

**Санкт-Петербургский политехнический университет  
Петра Великого  
Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций**

На правах рукописи

**Егоров Анатолий Юрьевич**

**Особенности рождения пар адронных струй с  
большим разделением по скорости в  
протон-протонных взаимодействиях при энергиях  
ЛНС**

Направление подготовки 03.06.01 «Физика и астрономия»

Направленность 03.06.01\_10 «Физика атомного ядра и элементарных частиц»

**НАУЧНЫЙ ДОКЛАД**

об основных результатах научно-квалификационной работы (диссертации)

Автор работы:

А. Ю. Егоров

Научный руководитель:

профессор, д.ф-м.н.

Я.А. Бердников

Научно-квалификационная работа выполнена на кафедре «Экспериментальная ядерная физика» Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого».

Заведующий кафедрой:

**Бердников Ярослав Александрович**  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Научный руководитель:

**Бердников Ярослав Александрович**  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Рецензент:

**Хазиева Виктория Александровна,**  
кандидат физико-математических наук,  
АО «АТЦ Росатома»,  
начальник отдела контроля окружающей  
среды

С научным докладом можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» и на сайте Электронной библиотеки СПбПУ по адресу: <http://elib.spbstu.ru>.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность работы.** Современные вычисления в следующем за лидирующем порядке (СЛП) пертурбативной квантовой хромодинамики (ПКХД) позволяют описать экспериментальные данные по взаимодействиям, в которых присутствует один жесткий масштаб  $Q = \sqrt{-t}$  порядка энергии в системе центра масс  $Q \sim \sqrt{s}$ , где  $t$  и  $s$  – мандельштамовские переменные. Возможность таких вычислений дает факторизация сечения на партонный подпроцесс и партонные функции распределения. Все непертурбативные эффекты поглощаются при этом партонными функциями распределения. В асимптотическом режиме, в котором  $Q \sim \sqrt{s} \rightarrow \infty$  (предел Бьеркена), эволюция партонных функций распределения с жестким масштабом  $Q$  управляется уравнениями Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи-Докшицера (ГЛАПД). Уравнения ГЛАПД по своей сути являются ренормгрупповыми уравнениями суммирующими вклады диаграмм, усиленных большими логарифмами жесткого масштаба  $\ln Q^2$ .

Современные тенденции в области эксперимента направлены в сторону увеличения энергии системы центра масс и создания детекторов покрывающих телесный угол  $4\pi$ , что позволяет проводить измерения при большой быстрой  $y = 1/2 \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ . В условиях ТэВ-ных энергии современных ускорителей, важным становится кинематический режим, в котором масштаб  $Q$  жесткой системы много меньше энергии столкновения  $\Lambda_{QCD} \ll Q \ll \sqrt{s}$ , где  $\Lambda_{QCD} \sim 200$  ГэВ. В асимптотическом режиме, в котором  $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ ,  $Q^2 = const$  (предел Редже-Грибова), эволюция партонных функций распределения должна описываться уравнениями Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (БФКЛ). Уравнения БФКЛ также являются ренормгрупповыми уравнениями, суммирующими, однако, большие логарифмы  $\ln s \sim y$ . Таким образом, эволюция БФКЛ предсказывает усиление излучения партонов упорядоченных по быстрой.

Результаты поисков проявлений эволюции БФКЛ в событиях рождения адронных струй на адронных коллайдерах все еще остаются неоднозначными. В эксперименте D0 на Теватроне измерение сечений рождения пар адронных струй показало более сильную зависимость от энергии столкновения ( $\sqrt{s} = 0.63$  и  $1.8$  ТэВ) чем предсказывается главным логарифмическим приближением (ГЛП) БФКЛ. Измерение азимутальных декорреляций в эксперименте D0 при энергии  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ не обнаружило эффектов БФКЛ эволюции. В то же время, резуль-

таты измерения двухструйного рождения за счет обмена цветовым синглетом в эксперименте D0 при энергиях столкновения  $\sqrt{s} = 0.63$  и  $1.8$  ТэВ согласуется с расчетами ГЛП БФКЛ. На Большом адронном коллайдере (LHC) эксперименты ATLAS и CMS представили измерения двухструйных сечений, отношений двухструйных сечений и азимутальных декорреляций при энергии столкновений  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, а также сравнение с Монте-Карло (МК) расчетами основанными приближениях ГЛП ГЛАПД, ГЛП БФКЛ. Различные МК модели, основанные на ГЛП ГЛАПД приближении, согласуются с измерением одних наблюдаемых и не согласуются с другими. МК расчеты, основанные на ГЛП БФКЛ, переоценивают наблюдаемый эффект. В то же время, сравнение измерений азимутальных декорреляций с результатами аналитических расчетов в следующем за главным логарифмическим приближением (СГЛП) БФКЛ, показывают хорошее согласие.

В ходе работы LHC производился набор данных протон-протонных столкновений при различных энергиях, а именно  $\sqrt{s} = 2.76, 8$  и  $13$  ТэВ, что позволяет поронаблюдать энергетическую зависимость, измеренных при  $7$  ТэВ физических наблюдаемых. Введение новых наблюдаемых поможет увеличить чувствительность к возможным проявлениям эволюции БФКЛ. Кроме этого интересным вопросом является возможность поиска БФКЛ эффектов на номинальной энергии LHC  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ, на которую планируется выход в фазе RUN III работы коллайдера, наступающей в 2022 г., а также при энергиях  $\sqrt{s} = 27$  и  $100$  ТэВ, планируемыми на будущих коллайдерах HE-LHC и FCC.

БФКЛ приближение предсказывает, что главный вклад в двухструйное сечение будут давать пары адронных струй с максимальным разделением по быстройте среди струй с поперечным импульсом выше определенного порога  $p_{\perp \min}$ . Такие пары струй называются парами струй Мюллера-Навеле. БФКЛ приближение было использовано для расчета отношения сечения рождения пар струй Мюллера-Навеле  $\sigma^{MB}$  к борновскому сечению. Это отношение также известно под названием К-фактор Мюллера-Навеле. Однако, борновское сечение не может быть измерено в эксперименте, по причине невозможности экспериментального запрета виртуальных поправок или излучения вне аксептанса и областей эффективности детектора. Вместо этого возможно измерение сечения рождения строго одной пары струй выше определенного порога по поперечному импульсу  $p_{\perp \min}$  в пределах аксептанса детектора, так называемое «эксклюзивное» сечение  $\sigma^{excl}$ . При этом порог выбирается таким образом чтобы эффективность триггера была максимальной. Чем ниже  $p_{\perp \min}$  тем ближе «эксклюзивное» сечение к борнов-

скому сечению. С другой стороны, Мюллер-Навеле сечение - это специальный случай инклюзивного сечения  $\sigma^{incl}$ . В инклюзивном сечении попарные комбинации струй с поперечным импульсом выше порога  $p_{\perp min}$  дают вклад в сечение. Последнее может быть более предпочтительным с точки зрения измерений, так как при достаточно большой энергии Мюллер-Навеле пара адронных струй может быть за пределами аксептанса детектора .

Отношения Мюллера-Навеле сечения к «эксклюзивному»  $R^{MN} = \frac{\sigma^{MN}}{\sigma^{excl}}$ , а также инклюзивного сечения к «эксклюзивному»  $R^{incl} = \frac{\sigma^{incl}}{\sigma^{excl}}$  были измерены в эксперименте CMS при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Возможно увеличение чувствительности к эффектам БФКЛ этих наблюдаемых, если заменить «эксклюзивное»  $\sigma^{excl}$  сечение в знаменателе на «эксклюзивное с вето» сечение  $\sigma^{excl veto}$ . Где в «эксклюзивном с вето» сечении накладывается запрет на излучение адронных струй с поперечным импульсом больше  $p_{\perp veto} \leq p_{\perp min}$  дополнительных к «эксклюзивной» паре. Порог вето  $p_{\perp veto}$  возможно выбрать меньшим чем  $p_{\perp min}$ , так как он не ограничен эффективностью триггера, срабатывающего на «эксклюзивную» пару. Порог вето ограничен эффективностью и разрешающей способностью детектора по отношению к восстановлению струй с малым поперечным импульсом. Таким образом, получим еще две наблюдаемые  $R^{MN veto} = \frac{\sigma^{MN}}{\sigma^{excl veto}}$  и  $R^{incl veto} = \frac{\sigma^{incl}}{\sigma^{excl veto}}$ . В настоящей работе порог по поперечному импульсу  $p_{\perp min}$  установлен при 35 ГэВ/c, что соответствует измерениям при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Порог вето  $p_{\perp veto}$  установлен при 20 ГэВ/c. Установление более низкого значения порога вето не целесообразно с точки зрения погрешностей поправок энергии адронных струй в эксперименте CMS.

**Цель и задачи исследования.** Целью данной работы является выполнение Монте-Карло (МК) расчетов физических наблюдаемых  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$  и  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$ , в приближениях основанных как на ГЛАПД, так и на БФКЛ эволюции, для энергий LHC и будущих коллайдеров, а именно  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$  ТэВ. Другой целью являлась разработка оптимальной схемы коррекции детекторных искажений, возникающих при измерении, указанных физических наблюдаемых на детекторе CMS (Compact Muon Solenoid) в протон-протонных столкновениях при энергии 2.76 ТэВ.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Провести МК моделирование потон-протонных столкновениях при энергиях  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$  ТэВ в моделях, основанных на ГЛАПД и

БФКЛ приближениях. На основе моделирования рассчитать  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$  и  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$  как функции интервала быстроты между адронными струями в паре струй  $\Delta y = |y_1 - y_2|$ , где  $y_1$  и  $y_2$  - быстроты первой и второй струи в паре.

2. Провести моделирование детектора CMS и изучить детекторные искажения, возникающие при измерении сечений рождения пар адронных струй.
3. Изучить и применить методы устранения детекторных искажений. Провести анализ точности методов. На основе анализа разработать оптимальную схему устранения детекторных искажений.

**Научная новизна и практическая значимость** Результаты расчетов величин  $R^{MN}$ ,  $R^{incl}$ ,  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$  представлены впервые для энергий  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$  ТэВ.

Разработанная схема устранения детекторных искажений применяется при измерении сечений и отношений сечений рождения пар адронных струй на детекторе CMS, что позволит впервые получить энергетическую зависимость для отношений  $R^{MN}$ ,  $R^{incl}$ , а также впервые измерить отношения  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$ . Измерение указанных отношений важно для изучения асимптотических свойств КХД при ТэВ-ных энергиях.

#### **Основные результаты работы.**

1. Представлены результаты прогностических расчетов отношений сечений рождения пар адронных струй  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$  и  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$  как функций интервала быстроты  $\Delta y$  в протон-протонных столкновениях при энергии системы центра масс  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$  ТэВ. Расчеты выполнены на основе моделей, использующих как ГЛАПД так и БФКЛ приближение.
2. Разработана оптимальная схема устранения детекторных искажений при измерении отношений сечений рождения пар адронных струй на детекторе CMS в протон-протонных столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ.

**Апробация работы.** Материалы работы многократно докладывались на совещаниях коллаборации CMS. Результаты работы докладывались на международных и российских научных конференциях: 19th Annual Russia and Dubna Member States CMS Collaboration Conference, Варна, Болгария, (2016). 2nd CMS Workshop «Perspectives on Physics on CMS at HL-LHC», Варна, Болгария, (2017).

ЛП Зимняя школа Петербургского института ядерной физики НИЦ КИ, Рощино, Россия (2018), V Ежегодный Всероссийский Молодежный Научный Форум Open Science, Гатчина, Россия (2018).

**Личный вклад.** Автор внес определяющий вклад в получение результатов моделирования протон-протонных столкновения при всех изученных энергиях  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$  ТэВ. Автор внес определяющий вклад в анализ детекторных искажений и разработку оптимальной схемы из учета при измерении отношений сечений рождения пар адронных струй на детекторе CMS в протон-протонных столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ. Автор принимал активное участие в обсуждении результатов исследований, подготовке и написании статей в реферируемые журналы, а также представлении результатов на научных конференциях и семинарах.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 2 печатных изданиях, 2 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [1], [2].

# СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

## 1. Расчет отношений сечений $R^{incl}$ , $R^{MN}$ , $R^{incl veto}$ и $R^{MN veto}$ на основе ГЛАПД и БФКЛ приближений

### 1.1 Используемые МК генераторы

В настоящей работе для расчетов отношений дифференциальных сечений рождения пар адронных струй  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$ ,  $R^{incl veto}$  и  $R^{MN veto}$  на основе ГЛАПД и БФКЛ приближений использовались следующие МК генераторы:

1. PYTHIA8 (8153), настройка (4C) – обеспечивает расчет в лидирующем порядке (ЛП) теории возмущений, улучшенном партонным ливнем учитывающим поправки ГЛП ГЛАПД. Партонный ливень представляет собой дипольный каскад, упорядоченный по поперечному импульсу. Адронизация конечного партонного состояния осуществляется согласно лундской струнной модели .
2. HERWIG++ (2.7.1), настройка (EE3C) – обеспечивает расчет в лидирующем порядке (ЛП) теории возмущений, улучшенном партонным ливнем учитывающим поправки ГЛП ГЛАПД. Партонный каскад упорядочен по углу, адронизация, основана на кластерной модели.
3. HEJ , обеспечивает расчет сечений в ГЛП БФКЛ. Конечное адронное состояние получено с помощью симуляции адронизации МК генератором ARIADNE .

Оба МК генератора, основанные на ГЛАПД приближении, содержат поправки учитывающие цветовую когерентность в партонном каскаде, такие как дипольное приближение в PYTHIA8 и угловое упорядочение в HERWIG++. Данные поправки частично суммируют большие логарифмы  $\ln s$  и, поэтому частично воспроизводят эффекты БФКЛ. Данные поправки были введены в генераторы для того, чтобы улучшить согласие с экспериментом в области малой быстроты, где они составляют малую величину. Поведение этих поправок при больших быстротах плохо изучено, и так же представляет интерес.



Известно, что ГЛП БФКЛ предсказывает слишком быстрой рост сечений, и поэтому важны поправки СГЛП БФКЛ. Поэтому, полученные в HEJ+ARIADNE результаты следует рассматривать как верхнюю оценку БФКЛ эффектов.

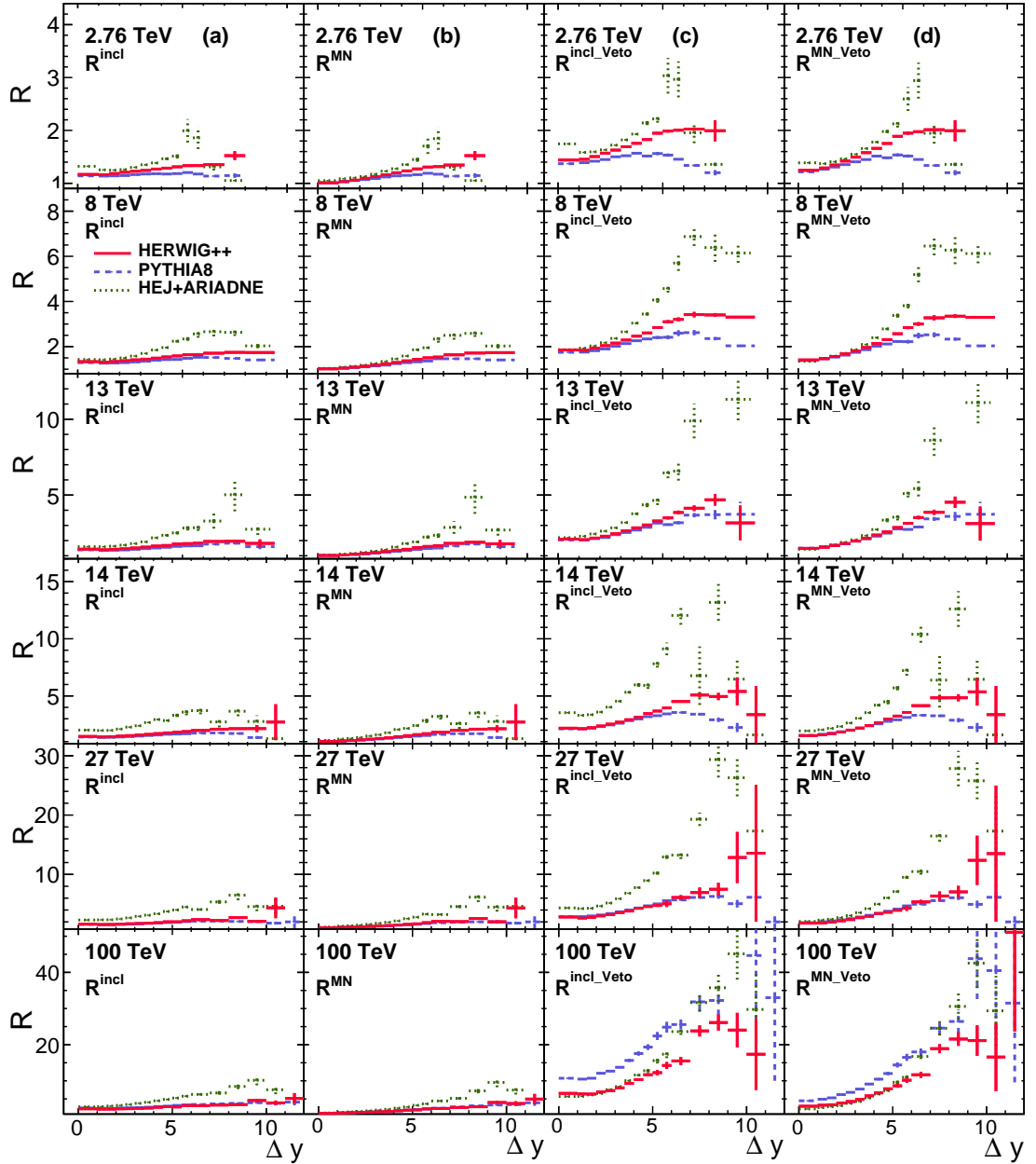
Восстановление адронных струй из конечного адронного состояния осуществляется различными алгоритмами. Наилучшим алгоритмом на настоящее время является инфракрасно и коллинеарно безопасный кластерный алгоритм анти- $k_t$ . В настоящей работе использовался параметр размера струи в пространстве псевдобыстроты  $\eta$  и азимутального угла  $\phi$  равный 0.5. Данный размер струй использовался при измерениях отношений  $R^{incl}$  и  $R^{MN}$  в протон-протонных столкновениях при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на детекторе CMS.

## 1.2 Результаты расчетов и обсуждение

Результаты расчетов для энергий  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27$  и 100 ТэВ приведены на рисунке 1.1.

Как видно из рисунка 1.1, отношения дифференциальных сечений растут с увеличением интервала быстроты, что связано с увеличением рождения адронных струй. Рост наблюдается как для расчетов, основанных на ГЛП ГЛАПД (PYTHIA8, HERWIG++), так и на ГЛП БФКЛ (HEJ+ARIADNE). Следует отметить, что ГЛАПД приближение не должно иметь эволюции по быстроте. Рост может быть связан, как с увеличением фазового пространства, так и с возможными БФКЛ эффектами. То что генераторы, основанные на ГЛП ГЛАПД предсказывают разное поведение отношений сечений с увеличением интервала быстроты, говорит о том, что данные физические наблюдаемые чувствительны к особенностям партонного ливня и реализации цветовой когерентности. Более того, поправки, учитывающие цветовую когерентность, оказываются не стабильными при больших энергиях и интервалах быстроты. Так при энергии  $\sqrt{s} = 100$  ТэВ рост предсказываемый PYTHIA8, частично суммирующей большие логарифмы  $\ln s$  становятся сравнимыми с ГЛП БФКЛ, дающим верхнюю границу эффекта БФКЛ эволюции.

Основанный на ГЛП БФКЛ генератор предсказывает более сильный рост отношений сечений чем основанные на ГЛП ГЛАПД. Это подтверждает предпо-



Красная сплошная - HERWIG++. Синяя штрихованная - PYTHIA8. Зеленая пунктирная - HEJ+ARIADNE.

Рис. 1.1 — Отношения дифференциальных сечений колонка (a)  $R^{incl}$ , колонка (b)  $R^{MN}$ , колонка (c)  $R^{incl veto}$ , колонка (d)  $R^{MN veto}$ , для энергий  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27, 100$  ТэВ.

ложение о том, что рассматриваемые наблюдаемые являются чувствительными к БФКЛ эволюции. Введение вето в знаменатель для отношений с вето, делает эволюцию с интервалом быстроты еще более выраженной, что указывает на возможно большую чувствительность отношений с вето к эффектам эволюции БФКЛ.

При больших  $\Delta y$  отношения начинают падать, что связано с ограничением фазового пространства. При максимальных доступных при данной энергии интервалах быстроты  $\Delta y$  отношения должны стать равными единице, когда вся энергия столкновения будет потрачена на рождение «эксклюзивной» пары адронных струй. Видно, что граница фазового пространства смещается в сторону увеличения  $\Delta y$  с увеличением энергии, превышая значение 12 при энергии  $\sqrt{s} = 100$  ТэВ. Детектирование пар струй с такими большими интервалами быстроты представляет существенные экспериментальные трудности. Так для детектора CMS максимально доступные интервалы быстроты ограничиваются значением 9.4. Тем не менее, события, содержащие пары адронных струй с максимальным доступным разделением по быстройте, должны включать наибольший вклад эффектов эволюции БФКЛ. Такие события могут оказаться за пределами аксептанса детектора и быть упущены в случае если мы рассматриваем сечения Мюллера-Навелле. Однако, они будут учтены в инклюзивном сечении. Тем самым, инклюзивное сечение оказывается более предпочтительным для поиска БФКЛ эффектов при сверх-высоких энергиях.

## 2. Изучение и учет детекторных искажений, возникающих при измерении сечений рождения пар адронных струй на детекторе CMS

### 2.1 Изучение детекторных искажений

В настоящем разделе на основе МК моделирования изучены детекторные искажения возникающие при измерении дифференциальных сечений  $\sigma^{incl}$ ,  $\sigma^{MN}$ ,  $\sigma^{excl}$  и  $\sigma^{excl veto}$  рождения пар адронных струй, а так же отношений дифференциальных сечений  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$ ,  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$  на детекторе CMS в столкновениях протонов при энергии  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ.

Конечное разрешение детектора по поперечному импульсу и быстрой адронных струй приводит к миграции струй относительно порогов по поперечному импульсу  $p_{\perp min} = 35$  ГэВ/с и  $p_{\perp veto} = 20$  ГэВ/с, а так же между ячейками гистограмм по интервалу быстроты  $\Delta y$  между адронными струями в паре.

Для изучения детекторных эффектов были использованы МК выборки PYTHIA8 4C и HERWIG++ UE-EE3C. Моделирование детектора осуществлено с помощью программного пакета GEANT4. Столкновения протонов, полученные в PYTHIA8 (4C) и HERWIG++(EE3C), пропускаются через полную симуляцию детектора, после чего моделируется цифровой отклик детектора. Этап моделирования цифрового отклика детектора называется диджитизацией. На этапе диджитизации добавляется отклик от вторичных протон-протонных столкновений. Число вторичных протон-протонных столкновений разыгрывается таким образом, чтобы распределение вероятности обнаружить вторичные протон-протонные столкновения в том же событии соответствовало таковому при наборе данных. После этого запускается полная реконструкция события. Реконструкция событий экспериментальных данных и результатов моделирования осуществляется одним и тем же программным обеспечением.

Изучение разрешения МК симуляции детектора по энергии адронных струй показывает, что разрешение в МК модели детектора систематически недооценивает разрешение детектора. Поэтому разрешение МК модели дополнительно корректируется. Коэффициенты корректирующие разрешение МК модели де-

тектора приведены в таблице 2.1. Выборки и распределения на основе МК до моделирования детектора будем называть выборками и распределениями генераторного уровня. Выборки и распределения для экспериментальных данных и МК моделирования после моделирования детектора будем называть соответственно реконструированными данными и реконструированным МК.

Таблица 2.1 — Поправочные коэффициенты для разрешения по энергии адронных струй МК модели детектора

$ \eta $	$c^{data/MC}$
0.0–0.5	$1.079 \pm 0.026$
0.5–1.1	$1.099 \pm 0.028$
1.1–1.7	$1.121 \pm 0.029$
1.7–2.3	$1.208 \pm 0.046$
2.3–2.8	$1.254 \pm 0.062$
2.8–3.2	$1.395 \pm 0.063$
3.2–5.0	$1.056 \pm 0.191$

Учет детекторных искажений осуществлен с помощью обратной свертки [2]. Восстановленные отношения сечений рассчитываются на основе восстановленных сечений. Такая процедура, однако, не гарантирует, что восстановленные сечения будут больше единицы. В то же время, измеряемые отношения сечений должны быть больше единицы по определению. Для того чтобы избежать указанной трудности отношения сечений были представлены в виде:

$$R = \frac{D^{num}}{D^{denom}} = 1 + \frac{D^{num} - D^{denom}}{D^{denom}} \quad (2.1)$$

где  $D^{num}$  — обозначает распределение в числителе отношения ( $d\sigma^{incl}/d\Delta y$  или  $d\sigma^{MN}/d\Delta y$ ).

$D^{denom}$  — обозначает распределение в знаменателе отношения ( $d\sigma^{excl}/d\Delta y$  или  $d\sigma^{excl veto}/d\Delta y$ ).

Таким образом, обратная свертка применяется к распределениям:

$$\begin{aligned}
D^{excl} &= \frac{d\sigma^{excl}}{d\Delta y} \\
D^{excl\ veto} &= \frac{d\sigma^{excl\ veto}}{d\Delta y} \\
D^{incl\ without\ excl} &= \frac{d\sigma^{incl}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma^{excl}}{d\Delta y} \\
D^{MN\ without\ excl} &= \frac{d\sigma^{MN}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma^{excl}}{d\Delta y} \\
D^{incl\ without\ excl\ veto} &= \frac{d\sigma^{incl}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma^{excl\ veto}}{d\Delta y} \\
D^{MN\ without\ excl\ veto} &= \frac{d\sigma^{MN}}{d\Delta y} - \frac{d\sigma^{excl\ veto}}{d\Delta y}
\end{aligned} \tag{2.2}$$

После применения обратной свертки все измеряемые величины могут быть рассчитаны на основе ее результатов.

### 2.1.1 Изучение миграций пар адронных струй

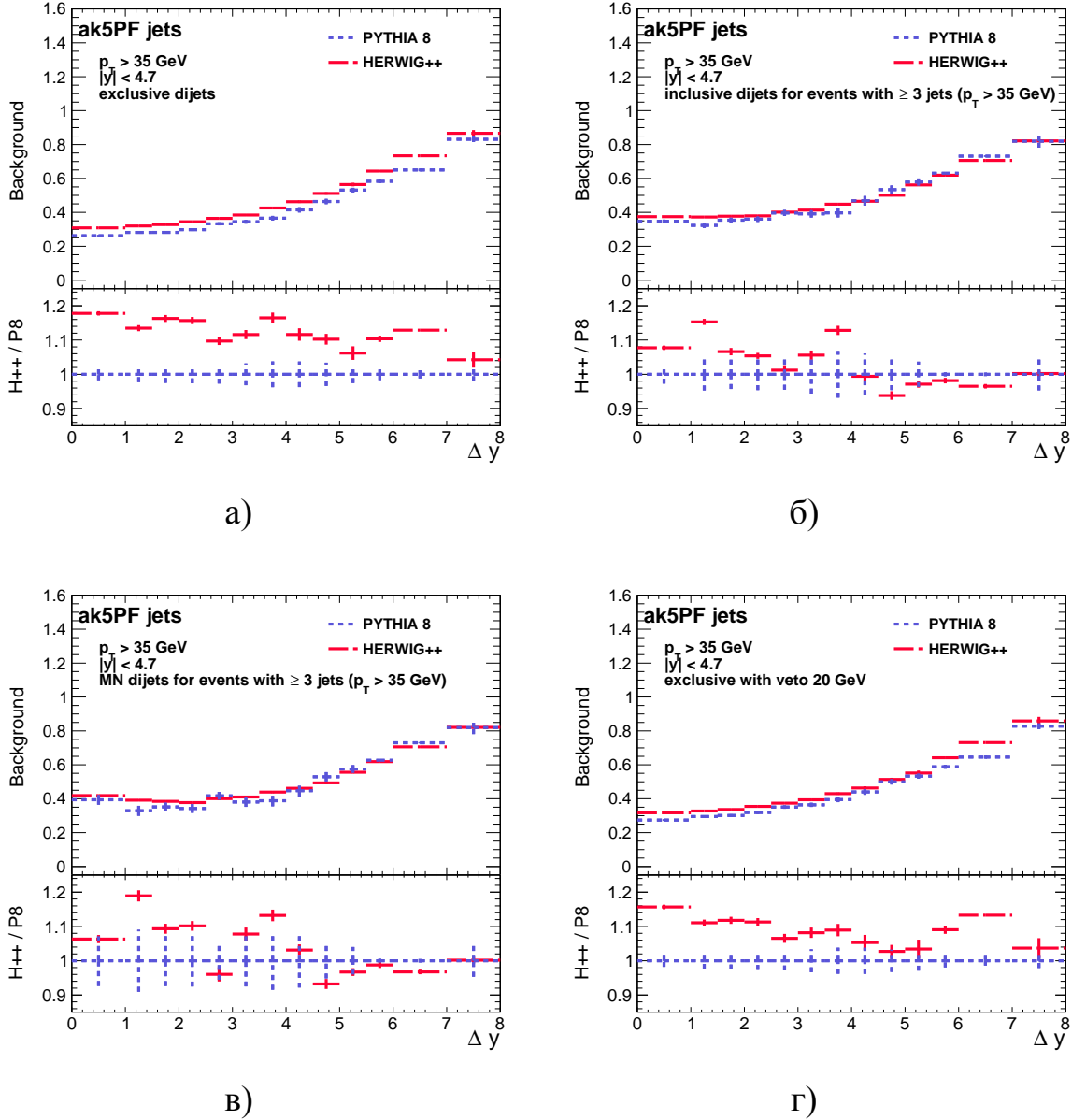
Изучение миграций адронных струй, связанных с ограниченным разрешением по поперечному импульсу и быстройте, выполняется на основе сопоставления струй между генераторным и реконструированным уровнем для МК выборок. Две адронные струи, одна на генераторном уровне и одна на реконструированном уровне, считаются сопоставленными если расстояние между ними в пространстве псевдобыстроты и азимутального угла не превышает 0.5. Если в пределах указанного расстояния находится больше чем одна струя из противоположного уровня, то выбирается ближайшая. Две сопоставленные адронные струи считаются представлением одной адронной струи на разных уровнях. Для сопоставления использовались адронные струи с поперечным импульсом больше 10 ГэВ/с .

Ограниченное разрешение детектора по поперечному импульсу может приводить к тому, что поперечный импульс струи, которая на генераторном уровне имела поперечный импульсом выше(ниже) порога  $p_{\perp\min} = 35 \text{ ГэВ}/c$  или  $p_{\perp\text{veto}} = 20 \text{ ГэВ}/c$ , будет восстановлен ниже(выше) соответствующего порога. Такая миграция может приводить к тому, что события, которые не относились к данному типу (инклюзивные, Мюллера-Навеле, «эксклюзивные» или «эксклюзивные с вето») на генераторном уровне, будут будут относиться к данному типу на реконструированном уровне. Такие события мы будем называть фоновыми. Возможен и обратный процесс. События, которые относились к определенному типу на генераторном уровне, пристанут относится к данному типу на реконструированном уровне. Это приводит к ограниченному аксептансу.

Следует отметить, что фон и асептанс могут возникать за счет адронных струй, рожденных во вторичных протон-протонных столкновениях в том же или соседнем пересечении пакетов пучков. Однако, как мы увидим в дальнейшем, этот эффект мал по сравнению с миграцией струй на порогах по поперечному импульсу.

Фон  $B(\Delta y)$  определяется долей пар струй реконструированного уровня, не имеющих сопоставления с парой струй генераторного уровня. Аксептанс  $A(\Delta y)$  определяется, как доля пар струй генераторного уровня сопоставленных с парами струй детекторного уровня. Пары струй считаются сопоставленными, если каждая из струй в паре имеет сопоставление, причем событие относится к одному типу (инклюзивное, Мюллера-Навеле, «эксклюзивное» или «эксклюзивное с вето») на обоих уровнях. Оценка фона и аксептанса, полученная для двух МК моделей представлена на рисунках 2.1 и 2.2.

Величина миграции пар адронных струй по интервалу быстроты  $\Delta y$ , определяется только для сопоставленных пар струй и характеризуется матрицей миграции. Матрица миграции отражает вероятность пары струй, имеющей разделение по быстройте  $\Delta y_{gen}$  на генераторном уровне иметь  $\Delta y_{reco}$  на реконструированном уровне. Оценка матриц миграции, полученная на основе генератора HERWIG++ представлена на рисунке 2.3, и на основе PYTHIA8 представлена на рисунке 2.4. Матрицы миграции на рисунках 2.3, 2.4 представлены в виде двумерных гистограмм. Ячейки генераторного уровня нумеруют столбцы матрицы миграции (ось абсцисс двумерной гистограммы), а ячейки реконструированного уровня нумеруют строки (ось ординат двумерной гистограммы).

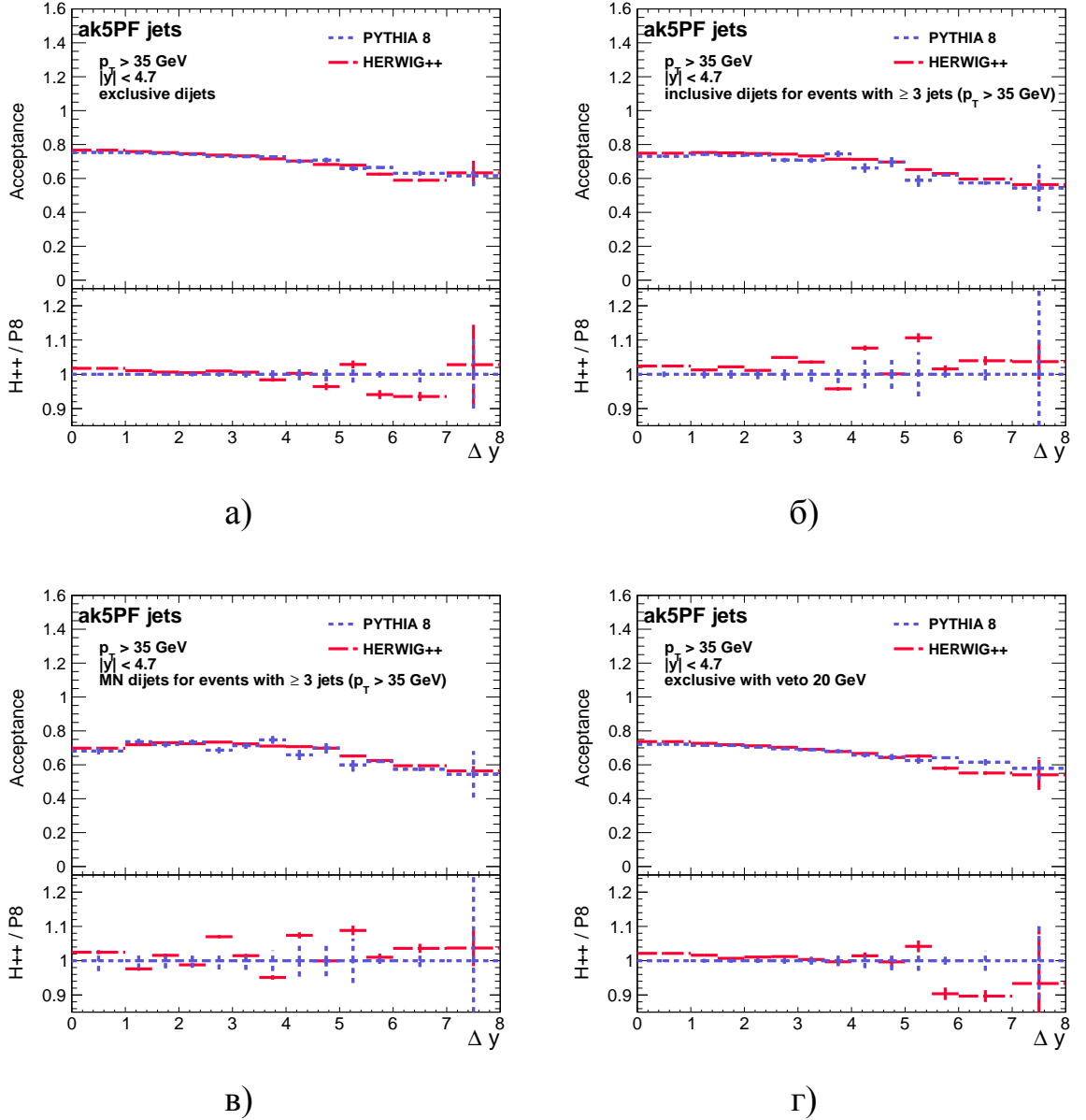


Красный широкий пунктир – HERWIG++; Синий короткий пунктир – PYTHIA8.

Рис. 2.1 — Оценка фона, полученная для распределений: а)  $D^{excl}$ , б)  $D^{incl\ without\ excl}$ , в)  $D^{MN\ without\ excl}$  и г)  $D^{excl\ veto}$ .

Результаты моделирования показывают, что величина фона растет увеличением интервала быстроты от 35% до 85% (см. рис. 2.1). Величина асептанса падает с увеличением интервала быстроты от 75% до 55% (см. рис. 2.2). Величина миграции между ячейками интервала быстроты  $\Delta y$  не превышает 10% (см. рис. 2.3 и 2.4). Таким образом, основной вклад в детекторные искажения дают фоновые события. Кроме того, различные МК модели предсказывают разную величину фона, различие достигает 18% 2.1a. Для определения причин различия в описании фона, фон для «эксклюзивных» событий исследован более детально.





Красный широкий пунктир – HERWIG++; Синий короткий пунктир – PYTHIA8.

Рис. 2.2 — Оценка акцептанса, полученная для распределений: а)  $D^{excl}$ , б)  $D^{incl\ without\ excl}$ , в)  $D^{MN\ without\ excl}$  и г)  $D^{excl\ veto}$ .

Фон «эксклюзивных» событий был разделен на 7 типов. Типы включали различные варианты миграции адронных струй относительно порога по поперечному импульсу  $p_{\perp min} = 35 \text{ ГэВ}/c$ , приводящие к «эксклюзивному» событию на реконструированном уровне. Вклады в фон от событий не соответствующих ни одному из определенных типов, а так же от вторичных протон-протонных столкновений в том же или соседнем пересечении пакетов пучков оценивались вместе в дополнительном восьмом типе. Моделирование показало, что основной вклад в фон дают два типа. В первом из них одна адронная струя мигрировала

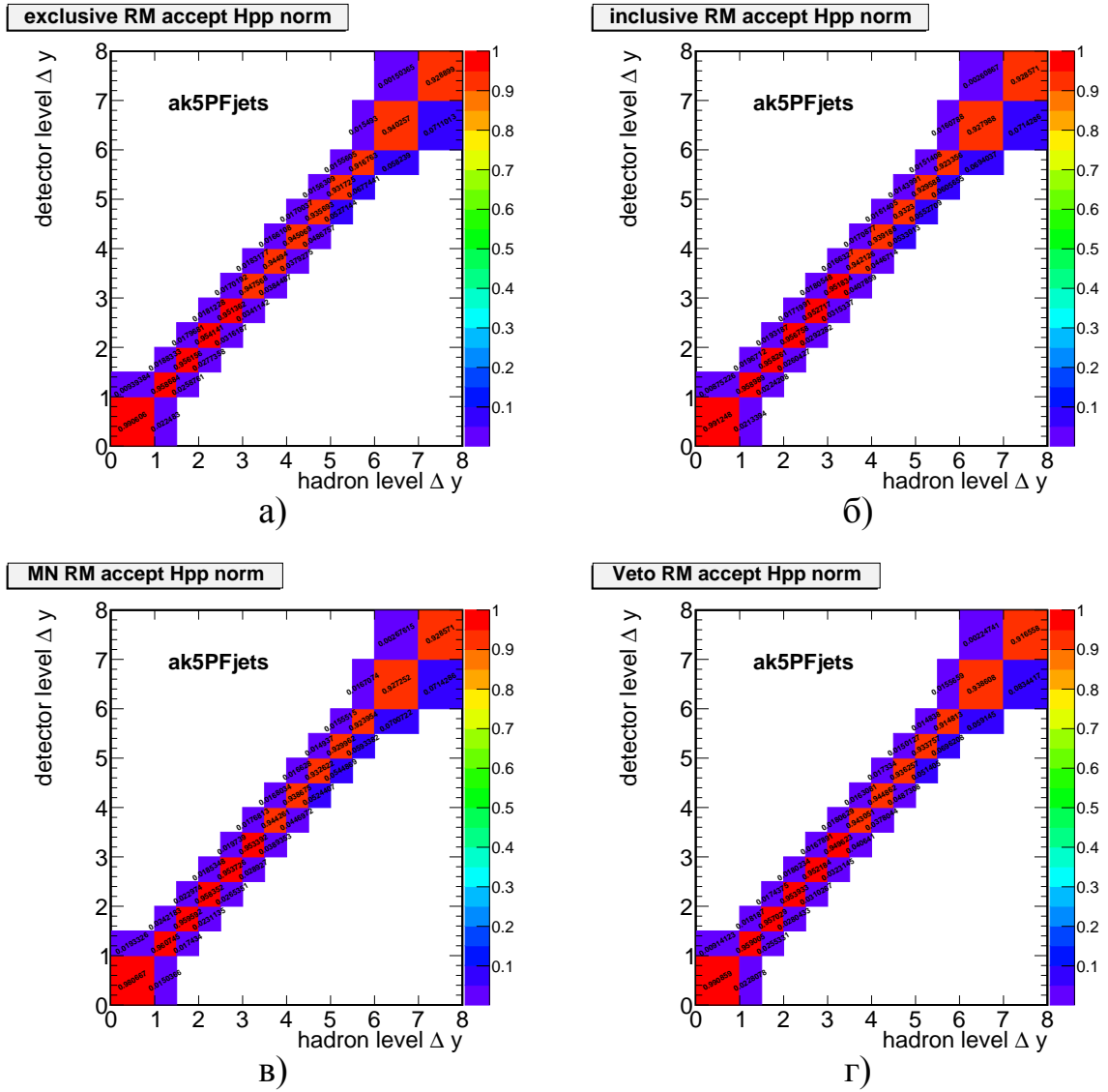


Рис. 2.3 — Оценка матриц миграции на основе МК генератора HERWIG++, полученная для распределений: а)  $D^{excl}$ , б)  $D^{incl\ without\ excl}$ , в)  $D^{MN\ without\ excl}$  и г)  $D^{excl\ veto}$ .

из под порога по поперечному импульсу, а во втором обе струи мигрировали из под порога. Вклад этих двух типов составляет 99% всего фона. Вклад от вторичных протон-протонных столкновений меньше 0.5%. При этом МК модель HERWIG++ систематически предсказывает больший фон чем PYTHIA8. На рисунке 2.5 представлены распределения по поперечному импульсу на реконструированном уровне  $p_{\perp\ reco}$  для струй, имеющих сопоставление со струями генераторного уровня, для различных промежутков по поперечному импульсу струи на генераторном уровне. Рисунок 2.5 показывает различный отклик модели детектора на адронные струи, полученные в различных МК генераторах. В частности, поперечный импульс струй, смоделированных в HERWIG++, систематически восстанавливается с большим значением на реконструированном уровне,

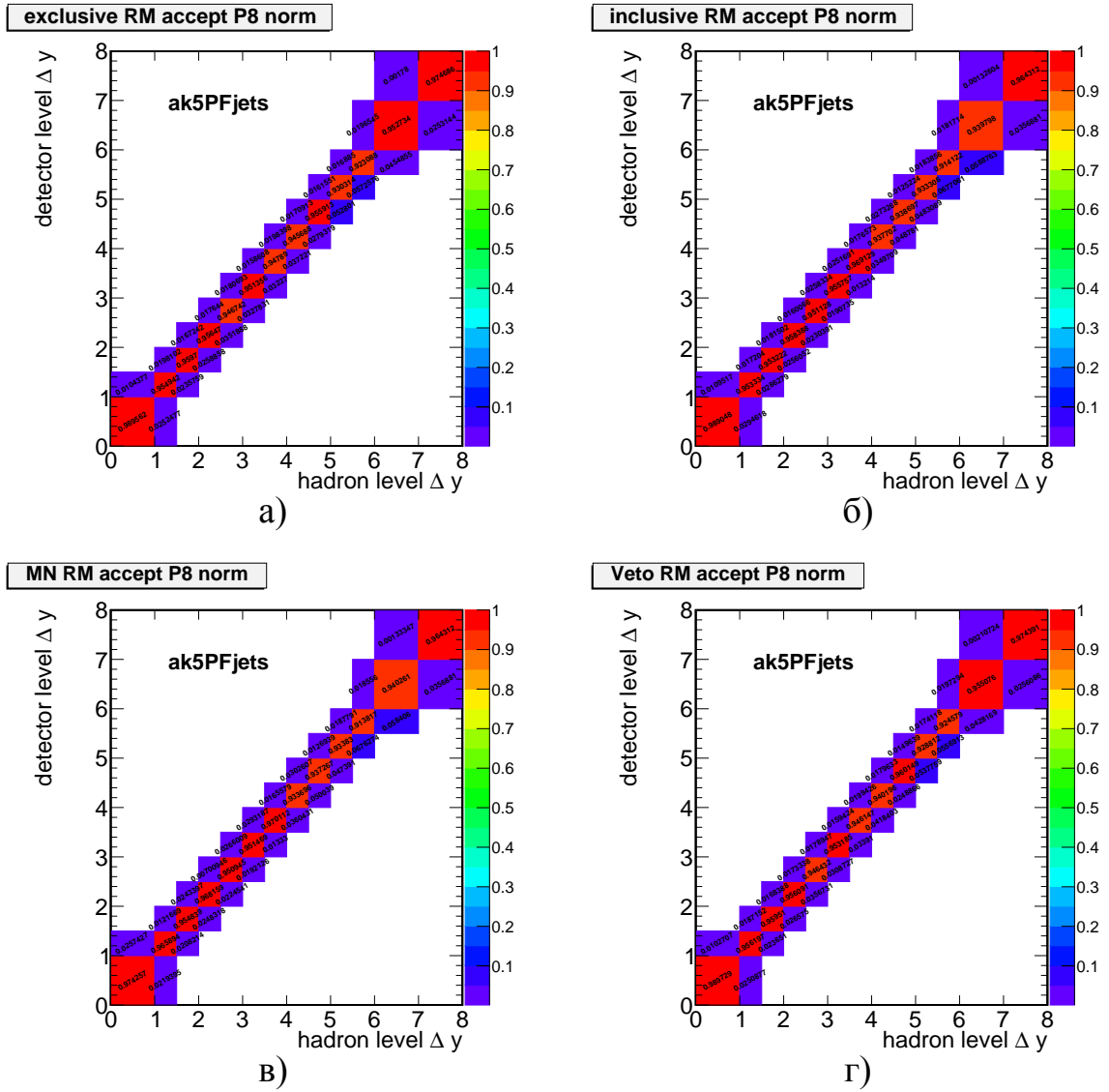
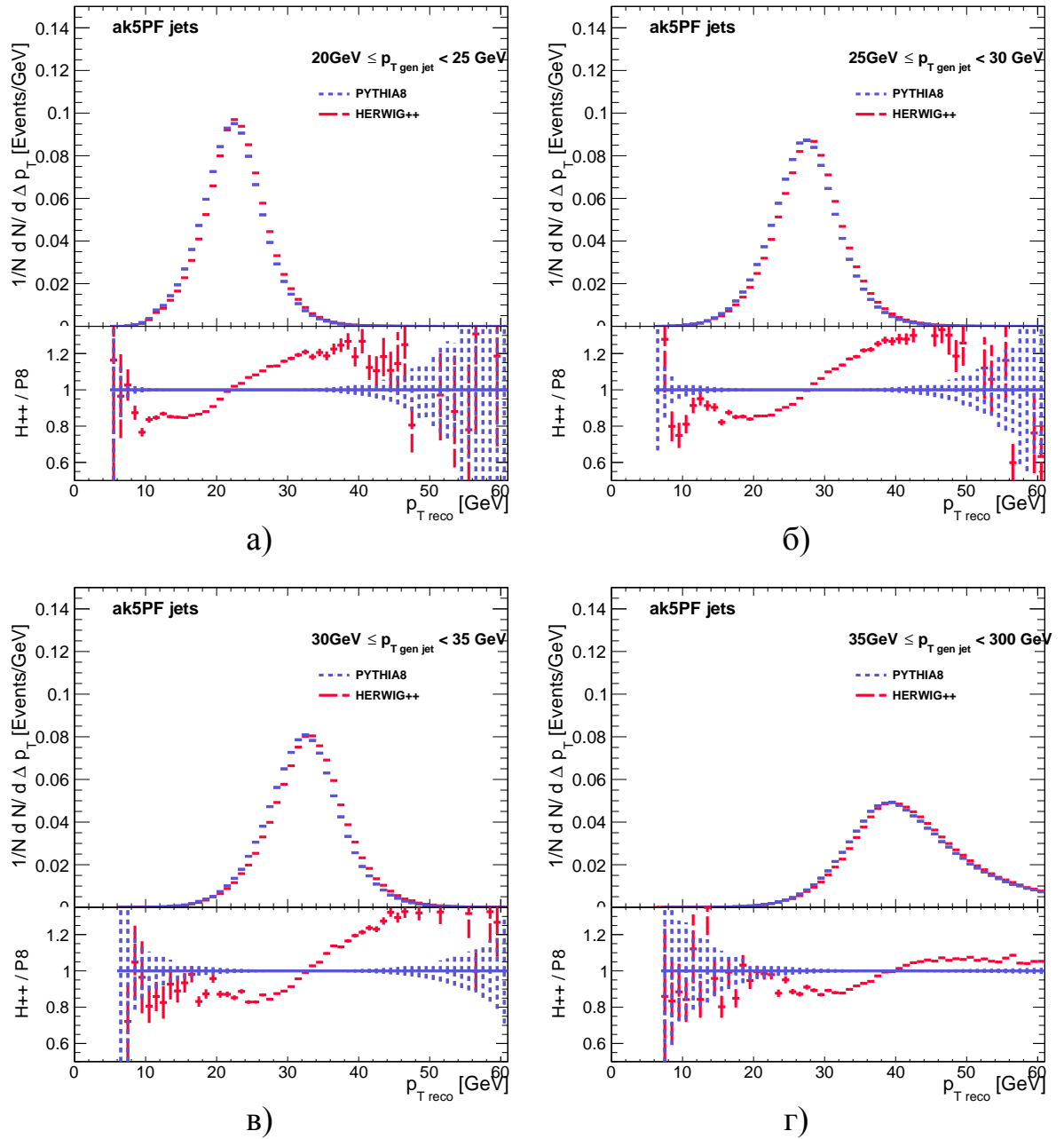


Рис. 2.4 — Оценка матриц миграции на основе МК генератора PYTHIA8, полученная для распределений: а)  $D^{excl}$ , б)  $D^{incl\ without\ excl}$ , в)  $D^{MN\ without\ excl}$  и г)  $D^{excl\ veto}$ .

чем для струй, смоделированных в PYTHIA8. Это приводит к более интенсивной миграции и соответственно к большему фону. Такая систематика связана с выбранными моделями и будет приводить к модельно-зависимой погрешности процедуры обратной свертки.



Красный широкий пунктир – HERWIG++; Синий короткий пунктир – PYTHIA8.

Рис. 2.5 — Поперечный импульс на реконструированном уровне для сопоставленных струй  $p_{T\ reco}$  для различных значений поперечного импульса генераторного уровня: а)  $20 \leq p_{T\ gen} \leq 25$  ГэВ/с, б)  $25 \leq p_{T\ gen} \leq 30$  ГэВ/с, в)  $30 \leq p_{T\ gen} \leq 35$  ГэВ/с и г)  $35 \leq p_{T\ gen} \leq 300$  ГэВ/с.

## 2.2 Коррекция детекторных искажений

Коррекция детекторных искажений основана на применении обратной свертки. МК моделирование используется для изучения точности восстановления генераторного уровня различными методами обратной свертки. Изучены методы:

- метод поправочных коэффициентов;
- алгебраический метод обращения матрицы миграции;
- метод максимального правдоподобия с регуляризацией Тихонова TUnfold;
- метод максимального правдоподобия с регуляризацией Тихонова, основанной на сингулярном разложении матрицы миграции SVD (Singular Value Decomposition);
- метод итераций Д'Агостини.

Методы TUnfold и SVD реализованы в программном пакете ROOT. Алгебраический метод и Д'Агостини реализован в программном пакете RooUnfold. Методы TUnfold, SVD и Д'Агостини включают регуляризацию, которая может задаваться с помощью параметра в ручную или автоматически. Различные регуляризационные параметры проверялись при выполнении обратной свертки.

При учете аксептанса и фона возможны различные варианты. В первом варианте фон может быть добавлен в дополнительный столбец матрицы миграции, а аксептанс учитывается методом поправочных коэффициентов (см. формулу (2.3)). Следует отметить, что различные методы обратной свертки имеют разные требования к форме матрицы отклика. Так, для TUnfold необходимо чтобы число ячеек генераторного уровня (число столбцов матрицы миграции) не превышало число ячеек реконструированного уровня (число строк матрицы миграции). Для применения алгебраического матрица миграции должна быть квадратной, то есть число столбцов матрицы должно быть равно числу строк. В нашем случае матрица миграции была квадратной, до добавления дополнительного столбца, поэтому такой метод учета фона не подходит для TUnfold и алгебраического метода. Для того, чтобы матрицу миграции вновь сделать квадратной, возможно добавить дополнительную строку матрицы миграции, содержащую не реконструированные по причине ограниченного аксептанса события (см. формулу (2.4)). Резюмируя вышесказанное, в первом методе учета фона и аксептанса формула (2.3) применялась для методов SVD и Д'Агостини, а формула (2.4) для методов TUnfold и

алгебраического метода. Данный метод учета фона является методом по умолчанию в RooUnfold для метода Д'Агостини и алгебраического метода.

$$D_i^{corr} = \frac{\sum_j M_{ij}'^{-1} D_j^{uncorr}}{A_i} \quad (2.3)$$

где  $D_i^{corr}$  — распределение после коррекции детекторных эффектов.

$M_{ij}'$  — расширенная матрица миграции, в которую фоновые события добавлены в дополнительный столбец.

$M_{ij}'^{-1}$  — матрица «обратная» к расширенной матрице миграции, полученная с помощью методов обратной свертки.

$D_j^{uncorr}$  — распределение на реконструированном уровне, то есть до коррекции детекторных эффектов.

$A_i$  — аксептанс (распределение на рис. 2.2).

$$D_i^{corr} = \sum_j M_{ij}''^{-1} D_j^{uncorr} \quad (2.4)$$

где  $M_{ij}''$  — расширенная матрица миграции, в которую фоновые события добавлены в дополнительный столбец, а события, не реконструированные из-за ограниченного аксептанса, добавлены в дополнительную строку.

$M_{ij}''^{-1}$  — матрица «обратная» к расширенной матрице миграции, полученная с помощью методов обратной свертки.

Второй метод учета фона заключается в вычитании фоновых событий из реконструированного распределения  $D^{uncorr}$ , до применения обратной свертки (см. формулу (2.5)). Аксептанс при этом учитывается с помощью поправочных коэффициентов. Данный метод применяется когда фон является следствием независимых процессов, имитирующих сигнал.

$$D_i^{corr} = \frac{\sum_j M_{ij}^{-1} (D_j^{uncorr} - F_j)}{A_i} \quad (2.5)$$

где  $M_{ij}$  — матрица миграции.

$M_{ij}^{-1}$  — матрица «обратная» к матрице миграции, полученная с помощью методов обратной свертки.

$F_j$  — распределение событий составляющих фон.

Третий метод учета фона и аксептанса, применявшийся в настоящей работе – метод поправочных коэффициентов для учета фона и аксептанса (см. формулу (2.6)). Данный метод учета фона и аксептанса применим, когда фон и аксептанс коррелированы с сигналом. В нашем случае фон и аксептанс возникают в результате миграции адронных струй по поперечному импульсу. Миграция в свою очередь пропорциональна числу событий в данной области фазового пространства, а следовательно коррелирована с сигналом.

$$D_i^{corr} = \frac{\sum_j M_{ij}^{-1} D_j^{uncorr} (1 - B_j)}{A_i} \quad (2.6)$$

где  $B_j$  — фон (распределение на рис. 2.1).

Для определения точности восстановления генераторного уровня различными методами обратной свертки использовалась проверка закрытия и перекрестная проверка. В проверке закрытия к МК распределению применяется обратная свертка на основе матрицы миграции, полученной с помощью того же МК генератора. В перекрестной проверке обратная свертка применяется на основе другого МК генератора. В перекрестной проверке первый МК генератор играет роль реконструированных данных, а второй МК генератор используется для обратной свертки. МК генераторы в перекрестной проверке меняются местами.

Результаты проверки закрытия показывают точное восстановление генераторного уровня на основе всех методов обратной свертки с минимальной регуляризацией или без регуляризации для всех методов учета фона. В то же время, результаты перекрестной проверки показывают, что только третий метод учета фона (см. формулу (2.6)) приводит результату обратной свертки близкому к генераторному уровню. Такой результат подтверждает предположение о коррелированности фона с сигналом. Если применяется третий метод учета фона, то все методы обратной свертки дают одинаковый результат при минимальной

регуляризации или без регуляризации. Результаты перекрестной проверки для различных методов обратной свертки с минимальной регуляризацией и методом учета фона 2.6 представлены на рисунке 2.6.

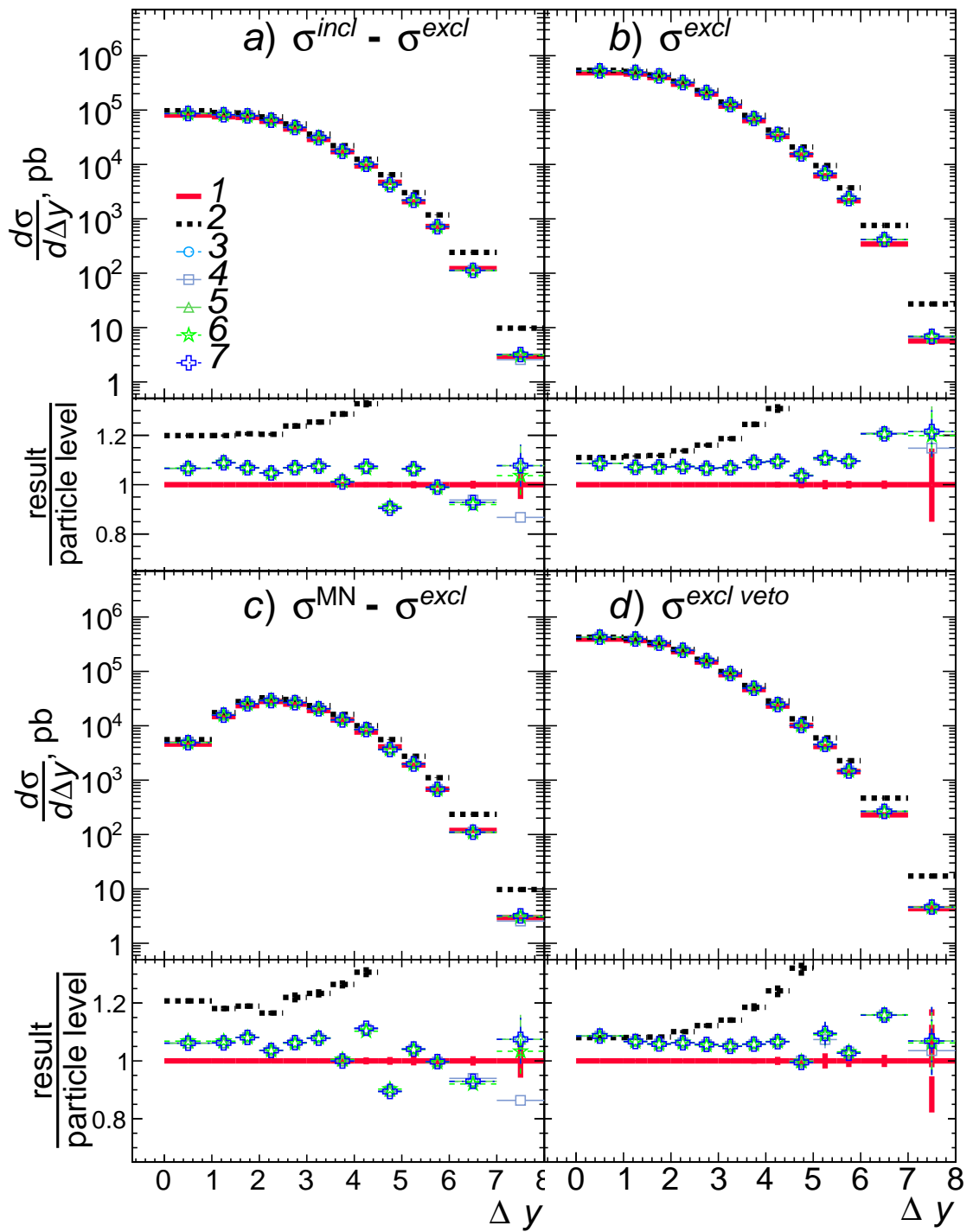
Из рисунка 2.6 видно остаточное отклонение восстановленного распределения от распределения генераторного уровня, которое составляет от 10% до 20%. При этом, если при перекрестной проверке подставить фоновое распределение, полученное тем же МК генератором, для которого выполняется восстановление, оставляя матрицу миграции и аксептанс, то вновь получим восстановление с точностью до от 0.5% до 4%. Следовательно, остаточное отклонение связано в основном с различием в описании фона, изученным в предыдущем пункте «Изучение миграций пар адронных струй».

На основе выполненных проверок, выбран метод, который применен к реконструированным данным. Обратная свертка для для коррекции детекторных искажений выполнена методом TUnfold без регуляризации. Фон и аксептанс учтены согласно формуле (2.6). Обратная свертка выполнена на основе двух МК моделей: PYTHIA8 и HERWIG++. Восстановленные распределения рассчитаны как полусумма результатов. Оценка систематической погрешности, связанной с выбором МК модели (модельно-зависимая систематическая погрешность коррекции детекторных искажений) рассчитана как полуразность результатов.

### 2.2.1 Распространение статистической погрешности

Распространение статистической погрешности реконструированных данных через описанную процедуру обратной свертки, выполнено методом статистического бутстрапа. Для этого создается 1000 псевдовыборок данных следующим образом. В каждую псевдовыборку события из оригинальной выборки входят с весом, рассчитанным на основе распределения Пуассона со средним равным 1. Далее к этим псевдовыборкам применяется процедура обратной свертки. Результаты обратной свертки в каждой ячейке по  $\Delta y$  аппроксимируются нормальным распределением. Величина стандартного отклонения для полученного нормального распределения используется в качестве оценки статистической погрешности восстановленного распределения в данной ячейке по  $\Delta y$ .





1 - HERWIG++ генераторный уровень. 2 - HERWIG++ реконструированный уровень. 3 - TUnfold.  
 4 - SVD. 5 - Д'Агостини. 6 - метод поправочных коэффициентов. 7 - алгебраический метод

Рис. 2.6 — Результаты обратной свертки для  $\sigma^{incl} - \sigma^{excl}$  (a),  $\sigma^{excl}$  (b),  $\sigma^{MN} - \sigma^{excl}$  (c),  $\sigma^{excl veto}$  (d). Обратная свертка выполнена с помощью генератора PYTHIA8

## Заключение

Настоящая работа посвящена изучению рождения пар адронных струй в зависимости от интервала быстроты  $\Delta y$  между струями в паре в протон-протонных столкновениях при ТэВ-ных энергиях системы центра масс  $\sqrt{s}$ . Большие  $\sqrt{s}$  и  $\Delta y$  позволяют изучать КХД в режиме, в котором доминирующей должна стать динамика БФКЛ.

В первой части работы впервые получены прогностические МК расчеты отношений сечений  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$ ,  $R^{incl veto}$  и  $R^{MN veto}$  рождения пар адронных струй в протон-протонных столкновениях при энергиях системы центра масс  $\sqrt{s} = 2.76, 8, 13, 14, 27$  и  $100$  ТэВ. Протонные столкновения с энергией  $\sqrt{s} = 2.76, 8$  и  $13$  ТэВ доступны в фазах RUN I и II работы LHC. Энергия  $14$  ТэВ будет доступна в фазе RUN III работы LHC, начало которой запланировано на 2022 год.  $27$  ТэВ - энергия планируемого HE-LHC, а  $100$  ТэВ - энергия планируемого FCC. Расчет производился с помощью МК моделей, основанных как на ГЛП ГЛАПД, так и на ГЛП БФКЛ.

Отношения сечений  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$  измерялись в протон-протонных столкновениях при энергии системы центра масс  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Интерес представляет энергетическая зависимость этих наблюдаемых. Введение вето в знаменатель отношений  $R^{incl veto}$  и  $R^{MN veto}$  предложено для увеличения чувствительности к возможным БФКЛ эффектам.

Результаты моделирования показали, что поправки, учитывающие цветовую когерентность в МК моделях, основанных на ГЛП ГЛАПД (PYTHIA8 и HERWIG++), способны частично воспроизводить поведение эволюции БФКЛ, показывая рост отношений сечений с увеличением интервала быстроты  $\Delta y$ . Более того эти поправки показывают нестабильное поведение при увеличении энергии  $\sqrt{s}$  и интервала быстроты  $\Delta y$ . Для получения более четких выводов при анализе экспериментальных данных, необходимо иметь возможность отключения данных поправок при расчетах, основанных на ГЛАПД.

Поведение результатов расчетов, основанных на ГЛП БФКЛ (HEJ+ARIADNE), показывает, что как  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$ , так и  $R^{incl veto}$  и  $R^{MN veto}$  являются чувствительными к возможным проявлениям эволюции БФКЛ. Однако отношения с вето демонстрируют более быстрый рост, что говорит о большей чувствительности данных наблюдаемых к возможным эффектам БФКЛ эволюции. ГЛП БФКЛ

способно дать только верхнюю оценку эффектов БФКЛ. Для получения более четких выводов при анализе экспериментальных данных, необходимо иметь возможность расчета в СГЛП БФКЛ для данных наблюдаемых.

Во второй части работы на основе МК моделирования протон-протонных столкновений и детектора изучены детекторные искажения, возникающие при измерении дифференциальных сечений  $\sigma^{incl}$ ,  $\sigma^{MN}$ ,  $\sigma^{excl}$  и  $\sigma^{excl veto}$  рождения пар адронных струй, а так же отношений дифференциальных сечений  $R^{incl}$ ,  $R^{MN}$ ,  $R^{incl veto}$ ,  $R^{MN veto}$  при энергии  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ на детекторе CMS. Проведен анализ точности обратной свертки для следующих методов: поправочных коэффициентов, алгебраического обращения матрицы миграции, TUnfold, SVD и итераций Д'Агостини. На основе проведенного анализа разработана оптимальная схема коррекции детекторных искажений, которая применяется при измерении.

**Список работ, опубликованных по теме  
научно-квалификационной работы (диссертации)  
Публикации изданиях, рецензируемых ВАК**

1. *Егоров А. Ю., Бердников Я. А. Асимптотические эффекты при рождении пар адронных струй в протон-протонных столкновениях при сверхвысоких энергиях // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 12, № 2. — С. 121–129.*
2. Анализ методов обратной свертки экспериментальных данных при измерении сечений рождения пар адронных струй / А. Ю. Егоров, Я. А. Бердников, В. А. Бакаев, Никитцина И. М. // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 12, № 3. — С. 123–130.*

Аспирант \_\_\_\_\_ **А.Ю. Егоров**

