

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«Парное рождение В-адронов в pp соударениях на Большом адронном  
коллайдере»**

Выполнил студент  
213М группы:  
Овчаров Юрий Юрьевич

\_\_\_\_\_

Научный руководитель:  
д. ф.- м. н., проф.  
Смирнова Лидия Николаевна

Допущен к защите \_\_\_\_\_  
Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

## Оглавление

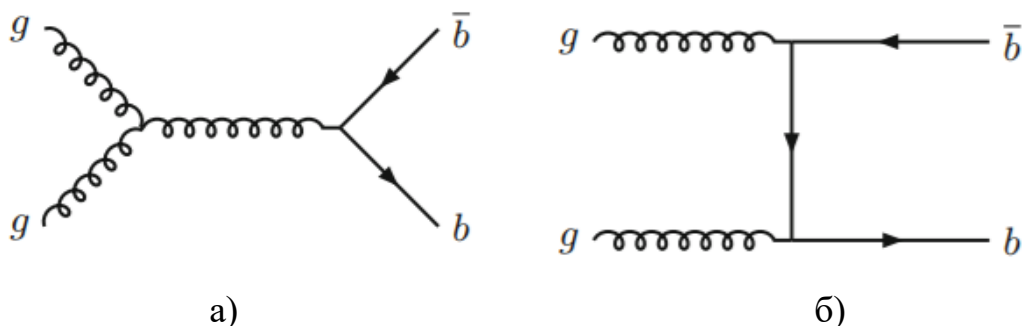
ВВЕДЕНИЕ .....	3
Глава 1. Измерения $B$ -адронов и $b$ -кварков в экспериментах Большого адронного коллайдера .....	6
1.1 Сечения рождения $B$ – адронов в $pp$ соударениях.....	6
1.2 Сечения рождения $b$ – кварка в $pp$ соударениях при 7 и 13 ТэВ .....	8
1.3 Сечения рождения $b$ – кварка в $pp$ соударениях при 8 ТэВ.....	10
1.4 Сечения парного рождения $b$ – струй в $pp$ соударениях при 7 ТэВ.....	12
Глава 2. Генераторы событий монте карло .....	16
2.1 Моделирование процессов в $pp$ взаимодействиях.....	16
2.2 Струнная модель Лунда .....	20
2.3 Генератор событий PYTHIA.....	27
Глава 3. Моделирование процессов с рождением $b$ – кварка в PYTHIA 8.3 .....	36
3.1 Моделирование рождения $B^\pm$ адронов в PYTHIA 8.3 .....	36
3.2 Анализ спектров $B$ адронов .....	37
3.3 Анализ рождения $B_c^+$ - адронов .....	43
3.4 Анализ рождения пар $B^\pm$ - адронов .....	44
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	48
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	49

## ВВЕДЕНИЕ

В соударениях протонов высоких энергий на Большом адронном коллайдере (БАК) основная доля энергии расходуется на рождение адронов. Для описания таких процессов используются феноменологические модели, в основе которых лежат законы квантовой хромодинамики (КХД). Энергия протонных соударений на БАК является максимальной, достигнутой на ускорителях, что позволяет исследовать энергетическую зависимость дифференциальных сечений рождения адронов в новой области энергий.

Особое внимание на БАК уделяется исследованиям тяжелых кварков, в том числе  $b$ -кварков. В рамках этих исследований проводится измерение инклюзивных дифференциальных сечений рождения  $b$ -кварков и  $B$ -адронов (адронов, в составе которых присутствует по крайней мере один  $b$ -кварк). Соударения протонов на БАК имеют преимущества по исследованию  $B$ -адронов разных типов по отношению к  $B$ -фабрикам, где они образуются при аннигиляции электронов и позитронов в результате распада  $Y(b\bar{b})$  кваркония. Помимо разнообразия типов  $B$ -адронов, в  $pp$  взаимодействиях присутствует несколько механизмов их рождения. Разнообразие механизмов рождения  $B$ -адронов может быть обусловлено как присутствием различных механизмов рождения  $b$ -кварков, так и возможными особенностями процессов адронизации  $b$ -кварков, в результате которых формируются  $B$ -адроны.

Диаграммы Фейнмана для процессов рождения  $b$  - кварков [1] представлены на рисунке 1.



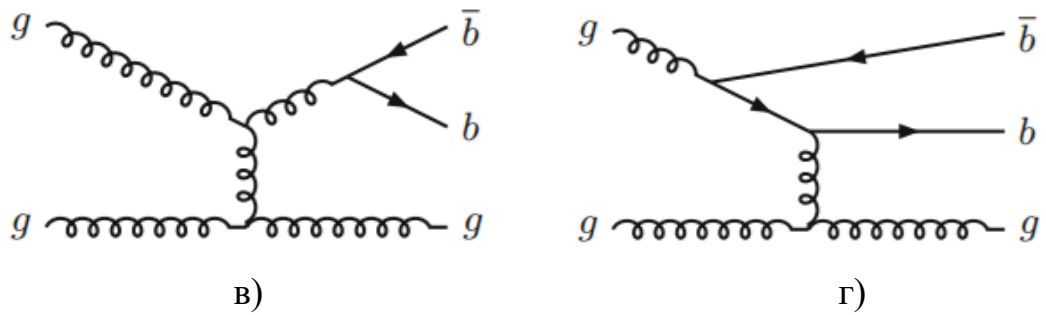


Рисунок 1 – Диаграммы Фейнмана низшего порядка для рождения  $b\bar{b}$  кварков. Механизмы рождения: а) рождение аромата ( $s$ -канал); б) рождение аромата ( $t$ -канал); в) расщепление глюона; г) возбуждение аромата [1].

Механизмы рождения аромата проявляются в глюонном синтезе, или аннигиляции легких кварка и антикварка. При низких энергиях эти процессы являются механизмом лидирующего порядка по константе сильного взаимодействия  $\alpha_s$  и формируют большую часть полного сечения рождения.

Возбуждение аромата – рассеяние  $b$  - или  $\bar{b}$  - кварка из начального состояния одного из сталкиваемых адронов в конечное глюоном или лёгким кварком/антикварком. Вклад этого механизма чувствителен к количеству  $b$  - кварков в протоне, которое определяется  $Q^2$ -эволюцией структурной функции. Даже в отсутствие собственных  $b\bar{b}$  - пар в структурной функции протона, они могут рождаться из моря глюонов при высоких переданных импульсах.

Реакции с расщеплением глюона соответствуют рождению в партонном ливне или фрагментации, когда  $b$  - кварки не участвуют в жестком  $2 \rightarrow 2$  взаимодействии, а рождаются в последующем партонном ливне или в результате фрагментации.

Последние два механизма описываются диаграммами нелидирующего порядка по константе сильного взаимодействия  $\alpha_s$ , однако при энергиях ЛНС их вклады не менее существенны. Вкладом электрослабых процессов, таких как  $W \rightarrow tb$  или  $Z \rightarrow b\bar{b}$ , в рождение  $b$  - кварков в большинстве оценок можно пренебречь.

Наиболее чувствительны к механизмам нелидирующего порядка характеристики парного образования  $b$  кварков. В настоящее время накоплены измерения инклюзивных спектров и характеристик парного рождения  $b$  кварков

при энергиях соударения протонов 7, 13 [2] и 8 [3] ТэВ.

Представляет интерес модельное описание этих данных с помощью одного нового генератора PYTHIA 8 [4]. Это позволит сопоставить измерения дифференциальных сечений рождения В-адронов в разных экспериментах, а также исследовать роль разных механизмов их образования.

На практике для описания процессов рождения  $b\bar{b}$  кварков используются генераторы событий Монте Карло. Генераторы Herwig, PYTHIA и Sherpa удобны для изучения физики на БАК и охватывают такие механизмы как: фрагментация струн и цветовая согласованность, дипольные ливни, многопартонные взаимодействия, цветовая перезарядка, столкновение тяжелых ионов. PYTHIA содержит детальное описание процесса адронизации. Это делает её наиболее широко используемым генератором, а также позволяет использовать её в комбинации с другими генераторами для учета процесса адронизации.

**Цель работы:** анализ дифференциальных сечений рождения В-адронов и характеристик парного рождения  $B\bar{B}$  адронов путем моделирования процессов их рождения с помощью генератора PYTHIA 8 в зависимости от энергии соударения протонов и сравнения с экспериментальными данными по исследованию В-адронов и  $b$  кварков в экспериментах ATLAS и LHCb Большого адронного коллайдера.

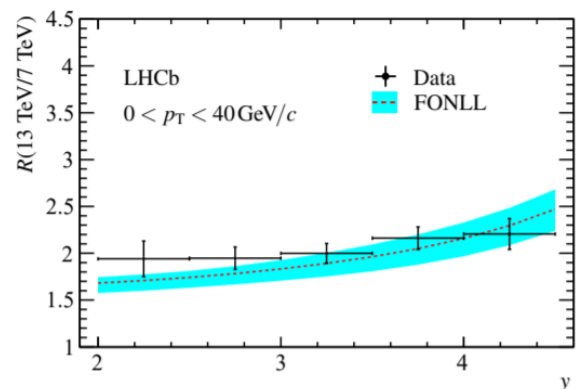
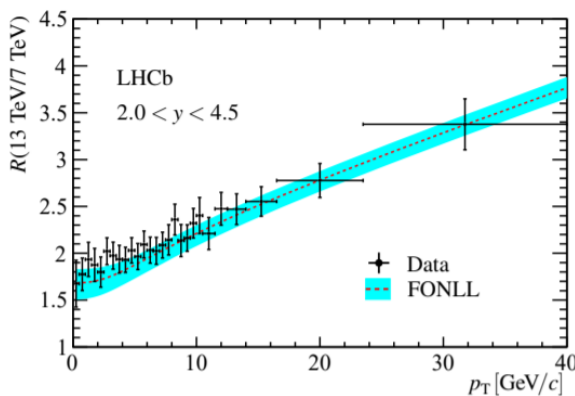
# Глава 1. Измерения В-адронов и b-кварков в экспериментах

## Большого адронного коллайдера.

### 1.1 Инклюзивные сечения рождения В – мезонов в pp соударениях.

В эксперименте LHCb измерены инклюзивные дифференциальные сечения рождения  $V^\pm$  – адронов в pp соударениях при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  и 13 ТэВ с использованием распадов  $V^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  и выборок данных, соответствующих  $1,0 \text{ fb}^{-1}$  и  $0,3 \text{ fb}^{-1}$  соответственно [5].

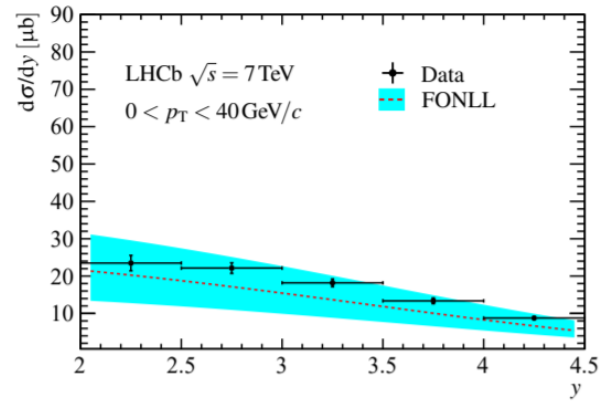
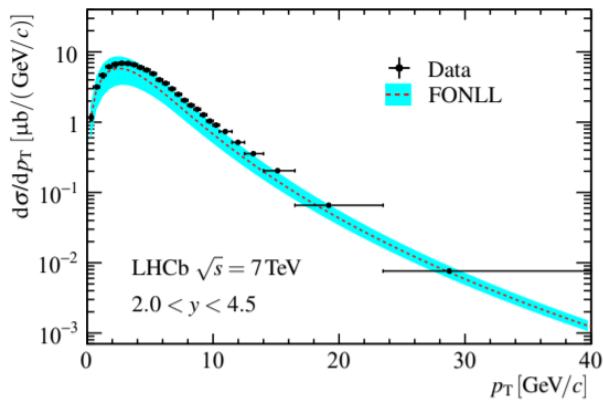
Инклюзивные сечения рождения, суммированные по обоим зарядам и интегрированные в диапазоне поперечных импульсов  $0 < p_T < 40 \text{ ГэВ} / c$  и диапазоне быстрот  $2,0 < y < 4,5$ , найдены равными  $\sigma(pp \rightarrow V^\pm X, \sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}) = 43,0 \pm 0,2 \pm 2,5 \pm 1,7 \text{ мкБ}$ ,  $\sigma(pp \rightarrow V^\pm X, \sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}) = 86,6 \pm 0,5 \pm 5,4 \pm 3,4 \text{ мкБ}$ , где первые неопределенности являются статистическими, вторые – систематическими, а третьи возникают из-за неопределенности доли ветвления относительной вероятности распада  $V^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . Отношение поперечного величину инклюзивного сечения при 13 ТэВ к величине инклюзивного сечения при 7 ТэВ (рис. 2) составляет  $2,02 \pm 0,02$  (стат)  $\pm 0,12$  (сист). Также представлены дифференциальные сечения в зависимости от  $p_T$  и  $y$  (рисунки соответственно 3 и 4).



а)

б)

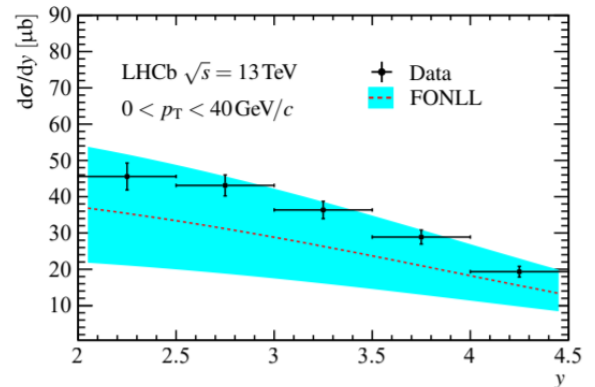
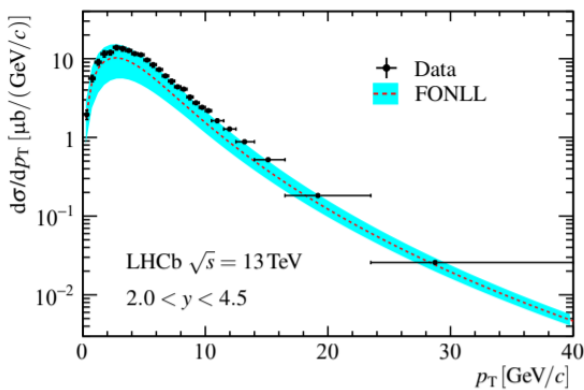
Рисунок 2. Отношение дифференциальных сечений рождения  $B^\pm$ -адронов при 13 ТэВ к сечениям при 7 ТэВ в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) [5].



а)

б)

Рисунок 3. Дифференциальные сечения рождения  $B^\pm$ -адронов в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 7 ТэВ [5].



а)

б)

Рисунок 4. Дифференциальные сечения рождения  $B^\pm$ -адронов в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 13 ТэВ [5].

В эксперименте ЛHCб измерены дифференциальные сечения рождения  $B_c^+$  – мезонов в  $pp$  соударениях при энергии соударения протонов  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ с использованием выборок данных, соответствующих интегральной светимости

2,0  $\text{fb}^{-1}$  [6]. Нормированные дифференциальные сечения в зависимости от поперечного импульса и быстроты в областях  $0 < p_T < 20$  ГэВ/с и  $2,0 < y < 4,5$  представлены на рисунке 5.

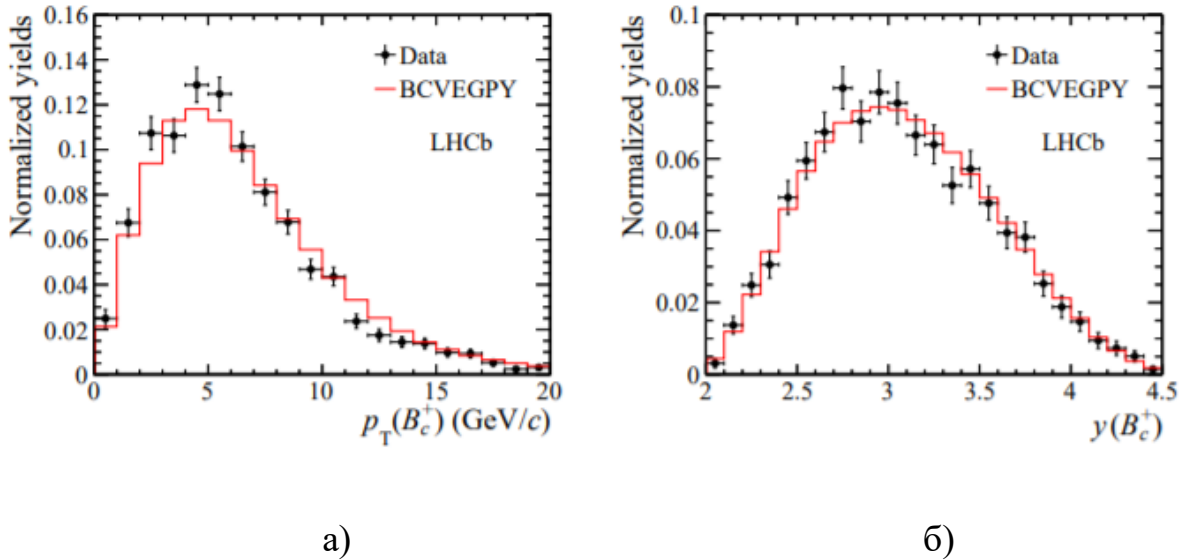


Рисунок 5. Нормированные дифференциальные сечения рождения  $B_c^+$  - адронов в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 8 ТэВ [6].

## 1.2 Сечения рождения $b$ – кварка в $pp$ соударениях при 7 и 13 ТэВ

В эксперименте LHCb в работе [2] представлены измерения одночастичных инклюзивных сечений рождения  $b$ -кварков в реакции  $pp \rightarrow b\bar{b}X$  в  $pp$  соударениях при энергиях 7 и 13 ТэВ на LHC в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  в диапазоне  $2 < \eta < 5$  (рис. 6).



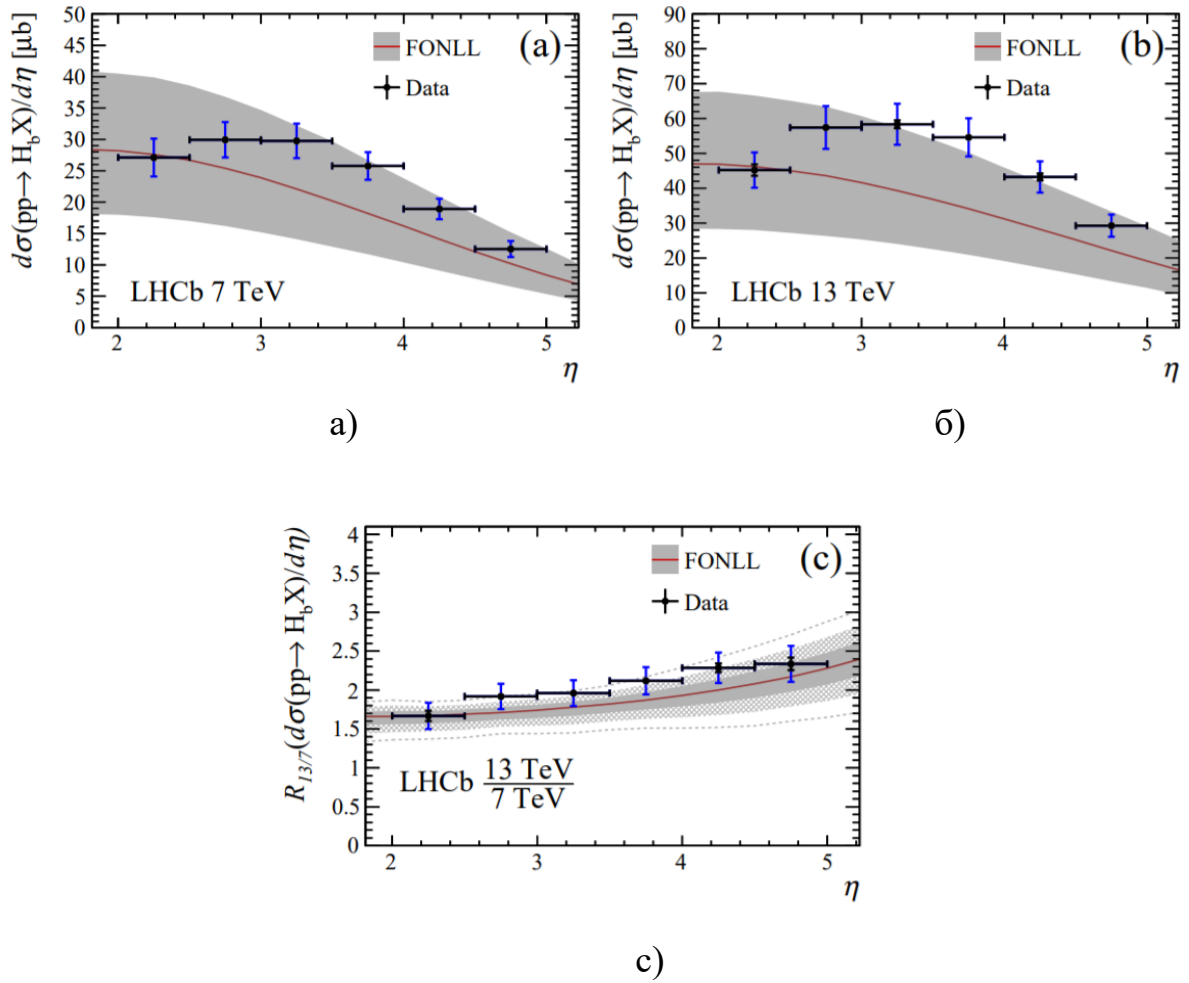


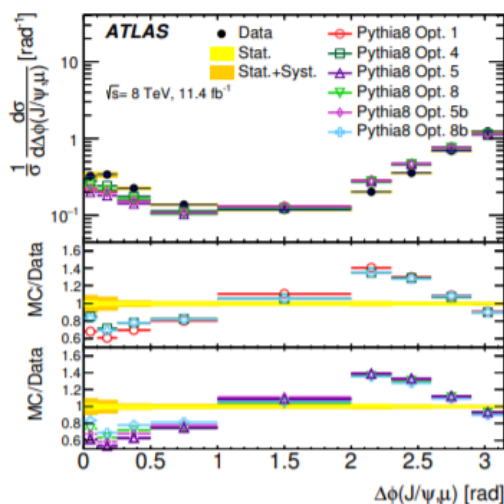
Рисунок 6. Инклюзивные сечения рождения в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  для  $\sigma(pp \rightarrow H_b X)$ , где  $H_b$  - адрон, который содержит один из  $b$  или  $\bar{b}$ -кварков, при энергиях центра масс 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б). Их отношение представлено на рис.б(с). Меньшие интервалы ошибок (черные) показывают только статистические неопределенности, а более крупные (синие) имеют систематические неопределенности, добавленные в квадратуре. Сплошная линия (красная) дает теоретическое предсказание, сплошная заштрихованная полоса дает оценку неопределенности прогнозов на уровне  $\pm 1\sigma$ , заштрихованную на уровне  $\pm 2\sigma$  и точки на уровне  $\pm 3\sigma$  [2].

Измерения проведены с использованием полулептонных распадов адронов с ароматом  $b$ , распадающихся в очарованный адрон в основном состоянии в сочетании с мюоном. Сечения в покрытом диапазоне по псевдобыстроте  $\eta$  составляют  $72,0 \pm 0,3 \pm 6,8$  мкб и  $144 \pm 1 \pm 21$  мкб для 7 и 13 ТэВ. Соотношение составляет  $2,00 \pm 0,02 \pm 0,26$ , где указанные неопределенности являются статистическими и систематическими, соответственно. В работе приводится сравнение с теоретическим

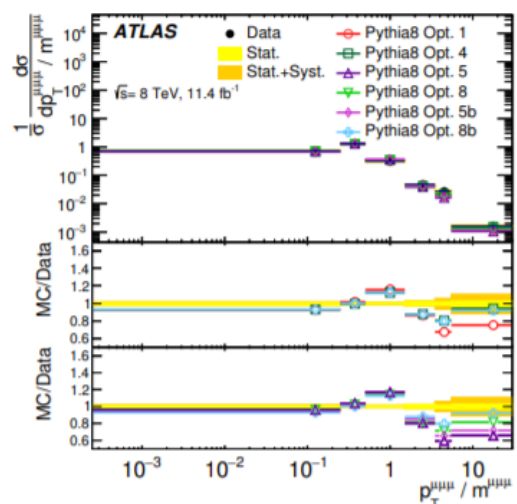
предсказанием FONNL, наблюдается согласие в пределах погрешности эксперимента.

### 1.3 Сечения парного рождения $b$ – адронов в $pp$ соударениях при 8 ТэВ

В работе [3] представлены сечения рождения пары  $b$  - адронов на основе набора данных ATLAS, соответствующего интегрированной светимости  $11,4 \text{ фб}^{-1}$  протон-протонных соударений, зарегистрированных при  $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$  в детекторе ATLAS на БАК. Выбираются события, в которых  $b$  - адрон реконструируется в канале распада, содержащем  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ , а второй  $b$ -адрон реконструируется в канале распада, содержащем мюон. Результаты представлены в объеме, определяемом кинематическими требованиями для трех мюонов на основе тех, которые использовались в анализе. Измеренное поперечное сечение составляет  $17,7 \pm 0,1 \text{ (стат.)} \pm 2,0 \text{ (сист.) нб}$ . Измерены нормализованные дифференциальные сечения (плотности) (рис. 7 - 9), проведено сравнение с предсказаниями генераторов событий Pythia8, Herwig ++, MadGraph5\_aMC@NLO + Pythia8 и Sherpa. Видно, что присутствуют заметные отличия экспериментальных и модельных распределений.



а)



б)

Рисунок 7. Измеренные плотности дифференциальных сечений в зависимости от  $\Delta\phi$  ( $J/\psi$ ,  $\mu$ ) и  $p_T/t$  (рисунки а и б соответственно) по сравнению с предсказаниями Pythia8 с различными параметрами моделирования расщепления глюонов [3].

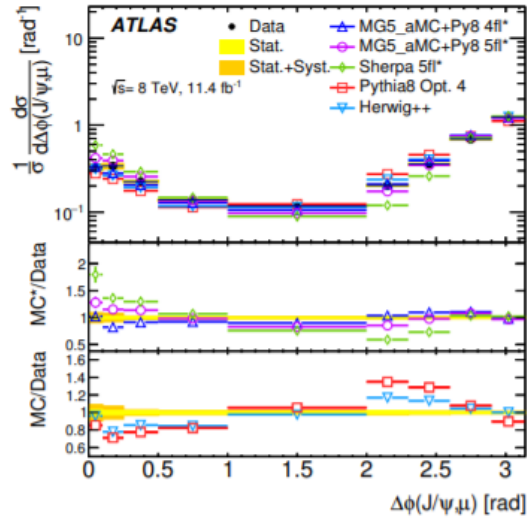
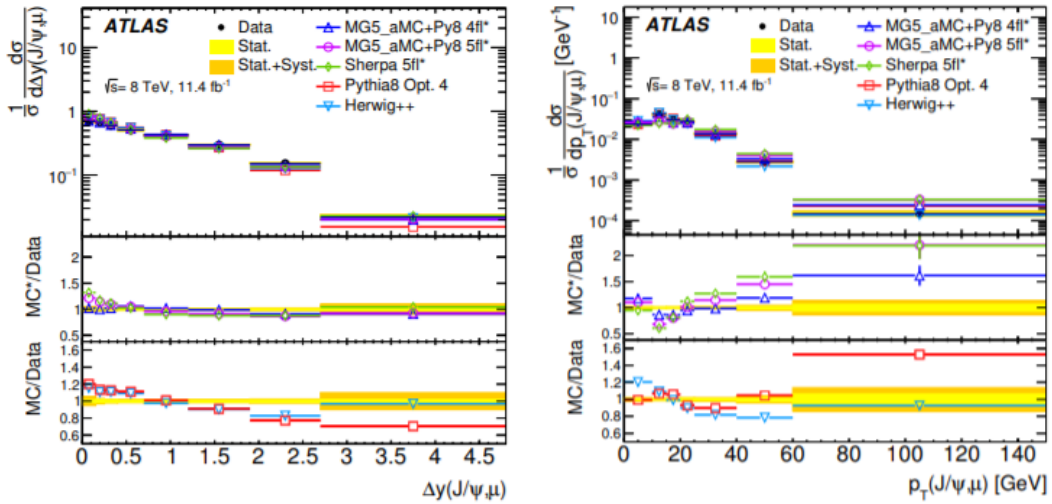


Рисунок 8. Измеренные плотности дифференциальных сечений как функция  $\Delta\phi$  ( $J/\psi$ ,  $\mu$ ) [3].



а)

б)

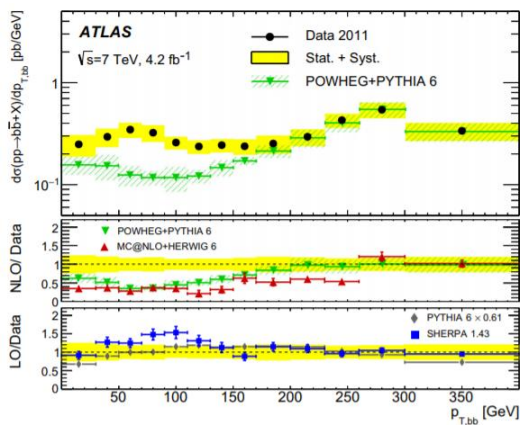
Рисунок 9. Измеренные плотности дифференциальных сечений как функция  $\Delta\phi$  ( $J/\psi$ ,  $\mu$ ),  $p_T$  ( $J/\psi$ ,  $\mu$ ) (рисунки а и б соответственно) [3].

Дифференциальные сечения в зависимости от разности азимутальных углов  $\Delta\phi$  ( $J/\psi$ ,  $\mu$ ) и быстрот  $\Delta\phi$  ( $J/\psi$ ,  $\mu$ ) (рис. 8 и 9а) сравниваются с предсказаниями Pythia8 и Herwig ++. Также проведено сравнение с предсказаниями MadGraph5\_aMC @ NLO + Pythia8 и Sherpa, поскольку были

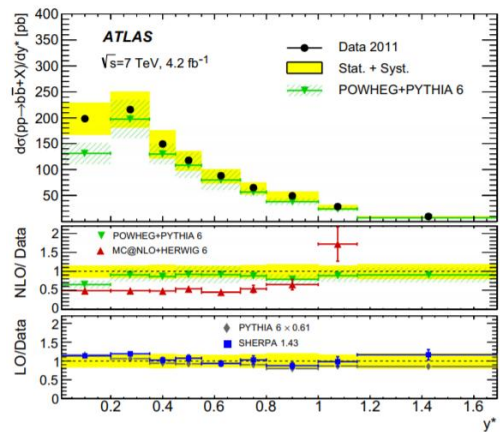
включены поправки с рождения излучения двух  $b$  адронов до конечного состояния с тремя мюонами с помощью передаточных функций (обозначено \*).

## 1.4 Сечения парного рождения $b$ - струй в $pp$ соударениях при 7 ТэВ

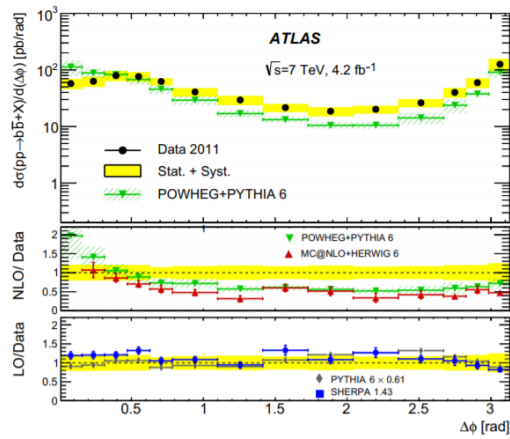
Измерены сечения парного рождения струй, содержащих  $b$  - адрон ( $b$  - струи), в протон-протонных столкновениях с энергией центра масс  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ с использованием детектора ATLAS на БАК [1]. Данные соответствуют интегрированной светимости  $4,2 \text{ fb}^{-1}$ . Сечение измеряется для событий с двумя идентифицированными  $b$  - струями с поперечным импульсом  $p_T > 20$  ГэВ и минимальным расстоянием в плоскости  $\eta - \phi$  при  $R = 0,4$ . Одна из струй в этом случае должна иметь  $p_T > 270$  ГэВ. Поперечное сечение измеряется дифференциально как функция поперечного импульса системы струй (рис. 10а), полуразности быстрот (рис. 10б) и разности азимутальных углов струй (рис. 10с).



а)



б)



в)

Рисунок 10. Измеренные дифференциальные сечения в зависимости от поперечного импульса системы струй (ба), полуразности быстрот (бб) и разности азимутальных углов струй (бс) [1].

Полученные результаты сравниваются с различными предсказаниями матричных элементов пертурбативной квантовой хромодинамики первого и второго порядка, дополненных моделями для партонных ливней и адронизации.

Следует отметить, что все вышеописанные эксперименты не сравнивались ранее в рамках одной работы при моделировании одним генератором. Такое сравнение выполнено в данной работе с использованием новейшей версии генератора PYTHIA 8.3.

## Глава 2. Генераторы событий Монте Карло

### 2.1 Моделирование процессов в pp взаимодействиях

Рассмотрим процессы, происходящие в pp-соударениях (рис. 11). Генераторы должны описывать такие процессы как: функция данных частицы, матричные элементы, многопартонные взаимодействия, излучение в начальном и в конечном состояниях, остатки пучков, цветовая перезарядка, процессы адронизации, распадов, перерассеяния, обмена бозоном. Далее рассматриваются наиболее популярные Монте Карло генераторы в физике высоких энергий.

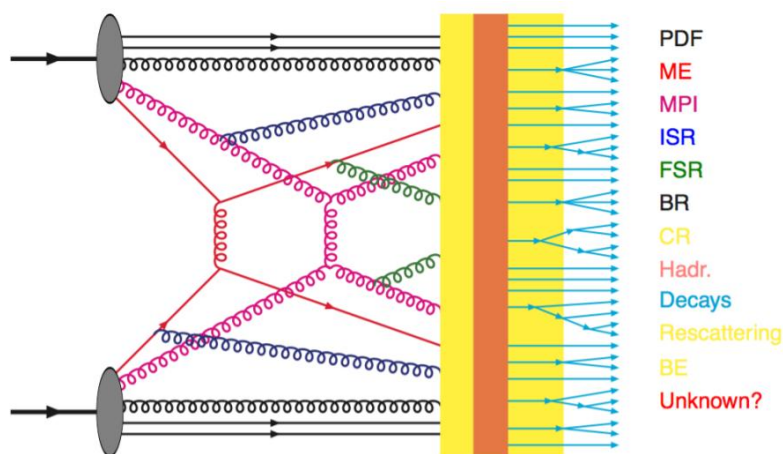


Рисунок 11 – Процессы, происходящие в pp-соударениях [7].

### *HERWIG*

Генератор HERWIG, написанный на языке FORTRAN, в течение многих лет тестировался при описании взаимодействий на  $e^+e^-$  и адронных коллайдерах. Моделирование события в нем начинается с процесса жесткого рассеяния в низшем порядке КХД. К этому еще добавляются процессы излучения КХД и квантовой электродинамики (КЭД) в ливневом приближении, которое хорошо работает для излучения под малым углом. Хуже всего описываются излучения многих объектов в широком интервале углов со

сравнимыми энергиями. В отличие от PYTHIA, в которой используется модель Лунда (раздел 2.2), в HERWIG используется кластерная модель адронизации.

Herwig 7 [8] – следующий шаг в развитии генераторов событий HERWIG 6 и Herwig ++ 2. Herwig 7.0 (Herwig ++ 3.0) заменяет все предыдущие версии HERWIG или Herwig++, обеспечивает значительно улучшенные и расширенные возможности для исследования физики по сравнению с обоими предшественниками, HERWIG 6 и Herwig ++ 2, сохраняют при этом ключевые направления модели, такие как когерентные партонные ливни, модель адронизации кластера, очень гибкие возможности изучения физики за пределами Стандартной модели и улучшенный пертурбативный подход с использованием КХД следующего порядка.

Herwig 7.2 предлагает новые возможности: моделирование многоструйного слияния в порядке, следующем за лидирующим (унифицированное слияние), моделирование петлевых процессов, расширенная поддержка модели универсальных правил Фейна (UFO- модель [9]), расширенный пересчет весов (векторы весов в файлах HerMC), улучшенный распад top кварка в дипольном ливне, интерфейс для высоких энергий струй.

### *Sherpa*

Генератор Sherpa написан на C++, использует интерфейс модели адронизации PYTHIA (рассмотрена далее), и создает полное событие [10]. В генераторе имеются матричные элементы фиксированного порядка КХД в дополнение к партонным ливням в PYTHIA, поэтому в нем должны лучше описываться конечные состояния с большим количеством струй. Sherpa имеет собственный калькулятор матричных элементов.

Последние обновления Sherpa включают в себя метод UNNLOPS для согласования вычислений в порядке следующим за следующим после лидирующего. Так же добавлен ливневый механизм DIRE (рассмотрен далее). Включены электрослабые поправки в порядке, следующем за лидирующим в режиме OpenLoops.

### ***POWHEG***

Для более подробного моделирования конечных состояний столкновений при высоких энергиях используются генераторы событий Shower Monte Carlo (SMC). Они содержат большую библиотеку жестких процессов Стандартной модели и механизмов за пределами Стандартной модели, связанных с испусканием партонов, различными моделями адронизации и распадами частиц. Жесткий подпроцесс обрабатывается в лидирующем порядке, а ливни партонов представляют поправки более высокого порядка. Поскольку точные вычисления более высокого порядка требуют значительного количества времени, используется приближенный подход, который называется лидирующим логарифмическим приближением (LLA). Вклад порядка, следующего за лидирующим (NLO) соответствует коллинеарному расщеплению партонов и излучению мягкого глюона.

POWHEG BOX [11] - это структура для реализации вычислений в порядках, следующих за лидирующим, в генераторах SMC по методу POWHEG. Благодаря согласованию расчетов NLO с программами SMC можно выйти за пределы лидирующего порядка и включить NLO поправки. При таком подходе обработки предсказаний генераторов Монте Карло с точностью NLO можно сравнивать с измерениями и никаких дополнительных поправок не требуется. Однако существует проблема объединения вычислений NLO с партонными ливнями. SMC уже включают доминирующие эффекты КХД в LLL, но не обеспечивают точность NLO. Поэтому может происходить двойной



подсчет событий NLO, то есть события, которые генерируются как LO-ливень, также могут быть типа NLO. Первый подход к решению проблемы двойного учета – метод Монте Карло в NLO. Основная идея этого метода состоит в том, чтобы вычесть приблизительное сечение, которое реализовано в SMC, из точного сечения NLO. Эта схема вычитания зависит от SMC. Другой метод используется для определения элементов матрицы NLO, которые должны быть связаны с любым SMC (с учетом, что SMC удовлетворяет требуемым условиям), и обеспечивает положительные веса событий.

Особенности POWHEG:

- самый жесткий процесс генерируется первым с точностью NLO;
- генерируются события с положительными весами;
- интерфейс в любой программе SMC;
- инфракрасно-безопасные наблюдаемые имеют точность NLO;
- коллинеарная эмиссия суммируется в лидирующем логарифмическом порядке;
- дважды логарифмическая область (мягкая и коллинеарная эмиссия глюона) обрабатывается правильно, если позволяет код SMC, используемый для учета ливня.

### *MC@NLO*

MC@NLO – это программный пакет на языке Fortran для реализации одноименной схемы объединения генератора событий Монте-Карло с вычислениями скоростей для процессов КХД в порядке, следующим за лидирующим [12].

Формализм MC@NLO, позволяет последовательно включать матричные элементы NLO КХД в систему партонного ливня. Процессы, доступные в последней 4-ой версии, включают рождение адрона и бозонов Хиггса, пар векторных бозонов, пар тяжелых кварков, из одной вершины, рождение из

вершины с  $W$ , рождение в ассоциации с заряженным Хиггсом в моделях 2HDM типа I или II, рождение пары лептонов и бозонов Хиггса с  $W$  или  $Z$ . Спиновые корреляции включены для всех процессов, кроме рождения  $ZZ$ .

## ***PYTHIA***

PYTHIA - это программа для генерации событий физики высоких энергий [4]. Она описывает соударения при высоких энергиях между элементарными частицами, такими как  $e^+$ ,  $e^-$ ,  $p$  и  $\bar{p}$ . Генератор основывается на моделях и теоретическом описании для ряда физических процессов, включая жесткие и мягкие взаимодействия, распределения партонов, партонные ливни в начальных и конечных состояниях, многочастичные взаимодействия, фрагментацию и распад. Этот программный пакет, как и HERWIG, в значительной степени основан на первоначальных исследованиях  $e^+e^-$  взаимодействий и результатах, полученных адронных коллайдерах. PYTHIA используется в основном для описания процессов адронизации зачастую в совокупности с другими генераторами, что делает его генератором наиболее общего назначения.

Первоначально PYTHIA, как и HERWIG, был написан на FORTRAN. В 2004 году был начат перенос с Fortran 77 на C ++, а с выходом PYTHIA 8.1 в 2007 году новый код стал официальной основной версией. В 2012 году разработка PYTHIA 6.4 была остановлена. Выход новых версий PYTHIA 8.2 в 2014 году и PYTHIA 8.3 в 2019 году свидетельствуют о планомерном развитии этого программного пакета и его актуальности. В настоящий момент продолжается тестирование версии PYTHIA 8.3.

Рассмотрим новые возможности PYTHIA 8.2 в отличие от предшествующих версий. Добавлены новые схемы сопоставления и слияния, слабые ливни процессы  $q \rightarrow qZ^0$ ,  $q \rightarrow qW^\pm$  объединены, разрешен пересчет

весов редких ливневых ветвей, автоматизированы диапазоны партонных ливней, расширен интерфейс для внешних ливневых плагинов, добавлено множество новых моделей цветовой перезарядки, используется обновленная модель жесткого рассеяния, добавлено несколько новых настроек, настройка Monash выбрана в качестве настройки по умолчанию.

Основные изменения в PYTHIA 8.3 в отличие от предыдущей версии PYTHIA 8.2 состоят в том, что, во-первых, код теперь основан на стандарте C++ 11, а не на C++ 98, во-вторых, в стандартный дистрибутив интегрированы механизмы партонных ливней VINCIA и DIRE (рассмотрены далее). Так же имеется множество других менее значительных изменений.

## *VINCIA*

VINCIA - это программа для генератора событий физики высоких энергий PYTHIA 8.2 [13]. (Начиная с PYTHIA 8.3 и далее, VINCIA будет объединен с кодом PYTHIA, как самостоятельный код, этот плагин актуален только для пользователей PYTHIA 8.2.) В основе VINCIA лежит принцип антенной факторизации амплитуд и фазового пространства.

Пертурбативные неопределенности оцениваются систематическими (и автоматическими) вариациями шкал и функций ливня. В автоматическом режиме для каждого события создается вектор выходных весов, центральным значением которого является единица (для обычной невзвешенной выборки событий) с разбросом неопределенностей. Расчет выполняется значительно быстрее, чем генерация  $N$  отдельных выборок. Требуется только одна выборка события.

При активации, VINCIA заменяет внутренние партонные каскады PYTHIA. Адронизация выполняется в программном пакете PYTHIA с моделью фрагментации струн Лунда (но с настройкой VINCIA). Вместо шага

инициализации PYTHIA в основной программе, эта функция вызывается для объекта VINCIA.

## 2.2 Струнная модель Лунда

В физике элементарных частиц под струнной моделью Лунда понимается феноменологическая модель адронизации, впервые предложенная Бо Андерссоном и Гестой Густафсоном [7]. Данная модель легла в основу таких генераторов событий, как: JETSET, PYTHIA, Fritiof, Ariadne, LDC, DIPSY, Lepto, VINCIA, DIRE, RapGap, HIJING, GEANT и др. Суть ее состоит в следующем. В КХД при большом разделении зарядов можно рассматривать линии поля сжатыми до трубчатой области (областей), называемой струной (струнами). При рождении пары кварк-антикварк между ними образуется струна, которая сначала натягивается, а затем разрывается. Этот механизм представлен на рис. 12. На рис. 13 представлено движение струны в плоскости события без разрывов.

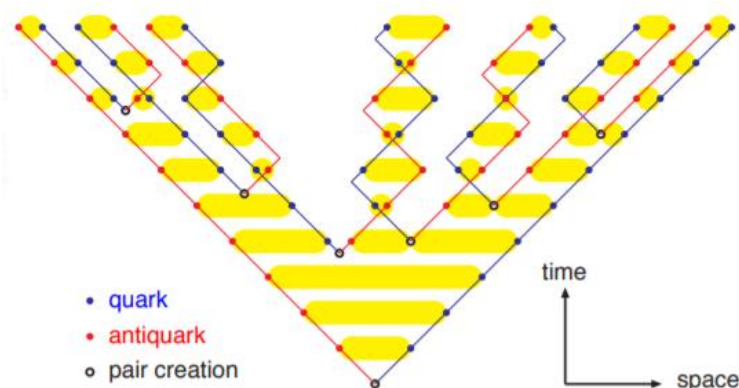


Рисунок 12 – Рождение пары кварк-антикварк в струнной модели Лунда [7].

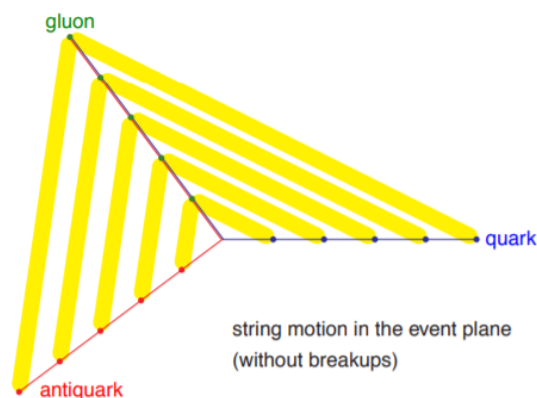


Рисунок 13 – Движение струны в плоскости события без разрывов [7].

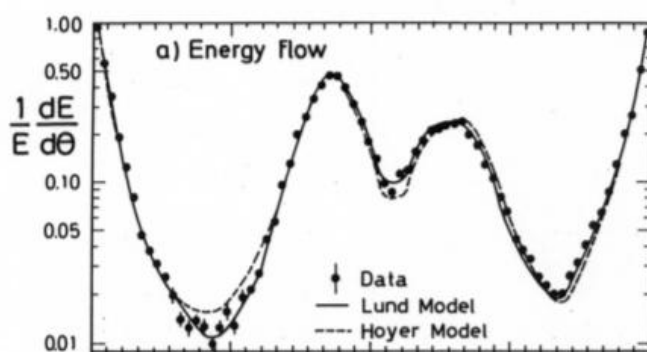


Рисунок 14 – Прогнозируемая структура события внутри и между струями – первое экспериментальное подтверждение модели Лунда, JADE 1980 [7].

Модель Лунда внесла значительный вклад в описание таких физических процессов как: фрагментация струн и цветовая согласованность, дипольные ливни, многопартонные взаимодействия, цветовая перезарядка, столкновение тяжелых ионов, КХД эффекты за пределами Стандартной модели.

### *Линейное силовое поле в КХД*

Конфайнмент является одним из наиболее фундаментальных свойств КХД. Это явление можно рассматривать как следствие приближенно линейного члена в потенциале КХД,

$$V_{KХД}(r) \approx -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr, \quad (1)$$

между кварком и антикварком в общем цветовом синглетном состоянии, где  $r$  – расстояние между кварками,  $\alpha_s$  – константа сильного взаимодействия. Наличие линейного члена было впервые получено с помощью адронной спектроскопии:  $k \approx 1$  ГэВ/ фм, что позднее совпало с расчетами КХД на решетке.

Линейный член доминирует на больших расстояниях. В струнной модели Лунда только этот член описывает распад большой массы системы кварк-антикварк на меньшие по массе системы. Тогда полное цветовое поле может быть аппроксимировано одномерной струной [14], натянутой между кварком и антикварком (рис. 15). Струна – это такая параметризация центра цилиндрической области одинаковой ширины по всей ее длине, что продольные и поперечные степени свободы практически полностью исчезают.

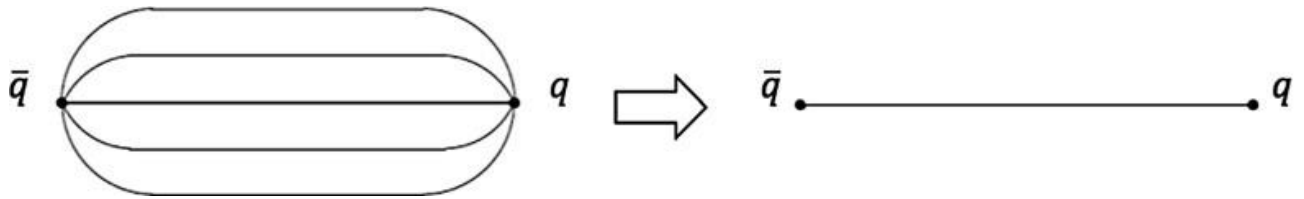


Рисунок 15 – Упрощенная топология цветового поля в системе  $q\bar{q}$  и ее дальнейшее упрощенное струнное представление [14].

### *Двухпартонная система*

Модель Лунда легче всего понять на примере простой кварк – антикварковой пары, рожденной в начале координат (например,  $e^+e^-$  аннигиляция) и распространяющейся вдоль оси  $z$ . Пренебрегая поперечными степенями свободы, гамильтониан можно записать как:

$$H = E_q + E_{\bar{q}} + k|z_q - z_{\bar{q}}|. \quad (2)$$

Где  $|z_q - z_{\bar{q}}|$  – это расстояние между  $q$  и  $\bar{q}$ , а  $E_q$  и  $E_{\bar{q}}$  – энергии  $q$  и  $\bar{q}$ .

Для безмассовых кварков из гамильтониана и уравнения движения получаем:

$$\left| \frac{dp_z/q\bar{q}}{dt} \right| = \left| \frac{dp_z/q\bar{q}}{dz} \right| = \left| \frac{dE_{q/\bar{q}}}{dt} \right| = \left| \frac{dE_{q/\bar{q}}}{dz} \right| = k. \quad (3)$$

Знаки производных зависят как от направления движения партона, так и от направления, в котором его тянет струна. Например, если партон движется вдоль положительного направления оси  $z$ , струна тянет его в отрицательном направлении, все знаки отрицательные.

### Простое движение струн

При отсутствии разрывов струн, движение простых  $q\bar{q}$  систем может быть описано по аналогии с движением «йо-йо», когда струна попеременно «наматывается» (рис. 16 а).

Кинематика движения йо-йо может быть легко переписана в терминах координат светового конуса, как по энергии-импульсу, так и по пространству-времени.

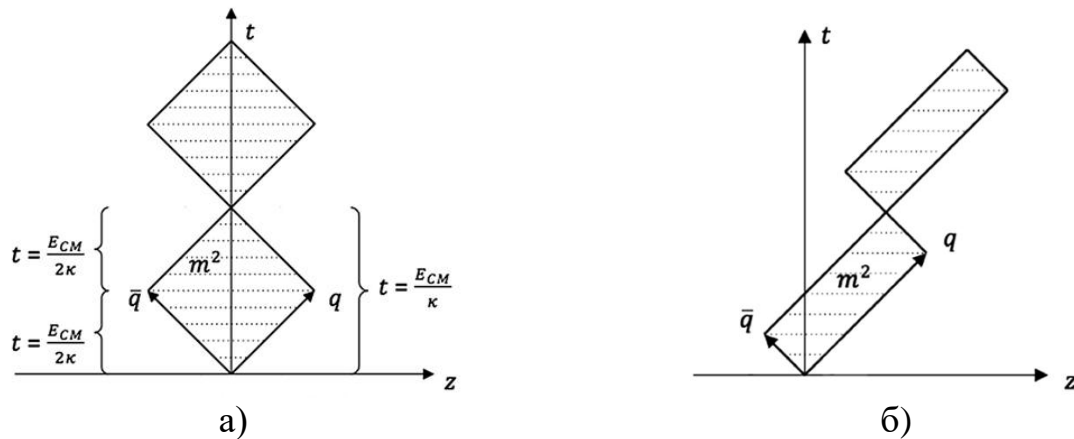


Рисунок 16 – Движение безмассовой пары  $q\bar{q}$  в системе центра масс (а) и в системе, движущейся с ускорением по отношению к системе центра масс (б) [14].

## Разрыв струны и адронизация

Потенциальная энергия струны возрастает с увеличением расстояния между кварками в паре. Если инвариантная масса системы достаточно велика, то процесс рождения новой пары в струне становится энергетически выгодным. Предполагается, что цвета таковы, что первоначальный цветовой синглет  $q_0\bar{q}_0$  струны разбивается на две части,  $q_0\bar{q}_1$  и  $q_1\bar{q}_0$ , которые по отдельности являются цветовыми синглетами (рис. 12). Для сохранения аромата,  $q_1$  и  $\bar{q}_1$  должны быть рождены в одной вершине. Разрыв может препятствовать дальнейшим разрывам, поскольку каждый разрыв разделяет струну на две меньшие системы, оставляя промежуточную область без струн.

## Туннелирование

Итак, мы рассмотрели  $q\bar{q}$  пары, порожденные разрывами струн, в отсутствии масс и поперечных импульсов. Оба кварка затем рождаются как реальные частицы в общем пространстве-времени с исчезновением энергии-импульса. Если пара массивная или имеет поперечный импульс, кварки рождаются в той же точке пространства-времени, но как виртуальные частицы. Каждый кварк теперь должен протуннелировать на расстояние, равное  $l = m_{\perp}/k$ , для получения достаточного количества энергии из струны, чтобы соответствовать ее поперечной массе  $m_{\perp}$ . Туннелирование приводит к гауссовскому коэффициенту подавления:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_{\perp}^2}{k}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{k}\right). \quad (4)$$

Следствием этого механизма является подавление образования тяжелых кварков при разрывах струн в отношении, приблизительно равном:  $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} \approx 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$ . Поэтому полагается, что рождение  $b$  и  $c$  кварков происходит только посредством пертурбативных процессов.



Сочетание  $q_{i-1}$  и  $\bar{q}_i$  дает аромат мезону, но не определяет его полностью. Спины кварков могут складываться, например, для получения псевдоскалярного или векторного мезона, смешивания диагональных мезонов и так далее.

### *Многочастонная система*

Далее необходимо рассмотреть более сложные струнные топологии. Примером является распад  $Z^0$  на пару безмассовых кварков, каждый из которых может испускать глюон:

$$Z^0 \rightarrow q\bar{q} \rightarrow qg\bar{q}.$$

Как излучение, так и адронизация могут происходить в широко варьирующихся временных масштабах в высокоэнергетических событиях. Но в локальном рассмотрении излучение происходит в меньших масштабах по времени, чем адронизация. В качестве разумного первого приближения можно предположить, что все три партонна созданы в начале координат.

В модели Лунда цветовой поток основан на пределе бесконечного числа цветов. Тогда есть один участок струны, соединяющий  $qg$ , другой –  $g\bar{q}$ , при этом они не перекрываются. Таким образом, глюон можно рассматривать как излом на одной струне, натянутой между парой кварков  $q\bar{q}$  (рис. 13).

Основываясь на изображении в плоскости параметров на рисунке 17, уравнения, определяющие свойства адронов и процесс фрагментации двухчастонной системы можно легко обобщить для многочастонной системы. Для системы  $qg\bar{q}$  импульс адрона можно представить следующим образом:

$$p_h = x_q^+ p_q^+ + x_g^- p_g^- + x_g^+ p_g^+ + x_{\bar{q}}^- p_{\bar{q}}^- = x_q^+ p_q + \frac{1}{2}(x_g^+ + x_g^-) p_g + x_{\bar{q}}^- p_{\bar{q}}. \quad (5)$$

Масса адрона входит посредством ограничения  $p_h^2 = m_h^2$ .

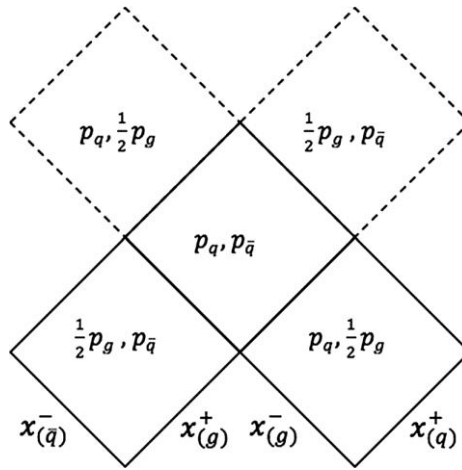


Рисунок 17 – Изображение плоскости параметров для системы  $qq\bar{q}$ . Штрихами обозначены области оборота, которыми можно пренебречь [14].

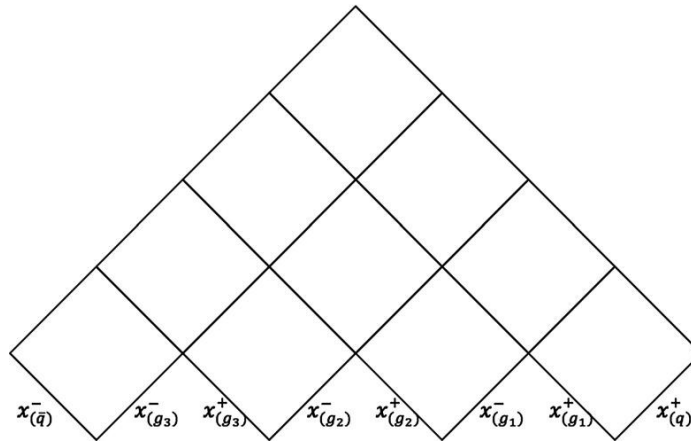


Рисунок 18 – Изображение плоскости параметров для многопартонной системы, состоящей из пяти партонов [14].

Изображение плоскости параметра может быть расширено до многопараметрической системы, что дает наиболее удобный подход для изучения кинематики любой многопартонной системы. В качестве примера рассмотрим плоскость параметров для системы, состоящей из трех глюонов, одного кварка и одного антикварка (рис. 18), пренебрегая областями оборота. В такой системе есть четыре начальные области и шесть промежуточных областей. Число начальных и промежуточных областей может быть обобщено для любой многопартонной системы, образованной  $n$  партонами, из которых  $n - 2$  являются глюонами,  $n - 1$  начальных областей и  $(n - 1)(n - 2) / 2$

промежуточных областей. Выражение для четырехимпульса адрона (5) также можно обобщить для  $n$ -партонной системы, учитывая импульсы, взятые для каждого партона, как:

$$p_h = x_q^+ p_q^+ + x_{\bar{q}}^- p_{\bar{q}}^- + \sum_{i=1}^{n-2} (x_{g_i}^- p_{g_i}^- + x_{g_i}^+ p_{g_i}^+), \quad (6)$$

где в основном большинство  $x^\pm$  уходят. Помимо этих аспектов, остальные свойства определяются так же, как и в предыдущих случаях.

### 2.3 Генератор событий PYTHIA 8

Как описано во введении, представляет интерес модельное описание экспериментальных данных [1-3] с помощью одного нового генератора PYTHIA 8 [4]. В данной работе моделирование выполнено с помощью этого генератора. Представляет интерес сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования, полученными в новой версии PYTHIA 8.3, поскольку сравнение с ним не проводилось в опубликованных экспериментальных работах. Также интересно изучить вклад процессов партонных ливней с помощью настройки VINCIA.

Кратко рассмотрим физические процессы, реализованные в PYTHIA с акцентом на тех аспектах, которые являются новыми, начиная с версии 8.1, и на области применения PYTHIA.

Физические модели, реализованные в PYTHIA, сосредоточены в основном на описании соударений частиц высоких энергий, с энергией центра масс более 10 ГэВ, что соответствует энергии пучков протонов (pp) с энергией для неподвижной мишени  $\geq 50$  ГэВ. Это ограничение связано с аппроксимацией континуума разрешенных конечных состояний, используемых в PYTHIA, прежде всего для расчетов полного и дифференциального адрон-адронных сечений, а также в качестве основы для модели фрагментации струны. При энергиях ниже 10 ГэВ мы попадаем в область адронного резонанса, где эти приближения нарушаются, и, следовательно, результаты,

полученные РYTHIA, не будут достоверными. Предел 10 ГэВ выбран в качестве шкалы по умолчанию; для электрон-позитронной ( $e^-e^+$ ) аннигиляции можно было взять порог ниже, но тогда для pp-соударений модели не будут достоверны вблизи нижнего предела.

В настоящее время программа работает только с адрон-адронными или лептон-лептонными соударениями. В качестве адрона могут выступать (анти) протон, (анти) нейтрон, пион и померон, как частный случай.

На выходе частицы рождаются в вакууме. Моделирование взаимодействия полученных частиц с детектором не включено в РYTHIA. Интерфейсы для внешних кодов моделирования детектора при необходимости могут быть написаны пользователем. Анализ событий РYTHIA можно выполнить на уровне партона или частицы.

Реализация сложных процессов фокусируется на процессах  $2 \rightarrow 1$  и  $2 \rightarrow 2$ , так же доступны некоторые процессы  $2 \rightarrow 3$ . Имеется возможность генерировать процессы с большей множественностью в конечном состоянии для частиц, рожденных в результате распадов резонансов.

Начиная с версии 8.2, в РYTHIA включены следующие процессы:

- **Процессы КХД.** Мягкие и жесткие КХД процессы. Жесткие включают в себя стандартные  $2 \rightarrow 2$  процессы, доступные в Pythia 6.4, с открытым рождением  $b$  – и  $c$  – кварков, а также новые процессы  $2 \rightarrow 3$ .
- **Электрослабые (EW) процессы** включают в себя быстрое рождение фотонов, одиночное рождение  $\gamma^*/Z$  и  $W^\pm$ , а также парное рождение слабых бозонов с полными фермионными корреляциями для  $VV \rightarrow 4f$ . Также доступны процессы соударения фотонов типа  $\gamma\gamma \rightarrow ff$ .
- **Процессы с кваркониями (Onia)** включают в себя рождение любых состояний  $^3S_1$ ,  $^3P_J$  и  $^3D_J$  чармония или боттомония с помощью цвето-синглетных и цвето-октетных механизмов.
- **Рождение топ кварка** (одиночное, либо парное).

- **Рождение фермионов четвертого поколения** посредством сильных или электрослабых взаимодействий.
- **Хиггсовские процессы** включают в себя рождение бозона Хиггса в Стандартной модели, а также множественное рождение бозонов Хиггса в модели с двумя хиггсовскими дублетами (2HDM) с возможностью нарушения CP – четности, нарушающего распады. Также возможно изменить угловую корреляцию распада Хиггса  $h \rightarrow VV \rightarrow 4f$  при помощи аномальных связей  $hVV$ . Внутренняя реализация SUSY также использует реализацию 2HDM для своего сектора Хиггса.
- **Суперсимметричные процессы (SUSY)** включают парное рождение частиц SUSY, а также резонансное рождение кварков посредством R-четности, нарушающей взаимодействие UDD. Кварки и глюино могут образовывать долгоживущие R-адроны, которые впоследствии распадаются. Между ними возможно изменение содержания R-адронов в обычном аромате путем взаимодействий с материалом детектора (реализованных пользователем).
- **Новые процессы калибровочных бозонов** включают рождение  $Z^0$  (с полной интерференцией  $\gamma^*/Z/Z^0$ ),  $W^\pm$  и калибровочного бозона  $R^0$  с горизонтальной связью (между поколениями).
- **Процессы с левой и правой симметриями** включают рождение  $SU(2)_R$  – бозонов  $W_R^\pm, Z_R^0$  и дважды заряженных бозонов Хиггса  $H_R^{++}, H_L^{++}$ .
- **Рождение лептокварка** (одиночное или парное), с условием распада лептокварка перед фрагментацией.
- **Композитные процессы** включают рождение возбужденных фермионов и наличие контактных взаимодействий в электрослабых и КХД процессах. Образование возбужденных фермионов может быть как посредством калибровочных, так и контактных взаимодействий;

однако, только распады через калибровочные взаимодействия поддерживаются с угловой корреляцией.

- **Процессы Скрытой долины** используются для изучения видимых последствий излучения в скрытом секторе. Ливни модифицированы для включения третьего вида излучения, чередующегося с излучением КХД и КЭД в Стандартной модели. Новые частицы включают  $SU(N)$  - заряженные калибровочные бозоны, а также партнеры фермионов Стандартной модели, заряженных согласно  $SU(N)$ .
- **Процессы дополнительной размерности** включают в себя рождение частиц, предсказанных моделями Рэндалла-Сундрума, порядка ТэВ и многочисленные дополнительные размерности.

В настоящее время встроено 16 наборов функций распределения партонов (PDF) для протона.

Учитывая, что механизм РУТНІА в основном является лидирующим (LO), предпочтение было отдано внутренней реализации наборов LO. В структуре LO PDF-файлы имеют четкую физическую интерпретацию как плотность числа партонов и могут быть непосредственно связаны с измеримыми величинами. При моделировании явлений минимального смещения и основного события исследуются очень маленькие  $x$ -шкалы, вплоть до  $10^{-8}$ , для  $Q$ -шкал, которые могут опускаться ниже 1 ГэВ. Измерения  $F_2$  подразумевают поведение малых  $x$  для PDF-файлов с глюонами и морскими кварками, где  $xf_i(x, Q^2)$  постоянно или медленно возрастает при  $x \rightarrow 0$  при фиксированном  $Q^2$  около 1–4 ГэВ<sup>2</sup>. С другой стороны, PDF-файлы следующего порядка (NLO) больше не имеют вероятностной интерпретации, и их поведение менее связано непосредственно с физическими величинами. Они имеют небольшие поправки  $x$ , пропорциональные  $\ln(1/x)$ , что может приводить к отрицательным значениям PDF при малых  $x$  и  $Q$ . Это делает их неподходящими для описания ливней или многопартонных взаимодействий.

Также RYTHIA предлагает возможность использовать два отдельных набора PDF; один для жесткого взаимодействия и один для последующих ливней и MPI.

Алгоритмы начального и конечного состояний излучения основаны на  $p_{\perp}$ -упорядоченной эволюции дипольного типа, впервые введенной в Pythia 6.3. Вся пертурбативная эволюция (начального и конечного состояний излучения, а также многопартонного взаимодействия) может быть включена в единую общую последовательность уменьшения  $p_{\perp}$ . Полное описание эволюции, выполненное в RYTHIA 8, может быть включено, либо выключено для перекрестных проверок, и имеет полезное следствие. Фазовое пространство, доступное для жестких излучений конечного состояния, не может закончиться в зависимости от диполей, созданных мягкими начальными состояниями.

Вместо этого, некоторое конечное состояние связано с цветовыми диполями, растянутыми между партонном конечного состояния и остаточной "дыркой", оставленной начальной точкой, которая, следовательно, теперь может принимать отдачу. В алгоритме начального состояния отдача всегда принимается подсистемой с жестким рассеянием в целом, независимо от того, находится ли партнер по цвету в начальном или конечном состоянии.

Согласно данным, представленным в работе [15], предполагается цветовая перезарядка, в результате чего цветовой поток различных многопартонных взаимодействий смешивается более, чем подразумевается моделью, с остатками пучка. В настоящее время в стандартной библиотеке RYTHIA реализованы три модели.

- **Модель на основе многопартонных взаимодействий** является основной настройкой по умолчанию. В ней все глюоны, взаимодействующие с более низким  $p_{\perp}$ , могут быть включены в диполи

цветового потока с более высоким  $p_{\perp}$  так, чтобы минимизировать общую длину струны.

- **Модель на основе КХД**, в которой альтернативные когерентные партон-партонные состояния помимо основного цвета определяются на основе мультиплетной структуры  $SU(3)_C$ . Допускаются повторные перезарядки, когда общая длина струны может быть уменьшена. Особое внимание уделяется образованию переходов, когда три струны образуют Y-образную топологию, что обеспечивает дополнительный источник образования барионов в этой модели.
- **Модель движения глюонов**, в которой отдельные глюоны перемещаются из своего текущего местоположения на цветовой линии между двумя партонами в другое такое местоположение, что это приводит к уменьшению общей длины струны.

Адронизация - механизм преобразования конечных исходящих цветных партонов в бесцветные частицы – в РУТНІА основан исключительно на структуре фрагментации струн Лунда (Раздел 2.2).

Поперечные размеры трубки имеют характерные размеры адронов, порядка 1 фм, а натяжение струны, то есть количество энергии на единицу длины, составляет  $k \approx 1$  ГэВ/фм. Для получения Лоренц ковариантного и причинного описания потока энергии благодаря линейному конфайнменту, проще всего использовать динамику безмассовой релятивистской струны без поперечных степеней свободы.

В РУТНІА проводится формальное различие между следующими терминами:

- резонансы: состояния с характерным временем жизни менее масштаба адронизации,



- частицы: состояния с временем жизни, сравнимым или превышающим масштаб адронизации,
- партоны: состояния с цветом, которые адронизуются.

Практически любое состояние со значением на массовой поверхности более 20 ГэВ в РҮТНІА по умолчанию рассматривается как резонанс. Однако некоторые легкие гипотетические слабо взаимодействующие или стабильные состояния, такие как гравитино, также рассматриваются как резонансы. Все оставшиеся бесцветные состояния, в первую очередь лептоны и адроны, рассматриваются как частицы, а кварки и глюоны - как партоны.

## Глава 3. Моделирование процессов с рождением $b$ – кварка в

### РУТНИА 8.3.

#### 3.1 Моделирование рождения $B^\pm$ адронов в РУТНИА 8.3

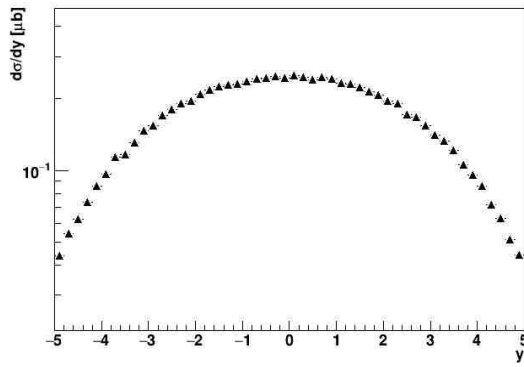
В этом разделе приведены результаты моделирования инклюзивного рождения  $B^\pm$  адронов в РУТНИА 8.3. При моделировании задается жесткий процесс КХД рождения  $b$  – кварка в  $pp$  соударениях. Выбрано максимальное значение параметра поперечного импульса 5 ГэВ для многопартонных взаимодействий. Выполнено моделирование 200 000 событий, соответствующих энергиям соударения протонов 7 ТэВ и 13 ТэВ.

В наборе моделированных событий записывается информация о процессе рождения  $B$ -адронов, координаты, поперечный импульс, быстрота. Эти результаты записываются в отдельный файл с использованием класса `NTuple`. Для анализа данных используется программный пакет ROOT.

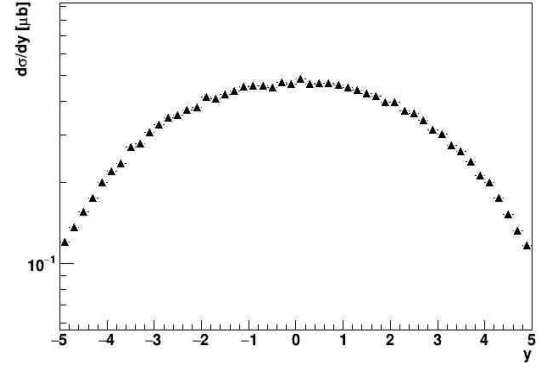
Рассматриваются адроны в области по быстройте  $-5 < y < 5$ , в которой проводятся измерения в разных экспериментах Большого адронного коллайдера. Дополнительных ограничений по поперечному импульсу на этом этапе не вводится также для возможности сравнения с разными экспериментами.

По этим данным построены спектры дифференциальных сечений  $d\sigma/y$  и  $d\sigma/dp_T$  рождения  $B^\pm$  адронов, как функция быстроты (рис. 19) и поперечного импульса (рис. 20) соответственно при энергиях 7 и 13 ТэВ, для области по быстройте  $-5 < y < 5$ .

Для проверки роли партонных ливней выполнено моделирование с использованием настройки механизма партонных ливней VINCIA, по результатам которого построены аналогичные спектры по быстройте (рис. 21) и поперечному импульсу (рис. 22) при энергиях 7 и 13 ТэВ.

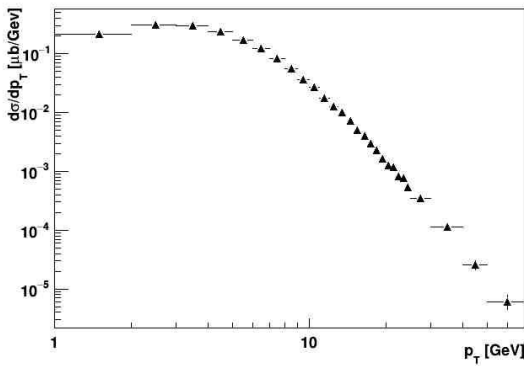


a)

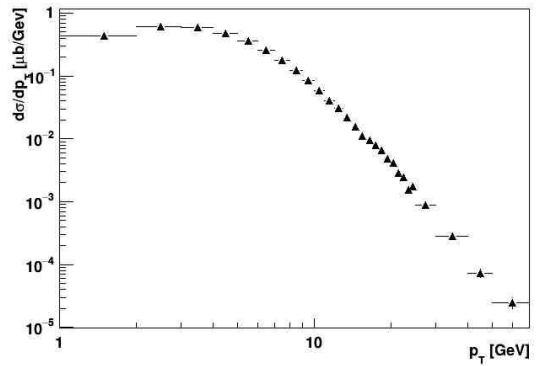


б)

Рисунок 19. Дифференциальные сечения  $V^\pm$  адронов в зависимости от быстроты  $y$  при энергиях 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б).

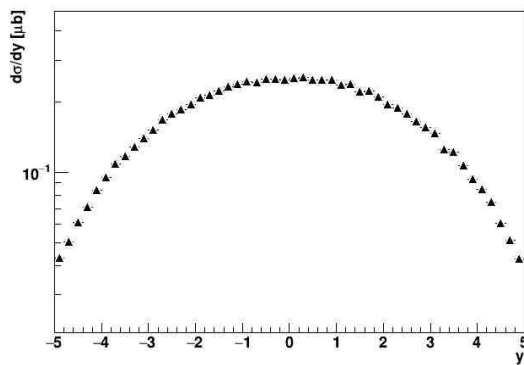


a)

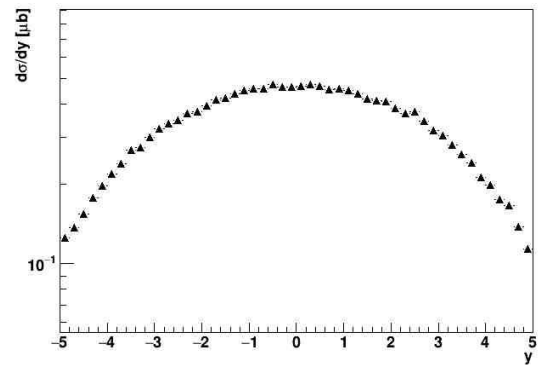


б)

Рисунок 20. Дифференциальные сечения  $V^\pm$  адронов в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  при энергиях 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б).



a)



б)

Рисунок 21. Дифференциальные сечения  $V^\pm$  адронов в зависимости от быстроты  $y$  при энергиях 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б) с учетом механизма партонных ливней.

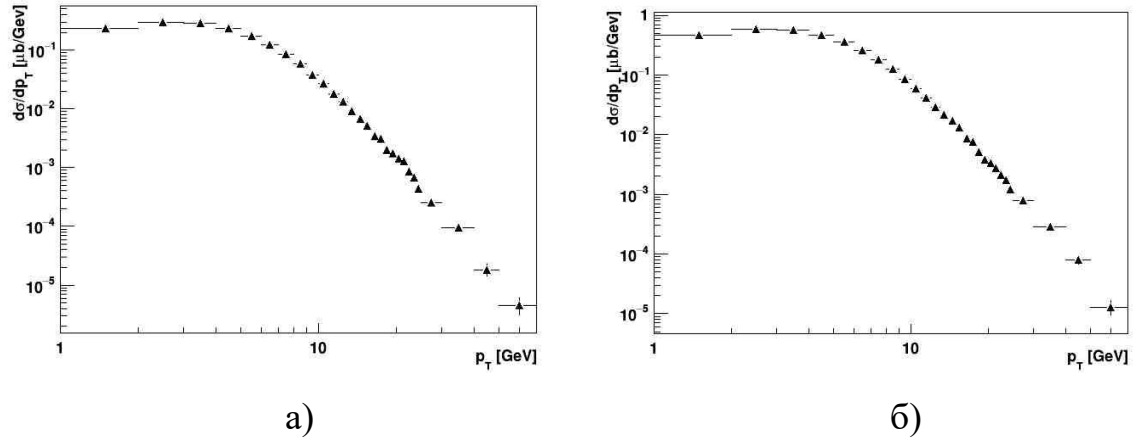


Рисунок 22. Дифференциальные сечения  $B^\pm$  адронов в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  при энергиях 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б) с учетом механизма партонных ливней.

Из сравнения приведенных инклюзивных дифференциальных сечений следует, что при включении механизма партонных ливней визуально характер дифференциальных сечений не изменился. Для количественной оценки различий построены отношения спектров с учетом партонных ливней к спектрам  $B^\pm$  адронов, рожденных только в жестких процессах КХД, для всей области по быстроте  $-5 < y < 5$  и поперечному импульсу.

Отношение спектров по быстроте для энергий 7 и 13 ТэВ представлено на рисунке 23, на рисунке 24 представлено отношение спектров по поперечному импульсу для энергий 7 и 13 ТэВ.

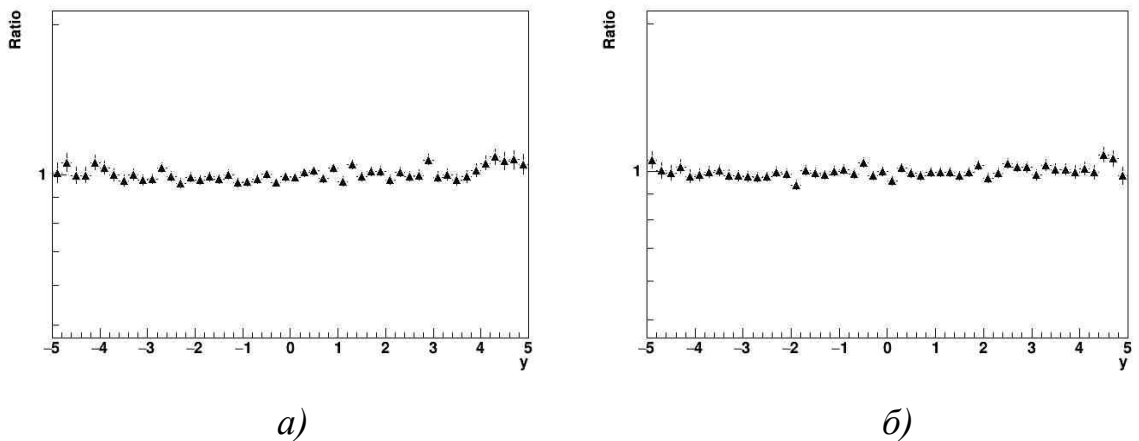


Рисунок 23. Отношение дифференциальные сечений рождения  $B^\pm$  адронов с учетом механизма партонных ливней к спектрам адронов, рожденных в жестких процессах в зависимости от быстроты  $y$  при энергиях 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б).

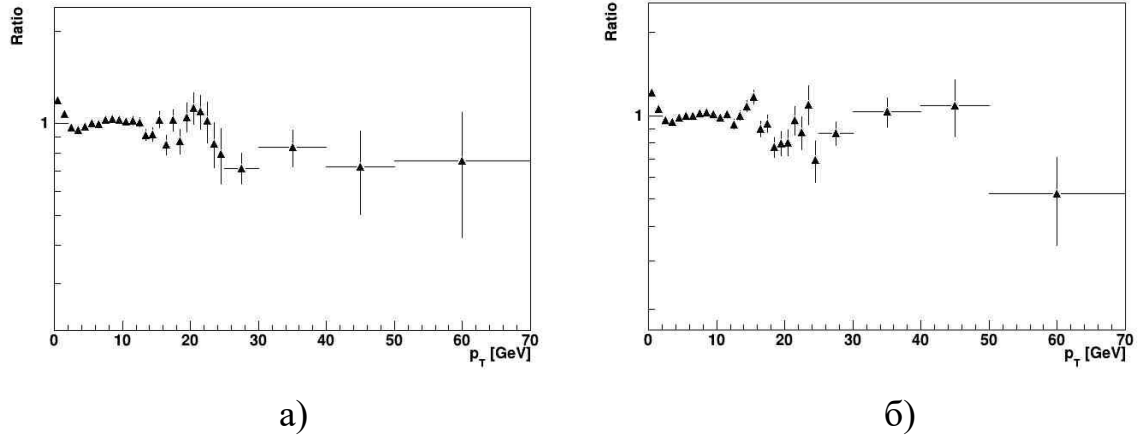


Рисунок 24. Отношение дифференциальные сечений рождения  $B^\pm$  адронов с учетом механизма партонных ливней к спектрам адронов, рожденных в жестких процессах в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  при энергиях 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б).

Из сравнения рисунков можно заключить, что включение механизма партонных ливней с настройкой VINCIA не влияет на характер распределения по быстроте, однако проявляется в распределениях по поперечному импульсу. В области малых  $p_T < 2$  ГэВ заметно увеличение сечений  $\sim 20\%$ , появились нерегулярности в области  $p_T$  около 20 ГэВ. Следовательно, при моделировании следует учитывать механизм партонных ливней, он проявляется в распределениях по  $p_T$  и может проявиться в описании корреляций при парном рождении  $B$ -адронов.

### 3.2 Анализ спектров - $B$ адронов

В предыдущем разделе мы рассмотрели результаты моделирования инклюзивного рождения  $B^\pm$  - мезонов в РУТНIA 8.3. В этом разделе проводится сравнение модельных распределений с результатами экспериментов ATLAS [1, 3] и LHCb [2, 6].

Ранее мною было выполнено сравнение результатов работы [5] с предсказаниями РУТНIA 8.2 [16], но тогда не был включен и исследован вклад от процессов рождения  $B$  – мезонов в партонных ливнях, который, как показано выше, влияет на одночастичные спектры и может влиять на характеристики

пар  $V$  - адронов, исследуемых в данной работе. В рамках данной работы опубликованные в работе [5] дифференциальные сечения в зависимости от  $p_T$  и  $y$  сравниваются с полученными в результате моделирования распределениями для энергий 7 и 13 ТэВ на рисунках 25 и 26, соответственно.

Для проведения сравнения выполнено моделирование 1 млн событий, соответствующих рождению  $b$  – кварков в  $pp$  соударениях. Отобраны события, соответствующие рождению  $pp \rightarrow V^\pm X$  в диапазоне поперечных импульсов  $0 < p_T < 40$  ГэВ / с и диапазоне быстрот  $2,0 < y < 4,5$ , таких событий оказывается  $\sim 800\ 000$ . С целью сопоставления результатов моделирования и экспериментальных данных, для модельных спектров выполнена нормировка на сечения, измеренные в работе [5]:  $\sigma(pp \rightarrow V^\pm X, \sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}) = 43,0 \pm 0,2 \pm 2,5 \pm 1,7$  мкб,  $\sigma(pp \rightarrow V^\pm X, \sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}) = 86,6 \pm 0,5 \pm 5,4 \pm 3,4$  мкб. Моделирование выполнено как с учетом только жесткого процесса рождения  $V^\pm$  - мезонов, так и с дополнительной настройкой VINCIA для учета вклада от механизма партонных ливней.

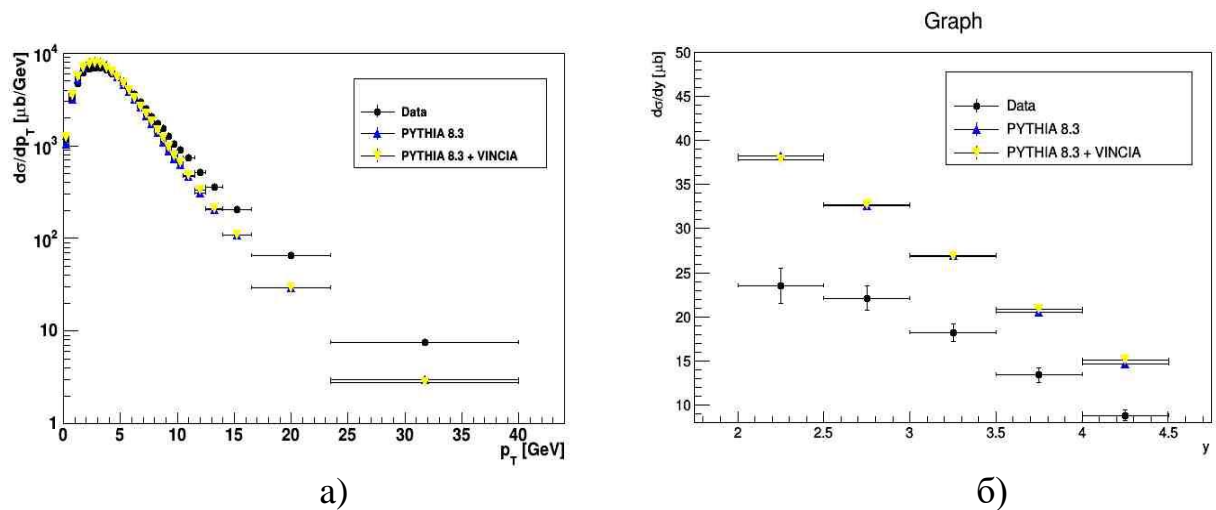


Рисунок 25. Дифференциальные сечения рождения  $V^\pm$  - мезонов в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 7 ТэВ. Сравнение результатов моделирования РYТНIA 8.3 и экспериментальных данных, опубликованных в работе [5].

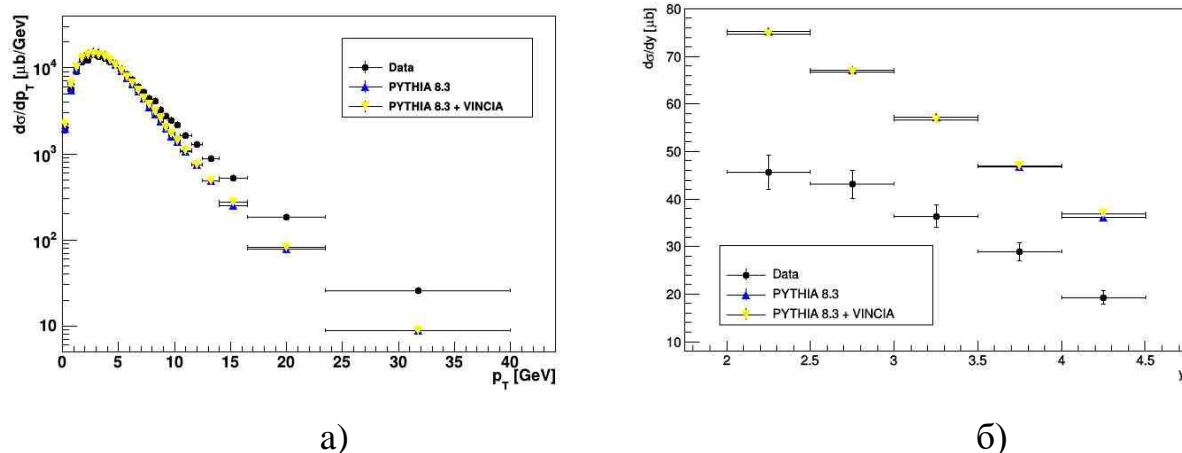


Рисунок 26. Дифференциальные сечения рождения  $B^\pm$  - мезонов в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 13 ТэВ. Сравнение результатов моделирования PYTHIA 8.3 и экспериментальных данных, опубликованных в работе [5].

Видно, что наблюдается расхождение экспериментальных и модельных распределений. Для более детального сравнения и анализа вклада партонных ливней в механизмы рождения  $B^\pm$  - мезонов построены отношения спектров  $B^\pm$  - мезонов, рожденных как в результате только жесткого процесса, так и рожденных при включении партонных ливней совместно с жестким КХД процессом к данным работы [5]. Отношения построены для дифференциальных сечений в зависимости от поперечного импульса и быстроты при энергиях 7 ТэВ (рис. 27) и 13 ТэВ (рис. 28).

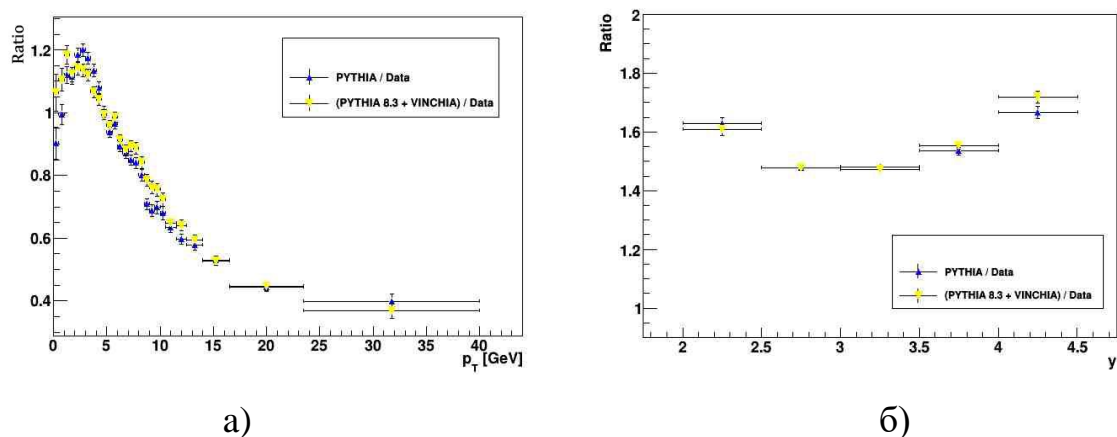
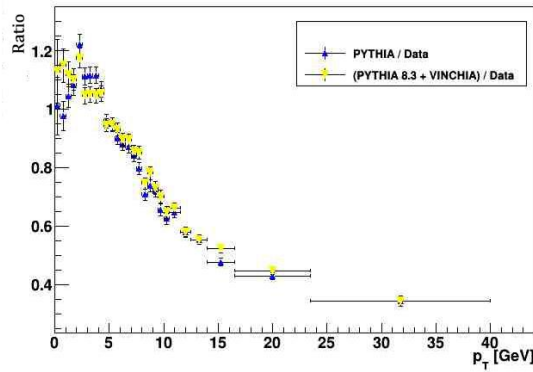
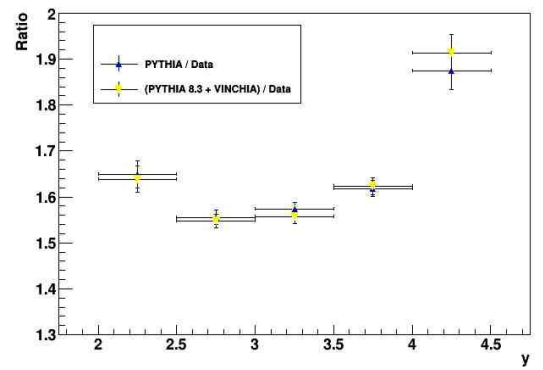


Рисунок 27. Отношение дифференциальных сечений рождения  $B^\pm$  - мезонов, полученных в результате моделирования в PYTHIA 8.3 к экспериментальным данным, опубликованным в работе [5] в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 7 ТэВ.



а)

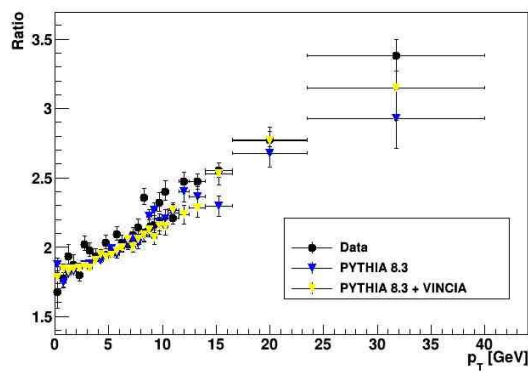


б)

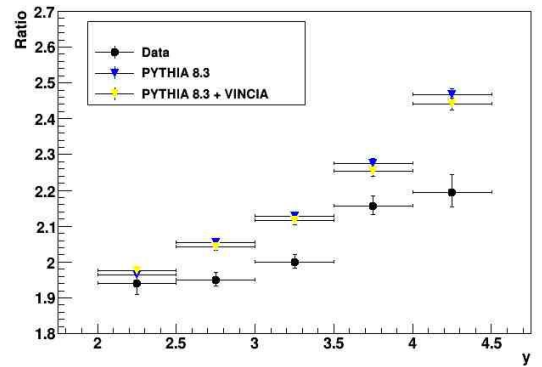
Рисунок 28. Отношение дифференциальных сечений рождения  $B^\pm$  - мезонов, полученных в результате моделирования в PYTHIA 8.3 к экспериментальным данным, опубликованным в работе [5] в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 13 ТэВ.

Из проведенного сравнения следует, что включение механизма партонных ливней слабо влияет на характер модельных спектров и не улучшает расхождений между экспериментальными и модельными распределениями.

На рисунке 29 представлены отношения дифференциальных сечений, полученные в [5] при энергии соударения протонов 13 ТэВ к сечениям, соответствующим энергии 7 ТэВ по поперечному импульсу и быстроте. Экспериментальные данные сравниваются с результатами моделирования в PYTHIA 8.3 как с использованием настройки VINCHIA, так и с учетом только жесткого КХД процесса.



а)



б)

Рисунок 29. Отношение дифференциальных сечений рождения  $B^\pm$  - мезонов при 13 ТэВ к сечениям при 7 ТэВ в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б). На

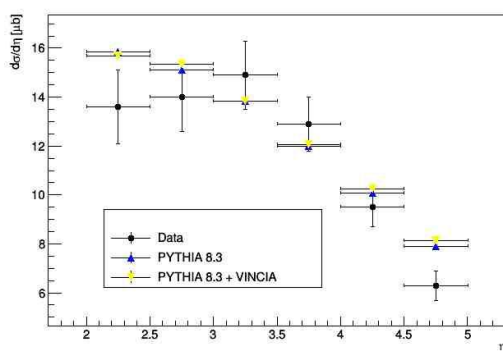


одном графике представлены экспериментальные данные [5], результаты моделирования в PYTHIA 8.3 и моделирования в PYTHIA 8.3 с использованием настройки VINCIA.

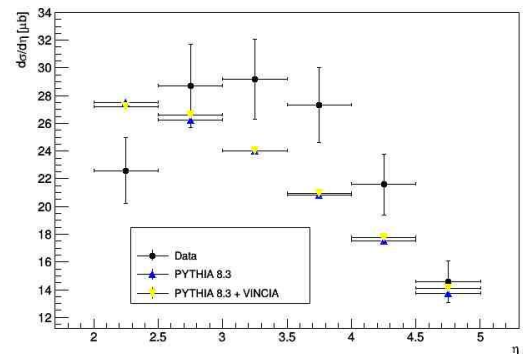
Из полученных распределений можно сделать вывод, что отношения сечений при увеличении энергии удовлетворительно описывается для распределений по поперечным импульсам. Для распределений по быстрой PYTHIA хорошо описывает характер распределения, однако предсказания оказываются несколько завышенными и завышается рост сечения при увеличении энергии взаимодействия. Вероятно, это наиболее существенный недостаток PYTHIA, поскольку такая проблема возникает при попытке описания данных, представленных в других работах. Рождение  $V^\pm$  адронов в партонных ливнях не вносит существенного вклада по отношению к лидирующему жесткому КХД процессу.

В работе [2] представлены измерения сечений рождения  $b$ -кварков в реакции  $pp \rightarrow b\bar{b}X$  в  $pp$  соударениях при энергиях 7 и 13 ТэВ в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  в диапазоне  $2 < \eta < 5$ , соответствующим принятию в эксперименте LHCb. В определение  $H_b$  – адрона в работе [2] включены  $V^\pm$ -мезоны,  $V^0$  и  $V_s^0$  - мезоны,  $\Lambda_b$  – гипероны и поправки на другие адроны. Выполнено моделирование 1 млн событий, соответствующих рождению  $b$  – кварков в  $pp$  соударениях при энергиях 7 и 13 ТэВ. Отобраны события, соответствующие рождению  $V^\pm$ ,  $V_s^0$  и  $V_c^\pm$  в диапазоне по поперечному импульсу  $p_T < 40$  ГэВ / с, что соответствует  $H_b$  адронам, и в интервале по псевдобыстроте  $2 < \eta < 5$ , соответствующему возможностям измерения в LHCb. Всего было отобрано 60 000 событий, в которых в указанные области попадают оба  $H_b$  адрона, содержащих как  $b$ , так и  $\bar{b}$  кварки. вероятность таких пар  $H_b$  адронов составляет 0,06 от всех событий с рождением пар  $b$  кварков. Для сравнения с экспериментальными данными выполнена нормировка на сечения  $72,0 \pm 0,3 \pm 6,8$  мкб и  $144 \pm 1 \pm 21$  мкб для 7 и 13 ТэВ, полученные в эксперименте [2]. Полученные в результате моделирования дифференциальные сечения в

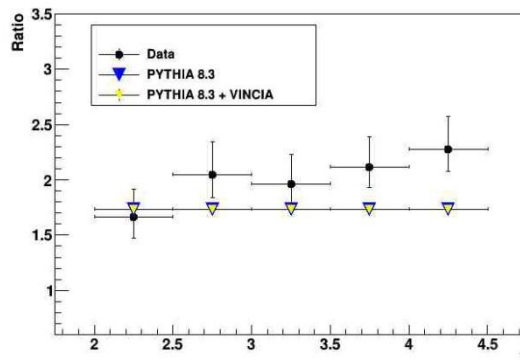
зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  представлены на рисунке 32, а их отношение на рисунке 33.



а)



б)



с)

Рисунок 32. Инклюзивные сечения рождения в зависимости от псевдобыстроты  $\eta$  для  $\sigma(pp \rightarrow H_b X)$ , где  $H_b$  - адрон, который содержит один из  $b$  и  $\bar{b}$ -кварков, при энергиях центра масс 7 ТэВ (а) и 13 ТэВ (б). Их отношение представлено в (с). Сравнение экспериментальных данных [2] с результатами моделирования PYTHIA 8.3 и VINCIA.

Из графиков видно, что экспериментальные данные одночастичных распределений  $H_b$  - адронов по псевдобыстроте, полученные на LHCb [2] с увеличением энергии взаимодействия больше расходятся с соответствующими модельными распределениями, когда в заданную кинематическую область попадают оба  $H_b$  - адрона. Не воспроизводятся наблюдаемые в эксперименте уменьшения сечения для  $\eta < 3$ , которые возможно определяются погрешностью измерений. Вклад в сечения рождения  $H_b$  - адронов от механизма партонных ливней практически не проявляется.

### 3.3 Анализ рождения $B_c^+$ - мезонов

В работе [6] представлены нормированные сечения, соответствующие рождению  $B_c^+$  - мезонов в зависимости от поперечного импульса и быстроты при энергии соударения протонов 8 ТэВ. Проведем сравнение этих спектров с результатами моделирования PYTHIA 8.3. Для этого было выполнено моделирование 1 млн событий, соответствующих рождению  $b$  – кварков в  $pp$  соударениях при энергии  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Отобраны события, соответствующие рождению  $B_c^+$  - мезонов в эксперименте LHCb, то есть в интервалах по поперечному импульсу  $0 < p_T < 20$  ГэВ / с и быстройте  $2,0 < y < 4,5$ , Таких событий оказалось  $\sim 16\,000$ , вероятность рождения  $B_c^+$  составила 0,016. На рисунке 30 представлены нормированные дифференциальные сечения рождения  $B_c^+$  - мезонов в зависимости от поперечного импульса и быстроты. Также построены отношения распределений, соответствующих рождению в жестком КХД процессе совместно с рождением в партонных ливнях к распределениям, в которых вклад в рождение  $B_c^+$  - мезонов дает только жесткий КХД процесс, в зависимости от поперечного импульса и быстроты (рис. 31).

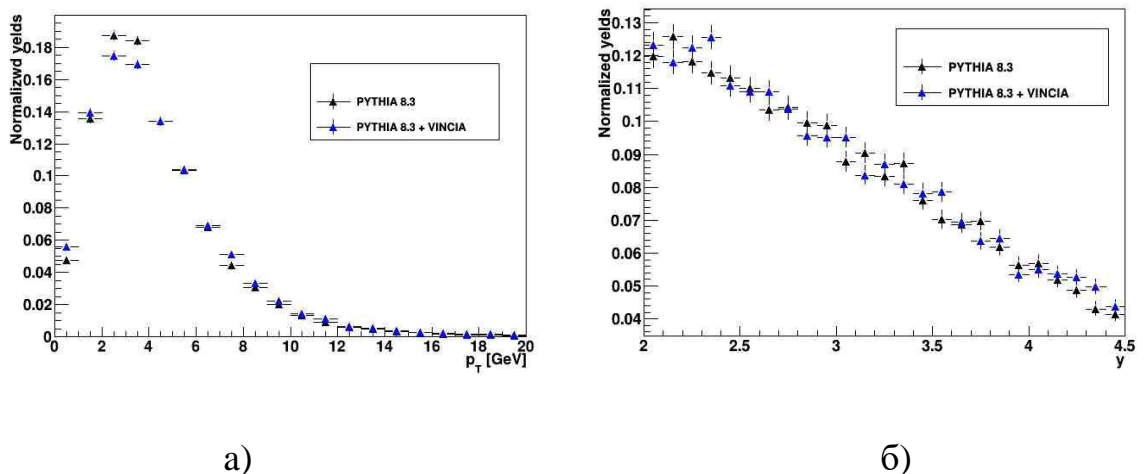
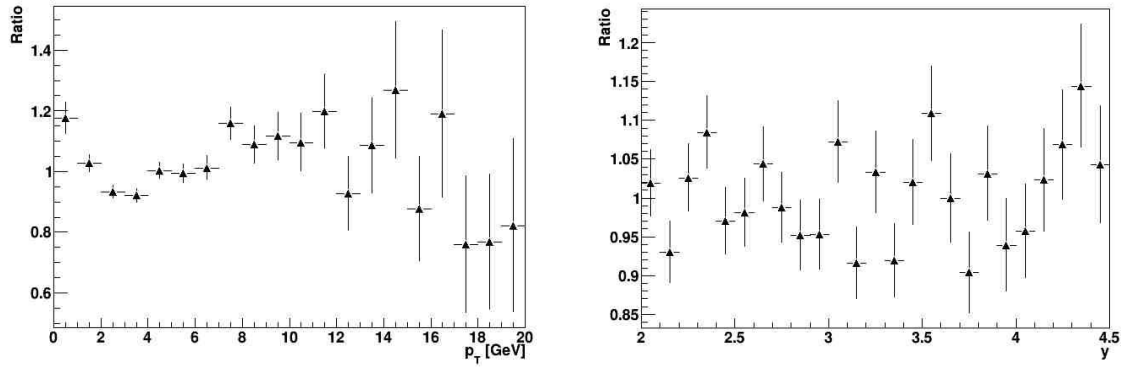


Рисунок 30. Модельные нормированные дифференциальные сечения рождения  $B_c^+$  - мезонов, полученных в результате моделирования в PYTHIA 8.3 в жестком КХД процессе и с использованием настройки VINCIA в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 8ТэВ.



а)

б)

Рисунок 31. Отношение модельных нормированных дифференциальных сечений рождения  $B_c^+$  - мезонов, полученных в результате моделирования в РУТНИА 8.3 с использованием настройки VINCIA к сечениям, соответствующим рождению в жестком КХД процессе в зависимости от поперечного импульса (а) и быстроты (б) при энергии соударения протонов 8ТэВ.

Сравнение результатов моделирования (рис. 30) и экспериментальных данных, полученных в работе [6] (рис. 5) показывает, что распределения по поперечному импульсу хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для распределений по быстроте для области  $y > 3$  наблюдается согласие экспериментальных данных с предсказаниями РУТНИА. Характер распределения по быстроте на рисунке 5 очевидно связан с методом отбора  $B_c^\pm$  - мезонов. Из графиков на рис. 31 видно, что, как и в случае с рождением  $B^\pm$  - адронов, процесс рождения в партонных ливнях вносит незначительный вклад по отношению к лидирующему жесткому КХД процессу.

### 3.4 Анализ рождения пар $B^\pm$ - мезонов

Проведем анализ сечений парного рождения  $b$  – кварков, полученные в эксперименте ATLAS [3] при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Для этого выполнено моделирование 1 млн событий, соответствующих рождению  $b$  – кварков в  $pp$  соударениях при энергии 8 ТэВ. Отобраны события, соответствующие парному рождению  $B^\pm$  - мезонов, в областях распределения по поперечному импульсу  $p_T > 5$  ГэВ и быстроте -  $2,5 < y < 2,5$ , что соответствует критериям отбора в эксперименте

ATLAS [3]. Построены модельные распределения в зависимости от разности азимутальных углов, разности быстрот и поперечного импульса системы пары  $B$  – мезонов (рис. 33). Для анализа вклада механизма партонных ливней в сечения рождения пары  $B$  – мезонов построены отношения распределений, полученных в результате моделирования с использованием настройки VINCIA для учета механизма партонных ливней вместе с жестким КХД процессом к распределениям, полученным в результате моделирования только жесткого КХД процесса (рис. 34).

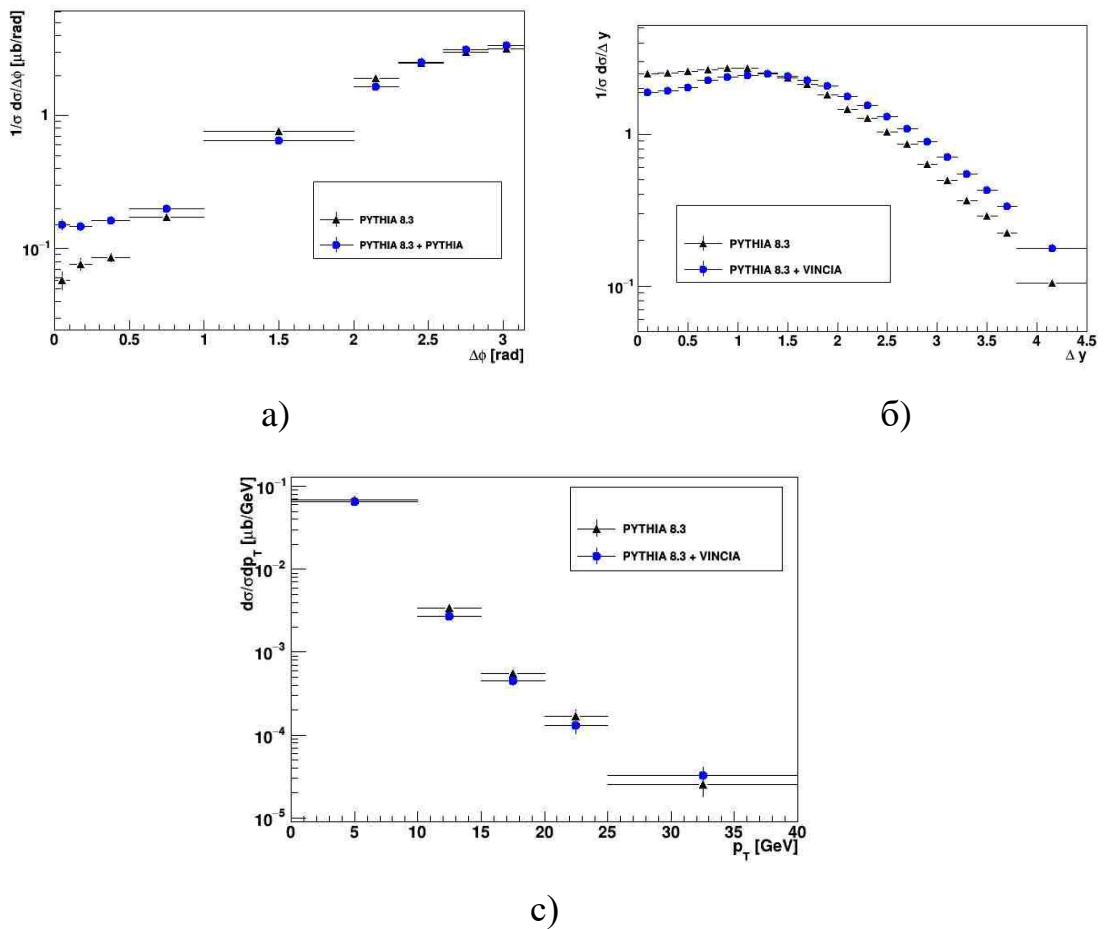
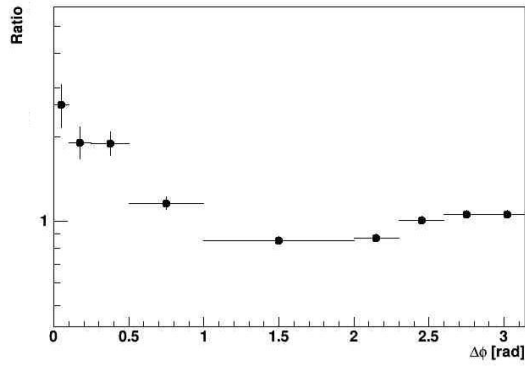
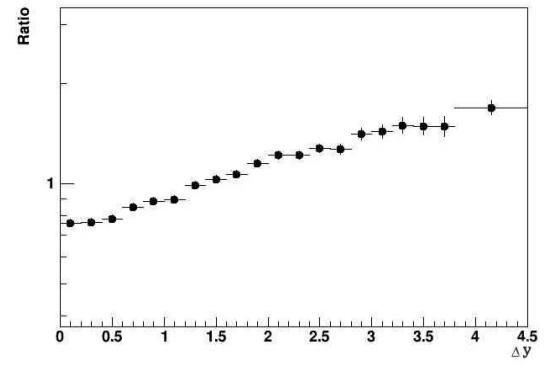


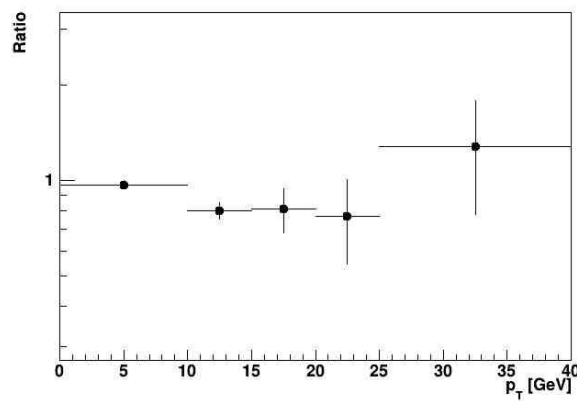
Рисунок 33. Модельные нормированные дифференциальные сечения как функция разности азимутальных углов  $\Delta\phi$  (а), разности быстрот  $\Delta y$  (б) и поперечного импульса пары  $B$  – мезонов  $p_T$  (в).



a)



б)



с)

Рисунок 34. Отношение модельных нормированных дифференциальных сечений, полученных в результате моделирования с использованием настройки VINCIA к сечениям, полученным в результате моделирования только жесткого КХД процесса в зависимости от разности азимутальных углов  $\Delta\phi$  (а), разности быстрот  $\Delta y$  (б) и поперечного импульса системы пары  $B$  – мезонов  $p_T$  (в).

Итак, из рисунков 33 и 34 видно, что для парного рождения  $B$  – мезонов для малой разности азимутальных углов ( $\Delta\phi < 0,5$  рад) существенный вклад  $\sim 20\%$  оказывает механизм рождения партонных ливней. Для разности быстрот вклад от механизма рождения в партонных ливнях проявляется при всех значениях разностей: появляется недостаток событий при малых значениях разности  $\Delta y < 1,5$  и избыток при больших значениях. Для поперечного импульса системы двух  $B$  – адронов учет партонных ливней никак не влияет на характер зависимости, как и для одночастичных распределений по псевдобыстроте. Следует заметить, что полученные в результате моделирования распределения (рис. 33) отличаются от распределений,

представленных в работе [3] (рис. 8, 9). Это связано с тем, что в работе [3] проводится анализ продуктов распада пары  $B$  – мезонов:  $J/\psi$  мезона и мюона  $\mu$ , в то время как в результате моделирования в данной работе построены истинные распределения  $B$  – мезонов. Поскольку в работе [3] RUTHIA 8 показала хорошее согласие с экспериментальными данными, можно сделать вывод о достоверности предсказаний, полученных с помощью RUTHIA 8.3 для спектров  $B$  – мезонов.

Сравнение распределений для парного рождения  $B$  – мезонов со спектрами для двух  $b$  струй, измеренными в эксперименте ATLAS [1] было проведено в работе [17], однако данные для струй плохо согласуются с данными для адронов из-за разных диапазонов поперечных импульсов объектов. Для распределения по разности азимутальных углов в области малой разности углов наблюдалась сильная недооценка для мезонов, в сравнении со спектрами для струй. Было предложено учесть механизм рождения  $B$  – мезонов в партонном ливне.

Проведенный в данной работе анализ показывает различие для дифференциальных сечений в зависимости от поперечного импульса системы, а для разности азимутальных углов  $\Delta\phi$  в области малых углов для струй вклад от процессов партонных ливней будет больше, чем для парного рождения адронов, что наглядно видно из рисунков 10(в) и 33(в).

Таким образом, вклад механизма партонного ливня отчетливо проявляется при измерениях парного рождения  $B$ -адронов, при измерениях характеристик таких пар. Показаны области переменных, характеризующих такие пары, где отчетливо проявляется вклад этого механизма, описывающего проявления более высоких порядков КХД в образование  $B$ -адронов ( $b$  кварков) при высоких энергиях  $pp$  взаимодействий.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнено моделирование рождения  $B$  – адронов в новой версии генератора PYTHIA 8.3.

Проведено сравнение модельных распределений и экспериментальных данных экспериментов LHCb [2, 5, 6] и ATLAS [1, 3] Большого адронного коллайдера для одночастичных инклюзивных спектров  $B$  - мезонов и  $B$ -адронов и характеристик пар  $B$ -адронов, рожденных в протон-протонных взаимодействиях при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ.

Получены одночастичные модельные спектры  $B^\pm$ -мезонов для широкого интервала по быстройте  $-5 < y < 5$ , который перекрывается разными экспериментами, и поперечному импульсу в лидирующем порядке КХД за счет жесткого рассеяния и с учетом следующего порядка за счет включения механизма партонного ливня. Показано, что распределения по быстройте для двух вариантов расчета практически не различаются при энергиях 7 и 13 ТэВ, отличия на уровне 20% присутствуют в распределениях по поперечному импульсу.

Аналогичный результат получен при сравнении расчетных спектров с экспериментально измеренными спектрами  $B^\pm$ -мезонов,  $H_b$ -адронов и  $B_c^+$ -мезонов в эксперименте LHCb.

Выполнено моделирование характеристик пар  $B$ -мезонов с учетом и без учета механизма партонного ливня при энергии  $pp$  взаимодействий 8 ТэВ, исследованных в эксперименте ATLAS. Получено качественное согласие с результатами эксперимента. Показан количественный вклад в приведенных расчетных распределениях от включения механизма партонного ливня в распределениях по разности азимутальных углов  $\Delta\phi$  в паре, отчетливо проявляющемся для области  $\Delta\phi < 0,5$  рад, и для распределений по разности быстройт в паре.

Результаты работы подтверждают чувствительность характеристик пар  $B$ -адронов к вкладу следующего за лидирующим порядком КХД в сечения рождения  $B$ -адронов в  $pp$  взаимодействиях на Большом адронном коллайдере.



## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. ATLAS Collaboration, Measurement of the bb dijet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C (2016) 76 :670.
2. The LHCb Collaboration, Measurement of the b-quark production cross-section in 7 and 13 TeV pp collisions, Phys. Rev. Lett. 118, 052002 (2017) [arXiv:1612.05140].
3. ATLAS Collaboration, Measurement of b-hadron pair production with the ATLAS detector in proton-proton collisions at  $s\sqrt{=8}$  TeV, JHEP 11 (2017) 62 [arXiv: 1705.03374].
4. T. Sjöstrand, S. Mrenna and P.Z. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.
5. The LHCb Collaboration, Measurement of the  $B^\pm$  production cross-section in pp collisions at  $s\sqrt{= 7}$  and 13 TeV, CERN-EP-2017-254, [arXiv:1710.04921v1]
6. The LHCb Collaboration, Measurement of  $B_c^+$  production in proton-proton collisions at  $s\sqrt{=8}$  TeV, Phys. Rev. Lett. 114, 132001 (2015), [ arXiv:1411.2943v2]
7. T. Sjöstrand, Status and Developments of Event Generators, Theoretical Particle Physics Department of Astronomy and Theoretical Physics Lund University Sölvegatan 14A, 223 62 Lund.
8. <https://herwig.hepforge.org/>
9. UFO - The Universal FeynRules Output, Comput.Phys.Commun. 183 (2012) 1201-1214 [arXiv:1108.2040 ].
10. <https://sherpa-team.gitlab.io/>
11. <http://powhegbox.mib.infn.it/>
12. Stefano Frixione, Fabian Stoeckli, Paolo Torrielli, Bryan R. Webber, Chris D. White, The MC@NLO 4.0 Event Generator Cavendish–HEP–10/12 [arXiv:1010.0819v1]
13. <https://vincia.hepforge.org/>
14. Silvia Ferreres-Solé, Torbjörn Sjöstrand, The space–time structure of hadronization in the Lund model, Eur Phys J C Part Fields. 2018; 78(11): 983.
15. T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev. D **36** (1987) 2019.
16. Овчаров Ю.Ю., Смирнова Л.Н. Моделирование рождения В–мезонов в pp соударениях при энергиях БАК. УЗФФ 2 (2018).
17. Овчаров Ю.Ю. Моделирование пар В-адронов в pp соударениях на БАК, XXI межвузовская научная школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине"