7) для  $t$ -кварка, эффективные константы взаимодействия для нарушающих аромат кварков распадов могут быть введены и для остальных кварков, добавляя к СМ переходы в парах  $(u,c)$ ,  $(b,s)$ ,  $(b,d)$ ,  $(d,s)$  с излучением векторного бозона или бозона Хиггса. Ограничения на существование данных аномальных вершин могут быть получены из анализа результатов измерений в физике мезонов. Измерения распадов мезонов, содержащих  $s$ -кварк,  $c$ -кварк или  $b$ -кварк:  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu})/\Gamma(K^+ \rightarrow all) = (1.7 \pm 1.1) \times 10^{-10}$ ,  $\Gamma(D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma(D^0 \rightarrow$

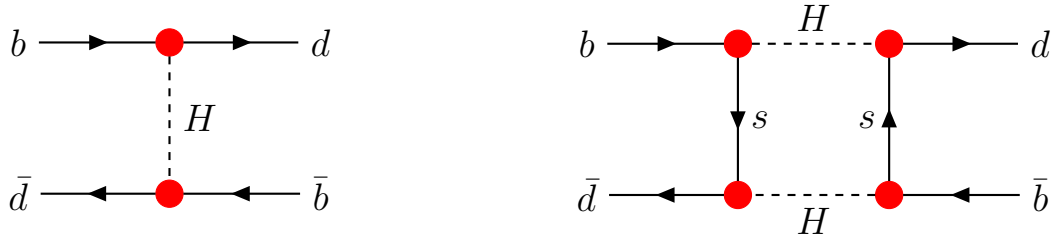


Рис. 1.6: примеры диаграмм, идущих через FCNC вершины и дающих вклад в смешивание нейтральных мезонов.

$all) < 6.2 \times 10^9$ ,  $\Gamma(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)/\Gamma(B^0 \rightarrow all) < 6.3 \times 10^{10}$  [15] ограничивают FCNC, идущие через векторные бозоны. Лучшие ограничения на  $\mathcal{B}(H \rightarrow u\bar{c})$  были получены путём учёта вклада вершины  $ucH$  в процесс осцилляции  $D^0$  мезонов, ограничения на  $\mathcal{B}(H \rightarrow d\bar{b})$  - из осцилляции  $B_d^0$ , ограничения на  $\mathcal{B}(H \rightarrow d\bar{s})$  - из осцилляции  $B_s^0$ , ограничения на  $\mathcal{B}(H \rightarrow s\bar{b})$  - из осцилляции  $K^0$  [30]. Пример диаграмм, идущих через аномальные FCNC вершины и дающих вклад в процесс осцилляции мезонов, приведён на рис. 1.6. В таблице 1.4 приведены ограничения на вероятности FCNC распадов бозона Хиггса на  $u, d, s, c, b$ -кварки.

Таблица 1.4: ограничения на вероятности FCNC распадов бозона Хиггса на  $u, d, s, c, b$ -кварки [30].

Метод измерения	Ограничение
осцилляции $D^0$	$\mathcal{B}(H \rightarrow u\bar{c}) < 4.6 \times 10^{-6}$
осцилляции $B_d^0$	$\mathcal{B}(H \rightarrow d\bar{b}) < 2.1 \times 10^{-5}$
осцилляции $B_s^0$	$\mathcal{B}(H \rightarrow d\bar{s}) < 5.1 \times 10^{-7}$
осцилляции $K^0$	$\mathcal{B}(H \rightarrow s\bar{b}) < 1.6 \times 10^{-3}$

## 1.7 Экспериментальные результаты поиска FCNC взаимодействий $t$ -кварка

Прямой поиск нейтральных токов со сменой аромата в распаде  $t$ -кварка к настоящему моменту производился в экспериментах на ускорителях ЛНС и Tevatron в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях соответственно, показав отрицательный результат. Результаты ЛНС и Tevatron экспериментов в виде верхних ограничений на вероятности распадов представлены в таблице 1.5.

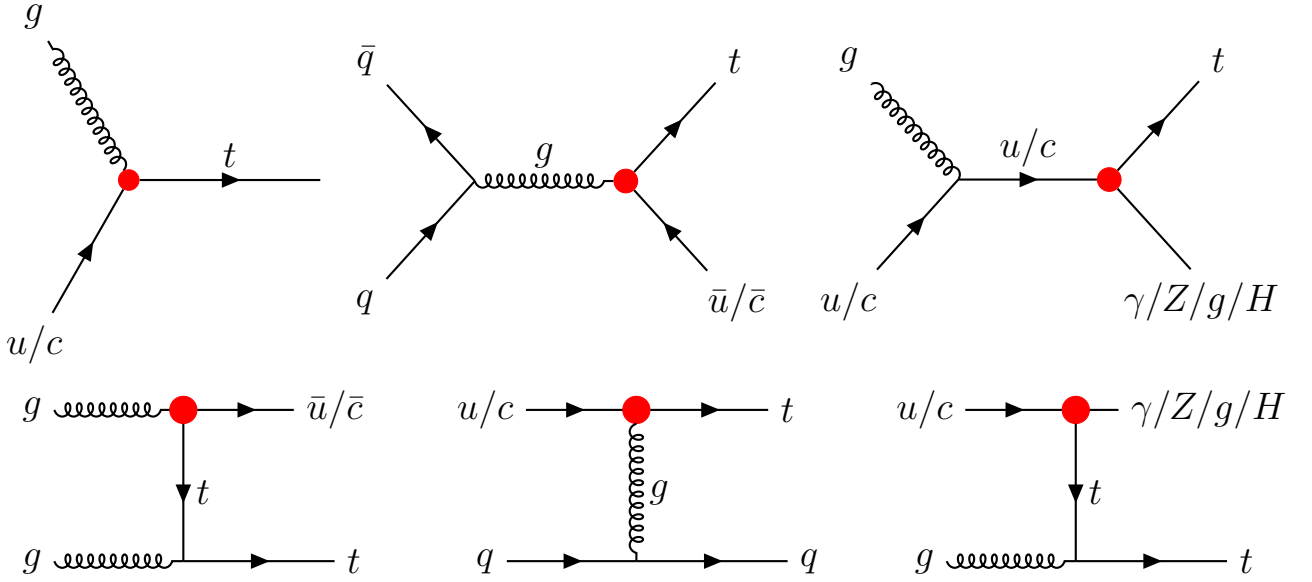


Рис. 1.7: примеры диаграмм Фейнмана для одиночного рождения  $t$ -кварка через FCNC вершину, выделенную красным цветом, в  $s$ -канале (верхний ряд) и  $t$ -канале (нижний ряд).

Экспериментальные стратегии анализа FCNC в процессах с участием  $t$ -кварка можно классифицировать следующим образом:

- поиск событий с рождением  $t$ -кварка согласно СМ и распадом через FCNC. Данные события характеризуются наличием  $u$  или  $c$  кварка в конечном состоянии совместно с  $X = H^0, Z, g, \gamma$ . При наличии идентификации  $c$ -струй возможно разделение процессов  $t \rightarrow cX$  и  $t \rightarrow uX$ , в противном случае ожидается близкая чувствительность.
- поиск событий с рождением  $t$ -кварка через FCNC и распадом согласно СМ (рис. 1.7). Вследствие различия в распределении  $u$  и  $\bar{u}$  кварков в PDF протона ожидается асимметрия в числе событий с  $t$ - и  $\bar{t}$ -кварком в процессах рождения с  $tuX$  FCNC вершиной. Данный факт позволяет отличить их от процессов с  $tX$  FCNC вершиной, для которых подобной асимметрии не ожидается.

Соответственно, могут рассматриваться события с одиночным или парным рождением  $t$ -кварка, а также их комбинация. На выбор конкретной стратегии анализа влияет фактор наличия фоновых процессов со схожей с сигнальной сигнатурой конечного состояния.

Так, лучшие на сегодняшний день ограничения на  $\mathcal{B}(t \rightarrow qq)$  были получены на основе поиска одиночного [31] и ассоциативного с глюоном [32] рождения  $t$ -кварка через FCNC. В первом случае рассматривался сигнальный процесс

вида  $gq \rightarrow t \rightarrow bl\nu_\ell$  (где  $\ell = \mu, e$ ) со следующими доминирующими фоновыми процессами:  $W$ +струи, одиночный  $t$ -кварк,  $t\bar{t}$ ,  $Z$ +струи, многоструйный КХД фон. Во втором случае рассматривался сигнальный процесс вида  $tg \rightarrow b\mu\nu_\mu g$  со следующими доминирующими в сигнальной области фоновыми процессами: одиночный  $t$ -кварк,  $t\bar{t}$ ,  $W$ +струи, многоструйный КХД фон. Эксперименты считаются менее чувствительными к сигнальным процессам вида  $t\bar{t} \rightarrow bWqg$  и  $t \rightarrow qg$  за счёт преобладания вклада многоструйного КХД фона.

Лучшие ограничения на  $\mathcal{B}(t \rightarrow qZ)$  были получены в анализах, использовавших сигнальные процессы вида  $t\bar{t} \rightarrow ZqWb \rightarrow \ell\bar{\ell}q\ell'\nu_{\ell'}b$  (где  $\ell = \mu, e$ ) [33, 34]. В работе [34] данный сигнал использовался в комбинации с процессом ассоциативного рождения  $Z$  и  $t$ -кварка через FCNC:  $Zt \rightarrow \ell\bar{\ell}Wb \rightarrow \ell\bar{\ell}\ell'\nu_{\ell'}b$ . Основными фоновыми процессами в рассматриваемых анализах являются:  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}W$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z$ +струи.

Лучшие на сегодняшний день ограничения на  $\mathcal{B}(t \rightarrow q\gamma)$  были получены на основе поиска событий с совместным рождением  $t$ -кварка и  $\gamma$ -кванта через FCNC [35]. Рассматривался сигнал вида  $t\gamma \rightarrow bl\nu_\ell\gamma$  (где  $\ell = \mu, e, \tau$ ), для которого основными фоновыми процессами являлись  $W$ +струи и  $W+\gamma$ +струи.

Стратегия анализа FCNC процессов с рождением бозонов Хиггса существенно зависит от рассматриваемого канала распада  $H$ -бозона. Ограничения на  $\mathcal{B}(t \rightarrow qH)$  в работе [36] были получены на основе поиска процесса  $t\bar{t} \rightarrow HqWb$  с последующим распадом на  $W$  и  $H$  по лептонным каналам:  $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell\ell'\nu_{\ell'}$ ,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \ell\bar{\ell}\ell'\bar{\ell}'$  и  $H \rightarrow \tau\bar{\tau} \rightarrow \ell\bar{\ell}'\bar{\nu}_\ell\nu_{\ell'}\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ , где  $\ell = e, \mu$ . В качестве фоновых процессов рассматривались  $t\bar{t}H$ ,  $t\bar{t}W$ ,  $t\bar{t}Z$ , процессы с рождением лептонов из распадов вторичных адронов ( $t\bar{t}$ ) и процессы с рождением пары векторных бозонов ( $WZ$ ,  $ZZ$ ,  $WW$ ). Другой хорошо выделяемой реакцией является FCNC процесс с распад  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , использованный в анализах [37, 38]. Меньшая чувствительность достигается при поиске процессов с распадом  $H$ -бозона по каналу  $H \rightarrow b\bar{b}$  [39].

Результаты работы электрон-позитронного коллайдера LEP2 и электрон-протонного коллайдера HERA, в которых  $t$ -кварк непосредственно не был наблюдён, также могут быть использованы для постановки ограничений на вероятности FCNC процессов. При энергиях данных ускорителей  $t$ -кварк мог рождаться только одиночно. Ограничения на соответствующие FCNC процессы на ускорителе LEP2 были получены на основе поиска реакции  $e^-e^+ \rightarrow X \rightarrow tq$ , где  $X = Z, \gamma$ ,  $q = u, c$ . Ограничения на ускорителе HERA были получены на

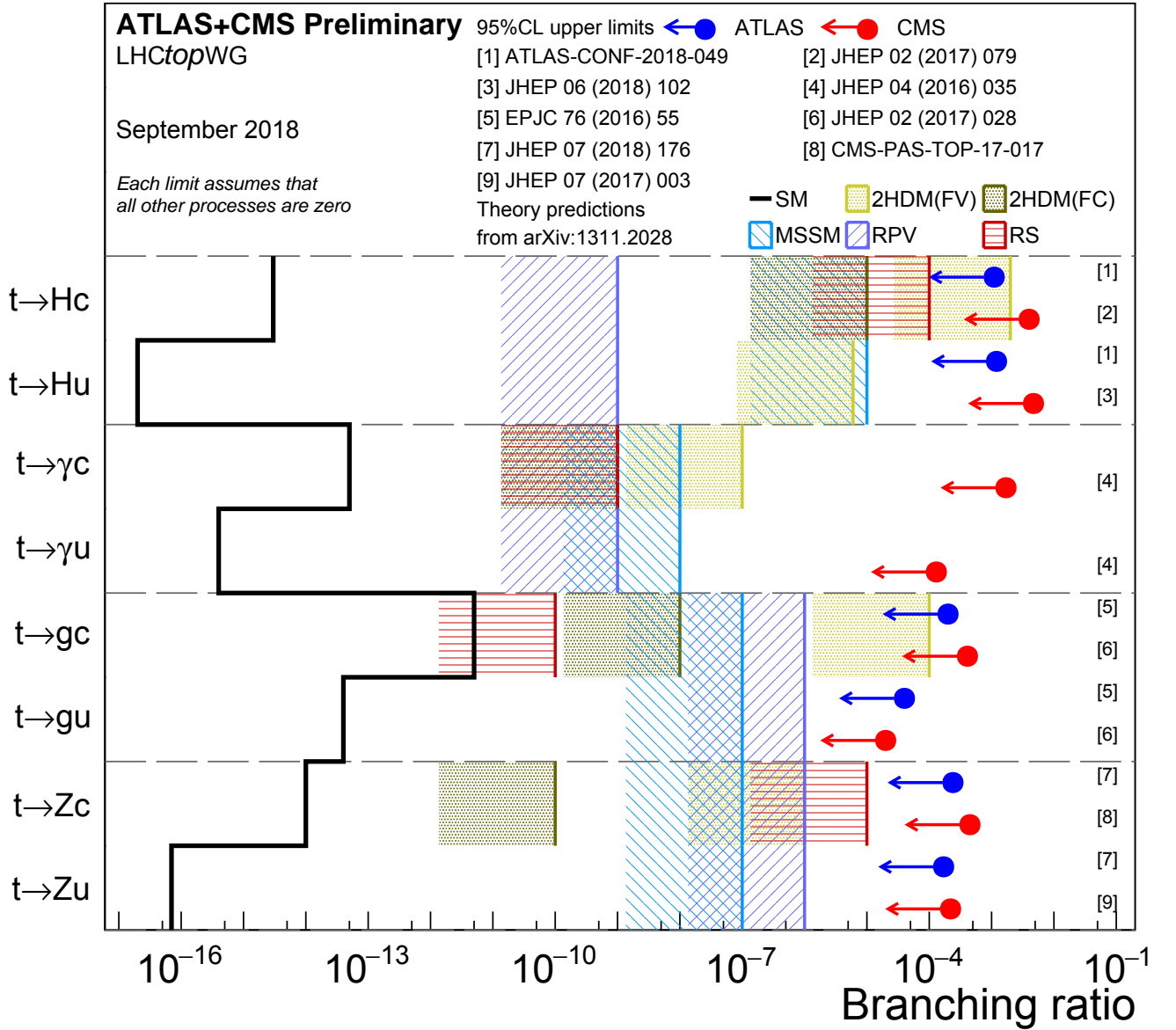


Рис. 1.8: текущие экспериментальные верхние ограничения на уровне достоверности 95% на вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка, полученные в экспериментах ATLAS и CMS, в сравнении с предсказаниями ряда физических моделей [55].

основе поиска реакции  $e^-u \rightarrow e^-t$  через обмен  $\gamma$ -квантом или  $Z$ -бозоном в  $t$ -канале. Результаты экспериментов на ускорителях LEP2 [40, 41, 42, 43] и HERA [44] включены в таблицу 1.6 для публикаций, приводящих верхние ограничения на вероятности аномальных распадов.

Текущие экспериментальные верхние ограничения на уровне достоверности 95% на вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка, полученные в экспериментах ATLAS и CMS, в сравнении с предсказаниями ряда физических моделей представлено на рисунке 1.8.

Таблица 1.5: верхние экспериментальные ограничения на вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка для различных каналов на уровне достоверности 95% по результатам поисков в экспериментах на ускорителях Tevatron и LHC. Приведена информация об интегральной светимости, используемой в анализе, и для экспериментов на LHC - энергия столкновений в системе центра масс.

Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow q\gamma)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$	Ссылка
CMS, 8 ТэВ, 19.8 фб <sup>-1</sup>	-	$1.3 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-3}$	[35]
Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow qg)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow ug)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$	
CDF, 2.2 фб <sup>-1</sup>	-	$3.9 \times 10^{-4}$	$5.7 \times 10^{-3}$	[45]
D0, 2.3 фб <sup>-1</sup>	-	$2.0 \times 10^{-4}$	$3.9 \times 10^{-3}$	[46]
ATLAS, 7 ТэВ, 2.05 фб <sup>-1</sup>	-	$5.7 \times 10^{-5}$	$2.7 \times 10^{-4}$	[47]
ATLAS, 8 ТэВ, 20.3 фб <sup>-1</sup>	-	$4.0 \times 10^{-5}$	$2.0 \times 10^{-4}$	[31]
CMS, 7 и 8 ТэВ, 5.0+19.7 фб <sup>-1</sup>	-	$2.0 \times 10^{-5}$	$4.1 \times 10^{-4}$	[32]
Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow qZ)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow uZ)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cZ)$	
CDF, 1.9 фб <sup>-1</sup>	$3.4 \times 10^{-2}$	-	-	[48]
D0, 4.1 фб <sup>-1</sup>	$3.2 \times 10^{-2}$	-	-	[49]
ATLAS, 7 ТэВ, 2.1 фб <sup>-1</sup>	$0.73 \times 10^{-2}$	-	-	[50]
ATLAS, 8 ТэВ, 20.3 фб <sup>-1</sup>	$7 \times 10^{-4}$	-	-	[51]
ATLAS, 13 ТэВ, 36.1 фб <sup>-1</sup>	-	$2.4 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-4}$	[33]
CMS, 7 ТэВ, 5.0 фб <sup>-1</sup>	$0.21 \times 10^{-2}$	-	-	[52]
CMS, 7 и 8 ТэВ, 5.0+19.7 фб <sup>-1</sup>	$5 \times 10^{-4}$	-	-	[53]
CMS, 8 ТэВ, 19.7 фб <sup>-1</sup>	-	$2.2 \times 10^{-4}$	$4.9 \times 10^{-4}$	[34]
Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow qH)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow uH)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cH)$	
ATLAS, 8 ТэВ, 20.3 фб <sup>-1</sup>	-	$4.5 \times 10^{-3}$	$4.6 \times 10^{-3}$	[54]
ATLAS, 13 ТэВ, 36.1 фб <sup>-1</sup>	-	$2.4 \times 10^{-3}$	$2.2 \times 10^{-3}$	[37]
ATLAS, 13 ТэВ, 36.1 фб <sup>-1</sup>	-	$1.9 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$	[36]
CMS, 8 ТэВ, 19.7 фб <sup>-1</sup>	-	$5.5 \times 10^{-3}$	$4.0 \times 10^{-3}$	[38]
CMS, 13 ТэВ, 35.9 фб <sup>-1</sup>	-	$4.7 \times 10^{-3}$	$4.7 \times 10^{-3}$	[39]

Таблица 1.6: верхние экспериментальные ограничения на вероятности FCNC распадов  $t$ -кварка для различных каналов на уровне достоверности 95% по результатам поисков в экспериментах на ускорителях HERA и LEP2.

Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow q\gamma)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$	Ссылка
HERA (ZEUS), $0.63 \text{ фб}^{-1}$	-	$5 \times 10^{-3}$	-	[44]
LEP2 (L3)	0.04	-	-	[42]
Эксперимент	$\mathcal{B}(t \rightarrow qZ)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow uZ)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cZ)$	
HERA (ZEUS)	-	0.25	-	[44]
LEP2 (OPAL)	-	0.137	0.137	[41]
LEP2 (ALEPH)	-	0.17	0.17	[40]
LEP2 (L3)	0.13	-	-	[42]



## 1.8 Эксперимент CMS

Compact Muon Solenoid (CMS) - это один из двух крупнейших универсальных детекторов элементарных частиц, работающих на Большом Адронном Коллайдере (БАК, LHC) в ЦЕРН при протон-протонных, протон-ионных и ион-ионных столкновениях [56]. К основным задачам эксперимента CMS после открытия бозона Хиггса относятся прямой поиск проявлений физики за пределами СМ, поиск проявлений новой физики на основе проверки предсказаний альтернативных моделей, а также высокоточные СМ измерения.

Детектор CMS был спроектирован для работы при энергии протон-протонных столкновений  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и пиковой светимости  $1 \times 10^{34}$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>. Установка CMS имеет симметричную относительно оси пучка геометрию, показанную на рисунке 1.9, и включает в себя следующие основные системы:

- трековая система, состоящая из окружающих точку взаимодействия многослойных пиксельных и кремниевых микрополосковых детекторов, предназначенная для детектирования заряженных частиц и реконструкции их треков в области по псевдобыстроте  $|\eta| < 2.5$ ;
- гомогенный электромагнитный калориметр (ECAL), состоящий из сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца (PbWO<sub>4</sub>) и предназначенный для регистрации фотонов и электронов. Центральный и торцевой ECAL закрывают область до  $|\eta| < 3$ ;
- гетерогенный адронный калориметр (HCAL), состоящий из абсорбирующих слоёв латуни и стали и слоёв сцинтиллирующих пластиковых кристаллов и предназначенный для регистрации струй адронов. Центральный и торцевой HCAL закрывают область до  $|\eta| < 3$ . В дополнение к ним также установлен передний калориметр, расширяющий покрытие  $|\eta| < 5.0$  и обладающий повышенной радиационной стойкостью;
- соленоидальный сверхпроводящий магнит диаметром 6 метров и длиной 12.5 метров с высокооднородным полем с индукцией  $\approx 4$  Тл;
- мюонная система, составленная из дрейфовых трубок, катодных полосковых камер и камер с резистивными пластинками и предназначенная для регистрации прошедших через соленоид мюонов. Мюонная система перекрывает область до  $|\eta| < 2.4$ .

Трековая система обеспечивает 94% эффективность регистрации треков заряженных частиц (из событий с парным рождением  $t\bar{t}$ ) в центральной области

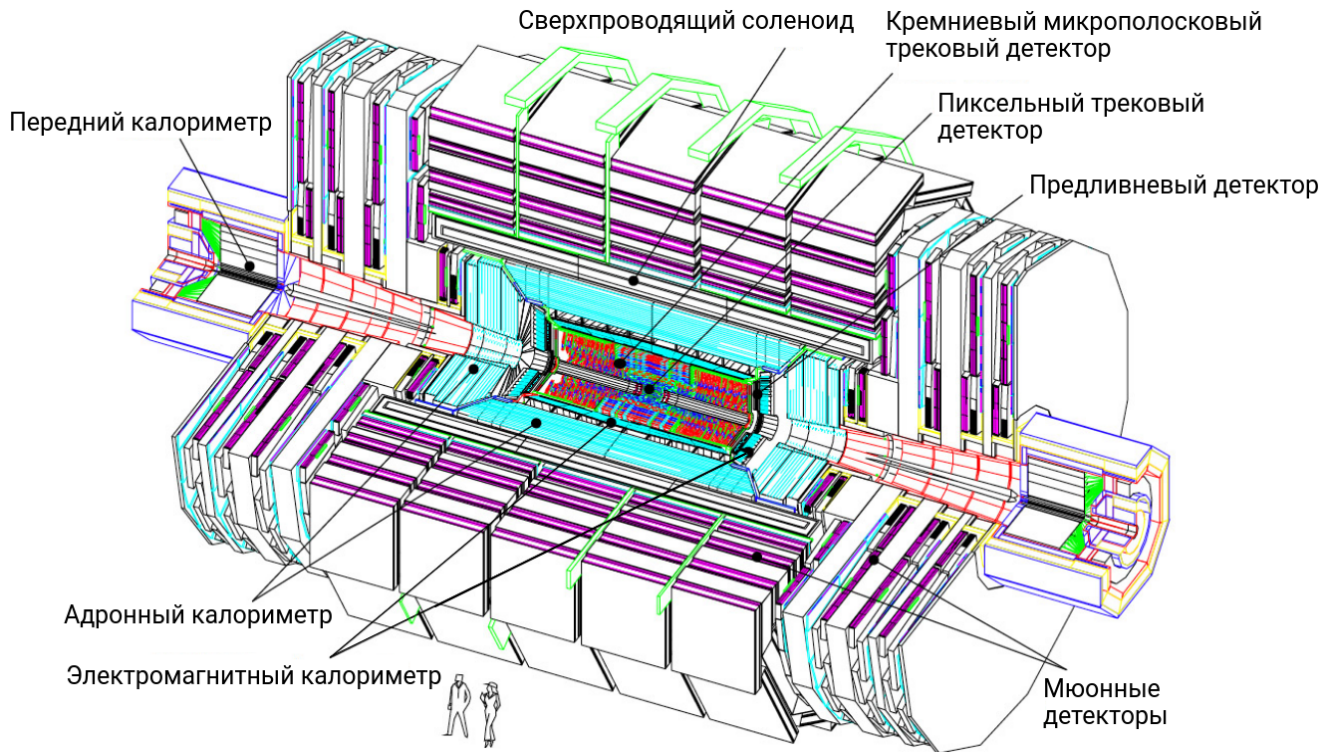


Рис. 1.9: Схема детектора CMS с указанием основных систем [56].

( $|\eta| < 0.9$ ) и 85% за её пределами для частиц с  $p_T > 0.9$  ГэВ. Разрешение по  $p_T$  в центральной области для частиц с  $1 < p_T < 10$  ГэВ составляет 1.5%. Обеспечивается почти 100% эффективность реконструкции мюонов с  $p_T > 0.9$  ГэВ и  $|\eta| < 2.4$ . Разрешение по  $p_T$  в центральной области ( $|\eta| < 1.4$ ) составляет 2.8% для мюонов с  $p_T = 100$  ГэВ [57, 58]. Разрешение по  $E_T$  электронов (из распада  $Z$ -бозона) составляет порядка 2%-5% для  $E_T \approx 45$  ГэВ. Разрешение по  $E_T$  фотонов (из распада  $H$ -бозона) составляет порядка 1.1%-5% с  $E_T \approx 60$  ГэВ [59]. Ошибка в определении  $p_T$  струй в кинематической области  $p_T > 30$  ГэВ и  $|\eta| < 5.0$  меньше 3% [60].

## 1.9 Проект модернизации детектора CMS

High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) - утверждённый в рамках программы исследований ЦЕРН в области ФВЭ проект модернизации ускорителя LHC, целью которого является достижение пиковой светимости  $5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ [61]. Работа HL-LHC позволит экспериментам CMS и ATLAS собирать интегральную светимости на уровне  $300 \text{ фб}^{-1}$  за год и порядка  $3000 \text{ фб}^{-1}$  в течение полного срока работы ускорителя в десять лет. Основные

характеристики ускорителя HL-LHC в сравнении с LHC представлены в таблице 1.7.

Проект модернизации эксперимента CMS, известный как “Phase-II Upgrade”, предназначен для подготовки детектора к работе в условиях рекордных показателей светимости HL-LHC [62], превышающей рабочую светимость детектора CMS, заложенную при проектировании. Цели проекта включают в себя сохранение качества работы детектора в новых условиях по показателям эффективности реконструкции, разрешения и подавления фона. Основными сложностями, которые должны быть преодолены, являются:

- рекордное число сопутствующих протон-протонных взаимодействий за единичное пересечение пучковых сгустков  $\langle \mu \rangle = 140 - 200$ ;
- радиационное повреждение частей детектора CMS, особенно относящихся к передней области.

Модернизация эксперимента CMS включает в себя ряд существенных обновлений существующих частей детектора и программного обеспечения:

- полная замена трековой системы с увеличением гранулированности пиксельных и микростриповых детекторов на фактор  $\approx 4$  и расширением акцептанса до  $|\eta| = 4$ ;
- полная замена торцевых электромагнитного и адронного калориметров, рассчитанных на интегральную светимость  $500 \text{ фб}^{-1}$ , новым высокогранулированным калориметром HGCal;
- расширение области мюонной системы до  $|\eta| = 2.8$ ;
- подавление влияния сопутствующих взаимодействий применением нового алгоритма PUPPI (PileUp Per Particle) [63].

Изучение эффективности работы модернизированного детектора CMS на основе Монте-Карло моделирования является важным этапом проектирования. Результаты исследования чувствительности детектора к FCNC взаимодействию в вершине  $tq\gamma$  приведены в главе 3.

## 1.10 Проект эксперимента на адронном ускорителе FCC-hh

FCC-hh (Future Circular Collider [2]) - проектируемый адронный коллайдер, являющийся одним из кандидатов на роль следующего главного Европейского ускорителя после завершения работы LHC и HL-LHC. К основными целевым

Таблица 1.7: сравнение пиковой светимости  $\mathcal{L}$ , интегральной светимости  $\int \mathcal{L}$  и среднего числа протон-протонных взаимодействий  $\langle \mu \rangle$  за единичное пересечение пучковых сгустков для ускорителей LHC (за время работы в течение 2017-го года, эксперимент CMS), HL-LHC и FCC-hh [61].

Характеристика	LHC (2017)	HL-LHC	FCC-hh
$\sqrt{s}$ , ТэВ	13	14	100
$\mathcal{L}$ , $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	$2 \times 10^{34}$	$5 \times 10^{34}$	$3 \times 10^{35}$
$\int \mathcal{L}$ , $\text{фб}^{-1}$	45	3000	30000
$\langle \mu \rangle$	33	140-200	500-1000

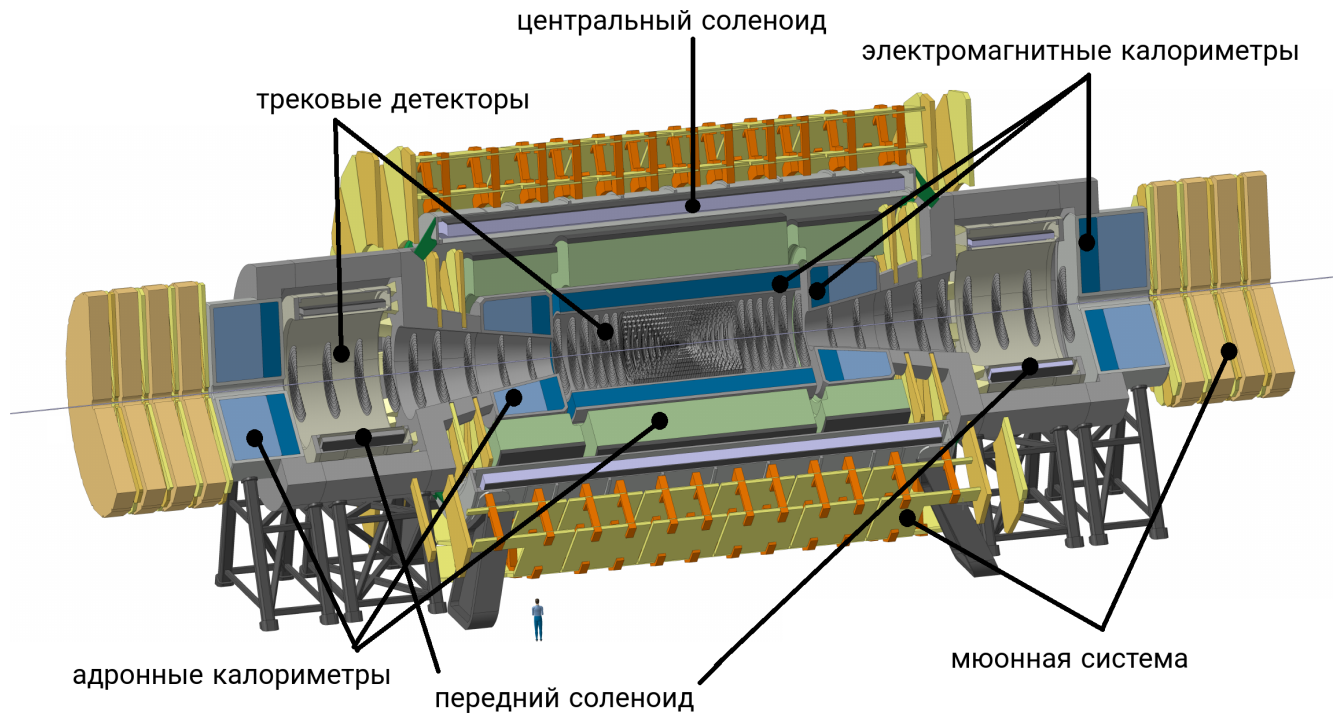


Рис. 1.10: Схема “тестового” детектора FCC-hh с указанием основных систем [2]

параметрам FCC-hh, приведённым в таблице 1.7, относится достижение энергии пучка 50 ТэВ, пиковая светимость на уровне  $3 \times 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и интегральная светимость порядка  $30 \text{ аб}^{-1}$  ( $30 \times 10^3 \text{ фб}^{-1}$ ) в течении полного проектного срока работы ускорителя.

Важной задачей, влияющей на принятие решения о строительстве ускорителя, является разработка физической программы исследований и

изучение потенциала экспериментов на FCC-hh, оценка их стоимости. В рамках решения данной задачи коллаборацией FCC была разработана модель реалистичной детектирующей установки общего назначения (далее “тестовый” детектор), основанная на опыте создания и управления детекторами CMS и ATLAS и повторяющая структуру последних (см. главу 1.8). Работая на энергиях 100 ТэВ столкновения протонов в СЦМ тестовый детектор должен позволять производить измерения высокоэнергетичных ( $> 1$  ТэВ) струй, фотонов и лептонов из распада тяжёлых резонансов с массами до 50 ТэВ. С другой стороны тестовый детектор должен позволять производить высокоточные измерения известных СМ процессов и быть чувствительным к проявлению новой физики в событиях в широком диапазоне по  $p_T$ . Тестовый детектор, показанный на рисунке 1.10, задаётся следующим набором требований к разрешению, подавлению фона и эффективности детектирования частиц [2]:

- электромагнитный калориметр должен обладать разрешением  $\frac{\sigma_E}{E} < \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$  для отдельной частицы;
- адронный калориметр должен обладать разрешением  $\frac{\sigma_E}{E} < \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$  для отдельной частицы;
- разрешение трековой системы должно составлять  $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} < 20\%$  для  $p_T = 10$  ТэВ и  $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} < 1\%$  для небольших значений  $p_T$ . Загрузка трековой системы не должна превышать 1% для максимальных значений светимости.

Акцептанс калориметрических и трековой систем должен достигать значений  $|\eta| \approx 6$ , позволяя производить высокоточные измерения до  $|\eta| \approx 3$ . Основными сложностями, которые необходимо преодолеть при создании детектора для работы на FCC-hh, являются высокий объём данных от высокой светимости ускорителя, высокое радиационное излучение и повреждение детектора, рекордные значения среднего числа сопутствующих протон-протонных взаимодействий на одно событие на уровне  $\langle \mu \rangle = 500 - 1000$ .

Исследование эффективности работы проектируемого для FCC-hh тестового детектора на основе Монте-Карло моделирования является важным этапом проектирования. Результаты измерения чувствительности детектора к FCNC взаимодействию в вершинах  $tq\gamma$  и  $tqH$  приведены в главе 5.

## Глава 2. Стратегия анализа данных

Данная глава посвящена описанию стратегии обработки данных, являющейся общей для анализов, приведённых в главах 3, 4, 5. Данные анализы, характерные для ФВЭ, основываются на применении метода моделирования Монте-Карло (МК) для описания физических процессов и произведения измерений на основе наблюдаемых распределений и включают в себя:

- моделирование кинематики частиц сигнальных и фоновых процессов на основе имеющихся теоретических моделей часто разделяющееся на два этапа:
  1. розыгрыш кинематики процессов в генераторах матричного элемента;
  2. моделирование процессов в генераторах общего назначения: розыгрыш распада нестабильных частиц, партонных ливней и адронизации кварков, “сшивка” частицы из начального состояния процесса с остальными частями пучковых протонов и разыгрыш распада последних;
- моделирование отклика детектора;
- реконструкция и отбор событий из реальных данных и МК событий после моделирования работы детектора;
- применение методов многомерного анализа для выделения сигнальных событий из реальных данных на знания их сигнатуры из отобранных МК событий;
- проведение статистического анализа

В разделах 2.1 и 2.2 приведено краткое описание инструментов, используемых для решения задач моделирования сигнальных и фоновых событий и моделирования отклика детектора соответственно. Задача реконструкции и отбора событий приведена в разделе 2.3. Приложение методов многомерного и статистического анализа отобранных событий описано в разделах и соответственно. В разделе дополнительно приведено описание метода построения цепей Маркова по схеме Монте-Карло, имеющего широкое приложение в ФВЭ и в частности при проведении статистического анализа в рамках Байесовского формализма. В разделе 2.7 приведены результаты

исследования функциональности и производительности рекомендованных статистическим комитетом коллаборации CMS пакетов для статистического анализа. В разделе 2.8 приведены результаты исследования методов учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики МК, в случае наличия отрицательных весов.

## 2.1 Моделирование сигнальных и фоновых событий

Наборы сигнальных и фоновых событий, используемые в дальнейшем анализе, генерируются методом МК путём розыгрыша кинематики  $\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_N$  присутствующих частиц в соответствии с дифференциальным сечением процесса  $\frac{d\sigma}{dp_1^{\vec{}} \times \dots \times dp_N^{\vec{}}}$ , полученным из заданного Лагранжиана. Для нестабильных частиц конечного состояния рассматриваемого процесса перед подачей на вход моделирующих детектор программ разыгрывается распад, производится адронизация кварков.

Существует большой набор программного обеспечения, направленный на автоматизацию описанной процедуры. Для получения правил Фейнмана по заданному Лагранжиану могут быть использованы расширение FeynRules [64] для Mathematica или библиотека LanHEP [65], использующие универсальный формат UFO [66] для сохранения полученных результатов. Правила Фейнмана могут быть поданы в генераторы для составления матричного элемента заданной реакции, вычисления дифференциального сечения и розыгрыша событий. Примерами генераторов уровня матричного элемента являются пакеты MadGraph5\_aMC@NLO [67] и Powheg [68].

События, полученные на предыдущем этапе, подаются на вход генераторам общего назначения, примерами которых являются Pythia 8 [69], Herwig++ [70] и Sherpa [71].

## 2.2 Моделирование отклика детектора

Полученные после адронизации события подаются на вход программам, моделирующим отклик детектора при прохождении заряженных или нейтральных частиц через вещество. Выделяют два типа моделирования: “быстрое” и “полное”, отличающиеся существенной разницей в требуемых компьютерных ресурсах для генерации равного объёма событий и детальностью в описании установки.

Для проведения быстрого моделирования работы проектируемых детекторов для экспериментов на ускорителях HL-LHC (см. главу 1.9) и FCC-hh (см. главу 1.10) используется пакет Delphes [72]. Данная программа позволяет моделировать отклик симметричного относительно оси пучка детектора с равномерным магнитным полем, состоящего из внутренней трековой системы, электромагнитного и адронного калориметров и системы для регистрации мюонов. Эффективности регистрации заряженных частиц табулируются в зависимости от интервала по псевдобыстроте и поперечному импульсу. Реконструированный 4-импульс мюона разыгрывается по распределению Гаусса около МК значения в соответствии с разрешением, заданным как функция от псевдобыстроты и поперечного импульса. Аналогично производится розыгрыш 4-импульса фотонов, электронов и адронов, но с учётом информации из электромагнитного и адронного калориметров, разрешение в зависимости от  $\eta$  и  $p_T$  и грануляция по  $\eta$  и  $\phi$  для которых также независимо табулируются при описании установки. Для различных видов частиц указывается доля энергии, которая будет выделена в электромагнитном калориметре, и доля энергии, которая выделится в адронном калориметре. Для электронов, мюонов и фотонов находится изолированность, заданная как:

$$I(P) = \frac{\sum_i^{\delta R < R, p_T^i > p_T^{min}} p_T^i}{p_T} \quad (2.1)$$

где суммирование идёт по всем указанным пользователем наборам частиц, лежащим в радиусе  $R = \sqrt{\delta\eta^2 + \delta\phi^2}$  рассматриваемой частицы с импульсом  $p_T$ , для которых  $p_T^i > p_T^{min}$ .

Струи реконструируются по кластерам, составленным их ячеек калориметра и информации из трековой системы. При этом струя рассматривается как потенциальная  $b$ -струя, если в определённом пользователем диапазоне  $\Delta R$  она содержит МК  $b$ -кварк. Конечное меченье  $b$ -струй основывается на параметризованном значении вероятности идентификации и вероятности ошибочной идентификации струи от лёгких кварков и глюонов в зависимости от псевдобыстроты и поперечного импульса струи.

Таким образом, пакет Delphes подходит для моделирования и исследования физических процессов на хорошо изученной экспериментальной установке.

Наиболее полное моделирование отклика детектора производится на основе объектно-ориентированного пакета Geant4 [73], позволяющего детально задавать комплексную геометрию установки с учётом особенностей



использованных при её создании материалов, разыгрывать процесс взаимодействия частиц с веществом, величину выделенной и собранной детектирующими приборами энергии. Пакет описывает широкий диапазон физических эффектов, включая электромагнитные, адронные и оптические процессы для большого числа долгоживущих частиц и материалов для энергий от 250 эВ до диапазона нескольких ТэВ.

## 2.3 Реконструкция и отбор событий

События, полученные из реального детектора и из его МК модели, проходят процедуру реконструкции, при которой совокупность цифровых и аналоговых сигналов от детектирующих приборов интерпретируется как результат прохождения через материал детектора элементарных частиц. Сигнатура состояния детектора позволяет восстанавливать траектории заряженных частиц, соответственно, приписывая им определённые значения импульса, восстанавливать энергию нейтральных частиц, производить классификацию частиц. К примеру, множественность заряженных треков с  $p_T > 0.4$  ГэВ,  $|\eta| < 2.4$  в эксперименте CMS ( $pp$ ,  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ) [74] превосходит 150 для  $2 \times 10^{-4}\%$  событий, превосходит 95 для  $7.7 \times 10^{-2}\%$  событий. Данная процедура носит вероятностный характер, характеризуемый систематическими ошибками в разрешении детектора, ошибками в идентификации частиц (см. главу 1.8). Событиям также приписывается значение потерянной поперечной энергии (missing transverse energy, MET), характеризующее асимметрию в распределении выделенной в детекторе энергии и отвечающей в том числе и случаю рождения высокоэнергетичных нейтрино или новых частиц, слабо взаимодействующих с веществом и покидающих детектор. Другими стандартными объектами в высокоэнергетичных коллайдерных экспериментах являются струи - совокупность адронов и других частиц, направление движения которых попадает в узкий конус около некоторого выделенного направления. Струи реконструируются на основе информации детектора и отвечают процессу адронизации высокоэнергетичных кварков и глюонов. Пример описания сигнатур конечного состояния событий с парным рождением  $t$ -кварка дан в разделе 1.2. Последующий отбор данных на основе характеризующих событие величин направлен, с одной стороны, на выделение сигнальных и подавление фоновых событий, а с другой -

обусловлен необходимостью выбора кинематических областей с достаточными для анализа эффективностями работы детектора. Непосредственный способ отбора обсуждается в главах 3, 4, 5, посвящённых анализу.

## 2.4 Методы многомерного анализа

Методы многомерного анализа (MVA, Multivariate analysis) данных предназначены для исследования взаимоотношений между двумя и более переменными и установления имеющихся связей между ними. Применительно к анализу данных в ФВЭ одной из решаемых MVA проблем является выполнение задачи классификации событий, характеризующихся большим числом кинематических переменных, на сигнальные и фоновые на основе знания их сигнатуры из МК моделирования. Простейшим примером такой классификации является нахождение обрезания, оптимального с точки зрения эффективности сохранения сигнала или подавления фона. К наиболее распространённым методам MVA относятся BDT (Boosted Decision Trees) и нейронные сети.

Непосредственно при анализе данных в данной работе был использован метод BDT, основанный на применении бинарных деревьев. Бинарное дерево позволяет принять вероятностное решение о принадлежности события к классу фоновых или сигнальных событий на основе последовательной проверки по заданным кинематическим переменным до достижения критерия остановки процедуры. Таким образом, фазовое пространство оказывается разделённым на множество регионов, которые классифицируются как области преобладания сигнала или области доминирования фона. BDT расширяет концепцию бинарного дерева до множества или “леса” бинарных деревьев. В данном методе новые деревья находятся на основе тренировочного набора путём перевзвешивания событий, для которых предшествующие деревья привели к неверной классификации. Конечный результат применения BDT представляет собой усреднённый по ансамблю деревьев коэффициент, отвечающий вероятности принадлежности заданного события к классу сигнальных событий.

## 2.5 Статистический анализ

Статистический анализ - заключительный этап физического анализа данных в ФВЭ, к основным задачам которого относятся [75]:

- точечная оценка - нахождение значения неизвестного параметра из имеющегося измерения;
- нахождение допустимого интервала неизвестного параметра из имеющегося измерения;
- проверка гипотез (моделей) на основе имеющегося измерения, включающая в себя следующие распространённые на практике случаи:
  1. сравнение двух моделей, например, модели, предполагающей наличие сигнала, против модели только с фоном, нахождение предпочтительной;
  2. проверка определённого значением параметра модели против всех остальных возможных значений;
  3. проверка качества подгонки.

Результат измерения в физике высоких энергий часто представляет собой дискретное распределение (гистограмму) числа событий по какому-либо параметру:

$$\mathbf{X} = (X_1, X_2, \dots) \quad (2.2)$$

где  $X_i$  - значение в  $i$ -том интервале гистограммы.

Рассмотрим теоретическую модель, описывающую результат эксперимента и зависящую от набора параметров  $\boldsymbol{\pi} = (\pi_1, \pi_2, \dots)$ . Пусть также предсказываемое моделью число событий зависит от распределений различных сигнальных и фоновых процессов  $\mathbf{t} = (t_1^a, t_2^a, \dots, t_1^b, t_2^b, \dots, t_1^c, t_2^c, \dots)$ , где  $t_i^k$  - полученное методом моделирования Монте-Карло значение в  $i$ -том интервале гистограммы для процесса  $k$ . Тогда в общем случае:

$$m_i = m_i(\boldsymbol{\pi}, \mathbf{t}_i) = m_i(\boldsymbol{\pi}, t_i^a, t_i^b, t_i^c, \dots) \quad (2.3)$$

где  $m_i$  - предсказываемое число событий для  $i$ -того интервала гистограммы:

$$\mathbf{m} = (m_1, m_2, \dots) \quad (2.4)$$

Связь между предсказанием теоретической модели и измеренными в эксперименте данными устанавливается посредством функции правдоподобия:

$$\mathcal{L}(\mathbf{X}|\mathbf{m}) = \mathcal{L}(\mathbf{X}|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{t}) = \prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{t}_i) = \prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, t_i^a, t_i^b, \dots) \quad (2.5)$$

Функция правдоподобия является основой для проведения статистического анализа. Однако реализация методов решения описанных ранее задач

существенно отличается в зависимости от подхода к теории вероятности и нужд конкретного анализа. В настоящее время в ФВЭ существуют три основных направления при проведении статистического анализа:

- основанный на Байесовском подходе к понятию вероятности и направленный на нахождение апостериорной функции плотности вероятности модели  $\mathcal{L}(\mathbf{X}|\mathbf{m}) \times P(\mathbf{m}) \rightarrow P(\mathbf{m}|\mathbf{X})$  из теоремы Байеса с использованием априорной функции плотности вероятности  $P(\mathbf{m})$  для  $\mathbf{m}$ ;
- основанный на частотном подходе к понятию вероятности и использующий построение Неймана;
- использующий принцип максимума функции правдоподобия и отношение функций правдоподобия для точечной оценки и построения интервалов.

Также используются комбинации методов. Например, используют в частотном анализе функцию правдоподобия с фиксированными значениями неинформативных параметров, найденных из требования максимума функции правдоподобия.

Одной из задач при проведении статистического анализа является построение адекватно описывающей экспериментальные данные функции правдоподобия, включающей в себя имеющиеся систематические и статистические ошибки измерений и моделирования. Далее для описания методов учёта ошибок мы будем использовать Байесовский подход к понятию вероятности, в котором задающие ошибки неинформативные параметры интерпретируются непосредственно как случайные величины.

Для учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики данных Монте-Карло, Барлоу и Бистон предложили метод [76], вводящий в функцию правдоподобия параметр  $T_i^k$  для каждого интервала гистограммы  $i$  и каждого процесса  $k$ , отвечающий неизвестному ожидаемому числу событий из Монте-Карло моделирования:

$$\prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{t}_i) \rightarrow \prod_i \left[ P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i) \times \prod_k P(t_i^k|T_i^k) \right] \quad (2.6)$$

где для функции плотности вероятности  $P(t_i^k|T_i^k)$  полученного из Монте-Карло генератора числа событий  $t_i^k$  в оригинальной работе использовалось распределение Пуассона,  $\mathbf{T}_i = (T_i^a, T_i^b, T_i^c, \dots)$ .

Пусть есть некоторая измеренная с ошибкой величина, от которой зависит результат анализа. Вариация данной величины в пределах её ошибки

может влиять на предсказание теоретической модели различным образом. Примерами простейшей для учёта систематической ошибки являются ошибка в экспериментальной светимости эксперимента и ошибки в теоретическом значении сечений процессов. Пусть гистограмма процесса  $t^a$  подвержена влиянию данной ошибки, тогда она может быть учтена путём введения в модель дополнительного неинформативного параметра  $\theta$ :

$$\prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, t_i^a, t_i^b, \dots) \rightarrow \left[ \prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \theta \times t_i^a, t_i^b, \dots) \right] \times P(\theta) \quad (2.7)$$

где  $P(\theta)$  - априорная функция плотности вероятности, в качестве которой на практике часто выбирают распределение Гаусса, ограничивающее значение неинформативного параметра в границах ошибки  $\sigma_\theta$  около его номинального значения  $\theta_0$ :

$$P(\theta) = \mathcal{G}(\theta|\theta_0, \sigma_\theta) \quad (2.8)$$

Если зависимость предсказания модели от известного с ошибкой параметра не может быть выражена аналитически, то применяется метод распространения ошибки. К примеру, пусть гистограмма процесса  $t^a$  подвержена влиянию известного с ошибкой параметра  $\xi$ , тогда найдя численно гистограммы  $t_0^a$ ,  $t_+^a$ ,  $t_-^a$  при номинальном значении  $\xi_0$  и при  $\xi_0 + \sigma_\xi$ ,  $\xi_0 - \sigma_\xi$  соответственно, получим:

$$\prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, t_i^a, t_i^b, \dots) \rightarrow \prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathcal{I}(\theta, t_0^a, t_+^a, t_-^a), t_i^b, \dots) \times P(\theta) \quad (2.9)$$

где  $\mathcal{I}(\theta, t_0^a, t_+^a, t_-^a)$  задаёт интерполяцию между гистограммами,  $\theta$  - параметр интерполяции,  $P(\theta)$  - априорная функция плотности вероятности. В зависимости от рассматриваемой задачи может использоваться и большее число гистограмм для интерполяции. Примером распространённой функции  $\mathcal{I}$  является линейная интерполяция:

$$\mathcal{I}(\theta, t_0^a, t_+^a, t_-^a) = \begin{cases} t_0^a + \theta \times (t_+^a - t_0^a), & \theta \geq 0 \\ t_0^a + \theta \times (t_-^a - t_0^a), & \theta < 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

для которой  $\theta$  может быть взято распределённым по Гауссу:

$$P(\theta) = \mathcal{G}(\theta|0, 1) \quad (2.11)$$

Если использование линейной или какой-либо другой известной задающей интерполяцию функции для рассматриваемой ошибки является некорректным,

например, приводит к её недооценке, то ошибка не включается в функцию правдоподобия. В этом случае ошибка статистического анализа оценивается по смещению результатов при варьировании такого параметра в пределах его известной ошибки.

## 2.6 Метод Марковских цепей Монте-Карло

Метод Марковских цепей Монте-Карло (МСМС) - метод генерации последовательности случайных величин, аппроксимирующих заданное произвольное распределение [77]. В данном методе строится Марковская цепь - последовательность величин  $\{\Xi_1, \dots, \Xi_N\}$ , таких, что функция плотности вероятности величины  $\Xi_{t+s}$  для любых положительных  $t$  и  $s$  при заданном  $\Xi_u$  и  $u < t$ , равна функции плотности вероятности  $\Xi_{t+s}$  при заданном  $\Xi_t$ . Таким образом, Марковская цепь строится последовательно и, в методе Марковских цепей Монте-Карло, так, чтобы распределение  $\{\Xi_1, \dots, \Xi_N\}$  в пределе сходилось к искомому.

Существуют различные алгоритмы построения МСМС. Наиболее распространённым является алгоритм Метрополиса-Гастингса [78, 77]:

1. Для заданного состояния  $\Xi_i$  разыгрывается величина  $Y$  по функции плотности вероятности  $q(y|\Xi_i)$ ;
2. Разыгрывается величина  $U$  равномерно на отрезке  $[0, 1]$ ;
3. Если  $U < \alpha(\Xi_i, Y)$ , то  $\Xi_{i+1}$  есть  $Y$ , иначе  $\Xi_{i+1}$  равно  $\Xi_i$ . Здесь  $\alpha(x, y) = \min\left(\frac{f(y)q(x|y)}{f(x)q(y|x)}, 1\right)$ .

Функцию плотности вероятности  $q(y|x)$  называют “предлагающей” функцией. В случае её симметрии относительно перестановки переменных  $x$  и  $y$ :

$$\alpha(x, y) = \min\left(\frac{f(y)}{f(x)}, 1\right) \quad (2.12)$$

Также, как видно из определения, в данном методе заданную функцию плотности вероятности достаточно знать с точностью до нормировочной константы.

В качестве “предлагающей” функции часто используют нормальное распределение:

$$Y = \Xi_i + \Gamma, P(\Gamma) \propto Gauss(0, \sigma) \quad (2.13)$$

где  $\sigma$  - свободный параметр, который следует подбирать так, чтобы добиться оптимального значения числа принятых событий. К примеру, если  $\sigma$

много больше ширины исходного распределения  $f(x)$ , то предлагаемая для добавления точка  $Y$  часто будет оказываться в областях, где  $\frac{f(y)}{f(x)}$  мало, и будет отвергаться. Если же  $\sigma$  окажется много меньше ширины  $f(x)$ , то скорость покрытия Марковской цепи исходного распределения будет медленной. В обоих случаях, несмотря на то, что в пределе по числу итераций Марковская цепь будет стремиться к искомой, время сходимости значительно уменьшается в сравнении с оптимальным. Критерий оптимальности и алгоритм оптимизации был предложен в работе [79].

Метод МСМС имеет широкое приложение в физике высоких энергий. Он применяется для интегрирования по фазовому пространству при вычислении сечений процессов, генерации событий, при проведении статистического анализа [80].

## 2.7 Сравнение пакетов для статистического анализа

Стандартными программными пакетами, рекомендованными при работе в эксперименте CMS и содержащими средства для Байесовского статистического анализа на основе заданного набора гистограмм с учётом в функции правдоподобия имеющихся погрешностей, являются CombinedLimit, theta и используемый в комбинации с библиотеками RooStats и RooFit пакет HistFactory [81, 82, 83, 84, 85, 86]:

- CombinedLimit - пакет, реализующий интерфейс для задания функции правдоподобия и проведения частотного и Байесовского статистических анализов, основанный на библиотеке RooStats.
- theta - пакет, реализующий интерфейс для задания функции правдоподобия основе заданного набора гистограмм и проведения частотного и Байесовского статистических анализов.
- HistFactory - пакет для создания функции правдоподобия на основе заданного набора гистограмм и использующий примитивы библиотек RooStats и RooFit. Полученная функция правдоподобия может быть экспортирована в RooStats для проведения статистического анализа средствами последнего.

Важным вопросом при проведении физического анализа является выбор оптимального с точки зрения решаемой задачи программного обеспечения. Данный раздел посвящён сравнению пакетов CombinedLimit (версия 6.2.0),

theta и HistFactory (версия ROOT 5.34/38), с точки зрения проведения основанного на дискретных распределениях Байесовского статистического анализа в ФВЭ.

В таблице 2.1 приведено сравнение базового функционала. В качестве входных данных к рассматриваемым пакетам могут быть использованы гистограммы, записанные в формате библиотеки ROOT, вместе с не имеющими общей стандартизации и особыми для каждого пакета конфигурационными файлами. Каждый из рассматриваемых пакетов предоставляет интерфейс для введения в модель информативных и неинформативных параметров в качестве параметров, определяющих нормировку заданных гистограмм или определяющих интерполяцию между гистограммами (см. 2.5). Выходящая за данные рамки параметризация не может быть задана посредством стандартного конфигурационного интерфейса и требует написания для каждого из пакетов дополнительного программного кода. На основе заданной модели могут быть получены псевдоданные, при этом для HistFactory функция правдоподобия должна быть экспортирована в RooStats и использованы средства последнего. Для учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики МК, в theta и HistFactory реализован метод Барлоу-Бистон. В CombinedLimit нет стандартного метода для учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики МК, и на практике данная ошибка учитывается путём задания дополнительного параметра интерполяции на каждый интервал каждой гистограммы, что может привести к существенному росту числа параметров модели и увеличению сложности вычислений.

Для сравнения производительности рассматриваемых пакетов была задана реалистичная статистическая модель, включающая в себя:

- одну гистограмму, отвечающую экспериментальным данным;
- одну гистограмму, отвечающую сигнальному процессу;
- 10 гистограмм фоновых процессов;
- 15 параметров, задающих нормировку гистограмм, из которых один является информативным параметром, а остальные отвечают ошибкам в определении сечений фоновых процессов, светимости и другим характерным для ФВЭ систематическим ошибкам;
- 6 неинформативных параметров, задающих интерполяцию гистограмм и отвечающих характерным для ФВЭ систематическим ошибкам, которые не могут быть заданы изменением в нормировке гистограмм процессов.



Таблица 2.1: Сравнение функционала пакетов для статистического анализа, рекомендованных для использования в коллаборации CMS.

<b>Критерий</b>	<b>HistFactory</b>	<b>CombinedLimit</b>	<b>theta</b>
интерфейс	ROOT C скрипты, Python скрипты, конфигурационные xml-файлы	конфигурационные txt-файлы	конфигурационные txt-файлы, Python скрипты
параметризация нормировки гистограмм	да	да	да
параметризация интерполяции гистограмм	да	да	да
сложная пользовательская параметризация	задание функции посредством функционала Roostats	задание Python класса PhysicsModel	написание с++ плагина
генерация данных Азимова на основе заданной модели	создаётся по умолчанию для заданной модели	да	да
генерация МК данных на основе заданной модели	посредством функционала Roostats	да	да
Учёт систематической ошибки, связанной с конечностью статистики МК	да	нет	да

Все гистограммы состояли из пяти интервалов. Систематическая ошибка, связанная с конечностью статистики МК, не учитывалась. Для проведения Байесовского статистического анализа и нахождения апостериорной функции плотности вероятности информативного параметра использовался метод Марковских цепей Монте-Карло (см. подробнее 2.6), поддерживаемый в каждом из пакетов.

Время построения в рассматриваемых пакетах Марковской цепи длиной  $2 \times 10^6$  и процент принятых точек (PAR) для функции правдоподобия из описанной выше модели представлены в таблице 2.2. Данные получены путём усреднения по пяти независимым запускам с различными начальными состояниями генератора случайных чисел. Согласно результатам, пакет `theta` существенно выигрывает по времени работы, при сопоставимости конечных результатов, приведённых в таблице 2.3, что может быть объяснено большей степенью оптимизации вычисления функции правдоподобия модели в реализованном на C++ и не зависящем от ROOT и RooStats пакете.

## 2.8 Метод учёта отрицательных генераторных весов при построении функции правдоподобия

Распространённым способом учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики используемых в анализе МК наборов сигнальных и фоновых процессов, при построении функции правдоподобия является метод Барлоу и Бистон (см. 2.5). Однако данный метод, использующий в своей оригинальной формулировке распределения Пуассона для установления связи между неизвестным “истинным” числом событий из моделирования в пределе бесконечной статистики и полученным из МК набора конечного размера, не учитывает возможность наличия событий с отрицательными весами, встречающихся в ряде современных генераторов [87].

Одним из важных примеров подобных МК генераторов, разыгрывающих события с отрицательными весами, является генератор `MadGraph5_aMC@NLO`. В упрощённом виде алгоритм генерации событий в `MadGraph5_aMC@NLO` можно описать следующим образом [88]. Сечение некоторого процесса  $\sigma_{NLO}$  находится интегрированием двух функций  $F_H(x)$  и  $F_S(x)$ :

$$\sigma_{NLO} = \int F_H(x)dx + \int F_S(x)dx \quad (2.14)$$

Таблица 2.2: Сравнение производительности пакетов для статистического анализа, рекомендованных для использования в коллаборации CMS, на основе реалистичной модели для статистического анализа (см. текст) для 2000000 итераций построения Марковской цепи. Приведены процент принятых Марковской цепью точек (PAR) и общее время выполнения (t, real), время CPU, которое занял пользователь (t, user), время CPU, занятое системой (t, user).

<b>HistFactory+RooStats</b>				
	PAR,%	t, real	t, user	t, sys
1	11.05	18 мин. 13.298 сек.	18 мин. 3.310 сек.	0 мин. 3.318 сек.
2	11.07	18 мин. 13.717 сек.	17 мин. 58.851 сек.	0 мин. 5.971 сек.
3	11.03	19 мин. 3.641 сек.	18 мин. 48.039 сек.	0 мин. 5.775 сек.
4	11.00	16 мин. 20.001 сек.	16 мин. 9.067 сек.	0 мин. 4.138 сек.
5	11.10	16 мин. 56.986 сек.	16 мин. 48.014 сек.	0 мин. 4.528 сек.
<>	11.05	17 мин. 45.529 сек.	17 мин. 33.456 сек.	0 мин. 4.746 сек.
<b>CombinedLimit</b>				
	PAR,%	t, real	t, user	t, sys
1	5.31	2 мин. 10.418 сек.	2 мин. 4.340 сек.	0 мин. 3.471 сек.
2	5.12	2 мин. 21.448 сек.	2 мин. 15.110 сек.	0 мин. 2.030 сек.
3	5.28	2 мин. 15.687 сек.	2 мин. 11.258 сек.	0 мин. 1.758 сек.
4	5.27	2 мин. 11.064 сек.	2 мин. 5.125 сек.	0 мин. 2.034 сек.
5	5.47	2 мин. 6.919 сек.	2 мин. 2.043 сек.	0 мин. 1.687 сек.
<>	5.29	2 мин. 13.107 сек.	2 мин. 7.575 сек.	0 мин. 2.196 сек.
<b>theta</b>				
	PAR,%	t, real	t, user	t, sys
1	17.95	0 мин. 57.722s	0 мин. 56.308s	0 мин. 0.495 сек.
2	16.69	0 мин. 56.369s	0 мин. 55.212s	0 мин. 0.424 сек.
3	17.59	0 мин. 59.327s	0 мин. 56.016s	0 мин. 0.813 сек.
4	16.38	0 мин. 57.437s	0 мин. 56.059s	0 мин. 0.514 сек.
5	16.83	0 мин. 57.841s	0 мин. 56.187s	0 мин. 0.499 сек.
<>	17.02	0 мин. 57.739 сек.	0 мин. 55.956 сек.	0 мин. 0.549 сек.

Таблица 2.3: Сравнение результатов нахождения центрального и  $\pm\sigma$  квантилей апостериорной функции плотности вероятности при Байесовском статистическом анализе средствами пакетов, рекомендованных для использования в коллаборации CMS, на основе реалистичной модели (см. текст). Красным выделен информативный параметр, жёлтым обозначены параметры нормировке отдельных фоновых процессов, зелёным - параметры нормировки, действующие на все процессы, фиолетовым - параметризация интерполяции гистограмм.

параметр	CombinedLimit $N_{iters} = 200 * 10^6$			HistFactory $100 N_{chains} \times 10 * 10^6 N_{iters}$			Theta $10 N_{chains} \times 0.1 * 10^6 N_{iters}$		
	$-\sigma$	Median	$+\sigma$	$-\sigma$	Median	$+\sigma$	$-\sigma$	Median	$+\sigma$
t-ch	1.00	1.08	1.15	1.02	1.08	1.15	0.99	1.07	1.15
s-ch	0.87	1.00	1.15	0.86	1.00	1.16	0.86	1.00	1.16
tW-ch	0.90	1.01	1.14	0.90	1.02	1.16	0.89	1.02	1.15
ttbar	1.07	1.11	1.15	1.02	1.08	1.14	1.01	1.07	1.13
Wjets_WQQ	0.47	0.88	1.23	0.66	1.13	1.67	0.55	1.02	1.65
Wjets_Wc	1.20	1.60	2.04	0.75	1.28	1.88	0.72	1.35	2.08
Wjets_W_light	0.62	0.90	1.32	0.59	0.89	1.33	0.58	0.87	1.32
Wjets_W_other	0.66	1.00	1.50	0.64	0.99	1.53	0.64	0.98	1.50
Diboson	0.77	1.00	1.31	0.76	1.01	1.35	0.76	1.01	1.34
Drell-Yan	0.76	0.99	1.29	0.74	0.98	1.29	0.74	0.98	1.31
QCD	0.56	1.11	2.01	0.49	0.97	1.85	0.52	1.05	2.11
lumi	0.97	1.00	1.02	0.97	1.00	1.03	0.98	1.00	1.03
trig	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
id	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.01	0.99	1.00	1.01
iso	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
TagRate	-0.65	0.19	1.17	-0.72	-0.01	0.69	-1.10	-0.10	0.91
MistagRate	-0.81	0.19	1.22	-0.57	0.13	0.84	-1.41	0.15	1.20
PileUp	-1.13	-0.18	0.80	-0.80	-0.10	0.60	-1.23	-0.24	0.73
JEC	-0.23	0.37	1.19	-0.26	0.23	0.81	-0.16	0.46	1.32
JER	-0.99	0.52	1.11	-0.82	0.42	0.98	-1.03	0.35	1.02
METUnclustered	-0.59	0.07	0.77	-0.48	0.04	0.57	-0.62	0.05	0.76

Согласно построению,  $F_H(x)$  и  $F_S(x)$  конечны и  $F_H(x) + F_S(x) > 0$ , однако для некоторых  $x$  значение  $F_S(x) < 0$ . По функциям плотности вероятности, пропорциональным  $|F_H(x)|$  и  $|F_S(x)|$ , создаются два набора событий -  $\{x\}_H$  и  $\{x\}_S$  соответственно. Событиям приписывается вес  $w_i^{H,S}$ , равный  $+1$ , если значение соответствующей функции положительно, и  $-1$ , если отрицательно, так, что:

$$\sigma_{NLO} = \frac{\int |F_H(x)| dx}{N_H} \times \sum_i^{N_H} w_i^H + \frac{\int |F_S(x)| dx}{N_S} \times \sum_i^{N_S} w_i^S \quad (2.15)$$

где  $N_H, N_S$  - число событий в наборах.

Таким образом, в пределе бесконечной статистики число событий в произвольном интервале  $[x_i, x_i + \Delta x]$  полученной из MadGraph5\_aMC@NLO гистограммы может быть только положительным, но в случае конечной статистики может принимать отрицательные значения в некоторых интервалах. С другой стороны, события с положительными и отрицательными весами должны обрабатываться одинаково в течение анализа, проходя одинаковые отборы и перенормировки, для сохранения корректности связи с сечением (2.15). Далее мы будем предполагать, что данное требование выполнено. Тогда вероятность получить определённое распределение (гистограмму) при фиксированном числе МК событий, в которую будут заноситься только отрицательные веса, может быть задана аналогично вероятности получить определённое распределение (гистограмму) для набора событий с только положительными весами, т.е. посредством мультиномиального распределения, которое обычно аппроксимируют произведением независимых распределений Пуассона (см. например, [89]), пренебрегая имеющейся связью между общим числом событий и суммой событий в интервалах.

Другими источниками отрицательных весов событий являются функции распределения партонов (PDF), не являющиеся положительно определёнными. Примерами таких PDF являются наборы NLO и NNLO NNPDF3.1 [90]. Совместное использование подобного рода PDF и генератора MadGraph5\_aMC@NLO эффективно приводит к тому, что для части фазового пространства значения  $F_H(x)$  и  $F_S(x)$  также оказываются отрицательными из-за отрицательного значения PDF в данной области. Соответственно, в данном случае остаётся правомерным разделение вероятности получить

определённое распределение на вероятности для событий с положительными и отрицательными весами, описанное выше.

Будем рассматривать далее случай одного интервала гистограммы и единственного процесса  $t$ , полученного из Монте-Карло. Пусть  $t^+$  сумма всех событий из Монте-Карло генератора с положительными весами, а  $t^-$  - с отрицательными, прошедшими все предыдущие этапы физического анализа.

Тогда величина  $t$  есть разница между двумя распределёнными по Пуассону величинами  $t^+$  и  $t^-$  и описывается распределением Скеллама [91]:

$$\begin{aligned} P(t) = \mathcal{S}(t|T^+, T^-) &= \sum_{s=\max(0,t)}^{\infty} \mathcal{P}(s|T^+) \times \mathcal{P}(s-t|T^-) = \\ &= e^{-(T^+ + T^-)} \left(\frac{T^+}{T^-}\right)^{t/2} \mathcal{I}_t(2\sqrt{T^+ T^-}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

где  $\mathcal{I}_t$  - модифицированная функция Бесселя первого рода,  $\mathcal{P}$  - функция Пуассона,  $T^+$  и  $T^-$  - параметры распределения Скеллама, отвечающие неизвестному “истинному” предсказываемому Монте-Карло генератором числу отрицательных и положительных событий.

Подставляя выражение (2.16) в преобразование (2.11) получим следующее преобразование для учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики данных Монте-Карло:

$$\prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{t}_i) \rightarrow \prod_i \left[ P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i) \times \prod_k \mathcal{S}(t_i^k | T_i^{k+}, T_i^{k-}) \right] \quad (2.17)$$

где новые неизвестные параметры связаны соотношением  $T_i^k = T_i^{k+} - T_i^{k-}$ .

Однако на практике применение выражения (2.17) затруднительно, так как фактически используемая функция Скеллама не ограничивает значение эффективного параметра  $\mathbf{t}_i^k$ , а только устанавливает связь между  $\mathbf{t}_i^{k+}$  и  $\mathbf{t}_i^{k-}$ . В уравнении (2.16) не учитывается часть информации, а именно величины  $t^+$  и  $t^-$ , по которым производится суммирование. Если эти величины известны, то вместо распределения Скеллама можно записать:

$$P(t) = \mathcal{P}(t^+|T^+) \times \mathcal{P}(t^-|T^-) \quad (2.18)$$

Подставляя (2.18) в (2.11) получим:

$$\prod_i P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{t}_i) \rightarrow \prod_i \left[ P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i) \times \prod_k \mathcal{P}(t_i^{k+}|T_i^{k+}) \times \mathcal{P}(t_i^{k-}|T_i^{k-}) \right] \quad (2.19)$$

Число дополнительных параметров при использовании преобразования (2.19) равно  $N_p = 2 \times \text{число процессов} \times \text{число интервалов в гистограмме}$ .

Для уменьшения числа параметров и упрощения вычислений может быть использован метод максимума функции правдоподобия. Пусть  $\mathcal{L}$  - функция правдоподобия, использующая преобразование (2.18), тогда воспользовавшись тем, что:

$$\ln \mathcal{P}(x|\mu) = \ln \frac{\mu^x e^{-\mu}}{x!} = -\mu + x \times \ln \mu - \ln x! \quad (2.20)$$

получим для  $i$ -того интервала гистограммы данных:

$$\begin{aligned} -\ln \mathcal{L}_i = -\ln P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i) &- \sum_k \left( -T_i^{k+} + t_i^{k+} \times \ln T_i^{k+} - \ln (t_i^{k+}!) \right) - \\ &- \sum_k \left( -T_i^{k-} + t_i^{k-} \times \ln T_i^{k-} - \ln (t_i^{k-}!) \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Требование экстремума даёт следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} -\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial T_i^{k+}} = 1 - \frac{\partial \ln P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i)}{\partial T_i^{k+}} - \frac{t_i^{k+}}{T_i^{k+}} = 0 \\ -\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial T_i^{k-}} = 1 - \frac{\partial \ln P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i)}{\partial T_i^{k-}} - \frac{t_i^{k-}}{T_i^{k-}} = 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

Далее в зависимости от вида функции  $P(X_i|\boldsymbol{\pi}, \mathbf{T}_i)$ , система уравнений (2.22) может быть решена аналитически относительно параметров  $T_i^{k-}$ ,  $T_i^{k+}$ , либо значения параметров, при которых функция правдоподобия достигает максимума, могут быть найдены численно.

Рассмотрим также другой метод уменьшения числа параметров модели, связанных с конечностью статистики Монте-Карло [92]. Действительно, так как статистические ошибки полученных из моделирования гистограмм независимы для каждого процесса в каждом интервале, то они могут быть скомбинированы и учтены единственным эффективным параметром  $M_i$ :

$$\prod_i P(X_i|m_i) \rightarrow \prod_i P(X_i|M_i) \times P(m_i|M_i) \quad (2.23)$$

В данном приближении для функции плотности вероятности  $P(m_i|M_i)$ , как правило, используется функция Гаусса  $\mathcal{G}(m_i|M_i, \sigma_i)$ , где ошибка  $\sigma_i$  получена путём распространения статистических ошибок Монте-Карло гистограмм в данном интервале при фиксированных значениях параметров.

Для гистограмм с отрицательными весами преобразование (2.23) примет вид:

$$\prod_i P(X_i | m_i^+ - m_i^-) \rightarrow \prod_i P(X_i | M_i^+ - M_i^-) \times P(m_i^+ | M_i^+) \times P(m_i^- | M_i^-) \quad (2.24)$$

Число дополнительно вводимых параметров равно  $2 \times$  число интервалов в гистограмме.

Для функции правдоподобия, полученной из модели с использованием преобразования (2.24), также можно составить систему уравнений относительно новых параметров, аналогичную (2.22). В предположении статистики Пуассона и, используя функцию Гаусса для связи вводимых параметров, получим:

$$\mathcal{L}_i = \mathcal{P}(X_i | M_i^+ - M_i^-) \times \mathcal{G}(m_i^+ | M_i^+, \sigma_i^+) \times \mathcal{G}(m_i^- | M_i^-, \sigma_i^-) \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} -\ln \mathcal{L}_i = & - \left[ - (M_i^+ - M_i^-) + X_i \times \ln (M_i^+ - M_i^-) - \ln X_i! \right] - \\ & - \left[ \frac{(M_i^+ - m_i^+)^2}{2(\sigma_i^+)^2} - \ln \sigma_i^+ \sqrt{2\pi} \right] - \left[ \frac{(M_i^- - m_i^-)^2}{2(\sigma_i^-)^2} - \ln \sigma_i^- \sqrt{2\pi} \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\begin{cases} -\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial M_i^+} = 1 - \frac{X_i}{M_i^+ - M_i^-} - \frac{M_i^+ - m_i^+}{(\sigma_i^+)^2} = 0 \\ -\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial M_i^-} = 1 + \frac{X_i}{M_i^+ - M_i^-} - \frac{M_i^- - m_i^-}{(\sigma_i^-)^2} = 0 \end{cases} \quad (2.27)$$

Рассмотрим результаты применения описанных методов учета систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло, в случае наличия событий с отрицательными весами, применительно к задаче нахождения доверительных интервалов для параметров модели на примере Байесовского анализа, реализованного в рамках пакета SHTA [93]. На основе модели следующей, включающей в себя один интервал и один канал (увеличение числа интервалов даёт дополнительную информацию, а следовательно, в пренебрежении увеличения вычислительной сложности может привести только в улучшению ограничений на информативный параметр модели):

$$\mathcal{L}_0 = \mathcal{P}(X | \pi \times (C + T^+ - T^-)) \times \mathcal{P}(t^+ | T^+) \times \mathcal{P}(t^- | T^-) \quad (2.28)$$

может быть получен набор событий  $(X, t^+, t^-)$  для заданного набора параметров  $\pi$ ,  $T^+$ ,  $T^-$  путём Байесовского статистического анализа с неинформативными равномерными априорными распределениями плотности



вероятности параметров. Здесь также введена константа  $C$  для исключения долгого “хвоста” в распределении функции плотности вероятности параметра  $\pi$ , возникающего при  $T^+ - T^- \sim 0$ .

Для получения доверительных интервалов для информативного параметра  $\pi$  мы используем функцию правдоподобия, в которой учёт систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло не учитывается:

$$\mathcal{L}_n = \mathcal{P}(X|\pi \times (C + t^+ - t^-)) \quad (2.29)$$

функцию правдоподобия, в которой использовано преобразование (2.19):

$$\mathcal{L}_p = \mathcal{P}(X|\pi \times (C + T^+ - T^-)) \times \mathcal{P}(t^+|T^+) \times \mathcal{P}(t^-|T^-) \times \mathcal{H}(T^+ - T^-) \quad (2.30)$$

и аналогичную предыдущей функцию правдоподобия, в которой была использована функция Гаусса для аппроксимации произведения функций Пуассона:

$$\mathcal{L}_g = \mathcal{P}(X|\pi \times (C + T)) \times \mathcal{G}(t^+ - t^-, T, \sqrt{t^+ + t^-}) \times \mathcal{H}(T) \quad (2.31)$$

где  $\mathcal{H}$  - функция Хевисайда.

Результаты нахождения доверительных интервалов для параметров с использованием данных функций правдоподобия приведены в 2.4. Из таблицы 2.4 видно, что без учёта систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло, при использовании функции правдоподобия (2.29) точность измерений значительно падает; к примеру, только в двух из трёх экспериментов будут получены доверительные интервалы, содержащие истинное значение информационного параметра, при уровне достоверности  $CL = 2\sigma$  и первом наборе параметров модели. С другой стороны, гауссовская аппроксимация произведения двух пуассонов в  $\mathcal{L}_g$  даёт схожие результаты в сравнении с точным решением  $\mathcal{L}_p$  - наибольшее наблюдаемое различие порядка одного процента.

Также на рисунке 2.1 в качестве иллюстрации зависимости получаемых результатов от выбора рассматриваемых функций правдоподобия приведены центральные интервалы Неймана на уровне достоверности  $CL = 95\%$  для указанного набора наблюдаемых значений  $(X, t^+, t^-)$ . Прочие параметры моделей  $(T^+, T^-)$  исключены методом максимума функции правдоподобия.

Таблица 2.4: Процент событий, для которых доверительный интервал с уровнем достоверности CL из апостериорной функции плотности вероятности включал в себя использованное при генерации значение параметра  $\pi$ . Ошибки оценены как среднеквадратичное отклонение результатов для различных наборов псевдоданных.

$\mathcal{L}_0$ параметры	CL	$\mathcal{L}_n$	$\mathcal{L}_g$	$\mathcal{L}_p$
$\pi = 3, T^+ = 12, T^- = 4$	$1\sigma$	$34.71 \pm 0.79$	$67.79 \pm 0.75$	$67.98 \pm 0.72$
	$2\sigma$	$62.82 \pm 0.70$	$95.25 \pm 0.27$	$96.14 \pm 0.22$
$\pi = 3, T^+ = 9, T^- = 7$	$1\sigma$	$26.41 \pm 0.57$	$77.52 \pm 0.63$	$78.51 \pm 0.63$
	$2\sigma$	$49.73 \pm 0.71$	$98.18 \pm 0.15$	$98.21 \pm 0.15$

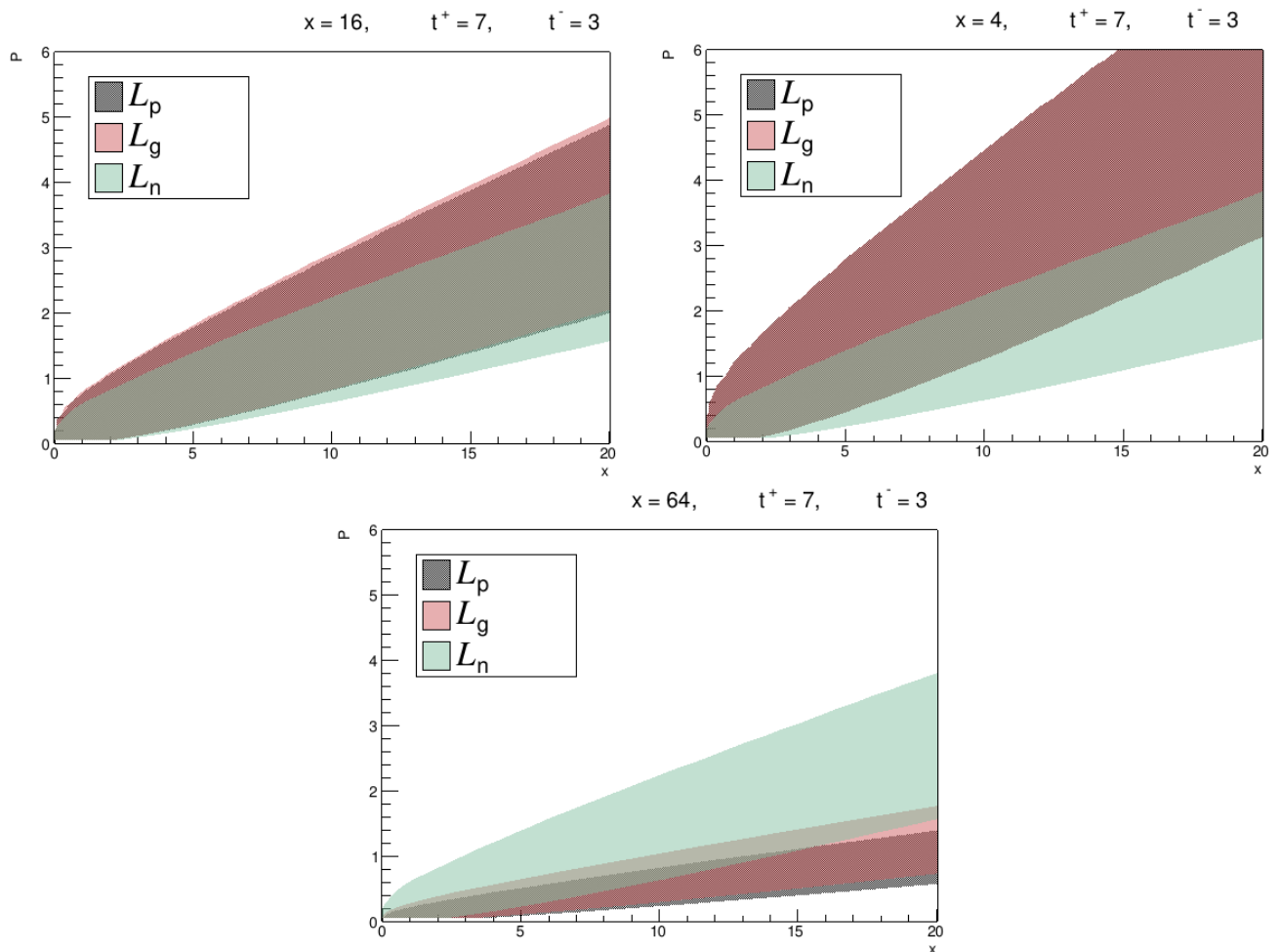


Рис. 2.1: Интервалы Неймана для уровня достоверности 95% для информативного параметра  $\pi$  для различных функций правдоподобия (см. формулы (2.29), (2.30), (2.31)), полученные для указанного набора наблюдаемых значений  $(X, t^+, t^-)$ . Прочие параметры моделей  $(T^+, T^-)$  исключены методом максимума функции правдоподобия.

## Глава 3. Поиск нейтральных токов со сменой аромата в $tq\gamma$ вершине на HL-LHC

В данной главе приведены результаты исследования чувствительности к FCNC взаимодействию  $t$ -кварка в вершине  $tq\gamma$  ( $q = u$  или  $c$ ) модернизированного детектора CMS, которая может быть достигнута на ускорителе HL-LHC [3]. Следуя методике анализа [35], ограничения на вероятности распада  $t \rightarrow q\gamma$  находятся путём анализа реакций с одиночным рождением  $t$ -кварка в паре с фотоном через FCNC взаимодействие. Конечное состояние сигнального процесса характеризуется наличием изолированного высокоэнергетичного фотона и продуктов SM распада  $t$ -кварка. В контексте модернизированного детектора CMS на HL-LHC (см. главу 1.8) данный процесс представляет интерес в качестве способа исследования эффективности работы проектируемого высокогранулированного калориметра HGCAL.

### 3.1 Монте-Карло моделирование процессов

Для моделирования сигнальных и фоновых событий были использованы генераторы MadGraph5\_aMC@NLO [67] и POWHEG [68, 94, 95, 96]. Моделирование адронизации и развития ливня производилось в пакете Pythia 8 [69]. В таблице 3.1 приведён список рассматриваемых в анализе процессов с информацией об использованных для их получения генераторах и порядке теории возмущений, в котором был получен генераторный матричный элемент.

События рассматриваемых реакций сгенерированы путём полного моделирования детектора в пакете Geant4 [73], за исключением процессов с одиночным рождением  $t$ -кварка совместно с одним или двумя фотонами, полученных с использованием быстрого моделирования в пакете Delphes [72]. Быстрое и полное моделирование производилось для модернизированного детектора CMS в реалистичных условиях работы HL-LHC при энергии столкновения 14 ТэВ и среднем числе  $\langle \mu \rangle = 200$  дополнительных протон-протонных столкновений за единичное пересечение пучковых сгустков.

Сигнальные процессы  $ug \rightarrow t\gamma$  и  $cg \rightarrow t\gamma$  моделировались с последующим распадом  $t$ -кварка по SM каналу  $t \rightarrow bW^+$ ,  $W^+ \rightarrow \ell\nu_\ell$  ( $\ell = e$  или  $\mu$ ). SM величина ширины  $t$ -кварка используется в анализе, т.к. вклад FCNC

взаимодействия в полное значение ширины пренебрежимо мал для допустимого значения FCNC параметров.

## 3.2 Отбор событий

Для выделения сигнала и подавления числа фоновых событий была применена следующая последовательность отборов:

- в событии есть только один центральный изолированный ( $I_{rel} < 0.15$ ) электрон или мюон с  $p_T > 25$  ГэВ и  $|\eta| < 2.8$ , прошедший критерий идентификации “Tight” (см. ниже);
- в событии есть, как минимум, один высокоэнергетичный изолированный фотон с  $p_T > 50$  ГэВ и  $|\eta| < 2.8$ , прошедший критерий идентификации “Tight” (см. ниже);
- в событии есть две или три струи с  $p_T > 30$  ГэВ и  $|\eta| < 2.8$ ;
- в событии есть только одна струя, идентифицированная как  $b$ -струя;
- в событии нет дополнительных изолированных ( $I_{rel} < 0.25$ ) электронов или мюонов с  $p_T > 10$  ГэВ и  $|\eta| < 2.8$ , прошедших критерий идентификации “Loose” (см. ниже);
- величина массы  $t$ -кварка, реконструированного по отобранному лептону (см. ниже),  $b$ -струе и  $E_T^{miss}$ , принадлежит интервалу от 130 ГэВ до 220 ГэВ;
- объекты хорошо разделены:  $\Delta R(\text{лептон}, \gamma) > 0.7$  и  $\Delta R(b\text{-струя}, \gamma) > 0.7$ .

Из анализа исключались электроны и фотоны, попавшие в область стыка между центральными и торцевыми калориметрами  $1.4 < |\eta| < 1.6$ . Критерий идентификации “Tight” для фотонов в выбранной кинематической области отвечает 85% эффективности идентификации и вероятности ошибочного опознания 3.5%. Критерии идентификации “Tight” и “Loose” для электрона и мюона отвечают вероятности ошибочного опознания 0.1% и 10% соответственно. Струи были восстановлены алгоритмом anti- $k_T$  [97] с параметром конуса  $R = 0.4$ , реализованном в пакете FastJet [98]. Для идентификации  $b$ -струй применяется sMVAm2 [99] алгоритм для области  $|\eta| < 1.5$  и DeepCSV [100] алгоритм для области  $|\eta| > 1.5$ , обеспечивающие эффективность идентификации на уровне 70%. Вероятность ошибочного  $b$ -меченья равна 18% для  $c$ -струй, 1.5% для  $u$ -,  $d$ - и  $s$ - и  $g$ -струй. Кинематика  $t$ -кварка реконструируется из отобранной  $b$ -струи

Таблица 3.1: рассматриваемые в анализе сигнальные FCNC ( $uX \rightarrow t\gamma$  и  $cX \rightarrow t\gamma$ ) и фоновые процессы с информацией о применённых для их моделирования МК генераторах.

Процесс	Генератор (точность)	Моделирование детектора
$ug \rightarrow t\gamma$ (FCNC)	MadGraph5_aMC@NLO (LO)	Geant4
$cg \rightarrow t\gamma$ (FCNC)	MadGraph5_aMC@NLO (LO)	Geant4
$t\bar{t}$	POWHEG (LO)	Geant4
$t\bar{t} + \gamma$ (полулептонный канал)	MadGraph5_aMC@NLO (LO)	Geant4
$W + 0,1,2,3$ струи ( $W \rightarrow \ell\nu$ )	MadGraph5_aMC@NLO (LO)	Geant4
$W\gamma + 0,1,2,3$ струи ( $W \rightarrow \ell\nu$ )	MadGraph5_aMC@NLO (LO)	Geant4
одиночный $t$ -кварк ( $t-$ и $tW$ -каналы)	POWHEG (LO)	Geant4
одиночный $t$ -кварк + $\gamma$ +струя	MadGraph5_aMC@NLO (NLO)	Delphes
одиночный $t$ -кварк + $\gamma$ + $\gamma$ +струя	MadGraph5_aMC@NLO (NLO)	Delphes

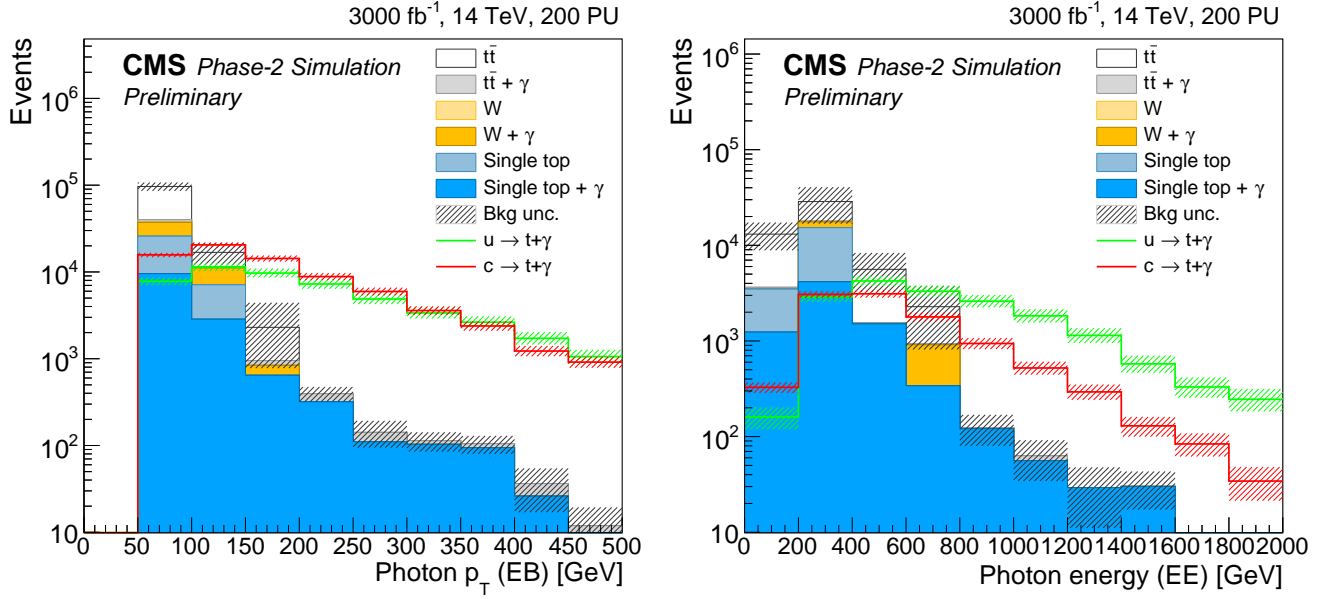


Рис. 3.1: Распределение по поперечному импульсу  $p_T$  реконструированных фотонов для центрального региона  $EE$   $|\eta| < 1.4$  (слева) и по энергии  $E$  в передней области  $EB$   $1.6 < |\eta| < 2.8$  (справа). Сечение рождения сигнальных процессов взято равным 1 пб для наглядности [3].

и восстановленного  $W$ -бозона. При этом 4-вектор  $W$ -бозона находится, как сумма 4-вектора отобранного лептона и 4-вектора, отвечающего не зарегистрированному нейтрино, с  $p_T = p_T^{miss}$  и  $\varphi = \varphi^{miss}$ .

### 3.3 Статистический анализ

Отношение числа отобранных сигнальных событий к фоновым растёт с ростом значения поперечного импульса восстановленного фотона  $p_T$  и энергии  $E$  (см. рис. 3.1). Комбинация гистограмм распределения  $p_T$  фотона из центрального региона  $EE$   $|\eta| < 1.4$  и  $E$  из передней области  $1.6 < |\eta| < 2.8$  была использована в качестве дискриминирующего распределения в статистическом анализе.

При построении статистической модели были учтены систематические неопределённости в определении следующих величин:

- эффективность идентификации  $b$ -струй (1% для  $b$ -струй, 2% для  $-$ струй и 5% для  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -струй);
- коррекция энергии струй (1%, jet energy scale, JES);
- эффективность регистрации лептонов (1%);
- светимость (1.5%);

– теоретические сечения процессов.

Ошибкам в определении эффективности регистрации лептонов и светимости были сопоставлены неинформативные параметры, определяющие нормировку гистограмм сигнальных и фоновых процессов. Ошибкам в определении JES и эффективности идентификации  $b$ -струй были сопоставлены неинформативные параметры, задающие интерполяцию гистограмм процессов. Вариационные гистограммы ошибки в JES получены путём перевзвешивания поперечного импульса  $p_T$  и массы  $m$  присутствующих в событии струй (до применения отборов) и повторного проведения анализа:

$$\begin{aligned} p_T^\pm &= p_T \times (1 \pm \sigma_{JES}) \\ m^\pm &= m \times (1 \pm \sigma_{JES}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Вариационные гистограммы ошибки в эффективности идентификации  $b$ -струй получены путём перевзвешивания событий на вес  $w^\pm$ :

$$\begin{aligned} w^\pm &= \frac{P(\pm\sigma)}{P(0)} \\ P(\sigma) &= \left[ \prod_i^{\{\text{BT}\}} \epsilon_i \times (1 + \sigma) \right] \times \left[ \prod_j^{\{\text{NBT}\}} (1 - \epsilon_j \times (1 + \sigma)) \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

где множества  $\{\text{BT}\}$  и  $\{\text{NBT}\}$  отвечают наборам реконструированных  $b$ -струи и всех остальных струй соответственно,  $\epsilon$  - эффективность  $b$ -меченья струи, зависящая от аромата исходного кварка (см. главу 2.5 и главу 3.2).

Для реакции с одиночным рождением  $t$ -кварка в паре со струей и одним или двумя фотонами ошибка в определении сечения была оценена консервативно в 30%, для реакции с рождением пары  $t\bar{t}$  - оценена в 6% [101].

Ошибкам в определении теоретических сечений прочих фоновых и сигнальных реакций были сопоставлены неинформативные параметры, задающие интерполяцию гистограмм процессов, вариационные гистограммы для которых были получены путём перевзвешивания событий на основе имеющихся генераторных весов, отвечающих независимой вариации масштабов ренормализации ( $\mu_R$ ) и факторизации ( $\mu_F$ ) (см., например, [102]).

Для нахождения ожидаемых верхних ограничений на основе модели, включающей в себя только фон, была использована асимптотическая формула для модифицированного частотного подхода к проверке гипотез  $CL_s$  [103], реализованная в рамках пакета для статистического анализа CombineLimits

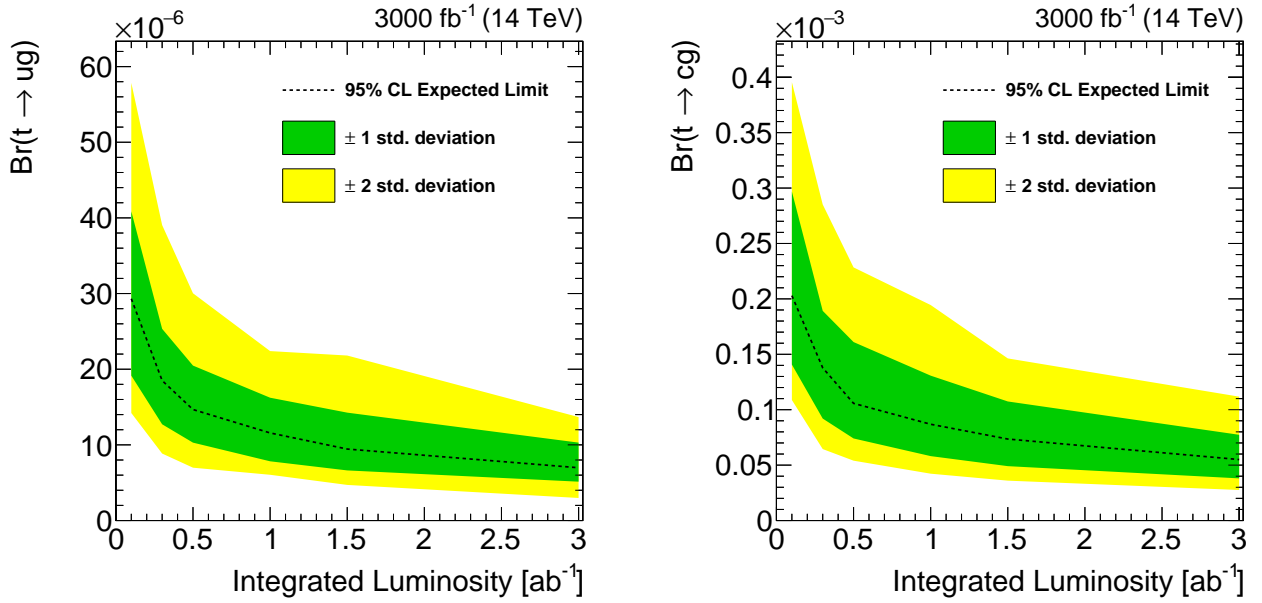


Рис. 3.2: зависимость величины ожидаемых верхних ограничений на уровне достоверности 95% для вероятностей распадов  $t \rightarrow u\gamma$  (слева) и  $t \rightarrow c\gamma$  (справа) для модернизированной установки CMS ускорителя HL-LHC от интегральной светимости.

[81]. При этом предполагалось, что в модели, содержащей сигнал и фон, в качестве сигнала используется только один из рассматриваемых FCNC процессов. Распределение величины ожидаемого ограничения было найдено повторным проведением анализа на наборе псевдоданных, полученных из модели, включающей в себя только фон, путём розыгрыша значений неинформативных параметров в пределах их ошибки. Данное распределение было использовано для нахождения областей, отвечающих  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  отклонению верхнего ограничения от его среднего значения.

### 3.4 Результаты

На основе полного МК моделирования модернизированного детектора CMS Phase II ускорителя HL-LHC была изучена возможность прямого модельно-независимого поиска FCNC взаимодействий в вершинах  $tu\gamma$  и  $tc\gamma$ . Ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% на сечения сигнальных FCNC процессов для интегральной светимости  $300 \text{ фб}^{-1}$  равны  $8.3 \text{ фб}$  и  $9.3 \text{ фб}$  соответственно, для интегральной светимости  $3000 \text{ фб}^{-1}$  -  $4.4 \text{ фб}$  и  $3.4 \text{ фб}$  соответственно. Данные сечения имеют следующую зависимость от величин



констант связи [29]:

$$\begin{aligned}\sigma(gu \rightarrow \gamma t) + \sigma(g\bar{u} \rightarrow \gamma\bar{t}) &= (440 + 76)|\lambda_{ut}|^2 \text{ пб} \\ \sigma(gc \rightarrow \gamma t) + \sigma(g\bar{c} \rightarrow \gamma\bar{c}) &= (39 + 39)|\lambda_{ct}|^2 \text{ пб}\end{aligned}\tag{3.3}$$

Полученные из (3.3) и (1.9) ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% для вероятности распада  $t \rightarrow q\gamma$  представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2: Сравнение экспериментальных верхних ограничений на уровне достоверности 95% вероятности распада  $t \rightarrow q\gamma$  из анализа с одиночным рождением  $t$ -кварка с ожидаемым значением для модернизированной установки CMS ускорителя HL-LHC.

Детектор (светимость, энергия)	$\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$	Ссылка
CMS (19.8 fb <sup>-1</sup> , 8 TeV)	0.013%	0.17%	[35]
CMS Phase-2 (300 fb <sup>-1</sup> , 14 TeV)	0.0021%	0.015%	[3]
CMS Phase-2 (3000 fb <sup>-1</sup> , 14 TeV)	0.0009%	0.0074%	[3]

Зависимость величины верхних ограничений на вероятности распадов от интегральной светимости преведена на 3.2. Зависимость величины верхних ограничений на константы связи  $|\lambda_{ut}|$  и  $|\lambda_{ct}|$  (3.3) от интегральной светимости преведена на 3.3. Данные графики подвержены влиянию статистических флуктуаций, заметных для областей  $\pm 2\sigma$  и обусловленных методикой проведения статистического анализа (см. главу 3.3). Дополнительно приведены распределения верхних ограничений на вероятности распадов для интегральной светимости 300 фб<sup>-1</sup> и 3000 фб<sup>-1</sup> на 3.4.

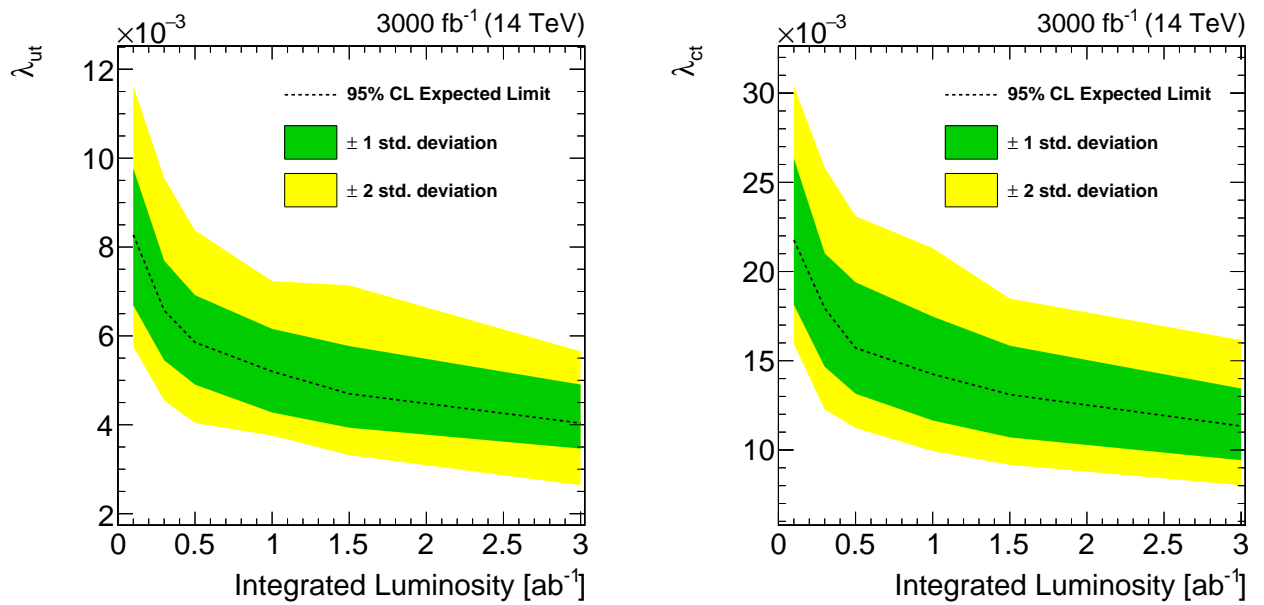


Рис. 3.3: зависимость величины ожидаемых верхних ограничений на уровне достоверности 95% для  $|\lambda_{ut}|$  (слева) и  $|\lambda_{ct}|$  (справа) [29] для модернизированной установки CMS ускорителя HL-LHC от интегральной светимости.

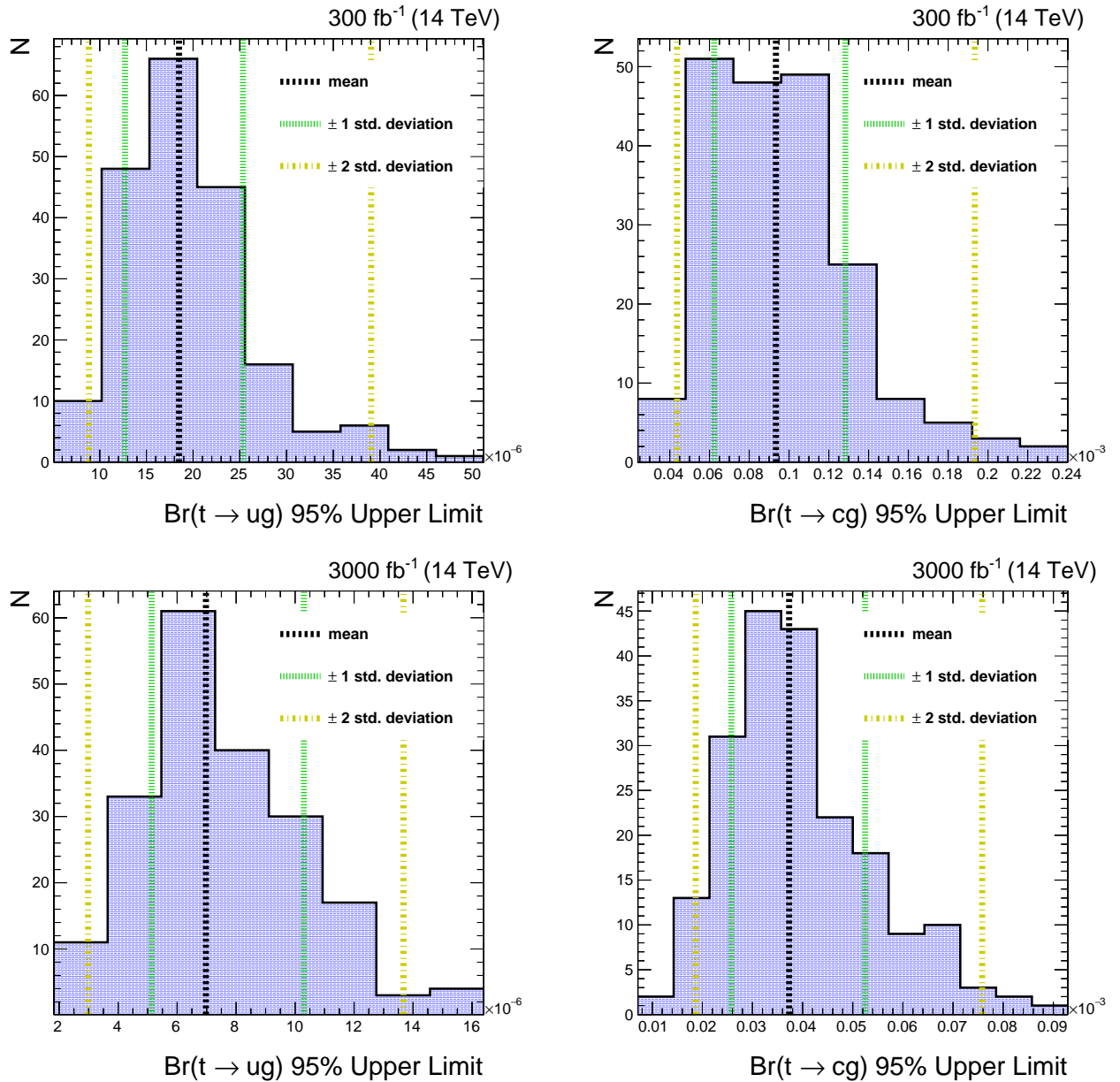


Рис. 3.4: распределение верхних ограничений на уровне достоверности 95% для вероятностей распадов  $t \rightarrow u\gamma$  (левый столбец) и  $t \rightarrow c\gamma$  (правый столбец) для модернизированной установки CMS ускорителя HL-LHC для интегральной светимости  $300 \text{ fb}^{-1}$  (верхний ряд) и  $3000 \text{ fb}^{-1}$  (нижний ряд).

## Глава 4. Поиск нейтральных токов со сменой аромата в $tqg$ вершине на HL-LHC

В данной главе приведены результаты исследования чувствительности к FCNC взаимодействию  $t$ -кварка в вершине  $tqg$  ( $q = u$  или  $c$ ) модернизированного детектора CMS, которая может быть достигнута на ускорителе HL-LHC [104]. Следуя анализу на реальных данных [32], ограничения на вероятности распада  $t \rightarrow qg$  находятся путём анализа реакций с одиночным рождением  $t$ -кварка в собровождении глюона через FCNC взаимодействие (см. примеры диаграмм на рис. 1.7). Конечное состояние сигнального процесса характеризуется наличием изолированного высокоэнергетичного фотона и продуктов SM распада  $t$ -кварка.

### 4.1 Монте-Карло моделирование процессов

Для моделирования фоновых событий были использованы генераторы MadGraph5\_aMC@NLO [67] и POWHEG [68, 94, 95, 96]. Моделирование сигнальных FCNC процессов производилось в генераторе CompHEP [105]. Сечение сигнальных процессов нормировано к NLO сечению посредством К-факторов 1.52 и 1.4 для  $tug$  и  $tcg$  ( $\sigma_{NLO} = K \times \sigma_{LO}$ ) каналов соответственно [106]. Моделирование адронизации и развития ливня производилось в пакете Pythia 8 [69]. В таблице 4.1 приведён список рассматриваемых в анализе процессов с информацией об использованных для их получения генераторах и порядке теории возмущений, в котором был получен генераторный матричный элемент. Полное моделирование производилось в пакете Geant4 [73] для модернизированного детектора CMS в реалистичных условиях работы HL-LHC при энергии столкновения 14 ТэВ и среднем числе  $\langle \mu \rangle = 200$  дополнительных протон-протонных столкновений за единичное пересечение пучковых сгустков. Многоструйный КХД фон был получен на основе экспериментальных данных (см. главу 4.2).

### 4.2 Отбор событий

Для выделения сигнала и подавления числа фоновых событий была применена следующая последовательность отборов:

Таблица 4.1: рассматриваемые в анализе сигнальные FCNC ( $tug$  и  $tcg$ ) и фоновые процессы с информацией о применённых для их моделирования МК генераторах.

Процесс	Генератор (точность)
$t + jet$ ( $tug$ FCNC)	CompHEP (LO)
$t + jet$ ( $tcg$ FCNC)	CompHEP (LO)
$t\bar{t}$	POWHEG (LO)
одиночный $t$ -кварк ( $t-$ и $tW$ -каналы)	POWHEG (LO)
$W + 0,1,2,3$ струи ( $W \rightarrow \ell\nu$ )	MadGraph5_aMC@NLO (LO)
Процесс Дрелла-Яна + струи	MadGraph5_aMC@NLO (NLO)
Ассоциированное рождение $W-$ и $Z$ -бозонов + струи	MadGraph5_aMC@NLO (NLO)
$ZZ \rightarrow 2q2\ell$	POWHEG (LO)

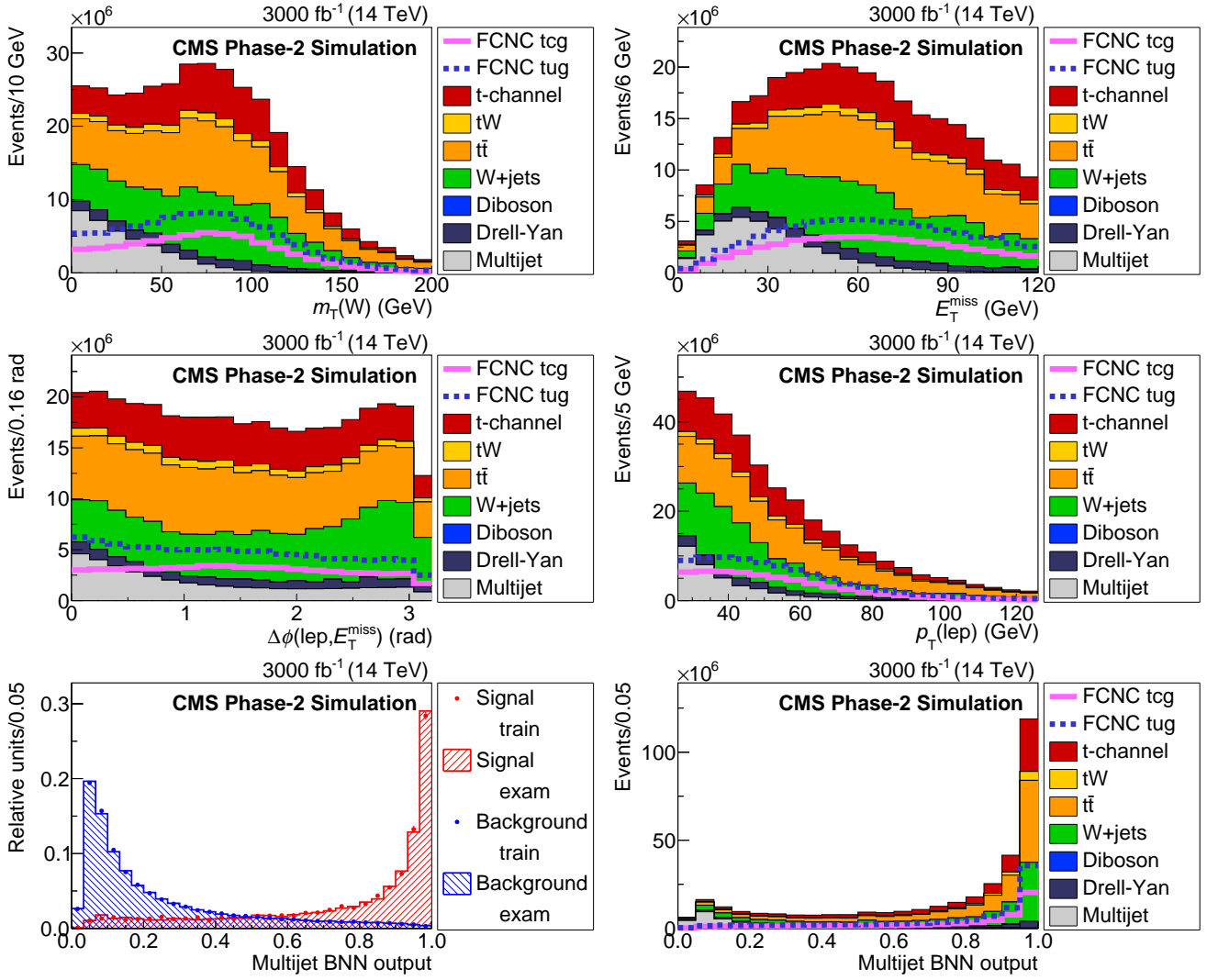


Рис. 4.1: Сравнение тренировочных и тестовых событий по входным переменным BNN для подавления многоструйный КХД фона. В нижнем ряду представлено сравнение выхода BNN для подавления многоструйный КХД фона для тренировочного и тестового наборов событий (слева) и итоговое распределение сигнальных и фоновых событий по выходу КХД BNN сети (справа). Сигнальные FCNC процессы имеют произвольную нормировку для наглядности.

- в событии присутствует только один изолированный ( $I_{rel} < 0.15$ ) мюон или электрон с  $p_T > 25$  ГэВ и  $|\eta| < 2.8$ ;
- в событии нет дополнительных мюонов или электронов с  $I_{rel} < 0.25$  с  $p_T > 10$  ГэВ и  $|\eta| < 2.8$ ;
- событие содержит две или три струи с  $p_T > 30$  ГэВ и  $|\eta| < 4.7$ ;
- одна из отобранных струй идентифицирована как  $b$ -струя и одна отобранная струя не прошла критериев  $b$ -идентификации (см. ниже).

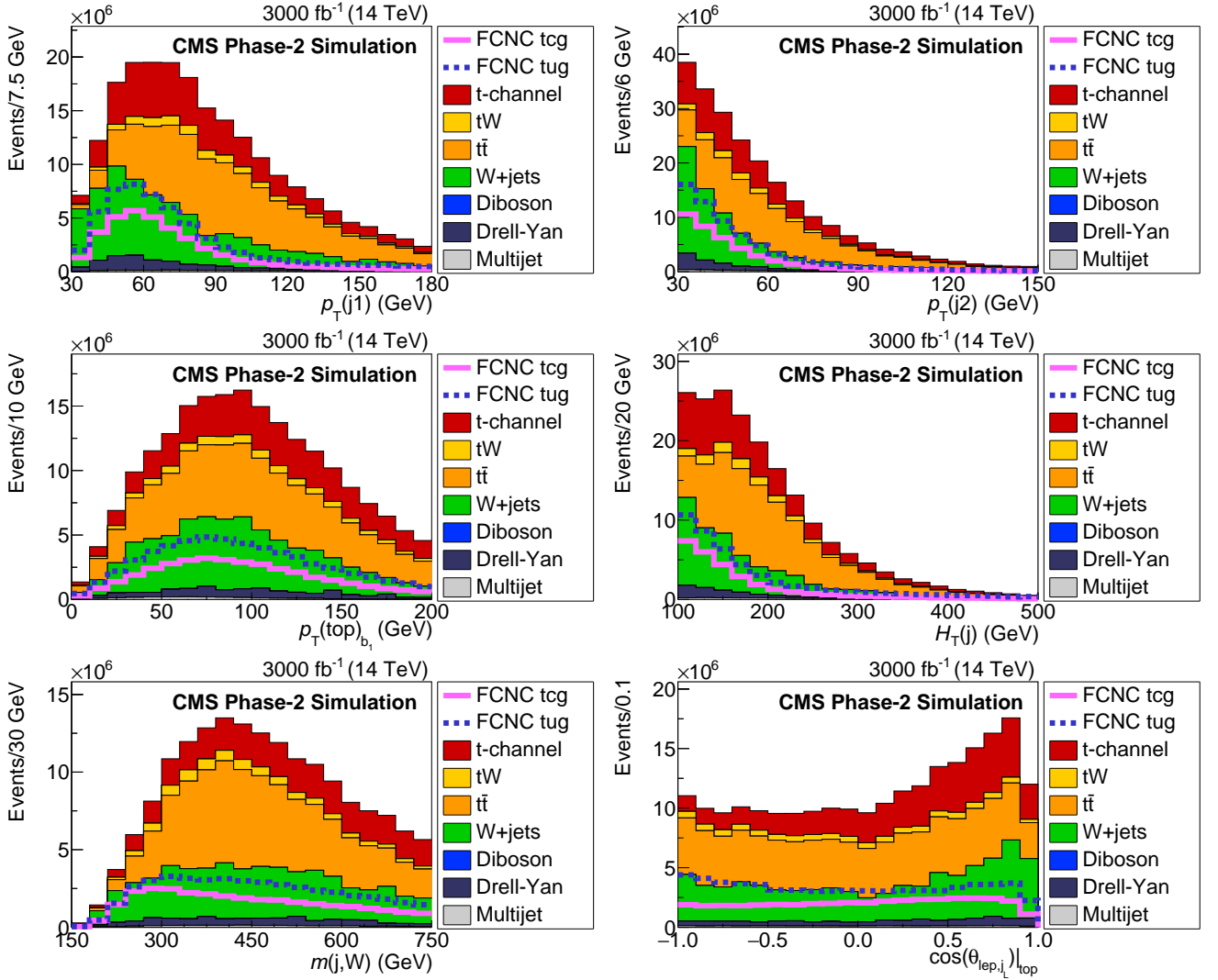


Рис. 4.2: Сравнение FCNC сигнальных процессов с фоновыми СМ процессами по входным тренировочным переменным. FCNC сигнальные процессы имеют произвольную нормировку для наглядности. На события наложено требование значения выхода КХД  $BNN > 0.7$ . Расшифровка обозначений переменных дана в разделе 4.2.

Из анализа исключались электроны и фотоны, попавшие в область стыка между центральными и торцевыми калориметрами  $1.4 < |\eta| < 1.6$ . Струи были восстановлены алгоритмом  $anti-k_T$  [97] с параметром конуса  $R = 0.4$ , реализованном в пакете FastJet [98]. Для идентификации  $b$ -струй применяется  $sMVA_{M2}$  [99] алгоритм для области  $|\eta| < 1.5$  и DeepCSV [100] алгоритм для области  $|\eta| > 1.5$ , обеспечивающие эффективность меченья на уровне 70%. Вероятность ошибочного  $b$ -меченья равна 18% для  $c$ -струй, 1.5% для  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -струй,  $g$ -струй. Определение  $I_{rel}$  дано в главе 3.2.

Многоструйный КХД фон был получен на основе использования экспериментальных данных эксперимента CMS за 2016-й год,  $pp$ -соударения,

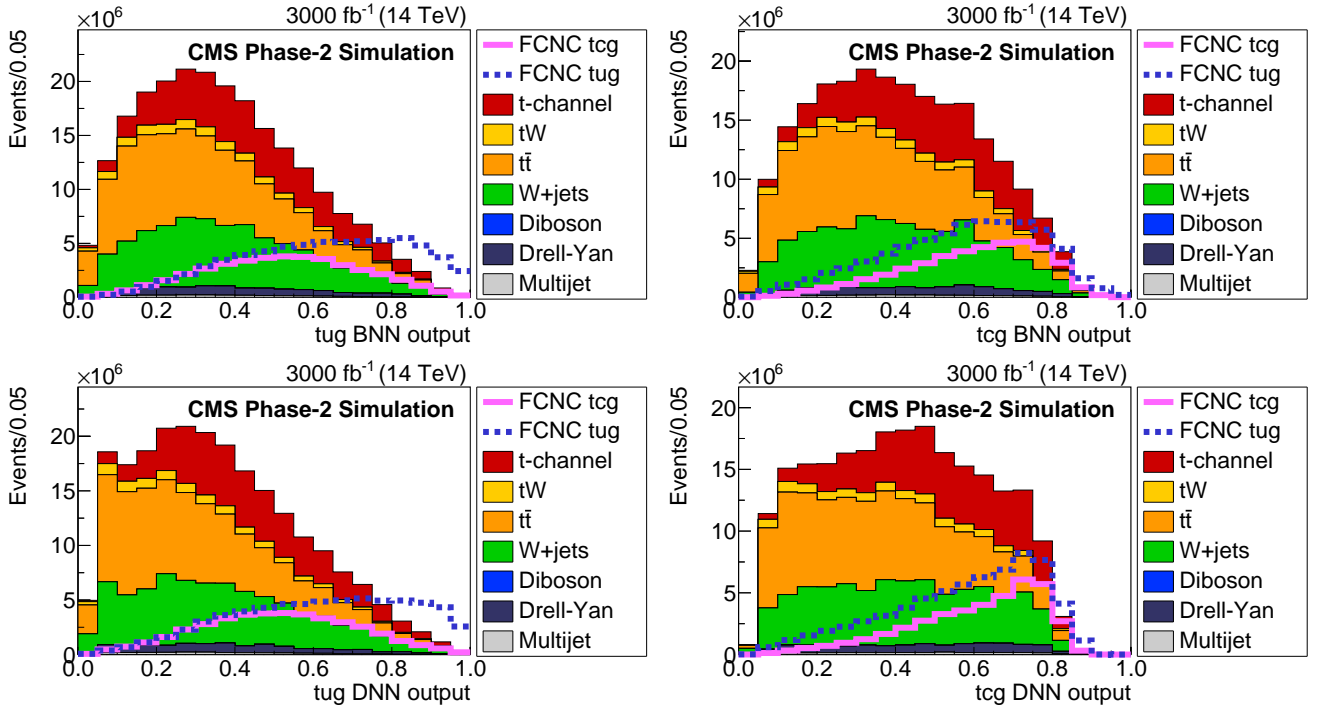


Рис. 4.3: Сравнение выхода BNN (верхний ряд) и DNN (нижний ряд), выделяющих FCNC  $tgu$  (слева) и  $tgc$  (справа) процессы из SM фоновых процессов. FCNC сигнальные процессы имеют произвольную нормировку для наглядности. На события наложено требование значения выхода КХД BNN  $> 0.7$ .

$\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Отбор данных КХД событий аналогичен приведённому выше отбору за исключением следующих критериев, обусловленных работой детектора и алгоритмов реконструкции в течение периода работы Run II:

- в событии должен присутствовать один антиизолированный мюон с  $0.35 < I_{rel} < 1$ ,  $p_T > 26$  ГэВ,  $|\eta| < 2.4$ ;
- нет дополнительного запрета на наличие низкоэнергетичного мюона или электрона;
- отобранные струи должны быть удалены от мюона  $\Delta R(\mu, jet) > 0.5$ .

Чистота отобранного набора событий КХД фоя соответствует 97% по результатам моделирования в условиях работы детектора в период Run II. Нормировка отобранного набора событий получена путём подгонки КХД шаблона и МК прочих сигнальных и фоновых процессов к данным 2016-го года в изолированной области и последующего масштабирования к условиям светимости HL-LHC в  $3000 \text{ fb}^{-1}$ . Также был учтён фактор 1.09, соответствующий изменению в сечении КХД процессов между 13 ТэВ и 14 ТэВ энергиями. Прочие факторы, отвечающие изменениям в числе сопутствующих



взаимодействий за единичное пересечение сгустков пучков протонов, изменений в структуре детектора, критериях отбора и др. учтены консервативным значением систематической ошибки КХД фона в статистическом анализе (см. 4.3).

Байесовская нейронная сеть (BNN) [107] и независимо от неё нейронная сеть на основе глубокого обучения (DNN) [108] были использованы для подавлений КХД фона и последующего выделения сигнала. Следуя [32] были использованы следующие переменные при тренировке для подавления многоструйного фона:

- $p_T(lep)$  поперечный импульс лептона;
- потерянная поперечная энергия  $E_T^{miss}$ ;
- поперечная масса  $m_T(W)$  реконструированного  $W$ –бозона;
- $\Delta\phi(lep, E_T^{miss})$  между направлением импульса лептона и потерянной энергией.

Распределение выхода нейронной сети и соответствующие кинематические переменные показаны на рисунке 4.1. Требование для событий иметь величину BNN классификатора быть больше 0.7 исключает  $\approx 95\%$  фоновых КХД событий и  $\approx 30\%$  сигнальных событий.

Следующие переменные были использованы при тренировке для выделения сигнала  $t\bar{c}g$  и  $tug$ :

- $p_T(j_1), p_T(j_2)$  - поперечный импульс лидирующей и следующей за ней струи соответственно;
- $p_T(j_1, j_2)$  - векторная сумма поперечных импульсов лидирующей и следующей за ней струи;
- $p_T(j_L), \eta(j_L)$  - поперечный импульс и псевдобыстрота струи, не прошедшей  $b$ -идентификацию с наибольшим значением  $|\eta|$ , соответственно;
- $p_T(lep), \eta(lep)$  - поперечный импульс и псевдобыстрота лептона соответственно;
- $p_T(j_{notbest})$  - сумма поперечных импульсов отобранных струй за исключением  $p_T$  струи, наилучшим образом реконструирующей массу  $t$ –кварка;
- $p_T(top)_{b_1}, m(top)_{b_1}$  - поперечный импульс и инвариантная масса  $t$ –кварка, реконструированного с использованием лидирующей по  $p_T$  струи, прошедшей  $b$ –идентификацию;

- $H_T(j)$ ,  $m(j)$  - скалярная сумма  $p_T$  и инвариантная масса отобранных струи;
- $m(j, W)$  - инвариантная масса отобранных струи и реконструированного  $W$ -бозона;
- $N(j)$  - число отобранных струй;
- $\cos \theta_{lep, j_L} |_{top}$  - косинус угла между импульсами лептона и струи, не прошедшей критерий  $b$ -идентификации, в системе покоя  $t$ -кварка [109];
- $\cos \theta_{lep, W} |_W$  - косинус угла между импульсом лептона в системе покоя  $W$ -бозона и направлением вектора преобразования Лоренца для  $W$ -бозона [110];
- $Q(lep)$  - заряд лептона (только для выделения  $tug$  сигнала).

При этом для получения перечисленных переменных в событии производилась реконструкция кандидатов на роль  $t$ -кварка и  $W$ -бозона.  $W$ -бозон реконструировался по потерянной энергии и импульсу лептона. Для реконструкции  $t$ -кварка табличное значение массы  $W$ -бозона использовалось для получения значения проекции импульса нейтрино по оси пучка (см. [104]). Далее, наборы  $t$ -кандидатов конструируются на основе 4-импульса  $W$ -бозона и отобранных струй. Сравнение распределений фоновых и сигнальных процессов для ряда переменных приведено на рисунке 4.2.

Сравнение распределений выхода BNN и DNN сетей для задачи выделения сигнала и соответствующие кинематические переменные показаны на рисунке 4.3. В дальнейшем статистическом анализе используется результат работы BNN сети для  $tug$  канала и DNN сети для  $tcg$  канала, как демонстрирующие лучшие более строгие ограничения.

### 4.3 Статистический анализ

Для получения ожидаемых верхних ограничений на уровне достоверности 95% на вероятности распадов  $t \rightarrow gu$  и  $t \rightarrow g$  проведён Байесовский статистический анализ с использованием Марковских цепей по схеме Монте-Карло (см. главу 2.6 и главу 2.6), реализованного в рамках пакета theta [82], на основе модели, включающей только фон. Оценка систематических ошибок основана на приведённом в [3] исследовании и включает в себя следующие неопределённости:

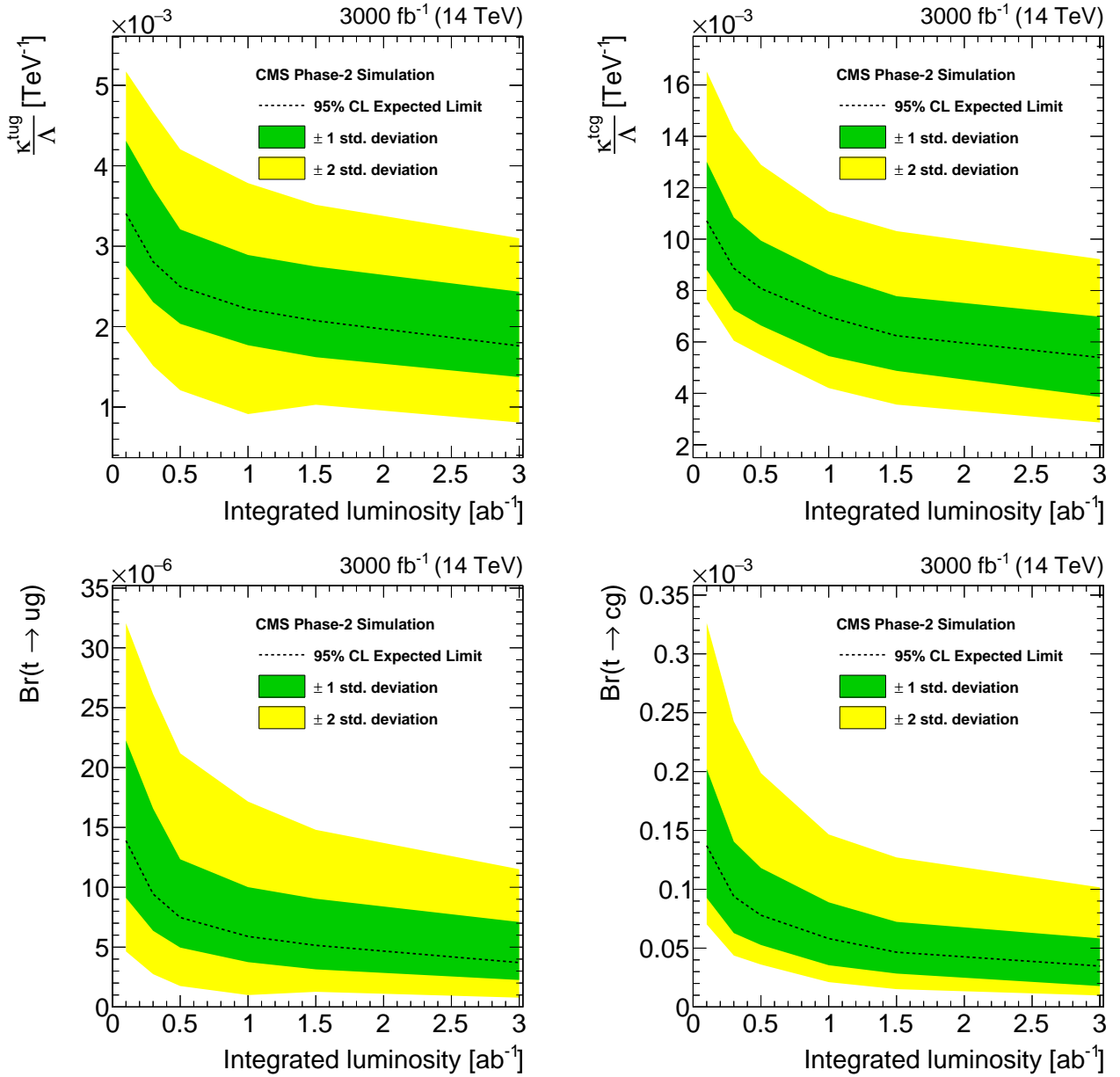


Рис. 4.4: Ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% на FCNC константы связи и соответствующие вероятности распада в зависимости от интегральной светимости.

- эффективность идентификации  $b$ -струй (1% для  $b$ -струй, 2% для  $-$ струй и 15% для  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -струй);
- коррекция энергии струй (1%, JES);
- эффективность регистрации лептонов (1% для электрона и 0.5% для мюона);
- светимость (1%);
- сечение  $t\bar{t}$  (6%, [111]);
- сечение многоструйного КХД фона оценено консервативно в 50%;

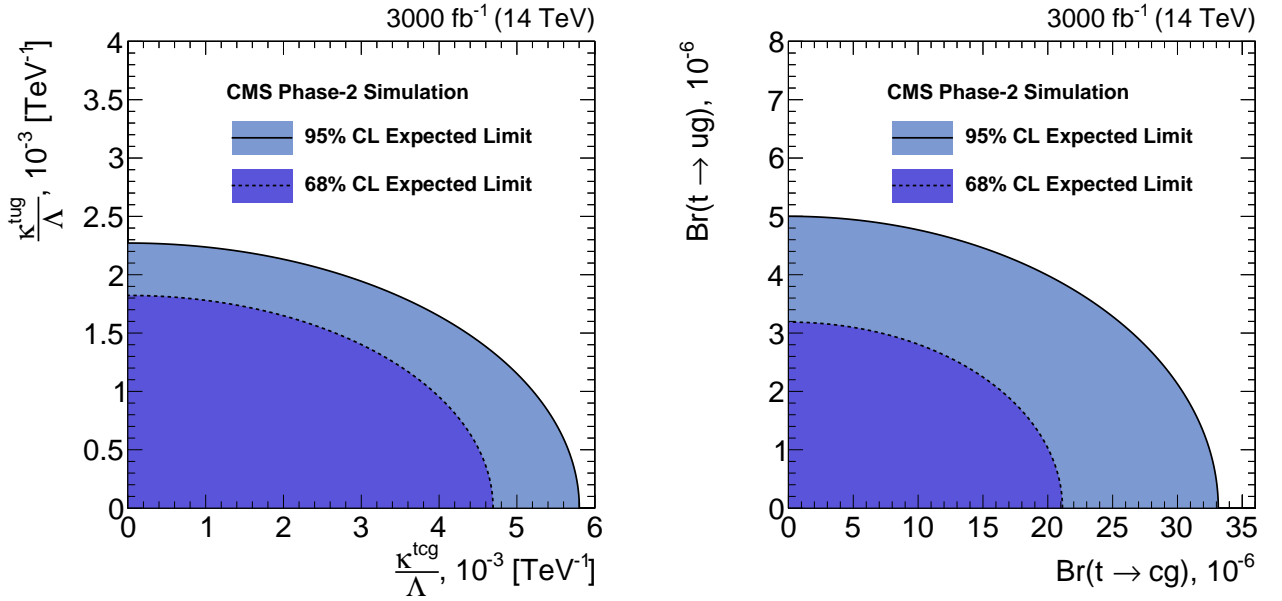


Рис. 4.5: Двухмерные ожидаемые ограничения на FCNC константы связи и соответствующие вероятности распада на уровнях достоверности 68% и 95% для интегральной светимости  $3000 \text{ фб}^{-1}$ .

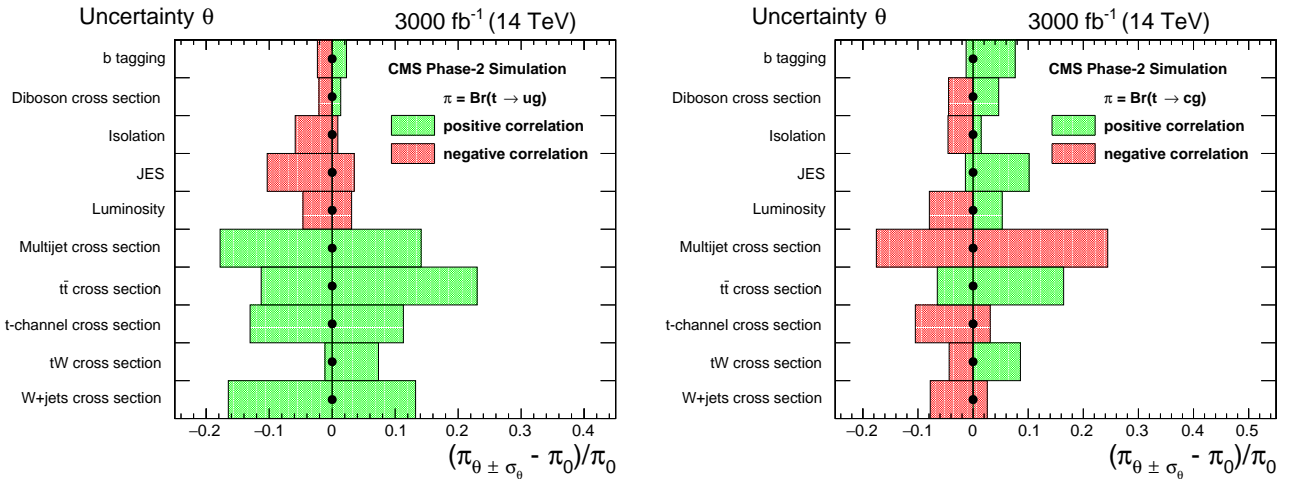


Рис. 4.6: Диаграммы изменения значений верхних ограничений на уровне достоверности 95% для вероятностей FCNC распадов  $t \rightarrow ug$  (слева) и  $t \rightarrow cg$  (справа) при вариации параметров систематических неопределённостей.

– теоретические сечения прочих процессов варьировались аналогично процедуре, описанной в главе 3.3 (см. также [102]).

Параметризация систематических ошибок в статистической модели аналогична описанной в главе 3.3. SM величина ширины  $t$ -кварка используется в анализе, т.к. вклад FCNC взаимодействия в полное значение ширины пренебрежимо мал для рассматриваемых значений FCNC параметров.

Индивидуальные верхние ограничения на нормировочные параметры шаблонов FCNC сигналов были получены для моделей, содержащих только один из соответствующих шаблонов. Число интервалов гистограмм было выбрано равным 10 - при таком значении каждый из интервалов гистограмм являлся статистически обеспеченным событиями фоновых и сигнальных процессов. Число итераций при построении цепи Маркова равнялось 1500000, процент выброшенных звеньев ("burn-in" параметр) из числа отобранных равнялся 10%. Адекватность выбранных параметров оценивалась по гладкости апостериорных функций плотности вероятности информативных и неинформативных параметров модели. Распределение величины ожидаемого ограничения было найдено повторным проведением анализа на наборе псевдоданных, полученных из модели, включающей в себя только фон, путём розыгрыша значений неинформативных параметров в пределах их ошибки. Данное распределение было использовано для нахождения областей, отвечающих  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  отклонению верхнего ограничения от его среднего значения. Число повторных розыгрышей равнялось 250 для каждого из значений светимости.

Ограничения на константы связи получены для Лагранжиана вида:

$$- \mathcal{L} = \frac{\kappa_{tqg}}{\Lambda} g_s \bar{q} \sigma^{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} t G_{\mu\nu}^a \quad (4.1)$$

Графики зависимости ожидаемых верхних ограничений на уровне достоверности 95% на FCNC константы связи и соответствующие вероятности распада от интегральной светимости приведены на рисунке 4.4.

Для получения двумерных ограничений на нормировочные параметры шаблонов FCNC сигналов была использована модель, содержащая оба соответствующих шаблонов от FCNC процессов. В данном случае события были классифицированы двумя соответствующими BNN и DNN сетями, выделяющими  $tug$  и  $tcg$  сигнальные каналы - практически использовалась одномерная развёртка двумерной гистограммы выхода сетей с общим числом интервалов равным 16 и обусловленным требованием статистической обеспеченности событиями МК фоновых процессов. Полученная двумерная апостериорная функция плотности вероятности параметров интереса аппроксимировалась эллиптической областью, задаваемой требованием того, что интеграл от апостериорной функции плотности вероятности по данной области равнялся заданному уровню достоверности. Выбор данной области

не является единственным, в общем случае точка пересечения области с осями ординат и абсцисс не совпадает с соответствующими одномерными ограничениями. Двухмерные ожидаемые ограничения на FCNC константы связи в предположении одновременного наличия  $t_{cg}$  и  $t_{ug}$  сигнальных каналов и соответствующие вероятности распада на уровнях достоверности 68% и 95% для интегральной светимости  $3000 \text{ фб}^{-1}$  приведены на рисунке 4.4.

Вклад индивидуальных систематических неопределённостей в величину значения верхнего ограничения был вычислен путём вариации отвечающих им неинформативных параметров на  $\pm\sigma$  их апостериорного распределения и повторения статистического анализа. Результаты данной процедуры представлены на рисунке 4.6.

## 4.4 Результаты

На основе полного МК моделирования модернизированного детектора CMS Phase II ускорителя HL-LHC была изучена возможность прямого модельно-независимого поиска FCNC взаимодействий в вершинах  $t_{ug}$  и  $t_{cg}$ . В таблице 4.2 приведены ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% на величину FCNC констант связи и соответствующие им вероятности распадов для интегральной светимости  $300 \text{ фб}^{-1}$  и  $3000 \text{ фб}^{-1}$ , полученные в предположении наличия только одного из сигнальных каналов. Результаты демонстрируют возможность улучшения существующих ограничений примерно на один порядок в сравнении с существующими ограничениями [104] на вероятности FCNC распадов  $t \rightarrow ug$  и  $t \rightarrow cg$ .

Таблица 4.2: Ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% на величину FCNC констант связи и соответствующие им вероятности распадов для интегральной светимости  $300 \text{ фб}^{-1}$  и  $3000 \text{ фб}^{-1}$ . Также приведены ограничения для случая наличия только статистической ошибки без учёта имеющихся систематических неопределённостей.

$\int L, \text{ фб}^{-1}$	$\mathcal{B}(t \rightarrow ug)$	$ \kappa_{t_{ug}} /\Lambda$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cg)$	$ \kappa_{t_{cg}} /\Lambda$
300	$9.8 \times 10^{-6}$	$0.0029 \text{ TeV}^{-1}$	$99.4 \times 10^{-6}$	$0.0091 \text{ TeV}^{-1}$
3000	$3.8 \times 10^{-6}$	$0.0018 \text{ TeV}^{-1}$	$32.1 \times 10^{-6}$	$0.0052 \text{ TeV}^{-1}$
3000, стат.	$1.0 \times 10^{-6}$	$0.0009 \text{ TeV}^{-1}$	$4.9 \times 10^{-6}$	$0.0020 \text{ TeV}^{-1}$

## Глава 5. Поиск нейтральных токов со сменой аромата в $tq\gamma$ и $tqH$ вершинах на FCC-hh

В данной главе приведены результаты исследования чувствительности к FCNC взаимодействию  $t$ -кварка в вершинах  $tq\gamma$  и  $tqH$  ( $q = u$  или  $c$ ), которая может быть достигнута на ускорителе FCC-hh [1, 2]. Наилучшие на сегодняшний день ограничения на вероятности распада  $t \rightarrow q\gamma$  были получены из анализа процесса с одиночным рождением  $t$ -кварка в паре с фотоном [35]. Однако, как было указано в главе 1.10 особенностью ускорителя FCC-hh является рекордное значение энергии соударения  $\sqrt{s} = 100$  ТэВ, приводящее к росту эффективного сечения событий процессов с большими значениями поперечных импульсов ( $p_T > 100$  ГэВ). С другой стороны, рекордные значения светимости, которые могут быть достигнуты на FCC-hh, сопряжены с ростом числа сопутствующих протон-протонных взаимодействий за единичное пересечение пучковых сгустков. В рамках данного исследования не представляется возможным произвести учёт влияния продуктов реакций из сопутствующих вершин вследствие имеющихся ограничений в компьютерных ресурсах, необходимых для моделирования и хранения значительно более объёмных в этом случае данных. Вместо этого приведённый в данной работе анализ основывается на использовании топологии высокоэнергетичных событий в процессе с парным рождением  $t$ -кварка (см. рис. 5.1), в которых один из  $t$ -кварков распадается по доминирующему SM распаду  $t \rightarrow bW$ , а другой через FCNC взаимодействие  $t \rightarrow q\gamma$ . Конечное состояние характеризуется наличием двух больших “толстых” (fat) высокоэнергетичных струй (см. далее алгоритм и параметр расстояния  $R$ ), одна из которых содержит  $b$ -помеченную струю меньшего размера, а другая - высокоэнергетичный фотон. Аналогично для исследования процессов с взаимодействием в вершине  $tqH$  использовалась топология высокоэнергетичных событий в сигнальном процессе с парным рождением  $t$ -кварка (см. рис. 5.1), в которых один из  $t$ -кварков распадается по доминирующему SM распаду  $t \rightarrow bW$ , а другой через FCNC взаимодействие  $t \rightarrow qH$ , а бозон Хиггса распадается по доминирующему каналу  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Анализ для случая распада бозона Хиггса по каналу  $H \rightarrow y\bar{y}$  приведён в работе [112]. Конечное состояние в рассматриваемом в данной работе случае будет включать в себя две большие высокоэнергетичные струи (см. далее алгоритм и

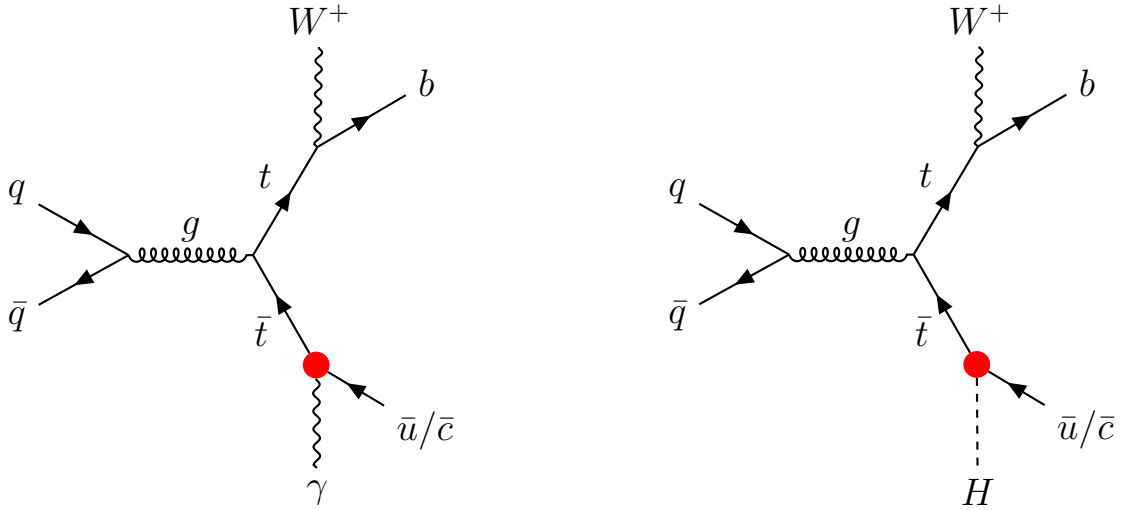


Рис. 5.1: пример Фейнмановских диаграмм для анализируемых процессов с парным рождением  $t$ -кварка, в которых один из  $t$ -кварков распался по СМ каналу, а другой через FCNC взаимодействие в  $tq\gamma$  (слева) и  $tqH$  (справа) вершинах.

параметр расстояния  $R$ ), одна из которых содержит одну  $b$ -помеченную струю меньшего размера, а другая - две.

## 5.1 Монте-Карло моделирование процессов

Для моделирования сигнальных и фоновых событий был использован генератор MadGraph5\_aMC@NLO [67]. Моделирование адронизации и развития ливня производилось в пакете Pythia 8 [69]. Моделирование эффектов реконструкции в детекторе проводилось с помощью пакета Delphes [72]. При генерации в качестве PDF был использован набор NNPDF3.0 [113].

Следующие процессы были использованы в качестве фоновых для сигнального процесса  $tq\gamma$ , характеризующиеся либо непосредственной возможностью наличия жёсткого фотона, либо возможностью наличия фотона, ошибочно реконструированного в струе:

- $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t} + \gamma$ ;
- $t+$  струи,  $t + \gamma$  струи;
- $Z+$  струи,  $W+$  струи;
- $\gamma+$  струи (многоструйный КХД фон).

Следующие процессы были использованы в качестве фоновых для сигнального процесса  $tqH$ :



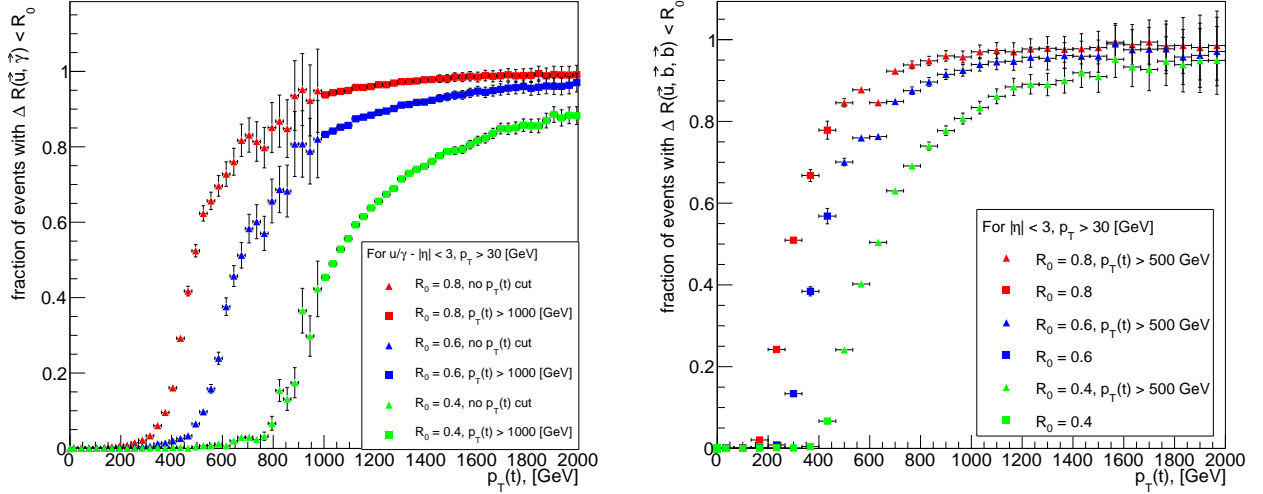


Рис. 5.2: Доля событий, в которых  $\Delta R < R_0$  между фотоном и  $u$ -кварком из FCNC распада  $t \rightarrow \gamma u$  в зависимости от его поперечного импульса (слева). Доля событий, в которых продукты FCNC распада  $t \rightarrow Hu \rightarrow \bar{b}b\bar{u}$  попадают в конус радиуса  $R_0$  (справа).

- $t\bar{t}$  + струи
- $W$  + струи,  $Z$  + струи
- $t\bar{t}$  +  $Z$ ,  $t\bar{t}$  +  $W$ ,  $t\bar{t}$  +  $H$
- многоструйный КХД фон

Сигнальные события были сгенерированы с отбором по  $p_T > 500$  ГэВ  $t$ -кварка - начиная с данного промежутка по  $p_T$  более 50% событий отвечают рассматриваемой топологии анализа (см. рис. 5.2).

Дополнительные взаимодействия протонов за единичное пересечение пучковых сгустков при генерации событий не учитывались.

## 5.2 Отбор и анализ событий ( $tq\gamma$ )

В качестве первичных отборов к событиям были применены следующие требования:

1. в событии есть только один реконструированный фотон с  $p_T > 200$  ГэВ,  $|\eta| < 3$ ;
2. в событии есть не более одного высокоэнергетичного лептона ( $e$  или  $\mu$ ) с  $p_T > 25$  ГэВ,  $|\eta| < 3$ ;

3. в событии есть, как минимум, две струи с  $p_T > 30$  ГэВ,  $|\eta| < 3$ , реконструированные с параметром конуса  $R = 0.4$ , только одна из которых должна быть идентифицирована как струя от  $b$ -кварка;
4. в событии есть, как минимум, две “толстые” струи с  $p_T > 30$  ГэВ,  $|\eta| < 3$ , реконструированные с параметром конуса  $R = 0.8$ . Ближайшая по  $\Delta R$  к отобранному фотону толстая струя обозначается как  $\gamma$ -струя. Ближайшая по  $\Delta R$  к  $b$ -струе с  $R = 0.4$  толстая струя обозначается как  $b$ -струя;
5.  $\gamma$ -струя и  $b$ -струя должны иметь  $p_T > 400$  ГэВ;
6.  $\Delta R > 0.8$  для отобранным фотоном и  $b$ -струей (с параметром конуса  $R = 0.4$ )

Эффективность отбора событий для сигнальных и фоновых процессов приведена в таблице 5.1.

Таблица 5.1: эффективность отбора событий для сигнальных (с FCNC в вершине  $tq\gamma$ ) и фоновых процессов.

процесс	число МК событий	эффективность отбора
$t \rightarrow u\gamma$	851000	19.11%
$t \rightarrow c\gamma$	869000	17.71%
$t\bar{t}$	28550000	1.25%
$W+$ струи	4173100	0.38%
$Z+$ струи	4217713	0.52%
$\gamma+$ струи	196490000	0.02%
другие фоновые процессы	5377075	0.03%

Реконструкция струй осуществлена на основе метода ParticleFlow в реализации пакета Delphes [72], использующего комбинированную информацию из трековой и калориметрических систем. Сравнение реконструированных масс отобранных  $\gamma$ -струи и  $b$ -струи, полученных на основе информации только из трековой системы и на основе информации только из калориметрических систем, приведено на рисунке 5.4. Выбор параметров конуса ограничен

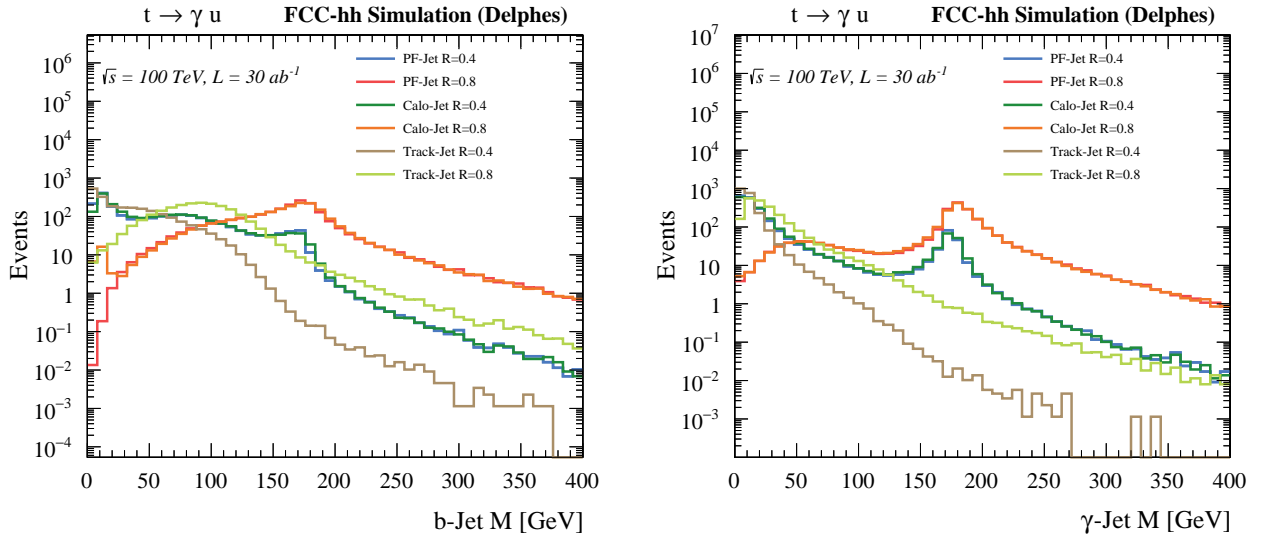


Рис. 5.3: сравнение масс  $b$ -струи (слева) и  $\gamma$ -струи (справа) сигнальных событий, реконструированных на основе информации из трековой системы (Track-Jet), на основе выделения энергии в калориметрах (Calo-Jet) и методом ParticleFlow на основе комбинированной информации из калориметра и трековой системы (PF-Jet) [72].

значениями  $R = 0.2$ ,  $R = 0.4$ ,  $R = 0.8$  и обусловлен существующими ограничениями в компьютерных ресурсах, необходимых для генерации и хранения данных о фоновых и сигнальных процессах больших размеров. Алгоритм  $b$ -идентификации струй доступен только для струй с параметром конуса  $R = 0.4$ . Сравнение масс отобранных  $\gamma$ -струи для различных значений параметра конуса приведено на рисунке 5.4.

Метод многомерного анализа BDT, реализованный в рамках пакета TMVA [116], используется для выделения сигнальных событий на основе следующего набора переменных:

1.  $\tau_{21}$   $\gamma$ -струи,  $\tau_{21}$  и  $\tau_{32}$   $b$ -струи, характеризующие структуру соответствующих струй - число различных внутри струи подструй [115] (см. Рис. 5.5, 5.6);
2. массы  $\gamma$ -струи и  $b$ -струи, полученные после применения алгоритма SoftDrop [114], позволяющего с определённой эффективностью исключить из струи вклад низкоэнергетичного излучения, удалённого от основных центров кластеризации струи (см. Рис. 5.7);
3.  $p_T$  фотона,  $\gamma$ -струи и  $b$ -струи (см. Рис. 5.8);

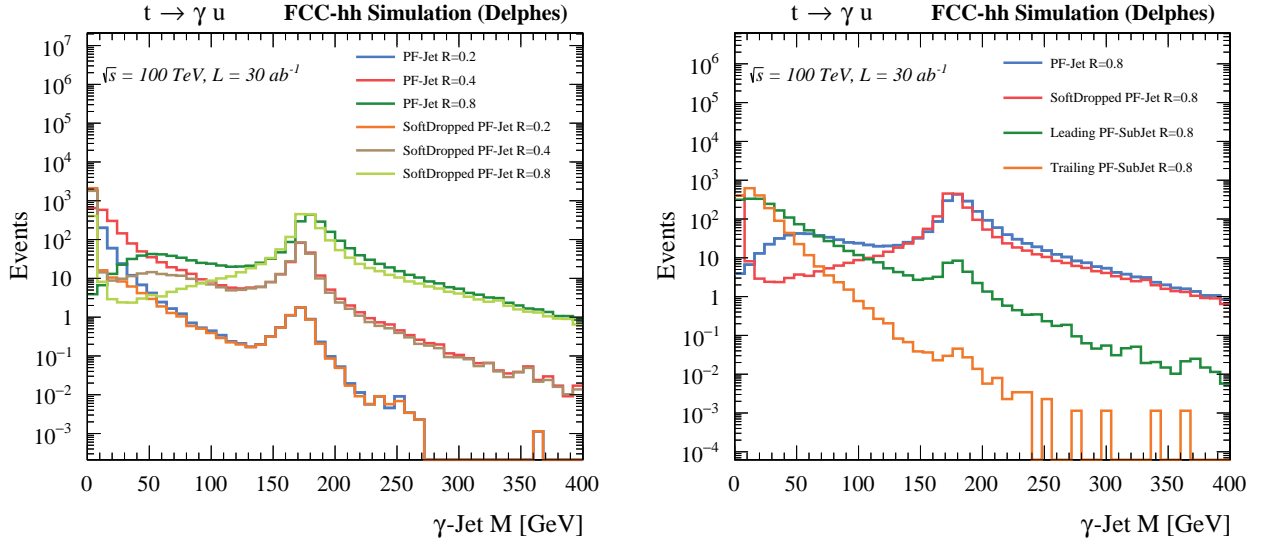


Рис. 5.4: Сравнение номинальной массы ближайших к фотону струй с массой, полученной после применения алгоритма SoftDrop [114] для различных значений параметра конуса  $R$  (слева). Сравнение номинальной массы ближайших к фотону струй для значения параметра конуса  $R = 0.8$  с массой, полученной после применения алгоритма SoftDrop, и с массами лидирующей (Leading) и следующей за лидирующей (Trailing) по  $p_T$  конститuentами SoftDrop-струи (справа).

4. скалярное произведение 4-векторов фотона и  $\gamma$ -струи, характеризующее корреляцию между кинематикой фотона и кварка из  $tq\gamma$  вершины в сигнальном процессе (см. Рис. 5.9);
5. скалярное произведение  $b$ -струи и  $\gamma$ -струи, характеризующее существующую корреляцию между кинематикой  $t$ -кварков в сигнальном процессе (см. Рис. 5.9);
6. массы двух больших струй (реконструированных с параметром конуса  $R = 0.8$ ) наилучшим образом соответствующие массе  $t$ -кварка - для альтернативного выделения событий с сигнатурой сигнала и контроля за качеством основного отбора (см. Рис. 5.10).

Матрица линейных коэффициентов корреляции между используемыми для тренировки параметрами для сигнальных и фоновых процессов приведена на рисунке 5.11. Для тренировочного набора из каждого набора фоновых и сигнальных процессов с не менее чем 1000-ю событиями было отобрано 10% событий. В качестве тестового набора и набора для статистического анализа

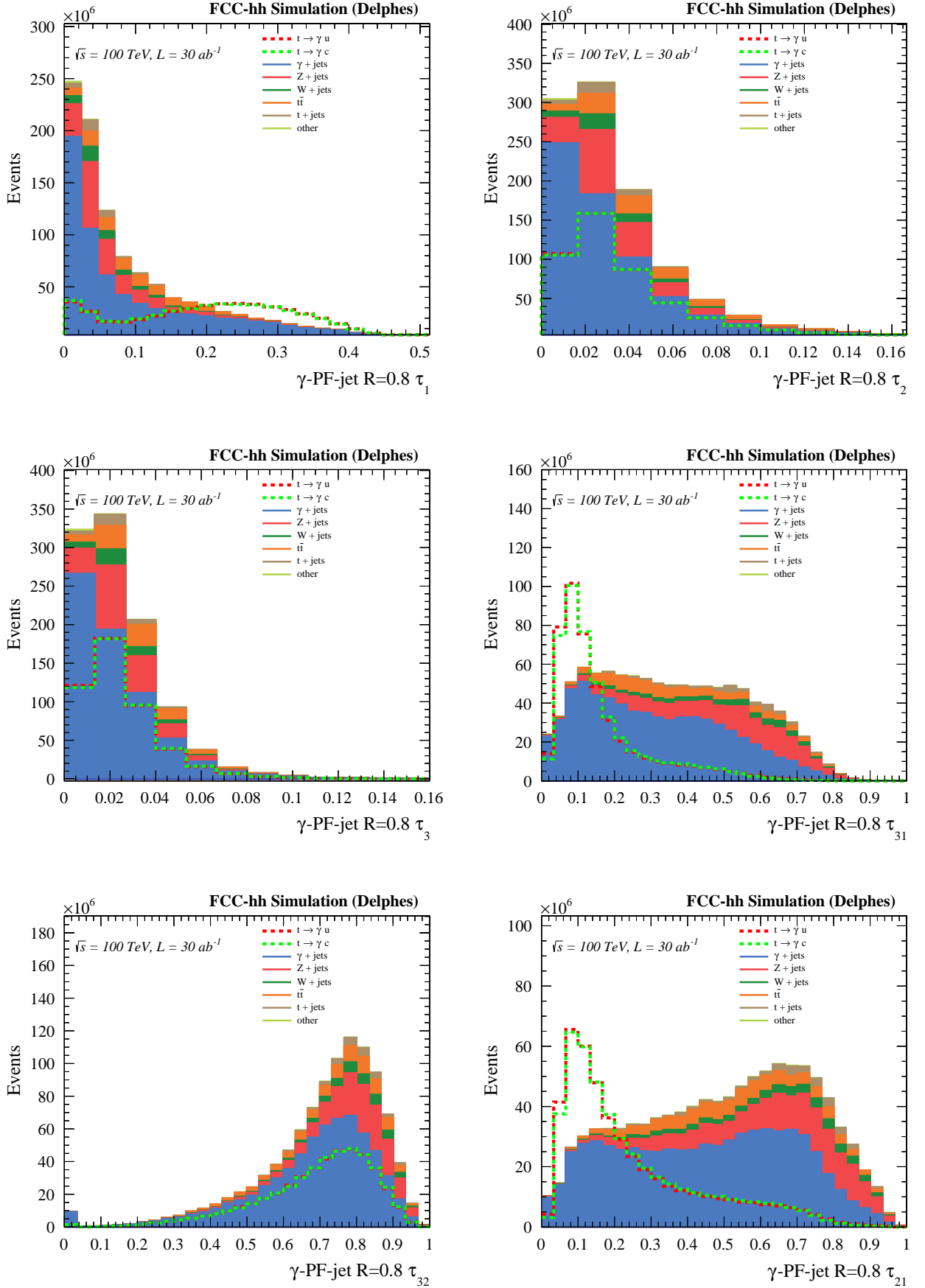


Рис. 5.5:  $\tau$  переменные струи [115], ассоциированной с фотоном. Для дальнейшего многомерного анализа была выбрана переменная  $\tau_{21}$ . Сигнал имеет произвольную нормировку для наглядности.

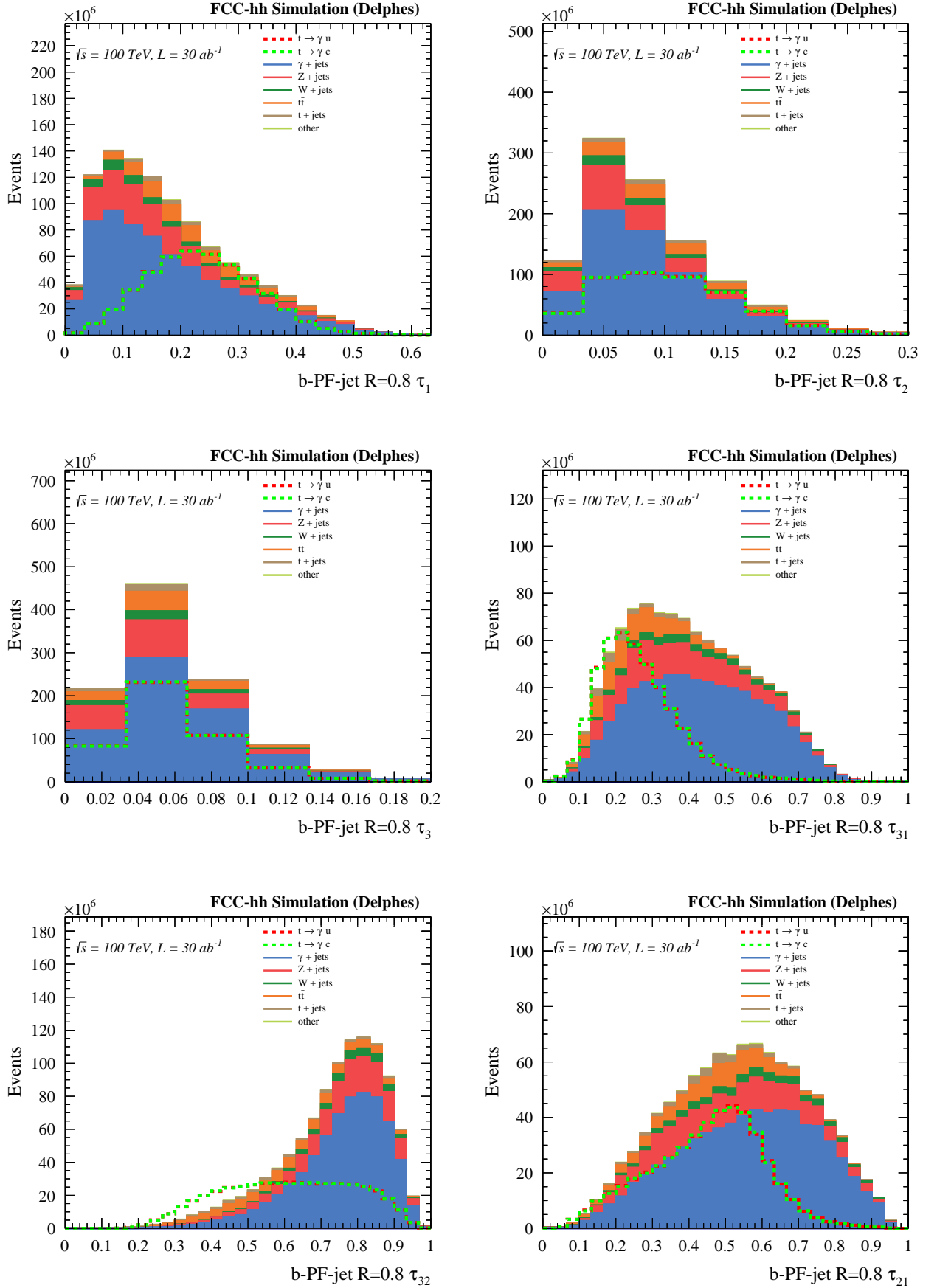


Рис. 5.6:  $\tau$  переменные струи ( $R = 0.8$ ) [115], ассоциированной с  $b$ -идентифицированной подструей ( $R = 0.4$ ). Для дальнейшего многомерного анализа были выбраны переменные  $\tau_{21}$  и  $\tau_{32}$ . Сигнал имеет произвольную нормировку для наглядности.

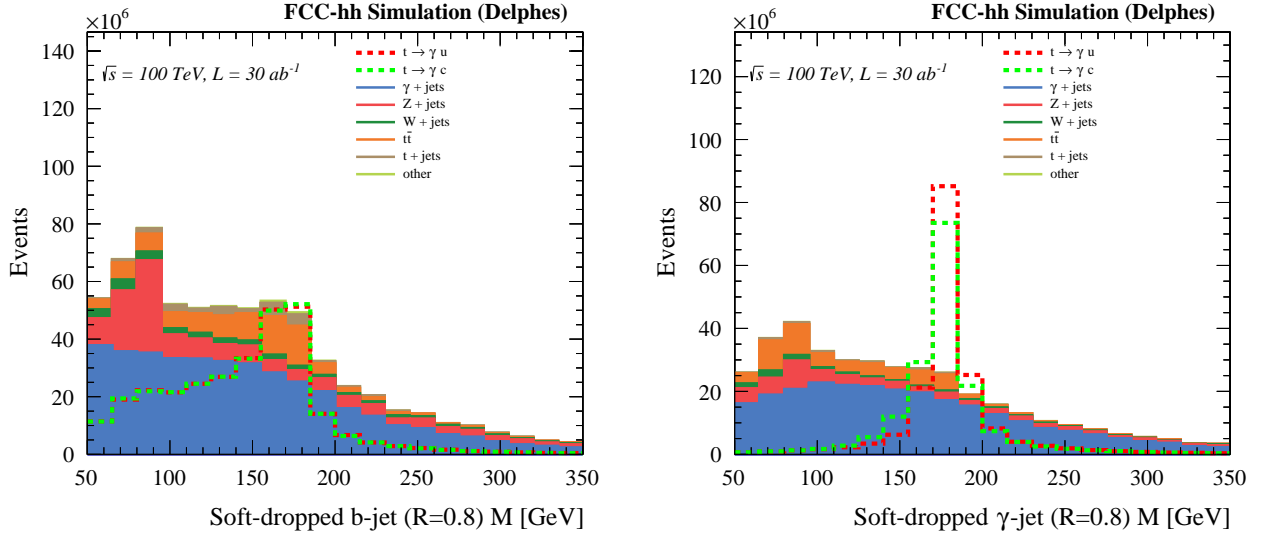


Рис. 5.7: массы  $b$ -струи (слева) и  $\gamma$ -струи (справа), полученные после применения алгоритма SoftDrop [114]. Сигнал имеет произвольную нормировку для наглядности.

были использованы все имеющиеся события, не использованные в тренировке. Для построения BDT классификатора было использовано 175 деревьев с максимальной глубиной 5 и разбиением области определения отдельных переменных на 20 интервалов для определения оптимального решения. Выбор использованных условий тренировки определён путём сравнения результатов статистического анализа, полученных для BDT классификатора с различными наборами значений перечисленных параметров. Сравнение выхода BDT классификатора для тренировочных и тестовых наборов приведено на рисунке 5.12 (слева).

### 5.3 Отбор и анализ событий ( $tqH$ )

В качестве первичных отборов к событиям были применены следующие требования:

1. в событии есть, как минимум, три струи, реконструированные с параметром конуса  $R = 0.4$ , и идентифицированные как струи от  $b$ -кварка;
2. в событии есть, как минимум, две “толстые” струи с  $|\eta| < 3$ , реконструированные с параметром конуса  $R = 0.8$ . Поперечный импульс отобранной лидирующей “толстой” струи должен превосходить  $p_T > 500$

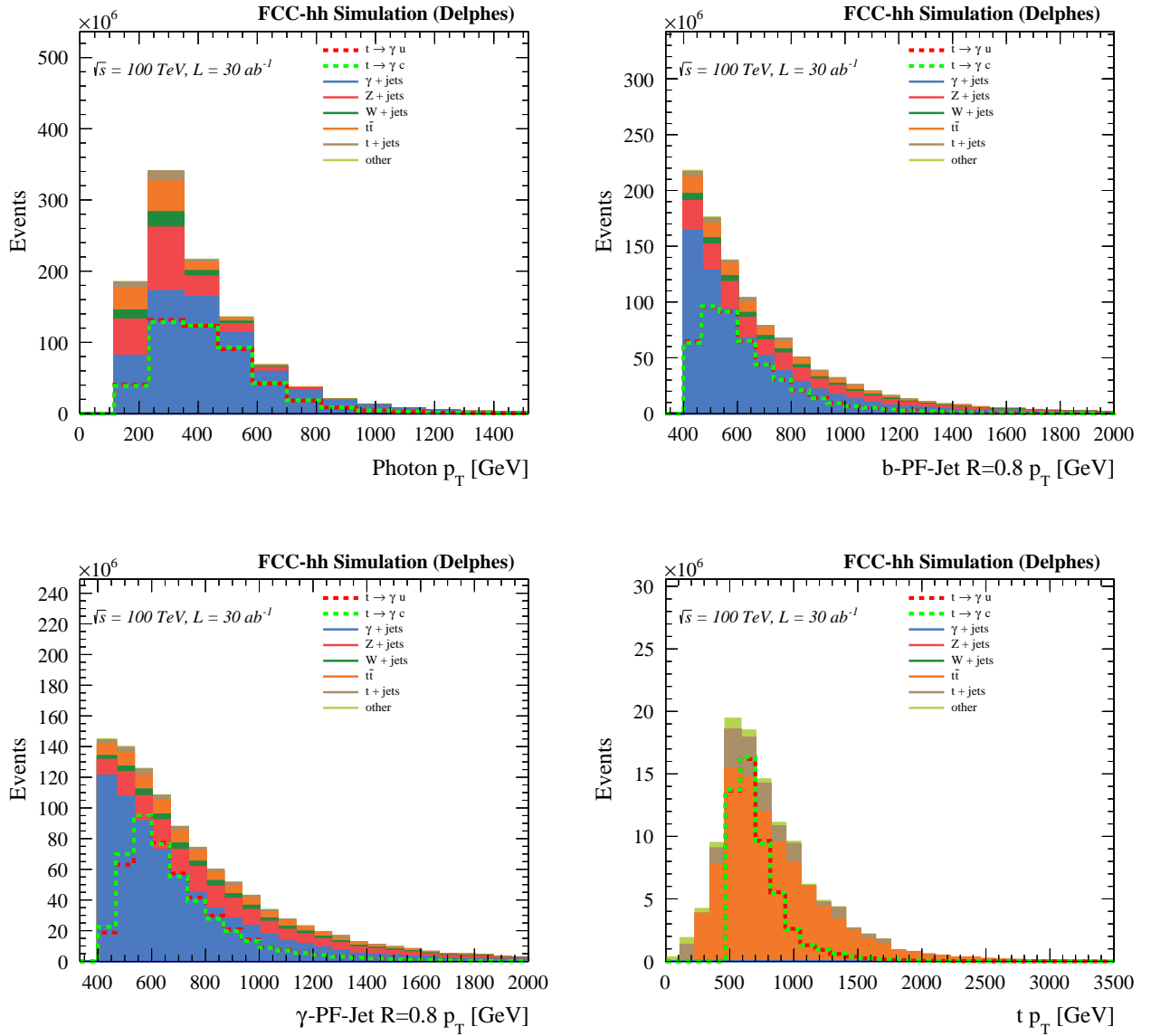


Рис. 5.8: поперечный импульс фотона (верхний ряд, слева),  $b$ -струи (верхний ряд, справа),  $\gamma$ -струи (нижний ряд, слева) и  $t$ -кварка на генераторном уровне (нижний ряд, справа). Сигнал имеет произвольную нормировку для наглядности.



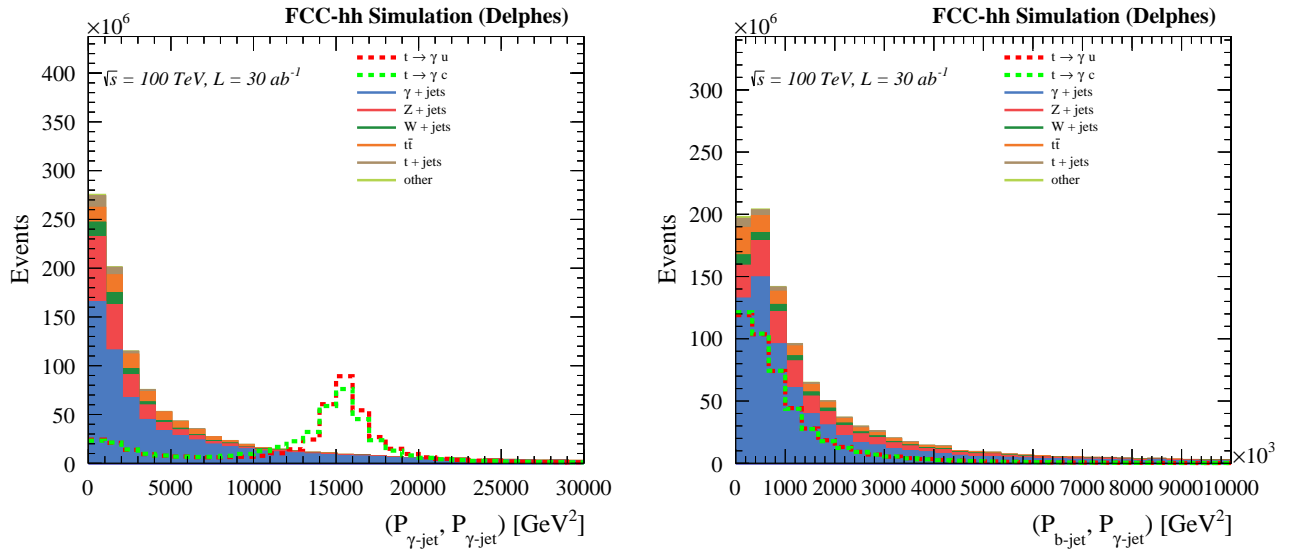


Рис. 5.9: скалярное произведение 4-векторов фотона и  $\gamma$ -струи (слева) и скалярное произведение  $b$ -струи и  $\gamma$ -струи (справа). Сигнал имеет произвольную нормировку для наглядности.

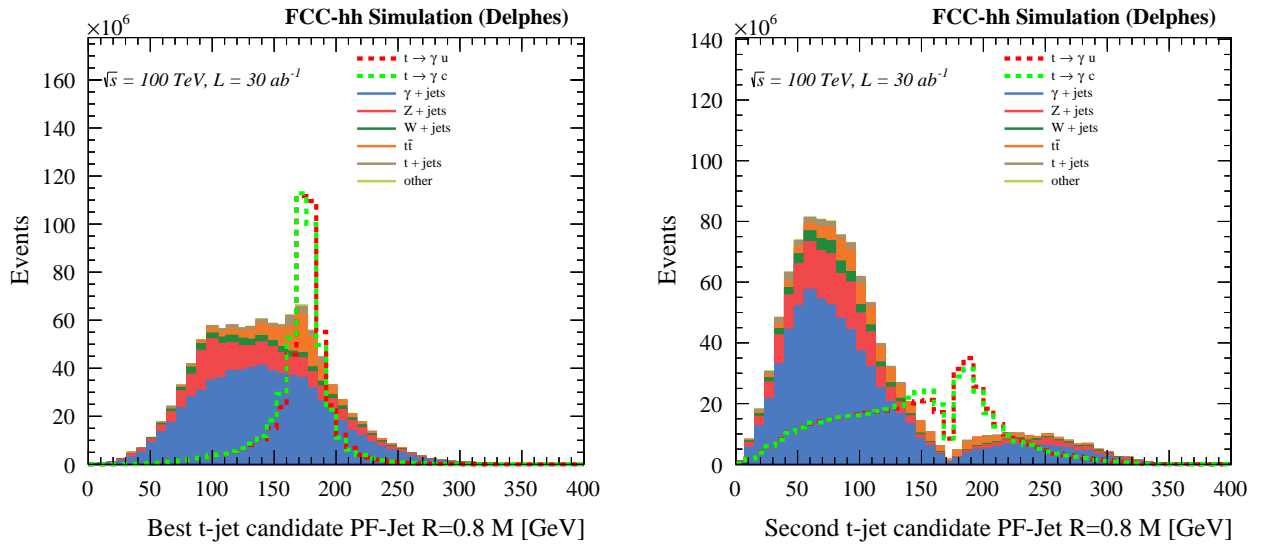


Рис. 5.10: масса струи (с параметром конуса  $R = 0.8$ ), наилучшим образом соответствующая в событии массе  $t$ -кварка (слева) и следующая за ней (справа). Сигнал имеет произвольную нормировку для наглядности.

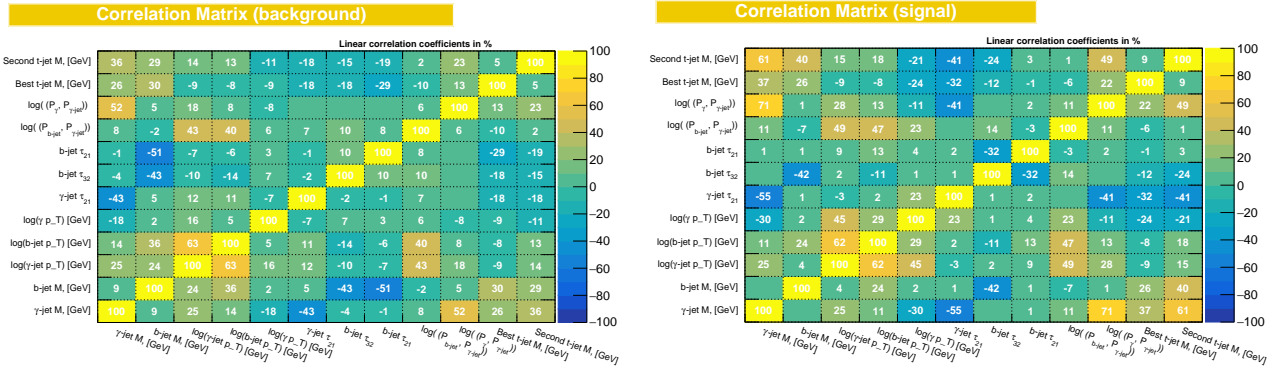


Рис. 5.11: корреляционные матрицы параметров, используемых для тренировки BDT классификатора, для фоновых (слева) и сигнальных процессов (справа).

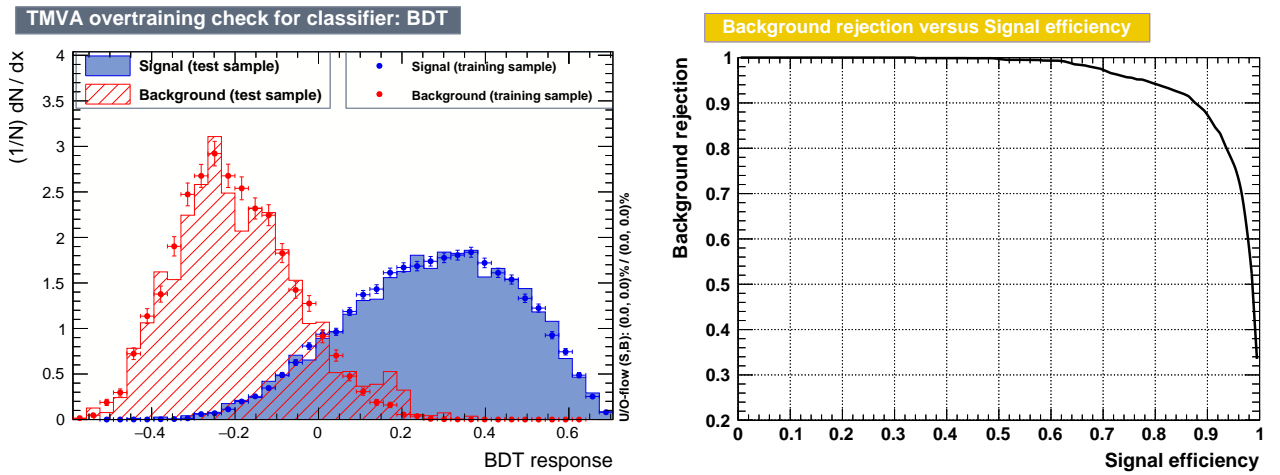


Рис. 5.12: Слева - распределение отклика BDT классификатора для тренировочных и тестовых событий сигнальных и фоновых процессов. Справа - кривая эффективности исключения фона в зависимости от эффективности отбора сигнальных событий.

ГэВ, поперечный импульс следующей за лидирующей “толстой” струи должен превосходить  $p_T > 300$  ГэВ;

3. событие содержит, как минимум, одну отобранную “толстую” струю с, как минимум, двумя  $b$ -идентифицированными подструями и, как минимум, одну другую струю с как минимум одной  $b$ -идентифицированной подструей;
4. угол между отобранной лидирующей по поперечному импульсу “толстой” струей и следующей за ней больше  $|\Delta\varphi_{fatjet_1, fatjet_2} - \pi| > 1.0$ .

Все рассматриваемые объекты должны иметь  $|\eta| < 3$ . Выбор используемых в анализе струй обусловлен причинами, аналогичными приведённым в разделе 5.2.

Лидирующая по  $p_T$  отобранная “толстая” струя ровно с двумя  $b$ -идентифицированными подструями обозначается как FCNC-струя, отвечающая аномальному распаду  $t$ -кварка. Лидирующая по  $p_T$  отобранная “толстая” струя ровно с одной  $b$ -идентифицированными подструями обозначается как SM-струя, отвечающая SM распаду  $t$ -кварка. FCNC-струя и SM-струя используются в дальнейшем анализе. Для каждой из данных струй производится построение кандидатов на распад бозона Хиггса и  $W$ -бозона по адронной моде из подструй с параметром конуса  $R = 0.2$ . Среди возможных комбинации из двух подструй отбираются с массами наиболее близкими к массе бозона Хиггса и  $W$ -бозона и обозначаются как “ $H$ -кандидат” и “ $W$ -кандидат” соответственно. Также используется комбинация из двух лидирующих подструй.

Метод многомерного анализа BDT, реализованный в рамках пакета TMVA [116], используется для выделения сигнальных событий на основе следующего набора переменных:

1. поперечный импульс  $p_T$  FCNC-струи и SM-струи (см. Рис. 5.13);
2. массы FCNC-струи и SM-струи, полученные после применения алгоритма SoftDrop [114] (см. Рис. 5.14);
3. дисбаланс между массами FCNC-струи и SM-струи, заданный как  $(|m_{fatjet}^{SM} - m_{fatjet}^{FCNC}|) / (\max(m_{fatjet}^{SM}, m_{fatjet}^{FCNC}))$  (см. Рис. 5.15);
4.  $\tau_{21}$ ,  $\tau_{31}$ ,  $\tau_{32}$  переменные FCNC-струи и SM-струи, характеризующие структуру соответствующих струй - число различных внутри струи подструй [115] (см. Рис. 5.16);
5. скалярное произведение 4-векторов FCNC-струи и SM-струи, характеризующее существующие корреляции между кинематикой парно рождённых  $t$ -кварков (см. Рис. 5.15);
6. массы комбинации двух лидирующих подструй FCNC-струи и SM-струи (см. Рис. 5.18);
7. массы  $H$ -кандидата и  $W$ -кандидата из FCNC-струи и SM-струи (см. Рис. 5.19);
8. скалярное произведение 4-вектора  $H$ -кандидата из FCNC-струи и 4-вектора FCNC-струи (см. Рис. 5.20);
9. скалярное произведение 4-вектора  $W$ -кандидата из SM-струи и 4-вектора SM-струи (см. Рис. 5.20);

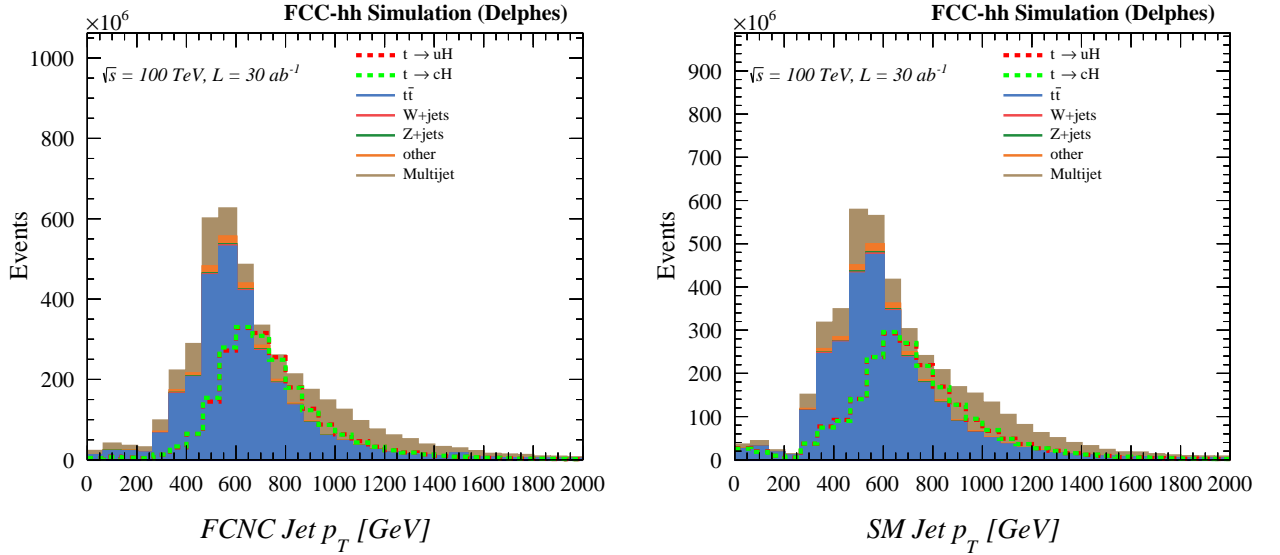


Рис. 5.13: распределение по поперечному импульсу  $p_T$  FCNC-струи (слева) и SM-струи (справа)

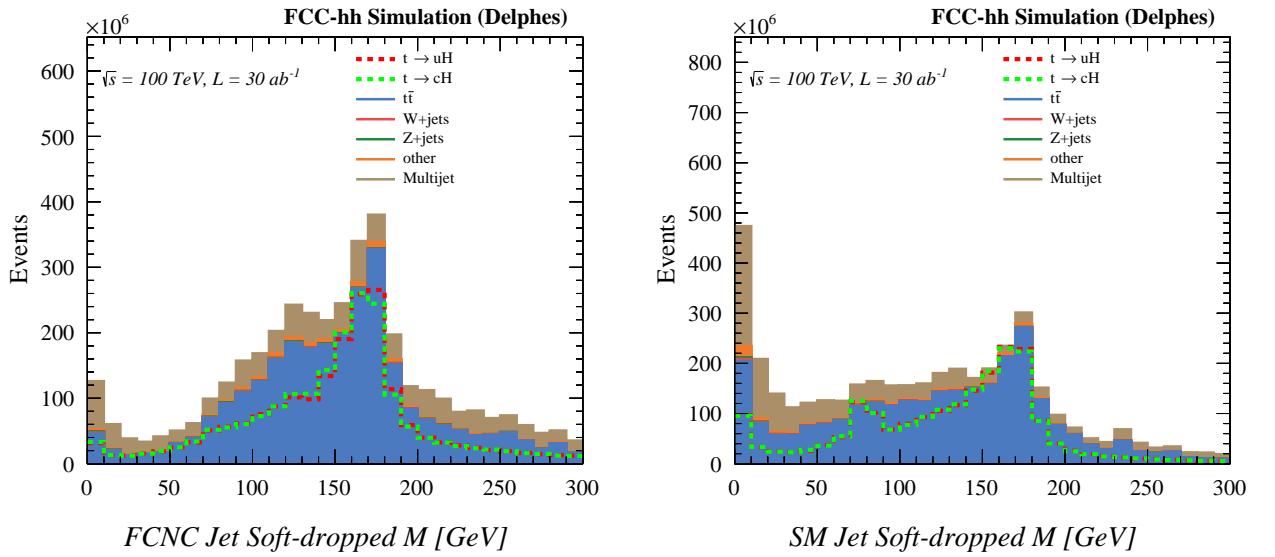


Рис. 5.14: распределение по массе FCNC-струи (слева) и SM-струи (справа), полученные после применения алгоритма SoftDrop [114]

- поперечный импульс  $p_T$   $H$ -кандидата из FCNC-струи и  $W$ -кандидата из SM-струи (см. Рис. 5.21);

Матрица линейных коэффициентов корреляции между используемыми для тренировки параметрами для сигнальных и фоновых процессов приведена на рисунке 5.22. Для тренировочного набора из каждого файла фоновых и сигнальных процессов с не менее чем 1000-ю событиями было отобрано 10%

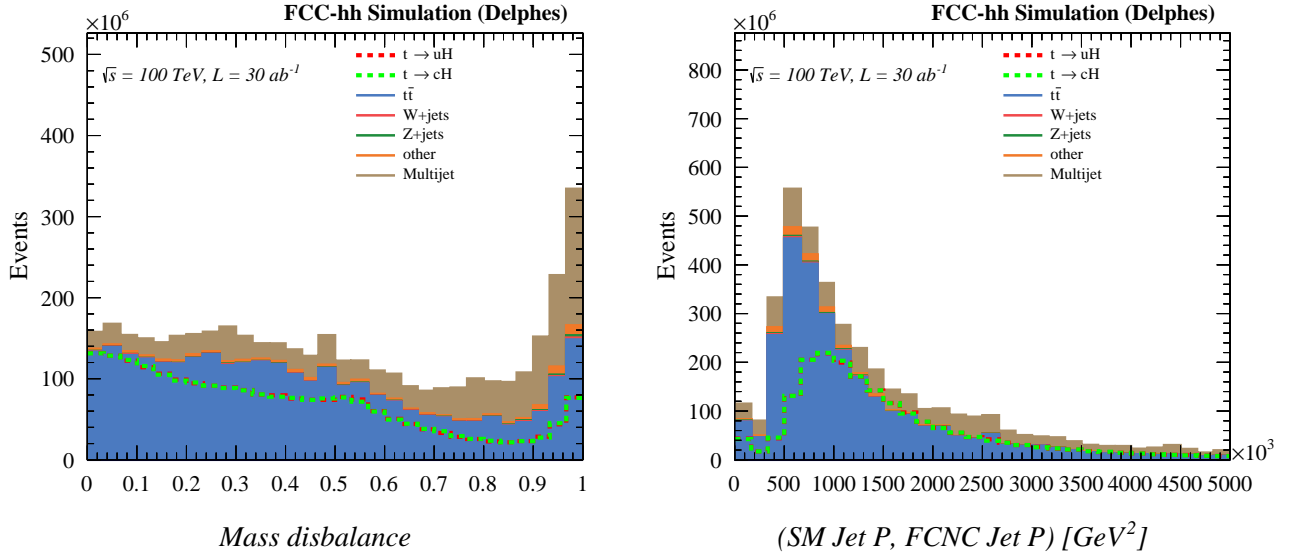


Рис. 5.15: Слева - дисбаланс между массами FCNC-струи и SM-струи, заданный как  $(|m_{fatjet}^{SM} - m_{fatjet}^{FCNC}|) / (\max(m_{fatjet}^{SM}, m_{fatjet}^{FCNC}))$ . Справа - скалярное произведение 4-векторов FCNC-струи и SM-струи.

событий. В качестве тестового набора и набора для статистического анализа были использованы все имеющиеся события, не использованные в тренировке. Для построения BDT было использовано 200 деревьев с максимальной глубиной 5 и разбиением области определения отдельных переменных на 50 интервалов для определения оптимального решения. Выбор использованных условий тренировки определён путём сравнения результатов статистического анализа, полученных для BDT с различными наборами значений перечисленных параметров. Сравнение выхода BDT для тренировочных и тестовых наборов приведено на рисунке 5.23 (слева).

## 5.4 Статистический анализ

Для нахождения ожидаемых верхних ограничений и их  $\pm 1\sigma$  и  $\pm 2\sigma$  отклонений от среднего значения была использована асимптотическая формула для модифицированного частотного подхода к проверке гипотез  $CL_s$  [103], реализованная в рамках пакета для статистического анализа CombineLimits [81]. При этом предполагалось, что в модели, содержащей сигнал и фон, в качестве сигнала используется только один из рассматриваемых FCNC процессов.

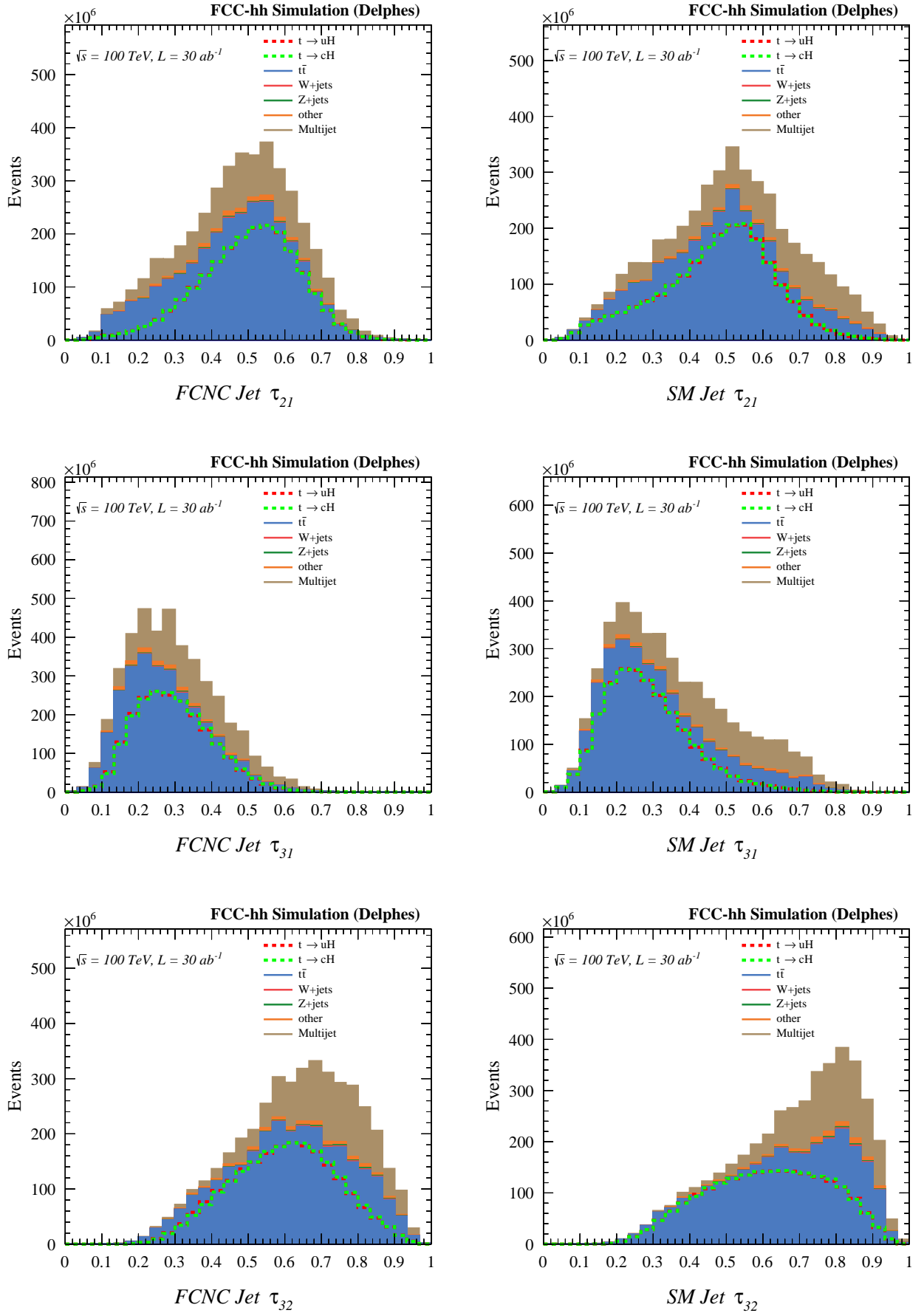


Рис. 5.16:  $\tau_{21}$ ,  $\tau_{31}$ ,  $\tau_{32}$  переменные [115] FCNC-струи (слева) и SM-струи (справа)

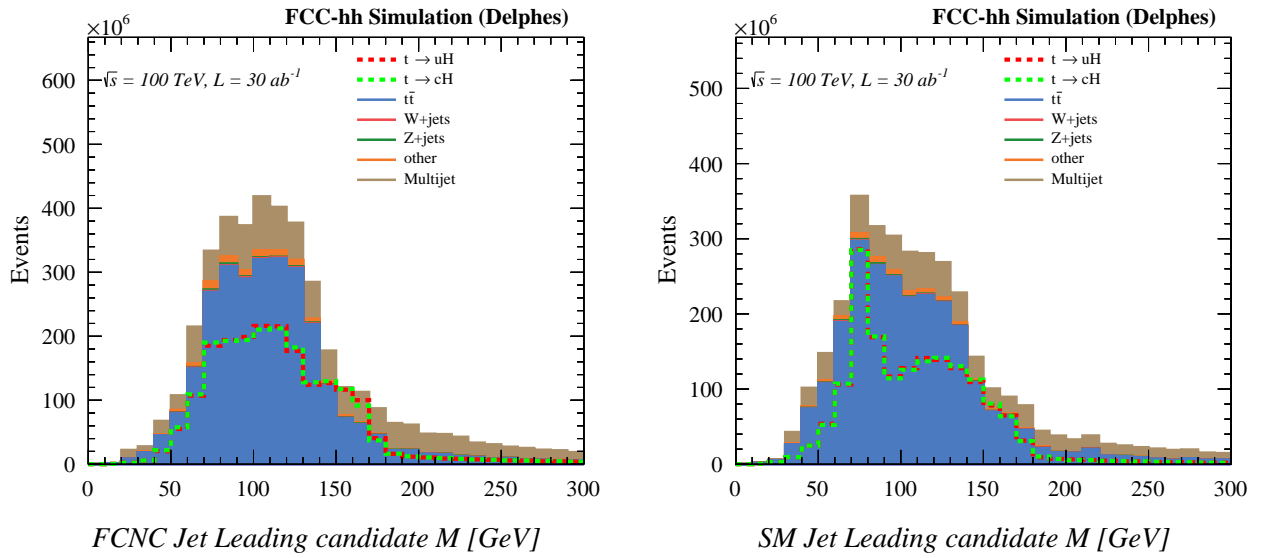


Рис. 5.17: массы комбинации двух лидирующих подструи FCNC-струи (слева) и SM-струи (справа)

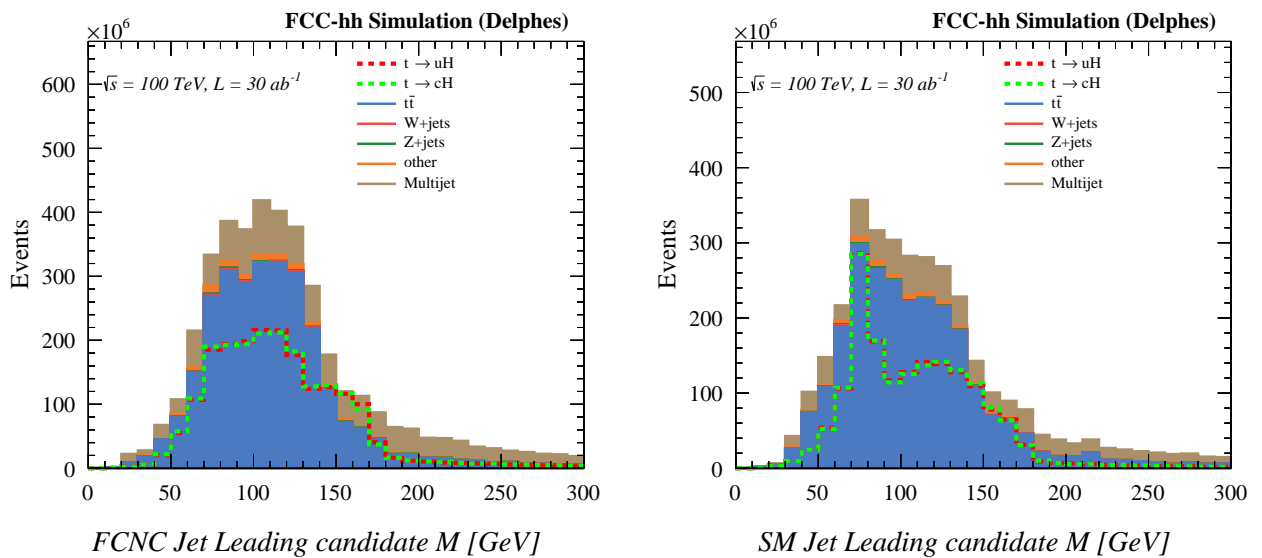


Рис. 5.18: массы комбинации двух лидирующих подструи FCNC-струи (слева) и SM-струи (справа)

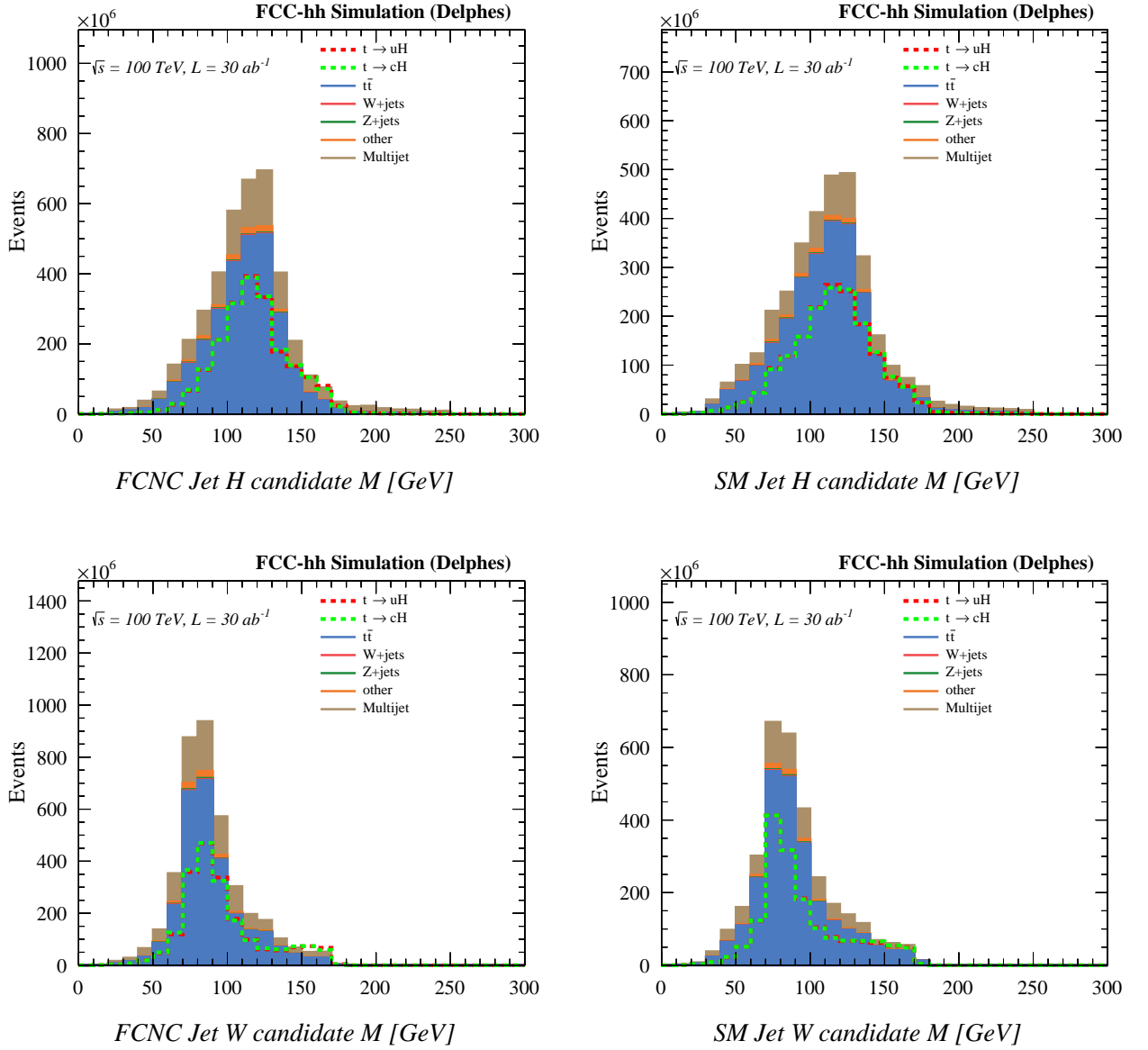


Рис. 5.19: массы  $H$ -кандидата (верхний ряд) и  $W$ -кандидата (нижний ряд) из FCNC-струи (слева) и SM-струи (справа)

Ошибки в определении нормировки фоновых процессов были оценены консервативно в 30% и учтены в статистической модели посредством введения неинформативных параметров. Интервал определения шаблонов задан первым и последним не пустыми интервалами гистограммы выхода BDT для сигнальных и фоновых процессов. Число интервалов гистограмм шаблонов выбрано равным 25-ти, как дающее наиболее строгие ограничения в сравнении с другими значениями от 20-ти до 30-ти интервалов (для  $tq\gamma$ ).



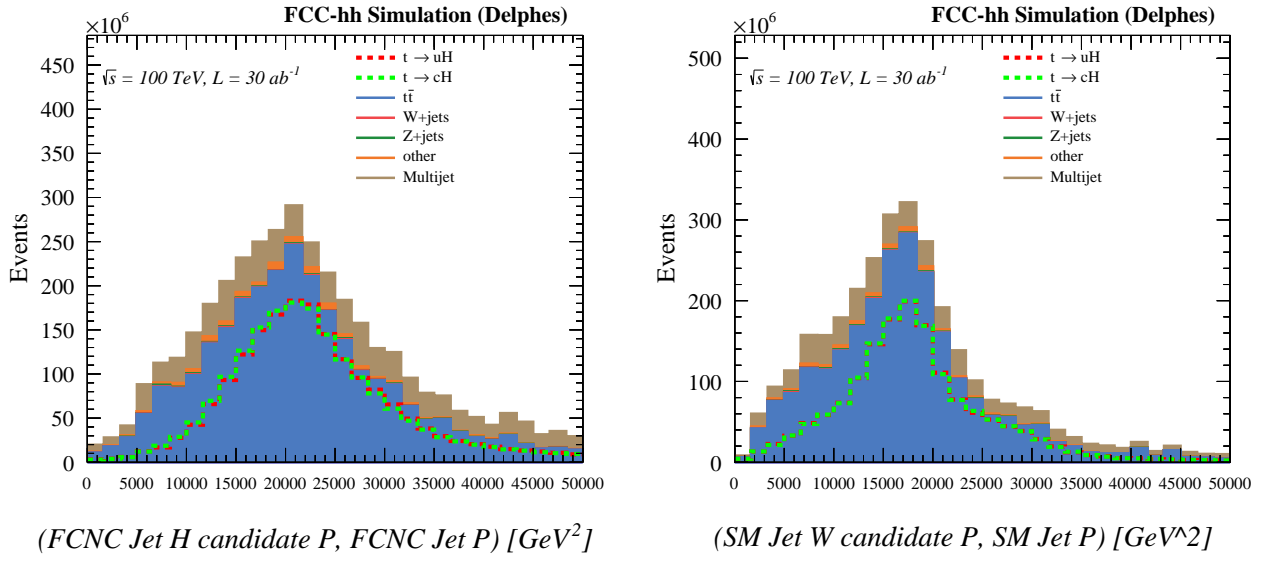


Рис. 5.20: Слева - скалярное произведение 4-вектора  $H$ -кандидата из FCNC-струи и 4-вектора FCNC-струи. Справа - скалярное произведение 4-вектора  $W$ -кандидата из SM-струи и 4-вектора SM-струи.

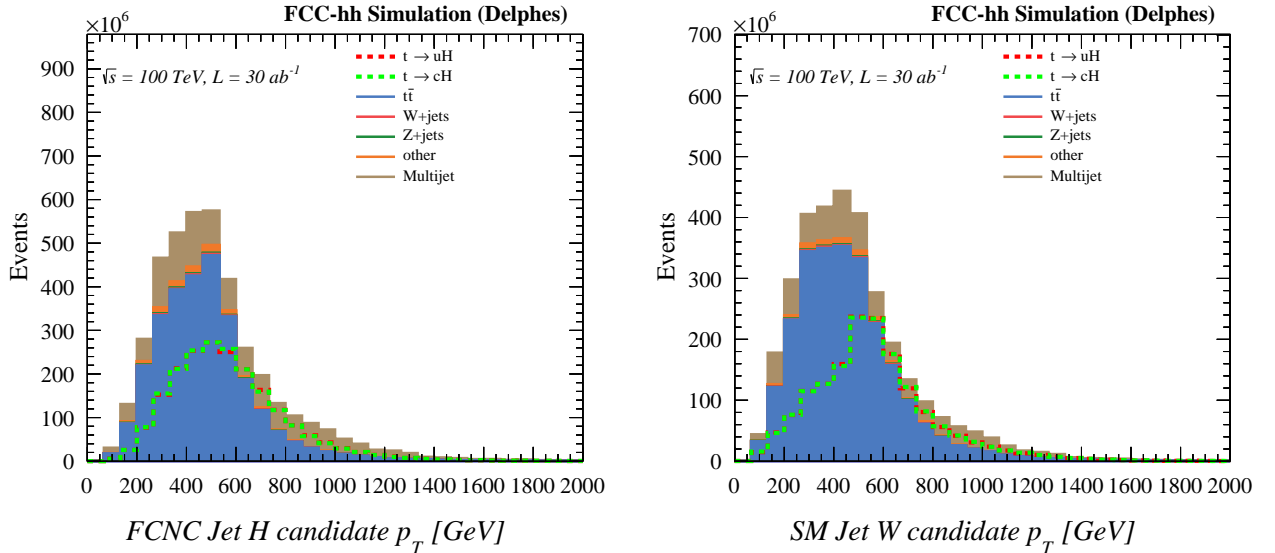


Рис. 5.21: распределение по поперечному импульсу  $p_T$   $H$ -кандидата из FCNC-струи (слева) и  $W$ -кандидата из SM-струи (справа).

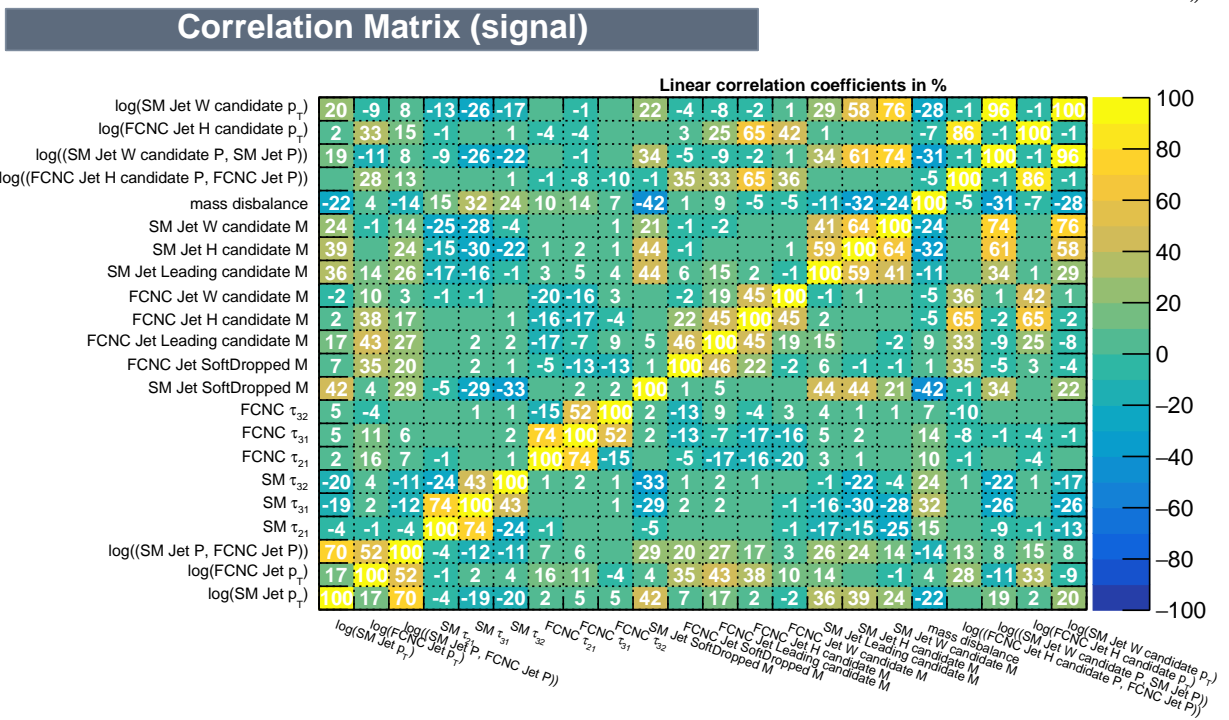
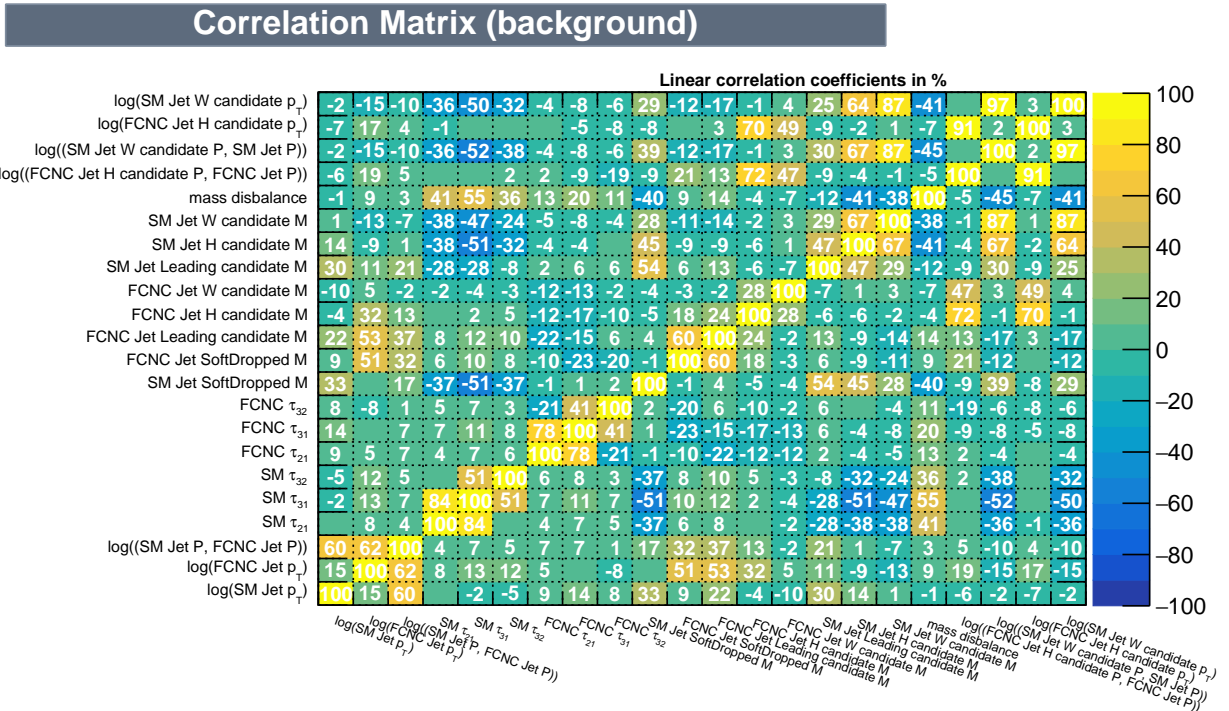


Рис. 5.22: корреляционные матрицы параметров, используемых для тренировки BDT, для фоновых (сверху) и сигнальных процессов (снизу).

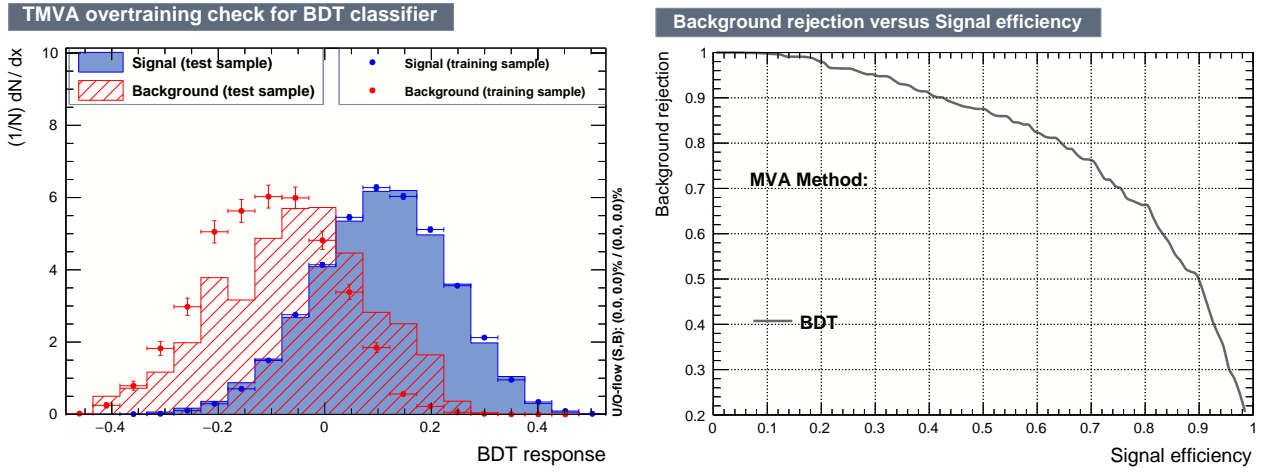


Рис. 5.23: Слева - распределение отклика BDT для тренировочных и тестовых событий сигнальных и фоновых процессов. Справа - кривая эффективности исключения фона в зависимости от эффективности отбора сигнальных событий.

## 5.5 Результаты

На основе МК моделирования тестового детектора ускорителя FCC-hh была изучена возможность прямого модельно-независимого поиска FCNC взаимодействий в вершинах  $tu\gamma$ ,  $tc\gamma$ ,  $tuH$  и  $tcH$ . Зависимость величины верхних ожидаемых ограничений на вероятности распадов от интегральной светимости приведены на рисунке 5.24. Сравнение полученных верхних ожидаемых ограничений для экспериментов на FCC-hh для значений интегральной светимости  $30 \text{ аб}^{-1}$  и  $3 \text{ аб}^{-1}$  с актуальными экспериментальными результатами и оценками для HL-LHC приведено в таблице 5.2.

Результаты анализов демонстрируют конкурентоспособность в сравнении с оценками на основе экстраполяции существующих результатов анализов, достигаемую за счёт возможности существенного подавления комбинаторного фона в случае “ускоренной” топологии сигнальных событий. Поставленные ограничения могут быть в дальнейшем улучшены путём комбинации с анализами, использующими другие топологии процессов с FCNC  $tq\gamma$  и  $tqH$  взаимодействием (см., например, [35, 112, 117]). Для анализа по поиску аномального взаимодействия в вершине  $tqH$  также возможно рассмотрение других мод распада бозона Хиггса.

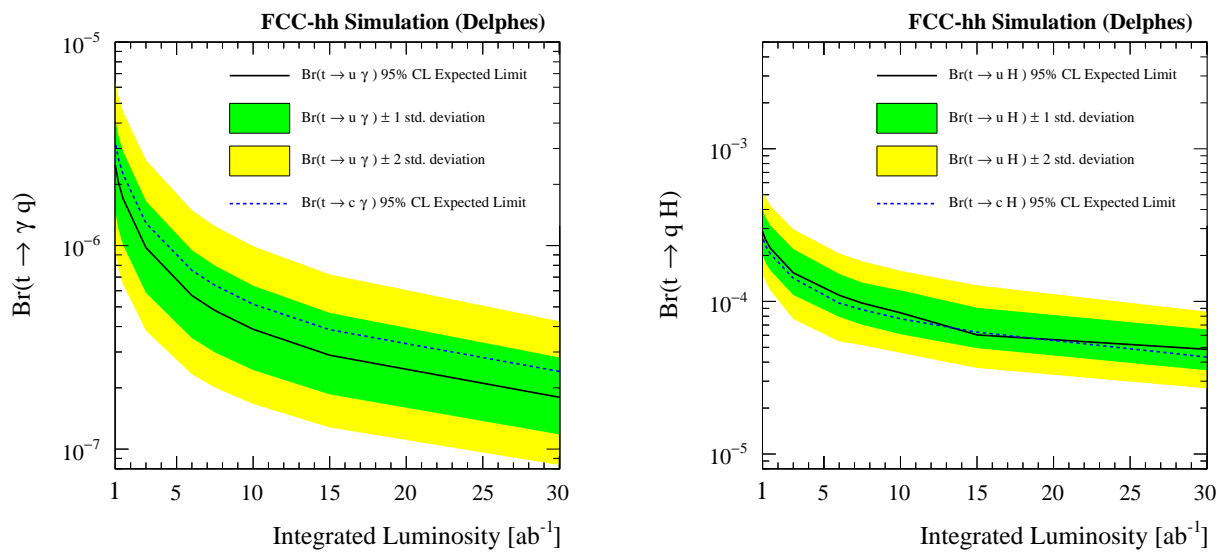


Рис. 5.24: Зависимость ожидаемых верхних ограничений на уровне достоверности 95% от интегральной светимости FCC-hh для вероятностей распада  $t \rightarrow q\gamma$  (слева) и  $t \rightarrow qH$  (справа).

Таблица 5.2: Ожидаемые значения верхних ограничений на уровне достоверности 95% на вероятности распадов в эксперименте на FCC-hh для значений интегральной светимости  $30 \text{ аб}^{-1}$  и  $3 \text{ аб}^{-1}$  в сравнении с актуальными экспериментальными результатами и оценками для HL-LHC.

Детектор	$\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma)$	Ссылка
CMS ( $19.8 \text{ фб}^{-1}$ , 8 ТэВ)	$13 \times 10^{-5}$	$170 \times 10^{-5}$	[35]
CMS Phase-2 ( $300 \text{ фб}^{-1}$ , 14 ТэВ)	$2.1 \times 10^{-5}$	$15 \times 10^{-5}$	[3]
CMS Phase-2 ( $3 \text{ аб}^{-1}$ , 14 ТэВ)	$0.9 \times 10^{-5}$	$7.4 \times 10^{-5}$	[3]
FCC-hh ( $3 \text{ аб}^{-1}$ , 100 ТэВ)	$9.8 \times 10^{-7}$	$12.9 \times 10^{-7}$	[9]
FCC-hh ( $30 \text{ аб}^{-1}$ , 100 ТэВ)	$1.8 \times 10^{-7}$	$2.4 \times 10^{-7}$	[9]
Детектор	$\mathcal{B}(t \rightarrow uH)$	$\mathcal{B}(t \rightarrow cH)$	Ссылка
CMS ( $36.1 \text{ фб}^{-1}$ , 13 ТэВ)	$4.7 \times 10^{-3}$	$4.7 \times 10^{-3}$	[39]
ATLAS ( $36.1 \text{ фб}^{-1}$ , 13 ТэВ)	$1.9 \times 10^{-3}$	$1.6 \times 10^{-3}$	[36]
FCC-hh ( $3 \text{ аб}^{-1}$ , 100 ТэВ)	$8.4 \times 10^{-5}$	$7.7 \times 10^{-5}$	[9]
FCC-hh ( $30 \text{ аб}^{-1}$ , 100 ТэВ)	$4.8 \times 10^{-5}$	$4.3 \times 10^{-5}$	[9]

## Заключение

Поиск нейтральных токов со сменой аромата в секторе  $t$ -кварка является одним из перспективных направлений для поиска новой физики, составляющим повестку программы поисков на действующих экспериментах ЛНС и являющейся составной частью физических программ будущих экспериментов. Диссертация объединила цикл работ, выполненный в сотрудничестве с международной коллаборацией CMS Большого адронного коллайдера и группой, разрабатывающей экспериментальную программу проектируемого ускорителя FCC-hh. Основные результаты, полученные в диссертации:

1. получены ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% для величин  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma) < 0.9 \times 10^{-5}$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma) < 7.4 \times 10^{-5}$  для реалистичных условий детектора CMS Phase II Upgrade при интегральной светимости  $3000 \text{ фб}^{-1}$  и энергии  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$  ускорителя HL-LHC;
2. получены ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% для величин  $\mathcal{B}(t \rightarrow ug) < 3.8 \times 10^{-6}$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow cg) < 32.1 \times 10^{-6}$  для реалистичных условий детектора CMS Phase II Upgrade при интегральной светимости  $3000 \text{ фб}^{-1}$  и энергии  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$  ускорителя HL-LHC;
3. получены ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% для величин:  $\mathcal{B}(t \rightarrow u\gamma) < 1.8 \times 10^{-7}$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow c\gamma) < 2.4 \times 10^{-7}$  для реалистичных экспериментальных условий интегральной светимости  $30000 \text{ фб}^{-1}$  и энергии протон-протонных соударений  $\sqrt{s} = 100 \text{ ТэВ}$  ускорителя FCC-hh;
4. получены ожидаемые верхние ограничения на уровне достоверности 95% для величин:  $\mathcal{B}(t \rightarrow uH) < 4.8 \times 10^{-5}$  и  $\mathcal{B}(t \rightarrow cH) < 4.3 \times 10^{-5}$  для реалистичных экспериментальных условий интегральной светимости  $30000 \text{ фб}^{-1}$  и энергии протон-протонных соударений  $\sqrt{s} = 100 \text{ ТэВ}$  ускорителя FCC-hh;
5. разработан алгоритм построения функции правдоподобия с учётом систематической ошибки, связанной с конечностью статистики Монте-Карло для случая наличия событий с отрицательными генераторными весами.

Опыт, полученный при выполнении данных работ, может быть применён как для получения аналогичных оценок чувствительностей детекторов, так и при проведении анализа реальных данных, при проведении статистического анализа и при построении функции правдоподобия.

## Благодарности

В заключении мне хочется выразить искреннюю благодарность Сергею Ростиславовичу Слабоспицкому за плодотворное научное руководство, многочисленные обсуждения полученных результатов, а также за тактическое руководство в преодолении не определённого, не формализованного, не простого и весьма трагично для многих не завершившегося пути от момента поступления в аспирантуру к последней точке кандидатской диссертации. Выражаю глубокую благодарность Василию Александровичу Качанову и коллегам по сектору за создание в секторе прецизионной электромагнитной калориметрии благоприятной для проведения научных исследований атмосферы, Битюкову Сергею Ивановичу за многочисленные и плодотворные обсуждения вопросов статистического анализа, а также выражаю благодарность руководству ИФВЭ, в частности, Александру Михайловичу Зайцеву, за интерес, проявленное к моей работе.

Отдельно хочу поблагодарить коллег по коллаборации CMS за примеры высокого профессионализма в области экспериментальной физики высоких энергий и продуктивного трудолюбия, в частности, благодарю J. Bendavid, P.H. Chen, E. Yazgan и Q. Li. Выражаю благодарность своим соавторам, с которыми были получены результаты, представленные в диссертации, за проделанную совместно работу и возможность многому у них научиться. В частности, выражаю благодарность Л. В. Дудко, Г. А. Воротникову, П. В. Волкову и М. А. Перфилову с которыми нами была решена задача проекции поиска FCNC в  $tq\gamma$  вершине в условиях HL-LHC; выражаю благодарность M. Seidel, A. Савину, К. Сковпень, M. Verzetti и J. Kieseler за совместную работу над задачей проекции поиска FCNC в  $tq\gamma$  вершине в условиях HL-LHC; выражаю благодарность С. Helsens и Н. Gray за совместную работу при проведении анализа по поиску FCNC в  $tq\gamma$  и  $tqH$  вершинах в условиях FCC-hh.

В заключении, хочу выразить признательность своим друзьям за совместное времяпрепровождение и скрашивание будней с другой стороны жизни, с разной успешностью терпевших мою занятость и мой характер последние годы, и, конечно, своих родственников, свою маму, бабушку и дедушку, за их поддержку на выбранном мною пути.



## Список сокращений и условных обозначений

<b>БАК, LHC</b>	Большой Адронный Коллайдер, Large Hadron Collider
<b>СМ, SM</b>	Стандартная модель, Standart model
<b>СЦМ</b>	Система центра масс
<b>КХД, QCD</b>	Квантовая хромодинамика, Quantum chromodynamics
<b>МК</b>	Монте-Карло
<b>ФВЭ</b>	Физика высоких энергий
<b>2HDM</b>	Two Higgs Doublets Model
<b>ATLAS</b>	A Toroidal LHC ApparatuS
<b>BDT</b>	Boosted Decision Trees
<b>BNN</b>	Bayesian Neural Network
<b>СepC</b>	Circular Electron Positron Collider
<b>CLIC</b>	Compact Linear Collider
<b>CMS</b>	Compact Muon Solenoid
<b>CPU</b>	Central Processing Unit, центральное процессорное устройство
<b>DNN</b>	Deep Neural Network
<b>DY</b>	Drell–Yan process, процесс Дрелла и Яна
<b>ECAL</b>	Electromagnetic Calorimeter, электромагнитный калориметр
<b>ILC</b>	International Linear Collider
<b>FC,FV</b>	Flavour Conserving, Flavour Violating
<b>FCNC</b>	Flavor-changing neutral current, нейтральный ток, меняющий аромат кварка
<b>FCC</b>	Future Circular Collider
<b>FCC-ee</b>	Future Circular electron-positron Collider
<b>FCC-hh</b>	Future Circular hadron-hadron Collider
<b>HCAL</b>	Hadronic Calorimeter, адронный калориметр
<b>HE-LHC</b>	High-Energy LHC
<b>HERA</b>	Hadron-Electron Ring Accelerator
<b>HL-LHC</b>	High Luminosity LHC
<b>JEC</b>	Jet Energy Correction
<b>JES</b>	Jet Energy Scale

<b>LEP</b>	Large Electron–Positron Collider
<b>LO</b>	Leading Order, лидирующий порядок
<b>MCMC</b>	Markov chain Monte Carlo, метод Марковских цепей по схеме Монте-Карло
<b>MET</b>	Missing Transverse Energy, потерянная поперечная энергий
<b>MSSM</b>	Minimal Supersymmetric Standard Model
<b>MVA</b>	Multivariate Analysis, многомерный анализ
<b>NLO</b>	Next-to-Leading Order, следующий за лидирующим порядок
<b>NNLO</b>	Next-to-Next-to-Leading Order, второй после лидирующего порядок
<b>PDF</b>	Parton Distribution Function, функция распределения партонов
<b>p.d.f.</b>	probability density function, функция плотности вероятности
<b>RS</b>	Randall–Sundrum model
<b>SppS</b>	Super proton-proton Collider

## Словарь терминов

**Быстрое моделирование** — симуляция отклика детектора на основе упрощённой модели физических взаимодействий, геометрии детектора и алгоритмов реконструкции в сравнении с полным моделированием.

**Информативный параметр** — параметр функции правдоподобия, оценка значений которого является целью проведения статистического анализа.

**Лидирующий объект (например, струя)** — объект с самым большим в событии среди других объектов того же класса значением определённой характеристики, как правило, если не указано другого, с самым большим значением поперечного импульса  $p_T$ .

**Многомерный анализ** — анализ данных, направленный на исследование взаимоотношений между двумя и более переменными и установления имеющихся связей между ними.

**Неинформативный параметр** — параметр функции правдоподобия, функционально не связанный с измеряемым свойством объекта измерений.

**Ожидаемые ограничения** — ограничение с заданным уровнем достоверности, полученное на основе Монте-Карло псевдоданных, отвечающих гипотезе наличия только фона.

**Полное моделирование** — наиболее полное моделирование отклика детектора на основе объектно-ориентированного пакета Geant4 [73] (если не указано другого), позволяющего детально задавать комплексную геометрию установки с учётом особенностей использованных при её создании материалов, разыгрывать процесс взаимодействия частиц с веществом, величину выделенной и собранной детектирующими приборами энергии.

**Сигнальная область** — область фазового пространства, используемая для поиска сигнального процесса.

**Струя** — совокупность адронов и других частиц, направление импульса которых попадает в узкий конус вокруг некоторого выделенного направления.

**Тестовый набор классификатора** — набор Монте-Карло событий, использованный для проверки стабильности выхода прошедшего тренировку классификатора на основе проверки с выходом для тренировочного набора.

**Тренировочный набор классификатора** — набор Монте-Карло событий, использованный для тренировки классификатора.

**Ускоренная топология** — топология события, при которой продукты распада исследуемых объектов реконструируются, как струи.

**Функция правдоподобия** — функция, монотонно возрастающая с ростом вероятности получить заданную наблюдаемую величину при данном значении параметра.

## Литература

- [1] Abada, A. FCC Physics Opportunities [Text] / A. Abada [et al.] // Eur. Phys. J. ”— 2019. ”— Vol. C79, no. 6. ”— P. 474.
- [2] Abada, A. FCC-hh: The Hadron Collider [Text] / A. Abada [et al.] // Eur. Phys. J. ST. ”— 2019. ”— Vol. 228, no. 4. ”— P. 755–1107.
- [3] The Phase-2 Upgrade of the CMS Endcap Calorimeter [Text] : Rep. : CERN-LHCC-2017-023. CMS-TDR-019 / CERN ; Executor: CMS Collaboration. ”— Geneva : 2017. ”— Nov. ”— URL: <https://cds.cern.ch/record/2293646>.
- [4] Azzi, P. Standard Model Physics at the HL-LHC and HE-LHC [Text] / P. Azzi [et al.]. ”— 2019. ”— 1902.04070.
- [5] Cerri, A. Opportunities in Flavour Physics at the HL-LHC and HE-LHC [Text] / A. Cerri [et al.]. ”— 2018. ”— 1812.07638.
- [6] Report on the Physics at the HL-LHC and Perspectives for the HE-LHC [Text] : Rep. : arXiv:1902.10229 / CERN. ”— Geneva : 2019. ”— URL: <https://cds.cern.ch/record/2651134>. ”— Presented at.
- [7] Mandrik, Petr. The evaluation of the systematic uncertainties for the finite MC samples in the presence of negative weights [Text] / Petr Mandrik // EPJ Web Conf. ”— 2017. ”— Vol. 158. ”— P. 06005. ”— 1708.07708.
- [8] Mandrik, Petr. Top FCNC searches at HL-LHC with the CMS experiment [Text] / Petr Mandrik // EPJ Web Conf. ”— 2018. ”— Vol. 191. ”— P. 02009. ”— 1808.09915.
- [9] Mandrik, Petr. Prospect for top quark FCNC searches at the FCC-hh [Text] / Petr Mandrik // 4th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA 2018) Moscow, Russia, October 22-26, 2018. ”— [S. l. : s. n.], 2018. ”— 1812.00902.
- [10] Mandrik, Petr. Methods of statistical analysis in collider experiments by incorporating different types of systematic and statistical uncertainties

- [Text] / Petr Mandrik // Phys. Part. Nucl. — 2018. — Vol. 49, no. 1. — P. 73–74. — [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra49,no.1(2018)].
- [11] Top Quark: Results and Prospects [Text] / E. Boos, L. Dudko, P. Mandrik, S. Slabospitskii // Phys. Part. Nucl. — 2019. — Vol. 50, no. 3. — P. 231–258. — [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra50,no.3(2019)].
- [12] Glashow, S. L. Partial Symmetries of Weak Interactions [Text] / S. L. Glashow // Nucl. Phys. — 1961. — Vol. 22. — P. 579–588.
- [13] Weinberg, Steven. A Model of Leptons [Text] / Steven Weinberg // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Vol. 19. — P. 1264–1266.
- [14] Salam, Abdus. Gauge Unification of Fundamental Forces [Text] / Abdus Salam // Rev. Mod. Phys. — 1980. — Vol. 52. — P. 525–538.
- [15] Patrignani, C. Review of Particle Physics [Text] / C. Patrignani [et al.] // Chin. Phys. — 2016. — Vol. C40, no. 10. — P. 100001.
- [16] Borodulin, V. I. CORE 3.1 (COmpendium of RElations, Version 3.1) [Text] / V. I. Borodulin, R. N. Rogalyov, S. R. Slabospitskii. — 2017. — 1702.08246.
- [17] Abachi, S. Search for High Mass Top Quark Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV [Text] / S. Abachi [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Mar. — Vol. 74. — P. 2422–2426. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2422>.
- [18] Abe, F. Observation of Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab [Text] / F. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Apr. — Vol. 74. — P. 2626–2631. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.2626>.
- [19] Боос, Э. Э. Удивительный топ-кварк [Текст] / Э. Э. Боос, Л. В. Дудко, С. Р. Слабоспицкий // В глубь материи: Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве. — Т. 1. — [Б. м.] : Этерна Москва, Россия, 2009. — С. 415–435.

- [20] Campbell, John M. Top-Quark Processes at NLO in Production and Decay [Text] / John M. Campbell, R. Keith Ellis // J. Phys. "— 2015. "— Vol. G42, no. 1. "— P. 015005. "— 1204.1513.
- [21] Glashow, S. L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry [Text] / S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani // Phys. Rev. D. "— 1970. "— Oct. "— Vol. 2. "— P. 1285–1292. "— URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.2.1285>.
- [22] Agashe, K. Working Group Report: Top Quark [Text] / K. Agashe [et al.] // Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. "— [S. l. : s. n.], 2013. "— 1311.2028.
- [23] Craig, Nathaniel. Searching for Signs of the Second Higgs Doublet [Text] / Nathaniel Craig, Jamison Galloway, Scott Thomas. "— 2013. "— 1305.2424.
- [24] de Divitiis, G. M. Flavor changing top decays in supersymmetric extensions of the standard model [Text] / G. M. de Divitiis, R. Petronzio, L. Silvestrini // Nucl. Phys. "— 1997. "— Vol. B504. "— P. 45–60. "— hep-ph/9704244.
- [25] Yang, Jin Min. Flavor changing top quark decays in r parity violating SUSY [Text] / Jin Min Yang, Bing-Lin Young, X. Zhang // Phys. Rev. "— 1998. "— Vol. D58. "— P. 055001. "— hep-ph/9705341.
- [26] Weinberg, Steven. Phenomenological Lagrangians [Text] / Steven Weinberg // Physica. "— 1979. "— Vol. A96, no. 1-2. "— P. 327–340.
- [27] Buchmuller, W. Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation [Text] / W. Buchmuller, D. Wyler // Nucl. Phys. "— 1986. "— Vol. B268. "— P. 621–653.
- [28] Arzt, C. Patterns of deviation from the standard model [Text] / C. Arzt, M. B. Einhorn, J. Wudka // Nucl. Phys. "— 1995. "— Vol. B433. "— P. 41–66. "— hep-ph/9405214.

- [29] Aguilar-Saavedra, J. A. Top flavor-changing neutral interactions: Theoretical expectations and experimental detection [Text] / J. A. Aguilar-Saavedra // Acta Phys. Polon. "— 2004. "— Vol. B35. "— P. 2695–2710. "— hep-ph/0409342.
- [30] Harnik, Roni. Flavor Violating Higgs Decays [Text] / Roni Harnik, Joachim Kopp, Jure Zupan // JHEP. "— 2013. "— Vol. 03. "— P. 026. "— 1209.1397.
- [31] Aad, Georges. Search for single top-quark production via flavour-changing neutral currents at 8 TeV with the ATLAS detector [Text] / Georges Aad [et al.] // Eur. Phys. J. "— 2016. "— Vol. C76, no. 2. "— P. 55. "— 1509.00294.
- [32] Khachatryan, Vardan. Search for anomalous  $Wtb$  couplings and flavour-changing neutral currents in t-channel single top quark production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV [Text] / Vardan Khachatryan [et al.] // JHEP. "— 2017. "— Vol. 02. "— P. 028. "— 1610.03545.
- [33] Aaboud, Morad. Search for flavour-changing neutral current top-quark decays  $t \rightarrow qZ$  in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector [Text] / Morad Aaboud [et al.]. "— 2018. "— 1803.09923.
- [34] Sirunyan, Albert M. Search for associated production of a Z boson with a single top quark and for tZ flavour-changing interactions in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV [Text] / Albert M Sirunyan [et al.] // JHEP. "— 2017. "— Vol. 07. "— P. 003. "— 1702.01404.
- [35] Khachatryan, Vardan. Search for anomalous single top quark production in association with a photon in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV [Text] / Vardan Khachatryan [et al.] // JHEP. "— 2016. "— Vol. 04. "— P. 035. "— 1511.03951.
- [36] Aaboud, Morad. Search for flavor-changing neutral currents in top quark decays  $t \rightarrow Hc$  and  $t \rightarrow Hu$  in multilepton final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector [Text] / Morad Aaboud [et al.]. "— 2018. "— 1805.03483.



- [37] Aaboud, Morad. Search for top quark decays  $t \rightarrow qH$ , with  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , in  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions using the ATLAS detector [Text] / Morad Aaboud [et al.] // JHEP. ”— 2017. ”— Vol. 10. ”— P. 129. ”— 1707.01404.
- [38] Khachatryan, Vardan. Search for top quark decays via Higgs-boson-mediated flavor-changing neutral currents in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV [Text] / Vardan Khachatryan [et al.] // JHEP. ”— 2017. ”— Vol. 02. ”— P. 079. ”— 1610.04857.
- [39] Sirunyan, Albert M. Search for the flavor-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson which decays into a pair of  $b$  quarks at  $\sqrt{s} = 13$  TeV [Text] / Albert M Sirunyan [et al.]. ”— 2017. ”— 1712.02399.
- [40] Barate, R. Search for single top production in  $e^+ e^-$  collisions at  $s^{**}(1/2) = 189\text{-GeV} - 202\text{-GeV}$  [Text] / R. Barate [et al.] // Phys. Lett. ”— 2000. ”— Vol. B494. ”— P. 33–45.
- [41] Abbiendi, G. Search for single top quark production at LEP-2 [Text] / G. Abbiendi [et al.] // Phys. Lett. ”— 2001. ”— Vol. B521. ”— P. 181–194. ”— hep-ex/0110009.
- [42] Achard, P. Search for single top production at LEP [Text] / P. Achard [et al.] // Phys. Lett. ”— 2002. ”— Vol. B549. ”— P. 290–300. ”— hep-ex/0210041.
- [43] Abdallah, J. Search for single top production via FCNC at LEP at  $\sqrt{s} = 189\text{-GeV}$  to  $208\text{-GeV}$  [Text] / J. Abdallah [et al.] // Phys. Lett. ”— 2004. ”— Vol. B590. ”— P. 21–34. ”— hep-ex/0404014.
- [44] Abramowicz, H. Search for single-top production in  $ep$  collisions at HERA [Text] / H. Abramowicz [et al.] // Phys. Lett. ”— 2012. ”— Vol. B708. ”— P. 27–36. ”— 1111.3901.
- [45] Aaltonen, T. Search for top-quark production via flavor-changing neutral currents in  $W+1$  jet events at CDF [Text] / T. Aaltonen [et al.] // Phys. Rev. Lett. ”— 2009. ”— Vol. 102. ”— P. 151801. ”— 0812.3400.

- [46] Abazov, Victor Mukhamedovich. Search for flavor changing neutral currents via quark-gluon couplings in single top quark production using  $2.3 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collisions [Text] / Victor Mukhamedovich Abazov [et al.] // Phys. Lett. "— 2010. "— Vol. B693. "— P. 81–87. "— 1006.3575.
- [47] Aad, Georges. Search for FCNC single top-quark production at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector [Text] / Georges Aad [et al.] // Phys. Lett. "— 2012. "— Vol. B712. "— P. 351–369. "— 1203.0529.
- [48] Aaltonen, T. Search for the Flavor Changing Neutral Current Decay  $t \rightarrow Zq$  in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [Text] / T. Aaltonen [et al.] // Phys. Rev. Lett. "— 2008. "— Vol. 101. "— P. 192002. "— 0805.2109.
- [49] Abazov, Victor Mukhamedovich. Search for flavor changing neutral currents in decays of top quarks [Text] / Victor Mukhamedovich Abazov [et al.] // Phys. Lett. "— 2011. "— Vol. B701. "— P. 313–320. "— 1103.4574.
- [50] Aad, Georges. A search for flavour changing neutral currents in top-quark decays in  $pp$  collision data collected with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 7$  TeV [Text] / Georges Aad [et al.] // JHEP. "— 2012. "— Vol. 09. "— P. 139. "— 1206.0257.
- [51] Aad, Georges. Search for flavour-changing neutral current top-quark decays to  $qZ$  in  $pp$  collision data collected with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV [Text] / Georges Aad [et al.] // Eur. Phys. J. "— 2016. "— Vol. C76, no. 1. "— P. 12. "— 1508.05796.
- [52] Chatrchyan, Serguei. Search for flavor changing neutral currents in top quark decays in  $pp$  collisions at 7 TeV [Text] / Serguei Chatrchyan [et al.] // Phys. Lett. "— 2013. "— Vol. B718. "— P. 1252–1272. "— 1208.0957.
- [53] Chatrchyan, Serguei. Search for Flavor-Changing Neutral Currents in Top-Quark Decays  $t \rightarrow Zq$  in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$  [Text] / Serguei Chatrchyan [et al.] // Phys. Rev. Lett. "— 2014. "— Vol. 112, no. 17. "— P. 171802. "— 1312.4194.
- [54] Aad, Georges. Search for flavour-changing neutral current top quark decays  $t \rightarrow Hq$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector [Text] /

- Georges Aad [et al.] // JHEP. ”— 2015. ”— Vol. 12. ”— P. 061. ”— 1509.06047.
- [55] LHCTopWG Summary Plots [Text]. ”— <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWGSummaryPlots>. ”— Accessed: 2019-01-13.
- [56] CMS Collaboration. The CMS Experiment at the CERN LHC [Text] / CMS Collaboration // JINST. ”— 2008. ”— Vol. 3. ”— P. S08004.
- [57] Chatrchyan, Serguei. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker [Text] / Serguei Chatrchyan [et al.] // JINST. ”— 2014. ”— Vol. 9, no. 10. ”— P. P10009. ”— 1405.6569.
- [58] Sirunyan, A. M. Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV [Text] / A. M. Sirunyan [et al.] // JINST. ”— 2018. ”— Vol. 13, no. 06. ”— P. P06015. ”— 1804.04528.
- [59] Chatrchyan, Serguei. Energy Calibration and Resolution of the CMS Electromagnetic Calorimeter in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV [Text] / Serguei Chatrchyan [et al.] // JINST. ”— 2013. ”— Vol. 8. ”— P. P09009. ”— [JINST8,9009(2013)]. 1306.2016.
- [60] Khachatryan, Vardan. Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in  $pp$  collisions at 8 TeV [Text] / Vardan Khachatryan [et al.] // JINST. ”— 2017. ”— Vol. 12, no. 02. ”— P. P02014. ”— 1607.03663.
- [61] High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report [Text] / G Apollinari, I Béjar Alonso, O Brüning [et al.]. CERN Yellow Reports: Monographs. ”— Geneva : CERN, 2015. ”— URL: <https://cds.cern.ch/record/2116337>.
- [62] Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector [Text] : Rep. : CERN-LHCC-2015-010. LHCC-P-008. CMS-TDR-15-02 ; Executor: D Contardo, M Klute, J Mans [et al.]. ”— Geneva : 2015. ”— Jun. ”— URL: <https://cds.cern.ch/record/2020886>. ”— Upgrade Project Leader Deputies: Lucia Silvestris (INFN-Bari), Jeremy Mans

(University of Minnesota) Additional contacts: Lucia.Silvestris@cern.ch,  
Jeremy.Mans@cern.ch.

- [63] Pileup Per Particle Identification [Text] / Daniele Bertolini, Philip Harris, Matthew Low, Nhan Tran // JHEP. ”— 2014. ”— Vol. 10. ”— P. 059. ”— 1407.6013.
- [64] FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology [Text] / Adam Alloul, Neil D. Christensen, Céline Degrande [et al.] // Comput. Phys. Commun. ”— 2014. ”— Vol. 185. ”— P. 2250–2300. ”— 1310.1921.
- [65] Semenov, A. LanHEP: A Package for the automatic generation of Feynman rules in field theory. Version 3.0 [Text] / A. Semenov // Comput. Phys. Commun. ”— 2009. ”— Vol. 180. ”— P. 431–454. ”— 0805.0555.
- [66] UFO - The Universal FeynRules Output [Text] / Celine Degrande, Claude Duhr, Benjamin Fuks [et al.] // Comput. Phys. Commun. ”— 2012. ”— Vol. 183. ”— P. 1201–1214. ”— 1108.2040.
- [67] The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations [Text] / J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione [et al.] // JHEP. ”— 2014. ”— Vol. 07. ”— P. 079. ”— 1405.0301.
- [68] Frixione, Stefano. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method [Text] / Stefano Frixione, Paolo Nason, Carlo Oleari // JHEP. ”— 2007. ”— Vol. 11. ”— P. 070. ”— 0709.2092.
- [69] An Introduction to PYTHIA 8.2 [Text] / Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen [et al.] // Comput. Phys. Commun. ”— 2015. ”— Vol. 191. ”— P. 159–177. ”— 1410.3012.
- [70] Bahr, M. Herwig++ Physics and Manual [Text] / M. Bahr [et al.] // Eur. Phys. J. ”— 2008. ”— Vol. C58. ”— P. 639–707. ”— 0803.0883.
- [71] Event generation with SHERPA 1.1 [Text] / T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss [et al.] // JHEP. ”— 2009. ”— Vol. 02. ”— P. 007. ”— 0811.4622.

- [72] DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment [Text] / J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin [et al.] // Journal of High Energy Physics. "— 2014. "— Feb. "— Vol. 2014, no. 2. "— P. 57. "— URL: [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)057).
- [73] Agostinelli, S. GEANT4: A Simulation toolkit [Text] / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. "— 2003. "— Vol. A506. "— P. 250–303.
- [74] Khachatryan, Vardan. Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC [Text] / Vardan Khachatryan [et al.] // Phys. Lett. "— 2017. "— Vol. B765. "— P. 193–220. "— 1606.06198.
- [75] Cousins, Robert D. Lectures on Statistics in Theory: Prelude to Statistics in Practice [Text] / Robert D. Cousins. "— 2018. "— 1807.05996.
- [76] Barlow, Roger J. Fitting using finite Monte Carlo samples [Text] / Roger J. Barlow, Christine Beeston // Comput. Phys. Commun. "— 1993. "— Vol. 77. "— P. 219–228.
- [77] Hastings, W. K. Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications [Text] / W. K. Hastings // Biometrika. "— 1970. "— Vol. 57. "— P. 97–109.
- [78] Equation of State Calculations by Fast Computing Machines [Text] / Nicholas Metropolis, Arianna W. Rosenbluth, Marshall N. Rosenbluth [et al.] // The Journal of Chemical Physics. "— 1953. "— Vol. 21, no. 6. "— P. 1087–1092.
- [79] Gelman, A. / A. Gelman, G. Roberts, W. Gilks // Efficient metropolis jumping rules. Bayesian statistics. "— 1996. "— Vol. 5, no. 599-608. "— P. 42.
- [80] Robert, Christian. A Short History of Markov Chain Monte Carlo: Subjective Recollections from Incomplete Data [Text] / Christian Robert, George Casella // Statistical Science. "— 2011. "— Vol. 26, no. 1. "— P. 102–115. "— URL: <http://www.jstor.org/stable/23059158>.
- [81] HiggsAnalysis-CombinedLimit [Text]. "— <https://github.com/cms-analysis/HiggsAnalysis-CombinedLimit>. "— 2013.

- [82] Müller, Thomas. *theta – a framework for template-based modeling and inference* [Text] / Thomas Müller, Jochen Ott, Jeannine Wagner-Kuhr. ”— [S. l. : s. n.], 2010.
- [83] HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats [Text] / Kyle Cranmer, George Lewis, Lorenzo Moneta [et al.]. ”— 2012.
- [84] The RooStats Project [Text] / Lorenzo Moneta, Kevin Belasco, Kyle S. Cranmer [et al.] // 13th International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT2010). ”— [S. l.] : SISSA, 2010. ”— PoS(ACAT2010)057. 1009.1003.
- [85] Verkerke, Wouter. *The RooFit toolkit for data modeling* [Text] / Wouter Verkerke, David P. Kirkby // eConf. ”— 2003. ”— Vol. C0303241. ”— P. MOLT007. ”— [,186(2003)]. physics/0306116.
- [86] Antcheva, I. *ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization* [Text] / I. Antcheva [et al.] // Comput. Phys. Commun. ”— 2009. ”— Vol. 180. ”— P. 2499. ”— 1508.07749.
- [87] Buckley, Andy. *General-purpose event generators for LHC physics* [Text] / Andy Buckley [et al.] // Phys. Rept. ”— 2011. ”— Vol. 504. ”— P. 145–233. ”— 1101.2599.
- [88] Frixione, Stefano. *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations* [Text] / Stefano Frixione, Bryan R. Webber // JHEP. ”— 2002. ”— Vol. 06. ”— P. 029. ”— hep-ph/0204244.
- [89] Walck, Christian. *Hand-book on statistical distributions for experimentalists* [Text] / Christian Walck. ”— [S. l. : s. n.], 1996. ”— URL: <http://www.fysik.su.se/~walck/suf9601.pdf>.
- [90] Ball, Richard D. *Parton distributions from high-precision collider data* [Text] / Richard D. Ball [et al.] // Eur. Phys. J. ”— 2017. ”— Vol. C77, no. 10. ”— P. 663. ”— 1706.00428.
- [91] Skellam, J. G. *The Frequency Distribution of the Difference Between Two Poisson Variates Belonging to Different Populations* [Text] / J. G. Skellam //

- Journal of the Royal Statistical Society. ”— 1946. ”— Vol. 109, no. 3. ”— P. 296–296. ”— URL: <http://www.jstor.org/stable/2981372>.
- [92] Conway, J. S. Incorporating Nuisance Parameters in Likelihoods for Multisource Spectra [Text] / J. S. Conway // Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding, CERN, Geneva, Switzerland 17-20 January 2011. ”— [S. l. : s. n.], 2011. ”— P. 115–120. ”— 1103.0354.
- [93] Petr, Mandrik. SHTA - package for experimental statistical data analyses in high energy physics [Text] / Mandrik Petr. ”— 2017. ”— URL: [https://github.com/pmandrik/shta/tree/negative\\_weights](https://github.com/pmandrik/shta/tree/negative_weights).
- [94] Frixione, Stefano. A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction [Text] / Stefano Frixione, Paolo Nason, Giovanni Ridolfi // JHEP. ”— 2007. ”— Vol. 09. ”— P. 126. ”— 0707.3088.
- [95] Re, Emanuele. Single-top Wt-channel production matched with parton showers using the POWHEG method [Text] / Emanuele Re // Eur. Phys. J. ”— 2011. ”— Vol. C71. ”— P. 1547. ”— 1009.2450.
- [96] NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s- and t-channel contributions [Text] / Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, Emanuele Re // JHEP. ”— 2009. ”— Vol. 09. ”— P. 111. ”— [Erratum: JHEP02,011(2010)]. 0907.4076.
- [97] Cacciari, Matteo. The Anti-k(t) jet clustering algorithm [Text] / Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez // JHEP. ”— 2008. ”— Vol. 04. ”— P. 063. ”— 0802.1189.
- [98] Cacciari, Matteo. FastJet user manual [Text] / Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, Gregory Soyez // Eur. Phys. J. C. ”— 2012. ”— Vol. 72. ”— P. 1896. ”— 1111.6097.
- [99] Identification of b quark jets at the CMS Experiment in the LHC Run 2 [Text] : Rep. : CMS-PAS-BTV-15-001 / CERN. ”— Geneva : 2016. ”— URL: <https://cds.cern.ch/record/2138504>.

- [100] Jet Flavor Classification in High-Energy Physics with Deep Neural Networks [Text] / Daniel Guest, Julian Collado, Pierre Baldi [et al.] // Phys. Rev. — 2016. — Vol. D94, no. 11. — P. 112002. — 1607.08633.
- [101] Czakon, Michal. Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders [Text] / Michal Czakon, Alexander Mitov // Comput. Phys. Commun. — 2014. — Vol. 185. — P. 2930. — 1112.5675.
- [102] Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC [Text] / Matteo Cacciari, Stefano Frixione, Michelangelo L. Mangano [et al.] // JHEP. — 2008. — Vol. 09. — P. 127. — 0804.2800.
- [103] Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics [Text] / Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells // Eur. Phys. J. — 2011. — Vol. C71. — P. 1554. — [Erratum: Eur. Phys. J.C73,2501(2013)]. 1007.1727.
- [104] Collaboration, CMS. Prospects for the search for gluon-mediated FCNC in top quark production with the CMS Phase-2 detector at the HL-LHC [Text] / CMS Collaboration. — 2018.
- [105] CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events [Text] / E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. — 2004. — Vol. A534. — P. 250–259. — hep-ph/0403113.
- [106] Next-to-leading order QCD corrections to the direct top quark production via model-independent FCNC couplings at hadron colliders [Text] / Jian Jun Liu, Chong Sheng Li, Li Lin Yang, Li Gang Jin // Phys. Rev. D. — 2005. — Vol. 72. — P. 074018. — hep-ph/0508016.
- [107] Neal, Radford M. Bayesian Learning for Neural Networks [Text] / Radford M. Neal. — Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1996. — ISBN: 0387947248.
- [108] TensorFlow: Large-Scale Machine Learning on Heterogeneous Distributed Systems [Text] / Martín Abadi, Ashish Agarwal, Paul Barham [et al.] // CoRR. — 2016. — Vol. abs/1603.04467. — 1603.04467.



- [109] Mahlon, Gregory. Improved spin basis for angular correlation studies in single top quark production at the Tevatron [Text] / Gregory Mahlon, Stephen J. Parke // Phys. Rev. — 1997. — Vol. D55. — P. 7249–7254. — hep-ph/9611367.
- [110] Aguilar-Saavedra, J. A. Model-independent measurement of the top quark polarisation [Text] / J. A. Aguilar-Saavedra, R. V. Herrero-Hahn // Phys. Lett. — 2013. — Vol. B718. — P. 983–987. — 1208.6006.
- [111] Czakon, Michał. Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through  $O(\frac{4}{9})$  [Text] / Michał Czakon, Paul Fiedler, Alexander Mitov // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110. — P. 252004. — 1303.6254.
- [112] Papaefstathiou, Andreas. Rare top quark decays at a 100 TeV proton–proton collider:  $t \rightarrow bWZ$  and  $t \rightarrow hc$  [Text] / Andreas Papaefstathiou, Gilberto Tetlalmatzi-Xolocotzi // Eur. Phys. J. — 2018. — Vol. C78, no. 3. — P. 214. — 1712.06332.
- [113] Ball, Richard D. Parton distributions for the LHC Run II [Text] / Richard D. Ball [et al.] // JHEP. — 2015. — Vol. 04. — P. 040. — 1410.8849.
- [114] Soft Drop [Text] / Andrew J. Larkoski, Simone Marzani, Gregory Soyez, Jesse Thaler // JHEP. — 2014. — Vol. 05. — P. 146. — 1402.2657.
- [115] Thaler, Jesse. Identifying Boosted Objects with N-subjettiness [Text] / Jesse Thaler, Ken Van Tilburg // JHEP. — 2011. — Vol. 03. — P. 015. — 1011.2268.
- [116] TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis [Text] / Andreas Hoecker, Peter Speckmayer, Joerg Stelzer [et al.] // PoS. — 2007. — Vol. ACAT. — P. 040. — physics/0703039.
- [117] Predicting anomalous  $tq\gamma$  and  $tqg$  couplings via single top production in association with photon at FCC-hh [Text] / K. Y. Oyulmaz, A. Senol, H. Denizli [et al.]. — 2018. — 1811.01074.