

Верхеев Александр Юрьевич

Изучение процессов с рождением прямых фотонов и  
ассоциированных адронных струй в эксперименте  $D\bar{D}$  на  
Тэватроне

01.04.23 – Физика высоких энергий

Диссертация

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., проф.

Скачков Николай Борисович

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Теория</b> . . . . .	10
1.1. Стандартная модель . . . . .	10
1.2. Квантовая хромодинамика . . . . .	12
1.3. Непертурбативных эффекты . . . . .	16
1.4. Рождение прямых фотонов . . . . .	18
1.5. Мультипартонные взаимодействия . . . . .	19
1.6. Предсказания Монте-Карло . . . . .	23
<b>Глава 2. Фермилаб и эксперимент DØ</b> . . . . .	27
2.1. Ускорительный комплекс в Фермилаб . . . . .	27
2.1.1. Рождение протонов . . . . .	29
2.1.2. Главный инжектор . . . . .	30
2.1.3. Тэватрон . . . . .	30
2.1.4. Рождение антипротонов . . . . .	30
2.2. Детектор DØ . . . . .	31
2.2.1. Система координат детектора DØ . . . . .	32
2.2.2. Трековая система . . . . .	33
2.2.3. Калориметр . . . . .	36
2.2.4. Мюонная система . . . . .	39
2.2.5. Детектор светимости . . . . .	40
<b>Глава 3. Набор данных и реконструкция событий</b> . . . . .	42
3.1. Триггерная система . . . . .	42
3.1.1. Триггер первого уровня . . . . .	42
3.1.2. Триггер второго уровня . . . . .	45
3.1.3. Триггер третьего уровня . . . . .	46
3.2. Реконструкция объектов . . . . .	47
3.2.1. Реконструкция треков . . . . .	47
3.2.2. Реконструкция первичной вершины . . . . .	48
3.2.3. Реконструкция $E_T$ . . . . .	49

3.2.4.	Реконструкция EM объектов . . . . .	50
3.2.5.	Реконструкция струй . . . . .	56
3.2.6.	Коррекция энергетической шкалы струй . . . . .	57
3.2.7.	Реконструкция струй с $b/c$ кварками . . . . .	61
<b>Глава 4.</b>	<b>Тройные дифференциальные сечения в <math>\gamma + \text{jet}</math> событиях . . . . .</b>	<b>64</b>
4.1.	Отбор данных и MC . . . . .	66
4.1.1.	Данные . . . . .	66
4.1.2.	Сигнальные и фоновые модели . . . . .	67
4.2.	Критерии отбора событий . . . . .	68
4.3.	Измерение сечения . . . . .	69
4.3.1.	Оценка сигнальных фракций . . . . .	69
4.3.2.	Акцептанс и эффективности . . . . .	72
4.4.	Систематические неопределенности . . . . .	73
4.5.	Результаты и сравнение с теорией . . . . .	75
<b>Глава 5.</b>	<b>Угловые распределения в <math>\gamma + 2 \text{ jet}</math> и <math>\gamma + 3 \text{ jet}</math> событиях . . . . .</b>	<b>81</b>
5.1.	Отбор данных . . . . .	82
5.2.	Отличительные переменные . . . . .	83
5.3.	Анализ данных и коррекции . . . . .	85
5.3.1.	Исследование фона . . . . .	85
5.3.2.	Оценка эффективностей и анфолдинг . . . . .	86
5.4.	Дифференциальные сечения и сравнение с теорией . . . . .	88
5.5.	Доля DP событий в $\gamma + 2 \text{ jet}$ событиях . . . . .	93
5.6.	Доля TP событий в $\gamma + 3 \text{ jet}$ событиях . . . . .	96
<b>Глава 6.</b>	<b>Множественные партонные взаимодействия в <math>\gamma + 3 \text{ jet}</math> и <math>\gamma + b/c + 2 \text{ jet}</math> событиях . . . . .</b>	<b>101</b>
6.1.	Метод извлечения of $\sigma_{\text{eff}}$ из данных . . . . .	102
6.2.	Отбор данных и модели событий . . . . .	104
6.2.1.	Данные . . . . .	104
6.2.2.	Сигнальные и фоновые модели . . . . .	105
6.3.	Доли DP и DI событий . . . . .	108
6.3.1.	Доля DP событий . . . . .	108
6.3.2.	Доля DI событий . . . . .	111

6.4.	Вычисление $\sigma_{\text{eff}}$ . . . . .	113
6.4.1.	Отношение сигнальных долей в DP и DI событиях . . . . .	113
6.4.2.	Отношение эффективностей в DP и DI событиях . . . . .	114
6.4.3.	Эффективность определения вершины . . . . .	115
6.4.4.	Вычисление $\sigma_{\text{hard}}$ , $N_{1\text{coll}}$ и $N_{2\text{coll}}$ . . . . .	115
6.5.	Результаты . . . . .	116
<b>Заключение</b> . . . . .		119
<b>Список литературы</b> . . . . .		121
<b>Приложение А. <math>\gamma + \text{jet}</math> дифференциальные сечения</b> . . . . .		131
<b>Приложение Б. SP модели, используемые при вычислении <math>f_{\text{DP}}</math></b> . . . . .		142

# Введение

## Актуальность работы

Экспериментальная проверка предсказаний Стандартной модели (СМ) является одной из основных задач физики элементарных частиц. Начиная со второй половины XX века основным источником получения новых знаний стали ускорительные установки. На протяжении многих лет, до запуска ЛНС, ускорительный комплекс Тэватрон занимал лидирующие позиции в науке. Данные, собранные в результате работы коллайдера Тэватрон, до сих пор являются уникальным источником для изучения  $p\bar{p}$  взаимодействий. Эксперимент DØ собрал данные, соответствующие интегральной светимости порядка  $10 \text{ фб}^{-1}$ .

Многие теоретические предсказания рождения новых частиц, а также оценка вклада фоновых событий к ним, в проводимых на ускорителях экспериментах, основаны на использовании различных параметризаций кварк-глюонных компонент структурной функции протона при малых значениях доли партонного момента  $x$  и больших значениях квадрата переданного импульса  $Q^2$ . Поэтому проведение измерения распределения партонов в адроне (PDF) непосредственно в тех же экспериментах представляет большой интерес.

Изучение процессов ассоциированного рождения прямого фотона и адронных струи в физике высоких энергий является одним из ключевых тестов квантовой хромодинамики (КХД), позволяющим расширить наши представления о жёстких КХД взаимодействиях. Оно может также улучшить наше представление о зависимости кварковых и глюонных распределений от передачи импульса от сталкивающихся адронов партонам.

С увеличением энергий современных ускорительных комплексов возрастает необходимость учитывать новые фоновые события, в т.ч. происходящие в процессах с множественными партонными взаимодействиями (MPI). Неопределенности, связанные с использованием различных MPI Монте-Карло (МС) моделей, могут существенно влиять на результаты измерения физических объектов, в частности на измерение массы топ-кварка. Исследование азимутальных корреляций, которые чувствительны к кинематике MPI, в  $\gamma + 2 \text{ jet}$  и  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях позволяет протестировать совокупность широко используемых PDF настроек различных МС моделей.

Информация о доли двойных партонных взаимодействий необходима для понимания природы сигнальных событий и правильной оценки фона для многих редких процессов, особенно таких, в которых в конечном состоянии рождаются по несколько струй. Особенно стоит отметить, что в настоящее время форма распределения партонов внутри нуклона и возможные корреляции между партонами остаются недостаточно изученными: наблюдается

34 существенное расхождение между результатами экспериментальных измерений и теоретиче-  
35 ских выводов.

36 Предлагаемая к защите диссертационная работа основана на результатах исследований,  
37 выполненных на установке DØ в 2007–2014 годах.

38 **Целью диссертационной работы** является изучение инклюзивных процессов, в ко-  
39 торых рождаются фотон и ассоциированные с ним струи в  $p\bar{p}$  взаимодействиях при энергии  
40 1.96 ТэВ в системе центра масс на коллайдере Тэватрон в эксперименте DØ в Run II, и  
41 сравнение их с теоретическими предсказаниями.

#### 42 **Научная новизна**

43 В работах, на которых основана диссертация, были получены следующие результаты:

- 44 • Измерено в 16 различных кинематических областях тройное дифференциальное се-  
45 чение процессов с рождением прямого фотона и ассоциированной струи, что позво-  
46 лило покрыть весьма широкую область в  $x - Q^2$  пространстве ( $0.001 \leq x \leq 1$  и  
47  $400 \leq Q^2 \leq 1.6 \times 10^5 \text{ GeV}^2$ ) при использовании интегральной светимости  $\mathcal{L} = 8.7 \text{ фб}^{-1}$ .  
48 Впервые проведено измерение прямых фотонов в области быстрот с  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ .  
49 Использование столь большого набора данных позволило достичь большей точности  
50 по сравнению с предыдущими измерениями на ускорителях Тэватрон и LHC [1, 2].
- 51 • Осуществлены наборы событий с  $\gamma + 2 \text{ jet}$  и  $\gamma + 3 \text{ jet}$  партонными процессами, соот-  
52 ветствующие  $\mathcal{L} = 1.0 \text{ фб}^{-1}$ . Они использованы для впервые выполненного измерения  
53 дифференциальных сечений как функций азимутальных углов и для тестирования раз-  
54 личных вариантов структурных функций (PDF). Впервые вычислены доли тройных  
55 партонных взаимодействий в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях.
- 56 • Впервые измерено значение  $\sigma_{\text{eff}}$ , параметра, характеризующего поперечное партонное  
57 распределение в нуклоне, в  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  событиях, содержащих струю, произошедшую  
58 из тяжёлого кварка ( $b/c$ ), которые соответствуют  $\mathcal{L} = 8.7 \text{ фб}^{-1}$ . Значение  $\sigma_{\text{eff}}$  в  $\gamma + 3 \text{ jet}$   
59 событиях вычислено с наименьшими неопределенностями по сравнению с предыдущи-  
60 ми экспериментальными работами [3–9]. Также, впервые показано, что несмотря на  
61 разницу в массах между тяжелыми и легкими кварками, параметр  $\sigma_{\text{eff}}$  не меняется.

#### 62 **Практическая ценность**

63 Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для:

- 64 • более детального изучения структуры протонов;

- 65 • наложения более строгих ограничений на PDF в новой кинематической области по  
66 переменным  $x$  и  $Q^2$ ;
- 67 • уменьшения систематических неопределенностей при поиске/измерении физических  
68 объектов, связанных с выбором MPI MC модели;
- 69 • оценки фоновых событий, связанных с мультипартонными взаимодействиями, при по-  
70 иске новых частиц.

71 Созданное программное обеспечение для обработки физических данных в эксперименте DØ  
72 может быть применено для расширения исследований в новых и уже действующих экспери-  
73 ментах.

#### 74 **Результаты, выносимые на защиту**

- 75 • Впервые выполнено измерение тройного дифференциального сечения  
76  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ , где  $p_T^\gamma$  - поперечный импульс фотона, а  $y^\gamma$  - его быст-  
77 рота струи в  $\gamma + 1 \text{ jet} + X$  событиях в 16 различных кинематических областях:  $|y^\gamma| < 1.0$   
78 или  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ ;  $|y^{\text{jet}}| < 0.8$ ,  $0.8 < |y^{\text{jet}}| < 1.6$ ,  $1.6 < |y^{\text{jet}}| < 2.4$  или  $2.4 < |y^{\text{jet}}| < 3.2$   
79 с использованием  $\mathcal{L} = 8.7 \text{ фб}^{-1}$ . Также осуществлено сравнение полученных результа-  
80 тов с теоретическими предсказаниями. Проведенные исследования увеличили точность  
81 измерения процессов с рождением прямых фотонов.
- 82 • Полученные впервые наборы  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + 2 \text{ jet}$  данных были использованы для измере-  
83 ния дифференциальных сечений как функций азимутальных углов в четырёх интерва-  
84 лах по поперечному импульсу второй струи,  $(1/\sigma_{\gamma 3j})d\sigma_{\gamma 3j}/d\Delta S$  и  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$ , а  
85 также для тестирования различных наборов PDF. Впервые определены доли тройных  
86 партонных взаимодействий в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях.
- 87 • Впервые, используя события, содержащие струю, произошедшую из тяжёлого кварка,  
88  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$ , были измерены значения следующих величин: доля мультипартонных  
89 взаимодействий и эффективное сечение  $\sigma_{\text{eff}}$ . Также, впервые установлено, что зави-  
90 симости  $\sigma_{\text{eff}}$  в процессах  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  от начального аромата партона не  
91 существует.

#### 92 **Апробация работы и публикации**

93 Результаты, изложенные в диссертации, неоднократно докладывались на совещаниях и  
94 семинарах коллаборации DØ, а также на научных школах и конференциях [10–16]. Результа-  
95 ты, представленные в диссертационной работе, опубликованы в [17–20]. Апробация диссерта-

96 ции прошла на семинаре Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзепелова Объединенного  
97 института ядерных исследований 17 июня 2015 года.

### 98 **Личный вклад**

99 Автор диссертации внес определяющий вклад в представленные работы, выполненные в  
100 эксперименте DØ, по моделированию, обработке и анализу данных, написанию программно-  
101 го обеспечения, извлечению физических результатов и вычислению систематических неопре-  
102 деленностей измерений. Также автор принимал активное участие в работе групп, которые  
103 занимались идентификацией электромагнитных объектов и определением энергетической  
104 шкалы струй. Автор отвечал за набор данных и контроль их качества, а также за работу  
105 калориметра и мюонной системы в 2007-2011 годах.

### 106 **Структура диссертации**

107 Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и двух приложений. Общий  
108 объём диссертации 143 страницы, включая 66 рисунков и 35 таблиц. Список литературы  
109 включает 140 наименований.

110 **В первой главе** диссертации приводится краткое описание Стандартной модели (сек-  
111 ция 1.1), КХД (секция 1.2), уделяется внимание реализации непертурбативных эффектов  
112 (секция 1.3). Дается общее описание рассматриваемых процессов, в результате которых рож-  
113 даются прямой фотон и ассоциированная с ним адронная струя (секция 1.4). В секции 1.5  
114 рассматривается природа мультипартонных взаимодействий, а также приводятся результа-  
115 ты существующих теоретических и экспериментальных работ. В секции 1.6 приводится обзор  
116 МС предсказаний, рассматриваемых в диссертации.

117 **Во второй главе** диссертации описывается ускорительный комплекс Тэватрон (сек-  
118 ция 2.1) и детектор DØ (секция 2.2).

119 **В третьей главе** диссертации рассматривается триггерная система отбора событий,  
120 применяемая в эксперименте DØ (секция 3.1), а также алгоритмы реконструкции физиче-  
121 ских объектов, таких как трек (секция 3.2.1), первичная вершина события (секция 3.2.2),  
122 недостающая поперечная энергия  $E_T$  (секция 3.2.3), электромагнитный кластер (секция 3.2.4)  
123 и адронная струя (секция 3.2.5). Дополнительно приводится обзор процедуры коррекции  
124 энергетической шкалы струй (Jet Energy Scale, JES) (секция 3.2.6).

125 **Четвёртая глава** диссертации посвящена измерению тройного дифференциального се-  
126 чения процессов с рождением прямого фотона и адронной струи в  $p\bar{p}$  столкновениях с энерги-  
127 ей  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ в системе центра масс. Секция 4.1 содержит описание данных и МС моделей,  
128 используемых в измерении. В секции 4.2 приведено описание критериев отбора  $\gamma + \text{jet}$  собы-  
129 тий. В секции 4.3 описывается процедура измерения сечения и вычисляются необходимые



130 поправки. В секции 4.4 рассматриваются основные источники систематических неопределен-  
 131 ностей, а секция 4.5 содержит результаты измеренных дифференциальных сечений в данных  
 132 и их сравнения с МС предсказаниями.

133 **В пятой главе** диссертации изучаются угловые корреляции в  $\gamma + 2 \text{ jet}$  и  $\gamma + 3 \text{ jet}$  собы-  
 134 тиях и выполняются измерения нормированных дифференциальных сечений как функций  
 135 азимутальных углов в различных интервалах  $p_T$  второй струи. В секции 5.1 описываются  
 136 критерии отбора физических данных. Секция 5.2 содержит определение азимутальных уг-  
 137 лов, которые используются при измерении сечений. Процедура измерения нормированных  
 138 дифференциальных сечений приведена в секции 5.3. Описание основных источников система-  
 139 тических неопределенностей полученных результатов и сравнение последних с различными  
 140 МС предсказаниями представлены в секции 5.4. Секция 5.5 и секция 5.6 посвящены измере-  
 141 нию долей двойных и тройных партонных взаимодействий в  $\gamma + 2 \text{ jet}$  и  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях.

142 **Шестая глава** диссертации посвящена измерению долей двойных партонных взаимо-  
 143 действий и эффективных сечений в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  событиях. В секции 6.1 рассмат-  
 144 ривается метод извлечения параметра  $\sigma_{\text{eff}}$  из данных. Секция 6.2 содержит описание данных  
 145 и моделей, которые используются для вычисления  $\sigma_{\text{eff}}$ . Алгоритмы определения доли двой-  
 146 ных партонных событий и доли событий, происходящих в двух отдельных  $p\bar{p}$  вершинах,  
 147 описываются в секции 6.3.1 и секции 6.3.2. Процедура измерения и вычисленные значения  
 148  $\sigma_{\text{eff}}$  представлены в секциях 6.4 и 6.5.

149 **В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

150 **В Приложении А** приведены таблицы, содержащие дифференциальные сечения  
 151  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$  в шестнадцати кинематических областях.

152 **В Приложении Б** исследуются различные модели, в которых фотон и адронные струи  
 153 происходят исключительно в результате единичного рассеяния (SP), используемые при вы-  
 154 числении  $f_{\text{DP}}$  в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  событиях.

## Глава 1

## Теория

Физика высоких энергий представляет собой раздел физики, который изучает свойства наименьших составляющих материи (частиц), а также пытается понять как они взаимодействуют между собой и что происходило на заре образования Вселенной. За последние сорок лет была окончательно сформулирована и экспериментально подтверждена теоретическая конструкция, Стандартная модель, которая описала три из четырех взаимодействий (электромагнитное, слабое и сильное), объяснила и предсказала наличие множества частиц.

Основная экспериментальная цель физики частиц - изучение столкновений частиц при больших энергиях с целью тщательного исследования предсказаний стандартной модели.

## 1.1. Стандартная модель

В настоящее время существует четыре фундаментальных взаимодействия, которые могут объяснить большое количество явлений в физике:

- сильное взаимодействие;
- электромагнитное взаимодействие;
- слабое взаимодействие;
- гравитационное взаимодействие.

Сильное взаимодействие, являющееся взаимодействием между кварками, описывается КХД, в то время как электромагнитные и слабые взаимодействия объединяются в электрослабое взаимодействие. Стандартная модель представляет собой калибровочную теорию сильного и электрослабого взаимодействий, которая объясняет наличие множества частиц и сложных взаимодействий с помощью нескольких объектов:

- кварки шести ароматов ( $u, d, c, s, b, t$ );
- лептоны ( $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ );
- калибровочные бозоны ( $gluon, \gamma, W^\pm, Z^0$ ).

Схематическое представление СМ представлено на рисунке 1.1. В стандартной модели элементарные частицы бывают двух типов. Система частиц с полуцелым спином ( $\hbar/2, 3\hbar/2, \dots$ )

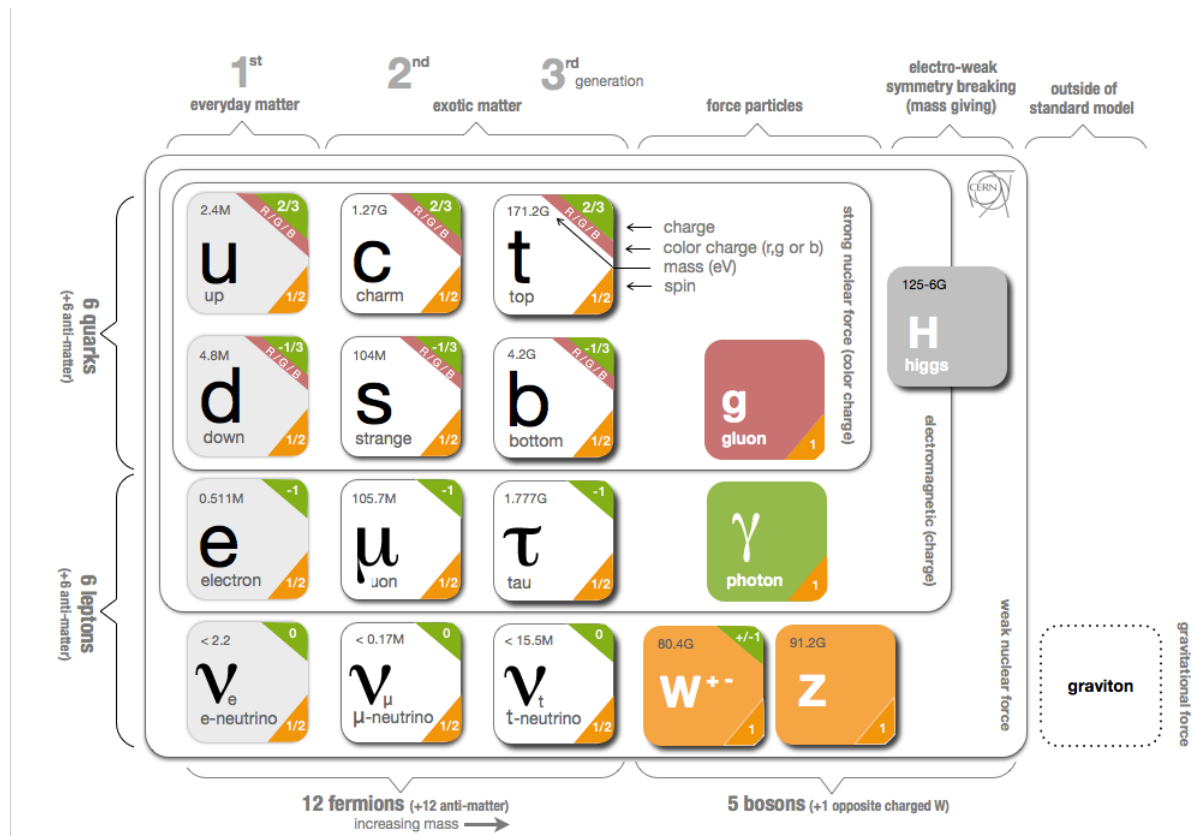


Рисунок 1.1 – Графическое представление Стандартной модели. Рисунок взят из [21].

182 называются фермионами, так как они подчиняются статистике Ферми-Дирака. Частицы с  
 183 целым спином ( $0, \hbar, 2\hbar, \dots$ ) соответствуют статистике Бозе-Эйнштейна и называются бозона-  
 184 ми. Фермионами являются кварки и лептоны. Лептоны - это частицы, которые не участвуют  
 185 в сильных взаимодействиях, но имеют электрический заряд. Нейтральные лептоны называ-  
 186 ются нейтрино. Кварки - это фундаментальные составляющие материи, они несут одну треть  
 187 или две трети от заряда электрона. Кварки никогда не наблюдались в свободном состоянии в  
 188 силу механизма, который называется конфайнмент. Частицы, которые участвуют в сильном  
 189 взаимодействии называются адронами. Существует два типа адронов: мезоны и барионы, со-  
 190 стоящие из пары кварк-антикварк или трех кварков соответственно. Кроме того, для каждой  
 191 частицы существует античастица с той же массой и спином, но с противоположными значениями  
 192 для заряда и некоторых внутренних квантовых чисел.

193 Кроме лептонов и кварков, есть третья группа частиц, известных как калибровочные  
 194 бозоны. Эти частицы, обладающие спином  $\hbar$ , ответственны за передачу основных взаимодей-  
 195 ствий:

- 196 • Безмассовые глюоны являются переносчиком сильного взаимодействия между кварка-  
 197 ми различных цветов.

- 198 • Безмассовые фотоны переносят электромагнитную силу между электрически заряжен-  
199 ными частицами.
- 200 • Обладающие массой векторные бозоны  $W^\pm$  и  $Z$  являются переносчиками слабого вза-  
201 имодействий между частицами различных ароматов (все кварки и лептоны).

202 Стоит отметить, что гравитационное взаимодействие, вероятно, тоже обменного характера,  
203 но его гипотетические переносчики, обладающие спином два, в настоящее время не найдены.

204 Стандартная модель предсказывает существование безмассовых фермионов и калибро-  
205 вочных бозонов, что, очевидно, отклоняется от экспериментальных наблюдений, где за ис-  
206 ключением фотонов и глюонов, все калибровочные бозоны имеют массу. Чтобы решить эту  
207 “массовую” головоломку, вводится механизм Хиггса, который объясняет возникновение мас-  
208 сы  $W^\pm$  и  $Z$  бозонов через спонтанное нарушение симметрии электрослабого взаимодействия  
209 в процессе их взаимодействия с полем бозонов Хиггса. Механизм Хиггса, который наруша-  
210 ет калибровочную группу стандартной модели для электромагнетизма, также несет ответ-  
211 ственность за возникновение массы лептонов и кварков. Бозон Хиггса, как и калибровочные  
212 бозоны, проявляющийся в виртуальном состоянии как квант соответствующего поля, суще-  
213 ствует в виде бесспиновой нейтральной скалярной частицы. После нескольких десятилетий  
214 интенсивных поисков в 2012 году бозон Хиггса был обнаружен в экспериментах ATLAS и  
215 CMS на данных, полученных LHC, CERN.

## 216 1.2. Квантовая хромодинамика

217 КХД рассматривает кварк-глюонные процессы в их динамике. Каждый из кварков,  
218 входящих в адрон, представляет из себя сложную систему и состоит из собственно кварка,  
219 носителя квантовых чисел (валентный кварк), и окружающего его облака глюонов и вирту-  
220 альных кварк-антикварковых пар (морские кварки).

221 Как было отмечено ранее, КХД является теорией, которая описывает сильные взаимо-  
222 действия в Стандартной модели. Сила сильного взаимодействия устанавливается константой  
223 сильного взаимодействия  $\alpha_s$ , которая зависит от шкалы энергии и задается функцией  $\beta(\alpha_s)$ .  
224 Эволюция константы сильного взаимодействия по  $Q^2$ , квадрат переданного импульса, зада-  
225 ется уравнением ренормгруппы:

$$Q^2 \frac{d\alpha_s}{dQ^2} = \beta(\alpha_s(Q^2)) , \quad (1.1)$$

226 где функция  $\beta$  вычисляется пертурбативно. В лидирующем порядке уравнение ренормгруп-  
227 пы решается в виде

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (1.2)$$

228 где  $b_0$  - число кварков, участвующих в взаимодействии. На рисунке 1.2 представлены резуль-  
таты измерений  $\alpha_s(Q^2)$  в различных процессах. Константа сильного взаимодействия умень-

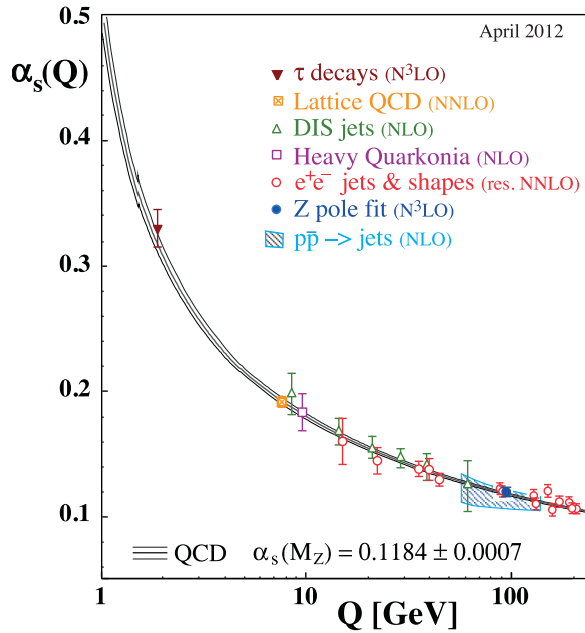


Рисунок 1.2 – Результаты измерений  $\alpha_s(Q^2)$  как функции энергетической шкалы  $Q$ . Соответствующая степень теории возмущений КХД, используемая при извлечении  $\alpha_s(Q^2)$  указана в скобках. Рисунок взят из [22].

229

230 шается с увеличением переданного импульса. Таким образом, на малых расстояниях парт-  
231 ны (кварки или глюоны) “ощущают” себя как свободные частицы и не “чувствуют” сильного  
232 взаимодействия, в то время как на больших расстояниях сила связи асимптотически расхо-  
233 дится, и ограничивает кварки и глюоны в бесцветные адроны. Эти два явления известны  
234 как асимптотическая свобода и конфайнмент.

235

Другими словами, когда в адроне кварки находятся близко друг от друга, то силы взаи-  
236 модействия между ними малы, но по мере увеличения расстояния между кварками эти силы  
237 растут. При столкновении адронов кварки могут “освободиться” и преодолеть конфайнмент.  
238 При этом силы их взаимодействия с остальными кварками адрона растут с увеличением  
239 расстояния и становятся большими. За счет сильного взаимодействия в вакууме рождаются  
240 кварк-антикварковые пары и каждый вылетающий кварк может “обрасти” ими. В результате  
241 из адрона могут вылететь новые адроны. Таким образом формируется последовательность  
242 адронов, в которой каждый из адронов обладает энергией меньшей, чем предыдущий. Этот

243 процесс происходит до тех пор пока оставшейся энергии кварка будет достаточно для со-  
 244 здания новой пары. Как правило, облако новых частиц летит в узком угловом конусе по  
 245 направлению первоначального жестко рассеянного партона. Такое облако частиц называет-  
 246 ся адронной струёй (jet). Процесс образования адронов из кварков и глюонов называется  
 247 адронизацией или фрагментацией.

248 КХД используется для расчета сечений взаимодействий с участием адронов в началь-  
 249 ном или конечном состояниях. Согласно теореме о факторизации, сечение любого процесса  
 250 КХД можно записать в виде свертки трех основных строительных блоков (функция распре-  
 251 деления партонов в адроне, сечение партон-партонного столкновения и функция фрагмента-  
 252 ции конечных партонов в адроны и другие частицы), которые разделяют высокоэнергичные  
 253 (пертурбативные) от низкоэнергичных (непертурбативные) процессов. Обычно, поперечное  
 254 сечение взаимодействия между двумя адронам  $H_1 + H_2 \rightarrow H_3 + X$  представляется в следую-  
 255 щем виде (см. рисунок 1.3):

$$\sigma(P_1, P_2) = \sum_{i,j,k} \int f_{i/1}(x_1, \mu_F^2) f_{j/2}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ijk}(p_1, p_2, p_3, \alpha_s(\mu_F^2), Q^2/\mu_F^2) D_{k/3}(z_k, \mu_f^2) dx_1 dx_2 dx_3. \quad (1.3)$$

Здесь  $P_1$  и  $P_2$  - это импульсы входных адронов и  $p_1 = x_1 P_1$  и  $p_2 = x_2 P_2$  - импульсы пар-

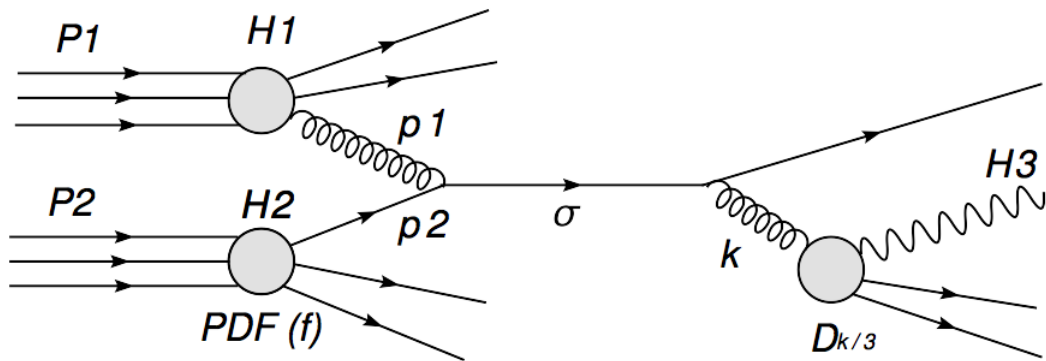


Рисунок 1.3 – Схема взаимодействия двух адронов. Процесс описывается как свертка функций распределения партонов в адроне (PDF). Жёсткое рассеяние описывается партонным сечением,  $\sigma$ , которое может быть рассчитано пертурбативно. Исходящие партоны могут распадаться на другие частицы. Этот процесс учитывается в функции фрагментации (D).

256

257 тонов, которые участвуют в процессе жесткого рассеяния. Суммирование производится по  
 258 всем типам партонов, чьи вероятностные плотности,  $f_{i/1}(x_1, \mu_F^2)$ , определяют доли импульса  
 259  $P_1$ ,  $x_1$ , сталкивающегося адрона  $H_1$  при заданной шкале факторизации  $\mu_F$ . Шкала факто-  
 260 ризации - это произвольный параметр, используемый для регулирования особенностей (син-  
 261 гулярностей), при вычислениях, которые не могут быть разрешены, используя только пер-  
 262 турбативный подход. Отметим, что сами PDF не могут быть определены пертурбативными

263 расчетами КХД. Их функциональная форма параметризуется на основе экспериментальных  
 264 данных при фиксированной шкале  $Q_0^2$ . Эволюция PDF по шкале факторизации предска-  
 265 зывается ДГЛАП (Докшицер, Грибов, Липатов, Алтарелли, Паризи) уравнением [23]. PDF,  
 266 оцененные по одной шкале, могут быть использованы для прогнозирования эксперименталь-  
 267 ных результатов при других шкалах. Существуют различные наборы PDF параметризаций.

268  $\hat{\sigma}_{ijk}$  - это сечение партонного взаимодействия, рассчитанное в рамках пертурбативной  
 269 КХД (pQCD) с использованием шкалы перенормировки (ренормализации)  $\mu_R$ . Шкала пе-  
 270 ренормировки вводится для решения проблемы наличия ультрафиолетовых особенностей,  
 271 которые появляются при более высоких порядках (больше, чем лидирующий порядок) в пер-  
 272 турбативных расчетах. Параметр обычно выбирается того же значения, что и  $\mu_F$ , и  $\mu_f$  (см.  
 273 далее).

274  $D_{k/3}(z_k, \mu_f^2)$  - это функция фрагментации, которая показывает вероятность того, что  
 275 партон из входных частиц образует в конечном состоянии частицу  $H_3$  с фракцией импуль-  
 276 са  $z_k$  в процессе фрагментации при заданной шкале фрагментации  $\mu_f$ . Шкала фрагментация  
 277  $\mu_f$  вводится аналогично шкале факторизации. Она разрешает особенности коллинеарного  
 278 излучения партонов в конечном состоянии. Как и PDF, функции фрагментации пока ана-  
 279 литически невычислимы, но существует возможность рассчитать их зависимость от выби-  
 280 раемых шкал. Функции фрагментации производят указания величины энергии, уходящей  
 281 вместе с частицами в конечном состоянии. Среди них особую роль играют высокоэнергети-  
 282 ческие фотоны, которые могут рождаться как непосредственно при жестком партон-партон-  
 283 ном рассеянии (*прямые* фотоны), так и в результате фрагментации рассеянных партонов  
 284 (фрагментационные фотоны).

285 Равенство трех параметров,  $\mu_F$ ,  $\mu_R$  и  $\mu_f$ , совершенно не обязательно, однако они не  
 286 должны быть выбраны сильно отличными друг от друга, чтобы не ввести нефизическую  
 287 иерархию в расчет. Так как шкалы являются совершенно произвольными, любое физическое  
 288 наблюдение должно быть независимо от их конкретного выбора. Если бы расчеты были  
 289 проведены во всех порядках пертурбативной теории, тогда бы не было никакой зависимости  
 290 в конечном результате. Тем не менее, большинство расчетов доступны лишь в определенном  
 291 порядке, и, следовательно, существует остаточная зависимость от шкал.

292 В данной работе для сравнения результатов экспериментальных данных с предска-  
 293 заниями pQCD выбраны следующие шкалы  $\mu_F = \mu_R = \mu_f = p_T^\gamma$ . Для того, чтобы оценить  
 294 влияние учёта вклада более высокого порядка произведены расчёты с новыми значениями  
 295 шкал,  $2p_T^\gamma$  и  $p_T^\gamma/2$ . Дополнительно рассмотрены величины неопределенностей из-за выбора  
 296 PDF, см. раздел 4.5.

### 297 1.3. Непертурбативных эффекты

298 Полное описание конечного состояния  $p\bar{p}$  столкновений состоит из двух элементов:

- 299 1. жесткое рассеяние, включающее передачу большого поперечного импульса, вычисляе-  
300 мое в рамках pQCD до определенного порядка  $\alpha_s$ ;
- 301 2. непертурбативные эффекты, учитывающие низкоэнергичные взаимодействия и адронизацию.  
302

303 Программы Монте-Карло (МС) генераторов, использующиеся для калибровки и интер-  
304 претации физических процессов, включают в себя реализацию партонных ливней и различ-  
305 ных моделей, которые описывают непертурбативные эффекты, такие как адронизация и  
306 взаимодействие частиц не участвовавших в фундаментальном жёстком партон-партонном  
307 процессе (underlying event, UE).

- 308 • Партонные ливни (PS) описывают последовательное партонное излучение из партонов,  
309 принимающих участие в жестком взаимодействии. PS соответствуют поправкам высо-  
310 кого порядка жесткого подпроцесса, вычислить которые не представляется возможным.  
311 Вместо этого используются схемы приближения. Эволюция ливней, как правило, опи-  
312 сывается в рамках уравнения ДГЛАП. Однако, при низких значениях  $x$  употребляют  
313 уравнение БФКЛ (Балицкий, Фадин, Кураев, Липатов). Численная реализация партонных ливней осуществляется с помощью форм-фактора Судакова [24]. В силу того, что кварки и глюоны не могут существовать изолированно, МС программы используют разные модели адронизации партонов в адроны.  
316

- 317 • Гипотеза локальной партон-адронной двойственности утверждает, что импульс и квантовые числа адронов наследуются от составляющих их партонов [25]. Эта гипотеза лежит в основе всех моделей адронизации. Современные МС генераторы реализуют струнную или кластерную модели адронизации.  
320

321 Струнная модель [26] адронизации, схематически представленная на рисунке 1.4 а), основана на наблюдениях из моделирования КХД на решетках; на больших расстояниях потенциальная энергия цветных источников, тяжелые кварк/анти-кварк ( $q\bar{q}$ ) пары, линейно возрастает с их разделением. В данной модели поле между каждой  $q\bar{q}$  парой представляет струну с одинаковой энергией на единицу длины. Как только  $q$  и  $\bar{q}$  отдаляются друг от друга, энергия цветового поля увеличивается и струна натягивается.  
326 В конце концов, струна разрывается, и её концы формируют новую кварк/анти-кварк  
327



328 пару. Если инвариантная масса какой-либо из этих частей струны достаточно большая,  
 329 то могут происходить дополнительные разрывы. Предполагается, что процесс разрыва  
 330 струн продолжаться до тех пор, пока не останутся только адроны. В первом прибли-  
 331 жении, при рождении барионов, дикварк ( $D$ ) вырабатывается так же как и обычный  
 332 анти-кварк. Струна может разорваться и оставить либо кварк/анти-кварк пару, либо  
 333 пару дикварк/анти-дикварк, что приводит к трехкварковому состоянию.

334 Кластерная модель [27] адронизации основана на так называемом “преконфайнмент”  
 335 свойстве КХД, открытом Амати и Венециано [28]. Они предположили, что партоны  
 336 в ливне могут кластеризоваться в бесцветные группы. Распределение массы в этих  
 337 группах может зависеть только от импульса  $q$  и  $\Lambda_{\text{QCD}}$ . Данные кластеры при заданной  
 338 шкале адронизации,  $Q_0$ , можно отождествить как прото-адроны, которые впоследствии  
 339 распадаются на наблюдаемые в конечном состоянии адроны. Глюоны из PS делятся на  
 340 легкие кварк/анти-кварковые или дикварк/анти-дикварковые пары, как показано на  
 341 рисунке 1.4 б). Цвето-синглетные кластеры образуются из различных комбинаций пар:  
 342 мезонной ( $q\bar{q}$  и  $D\bar{D}$ ), барионной ( $qD$ ) и анти-барионной ( $\bar{q}\bar{D}$ ). Таким образом, образу-  
 343 ющиеся кластеры фрагментируют в пару адронов. Если кластер слишком лёгкий для  
 344 того, чтобы распасться на два адрона, то он соответствует самому легкому единичному  
 345 адрону; его масса сдвигается к соответствующему значению путем обмена импульсами  
 346 с соседними кластерами. Если кластер является слишком тяжелым, то он распадается  
 347 на два кластера, которые в дальнейшем фрагментируют в адроны.

- 348 • При глубоко неупругих адрон-адронных столкновениях один партон из одного нуклона  
 349 подвергается жесткому рассеянию на одном партоне другого (второго) нуклона. Осталь-  
 350 ные партоны -“наблюдатели”, которые не принимают участие в жестком подпроцессе,  
 351 участвуют в так называемом UE. Стоит отметить, что дополнительная активность UE  
 352 выше, чем в так называемых minimum-bias (MB) событиях (столкновения, которые не  
 353 идентифицируются как жесткий подпроцесс).

354 Для учета дополнительных адронов при жёстких подпроцессах генераторы событий  
 355 должны моделировать структуру прицельного параметра адрон-адронных столкнове-  
 356 ний. Более подробно прицельный параметр рассматривается в секции 1.5.

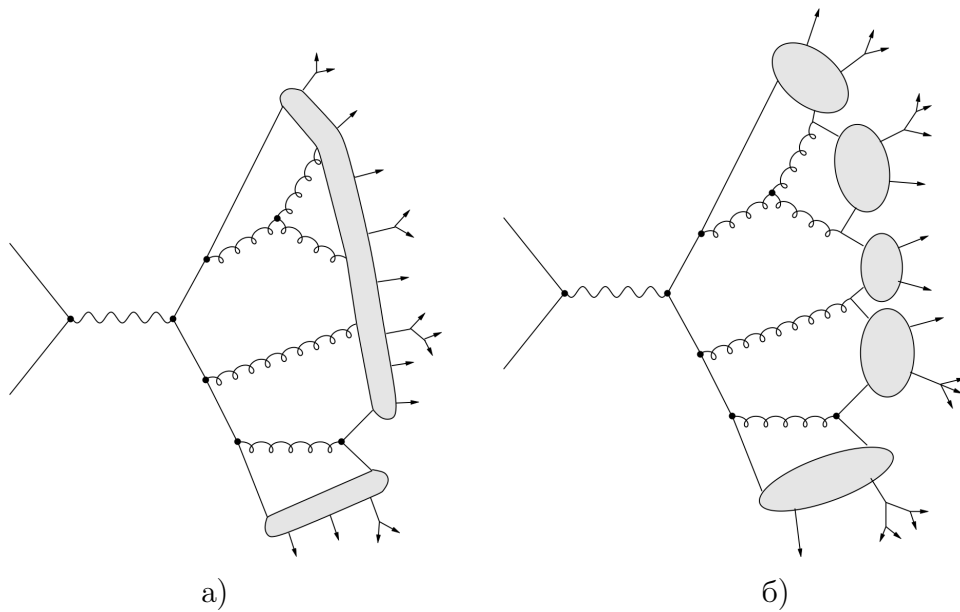


Рисунок 1.4 – Схематическая иллюстрация струнной (а) и кластерной (б) моделей процесса адронизации. Рисунки взяты из [29].

## 357 1.4. Рождение прямых фотонов

358 Изучение прямых фотонов, полученных в сочетании со струей может быть использовано  
 359 для расширения инклюзивных измерений фотона [30–35] и предоставить информацию о PDF  
 360 [36–44]. Термин “прямые” означает, что эти фотоны не являются производными от распада  
 361 адронов, например,  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\omega$ , или  $K_S^0$  мезонов.

362 Такие события в основном происходят в КХД непосредственно в процессе комптонов-  
 363 ского рассеяния,  $gq \rightarrow \gamma q$ , (см. рисунок 1.5) и через кварк-антикварк аннигиляцию,  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ ,  
 (см. рисунок 1.6).

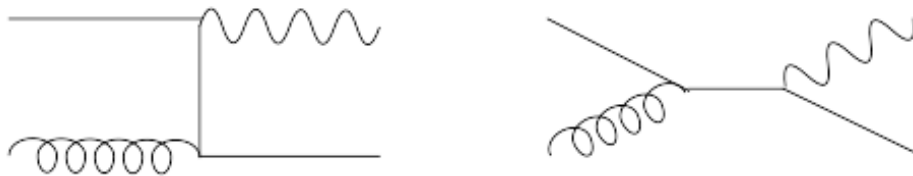


Рисунок 1.5 – Комптоновское рассеяние.

364

365 Инклюзивное рождение  $\gamma + \text{jet}$  может также происходить из партонных процессов, таких  
 366 как  $gg \rightarrow q\bar{q}$ ,  $qg \rightarrow qg$ , или  $qq \rightarrow qq$ . В этих процессах образуются достаточно энергетичные  
 367 фотоны, а также происходит процесс фрагментации с образованием адронных струй (см. ри-  
 368 сунки 1.7) [37, 45]. Требование на изоляцию фотона существенно снижает количество таких  
 369 событий. Однако, их вклад по-прежнему заметен в некоторых областях фазового простран-

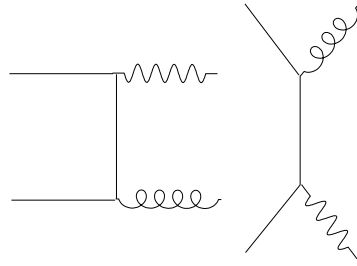


Рисунок 1.6 – Кварк-антикварк аннигиляция.

ства, например, при низких значениях поперечного импульса фотона,  $p_T^\gamma$ .

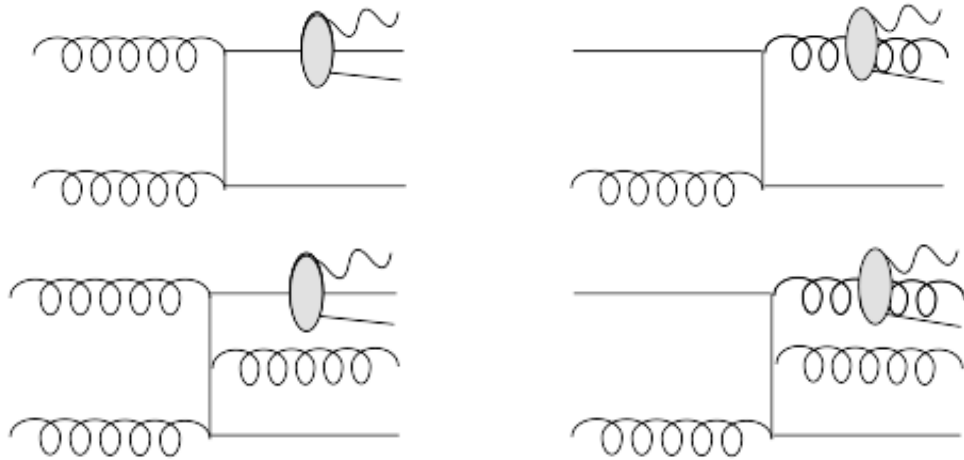


Рисунок 1.7 – Фрагментационные процессы лидирующего порядка (верхние рисунки) и следующего за лидирующим порядком NLO (нижние рисунки).

370

371 Отбор событий с разными угловыми конфигурациями между фотоном и струей позво-  
 372 ляют протестировать различные кинематические области для таких переменных как доля  
 373 партонного момента  $x$  и квадрат переданного импульса  $Q^2$ . Измерение тройного дифферен-  
 374 циального сечения в событиях с рождением прямых фотонов и ассоциированных адронных  
 375 струй в различных кинематических областях в эксперименте  $D\phi$  представлено в главе 4.

## 376 1.5. Мультипартонные взаимодействия

377 Одним из важных источников фоновых событий в физических исследованиях, прово-  
 378 димых на Тэватроне и ЛHC, являются мультипартонные взаимодействия (MPI). В общем  
 379 случае при столкновении адронов несколько партонов из одного адрона рассеиваются на  
 380 партонах другого адрона. Большая часть таких взаимодействий, как правило, не приводит  
 381 к образованию струй с большим поперечным моментом. Тем не менее, с ростом энергии

382 создаваемых ускорителей повышаются возможности измерения жестких мультипартонных  
 383 взаимодействий. Такие жесткие МРІ является источником фона для многих мультиструйных  
 384 процессов, в т.ч. при рождении бозона Хиггса [46–49]. Изучение МРІ событий в  $p\bar{p}$  столкно-  
 385 вениях является предметом многих теоретических исследований, например [50–58]. Простей-  
 386 шим случаем МРІ является двойное партонное рассеяние (DPS).

387 Математическая модель жёсткого двойного партонного рассеяния в адронных взаимо-  
 388 действиях в системе центра-масс с энергией  $\sqrt{s}$  может быть представлена как

$$\sigma_{H_1, H_2}^{DPS}(s) = \frac{m}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2, \mathbf{d}; Q_{H_1}, Q_{H_2}) \hat{\sigma}_{ik}^{(H_1)}(x_1, x'_1, s) \times \quad (1.4)$$

$$\times \Gamma_{kl}(x'_1, x'_2, \mathbf{d}; Q_{H_1}, Q_{H_2}) \hat{\sigma}_{jl}^{(H_2)}(x_2, x'_2, s) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 d^2 \mathbf{d},$$

389 где  $\sigma_{H_1, H_2}^{DPS}$  - измеряемое полное дифференциальное сечение двойного партонного рассеяния.  
 390 Оно включает объединенную адронную систему  $(H_1 + H_2)$  при заданной энергии  $\sqrt{s}$ . Сече-  
 391 ние  $\hat{\sigma}_{ik}^{(H_1)}$  [ $\hat{\sigma}_{jl}^{(H_2)}$ ] - это дифференциальное сечение рождения системы  $H_1$  [ $H_2$ ] в столкновении  
 392 партонов  $i$  [ $j$ ] и  $k$  [ $l$ ]. Фактор  $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, \mathbf{d}; Q_{H_1}, Q_{H_2})$  [ $\Gamma_{kl}(x'_1, x'_2, \mathbf{d}; Q_{H_1}, Q_{H_2})$ ] - это функция  
 393 двойных партонных распределений (DPDF). Параметр  $m$  - фактор, который связан с пред-  
 394 положением, что вероятность МРІ внутри адрона соответствуют пуассоновскому распреде-  
 395 лению [53]:  $m = 1$ , если  $H_1 = H_2$  и  $m = 2$  в противном случае. Интегрирование по долям  
 396 импульсов  $x_1$  и  $x_2$  ограничено законом сохранения энергии,  $x_1 + x_2 \leq 1$ . Суммирование  
 397 осуществляется по всем возможным партонным комбинациям. На рисунке 1.8 представлена  
 схема двойного партонного рассеяния. Функцию DPDF  $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, \mathbf{d}; Q_{H_1}, Q_{H_2})$  условно можно

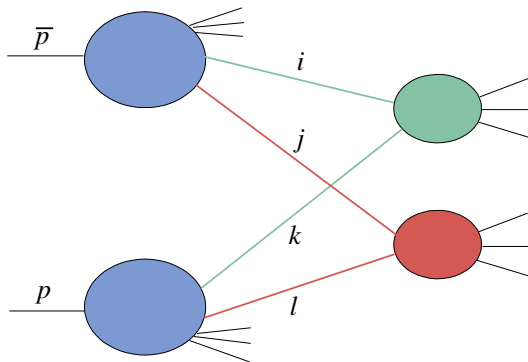


Рисунок 1.8 – Схема двойного партонного рассеяния.

398

399 интерпретировать как инклюзивное распределение вероятности найти партон  $i$  [ $j$ ] с фракци-  
 400 ей продольного импульса  $x_1$  [ $x_2$ ] при шкале  $Q_{H_1}$  [ $Q_{H_2}$ ] в протоне, в котором два партона  
 401 разделены между собой в поперечной плоскости на расстояние  $\mathbf{d}$  (прицельный параметр).

402 Шкалы  $Q_{H_1}$  и  $Q_{H_2}$  характеризуют происходящие подпроцессы  $H_1$  и  $H_2$ . Предполагается, что  
 403 DPDF могут быть разложены на продольные и поперечные компоненты:

$$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, \mathbf{d}; Q_{H_1}, Q_{H_2}) \simeq D_{ij}(x_1, x_2; Q_{H_1}, Q_{H_2})F(\mathbf{d}) . \quad (1.5)$$

404 Здесь продольная компонента  $D_{ij}(x_1, x_2; Q_{H_1}, Q_{H_2})$ , имеющая строгую интерпретацию в лиди-  
 405 рующем порядке pQCD, это инклюзивная вероятность найти в протоне партон  $i$  с фракцией  
 406 импульса  $x_1$  при шкале  $Q_{H_1}$ , а также, партон  $j$  с фракцией импульса  $x_2$  при шкале  $Q_{H_2}$ . Точ-  
 407 ное предсказание сечения двойных партон рассеяний требует хорошего моделирование как  
 408 продольной, так и поперечной компоненты,  $F(\mathbf{d})$ , а также учёта корреляционных эффектов  
 409 в этих функциях.

410 Корреляции между партонами в поперечном пространстве, как минимум, должны свя-  
 411 зывать два партона в одном и том же адроне. Поперечная компонента, другими словами,  
 412  $F(\mathbf{d}) = \int f(r)f(r-\mathbf{d})d^2r$ , - это функция перекрытия между партонными пространственными  
 413 распределениями  $f(r)$  с поперечной координатой  $r$  в сталкивающихся нуклонах в зависимо-  
 414 сти от прицельного параметра  $\mathbf{d}$  (например, см. [54, 55]). Она характеризует поперечную  
 область, которую занимают взаимодействующие партоны, см. рисунок 1.9. Партоны в каж-

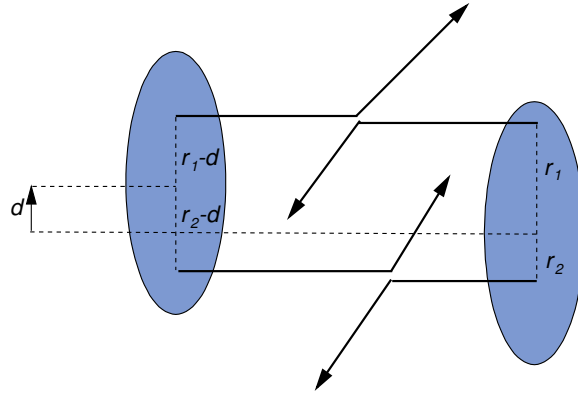


Рисунок 1.9 – Схематический вид прицельного параметра  $\mathbf{d}$  сталкивающихся адронов.

415

416 дом из входящем адронов распределены в поперечной области, имеющей размер порядка 1  
 417  $fm^2$ . Прицельный параметр столкновения - это поперечное расстояние между центрами тя-  
 418 жести этих областей до столкновения адронов. В случае, если прицельный параметр является  
 419 большим, то области пересекаются мало и столкновение периферическое. Такая configura-  
 420 ция соотносится с низкой вероятностью жесткого партон-партонного рассеяния и небольшим  
 421 MPI. С другой стороны, при малых значениях прицельного параметра столкновения явля-  
 422 ются центральными и имеют большое перекрытие областей; в данном случае ожидаются

несколько множественных взаимодействий и более высокая вероятность жёстких подпроцес-  
сов.

Стоит отметить, что точный расчет таких корреляций в рамках пертурбативной теории не представляется возможным. Существующие модели для описания  $F(\mathbf{d})$  обычно используют гауссовскую или экспоненциальную формы (или их комбинацию). Поперечная компонента обычно выражается как [3–6, 51, 52, 54]

$$\sigma_{\text{eff}}^{-1} = \int d^2\mathbf{d}[F(\mathbf{d})]^2. \quad (1.6)$$

Число  $\sigma_{\text{eff}}$ , называемое эффективным сечением, определяется на партонном уровне и измеряется в единицах поперечного сечения. В рамках описанного формализма  $\sigma_{\text{eff}}$  не зависит от процесса и рассматриваемого фазового пространства. Эффективное сечение может быть связано с геометрическими размерами протона.

Следует обратить внимание на тот факт, что экспериментальные измерения  $\sigma_{\text{eff}}$  были выполнены всего лишь небольшим количеством коллабораций. Таблица 1.1 суммирует существующие измерения значения  $\sigma_{\text{eff}}$ , полученные коллаборациями AFS [3], UA2 [4], CDF [5, 6], DØ [7], ATLAS [8] и CMS [9]. С учётом больших неопределенностей результаты согласуются между собой, несмотря на различные конечные состояния (струи и фотоны или  $W$  бозоны). Первые три измерения рассматривают события, имеющие в конечном состоянии четыре струи, в то время как в измерениях CDF и DØ [6, 7, 19] используют  $\gamma + 3 \text{ jet}$  события, которые в случае двойного партонного (DP) рассеяния образуют  $\gamma + \text{jet}$  и две струи (дайджет) в конечных состояниях. Как было показано в экспериментальных работах [5–7] и в теоретической работе [59], использование конечного состояния  $\gamma + 3 \text{ jet}$  приводит к значительному увеличению фракции DP по сравнению с измерением четырех-струйных событий. ATLAS и CMS [8, 9] рассматривают систему с  $W$  и двойными струями в конечном состоянии.

Различия между экспериментальными и теоретическими значениями пытались объяснить, используя конституентную кварковую модель [60, 61], или с помощью ввода нетривиальных корреляций между двумя системами рассеяния как в [54, 62]. Однако, полного объяснения не существует до сих пор. Недавние исследования [63, 64], возможно, помогут разрешить эти расхождения.

Выражение (1.4) для сечения DP принято представлять в следующем виде, имеющем вероятностный смысл:

$$\sigma_{H_1, H_2}^{DPS} = \frac{m}{2} \frac{\sigma_{H_1} \sigma_{H_2}}{\sigma_{\text{eff}}}. \quad (1.7)$$

В главе 5 измеряются азимутальные распределения, чувствительные к кинематике MPI, в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + 2 \text{ jet}$  событиях и сравниваются с предсказаниями различных MPI MC моделей.

Таблица 1.1 – Краткое изложение результатов, экспериментальных параметров и критериев отбора событий в исследованиях по изучению двойных партонных взаимодействий, выполненных в AFS [3], UA2 [4], CDF [5, 6], DØ [7], ATLAS [8], и CMS [9] коллаборациях.

	$\sqrt{s}$ (ГэВ)	конечное состояние	$p_T^{\text{cut}}$ (ГэВ)	$\eta$ область	$\sigma_{\text{eff}}$ (мб)
AFS	63	4 jets	$p_T^{\text{jet}} > 4$	$ \eta^{\text{jet}}  < 1$	$\approx 5$
UA2	630	4 jets	$p_T^{\text{jet}} > 15$	$ \eta^{\text{jet}}  < 2$	$> 8.3$ (95% C.L.)
CDF	1800	4 jets	$p_T^{\text{jet}} > 25$	$ \eta^{\text{jet}}  < 3.5$	$12.1_{-5.4}^{+10.7}$
CDF	1800	$\gamma + 3$ jets	$p_T^{\text{jet}} > 6$ $p_T^\gamma > 16$	$ \eta^{\text{jet}}  < 3.5$ $ \eta^\gamma  < 0.9$	$14.5 \pm 1.7$ (stat) $_{-2.3}^{+1.7}$ (syst)
DØ	1960	$\gamma + 3$ jets	$60 < p_T^\gamma < 80$ $p_T^{\text{jet}} > 15$	$ \eta^\gamma  < 1.0$ $1.5 <  \eta^\gamma  < 2.5$	$16.4 \pm 0.3$ (stat) $\pm 2.3$ (syst)
ATLAS	7000	$W + 2$ jets	$p_T^{\text{jet}} > 20$	$ \eta^{\text{jet}}  < 2.8$	$15 \pm 3$ (stat) $_{-3}^{+5}$ (syst)
CMS	7000	$W + 2$ jets	$p_T^{\text{jet}} > 20$	$ \eta^{\text{jet}}  < 2.0$	$20.7 \pm 0.8$ (stat) $\pm 6.6$ (syst)

454 Измерения величины двойных партонных рассеяний и эффективного сечения, исполь-  
 455 зуя упрощенную форму уравнения (1.7), в  $\gamma + 3$  jet событиях, собранных экспериментом DØ  
 456 представлены в главе 6.

## 457 1.6. Предсказания Монте-Карло

458 Любое исследование, в котором используется сложный детектор, как например DØ, тре-  
 459 бует детального MC моделирования детектора. MC используется для того, чтобы сравнивать  
 460 данные с моделируемыми наблюдаемыми распределениями. Кроме того, MC используется  
 461 для вычисления разрешения детектора путем оценки эффективностей реконструкции, гео-  
 462 метрического покрытия, производительности триггеров и т.д. Описание MC генераторов,  
 463 которые используются в данной работе представлено ниже.

### 464 Pythia

465 Генератор PYTHIA [65] при реализации жестких подпроцессов моделирует недифракци-  
 466 онные  $p\bar{p}$  столкновения с использованием матричных элементов (ME)  $2 \rightarrow 2$  в лидирующем  
 467 порядке по константе сильной связи. При реализации дополнительного излучения в логар-  
 468 рифмическом приближении используется  $p_T$ -упорядочение партонных ливней [66]. Реализа-  
 469 ция механизмов MPI [56, 67], фрагментации и адронизации основана на струнной модели  
 470 Лунда [26]. По умолчанию в PYTHIA используется STEQ6.1L PDF набор [68].

471 В настоящее время можно выделить две основные категории MPI моделей в PYTHIA, они  
 472 отличаются различным набором данных, которые используются для определения парамет-  
 473 ров моделей. Общепринято обозначать различные модели и их параметры, как “настройка”  
 474 (tune). Эти две категории, “старые” и “новые” модели, соответствуют различным подходам в  
 475 обработки MPI, излучения в начальном и конечном состояниях, ISR и FSR соответственно,  
 476 и других эффектов [67, 69]. Основное различие между “новыми” [67] и “старыми” [56] мо-  
 477 делями заключается в реализации взаимодействия между MPI и излучениями, т.е., эти эф-  
 478 фекты рассматриваются параллельно, в общей последовательности убывания значений  $p_T$ .  
 479 В “старых” моделях ISR и FSR были включены только для самых жестких взаимодействий,  
 480 эти эффекты реализовывались перед какими-либо дополнительными взаимодействиями. В  
 481 “новых” моделях все партонные взаимодействия реализуют ISR и FSR отдельно для каждо-  
 482 го из взаимодействий. Новые модели, особенно те, которые соответствуют семье настроек  
 483 Perugia [69], также позволяют гораздо более широкий набор физических процессов, которые  
 484 могут происходить в дополнительных взаимодействиях.

485 Подробное описание различных MPI моделей в PYTHIA можно найти в работах [65, 69].  
 486 В главе 5 рассматриваются следующие “новые” модели семейства Perugia-0:

- 487 • P0, модель, реализованная по умолчанию в семье настроек Perugia.
- 488 • P-hard и P-soft, модели, которые исследуют зависимость от силы ISR/FSR эффектов,  
 489 сохраняя при этом, в общих чертах, MPI модель, реализованную в P0 настройке.
- 490 • P-post, модель, которая исключает любые цветные струнные образования между ко-  
 491 нечными партонами в жестких независимых рассеяниях.
- 492 • PX и P-6, модели, которые являются модификациями P0, основанные на MRSTLO\* и  
 493 CTEQ6L1 наборах PDF соответственно (P0 использует набор CTEQ5L по умолчанию).

494 Дополнительно исследуются “старые” MPI модели с настройками Tune A и Tune DW.

### 495 **Sherpa**

496 Генератор SHERPA [70] является одним из самых популярных инструментов для моде-  
 497 лирования столкновений частиц в коллайдерах высоких энергии, который при расчёте про-  
 498 цессов жесткого рассеяния использует матричные элементы древесной структуры. Эмиссия  
 499 дополнительных КХД партонов в начальных и конечных состояниях описывается с помощью  
 500 модели PS. Генератор SHERPA последовательно сочетает в себе мультипартонные матричные  
 501 элементы с КХД каскадами партонов. Простая модель множественных взаимодействий ис-  
 502 пользуется для учета UE в адрон-адронных столкновениях. Фрагментация партонов в пер-



503 вичных адронах описывается с помощью феноменологической модели кластеризации [71].  
 504 Механизм MPI в SHERPA, в общем, похож на настройку Tune A генератора PYTHIA [53],  
 505 но обладает рядом отличий, в частности, (а) реализует PS эффект во втором взаимодей-  
 506 ствии и (б) сочетает подход объединения СККВ (определяет шкалу энергии, при которой  
 507 матричные элементы начинают соответствовать PS) с MPI моделированием [70, 72]. Еще  
 508 одной отличительной особенностью SHERPA является моделирование вклада фрагментации  
 509 партона-в-фотон путем включения эффектов квантовой электродинамики в PS [73]. По умол-  
 510 чанию в SHERPA используется STEQ6.6M PDF набор [68].

511 Дополнительно рассматриваются MC модели без MPI, в которых фотон и все струи про-  
 512 исходят исключительно в результате одного рассеяния (SP). Такие события моделируются  
 513 в PYTHIA и SHERPA. В генераторе PYTHIA, как было сказано ранее, моделируются только  
 514  $2 \rightarrow 2$  диаграммы, в результате чего рождаются фотон и лидирующая струя. При выключен-  
 515 ных параметрах MPI в генераторе все дополнительные (к лидирующей) струи рождаются в  
 516 результате развития PS в начальном и конечном состояниях. Такие SP события в дальней-  
 517 шем обозначаются как “PYTHIA SP” события. В SHERPA разрешены рассеяния с матричными  
 518 элементами  $2 \rightarrow \{2, 3, 4\}$ , что обеспечивает рождение до двух дополнительных партонов (и,  
 519 следовательно струй), однако струи могут быть также получены и в результате PS. Для обес-  
 520 печения соответствия между матричным элементом партона и струями PS в соответствии с  
 521 рекомендациями из [73] выбираются следующие параметры “соответствия”: энергетическая  
 522 шкала  $Q_0 = 30$  ГэВ и пространственная шкала  $D = 0.4$ , где  $D$  берется в качестве разме-  
 523 ра изолирующего конуса фотона [74]. Это схема по умолчанию применяется при рождении  
 524  $\gamma + \text{jet}$  событий с моделированием MPI и без него. Набор событий, произведенных без мо-  
 525 делирования MPI по этой схеме называется “SHERPA-1 SP”. В секции 5.4 рассматриваются  
 526 вариации SHERPA SP моделей в зависимости от выбора значений параметра  $Q_0$ .

### 527 **AlpGen + Pythia**

528 Генератор ALPGEN [75] используется для моделирования жестких мультипартонных про-  
 529 цессов ( $2 \rightarrow n$ ) в адронных столкновениях. В основе генератора лежит использование ME.  
 530 Интерфейс ALPGEN+PYTHIA объединяет ME с PS PYTHIA, используя модифицированную  
 531 версию настроек Tune A. ALPGEN реализует соответствие между партоном и струей согласно  
 532 алгоритму MLM [76], что позволяет избежать двойного учета партонов в жестком процессе и  
 533 в PS в перекрывающихся кинематических областях струй. Для оценки фоновых событий при  
 534 вычислении  $\gamma + \text{jet}$  сечения используются  $W + \text{jet}$  и  $Z + \text{jet}$  наборы данных, смоделированные  
 535 с помощью ALPGEN+PYTHIA.

### 536 **Jetphox**

537 Генератор JETPHOX [77] - это MC программа, которая реализует следующую за ли-  
 538 дирующей поправку (NLO). Программа рассчитывает дважды дифференциальное сечение  
 539  $d^2_\sigma/dE_T^2 d\eta$  для процесса  $A+B \rightarrow C+D+X$ , где, в общем случае,  $C$  и/или  $D$  могут быть фо-  
 540 тонами, а  $A$  и  $B$  - партоны с заданными функциями фрагментации PDF. Программа исполь-  
 541 зует в качестве входных данных определения PDF и некие критерии допуска, которые могут  
 542 быть использованы для моделирования общих экспериментальных ограничений. По умолча-  
 543 нию JETPHOX вычисляет полное сечение рождения инклюзивного прямого фотона без учёта  
 544 изоляции фотона от дополнительной адронной активности. Тем не менее, JETPHOX способен  
 545 оценить изоляционную энергию прямых фотонов на уровне генерации, и, следовательно,  
 546 обеспечить предсказание сечения рождения изолированного прямого фотона. Ограничение  
 547 на изоляцию может быть применено либо в относительных величинах, либо в абсолютных.

548 Все описанные генераторы имеют свои собственные таблицы с распадами адронов, свой-  
 549 ствами частиц, ветвящимися фракциями и распределениями распадов. Несмотря на то, что  
 550 генераторы имеют много общего, они не идентичны и не являются взаимозаменяемыми в си-  
 551 лу того, что информация из таблиц влияет на значения параметров, относящихся к другим  
 552 частям программы, которые необходимы, чтобы дать лучшее согласие с экспериментальными  
 553 данными.

554 Образцы событий, полученные с использованием различных MC генераторов, проходят  
 555 через полное моделирование детектора DØ и восстанавливаются с помощью алгоритмов, при-  
 556 меняемых для отбора реальных данных. Программа GEANT [78] с полным моделированием  
 557 отклика детектора DØ [79] пропускает сгенерированные частицы через модель детектора  
 558 DØ и имитирует их взаимодействие с веществом детектора. Энергия, которая выделяет-  
 559 ся в активном веществе детектора, преобразуется в сигналы детектора в том же формате,  
 560 в котором её считывает аппаратура детектора DØ. Для точного моделирования эффектов  
 561 многократных  $p\bar{p}$  взаимодействий и шумов детектора, события от случайного  $p\bar{p}$  пересечения  
 562 накладываются на события MC, используя данные, собранные в одном и том же периоде на-  
 563 бора данных. Затем смоделированные сигналы в детекторе реконструируются программным  
 564 обеспечением, которое используется для данных.

565 Образцы MC событий моделируются для разных эпох набора данных, учитывающие из-  
 566 меняющиеся условия сбора данных, такие как неисправности оборудования или изменения в  
 567 алгоритмах реконструкции объектов. События различных MC-периодов учитываются с от-  
 568 носительным весом в соответствии с интегральной светимостью соответствующих периодов  
 569 набора данных, которым они отвечают.

## Глава 2

## Фермилаб и эксперимент DØ

Данные о событиях, происходящих в  $p\bar{p}$  столкновениях, регистрируются с помощью детектора DØ. Протоны и антипротоны проходят друг-другу навстречу по шести километровому кольцу коллайдера Тэватрон и соударяются. Общая энергия столкновения 1.96 ТэВ в системе центра масс. Детекторы коллабораций CDF and DØ являются базой для Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (Фермилаб).

Сталкивающиеся частицы объединяются в три суперсгустка частиц, разделенных между собой в пространстве по времени на 2.6 мкс. Каждый суперсгусток состоит из двенадцати сгустков, разделенных между собой по 396 нс. Каждый сгусток частиц изначально содержит в себе примерно по 300 миллиардов протонов и 100 миллиардов антипротонов. Столкновения происходят, когда сгустки встречаются в точках пересечения кольца и индивидуальные протоны взаимодействуют с антипротонами.

Интенсивность таких взаимодействий называется светимостью ( $\mathcal{L}$ ). Она содержит информацию о том как много протонов и антипротонов содержится в сгустке в данное время. Светимость вычисляется с помощью уравнения

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma}, \quad (2.1)$$

где  $N$  - это число столкновений, а  $\sigma$  - эффективное сечение для  $p\bar{p}$  взаимодействий. Производительность коллайдера определяется путем интегрирования светимости по времени его работы  $\int \mathcal{L} dt$ . Начиная с 2002 и по 2011 года, Тэватрон предоставил более  $10 \text{ фб}^{-1}$  интегральной светимости, которая увеличивалась с возрастающей скоростью. На рисунке 2.1 представлена интегральная светимость, которую выдавал ускоритель для регистрации и обработки коллаборацией DØ. На рисунке 2.2 показана пиковая светимость за время работы ускорителя.

В данной главе приведен обзор ускорительного комплекса Тэватрон и эксперимента DØ.

### 2.1. Ускорительный комплекс в Фермилаб

Ускорительный комплекс в Фермилаб (см. рисунок 2.3) состоит из нескольких ускорительных систем, таких как: предускоритель (Pre-accelerator), линейный ускоритель (Linear

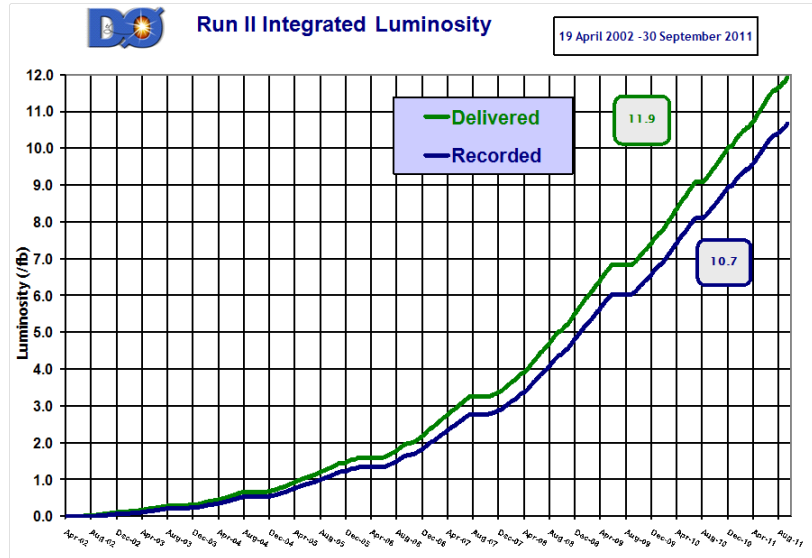


Рисунок 2.1 – Интегральная светимость как функция времени, включая как доставленную светимость (зеленая кривая), так и обработанную экспериментом DØ (синяя кривая). Рисунок взят из [80].

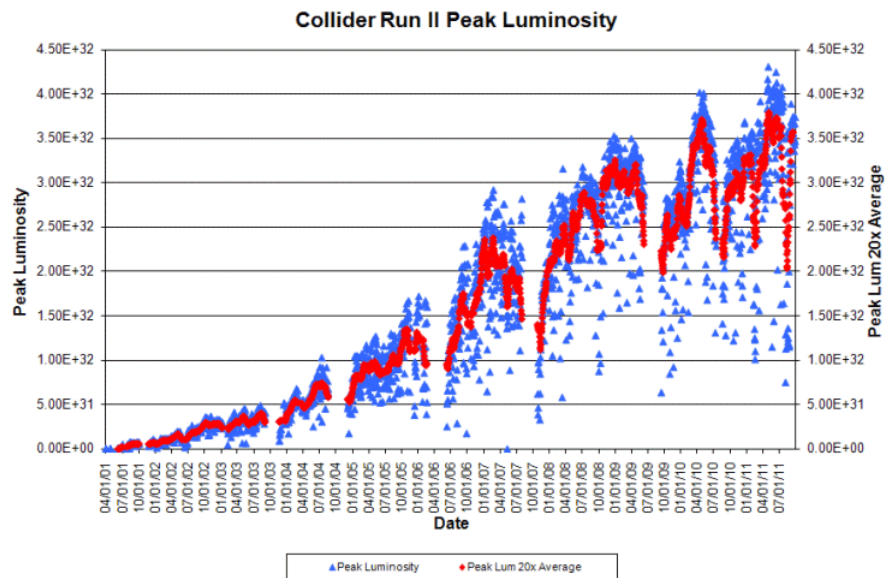


Рисунок 2.2 – Пиковая и усредненная светимость как функции времени. Рисунок взят из [80].

598 Accelerator), бустер (Booster), главный инжектор (Main Injector), Тэватрон (Tevatron), раз-  
 599 группирователь (Debuncher) и аккумулятор (Accumulator).

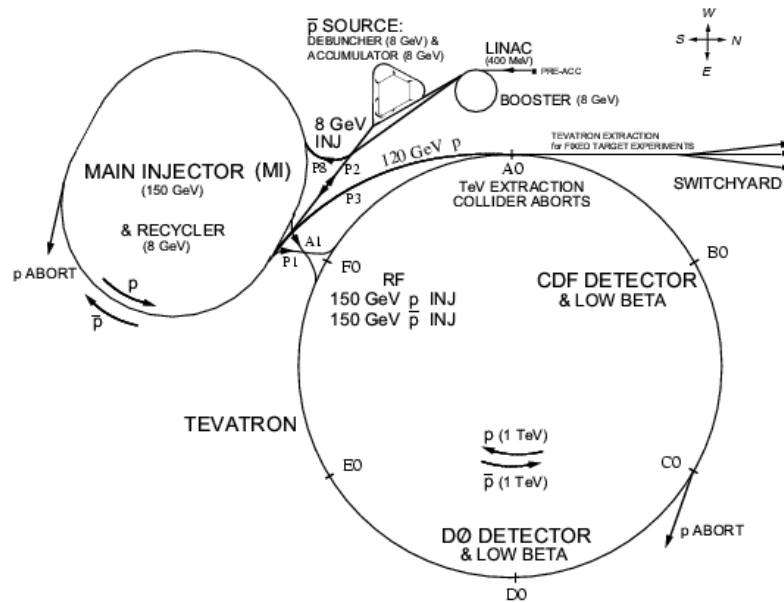


Рисунок 2.3 – Схема ускорительного комплекса в Фермилаб. Рисунок взят из [81].

599

### 600 2.1.1. Рождение протонов

601 Предускоритель, линейный ускоритель и бустер участвуют в производстве протонов.

602 Процесс ускорения частиц начинается, когда протоны извлекаются из газообразного  
 603 водорода в предварительном ускорителе (на основе генератора Кокрофта-Уолтона). Предус-  
 604 коритель преобразует водород в гидрид-ион ( $H^-$ ), содержащий один протон и два электрона,  
 605 и ускоряет отрицательно заряженные ионы водорода до энергии 750 кэВ с использованием  
 606 электростатической разности потенциалов. После чего поток частиц передается в линейный  
 607 ускоритель.

608 Линейный ускоритель (или линак) длиной 150 м ускоряет гидрид-ионы до 400 МэВ,  
 609 используя комбинацию дрейфовых трубок и радиочастотных излучателей (cavities). Линак  
 610 работает на той же частоте, что и предускоритель. В конце линака ионы проходят через  
 611 углеродную фольгу и теряют электроны. Прошедшие сквозь фольгу протоны поступают в  
 612 бустер.

613 Бустер — небольшой кольцевой магнитный ускоритель (синхротрон) радиуса 75 м, рас-  
 614 положенный под землей на глубине порядка 6 м. С помощью дипольных и четырехполюсных  
 615 магнитов траектории движения протонов изгибаются по круговой, формируются в пучки и  
 616 фокусируются. Протоны пролетают порядка 20 000 кругов в бустере и ускоряются до энергии  
 617 8 ГэВ. Из бустера пучки протонов поступают в главный инжектор.

### 618 2.1.2. Главный инжектор

619 Главный Инжектор (МИ) является вторым синхротроном в ускорительной цепи. Он вы-  
620 полняет следующие три основные функции:

- 621 • с помощью излучателей ускоряет протоны с энергии 8 ГэВ до 150 ГэВ;
- 622 • производит протоны с энергией 120 ГэВ для рождения антипротонов;
- 623 • осуществляет инжекцию протонов и антипротонов (разогнанных до 150 ГэВ) в главное  
624 ускорительное кольцо Тэватрона.

### 625 2.1.3. Тэватрон

626 Тэватрон является крупнейшим из синхротронов в Фермилаб, в котором два пучка  
627 частиц, протонов и антипротоны, поступающих из МИ, циркулируют в противоположных  
628 друг-другу направлениях. Тэватрон ускоряет пучки частиц с энергии 150 ГэВ до 980 ГэВ,  
629 что составляет энергию столкновения в 1.96 ТэВ в системе центра масс. Большое количе-  
630 ство сверхпроводящих магнитов из сплава ниобия с титаном, расположенных вдоль ваку-  
631 умной трубы, по которой движутся ускоряемые частицы, обеспечивают направление пучков  
632 по кольцу. Разветвленная система криогенного охлаждения сохраняет эти сверхпроводящие  
633 магниты при минусовых температурах ( $\sim 4K$ ). С помощью квадрупольных магнитов протон-  
634 ные и антипротонные пучки сжимаются и фокусируются, чтобы столкнуться в двух местах  
635 кольца Тэватрон,  $V\emptyset$  (эксперимент CDF) и  $D\emptyset$ , в центре соответствующих детекторов.

### 636 2.1.4. Рождение антипротонов

637 Антипротоны рождаются в так называемом антипротонном источнике, где протоны  
638 энергии 120 ГэВ, поступающие из МИ, бомбардируют неподвижную никелевую мишень. При  
639 взаимодействии с мишенью протоны высокой энергии производят коллекцию вторичных ча-  
640 стиц, в т. ч. антипротоны, которые с помощью магнитов, настроенных на отбор 8 ГэВ анти-  
641 частиц, направляются в разгруппирователь.

642 Разгруппирователь (дебанчер) - это синхротрон скругленно-треугольной формы, основ-  
643 ной целью которого является эффективный захват антипротонов, приходящих из антипро-  
644 тонной станции, которые имеют очень большой разброс по импульсу. Разгруппирователь не  
645 ускоряет поток. Вместо этого, с помощью стохастического охлаждения, он помогает умень-  
646 шить разброс импульса. Дебанчер передает пучок антипротонов в Аккумулятор, малый уско-  
647 ритель антипротонов, который удерживает охлажденные антипротоны с энергией 8 ГэВ. Для

648 повышения эффективности “хранения” антипротонов с ростом их количества, они передают-  
649 ся из аккумулятора в большее кольцо ресайклера (Recycler), где они находятся до тех пор,  
650 пока это необходимо.

## 651 2.2. Детектор DØ

652 Детектор DØ является детектором общего назначения, созданный для изучения протон-  
653 антипротонных столкновений с энергией 1.96 ТэВ в системе центра масс. Для того, чтобы  
654 раскрыть природу взаимодействий в детекторе используется набор поддетекторов, каждый  
655 из которых оптимизирован для решения специфических задач. Подробное описание детекто-  
656 ра приведено в [82–84].

657 Наиболее значимыми частями детектора являются:

- 658 ● трековая система и соленоид;
- 659 ● калориметр;
- 660 ● мюонная система;
- 661 ● детектор мониторинга светимости.

662 Так, определение координат вершины взаимодействия в детекторе осуществляется с помо-  
663 щью кремниего микрострипового трекера (Silicon Microstrip Tracker, SMT) с дополнительной  
664 информацией, получаемой от центрального оптоволоконного трекера (Central Fiber Tracker,  
665 CFT). В результате осуществляется возможность реконструкции пути частицы, который на-  
666 зывается треком, через детектор. Трековая система помещена в магнитное поле, что при-  
667 водит к искривлению траекторий движения заряженных частиц и позволяет определить их  
668 импульс и знак заряда. Жидкий аргонный калориметр обеспечивает точное измерение энер-  
669 гии частиц (электромагнитные и адронные ливни) путем их полного поглощения. Мюонная  
670 система располагается вокруг калориметра и используется для идентификации мюонов с  
671 помощью сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых трубок. Дополнительно, на большом  
672 расстоянии от центра детектора, но рядом с вакуумной трубой, по которой пролетают пуч-  
673 ки, устанавливается система для мониторинга их светимости. На рисунке 2.4 представлена  
674 схема детектора DØ.

675 В 2006 году было проведено обновление детектора DØ: был добавлен дополнительный  
676 слой в SMT, располагающийся близко к линии пучка. Этот слой (“Layer 0”) описан в [84].  
677 Период до этого обновления называется Run IIa, а после - Run IIb.

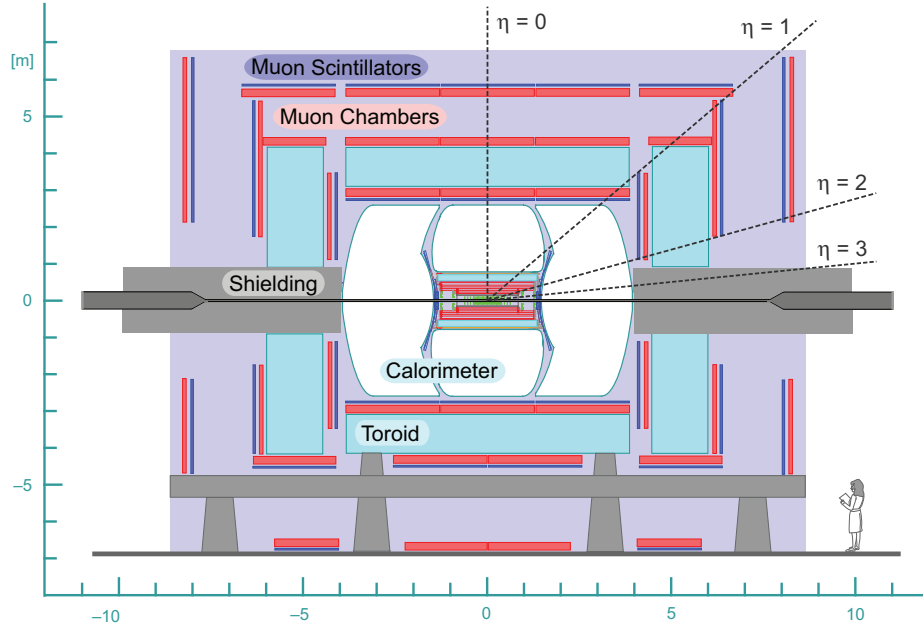


Рисунок 2.4 – Схема детектора DØ.

### 678 2.2.1. Система координат детектора DØ

679 В эксперименте DØ используется правая декартова система координат  $(x, y, z)$  с на-  
 680 чалом в обозначенной точке взаимодействия (центр детектора). Положительная ось  $z$  со-  
 681 ответствует оси направления движения пучков протонов. Ось  $y$  направлена вверх. Также  
 682 используется цилиндрическая система координат  $(r, \phi, z)$ . Азимутальный угол  $\phi$  измеряет-  
 683 ся в плоскости  $x - y$ , перпендикулярной оси  $z$  и  $r$  - это радиальное расстояние от пучка.  
 684 При описании кинематики процессов часто используется безразмерная величина быстрота  
 685  $y$ , которая определяется как

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (2.2)$$

686 где  $E$  - энергия частицы, а  $p_z$  - компонента импульса частицы, параллельная оси  $z$ . В реля-  
 687 тивистском пределе быстрота аппроксимируется псевдобыстротой  $\eta$ :

$$\eta = - \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (2.3)$$

688 где полярный угол  $\theta$  измеряется между направлением частицы и положительным направле-  
 689 нием оси  $z$ . Как только энергия частицы становится намного больше, чем ее масса ( $E \gg M$ ),  
 690 её быстрота сближается с псевдобыстротой и для безмассовых частиц  $y \equiv \eta$ .

691 В качестве меры углового разделения частиц используется величина  $\Delta R$ :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (2.4)$$



### 692 2.2.2. Трековая система

693 Трековая система, состоящая из SMT и CFT, позволяет определять треки частицы и по-  
 694 зицию вершины с разрешением 35 мкм вдоль линии пучка и 15 мкм в поперечной плоскости  
 695 вблизи линии пучка для заряженных частиц с  $p_T \approx 10$  ГэВ. Эта система окружена соленоид-  
 696 дом с магнитным полем в 2 Тл. Схема трековой системы эксперимента DØ представлена на  
 рисунке 2.5.

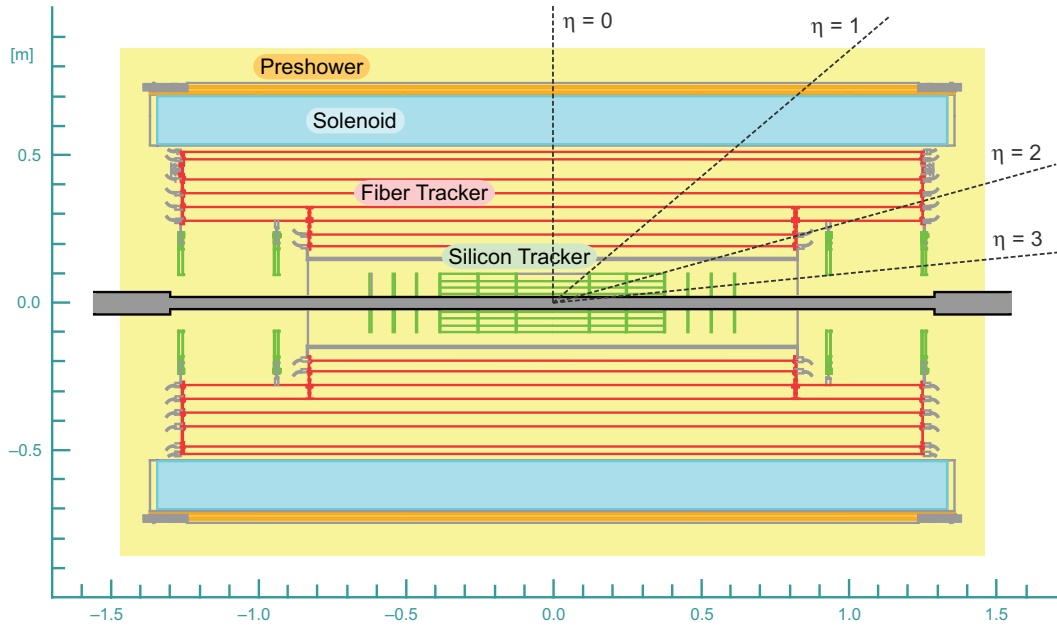


Рисунок 2.5 – Схема трековой системы детектора DØ.

697

### 698 Кремниевый микростриповый трекер

699 SMT [85] находится ближе всего к области взаимодействия протонных и антипротонных  
 700 пучков и является определяющим механизмом для восстановления позиции вершин, в т.ч.  
 701 вторичных вершин, которые формируются в результате распадов мезонов, содержащих  $s$  или  
 702  $b$  кварки.

703 Схема детектора SMT показана на рисунке 2.6. Он состоит из трех основных частей: цен-  
 704 трального кремниевого детектора, внутренних дисков (F-Disks) и торцевых дисков (H-Disks).  
 705 Общее число каналов считывания для детектирования заряженных частиц составляет 792576.  
 706 Центральный детектор имеет длину порядка 70 см и представляет собой шесть цилиндри-  
 707 ческих модулей – “баррелей”. Каждый баррель состоит из четырёх слоёв кремниевых де-  
 708 текторов. Каждый из четырёх слоёв состоит из двух перекрывающихся субслоёв (“лэддер”),  
 709 закрывающих полный диапазон по азимутальному углу  $\phi$ . Первые два слоя состоят из 12  
 710 лэддеров, третий и четвертый слои - из 24 каждый, в общей сложности дающие 432 лэд-  
 711 дера. Внутренние диски располагаются между баррелями (4 диска) и с торцов (8 дисков).

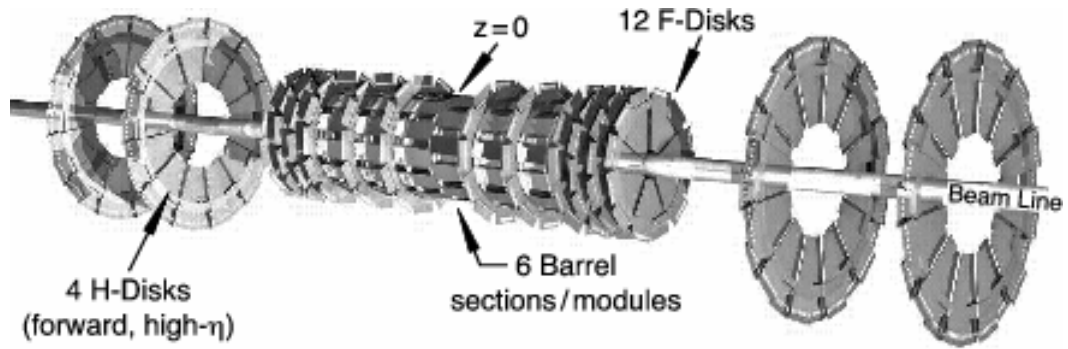


Рисунок 2.6 – Схема детектора SMT.

712 На большем удалении (100 и 121 см) от центра детектора располагаются 4 торцевых диска,  
 713 которые используются для увеличения покрытия по  $\eta$ . Диска собраны из двусторонних или  
 714 односторонних сенсоров трапецевидной формы, похожих по функциональности на лэддеры.

715 Считывание сигналов осуществляется микросхемами SVXIIe. Каждая микросхема со-  
 716 стоит из 128 входных каналов, оснащённых зарядочувствительными усилителями (ЗЧУ).  
 717 Режим работы микросхемы привязан к такту ускорителя: после каждого столкновения сгуст-  
 718 ков пучка ЗЧУ сохраняют данные со всех каналов в аналоговую память. В перерыве между  
 719 столкновениями избранные ячейки преобразуются аналого-цифровым преобразователем и  
 720 считываются.

721 Баррельные детекторы, прежде всего, определяют положение в  $r - \phi$  плоскости, а дис-  
 722 ковые части SMT измеряют положение в обеих  $r - z$  и  $r - \phi$  плоскостях. Таким образом,  
 723 вершины для частиц с большими псевдобыстроатами восстанавливаются в трех измерениях  
 724 дисками, вершины частиц при малых значениях  $\eta$  измеряются в баррелях и CFT.

### 725 **Центральный оптоволоконный трекер**

726 CFT [86] отвечает за измерение позиции треков заряженных частиц, используя сцин-  
 727 тилляционные волокна. CFT состоит из 8 суперслоёв-баррелей с радиусами от 20 до 52 см  
 728 от центра линии пучка. Два внутренних слоя имеют длину 1.66 м, внешние шесть слоёв -  
 729 2.52 м. Таким образом CFT перекрывает область  $|\eta| \leq 1.7$ . Каждый баррель состоит из двух  
 730 дуплетных слоёв волокон: первый слой ориентирован параллельно направлению пучка ( $z$ ),  
 731 а второй слой наклонен на угол по  $\phi$  на  $+3^\circ$  ( $u$ ) или  $-3^\circ$  ( $v$ ). Слой волокон, ориентирован-  
 732 ный вдоль оси пучка называются “аксиальным” слоем, а слой волокон, ориентированный  
 733 на малые углы, называется “стереослоем”. Фотоны, возникающие при ионизации частиц, ре-  
 734 гистрируются детекторами фотонов видимого света (Visible Light Photon Counter, VLPC),  
 735 которые преобразуют фотоны в электрический импульс. CFT насчитывает 76800 сцинтилля-  
 736 ционных волокон, сгруппированных в слои, и определяет положение частиц с разрешением  
 737 порядка 100 мкм, что соответствует  $\phi$  разрешению в  $2 \times 10^{-4}$  рад.

## 738 Соленоид

739 SMT и CFT окружены сверхпроводящим соленоидом [87], который создаёт практически  
 740 однородное магнитное поле, параллельное направлению пучка, с индукцией 2 Тл. Траекто-  
 741 рия заряженных частиц гнётся под воздействием магнитного поля. Данное явление позволяет  
 742 эффективно восстанавливать импульс частиц по искривлению их треков. В магните исполь-  
 743 зуется сверхпроводящий многоволоконный кабель из сплава CuNbTi, стабилизированного  
 744 алюминием. Кабель охлаждается жидким гелием до температуры 4К. Соленоид имеет диа-  
 745 метр 1.42 м и длину 2.73 м.

## 746 Предливневый детектор

747 Сцинтилляционные предливневые детекторы (Preshower) [88, 89] позволяют идентифи-  
 748 цировать электроны и фотоны и отфильтровать их от фона во время триггерного отбора и  
 749 офлайн реконструкции частиц путем усиления пространственного соответствия между тре-  
 750 ками и ливнем в калориметре.

751 Центральный предливневый детектор (Central Preshower Detector, CPS) покрывает об-  
 752 ласть  $|\eta| \leq 1.3$ , а два передних предливневых детектора (Forward Preshower Detector, FPS)  
 753 покрывают область  $1.5 < |\eta| < 2.5$ . CPS и FPS изготовлены из полос сцинтиллятора с тре-  
 угольным сечением, как показано на рисунке 2.7. Большинство треков пересекают более од-

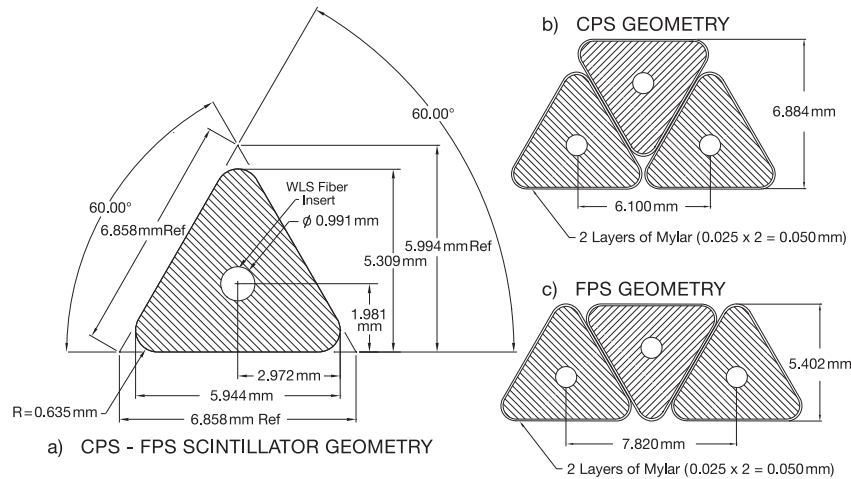


Рисунок 2.7 – Сечение и геометрическая схема сцинтилляционных полос CPS и FPS.

754 ной полосы. Это позволяет проинтерполировать получаемые сигналы и улучшить измерение  
 755 положения вершины для фотона.  
 756

757 CPS состоит из трех концентрических цилиндрических слоев полос сцинтиллятора тре-  
 758 угольной формы в сечении и располагается в 5 см промежутке между соленоидом и централь-  
 759 ным калориметром. Между соленоидом и CPS помещается свинцовый излучатель толщиной

760 в  $1 X_0$ <sup>1</sup> радиационную длину. Три слоя сцинтиллятора расположены в аксиально  $(x)-u-v$   
 761 геометрии, со стерео углом  $u$  в  $23.774^\circ$  и со стерео углом  $v$  в  $24.016^\circ$ . Каждый слой содержит  
 762 2560 полос и делится поровну при  $z = 0$ .

763 FPS (северный и южный), схожие по конструкции с CPS, установлены на сферических  
 764 дисках на концах переднего калориметра. Каждый детектор выполнен из двух слоев, при  
 765 различном  $z$ , из двухплоскостных сцинтилляционных полос. Поглотитель из сплава свинца и  
 766 нержавеющей стали толщиной  $2X_0$  разделяет два слоя между собой, как показано на рисунке  
 2.8. Восходящие слои (самые ближайшие к области взаимодействия), называются слоями

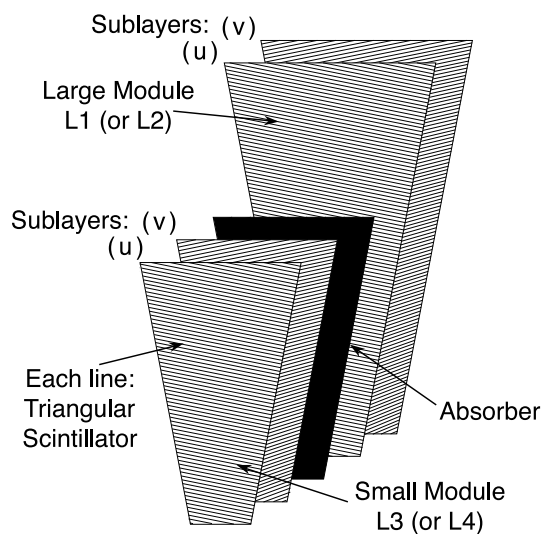


Рисунок 2.8 – Схема  $\phi$ -сегмента модуля FPS.

767 минимально ионизирующих частиц, MIP (minimum ionizing particle), а нижние слои, находя-  
 768 щиеся за поглотителем, называются ливневыми слоями. Заряженные частицы, проходящие  
 769 через детектор, будут регистрировать минимальные ионизирующие сигналы в MIP слое, что  
 770 позволит измерить координаты (по  $\eta$ ,  $\phi$  и  $z$ ) трека. Фотоны не будут взаимодействовать в  
 771 MIP слое, но будут рождать ливневый сигнал в ливневом слое.  
 772

### 773 2.2.3. Калориметр

774 Калориметр - это прибор, который применяется для измерения энергии частиц. Прин-  
 775 цип его работы основан на том, что на пути следования частиц помещается известное ко-  
 776 личество материала, при взаимодействии с которым большинство частиц расходуют свою  
 777 кинетическую энергию в процессе рождения новых частиц. Вторичные частицы образуют  
 778 ливень. Калориметры состоят из чередующихся слоёв поглотителя (из очень плотного мате-  
 779 риала) и детектирующей среды (из жидкого вещества) для электромагнитных и адронных

<sup>1</sup> Радиационная длина - средняя толщина вещества, в котором энергия электрона уменьшается в  $e$  раз.

780 ливней, образованных частицами в поглотителях.

781 Калориметр DØ состоит из трёх отдельных частей: один центральный калориметр (CC),  
782 охватывающий  $|\eta| < 1.1$  и два торцевых (передних) калориметра (EC), покрывающие  $1.5 < |\eta| < 4.2$ , как показано на рисунке 2.9. После модификации детектора, завершённой к 2006

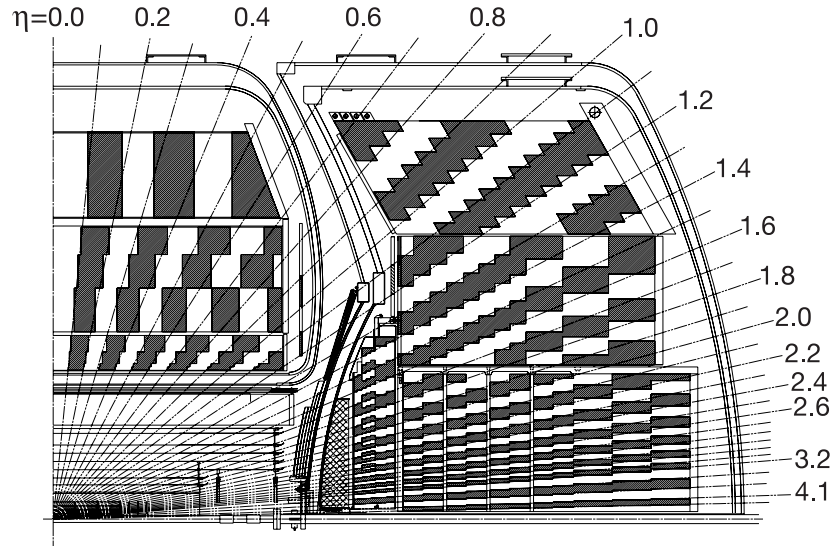


Рисунок 2.9 – Сегментация по  $\eta$  калориметра DØ.

783

784 году, в калориметр был добавлен внутренний детектор-криостат (Inner Cryostat Detector,  
785 ICD), который позволил дополнительно покрыть область  $1.1 < |\eta| < 1.4$ .

786 Частицы, участвующие в электромагнитных взаимодействиях, особенно фотоны и элек-  
787 троны, выделяют большую часть энергии, проходя через намного меньшее количество ве-  
788 щества, по сравнению с адронами. Для более точного определения энергии частиц различ-  
789 ных типов детектор DØ сегментирован в продольном направлении на 4 электромагнитных  
790 (electromagnetic, EM) слоя, 4 “точных” адронных (fine hadronic, FH) слоя и до трёх “трубых”  
791 адронных (coarse hadronic, CH) слоёв. Схематическое изображение калориметра DØ приве-  
792 дено на рисунке 2.10.

793 В калориметре DØ в качестве поглотителя используется уран, железо и медь, а в ка-  
794 честве детектирующей (активной) среды - жидкий аргон (LAr). Жидкий аргон выбран в  
795 качестве активной среды в силу того, что он не поглощает заряды и позволяет сигнальным  
796 платам собирать ионизационное излучение от ливней без его усиления. Также жидкий аргон  
797 обладает хорошей радиационной стойкостью и относительно низкой стоимостью каждого из  
798 каналов считывающей электроники [90]. В таблице 2.1 представлены размеры и материал  
799 поглотителя для различных слоёв калориметра.

800 Рисунок 2.11 представляет схематический вид ячейки калориметра. Каждый слой кало-

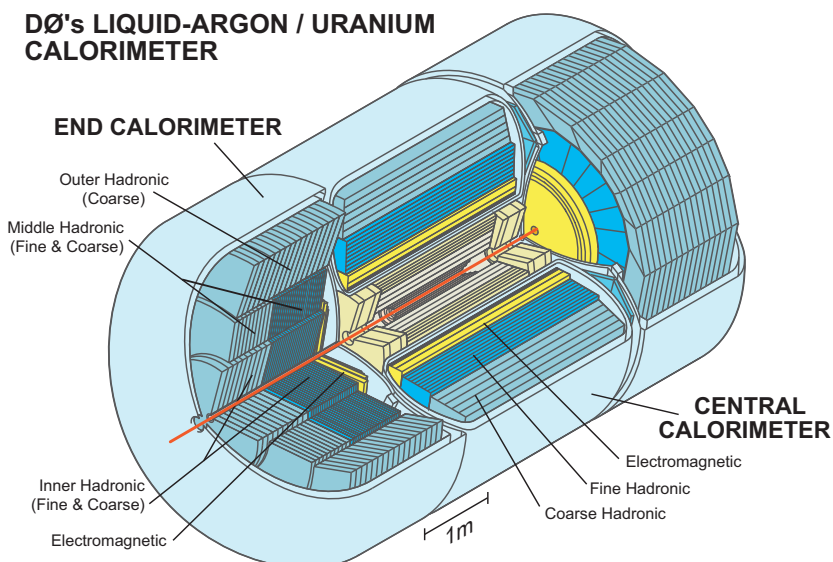


Рисунок 2.10 – Схематическое изображение калориметра DØ.

Таблица 2.1 – Количество материала перед каждым слоем центрального (CC) и передних (EC) калориметров в электромагнитных (EM) и адронных (FH, CH) слоях. Толщина рассматривается в терминах радиационных длин ( $X_0$ ) для EM слоёв и длины поглощения ( $\lambda_A$ ) для адронных слоёв.

Слой	Регион	Толщина	Материал
EM	CC	2, 2, 7, 10	Уран (3 мм)
EM	EC	0.3, 3, 8, 9	Железо (1.4 мм) + Уран (3 мм)
FH	CC	1.3, 1, 0.9	Уран (6 мм)
FH	EC	1.3, 1.2, 1.2, 1.2	Уран (3 мм)
CH	CC	3	Медь (46.5 мм)
CH	EC	3, 3, 3	Железо (46.5 мм)

801 риметра состоит из 2.3 мм промежутка, заполненного LAr, между поглотительной пласти-  
 802 ной и сигнальной платой G10 с резистивной поверхностью, заряженной до потенциала 2 кВ.  
 803 Время дрейфа электронов через LAr составляет  $\sim 450$  нс. Частица, проходящая через LAr,  
 804 оставляет ионизированный след из электронов и ионов. Ток, рождаемый дрейфом электро-  
 805 нов в электрическом поле, индуцирует отображенный заряд на медной площадке платы G10.  
 806 Затем он передается в систему считывания сигналов калориметра.

807 Весь калориметр содержит 47364 считывающих каналов. Ячейки, соответствующие этим  
 808 каналам, сегментированы и имеют размер в пространстве  $\eta \times \phi - 0.1 \times 0.1$ . Третий элек-  
 809 трромагнитный слой (EM3), в котором электромагнитные ливни обычно достигают своего  
 810 максимума, поперечно сегментирован в ячейки размером  $0.05 \times 0.05$ . Регион считается “дове-  
 811 рительным в  $\phi$ ” в CC, если позиция электромагнитного кластер (на EM3 уровне)  $\phi$  находится

812 на расстоянии больше 0.02 от границы слоя. До 12 ячеек из разных слоёв в каждой  $\eta - \phi$   
 813 позиции формируют псевдопроекционную “башню” (см. рисунок 2.9).

814 Энергетическое разрешение калориметра может быть записано как

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{N}{E}\right)^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + C^2}, \quad (2.5)$$

815 где член  $N$  учитывает электронные шумы всех каналов,  $S$  - статистическая флуктуация,  
 816 учитывающая флуктуации ливней, “мёртвый” материал перед калориметром, и постоянная  
 817  $C$ , учитывающая вклады из-за неоднородности детектора и погрешности калибровки.

#### 818 2.2.4. Мюонная система

819 Мюонная система была разработана для эффективной идентификации мюонов в цен-  
 820 тральной ( $|\eta| \lesssim 1$ ) и передних ( $1 \lesssim |\eta| \lesssim 2$ ) областях детектора. Обе системы состоят из  
 821 нескольких слоёв, обеспечивающих высочайшее разрешение мюонов, и позволяют измерять  
 822 время пролёта частиц и координаты их треков (см. рисунок 2.12).

823 Центральная мюонная система состоит из трёх слоёв пропорциональных дрейфовых  
 824 трубок (Proportional Drift Tubes, PDTs), сцинтилляционных счётчиков и тороидального маг-  
 825 нита. Первый (А) слой PDTs располагается перед магнитом, а слои В и С - за магнитом.  
 826 Тороидальный магнит из намагниченной стали с полем 1.8 Тл позволяет измерять импульсы  
 827 мюонов. PDTs используются для определения координат мюонных треков. Их пространствен-  
 828 ное разрешение составляет  $\sim 1$  мм. Сцинтилляционные счётчики обеспечивают временную  
 829 привязку мюонных треков к произошедшему взаимодействию, а также являются частью  
 830 мюонного триггера.

831 Передняя мюонная система состоит из тороидального магнита, трёх слоев мини-дрейфо-  
 832 вых трубок (Mini Drift Tubes, MDTs), и трёх слоев сцинтилляционных пиксельных счетчиков

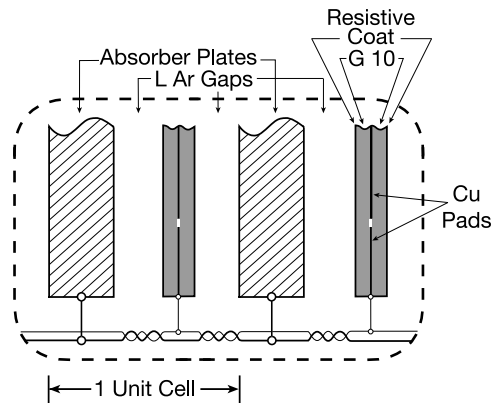


Рисунок 2.11 – Схематическое изображение ячейки калориметра DØ.

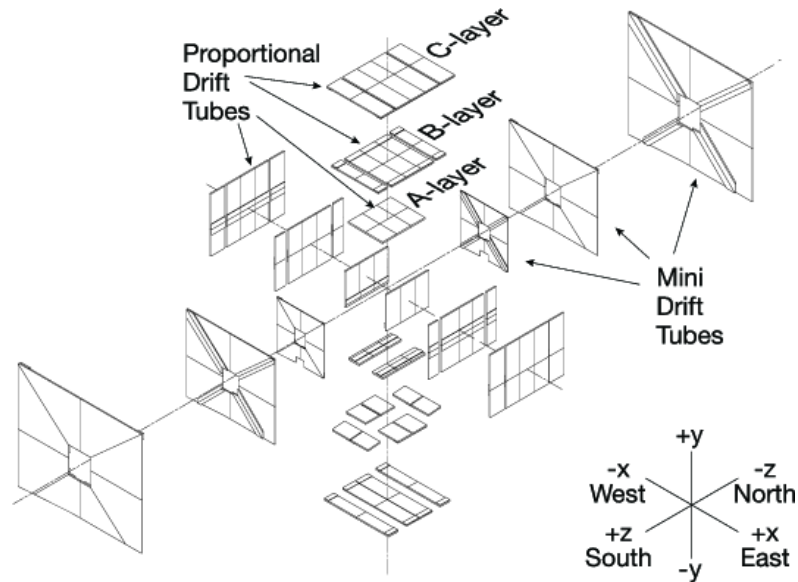


Рисунок 2.12 – Схема мюонной системы DØ.

833 с обеих сторон (Северная и Южная) детектора DØ. Пиксельные счетчики выполняют функ-  
 834 цию триггера событий с мюоном, а MDTs оптимизированы на считывание информации в  
 835 переднем регионе. Система MDT состоит из 6080 дрейфовых трубок, в каждой из которой  
 836 по 8 проволок, и разделена на октанты.

### 837 2.2.5. Детектор светимости

838 Количество данных, собранных с помощью детектора, пропорционально числу неупру-  
 839 гих  $p\bar{p}$  столкновений. Монитор светимости (Luminosity monitor, LM) - это устройство, которое  
 840 измеряет интенсивность таких столкновений. Отслеживание светимости в DØ осуществляет-  
 841 ся с помощью двух массивов сцинтилляционных счётчиков, расположенных перед торцевыми  
 калориметрами на расстоянии  $z = \pm 140$  см от центра детектора (см. рисунок 2.13). Каждый

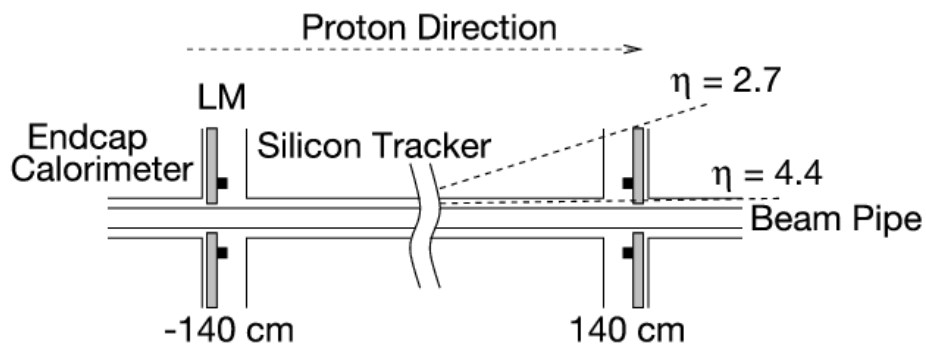


Рисунок 2.13 – Схема монитора светимости DØ.

842

843 из LM состоит из 24 трапецевидных оптически изолированных пластиковых сцинтилляци-  
 844 онных счётчиков и фотоумножителей, которые ориентированы вдоль оси пучка и покрывает



845 диапазон псевдобыстроты  $2.7 < |\eta| < 4.4$ .

846 Светимость ( $\mathcal{L}$ ) определяется из среднего числа неупругих  $p\bar{p}$  взаимодействия в событии  
847 ( $\tilde{N}_{LM}$ ), частоты пересечений пучка ( $f$ ) и эффективного сечения для LM ( $\sigma_{LM}$ ):

$$\mathcal{L} = \frac{f\tilde{N}_{LM}}{\sigma_{LM}} . \quad (2.6)$$

848  $\tilde{N}_{LM}$  поправлено на множественность  $p\bar{p}$  столкновений в событии, а  $\sigma_{LM}$  скорректировано на  
849 неэффективность и аксептанс LM.

850 Для подавления фоновых событий из-за гало пучка, которые приводят к завышенному  
851 значению  $\tilde{N}_{LM}$ , измеряются время-пролетные характеристики частиц, которые попали в оба  
852 сцинтилляционных массива (Северный и Южный) LM,  $f_-$  и  $f_+$ . Тогда  $z$  позиция ( $PV_z$ ) точки  
853 взаимодействия может быть определена из уравнения:

$$PV_z = \frac{c}{2}(t_- - t_+) . \quad (2.7)$$

854 При  $|PV_z| < 100$  см фон из-за гало становится пренебрежимо мал и при оценке светимости  
855 можно использовать уравнение (2.6).

## Набор данных и реконструкция событий

### 3.1. Триггерная система

859 На Тэватроне каждую секунду происходит порядка 2.5 млн взаимодействий. Однако не  
 860 каждый из пучков является заполненным, и в результате на  $D\bar{D}$  столкновение пучков проис-  
 861 ходит с частотой 1.7 МГц в среднем. Из-за физических ограничений на количество данных,  
 862 которые могут быть записаны и реконструированы, отбираются для сохранения на магнит-  
 863 ную ленту только интересующие физиков события. Это делается с помощью трехуровневой  
 864 системы  $D\bar{D}$  условий, которая работает в соответствии с заданной стратегией отбора собы-  
 865 тий. Эта стратегия была разработана с учетом структуры событий с жесткими рассеяниями:  
 866 наличие треков с высоким  $p_T$ , лептонов, струй и др. Набор конкретных условий называется  
 867 триггером. На каждом из уровней происходит оптимизация критериев, основанная на коли-  
 868 честве времени, которое необходимо для принятия решения об отборе события. Применение  
 869 трехуровневой системы триггеров (см. рисунок 3.1) позволило уменьшить общее число собы-  
 870 тий с 1.7 МГц до  $\sim 50$ -100 Гц.

#### 3.1.1. Триггер первого уровня

872 Триггер первого уровня (Level 1 Trigger, L1) - это первый фильтр в системе, который на  
 873 основе информации о событии, получаемой из аппаратных и программно-аппаратных частей  
 874 субдетекторов, снижает количество данных на три порядка, с 1.7 МГц до  $\sim 2$  кГц. Время  
 875 принятия решения на уровне L1 составляет 4.2 мкс, для этого каждое событие буферизуется  
 876 в аппаратной части электроники. Каждая из подсистем обладает собственной триггерной

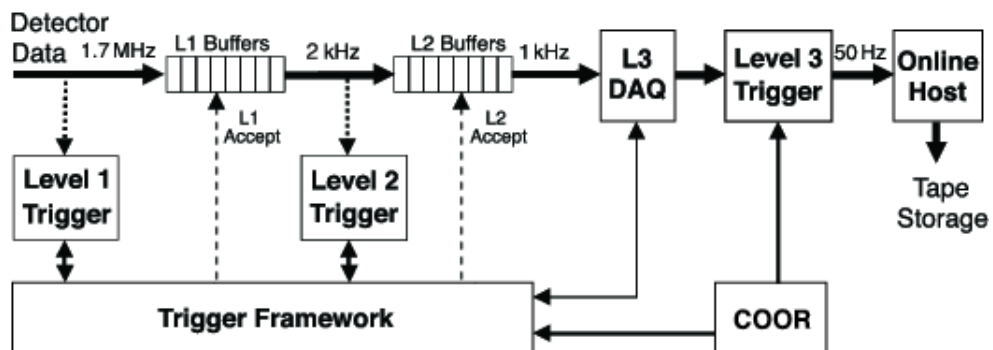


Рисунок 3.1 – Схема триггерной системы  $D\bar{D}$ .

877 системой L1 (см. рисунок 3.2). SMT детектор не обладает триггером L1 в силу большего вре-  
 878 мени считывания информации,  $\sim 100$  мкс. Информация с L1 собирается и координируется  
 879 триггерным фреймворком (Trigger Framework, TFW). TFW выносит решение о соответствии  
 880 события триггерным условиям со всех L1 триггерных систем. В случае положительного ре-  
 шения событие переходит на следующий уровень.

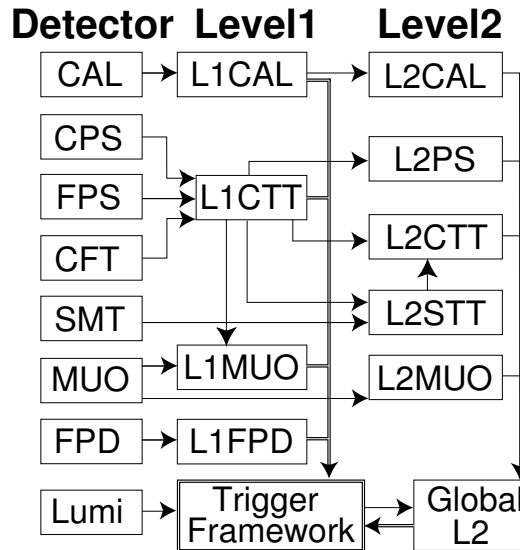


Рисунок 3.2 – Диаграмма первый двух уровней триггерной системы DØ.

881

882 Таким образом данные, полученные в DØ, рассматриваются только после того, как L1  
 883 триггер определил, что событие удовлетворяет как минимум одному триггерному условию.  
 884 Система триггеров первого уровня делится на калориметрический (L1 Calorimeter Trigger,  
 885 L1Cal), трековый (L1 Central Track Trigger, L1CTT) и мюонный (L1 Muon Trigger, L1Muon)  
 886 триггеры.

887 **L1Cal** триггер базируется на информации о количестве энергии, выделенной в калори-  
 888 метре, и о форме этого выделения. Все ячейки калориметра делятся на псевдопроекции  
 889 электромагнитные и адронные триггерные кластеры размером  $0.2 \times 0.2$  ( $\eta \times \phi$ ), состоящие  
 890 из четырех калориметрических башен. В каждом событии сохраняется информация со всех  
 891 энергетических башен, после чего энергии башен преобразуются в поперечную энергию,  $E_T$ ,  
 892 и объединяются в электромагнитные и адронные кластеры. Если энергия одного из таких  
 893 кластеров удовлетворяет триггерному условию, как например, минимальная энергия кла-  
 894 стера или количество энергетических башен, то это событие переходит на второй уровень  
 895 триггерной системы.

896 Трековая система DØ использует информацию из трёх различных областей детектора,  
 897 чтобы сформировать основу для **L1CTT**: (а) стерео информация с CPS, (б) FPS; (в) акси-  
 898 альные уровни CFT и CPS. Каждый из аксиальных слоёв делится на 80 секторов по  $4.5^\circ$  в

$r - \phi$  плоскости (см. рисунок 3.3). В каждом секторе отметки (хиты) из CFT сравниваются

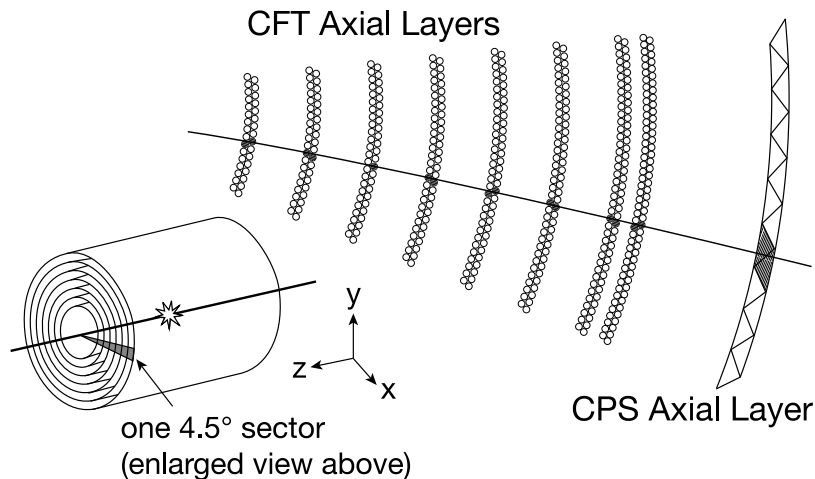


Рисунок 3.3 – Поперечный схематический вид одного  $4.5^\circ$  сектора. Гипотетический трек накладывается на восемь CFT аксиальных дублетных слоев и CPS аксиальный слой. Трековое уравнения требует наличие хитов на всех восьми CFT аксиальных слоях.

899

900 с 20000 справочными предопределенными трековыми уравнениями в четырех  $p_T$  интервалах  
 901 (1.5-3, 3-5, 5-10, и  $> 10$  ГэВ). В каждом из  $p_T$  интервалов сохраняется шесть треков с наи-  
 902 большими  $p_T$ , которые удовлетворяют предопределенным уравнениям. Таким образом до 24  
 903 уравнений (6 треков  $\times$  4 интервала) сохраняется в каждом секторе. После чего трековые  
 904 кандидаты проверяются на соответствие с CPS кластерами, объединяются (в супер-сектора  
 905 размером  $36^\circ$ ), пересчитываются их импульсы и сортируются по  $p_T$ . Если рядом с треком  
 906 не существует других треков в  $4.5^\circ$  секторе (или в двух примыкающих), то такой трек назы-  
 907 вается изолированным. Далее такая информация как общее число треков, количество CFT  
 908 волокон, которые были задействованы, число изолированных треков и прочее передается в  
 909 TFW для принятия L1CTT решения. Похожий алгоритм ищет передние треки, используя  
 910 данные о позиции хитов в FPS слоях. Эта информация используется в триггерах второго  
 911 (Level 2 Trigger, L2) и третьего (Level 3 Trigger, L3) уровней. Стере CPS информация не  
 912 включена в цепочку L1 решений, но используется на L2. Выходная информация L1CTT мо-  
 913 жет быть использована в L1Muon триггере при сравнении мюонных кандидатов с треками  
 914 из CTT. Также L1CTT триггер может объединяться с L1Cal триггером, формируя при этом  
 915 L1CalTrack триггер.

916 **L1Muon** триггер использует информацию, полученную от дрейфовых трубок и сцин-  
 917 тилляционных счётчиков, а также от L1CTT триггера в целях установления соответствий  
 918 между объектами. L1Muon использует 32 триггерных условия и сравнивает 480 CTT трека  
 919 с хитами из  $\sim 60000$  мюонных каналов на лучшее совпадение. Процедура поиска триггеров

920 может выполняться в трёх областях детектора, Северной, Южной и Центральной. Каждая  
 921 из областей делится на октанты. Если центральные СТТ треки соответствуют хитам в слое  
 922 А (одновременно в слоях А и В), то формируется мягкое (жёсткое) мюонное триггерное усло-  
 923 вие. Также мюонное триггерное условие может формироваться, используя только информа-  
 924 цию с мюонных камер, когда устанавливается соответствие между хитами в двух или трёх  
 925 сцинтилляционных счётчиках и хитами в проволочных камерах. Решение L1Muon триггера  
 926 затем передается в TFW.

### 927 3.1.2. Триггер второго уровня

928 Триггер второго уровня был разработан для уменьшения количества событий с  $\sim 2$  кГц  
 929 до 0.5-1 кГц. В дополнение к выходным результатам L1, L2 использует информацию от  
 930 внешнего интерфейса электроники. В L2 время отведенное для принятия решения позволя-  
 931 ет использовать простые алгоритмы программного обеспечения дополнительно к микропро-  
 932 граммному обеспечению при формировании условий L2 триггера. Эти алгоритмы позволяют  
 933 создать грубые модели электронов, фотонов, мюонов и струй. L2 триггер делится на несколь-  
 934 ко триггеров:

- 935 • L2 триггер центральной трековой системы (L2 Central Track Trigger, L2CTT) и L2 триг-  
 936 гер кремниевой трековой системы (L2 Silicon Track Trigger, L2STT) получают список  
 937 треков из L1CTT и L2STT, а также информацию о хитах в SMT. Меньшее простран-  
 938 ственное разрешение детектора SMT улучшает онлайн определение  $p_T$  треков, найден-  
 939 ных в CFT. Выход L2STT передаётся в L2CTT для расчета азимутального угла в EM3  
 940 слое калориметра и изоляции трека.
- 941 • Калориметрический L2 триггер (L2 Calorimeter Trigger, L2Cal) используется для на-  
 942 чальной идентификации струй и EM объектов (электронов и фотонов). Он позволяет  
 943 вычислить поперечную энергию, унесенную недетектируемыми частицами (недетекти-  
 944 руемая поперечная энергия, Missing Transverse Energy,  $\cancel{E}_T$ ).

945 Для выделения струи сначала находится начальная башня-инициатор, которая форми-  
 946 рует центр энергетического кластера. Начальные кластеры сортируются по уменьше-  
 947 нию  $E_T$ , также они должны пройти порог в  $E_T \geq 2$  ГэВ. Затем формируется область  
 948 размером  $1.0 \times 1.0$  в  $\eta \times \phi$  ( $5 \times 5$  триггерных башен) в EM + FN + SN слоях калори-  
 949 метра вокруг начальной башни. Энергия всех адронных башен в области суммируется  
 950 и аппроксимирует начальное значение энергии струи.

951 L2 EM объект формируется схожим со струей образом. Однако энергетический порог  
 952 для кластера устанавливается в  $E_T \geq 1$  ГэВ и башня-инициатор объединяется с со-  
 953 седней EM триггерной башней с максимальной энергией. Суммарная энергия области  
 954 размером  $0.6 \times 0.6$  в  $\eta \times \phi$  ( $3 \times 3$  триггерных башен) в EM слое калориметра вокруг  
 955 башни-инициатора аппроксимирует начальное значение энергии EM объекта. Иногда  
 956 дополнительно может потребоваться мягкая изоляция объекта: рассматривается отно-  
 957 шение между суммарной энергией двух наиболее энергичных башен и энергией EM  
 958 объекта.

959 После того, как кандидаты в EM объекты и струи найдены, вычисляется энергия  $E_T$   
 960 как векторная сумма  $E_T$  всех триггерных башен, используя L1Cal информацию.

- 961 • L2 предливневый триггер (L2 Preshower Trigger, L2PS) использует стерео хиты CPS и  
 962 FPS детекторов (независимо) вместе с аксиальными хитами, полученных из L1. L2PS  
 963 вычисляет  $\eta$  и  $\phi$  значения PS кластеров и может установить соответствие между PS  
 964 кластерами и кластерами калориметра или треками.
- 965 • L2 мюонный триггер (L2 Muon Trigger, L2Muon) использует L1Muon выход, а также  
 966 информацию со всех слоев мюонной системы, чтобы улучшить качество мюонного кан-  
 967 дидата и его  $p_T$ .

968 Отдельные L2 триггеры отправляют информацию о найденных объектах в L2Global  
 969 процессор. L2Global также получает информацию от субдетекторов, и принимает решение на  
 970 основе сравнения глобальных физических объектов, найденных алгоритмами, со структурой  
 971 реальных объектов, ожидаемых в детекторе.

### 972 3.1.3. Триггер третьего уровня

973 Третий уровень триггера был спроектирован для понижения количества событий с  
 974  $\sim 500-1000$  Гц до  $50-100$  Гц. В силу того, что L3 - это последний триггерный уровень, со-  
 975 бытия подвергаются тщательному анализу. С помощью нескольких сотен компьютеров L2  
 976 события проходят быструю и полную реконструкцию, используя всю доступную детектор-  
 977 ную информацию. Результирующее событие передается в блок данных размером 250 кБ для  
 978 записи на ленту.

## 979 3.2. Реконструкция объектов

980 Аналоговая информация, поступающая из различных частей DØ детектора (см. сек-  
 981 цию 2.2), преобразуется в цифровую форму и сохраняется на лентах. Однако такую инфор-  
 982 мация невозможно использовать для физического анализа. Сначала необходимо её обрабо-  
 983 тать с помощью специального программного обеспечения (DØOffline Reconstruction Software,  
 984 DØRECO), которое осуществляет сложную реконструкцию физических объектов и их харак-  
 985 теристик. Далее описываются методы реконструкции таких объектов как вершины, фотоны,  
 986 струи,  $\cancel{E}_T$ .

### 987 3.2.1. Реконструкция треков

988 Траектории зараженных частиц в 3D пространстве, которые восстанавливаются в де-  
 989 текторе DØ, называются треками. Для восстановления треков используется два алгоритма:  
 990 алгоритм поиска треков с помощью гистограмм (Histogramming Track Finder, HTF) [91] и  
 991 альтернативный алгоритм (Alternative algorithm, AA) [92]. Алгоритм HTF предназначен для  
 992 эффективного восстановления треков с большими импульсами  $p_T$ , в передних  $\eta$  областях и  
 993 при большой светимости, в то время как использование алгоритм AA более эффективно при  
 994 малых  $p_T$ .

995 HTF метод работает на основе распознавания образов. Частица с зарядом,  $q$ , и попереч-  
 996 ным импульсом,  $p_T$ , проходя через постоянное магнитное поле,  $B$ , перпендикулярное силовым  
 997 линиям будет двигаться по круговой орбите с кривизной:

$$\rho = \frac{qB}{p_T} . \quad (3.1)$$

998 Две другие переменные, которые описывают круговую орбиту, - это расстояние наиболь-  
 999 шего сближения (distance of closest approach),  $DCA$ , частицы по отношению к линии пучка  
 1000 в  $x - y$  плоскости, и азимутальный угол  $\phi$ , измеряемый в точке  $DCA$ . В силу того, что треки  
 1001 происходят из вершины взаимодействия, то предполагается  $DCA \approx 0$ . Три параметра,  $\rho$ ,  $\phi$   
 1002 и  $DCA$  определяют уникальную окружность в  $x - y$  плоскости.

1003 В основе алгоритма HTF лежит метод преобразования Хафа, с помощью которого сово-  
 1004 купность окружностей, пересекающих выбранный хит в  $x - y$  плоскости, может быть отоб-  
 1005 ражена прямой линией в  $\rho - \phi$  пространстве. Двумерная гистограмма  $\rho - \phi$  заполняется для  
 1006 каждого из хитов. Все хиты, которые принадлежат одному и тому же треку, будут пересе-  
 1007 каться в одной и той же точке в  $\rho - \phi$  пространстве. Пик в гистограмме будет соответствовать  
 1008 хорошему треку. Для удаления шумов и ложных треков используется фильтр Кальмана.

1009 В методе AA не используется предположение, что  $DCA \approx 0$ , это соответствует, напри-  
 1010 мер, частицам, которые проходят некоторое расстояние в трекаре до их распада. Восстанов-  
 1011 ление трека начинается с поиска хита в  $x - y$  плоскости в баррелях или внутренних F дисках  
 1012 SMT, который образует первоначальную трековую гипотезу. Следующий хит выбирается в  
 1013 любом последовательном слое SMT, если  $\Delta\phi(1^{st}, 2^{nd}) < 0.08$ . Третий хит из последователь-  
 1014 ного слоя SMT, расположенного дальше первых двух, должен удовлетворять следующим  
 1015 критериям:

- 1016 • радиус подогнанной окружности, проходящей через три хита, в поперечной плоскости  
 1017 должен быть более 30 см;
- 1018 •  $\chi^2$  фита должен быть меньше, чем 16;
- 1019 •  $DCA$  первоначальной трековой гипотезы должно быть меньше, чем 2.5 см.

1020 При выполнении данных условий трек экстраполируется во внешний трековый объём SMT  
 1021 и CFT, дополнительные хиты ищутся в узком окне определенного размера. В случае, если  
 1022  $\chi^2$  нового трека (с новым найденным хитом) меньше 16, то хит добавляется в трек. Если  
 1023 найдены несколько хитов в одном слое, то каждый из хитов добавляется к треку отдель-  
 1024 но, таким образом формирую множественные трековые гипотезы. Трек должен содержать  
 1025 как минимум 4 хита в аксиальных и стерео слоях CFT. Алгоритм пропускает слой треко-  
 1026 вого детектора, если в заданном окне не находится ни одного хита. Метод последовательно  
 1027 рассматривает все слои, пока не достигнет последнего или не пропустит три слоя, также при-  
 1028 меняются дополнительные условия, например, число хитов должно быть в пять раз больше,  
 1029 чем пропущенных слоёв. В финальном объединенном наборе SMT и CFT трековых гипотез  
 1030 дублирующие треки удаляются.

### 1031 3.2.2. Реконструкция первичной вершины

1032 При каждом пересечении пучков может происходить несколько  $p\bar{p}$  взаимодействий. Вос-  
 1033 становление первичной вершины (Primary Vertex, PV), соответствующей жёсткому рассея-  
 1034 нию, является критической задачей. Для реконструкции первичной вершины используется  
 1035 алгоритм, состоящий из трёх шагов.

1036 На первом шаге определяются все вершины  $p\bar{p}$  взаимодействия. Для этого отбираются  
 1037 треки с  $p_T > 0.5$  ГэВ, которые имеют по крайней мере 2 хита в SMT детекторе. Треки, кото-  
 1038 рые располагаются менее, чем в 2 см друг от друга, вдоль оси  $z$  группируются в кластеры.  
 1039 Несколько кластеров в одном событии соответствуют различным взаимодействиям.



1040 На втором шаге все треки кластера фитируются к общей вершине, используя фильтр  
 1041 Кальмана, и вычисляется  $\chi^2$  для каждого из кластеров. Треки с наибольшим значением  $\chi^2$   
 1042 удаляются из рассмотрения. Затем для каждого из оставшихся треков вычисляется  $DCA$   
 1043 значимость как  $DCA/\sigma_{DCA}$ , где  $\sigma_{DCA}$  - неопределенность  $DCA$  трека. Треки с  $DCA$  значи-  
 1044 мостью выше пяти отвергаются. После проведенного предотбора треки фитируются к общей  
 1045 вершине, используя Adaptive Vertex Fitting (AVF) алгоритм [93], целью которого является  
 1046 перевзвесить ошибки треков с учётом  $\chi^2$  их вклада в вершину.

1047 Третий шаг заключается в определении вершин жёсткого рассеяния и МВ. Вершина  
 1048 МВ - это вершина упругого  $p\bar{p}$  столкновения. После того как все вершины были найдены, они  
 1049 упорядочиваются в соответствии с вероятностью принадлежать к МВ событию. Эта вероят-  
 1050 ность вычисляется как произведение вероятностей для отдельных треков, что они возникли  
 1051 в результате МВ взаимодействия. Вершина с наименьшей такой вероятностью выбирается в  
 1052 качестве первичной вершины события.

### 1053 3.2.3. Реконструкция $\cancel{E}_T$

1054 Партоны, участвующие в жёстких процессах, до их столкновения имеют большие про-  
 1055 дольные импульсы, а их поперечные импульсы примерно равны нулю. В силу сохранения  
 1056 импульсов векторная сумма поперечных импульсов всех частиц после столкновения тоже  
 1057 должна быть равна нулю. Если частица покидает детектор и не выделяет никакой энергии  
 1058 в следствие низкой вероятности взаимодействия с ним (например, нейтрино), то образуется  
 1059 дисбаланс поперечной энергии. В таких случаях, по определению, дисбаланс поперечной  
 1060 энергии обозначается как недостающая поперечная энергия,  $\cancel{E}_T$  [94].  $\cancel{E}_T$  является негативой  
 1061 векторной суммой поперечных импульсов частиц, наблюдаемых в детекторе.

1062 На практике  $\cancel{E}_T$  восстанавливается из векторной суммы энергий EM и FN калоримет-  
 1063 рических ячеек независимо по осям  $x$  и  $y$ :

$$E_{T_x} = \sum_{i=0}^{N_{cells}} E_i \times \cos \theta_i = - \cancel{E}_{T_x} . \quad (3.2)$$

1064

$$E_{T_y} = \sum_{i=0}^{N_{cells}} E_i \times \sin \theta_i = - \cancel{E}_{T_y} . \quad (3.3)$$

1065  $\cancel{E}_T$  выражается из уравнения (3.4):

$$\cancel{E}_T^2 = \sqrt{E_{T_x}^2 + E_{T_y}^2} . \quad (3.4)$$

1066 После вычисления результирующего значения могут применяться некоторые поправки: в  
 1067 случае, если в событии есть реконструированный мюон, совмещенный с центральным треком,

1068 то импульс  $p_T$  этого трека должен быть вычтен из  $E_T$ . Кроме того, энергетическая коррекция  
 1069 струй и ЕМ объектов изменяет дисбаланс в поперечной плоскости. Импульсные компоненты,  
 1070 добавленные к струям и ЕМ объектам из-за энергетической коррекции, также должны быть  
 1071 вычтены из  $E_T$ . Дополнительно осуществляется коррекция  $E_T$ , учитывающая энергию струй,  
 1072 выделяемую в СН калориметре.

### 1073 3.2.4. Реконструкция ЕМ объектов

1074 Калориметр DØ оптимизирован так, что электромагнитный (ЕМ) объект (фотон, позитрон  
 1075 или электрон) выделяет почти всю свою энергию (образуя новые частицы) при взаимодействии  
 1076 с материалом в первых четырёх слоях. Фотоны, в основном, теряют свою энергию,  
 1077 рождая  $e^+e^-$  пары, а электроны (позитроны) - в результате тормозного излучения. Дочерние  
 1078 частицы реагируют с материалом схожим образом, что и родительские. В результате в  
 1079 поперечном и продольном направлениях развивается электромагнитный ливень.

1080 Для восстановления электромагнитного объекта используется конусный алгоритм (Simple  
 1081 Cone Algorithm [95]), который рассматривает выделение энергии в калориметрических ячейках  
 1082 и башнях. На вход в алгоритм подаётся список всех электромагнитных башен, упорядоченных  
 1083 по убыванию  $E_T$ . Каждая башня с  $E_T > 0.5$  ГэВ выступает в роли башни-инициатора  
 1084 и удаляется из общего списка. Проводится конус с радиусом  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$  в  $\eta - \phi$   
 1085 плоскости от башни-инициатора и образуется кластер. Затем перебираются все башни в конусе.  
 1086 Каждый раз при нахождении новой башни в этом конусе она добавляется к кластеру,  
 1087 положение кластера в  $\eta - \phi$  плоскости пересчитывается, и конус с радиусом 0.2 проводится  
 1088 вокруг новой позиции кластера. Алгоритм перебирает все возможные башни. Если полная  
 1089 энергия кластера  $\Delta R = 0.2$  превышает  $E_T > 1.5$  ГэВ и, по меньшей мере, 90% энергии  
 1090 кластера выделяется в ЕМ слоях калориметра, уравнение (3.5), то образованный кластер  
 1091 сохраняется для дальнейшей проверки. В уравнении

$$f_{EM} = \frac{E^{EM}}{E^{TOT}}, \quad (3.5)$$

1092  $E^{TOT}$  ( $E^{EM}$ ) - суммарная энергия, содержащаяся в башнях ЕМ и HAD (ЕМ только) слоёв,  
 1093 ограниченных конусом радиуса  $\Delta R = 0.2$  с центром в башне с максимальной энергией.

1094 На следующем этапе алгоритма вычисляется калориметрическая изоляция для каждого  
 1095 найденного кластера: выбирается башня с наибольшей энергией в кластере и вокруг неё  
 1096 формируется массив из 81 башни ( $9 \times 9$ ). Алгоритм вычисляет фракцию изоляции по формуле

$$\mathcal{I} = \frac{E_{\Delta R=0.4}^{TOT} - E_{\Delta R=0.2}^{EM}}{E_{\Delta R=0.2}^{EM}}, \quad (3.6)$$

1097 где  $E_{\Delta R=0.4}^{\text{TOT}}$  ( $E_{\Delta R=0.2}^{\text{EM}}$ )- суммарная энергия, содержащаяся в башнях EM и HAD (EM только)  
 1098 слоёв, ограниченных конусом радиуса  $\Delta R = 0.4$  ( $\Delta R = 0.2$ ) с центром в башне с макси-  
 1099 мальной энергией. Схематически калориметрическая изоляция представлена на рисунке 3.4.  
 Если  $\mathcal{I} < 0.2$ , то кластер рассматривается как изолированный и сохраняется, в противном

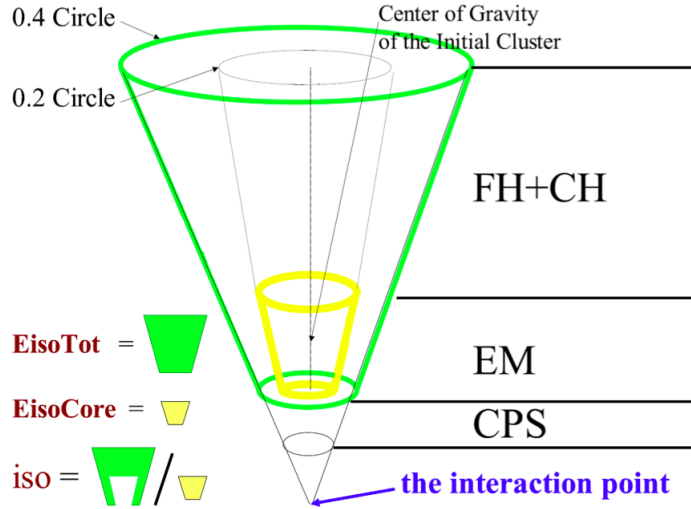


Рисунок 3.4 – Схематическое изображение изоляции калориметра.

1100

1101 случае он не рассматривается. Данное требование позволяет подавить возможные фоновые  
 1102 объекты из электромагнитно-подобных струй (EM-струи, большая часть энергии которых,  
 1103 переносится фотонами, рождёнными в результате распада  $\pi^0$  и других заряженных мезо-  
 1104 нов). После того как создан список EM кластеров, формируется список идентификационных  
 1105 переменных, которые используются при анализе данных.

1106 Форма фотонного ливня определяется с помощью ширины EM кластера в EM3 слое  
 1107 калориметра (*sigphi*) в  $r - \phi$  пространстве и ширины кластера по  $z$  (*sigz*). Как правило, для  
 1108 фотонов в центральном калориметре требуется только

$$sigphi < 14 \text{ (18) } cm^2 \quad (3.7)$$

1109 в случае RunIIa (RunIIb), в то время как для передних фотонов и электронов используются  
 1110 следующие параметризации:

$$\begin{aligned} sigphi &< 7.3\eta^2 - 35.9|\eta| + 45.7 \text{ } cm^2; \\ sigz &< 7.5\eta^2 - 36.0|\eta| + 44.8 \text{ } cm^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

1111

1112 Переменная *HMx8* используется для различения форм электромагнитных и адронных  
 1113 ливней. Следующие переменные используются для построения *HMx8*: энергетические фрак-  
 ции во всех четырех слоях EM калориметра, суммарная энергия ливня, позиция первичной

1114 вершины, ширины электромагнитного ливня в  $r - \phi$  пространстве и по  $z$ . Далее строится  
1115 ковариационная матрица:

$$M_{ij} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \langle x_i^n \rangle)(x_j^n - \langle x_j^n \rangle), \quad (3.9)$$

1116 где суммирование ведется по всем MC электронам, а  $x_i$  ( $\langle x_i \rangle$ ) - это значение (среднее  
1117 значение) переменной  $i$ . Затем определяется переменная  $\chi_{\text{HMx}}^2$  как

$$\chi_{\text{HMx}}^2 = \sum_{ij}^8 (x_i^d - \langle x_i \rangle) H_{ij} (x_j^d - \langle x_j \rangle), \quad (3.10)$$

1118 где  $x_i^d$  ( $\langle x_i \rangle$ ) - это значение (среднее значение) переменной  $i$  в данных (MC) и  $H$  является  
1119 обратной ковариационной матрицей. Как правило, HMx8 переменная для реальных EM  
1120 ливней меньше, чем для ливней от EM-подобных струй, что позволяет различать их.

1121 Используя тот факт, что фотон не должен иметь заряженного трека в трековой системе  
1122  $D\phi$ , вычисляется переменная  $\chi^2$ , показывающая пространственное соответствие с треком  
1123 (spatial track match)

$$\chi^2 = \left( \frac{\Delta\eta^2}{\sigma(\eta)} \right) + \left( \frac{\Delta\phi^2}{\sigma(\phi)} \right), \quad (3.11)$$

1124 где  $\Delta\eta$  и  $\Delta\phi$  разницы между позициями трека и EM кластера в калориметре, а  $\sigma(\eta)$  и  $\sigma(\phi)$   
1125 трековые разрешения по  $\eta$  и  $\phi$  соответственно. После чего  $\chi^2$  преобразуется в вероятность  
1126 ( $p_{\text{trk}}$ ) того, что трек связан с EM кластером. Типичное значение переменной  $p_{\text{trk}}$  для элек-  
1127 тронов превышает 0.001-0.01, в то время как для фотонов  $p_{\text{trk}}$  не должна превышать 0.001  
1128 (0) в RunIIa (RunIIb).

1129 Переменная трековой изоляции  $IsoHC4$  применяется к фотонам и позволяет значитель-  
1130 но подавить фон от неправильно идентифицированных струй, которые, скорее всего, имеют  
1131 достаточно более высокую трековую активность. Она определяется как скалярная сумма  $p_T$   
1132 всех восстановленных треков (заряженных частиц) вокруг фотонного кандидата в кольце  
1133  $0.05 < \Delta R < 0.4$ , находящихся в 2 см от первичной вершины. Внутреннее открытие 0.05  
1134 позволяет фотонам конвертироваться в треkere. Типичное значение трековой изоляции для  
1135 фотонов меньше 1.5 – 2 ГэВ.

1136 Соответствие между EM кластером и кластером CPS используется в главе 4. Алгоритм  
1137 ищет все CPS кластеры в окне  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  вокруг EM кластера в калориметре и  
1138 устанавливает соответствие между EM кластером и наиболее энергичным CPS кластером.  
1139 Дополнительно на каждом уровне EM1-EM4 калориметра вычисляется позиция EM ливня,  
1140 взвешенная по энергии, выделенной в ячейках EM кластера. Скорректированные 3-D коорди-  
1141 наты (с учетом разницы между EM объектами в данных и MC) EM ливня и CPS кластера (в

1142 случае его наличия) фитируются прямой линией в  $z - y$  и  $r - \phi$  плоскостях. Экстраполяция  
 1143 фита в  $r - \phi$  плоскости до линии пучка даёт оценку  $z$ -позиции (pointed vertex) рождения  
 1144 EM частицы. Вычисление минимального расстояния между фитом и линией пучка в  $r - \phi$   
 1145 плоскости позволяет определить DCA EM частицы. Типичное разрешение алгоритма опреде-  
 1146 ления вершины EM частицы составляет порядка 3 см. Данный алгоритм позволяет отобрать  
 1147 сигнальный набор данных и дополнительно подавить фоновые события для фотонов.

1148 Для дальнейшего подавления струй, неправильно идентифицированных как фотоны,  
 1149 применяется нейронная сеть (NN) [96]. NN тренируется с помощью набора переменных, ко-  
 1150 торые чувствительны к различиям в трековой активности, в энергии, выделяемой в калори-  
 1151 метре и CPS, между фотонами и струями:

- 1152 • фракция энергии EM кластера в EM1 слое калориметра (EM1frac);
- 1153 • скалярное сумма  $p_T$  всех треков вокруг EM кластера с  $p_T > 0.5$  ГэВ ( $p_{T\text{trk}}^{\text{sum}}$ ), происходя-  
 1154 щих из первичной вершины в кольце  $0.05 < \Delta R < 0.4$  (TrackIsolation);
- 1155 • число ячеек в EM1 слое в конусе  $\Delta R < 0.2$  (EM1cells) и кольце  $0.2 < \Delta R < 0.4$   
 1156 (EM1conecells) с поперечной энергией более, чем пороговое значение  $0.004E_T + 0.25$   
 1157 ГэВ (0.2 ГэВ) в центральном (переднем) калориметре;
- 1158 • число треков в конусе  $\Delta R < 0.05$  (Ntrks005); применяется только в случае центральных  
 1159 EM кластеров.

1160 Радиационные фотоны из заряженных лептонов в распаде  $Z$  бозона ( $Z \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ ,  $\ell =$   
 1161  $e, \mu$ ) используются для проверки производительности NN [97]. Форма выходного распределе-  
 1162 ния NN ( $O_{\text{NN}}$ ) в MC событиях хорошо описывает данные и даёт дополнительный механизм  
 1163 отделения струй, см. рисунок 3.5.

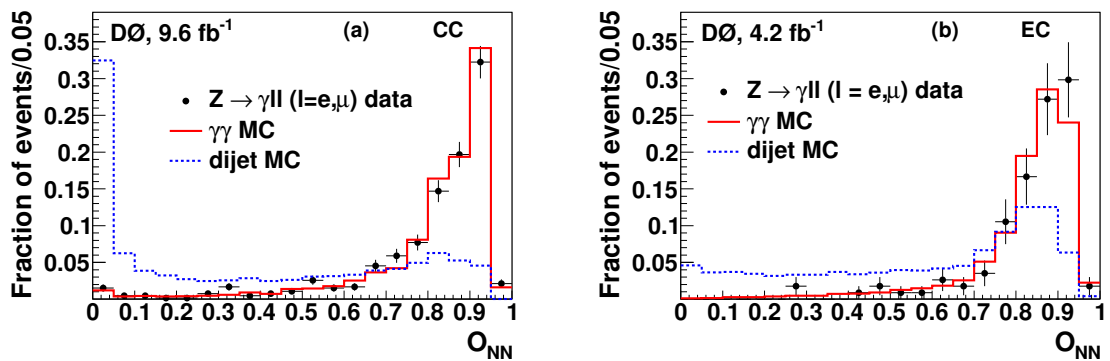


Рисунок 3.5 – Нормализованное распределение  $O_{\text{NN}}$  для MC фотонов, данных  $Z \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$  и дайджетов в центральном (a) и переднем (b) калориметрах.

1164 Распределение  $O_{NN}$  для струй подтверждается с использованием дайджет МС и набо-  
 1165 ра данных, обогащенных струями, ошибочно идентифицированными как фотоны (см. рису-  
 1166 нок 3.6). Для этой цели струи должны пройти все критерии идентификации фотонов, но с  
 1167 инвертированным требованием на калориметрическую изоляцию  $\mathcal{I} > 0.1$  или иметь хотя бы  
 один трек в конусе  $\Delta R < 0.05$  вокруг фотонного кандидата.

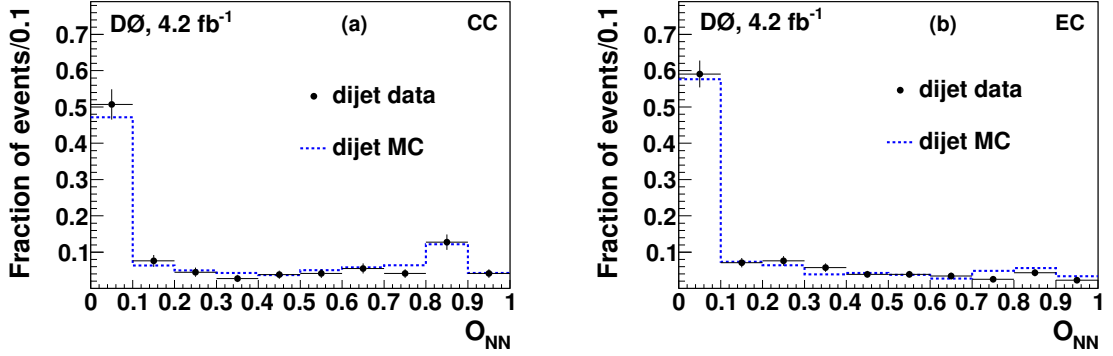


Рисунок 3.6 – Нормализованное распределение  $O_{NN}$  EM-подобных струй в МС и данных в центральном (a) и переднем (b) калориметрах.

1168

1169 Установка ограничения на переменную  $O_{NN}$  позволяет существенно подавить вклад от  
 1170 фоновых событий.

1171 Калибровка абсолютной энергии электромагнитных частиц осуществляется с помощью  
 1172 электронов из  $Z \rightarrow e^+e^-$  событий с 0.5% точностью [98]. Поправки, учитывающие потерю  
 1173 энергии электронов в материале, расположенном перед калориметром, в зависимости от  $\eta_{det}$   
 1174 и  $p_T$  определяются с использованием МС и применяются к электромагнитным объектам в  
 1175 данных. Однако, как известно, фотоны взаимодействуют с материалом детектора меньше,  
 1176 чем электроны, и, как следствие, появляется систематическая перепоправка энергетической  
 1177 шкалы фотона (Photon Energy Scale, PES),  $E_\gamma^{meas}$ , что приводит к сдвигу по отношению к ис-  
 1178 тинной энергии частицы,  $E_\gamma^{ptcl}$ . Таким образом, дополнительный поправочный коэффициент  
 1179 для PES рассчитывается по отношению к коррекции энергии электрона, которая применяет-  
 1180 ся сразу после восстановления EM объекта.

1181 Разница в отклике калориметра между электроном и фотоном изучается с помощью  
 1182 специального набора МС данных с улучшенным GEANT описанием электромагнитных лив-  
 1183 ней [99], которое не используется при стандартном моделировании физических процессов  
 1184 из-за его низкой скорости исполнения. Данная поправка и её неопределенности оценива-  
 1185 ются путём изменения количества материала перед детектором при моделировании откли-  
 1186 ка частиц для одиночных фотонов и электронов при разных углах. При малых значениях  
 1187 ( $E_\gamma^{meas} \approx 20$  ГэВ) энергию фотона необходимо поправлять на  $\sim 3\%$  (см. рисунок 3.7). Разни-

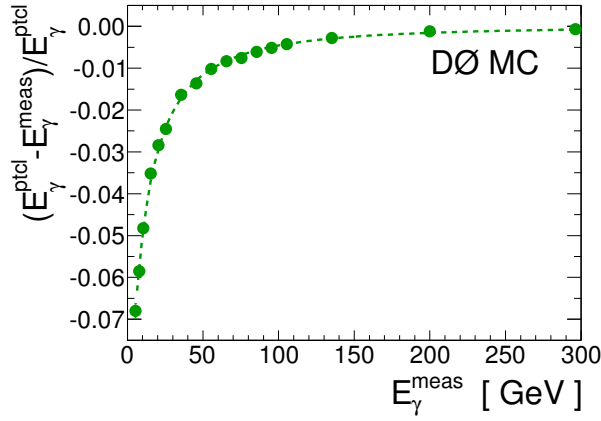


Рисунок 3.7 – Шкала коррекции энергии фотона, оцененная с помощью специального МС. Данная коррекция применяется к фотонам после калибровки ЕМ калориметра.

1188 ца между энергиями фотона и электрона при больших энергиях становится меньше, но всё  
 1189 равно остается значительной. Коррекция PES применяется к восстановленному фотонному  
 1190 объекту.

1191 Другой эффект, который влияет на коррекцию энергии фотона, обусловлен фоновым  
 1192 загрязнением фотонов ЕМ-струями, оставшимися даже после применения фотонных крите-  
 1193 риев отбора в данных. Для оценки влияния примеси ЕМ-струй в PES коррекции последняя  
 1194 рассчитывается отдельно для прямых фотонов из  $\gamma + \text{jets}$  МС и ЕМ-струй. Сигнальный и фо-  
 1195 новый наборы данных объединяются в один с учетом их фракций в данных. Размер эффекта  
 1196 оказывается меньше, чем 0.2%.

1197 Общая неопределенность PES показана на рисунке 3.8, она не включает в себя допол-  
 1198 нительные 0.5% из-за калибровки энергии электрона. Квадратурная сумма всех слагаемых  
 1199 PES неопределенностей изменяется в интервале 0.15% – 0.65% для  $30 < E_\gamma^{\text{meas}} < 300$  ГэВ,  
 достигая максимальных значений при малых и высоких энергиях.

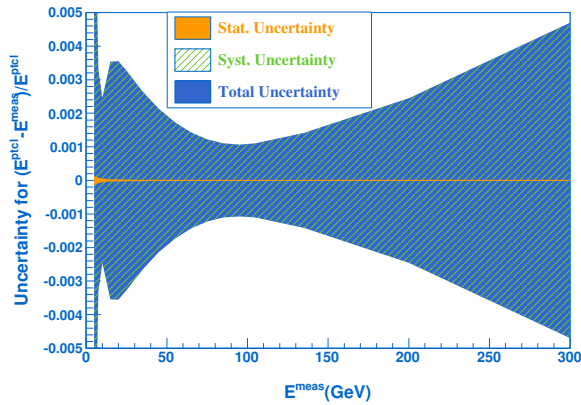


Рисунок 3.8 – Неопределенности шкалы коррекции энергии фотона.

### 1201 3.2.5. Реконструкция струй

1202 Струи восстанавливаются в калориметре, используя конусный алгоритм (The Run II  
1203 Cone Algorithm [100]), который включает в себя три этапа. На первом этапе формируются  
1204 предкластеры из калориметрических башен следующим образом:

- 1205 • Формируется список башен с  $p_T > 500$  МэВ, упорядоченный по убыванию  $p_T$ .
- 1206 • Башня с максимальным значением  $p_T$  выбирается в качестве башни-инициатора пред-  
1207 кластера и удаляется из списка. Остальные башни из списка обрабатываются и добав-  
1208 ляются к предкластеру, если они находятся в пределах  $\Delta R < 0.3$  от башни-инициатора.  
1209 Энергия башен складывается.
- 1210 • Если число башен в предкластере больше 1, то предкластер добавляется в список пред-  
1211 кластеров.

1212 Этот процесс продолжается до тех пор, пока все калориметрические башни из первоначаль-  
1213 ного списка не станут частью какого-либо предкластера.

1214 Упорядоченный по убыванию  $p_T$  список предкластеров используется для построения  
1215 кандидатов в прото-струи.

- 1216 • Для каждого предкластера  $P_i$  вычисляется расстояние до соседнего предкластера  $P_j$ ,  
1217  $P_j \neq P_i$ .
- 1218 • Если  $\Delta R(P_i, P_j) > 0.35$  (0.25), то формируется JCCA (JCCB) прото-струя  $PC$  с радиу-  
1219 сом конуса  $R = 0.7$  (0.5), в которой суммируются моменты входящих в неё предкласте-  
1220 ров и пересчитывается позиция  $PC'$ .

1221 Данный процесс выполняется итеративно до тех пор, пока позиция прото-струи не стабили-  
1222 зируется,  $\Delta R(PC, PC') < 0.001$ , или число итераций достигнет 50. Прото-струи с  $p_T > 3$  ГэВ  
1223 сохраняются для дальнейшего анализа.

1224 На третьем этапе восстановления струи выполняется более тонкая настройка: прото-  
1225 струя может быть как частью одной большой струи, так и объединять в себе несколько  
1226 реальных струй. Для того, чтобы учесть данные случаи используется метод средней точки.

- 1227 • Для каждой из JCCA (JCCB) прото-струи формируется список соседних прото-струй  
1228 в  $0.7 < \Delta R < 1.4$  ( $0.5 < \Delta R < 1.0$ ). Если список не пуст, то процедура кластеризации  
1229 повторяется без какого-либо ограничения на  $\Delta R$ .



1230 • Для того, чтобы избежать двойного учета энергии одних и тех же башен в разных  
 1231 прото-струях, используется процедура разделения и слияния. Если более 50% энергии  
 1232 одной прото-струи является также частью другой прото-струи, то такие прото-струи  
 1233 объединяются в одну. Если менее 50% энергии одной прото-струи является также ча-  
 1234 стью другой прото-струи, то эта энергия приписывается к ближайшей прото-струе и  
 1235 удаляется из второй.

1236 Процедура разделения и слияния продолжается до тех пор, пока все возможные комби-  
 1237 нации не будут проверены. Образованные прото-струи, которые удовлетворяют требованию  
 1238  $p_T > 6$  ГэВ, формируют реконструированные струи.

1239 После восстановления струй для того, чтобы отличить поддельные струи, вызванные ка-  
 1240 лориметрическим шумом от физических струй, применяются дополнительные качественные  
 1241 критерии отбора. Кроме того, струи должны быть изолированы от всех электромагнитных  
 1242 кластеров.

### 1243 3.2.6. Коррекция энергетической шкалы струй

1244 Энергетическая калибровка струи принципиально отличается от других объектов в фи-  
 1245 зике частиц, так как ей не соответствует ни одной четко определенной частицы, например  
 1246 электрон или мюон. Как правило, энергия струи, измеренная в калориметре, не равна энер-  
 1247 гии партонов, из которых она возникла. Это может быть связано с нелинейностями, “мерт-  
 1248 вым” материалом и ливневыми эффектами в калориметре. Целью коррекции энергетической  
 1249 шкалы струи (Jet Energy Scale, JES) является правка энергии, в среднем, измеренной струи  
 1250 в калориметре,  $E^{\text{meas}}$ , до уровня энергии стабильных частиц, входящих в струю, до взаимо-  
 1251 действия с детектором,  $E^{\text{ptcl}}$ , [98]. Коррекция может быть записана в виде

$$E^{\text{ptcl}} = \frac{E^{\text{meas}} - E_O}{RS}, \quad (3.12)$$

1252 •  $E_O$  отображает смещение энергии (Offset Energy), которое возникает в ячейках калори-  
 1253 метра из-за: электронного шума, шума от радиоактивного распада урана (поглотитель),  
 1254 предыдущих столкновений пучков, множественных взаимодействий.  $E_O$  зависит от ра-  
 1255 диуса конуса струи, псевдобыстроты струи, количества реконструированных первич-  
 1256 ных вершин и светимости. Оценка вклада в  $E_O$  из-за множественных взаимодействий  
 1257 производится с помощью МВ набора данных. Набор данных ZB (Zero bias), собранный  
 1258 во время столкновения пучков в детекторе без какого-либо триггерного условия, исполь-  
 1259 зуется для измерения вклада в  $E_O$  калориметрических шумов и энергии, оставшейся  
 1260 после предыдущих столкновений пучков.

- 1261 • Калориметрический отклик  $R$  (Calorimeter Response) представляет собой ответ кало-  
 1262 риметра на энергию частиц, составляющих струю. Его значение, как правило, меньше  
 1263 единицы, в первую очередь потому, что отклик калориметра на адроны, в частности, за-  
 1264 ряженные пионы, ниже, чем отклик на электроны, который устанавливается в единицу  
 1265 при калибровке калориметра. Отношение откликов,  $e/\pi$ , имеет существенную зависи-  
 1266 мость от энергии частиц. Кроме того, измеренная энергия струи может быть искаже-  
 1267 на из-за нелинейного отклика калориметра по энергиям частиц, нерабочих регионов  
 1268 детектора и “мертвого” материала. Отклик  $R$  измеряется с помощью хорошо сбаланси-  
 1269 рованных  $\gamma + \text{jets}$  событий. Высокая точность измерения поперечной энергии фотона  
 1270 позволяет определить поперечную энергию струи. Эта поправка зависит от энергии и  
 1271 псевдобыстроты струи.
- 1272 • Функция  $S$  (Showering) корректирует энергию ливней струй: в силу использования ко-  
 1273 нусного алгоритма поиска струй частицы струи могут выходить за область конуса,  
 1274 с другой стороны, внутрь конуса могут попадать частицы, которые не принадлежат  
 1275 струе. Коррекция  $S$  определяется из сравнения энергий внутри и вне конуса различ-  
 1276 ных радиусов. Как правило, эта поправка близка к единице и, в основном, зависит от  
 1277 размера конуса и псевдобыстроты струи.

1278 Члены правой части уравнения (3.12) являются точными значениями. На практике  
 1279 функции  $E_O$ ,  $R$  и  $S$  измеряются как приближения точных значений и подвержены опре-  
 1280 деленным отклонениям, которые учитываются при восстановлении энергии частиц струи в  
 1281 среднем.

1282 Рисунок 3.9 показывает величины JES коррекций,  $E^{\text{ptcl}}/E^{\text{meas}}$ , а на рисунке 3.10 пред-  
 1283 ставлен размер JES неопределенностей для JCSB струй в двух периодах набора данных. Ре-  
 1284 зультаты для JCSA струй аналогичны. Общий поправочный коэффициент к энергии струи  
 1285 в CC регионе колеблется в пределах 1.4 – 1.5 (1.25 – 1.3) для струи с  $p_T = 25$  ГэВ (100 ГэВ).  
 1286 Общая неопределенность при тех же энергиях составляет 1.4% – 1.8% в CC, в то время как  
 1287 при  $|\eta_{\text{det}}| \sim 3.0$  неопределенность увеличивается до 3.5%.

1288 Для проверки корректности работы JES процедуры рассматриваются два теста (Closure  
 1289 Tests), которые оценивают на сколько JES коррекция калибрует энергию струи, восстано-  
 1290 ленную в калориметре, к энергии частиц струи в пределах указанных неопределенностей.  
 1291 В случае MC энергии объектов определяются напрямую, тогда как в данных необходимо  
 1292 учитывать не связанные с JES эффекты (фоновые загрязнения, энергетическая шкала фо-  
 1293 тона и пр.). В качестве набора данных используются инклюзивные  $\gamma + \text{jets}$  события, удовле-

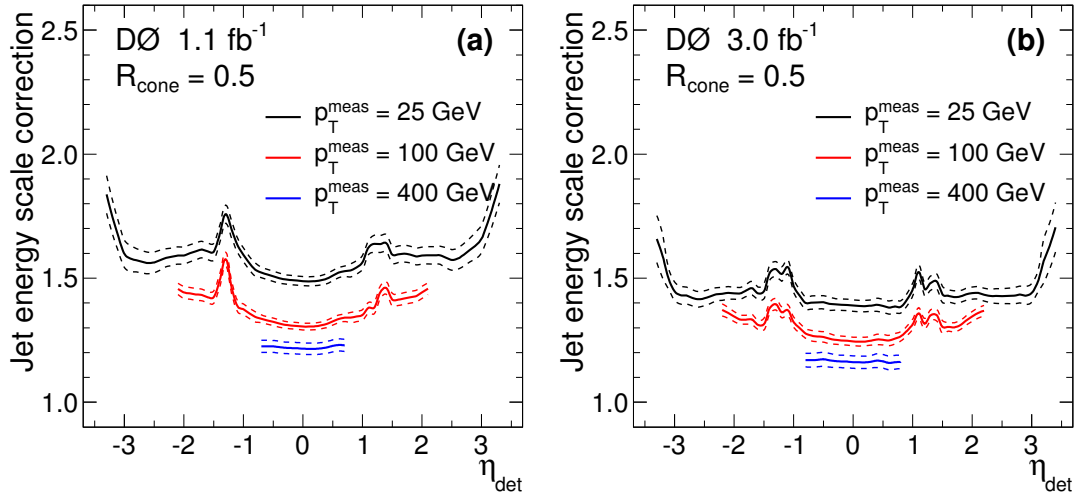


Рисунок 3.9 – Величины JES коррекций,  $E^{\text{ptcl}}/E^{\text{meas}}$ , в данных для JCSB струй в (a) RunIIa и (b) RunIIb2 периодах как функция  $\eta_{\text{det}}$  для различных некорректированных  $p_T$  ( $p_T^{\text{meas}}$ ). Пунктирными линиями обозначены суммарные систематические неопределенности для коррекций.

1294 творяющие критериям отбора, которые похожи на те, что использовались при вычислении  
 1295 калориметрического отклика. Тесты как функция  $p'_T = p_T^\gamma \cosh(\eta)/\cosh(\eta_{\text{det}})$  выполняются  
 1296 отдельно для JCSA и JCSB струй ( $\mathcal{R}_{\text{cone}} = 0.7$  и  $\mathcal{R}_{\text{cone}} = 0.5$  соответственно) в различных  
 1297 интервалах  $|\eta_{\text{det}}|$  шириной 0.4 ( $|\eta_{\text{det}}| < 3.6$ ).

1298 Из-за конечного энергетического разрешения струи вокруг нескорректированного  $p_T$   
 1299 порога реконструкции 6 ГэВ отношение  $E/p_T$  для восстановленной струи увеличивается по  
 1300 сравнению со струей на уровне генерации. Этот эффект особенно заметен при малых  $p_T$   
 1301 (“отклонение при малых  $p_T$ ”) и может быть снижен за счет дополнительного требования  $p_T^\gamma >$   
 1302 30 ГэВ, которое применяется в тестах. Тем не менее, даже для событий с точно одной струей  
 1303 и  $p_T^\gamma > 30$  ГэВ, отклонение при малых  $p_T$  сохраняется для струй и вокруг ICD региона в силу  
 1304 его слабого энергетического разрешения по сравнению с другими регионами по быстроте.

1305 В случае MC наличие информации о струе на уровне генерации позволяет определить  
 1306 “прямую” тестовую переменную (Direct Closure Variable)  $\langle E^{\text{corr}} \rangle / \langle E^{\text{ptcl}} \rangle$ , где  $E^{\text{corr}}$  - JES  
 1307 скорректированная энергия струи, а  $E^{\text{ptcl}}$  - энергия струи на уровне генерации, которая имеет  
 1308 соответствующую реконструированную струю в  $\Delta\mathcal{R} = \mathcal{R}_{\text{cone}}/2$ . Усреднения в отношении  
 1309  $\langle E^{\text{corr}} \rangle / \langle E^{\text{ptcl}} \rangle$  происходят по каждому из  $(p'_T, |\eta_{\text{det}}|)$  интервалов.

1310 На рисунке 3.11, в качестве примера, представлены результаты прямого теста для JCSA  
 1311 струй в двух  $|\eta_{\text{det}}|$  интервалах. Принимая во внимание отклонение при малых  $p_T$  (в основ-  
 1312 ном при больших  $|\eta|$ ), тест показывает, что JES поправка, в целом, корректно работает с  
 1313 объявленными 1% – 2% неопределенностями.

1314 В случае реальных данных нет возможности напрямую проверить энергетическую ка-

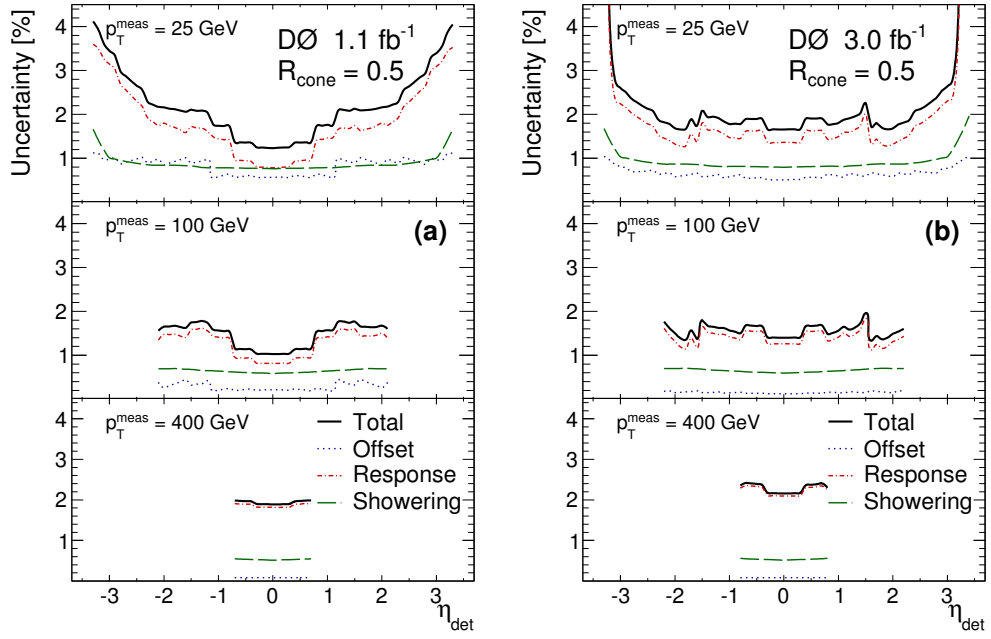


Рисунок 3.10 – Величины JES неопределенностей в данных для JCSB струй в (a) RunIIa и (b) RunIIb2 периодах как функция  $\eta_{\text{det}}$  для различных некорректированных  $p_T$  ( $p_T^{\text{meas}}$ ).

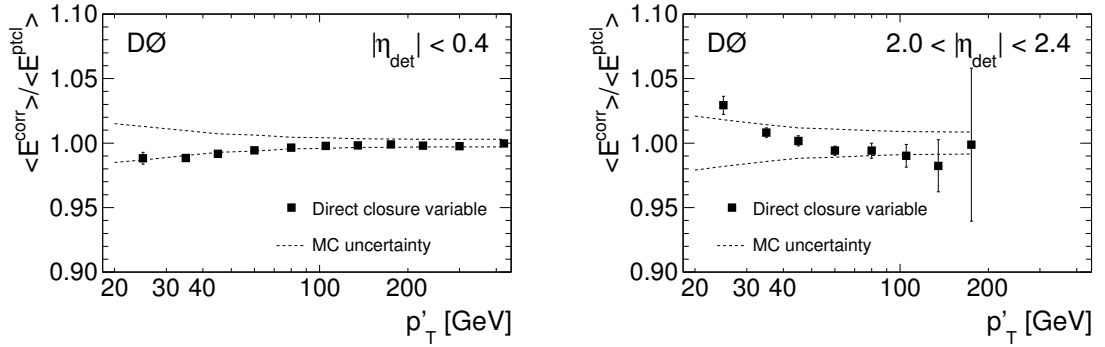


Рисунок 3.11 – Прямая тестовая переменная для JCSA струй как функция  $p'_T$  в двух  $|\eta_{\text{det}}|$  интервалах.

1315 либровку струй, так как информация о струях на уровне генерации не доступна. Таким  
 1316 образом, тесты основаны на сравнении поправленных энергий струй между данными и МС,  
 1317 при условии, что калибровка энергии струи работает должным образом в МС.

1318 Как и в МС тестах, здесь рассматриваются  $\gamma + \text{jets}$  события и вычисляется тестовая  
 1319 переменная  $\langle E_{\text{data}}^{\text{corr}} \rangle / \langle E_{\text{MC}}^{\text{corr}} \rangle$ , где  $\langle E_{\text{data}}^{\text{corr}} \rangle$  ( $\langle E_{\text{MC}}^{\text{corr}} \rangle$ ) средняя JES скорректированная  
 1320 энергия струи в данных (МС), как функция  $p'_T$  в различных  $|\eta_{\text{det}}|$  интервалах.

1321 Так как целью тестов является проверка калибровки энергии струй в чистых  $\gamma + \text{jets}$   
 1322 событиях, важно правильно учесть любые различия между данными и МС, которые могли  
 1323 бы привести к отклонениям в проверке. Наиболее значимый эффект связан с наличием фо-  
 1324 новых EM-струй в данных, а также типом струи - глюонная или кварковая. Для того, чтобы

1325 учесть эти отклонения, данные сравниваются со смесью  $\gamma + \text{jets}$  и дайджет МС событиями,  
 1326 взвешенными по фракциям этих событий в данных, а не напрямую с “чистыми”  $\gamma + \text{jets}$   
 1327 МС событиями. Кроме того, энергия фотона в МС событиях корректируется с тем, чтобы  
 1328 обеспечить согласие её энергетической шкалы с данными.

1329 На рисунке 3.12 представлены результаты теста между данными и МС для ЖССА струй  
 1330 в двух  $|\eta_{\text{det}}|$  интервалах. Соответствующие плотности для ЖССВ струй показаны на рисунке 3.13.  
 1331 Априори JES неопределенности в данных и МС в значительной степени некоррелированы,  
 1332 соответственно неопределенность в отношении наблюдаемой тестовой переменной опреде-  
 1333 ляется как квадратурная сумма неопределенностей данных и МС. Данные и МС взаимно  
 откалиброваны, то есть, воспроизводят  $E^{\text{ptcl}}$  с объявленными неопределенностями.

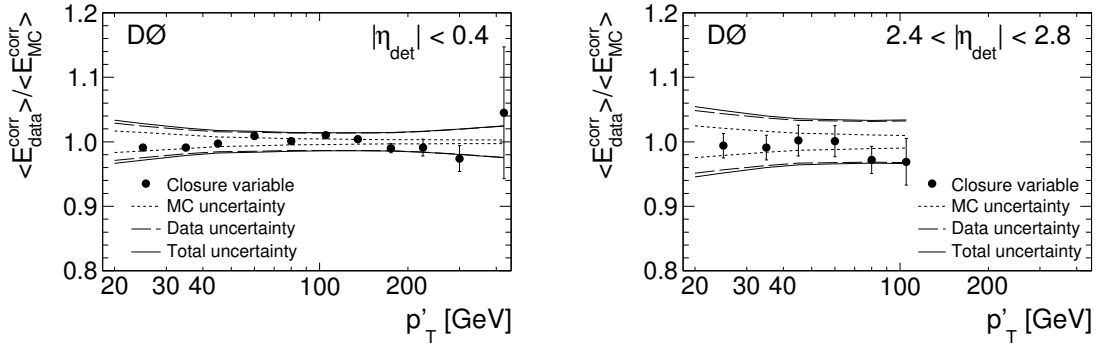


Рисунок 3.12 – Тестовая переменная  $\langle E_{\text{data}}^{\text{corr}} \rangle / \langle E_{\text{MC}}^{\text{corr}} \rangle$  для ЖССА струй как функция  $p'_T$  в двух  $|\eta_{\text{det}}|$  интервалах. Внутренняя и промежуточная области отображают JES неопределенности для МС и данных, соответственно, в то время как внешняя область показывает собой общую неопределенность.

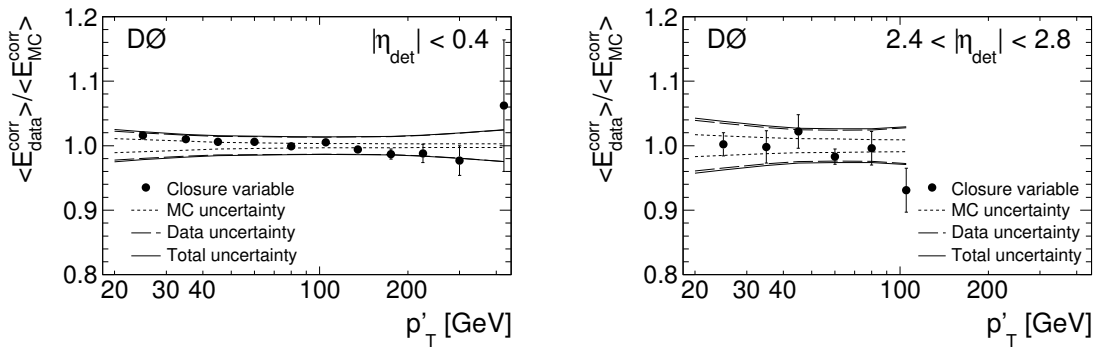


Рисунок 3.13 – То же, что на рисунке 3.12, но для ЖССВ струй.

1334

### 1335 3.2.7. Реконструкция струй с $b/c$ кварками

1336 Информация о восстановленных вершинах и струях используется для определения “тя-  
 1337 желых” (Heavy flavor, HF) струй, которые произошли вследствие адронизации  $b$  или  $c$  квар-  
 1338 ков. Идентификацию таких струй, как правило, называют идентификацией  $b$  струй или

1339  $b$ -тегированием. Адроны, содержащие “прелестный” или “очарованный” кварки, живут доста-  
 1340 точно долгое время, которого хватает для того, чтобы они прошли несколько миллиметров  
 1341 в детекторе до своего распада, в результате чего вершина распада, как правило, смещает-  
 1342 ся от первичной точки взаимодействия и может быть восстановлена в качестве вторичной  
 1343 вершины. В  $D\bar{O}$  рассматриваются несколько алгоритмов идентификации HF струй, которые  
 1344 используют уникальные свойства треков и вторичных вершин струй, которые происходят из  
 1345 HF кварков. Применяя ограничения на выход алгоритма, существует возможность подавить  
 1346 вклад от “лёгких” струй и обогатить выборку “тяжелых” струй.

1347 **Проверка струи (Taggability).** Основополагающим условием при идентификации  
 1348 HF струи является наличие заряженных треков, связанных с (калориметрической) струей.  
 1349 Данное условие реализуется отдельной проверкой (перед идентификацией тяжёлой струи),  
 1350 которая называется Taggability. Требуется наличие в JCSB струе как минимум двух тре-  
 1351 ков с  $p_T > 0.5$  ГэВ (лидирующий трек должен быть с  $p_T > 1.0$  ГэВ),  $|DCA_{xy}| < 2$  мм,  
 1352  $|DCA_z| < 4$  мм в конусе  $\Delta R < 0.5$ , каждый из которых обладает как минимум одним хитом  
 1353 в SMT.

1354 **Алгоритмы идентификации  $b$  струй.** В  $D\bar{O}$  сертифицированы три “промежуточных”  
 1355 инструмента проверки струи на рождение её из  $b$  кварка.

- 1356 • Тегирование вторичных вершин (Second Vertex Tagger, SVT) [101]. SVT алгоритм ис-  
 1357 пользуется треки для восстановления вторичных вершин. Струи выбирается в том случае,  
 1358 если вторичная вершина находится в  $\Delta R < 0.5$  от нее. Изменяя критерии отбора тре-  
 1359 ков, формируется набор из пяти SVT “конфигураций” (SVT1-5), которые используются  
 1360 в качестве входных переменных для алгоритма  $MVA_{b1}$  (см. далее). Каждый из набо-  
 1361 ров содержит в себе такие переменные как  $p_T$  трека,  $\chi^2/ndf$  для вторичной вершины,  
 1362  $DCA_{xy}$  между первичной и вторичной вершинами, число треков, ассоциированных с  
 1363 вторичной вершиной и пр.
- 1364 • Jet Lifetime Impact Parameter, JLIP [101]. Алгоритм JLIP, по сути, предоставляет уро-  
 1365 вень значимости того, что все треки в струе происходят из PV. Сначала вычисляются  
 1366 вероятности того, что треки происходят из PV. Затем вероятности всех треков, которые  
 1367 согласованны со струей, перемножаются и определяется вероятность того, что струя  
 1368 происходит из PV. Легкие струи будут иметь плоское распределение JLIP в диапазоне  
 1369 от 0 до 1, в то время как HF струи будут иметь пик при низких значениях.
- 1370 • Counting Signed Impact Parameter, CSIP [101]. В данном методе вычисляется значимость  
 1371 прицельного параметра (IP),  $S_d = IP/\sigma_{IP}$ , по отношению к первичной вершины для

1372 всех хороших треков, расположенных в пределах конуса  $\Delta R = 0.5$  вокруг оси струи.  
 1373 Вычисляется число треков с  $S_d$  выше заданного порогового значения. Для того, чтобы  
 1374 струя идентифицировалась как тяжелая, она должна содержать как минимум три тека  
 1375 с  $S_d > 2$  или как минимум два трека с  $S_d > 3$ .

1376 Для идентификации HF струй отдельные переменные из описанных выше инструментов  
 1377 используются как входные данные в нейронные сети TMultilayer Perceptron (MLP) [102] и  
 1378 деревья решений (RF) [103] программы ROOT TMVA [104].

1379  $MVA_{bl}$  алгоритм - один из алгоритмов DØ, который разработан для идентификации  
 1380 HF струй (другой NN алгоритм не рассматривается в этой работе).  $MVA_{bl}$  алгоритм состоит  
 1381 из двух шагов. На первом шаге рассматриваются шесть случайных деревьев решений, поз-  
 1382 воляющих отличить струи, содержащие  $b$  кварки, от лёгких струй. В качестве обучающих  
 1383 переменных в одном из RF применяются выходные переменные алгоритмов CSIP и JLIP.  
 1384 Остальные пять RF используют конфигураций SVT1-5. На втором шаге эти шесть деревьев  
 1385 решений объединяются с помощью нейронной сети, которая использует нелинейные корреля-  
 1386 ции между RF. При тренировке, так называемого,  $bl$  таггера в качестве сигнальных событий  
 1387 используются  $b$  струи, которые рождаются в MC КХД событиях с двумя  $b$  струями, а в каче-  
 1388 стве фоновых событий рассматриваются MC КХД легкие струи. Выход  $MVA_{bl}$  переменной  
 1389 представлен на рисунке 3.14. Для алгоритма  $MVA_{bl}$  сертифицированы двенадцать рабочих  
 1390 точек (OP), для каждой из которой определены вероятности и коэффициенты корректировки.  
 В главе 6 используется Tight OP,  $MVA_{bl} > 0.225$ .

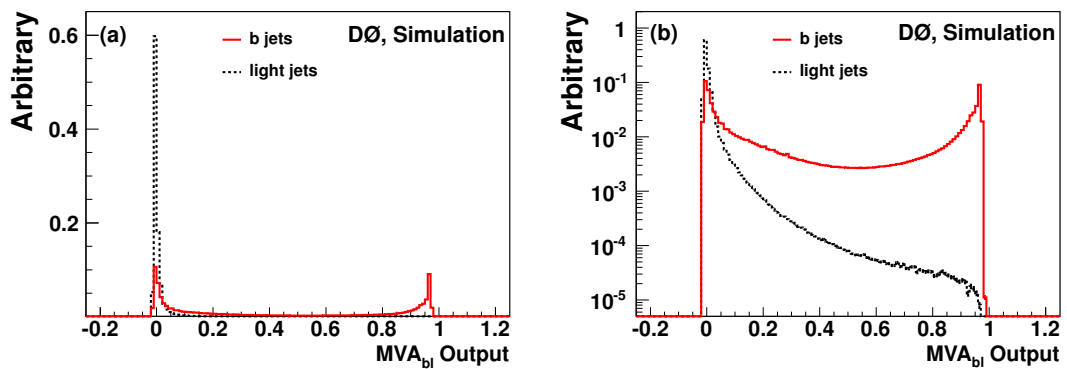


Рисунок 3.14 – Выход  $MVA_{bl}$  для легких струй (пунктирная линия) и  $b$  струй (сплошная линия) в моделируемых событиях, линейная шкала справа, логарифмическая шкала слева. Оба распределения нормированы на единицу.

1392

1393

## Тройные дифференциальные сечения в $\gamma + \text{jet}$ событиях

1394

1395

1396

1397

1398

1399

В данной главе описывается измерение  $\gamma + \text{jet}$  дифференциального сечения в  $p\bar{p}$  столкновениях с энергией  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ в системе центра масс, в котором лидирующий прямой фотон (с максимальным значением  $p_T$ ) является центральным с быстротой  $|y^\gamma| < 1.0$  или передним с быстротой  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ . Требуется наличие лидирующей струи с  $p_T^{\text{jet}} > 15$  ГэВ в одной из четырех областей по быстройте:  $|y^{\text{jet}}| < 0.8$ ,  $0.8 < |y^{\text{jet}}| < 1.6$ ,  $1.6 < |y^{\text{jet}}| < 2.4$  или  $2.4 < |y^{\text{jet}}| < 3.2$ .

1400

1401

1402

1403

Сечение как функция  $p_T^\gamma$  измеряется дифференциально для шестнадцати угловых конфигураций быстрот лидирующих струи (четыре различных региона) и фотона (два региона). Также рассматриваются два случая ориентации быстрот фотона и струи:  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$  и  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

1404

1405

1406

1407

1408

1409

1410

1411

1412

1413

1414

Основные механизмы рождения  $\gamma + \text{jet}$  событий рассмотрены в секции 1.4. Измерение  $\gamma + \text{jet}$  дифференциальных сечений может в дальнейшем позволить наложить ограничения на глюонную PDF, в силу того, что в лидирующем порядке глюоны тестируются напрямую через комптоновское  $qg \rightarrow q\gamma$  партонное рассеяние [43, 44]. Фракция  $qg \rightarrow q\gamma$  процесса зависит от угловых конфигураций быстрот фотона и струи и падает с ростом  $p_T^\gamma$ . Рисунок 4.1 отображает ожидаемую фракцию комптоновского процесса в общем сечении рождения фотона и струи для четырех различных интервалов с передним фотоном и струей, с быстротами одного знака. Доля таких  $qg$  событий увеличивается с ростом быстроты струи. Полученные оценки фракций процессов с помощью MC генератора RUTHIA и STEQB6L PDF набором показывают, что наибольшая доля  $qg$  событий наблюдается в случае, когда быстроты переднего фотона и струи имеют одинаковые знаки ( $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$  и  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ ).

1415

1416

1417

1418

1419

1420

1421

Функции PDF, входящие в теоретические предсказания, имеют существенные неопределенности, особенно в глюонной компоненте при малых  $x$ , или больших  $x$  и больших  $Q^2$  [68]. Сечение  $\gamma + \text{jet}$  тестирует различные значения фракций партонных моментов  $x_1$  и  $x_2$  двух взаимодействующих партонных. Например, при  $p_T^\gamma \approx 20 - 25$  ГэВ события с центральными фотоном и струей покрывают интервал  $0.01 < x < 0.06$ , в то время как события с передними фотоном и струей, с быстротами одного знака ( $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ) позволяют протестировать интервалы  $0.001 < x < 0.004$  и  $0.2 < x < 0.5$ . Здесь  $x$  определяется с помощью приближения



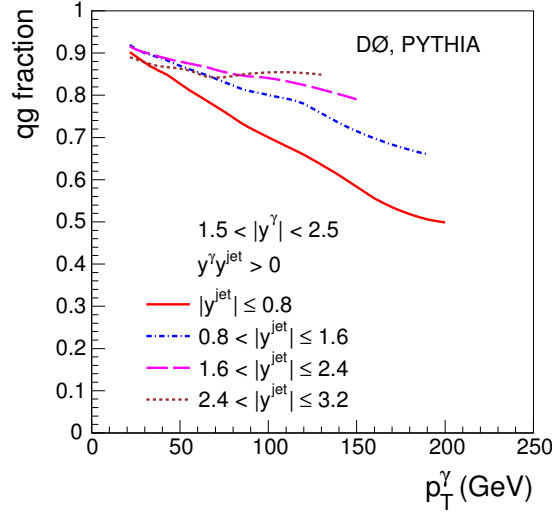


Рисунок 4.1 – Доля событий, оцененная с помощью генератора физических событий PYTHIA с PDF набором STEQB L, которые рождаются в результате  $qg \rightarrow q\gamma$  подпроцесса от общего  $\gamma + \text{jet}$  сечения с передним фотоном,  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ , и струей в одной из четырех областей по быстройте, удовлетворяющих  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ . Статистические неопределенности в оценках (до 4 %) не показаны.

1422 лидирующего порядка [37] как

$$x_{1,2} = \frac{p_T^\gamma}{\sqrt{s}} (\exp(\pm y^\gamma) + \exp(\pm y^{\text{jet}})) . \quad (4.1)$$

1423 Данное измерение покрывает ранее не изученную кинематическую область по  $x - Q^2$   
 1424 (где в качестве  $Q^2$  рассматривается  $(p_T^\gamma)^2$ ),  $0.001 \leq x \leq 1$  и  $400 \leq Q^2 \leq 1.6 \times 10^5 \text{ GeV}^2$   
 1425 [1, 2, 105–111].

1426 Ожидаемое отношение между вкладом прямых фотонов к сумме вкладов прямых и  
 1427 фрагментационных фотонов в  $\gamma + \text{jet}$  сечении показано на рисунке 4.2 для выбранного изоля-  
 1428 ционного критерия фотона (см. секцию 4.1.2) в четырех регионах. Вклад фрагментационных  
 1429 фотонов уменьшается с увеличением  $p_T^\gamma$  во всех регионах [45, 112, 113].

1430 По сравнению с последними экспериментальными работами по измерению  $\gamma + \text{jet}$  сече-  
 1431 ния, опубликованным коллаборациями D0 [1], ATLAS [2] и CMS [114], это измерение рас-  
 1432 сматривает не только центральные, но и передние фотоны, четыре интервала по быстройте  
 1433 струи и использует значительно больший набор данных.

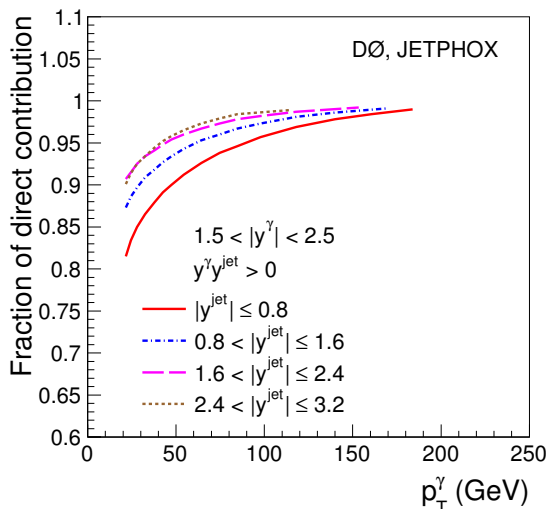


Рисунок 4.2 – Доля прямых (не фрагментационных) передних фотонов к общему числу (прямые + фрагментационные) передних фотонов, полученных с помощью генератора событий JETPHOX.

## 1434 4.1. Отбор данных и МС

### 1435 4.1.1. Данные

1436 Выборка данных для измерения  $\gamma + \text{jet}$  сечения была собрана детектором D0 в период  
 1437 с июня 2006 года по сентябрь 2011 года и соответствует интегральной светимости  $8.7 \pm 0.5$   
 1438  $\text{fb}^{-1}$  [80].

1439 При отборе данных используется набор триггеров, который удовлетворяет следующим  
 1440 критериям: необходим как минимум один электромагнитный-кандидат, выделивший энергию  
 1441 в EM калориметре, с мягким требованием на форму EM ливня и прошедший различные огра-  
 1442 ничения на  $p_T^\gamma$ . Данные, содержащие фотон-кандидат с поперечным импульсом  $20 < p_T^\gamma \leq 35$   
 1443 ГэВ, отбираются с помощью предварительно промасштабированного (prescaled) EM триггера  
 1444 с порогом 17 ГэВ, что соответствует общей интегральной светимости  $7.00 \pm 0.43 \text{ pb}^{-1}$ . Эф-  
 1445 фективность отбора фотонов по отношению к этим триггерным условиям превышает 96%. В  
 1446 качестве проверки, сечение в этом  $p_T^\gamma$  регионе также измеряется с помощью событий, кото-  
 1447 рые отобраны с помощью предварительно промасштабированных EM триггеров с порогом  
 1448  $p_T = 13 \text{ ГэВ}$  и  $p_T = 9 \text{ ГэВ}$ , что соответствует общей интегральной светимости  $2.63 \pm 0.16 \text{ pb}^{-1}$   
 1449 и  $0.65 \pm 0.04 \text{ pb}^{-1}$  соответственно [80]. Фотонные кандидаты с  $p_T > 35 \text{ ГэВ}$  отбираются с  
 1450 помощью набора немасштабируемых EM триггеров с порогом на  $p_T$  между 20 ГэВ и 70 ГэВ  
 1451 с эффективностью отбора сигнальных событий по отношению к триггерным требованиям,  
 1452 близкой к 100%.

1453 Трековая система D0 используется для отбора событий, в которых есть как минимум

одна  $p\bar{p}$  вершина взаимодействия (см. секцию 3.2.2), содержащая как минимум три трека и отдаленная от центра детектор вдоль оси пучка не более, чем на 60 см. Эффективность отбора вершины варьируется в зависимости от светимости в пределах 95% – 97%.

Продольная сегментация EM калориметра и CPS детектор позволяют оценить направление движения фотонного кандидата из центрального детектора и координату его происхождения вдоль оси пучка (“вершина наведения фотона”). Требуется, чтобы EM кандидат был в пределах 10 см от  $p\bar{p}$  вершины столкновения при наличии CPS кластера, согласованного с фотонным EM кластером (соответствует трём стандартным отклонениям и  $\sim 80\%$  событий) или в 32 см в противном случае (порядка 1.5 стандартных отклонений). Передние фотоны, как предполагается, происходят из первичной  $p\bar{p}$  вершины, в дальнейшем для таких событий приписывается дополнительная систематическая неопределенность из-за определения вершины взаимодействия.

#### 4.1.2. Сигнальные и фоновые модели

Для изучения характеристик сигнальных событий генерируются MC наборы с использованием генераторов физических событий PYTHIA и SHERPA с PDF наборами STEQ6.1L и STEQ6.6M соответственно. Подробное описание MC генераторов приведено в секции 1.6.

В силу того, что измеряется сечение *изолированных* прямых фотонов, необходимо определить критерий изоляции в MC. Без этого условия будет невозможно сравнить полученные результаты в данных с различными моделями. В MC генераторах PYTHIA и SHERPA фотон должен быть изолирован на уровне генерации частиц (включает в себя все стабильные частицы, как это определено в работе [115]) с  $p_T^{\text{iso}} = p_T^{\text{tot}}(0.4) - p_T^\gamma < 2.5$  ГэВ, где  $p_T^{\text{tot}}(0.4)$  - это сумма поперечных энергий частиц в конусе радиуса  $\Delta R = 0.4$  от центра фотона. Изоляция фотона на уровне генерации частиц отличается от изоляции фотона на уровне реконструкции (см. секцию 3.2.4) и включает в себя специфические условия на калориметрическую и трековую изоляции.

Для оценки фона к  $\gamma + \text{jet}$  событиям, рассматриваются дайджет события, смоделированные в PYTHIA. При генерации таких событий дополнительно накладываются ограничения на исходные частицы, чтобы увеличить количество событий после применения фотонных критериев отбора, в которых струи флуктуируют в фотоподобные объекты [116]. Сигнальные события могут содержать фотоны, происходящие из фрагментационных процессов партон-в-фотон. По этой причине фоновые события, произведенные через КХД процессы в PYTHIA, были предварительно отобраны для исключения тормозных фотонов, полученных из пар-

1486 тонов. Наконец, чтобы оценить другие возможные фоны, используются  $W + \text{jet}$  и  $Z + \text{jet}$   
 1487 наборы MC событий, смоделированных с помощью ALPGEN+PYTHIA, и двухфотонных MC  
 1488 события, сгенерированные с помощью SHERPA. Сигнальные и фоновые события проходят  
 1489 через полную симуляцию и реконструкцию.

## 1490 4.2. Критерии отбора событий

1491 В данной работе отбираются события, содержащие, как минимум, один фотон. Фотон-  
 1492 ные кандидаты должны удовлетворять следующим условиям (подробное описание критериев  
 1493 отбора приведено в секции 3.2.4):

1494 (a) выделять  $f_{\text{EM}} \geq 97\%$  от энергии кластера в EM слоях калориметра;

1495 (b) быть изолированы в калориметре,  $\mathcal{I} < 0.07$ ;

1496 (c) требуется трековая изоляция:  $HC04 < 1.5$  ГэВ;

1497 (d) иметь взвешенную по энергии ширину ливня в соответствии с ожидаемой для фотона:  
 1498  $sigphi < 18 \text{ см}^2$  (для центральных фотонов) и  $sigphi < 7.3\eta^2 - 35.9|\eta| + 45.7 \text{ см}^2$ ,  $sigz <$   
 1499  $7.5\eta^2 - 36.0|\eta| + 44.8 \text{ см}^2$  (для передних фотонов);

1500 (e) не должно быть соответствия с заряженным треком в SMT и CFT детекторах,  $p_{\text{trk}} < 0$   
 1501 (это требование называется “track-match veto”);

1502 (f) для передних фотонов  $HMx8 < 30$ .

1503 (g) Требование  $O_{\text{NN}} > 0.3$  позволяет сохранить 97% – 98% фотонов и отбросить  $\approx 40\%$   
 1504 ( $\approx 15\%$ ) струй, оставшихся после применения условий (a) – (f) для центральных (перед-  
 1505 них) фотонов.

1506 (h) Фоновый вклад от космических лучей и от изолированных электронов, происходящих из  
 1507 лептонных распадов  $W$  бозонов, подавляется требованием  $E_T < 0.7 p_T^\gamma$  (см. секцию 3.2.3).

1508 Энергия фотонов, которые удовлетворяют всем описанным выше критериям, дополнительно  
 1509 поправляется с учётом PES.

1510 Также отобранные события должны содержать по крайней мере одну адронную струю.  
 1511 Струи реконструируются с помощью алгоритма поиска струй (см. секцию 3.2.5) с размером  
 1512 конуса  $R = 0.7$ . Они должны удовлетворять критериям качества, которые подавляют фоны  
 1513 от лептонов, фотонов и шумовые эффекты детектора. Дополнительно к струям применяется

1514 JES поправка (см. секцию 3.2.6). Лидирующая струя должна удовлетворять двум требовани-  
 1515 ям:  $p_T^{\text{jet}} > 15$  ГэВ и  $p_T^{\text{jet}} > 0.3p_T^\gamma$ . Первое условие связано с порогом реконструкции  $p_T$  струи в 6  
 1516 ГэВ для неподправленного поперечного импульса струи. Второе требование отражает корреляцию между  $p_T$  фотона и лидирующей струи, оптимизированное на уровне реконструкции  
 1517 частиц, чтобы учесть  $p_T$  разрешение струи. На уровне генерации частиц второе условие  
 1518 уменьшает долю событий с сильным излучением в начальном и/или конечном состояниях,  
 1519 которое потенциально может привести к коррекциям более высокого порядка в теории, т.е.  
 1520 неопределенностям к текущим  $NLO$  предсказаниям КХД. Условия на  $p_T$  струи, описанные  
 1521 выше, имеют эффективность порядка 90% – 95%. Лидирующий фотонный кандидат и лидирующая струя также должны быть разделены в  $\eta - \phi$  пространстве  $\Delta R(\gamma, \text{jet}) > 0.9$ .

1524 В общей сложности, после применения всех критериев отбора остается порядка 7.2 (8.3)  
 1525 млн  $\gamma + \text{jet}$  событий-кандидатов с центральными (передними) фотонами.

## 1526 4.3. Измерение сечения

### 1527 4.3.1. Оценка сигнальных фракций

1528 Существует два основных типа фоновых событий, которые загрязняют  $\gamma + \text{jet}$  образцы  
 1529 событий: электрослабые взаимодействия, в результате которых образуются один или несколько  
 1530 электромагнитных кластеров (от электронов или фотонов), и сильные взаимодействия,  
 1531 рождающие струи, ошибочно идентифицированные как фотоны.

1532 Первый тип фона включает в себя  $W(\rightarrow e\nu) + \text{jet}$ ,  $Z/\gamma^*(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$ , а также  $\gamma\gamma$  про-  
 1533 цессы. Вклады от этих фоновых событий оцениваются с помощью МС моделирования. В  
 1534 случае  $W(\rightarrow e\nu) + \text{jet}$  событий, когда электрон ошибочно определяется как фотон, нейтрино  
 1535 будет вносить дополнительный вклад в  $E_T$ . Сочетание track-match veto и  $E_T$  требований  
 1536 отбора фотонов сводят вклад от этого процесса до незначительного уровня,  $< 0.5\%$  для со-  
 1537 бытий с центральными фотонами и  $< 1.5\%$  для событий с передними фотонами. Вклады от  
 1538  $Z + \text{jet}$  и  $\gamma\gamma$  событий, в которых либо  $e^\pm$  из  $Z$  распада будет ошибочно идентифицирован как  
 1539 фотон, либо один из фотонов в двухфотонном событии ошибочно определится как струя,  
 1540 оказываются еще меньше. Описанные фоновые события вычитаются из отобранного образца  
 1541 данных.

1542 Чтобы оценить оставшийся фон от дайджет событий, рассматриваются фотонные канди-  
 1543 даты в регионе  $0.3 < O_{NN} \leq 1$  (т.е. область, которая используется при анализе данных). Рас-  
 1544 пределения для моделируемого фотонного сигнала и дайджет фона фитируются к данным  
 1545 в каждом из  $p_T^\gamma$  интервалов, используя принцип максимального правдоподобия (maximum

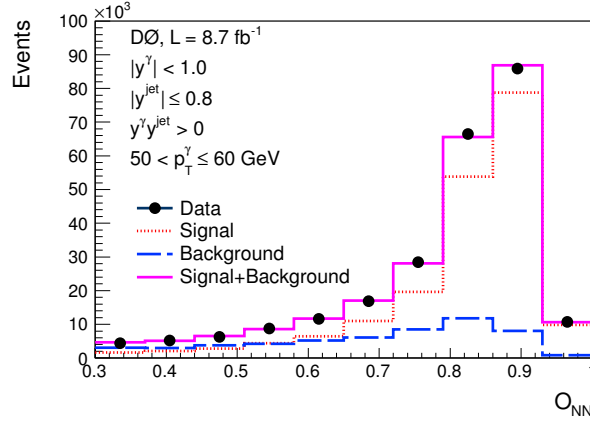


Рисунок 4.3 – Распределение наблюдаемых событий  $O_{NN}$  после применения всех критериев отбора в интервале  $50 < p_T^\gamma < 60$  ГэВ ( $|y^\gamma| < 1.0$ ). Показаны распределения сигнальных и фоновых шаблонов, нормированных на их соответствующие фракции.

1546 likelihood fit)[117] для получения фракций сигнала и фона в данных. В качестве примера, на  
 1547 рисунке 4.3 представлен результат фитирования к  $O_{NN}$  шаблонам, нормированным на число  
 1548 событий в данных для центральных фотонов с  $50 < p_T^\gamma < 60$  ГэВ.

1549 Полученные таким образом доли сигнала (purity или “чистота”) во всех  $p_T^\gamma$  интерва-  
 1550 лах и кинематических регионах фитируются, используя трехпараметрическую функцию  
 1551  $\mathcal{P} = a/(1 + b(p_T^\gamma)^c)$ . Дополнительно рассматриваются две альтернативных функции фити-  
 1552 рования. Рисунок 4.4 показывает фракцию сигнала в событиях с центральными фотонами,  
 1553 и центральными и передними струями с различной комбинацией знаков быстрот фотона и  
 1554 струи. Рисунок 4.5 показывает аналогичные результаты для событий с передними фотонами.  
 1555 Сигнальные фракции, как правило, растут с  $p_T^\gamma$ , в то время как рост для событий с перед-  
 1556 ними фотонами не столь значителен. Сигнальные фракции несколько выше в событиях, в  
 1557 которых быстроты фотона и струи имеют один и тот же знак, чем в событиях с противопо-  
 1558 ложными знаками. Также сигнальные фракции больше в событиях с центральными струями,  
 1559 чем с передними.

1560 Измеренные фракции сигнальных событий должны быть подправлены на события, в  
 1561 которых значение изоляции прямых фотонов на уровне частиц  $p_T^{\text{iso}} \geq 2.5$  ГэВ. Такие события  
 1562 могут оказаться в рассматриваемых данных даже после применения фотонных критериев  
 1563 отбора, описанных в секции 4.2. Доля таких событий оценивается двумя способами. Сначала  
 1564 используются сигнальные модели, полученные с помощью MC генераторов событий SHERPA  
 1565 и RUTHIA, чтобы определить долю событий с  $p_T^{\text{iso}} \geq 2.5$  ГэВ после применения всех критериев  
 1566 отбора. Доля таких событий составляет 1% – 3% для событий с центральными фотонами и  
 1567 1% – 2% для событий с передними фотонами. Результаты для обоих генераторов MC согласо-

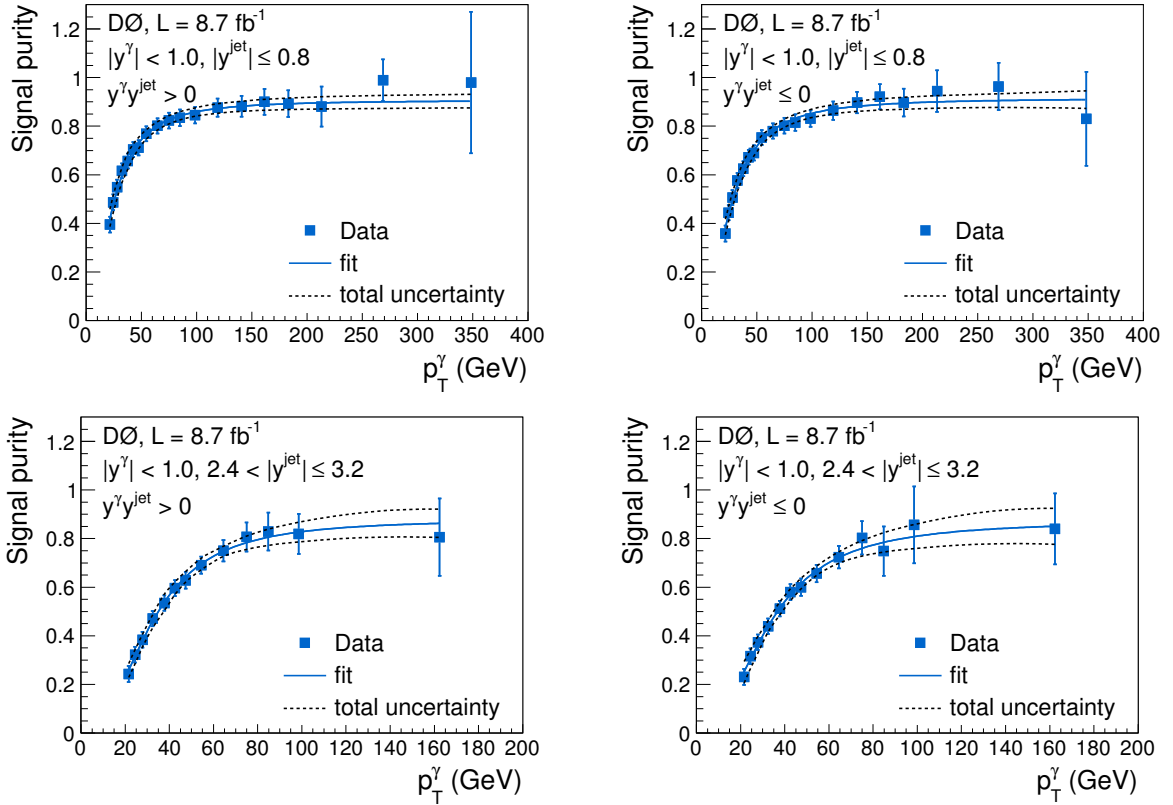


Рисунок 4.4 – Чистота отобранного  $\gamma + \text{jet}$  образца в зависимости от  $p_T^\gamma$  для центральных фотонов, центральных и передних струй с быстротами одного и разных знаков. Сплошной линией показывается результирующая функция, пунктирной линией - полная неопределенность для чистоты.

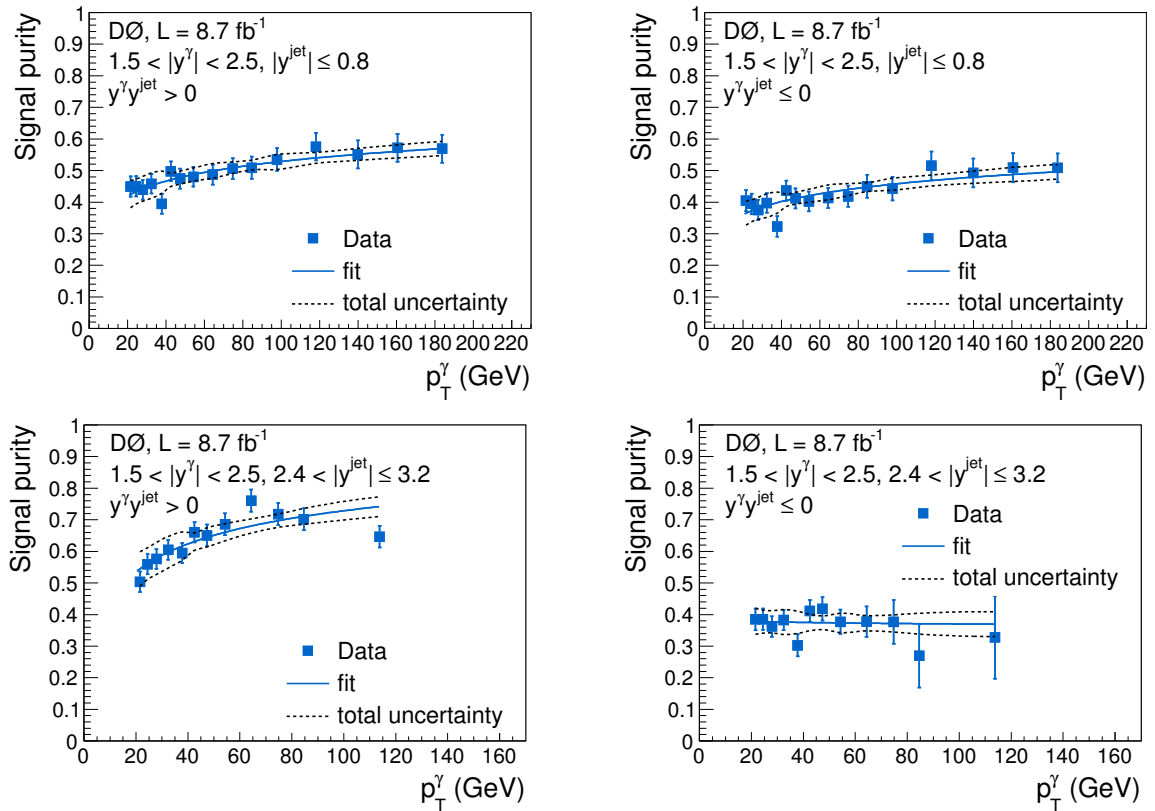


Рисунок 4.5 – Аналогично рисунку 4.4, но для событий с передними фотонами.

1568 ются между собой с учетом статистических ошибок. Во втором способе чистота вычисляется  
 1569 с использованием сигнальной модели, в которой сохраняются *все* фотоны, в том числе с изо-  
 1570 ляцией  $p_T^{\text{iso}} \geq 2.5$  ГэВ, и сравнивается с результатами, полученными по умолчанию, т.е. с  
 1571 фотонами, удовлетворяющими критерию изоляции  $p_T^{\text{iso}} < 2.5$ . Полученная разница в 1% – 3%  
 1572 находится в хорошем согласии с прямыми оценками из МС. Доля событий с  $p_T^{\text{iso}} \geq 2.5$  вы-  
 1573 читается из данных и накладывается дополнительная систематическая неопределенность на  
 1574 чистоту в размере 1% – 1.5%.

1575 Другие систематические неопределенности на чистоту сигнала вызваны неопределен-  
 1576 ностями шаблонов фитирования  $O_{\text{NN}}$ , которые получаются из матрицы ошибок, выбором  
 1577 функции фитирования, разницей из-за выбора сигнальных моделей, которая оценивается пу-  
 1578 тем сравнения сигнальных фракций, полученных с помощью фотонных шаблонов из PUTHIA  
 1579 и SHERPA. Также принимается во внимание дополнительная систематическая неопределен-  
 1580 ность на фоновый шаблон, связанная с фрагментационной моделью, которая реализована в  
 1581 PUTHIA. Она составляет около 5% при  $p_T^\gamma \simeq 30$  ГэВ, 2% при  $p_T^\gamma \simeq 50$  ГэВ и 1% при  $p_T^\gamma \gtrsim 70$  ГэВ  
 1582 (оценивается с использованием метода, описанного в работе [33]).

### 1583 4.3.2. Аксептанс и эффективности

1584 В данной секции рассчитываются поправки к наблюдаемому числу  $\gamma + \text{jet}$  событий-  
 1585 кандидатов, которые учитывают эффективности обнаружения фотона и струи, а также их  
 1586 геометрический и кинематический аксептансы. Для вычисления этих поправок рассматрива-  
 1587 ются образцы смоделированных PUTHIA и SHERPA  $\gamma + \text{jet}$  событий, в которых фотон должен  
 1588 быть изолирован на уровне частиц,  $p_T^{\text{iso}} < 2.5$  ГэВ.

1589 Размеры  $p_T^\gamma$  интервалов выбраны так, чтобы они были больше, чем  $p_T^\gamma$  разрешение,  
 1590 обеспечивая тем самым то, что более 80% событий на уровне частиц остаются в том же  
 1591  $p_T^\gamma$  интервале после реконструкции фотонов. Геометрический и кинематический аксептансы  
 1592 вычисляются как функции  $p_T^\gamma$ :

$$\mathcal{A} = \frac{N_i^{\text{meas}}}{N_i^{\text{part}}}, \quad (4.2)$$

1593 где  $N_i^{\text{meas}}$  и  $N_i^{\text{part}}$  - числа восстановленных в детекторе и реконструированных на уровне  
 1594 частиц событий в интервале  $i$  после применения базовых критериев отбора. Величина ак-  
 1595 септанса определяется требованиями качества отбора EM кластера по углам  $\eta_{\text{det}}$  и  $\phi_{\text{det}}$  для  
 1596 избежания краевых эффектов в регионах калориметра [82], которые вносят систематическую  
 1597 ошибку при измерении энергии и позиции EM кластера. Типичное значение аксептанса изме-  
 1598 няется в пределах 1.4 – 0.8 с относительной систематической неопределенностью 3% – 12% и



1599 учитывает корреляции между событиями с одинаковыми и разными знаками быстрот фотона  
 1600 и струи. Аксептансы больше единицы соответствует событиям с противоположными знаками  
 1601 быстрот фотона и струи, с передними струями и центральными фотонами с малыми  $p_T^\gamma$ . Это  
 1602 явление вызвано миграцией (на уровне частиц) событий из регионов с быстротами фотона и  
 1603 струи одного знака в другие регионы. Миграция значительно увеличивает количество восста-  
 1604 новленных событий с противоположными знаками быстрот фотона и струи в силу гораздо  
 1605 большего сечения событий с одинаковыми знаками быстрот фотона и струи при малых  $p_T^\gamma$   
 1606 (см. секцию 4.5). Поправочные коэффициенты, учитывающие различия между спектрами  
 1607  $p_T$  и  $\eta$  струи в данных и МС оцениваются с помощью RUTHIA и используются в качестве  
 1608 весов для создания МС набора событий, подобного данным (data-like МС). Различия меж-  
 1609 ду значениями аксептансов, полученными с помощью стандартных и data-like МС образцов,  
 1610 берутся как систематические неопределенности и достигают 10% при малых  $p_T^\gamma$ . Дополни-  
 1611 тельная систематическая неопределенность до 7% берется из-за сравнения эффективностей  
 1612 отбора фотонов, вычисленных с использованием RUTHIA и SHERPA МС генераторов.

1613 Небольшие различия между эффективностями отбора фотонов в данных и МС коррек-  
 1614 тируются с помощью коэффициентов, выведенных из  $Z \rightarrow e^+e^-$  и  $Z \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ ,  $\ell = e, \mu$   
 1615 контрольных образцов [118]. Общая эффективность критериев отбора фотонов составля-  
 1616 ет 68% – 80% в зависимости от  $p_T^\gamma$  и  $y^\gamma$  региона. Систематические неопределенности, вы-  
 1617 званные этими поправочными коэффициентами, составляют 3% при  $|y^\gamma| < 1.0$  и 7.3% при  
 1618  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  (в основном они связаны с неопределенностями track-match veto, изоляции и  
 1619  $O_{NN}$  фотона).

#### 1620 4.4. Систематические неопределенности

1621 Основные источники экспериментальной систематической неопределенности при изме-  
 1622 рении  $\gamma + \text{jet}$  сечения в двух кинематических областях,  $|y^\gamma| < 1.0$ ,  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$  и  
 1623  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ ,  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ , показаны, в качестве примера, на рисунке 4.6. По-  
 1624 добные неопределенности определены во всех 16 кинематических областях. Доминирующие  
 1625 неопределенности вызваны:

- 1626 • оценкой чистоты сигнала (11% – 3%) (см. секцию 4.3.1);
- 1627 • отбором фотона и струи (3% – 10%) (см. секцию 4.3.2): неопределенность отбора фо-  
 1628 тона складывается из-за разницы эффективностей фотонных критериев отбора между  
 1629 наблюдаемыми данными и МС и неопределенности реконструкции  $z$ -позиции вершины

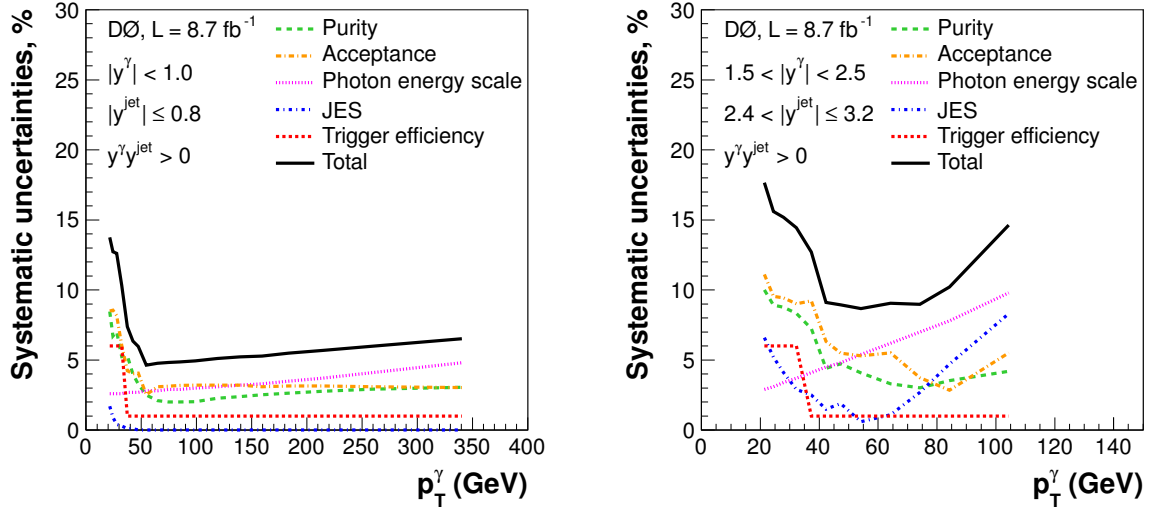


Рисунок 4.6 – Основные источники экспериментальной систематической неопределенности при измерении  $\gamma + \text{jet}$  сечения для событий с центральными и передними фотонами с быстротами фотона и струи одного знака ( $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$  показаны в качестве примера). Общая нормализационная неопределенность 6.8% для событий с центральными фотонами и 11.2% с передними фотонами не отображается.

- 1630 происхождение фотона (2% для событий с центральными фотонами и 6% с передними  
1631 фотонами);
- 1632 • коррекцией энергетической шкалы струи (7% – 1%) (см. секцию 3.2.6): эта неопределен-  
1633 ность определяется как максимальное отклонение от центрального значения вариации  
1634 JES поправок вверх и вниз (на  $\pm 1\sigma$ );
  - 1635 • коррекцией энергетической шкалы фотона (3% – 8%) (см. секцию 3.2.4): системати-  
1636 ческая неопределенность PES поправки в сочетании с резко падающей  $p_T^\gamma$  спектром  
1637 приводит к этой неопределенности в измерении сечения;
  - 1638 • триггерным отбором событий (6% при  $20 < p_T^\gamma < 35$  ГэВ и 1% при  $p_T^\gamma \geq 35$  ГэВ);
  - 1639 • интегральной светимостью (6.1%).

1640 Полная экспериментальная систематическая неопределенность для каждой точки данных  
1641 получается сложением индивидуальных неопределенностей в квадратуре. Общая нормализа-  
1642 ционная неопределенность составляет 6.8% для событий с центральными фотонами и 11.2% с  
1643 передними фотонами и складывается из неопределенности интегральной светимости, неопре-  
1644 деленности отбора фотонов, неопределенности реконструкции  $z$ -позиции вершины происхож-  
1645 дения фотона, см. секцию 4.1.1. Эта неопределенность не отображена на рисунке 4.6, но

1646 входит в таблицы в Приложении А. Корреляции между систематическими неопределенно-  
 1647 стями приведены в таблицах [119], которые могут быть использованы в будущих PDF фитах.  
 1648 Поинтервальные корреляции  $p_T^\gamma$  представлены для семи источников систематической неопре-  
 1649 деленности. Нормализационная неопределенности не включена в эти таблицы.

## 1650 4.5. Результаты и сравнение с теорией

1651 Тройное дифференциальное сечение  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$   $\gamma + \text{jet}$  процесса пропорциональ-  
 1652 но числу событий данных ( $N$ ) в каждом интервале после применения поправок на чистоту  
 1653 сигнала ( $P$ ), аксептанс ( $A$ ) и эффективность отбора ( $\epsilon$ ) и обратно пропорционально инте-  
 1654 гральной светимости ( $L_{\text{int}}$ ) и размерам интервалов поперечного импульса ( $\Delta p_T^\gamma$ ) и быстроты  
 1655 ( $\Delta y^\gamma$ ) фотона, и быстроты струи ( $\Delta y^{\text{jet}}$ ):

$$\frac{d^3\sigma}{dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}} = \frac{N P}{A \epsilon} \frac{1}{L_{\text{int}} \Delta p_T^\gamma \Delta y^\gamma \Delta y^{\text{jet}}} \quad (4.3)$$

1656 Для всех регионов фиксируются следующие интервалы  $\Delta y^\gamma = 2.0$  и  $\Delta y^{\text{jet}} = 1.6$ .

1657 Дифференциальные сечения в каждом из регионов (как функция  $p_T^\gamma$ ) представлены на  
 1658 рисунке 4.7. Точки данных показаны как  $\langle p_T^\gamma \rangle$ , в которых значение гладкой функции, описы-  
 1659 вающей зависимость поперечного сечения, равно среднему сечению в этом интервале [120].  
 1660 Сечения покрывают 5 – 6 порядков в каждой из областей и падают быстрее в событиях  
 1661 с большими значениями быстрот струи и/или фотона. Сечения в событиях с быстротами  
 1662 фотона и струи одного знака имеют более крутой  $p_T^\gamma$  спектр, чем в событиях с быстротами  
 1663 фотона и струи противоположных знаков. В качестве примера, на рисунке 4.8 представлены  
 1664 отношения сечений в событиях с быстротами фотона и струи одного и противоположных зна-  
 1665 ков для двух крайних случаев: центральный фотон и центральная струя, и передний фотон  
 1666 и передняя струя. Это отношение достигает значения порядка 1.2 для низких  $p_T^\gamma$  в случае  
 1667  $|y^\gamma| < 1.0$ ,  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ , в то время как в случае  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ ,  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$  отношение  
 1668 достигает значения 10. В обоих случаях отношения падают до значения порядка единицы  
 1669 при высоких  $p_T^\gamma$ .

1670 Данные сравниваются с NLO pQCD предсказаниями, полученными с помощью програм-  
 1671 мы JETPHOX [77, 113] с CT10 PDF набором [121] и BFG функциями фрагментации партонов  
 1672 в фотоны [122]. Шкалы ренормализации, факторизации и фрагментации ( $\mu_R$ ,  $\mu_F$  и  $\mu_f$ ) уста-  
 1673 навливаются равными  $p_T^\gamma$ . Неопределенность из-за выбора шкал оценивается с помощью од-  
 1674 новременного изменения, вверх и вниз, на коэффициент два всех трех шкал относительно  
 1675 центрального значения ( $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T^\gamma$ ). Неопределенность CT10 PDF оценивается с

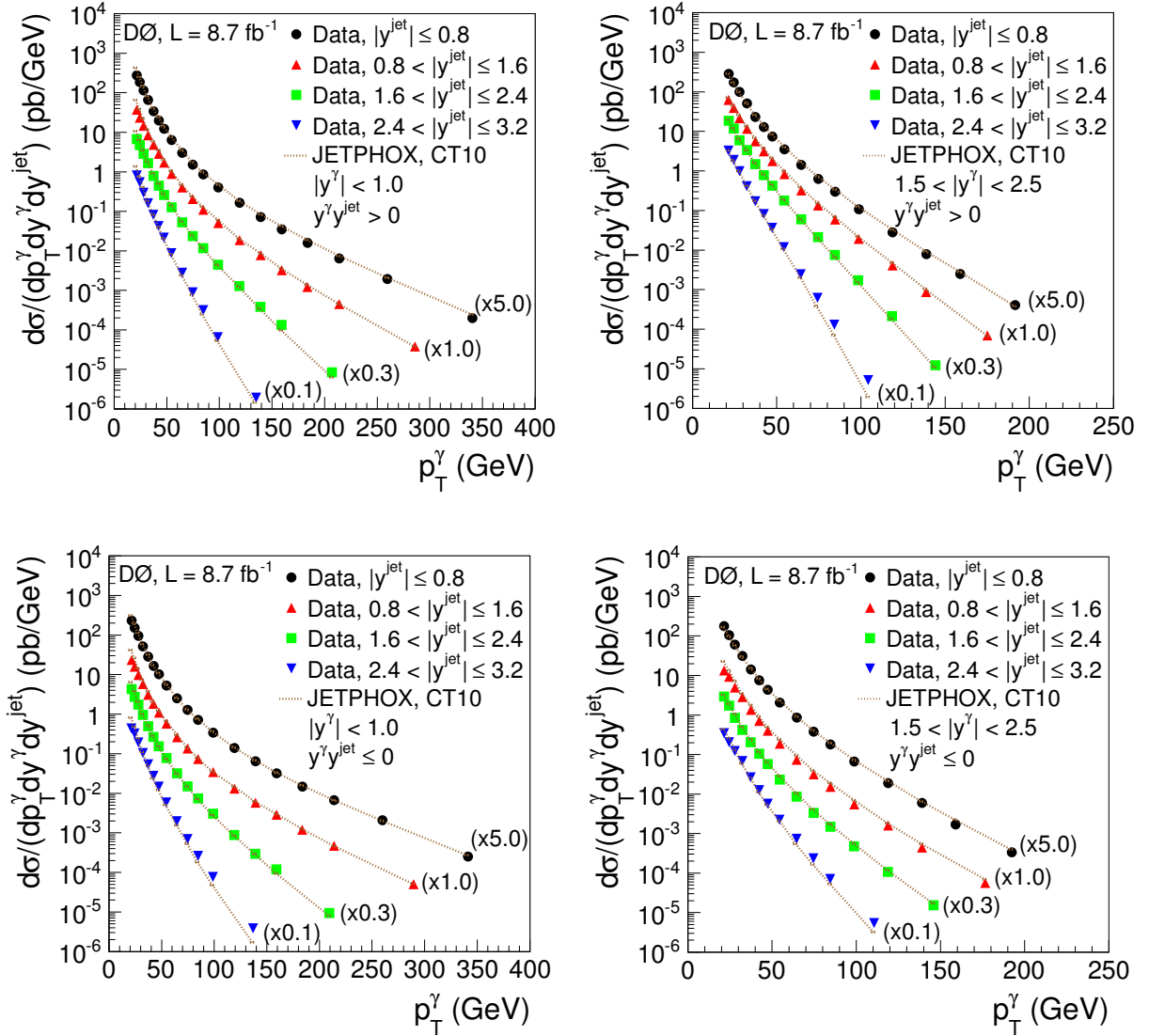


Рисунок 4.7 – Измеренные в 16 кинематических областях тройные дифференциальные сечения  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ . Для удобства представления поперечные сечения в интервалах  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ ,  $0.8 < |y^{\text{jet}}| \leq 1.6$ ,  $1.6 < |y^{\text{jet}}| \leq 2.4$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$  промасштабированы на коэффициенты 5, 1, 0.3 и 0.1 соответственно. Данные сравниваются с NLO QCD предсказаниями, полученными с помощью MC JETPHOX с CT10 PDF набором и  $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T^\gamma$ .

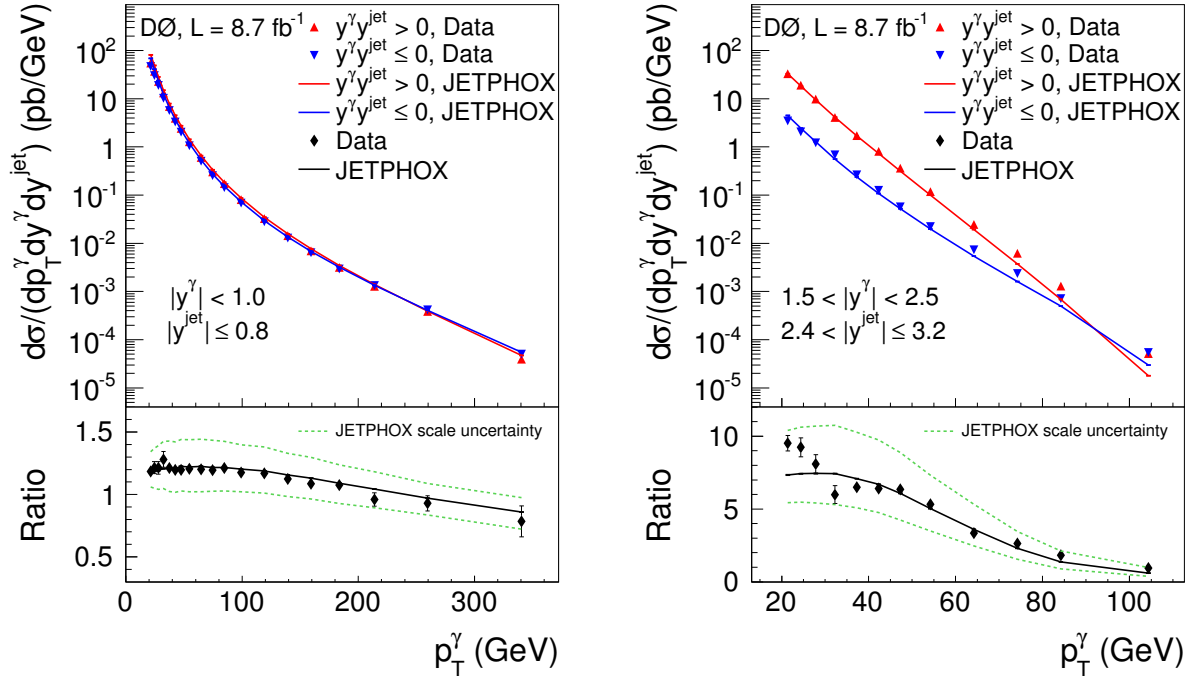


Рисунок 4.8 – Отношение поперечных сечений для событий с быструтами фотона и струи одного и противоположных знаков для событий с центральным фотоном и центральной струей, и передним фотоном и передней струей.

1676 использованием 26 пар собственных векторов в соответствии с методом, предложенным в  
1677 работе [123].

1678 Для того, чтобы сравнить данные с JETPHOX предсказаниями на уровне частиц, MC  
1679 необходимо подправить на непертурбативные эффекты, вызванные (а) фрагментацией пар-  
1680 тонов в адроны и (б) MPI. Эти поправки оцениваются с помощью PYTHIA MC в два этапа:  
1681 (а) рассматривается отношение сечений  $\gamma$ +jet после и до (т.е. на партонном уровне) фрагмен-  
1682 тации, при условии, что эффект MPI отключен, и (б) рассматривается отношение сечений  
1683  $\gamma$ +jet после включения эффекта MPI к тому, что без него. Типичный размер поправки на  
1684 эффект фрагментации составляет около 0.98 – 1.02 с 1% неопределенностью. По умолчанию  
1685 используется MPI настройки Perugia-0 (P0), так как они показывают лучшее описание ази-  
1686 мутальных распределений в  $\gamma + 2$  jet и  $\gamma + 3$  jet событиях [19]. Для оценки систематической  
1687 неопределенности из-за эффекта MPI, рассматриваются дополнительные MPI модели: P-hard,  
1688 P-soft, P-posr (см. секцию 1.6) и DW [124] с  $Q^2$ -упорядоченными ливнями в качестве альтер-  
1689 нативы к настройкам P0 с  $p_T$ -упорядоченными ливнями. Асимметричные систематические  
1690 неопределенности определяются как максимальные отклонений вверх и вниз от центральных  
1691 предсказаний с настройками P0. Как правило, они соответствуют P-hard и P-soft настройкам.  
1692 Типичный размер коррекции из-за MPI эффекта составляет 0.96 – 0.98 с неопределенности-  
1693 ми 2% – 5%. Общая коррекция из-за непертурбативных эффектов применяется к предска-  
1694 заниям JETPHOX с неопределенностями, которые добавляются к неопределенностям из-за

1695 выбора теоретической шкалы. Таблицы A.1 – A.16 в приложении A отображают измеренные  
 1696 и предсказанные NLO сечения с их неопределенностями во всех шестнадцати исследуемых  
 1697 регионах.

1698 Для более детального сравнения результатов рассматриваются отношения измеренных  
 1699 сечений к рQCD NLO предсказаниям. Они представлены на рисунках 4.9 – 4.10, где сплош-  
 1700 ная вертикальная линия на точках показывает статистическую и  $p_T$ -зависимую систематиче-  
 1701 скую неопределенности, добавленные в квадратуре, в то время как внутренняя линия отоб-  
 1702 ражает статистическую неопределенность. Общая нормализационная неопределенность не  
 1703 отображена на рисунках. Пунктирные и штрих-пунктирные линии показывают отношения  
 1704 между JETPHOX предсказаниями с MSTW2008NLO [125] и NNPDFv2.1 [126] PDF настройка-  
 1705 ми к CT10. Полученные результаты дополнительно сравниваются с SHERPA и RUTHIA пред-  
 1706 сказаниями, которые отображены как открытые квадраты и треугольники соответственно.  
 1707 Неопределенность теоретической шкалы для JETPHOX предсказания (две пунктирные линии)  
 1708 изменяется от 10% – 15% для событий с центральными фотонами и струями до 35% – 40% для  
 1709 событий с передними фотонами и струями. CT10 PDF неопределенность (заштрихованная  
 1710 область) обычно увеличиваются с ростом  $p_T^\gamma$  и может достигать 40% – 45% в некоторых регио-  
 1711 нах фазового пространства, например, при больших значениях  $p_T^\gamma$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$   
 1712 с центральными или передними фотонами.

1713 Для центральных фотонов теория рQCD NLO описывает данные за исключением малых  
 1714 значений  $p_T^\gamma$  во многих регионах по быстротам струи и за исключением больших значений  
 1715  $p_T^\gamma$  с очень передними струями ( $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ), с отрицательным произведением быстрот  
 1716 фотона и струи. Качественно эти результаты очень похожи на результаты, полученные колла-  
 1717 борацией ATLAS [2]. Для событий с передними фотонами NLO теория согласуется с данными  
 1718 с учетом теоретических и экспериментальных неопределенностей, за исключением региона  
 1719  $p_T^\gamma > 70$  ГэВ в событиях, в которых фотон и очень передняя струя имеют одинаковые знаки  
 1720 быстрот. Из-за небольшого размера вклада фрагментационных фотонов ( $< 10\%$ ) и слабой  
 1721 зависимостью от неопределенностей из-за теоретической шкалы на  $p_T^\gamma$  возможным объясне-  
 1722 нием расхождения является некорректное моделирование глюонной PDF. Формы сечений  
 1723 предсказанных SHERPA MC генератором согласуются с данными, но, как правило, немного  
 1724 ниже. В событиях с очень передними струями SHERPA хорошо согласуется с данными при  
 1725  $20 \leq p_T^\gamma \lesssim 50$  ГэВ и расходится при более высоких  $p_T^\gamma$ . Предсказания RUTHIA MC генератора  
 1726 примерно в 1.3 – 2 раза ниже измеренных точек данных.

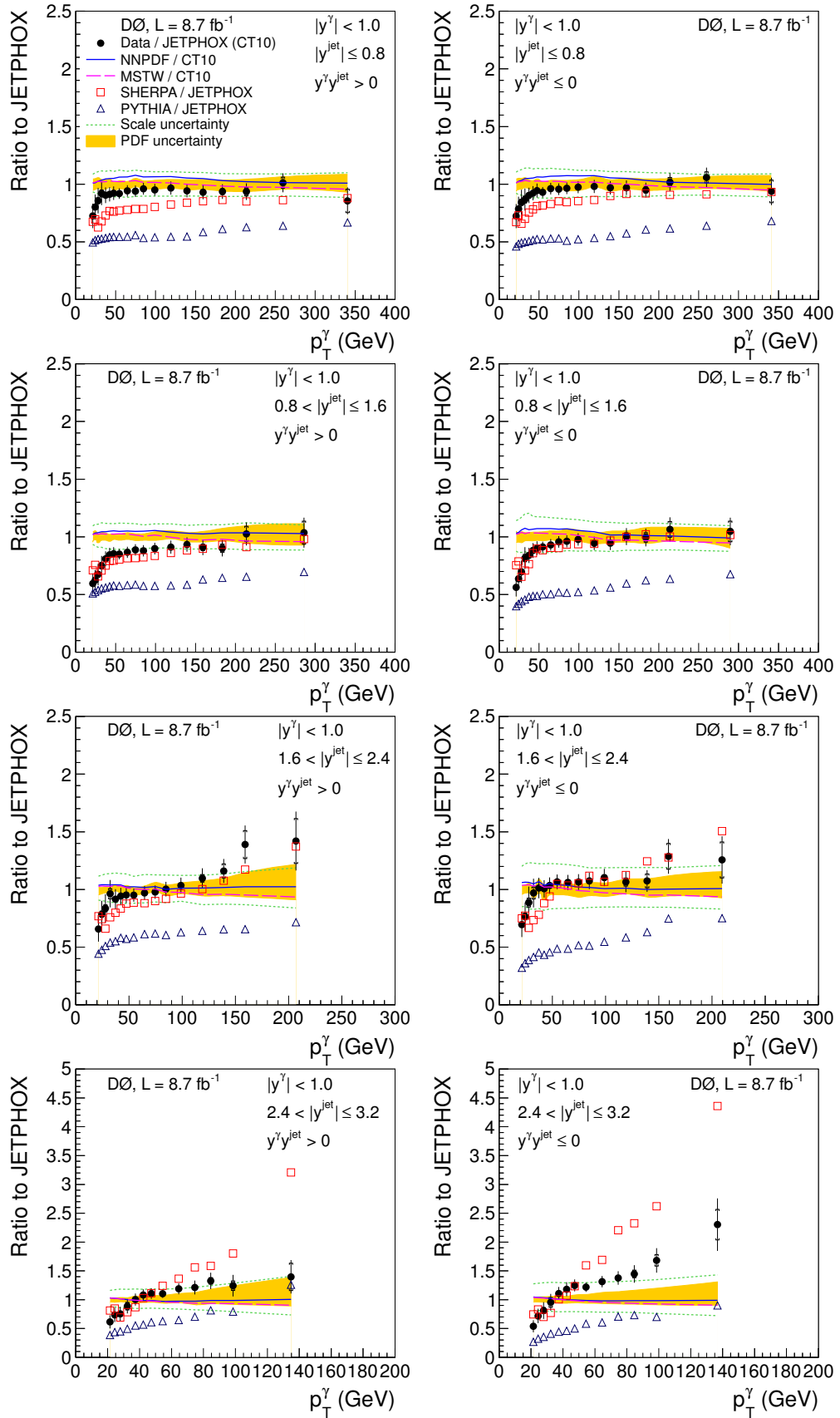


Рисунок 4.9 – Отношения измеренных дифференциальных сечений с центральными фотонами в каждом из четырех измеренных интервалов по быстрой струе к предсказаниям rQCD NLO, полученных с помощью JETPHOX генератора с PDF набором CT10 и  $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T^\gamma$ . Общая 6.8% нормализационная неопределенность в данных не отображается.

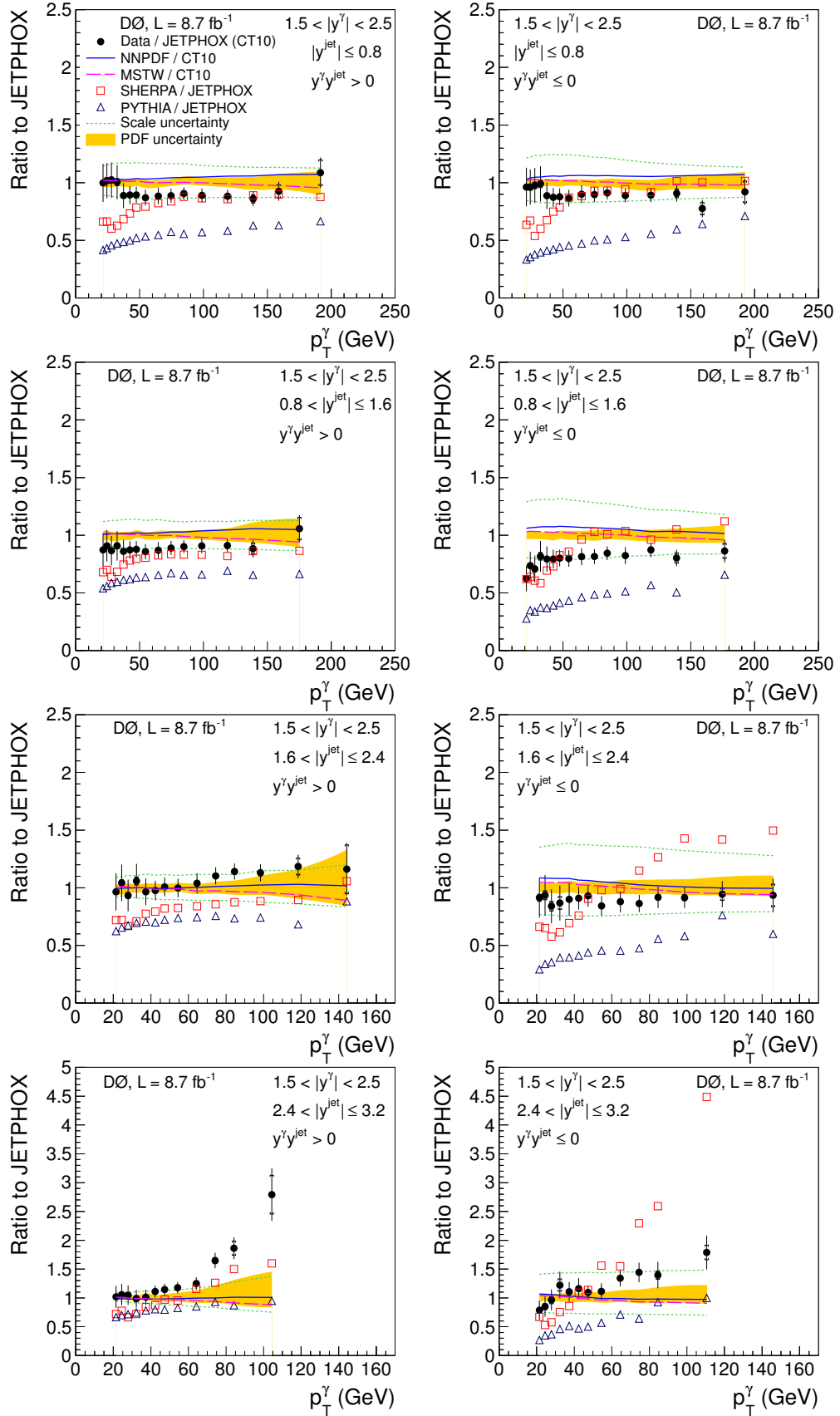


Рисунок 4.10 – То же, что на рисунке 4.9, но для событий с передними фотонами. Общая 11.2% нормализационная неопределенность в данных не отображается.



1727

1728

## Угловые распределения в $\gamma + 2 \text{ jet}$ и $\gamma + 3 \text{ jet}$ событиях

1729

1730

1731

1732

1733

1734

1735

Наряду с лучшим пониманием КХД, более реалистичное моделирование UE и оценка вклада от DP взаимодействий, как было отмечено в секции 1.5, важны при изучении фоновых событий многих редких процессов, в том числе при рождении бозона Хиггса. Также в качестве примера стоит отметить, что неопределенности при выборе модели UE и связанные с ней поправки напрямую влияют на неопределенности при измерении массы топ-кварка, которая может достигать 1.0 ГэВ [127]: это значение получается из-за сравнения “старых” и “новых” MPI моделей (см. секцию 1.6).

1736

1737

1738

1739

1740

1741

1742

1743

1744

1745

1746

1747

1748

1749

В данной главе рассматривается расширение исследований по изучению физических процессов, содержащих фотон и ассоциированные адронные струи в конечном состоянии. Измеряются дифференциальные сечения азимутального угла между суммой  $p_T$  векторов фотона и лидирующей струи, и  $p_T$  вектором второй струи в случае  $\gamma + 2 \text{ jet} + X$  (в дальнейшем “ $\gamma + 2 \text{ jet}$ ” события). В  $\gamma + 3 \text{ jet} + X$  событиях (“ $\gamma + 3 \text{ jet}$ ” события) измеряется дифференциальное сечение азимутального угла между суммой  $p_T$  векторов фотона и лидирующей струи, и суммой  $p_T$  векторов второй и третьей струй. Эти сечения чувствительны к вкладу от струй, происходящих из дополнительных партонных жестких взаимодействий, и могут быть использованы для улучшения существующих MPI моделей, а также оценки доли мультипартонных событий. Измерения сечений выполняются на уровне частиц, следовательно вектор четырехимпульса струи соответствует реальной энергии и направлению струи стабильных частиц в результате процесса адронизации после  $p\bar{p}$  взаимодействия [115]. Большая статистика в событиях  $\gamma + 2 \text{ jet}$  позволяет провести измерение сечения в интервалах по  $p_T$  второй струи ( $p_T^{\text{jet}2}$ ), что повышает чувствительность к различным моделям MPI.

1750

1751

1752

1753

1754

1755

Традиционно для тестирования моделей MPI [56, 69] используются распределения по множественности треков с низкими значениями  $p_T$ . В данной главе анализируются события с высоким значением  $p_T$  струй ( $p_T > 15 \text{ ГэВ}$ ). Данный подход дополняет предыдущие измерения, так как MPI модели не достаточно хорошо протестированы в условиях высоких  $p_T$ , в кинематической области, наиболее интересной при поиске редких процессов, для которых мультипартонные события являются потенциальным фоном [46–49].

## 1756 5.1. Отбор данных

1757 В данной работе рассматриваются Run II данные, собранные детектором DØ, в период с  
1758 апреля 2002 года по февраль 2006 года, соответствующие интегральной светимости  $1.01 \pm 0.06$   
1759  $\text{fb}^{-1}$  [80]. Отобранные события должны удовлетворить триггерам, которые разработаны для  
1760 идентификации высокоимпульсных EM кластеров в EM калориметре, обладающих формой  
1761 ливня, соответствующей фотону. Данные триггеры при  $p_T^\gamma > 35$  ГэВ обладают 100% эф-  
1762 фективностью отбора событий. Для отбора фотонов-кандидатов используются следующие  
1763 критерии отбора:

- 1764 •  $f_{EM} \geq 97\%$ ;
- 1765 •  $\mathcal{I} < 0.07$ ;
- 1766 •  $HC04 < 1.5$  ГэВ;
- 1767 •  $sigphi < 14 \text{ см}^2$  (для центральных фотонов) и  $sigphi < 7.3\eta^2 - 35.9|\eta| + 45.7 \text{ см}^2$ ,  $sigz <$   
1768  $7.5\eta^2 - 36.0|\eta| + 44.8 \text{ см}^2$  (для передних фотонов);
- 1769 •  $p_{\text{trk}} < 0.001$ ;
- 1770 •  $E_T < 0.7 p_T^\gamma$ .

1771 Подробное описание переменных приведено в секциях 3.2.3 и 3.2.4.

1772 Струи реконструируются с помощью алгоритма поиска струй (см. секцию 3.2.5) с разме-  
1773 ром конуса  $R = 0.7$ . Расстояние в  $\eta - \phi$  пространстве между любой парой объектов должно  
1774 быть  $\Delta R > 0.9$ .

1775 Каждое событие должно содержать по крайней мере один центральный или передний  
1776 фотон,  $|y^\gamma| < 1.0$  или  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ , и по крайней мере две (или три) струи с  $|y^{\text{jet}}| < 3.5$ .  
1777 Отбираются события, содержащие фотон в интервале  $50 < p_T^\gamma < 90$  ГэВ, лидирующую струю  
1778 с  $p_T > 30$  ГэВ, и вторую струю с  $p_T > 15$  ГэВ. Если есть третья струя с  $p_T > 15$  ГэВ,  
1779 которая удовлетворяет критериям отбора, то это событие рассматривается в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  случае.  
1780 Энергия струй корректируется в соответствии с JES процедурой (см. секцию 3.2.6). Более  
1781 высокая  $p_T^\gamma$  шкала (т.е., шкала первого партонного взаимодействия), по сравнению с нижним  
1782  $p_T$  пределом второй (и в конечном итоге, третьей) струи, приводит к хорошему разделению  
1783 в импульсном пространстве между первым и вторым партонными взаимодействиями в DP  
1784 событиях.

1785 Выборка DP кандидатов производится из событий с одной реконструированной  $p\bar{p}$  вер-  
 1786 шиной столкновения. Она должна иметь по крайней мере три связанных с ней трека и рас-  
 1787 полагаться в пределах 60 см от центра детектора по координатной прямой ( $z$ ) вдоль оси  
 1788 пучка. Вероятность того, что два  $p\bar{p}$  столкновения, происходящих в одном и той же ступке  
 1789 пересечений, реконструируются в одной вершине составляет  $< 10^{-3}$ .

## 1790 5.2. Отличительные переменные

1791 В данной главе наследуются обозначения, используемые в работе [7], для различия двух  
 1792 классов событий. В событиях первого класса фотон и все струи происходят из одного и  
 1793 того же  $p\bar{p}$  взаимодействие (SP) с жестким глюонным тормозным излучением в начальном  
 1794 и/или конечном состояниях. Во втором классе событий, по меньшей мере, одна из струй  
 1795 происходит из дополнительного партонного взаимодействия и, таким образом, имеется по  
 1796 крайней мере два партон-партонных взаимодействия. Как результат, эти процессы имеют  
 1797 различные кинематические распределения в конечном состоянии.

1798 Для идентификации событий с двумя независимыми партон-партонными рассеяниями,  
 1799 которые в конечном состоянии рожают  $\gamma + 3 \text{ jet}$ , используется угловое распределение, чув-  
 1800 ствительное к кинематике DP событий. Азимутальный угол  $\Delta S$  между  $p_T$  векторами двух  
 1801 пар объектов определяется уравнением:

$$\Delta S \equiv \Delta\phi\left(\vec{P}_T^A, \vec{P}_T^B\right), \quad (5.1)$$

1802 где  $\vec{P}_T^A = \vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{\text{jet1}}$  и  $\vec{P}_T^B = \vec{p}_T^{\text{jet2}} + \vec{p}_T^{\text{jet3}}$ . Рисунок 5.1 иллюстрирует возможную ориентацию  
 1803 векторов поперечного импульса фотона и струй в событиях  $\gamma + 3 \text{ jet}$ , а также векторы  $\vec{P}_T^A$  и  
 1804  $\vec{P}_T^B$ .

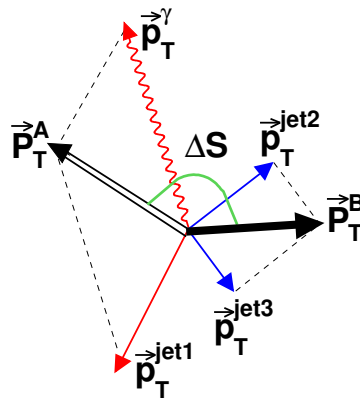


Рисунок 5.1 – Возможная конфигурация векторов поперечного импульса фотона и струй в событиях  $\gamma + 3 \text{ jet}$ . Векторы  $\vec{P}_T^A$  и  $\vec{P}_T^B$  - это сумма  $p_T$  векторов между  $\gamma + \text{jet}$  и дайджет парами.

1805 На рисунке 5.2 показаны  $\Delta S$  распределения для SP и DP  $\gamma + 3$  jet событий (в интервале  
 1806  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$  ГэВ). SP события моделируются с излучениями в начальном и конечном  
 1807 состояниях (ISR и FSR), и без мультипартонных взаимодействий (MPI). А DP события -  
 без ISR/FSR, но с MPI Tune A настройками. В SP рассеянии, в силу сохранения импуль-

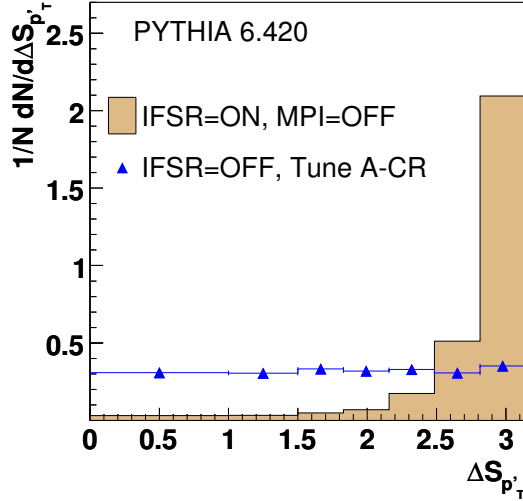


Рисунок 5.2 –  $\Delta S$  распределения при  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$  ГэВ в SP событиях  $\gamma + 3$  jet, полученных с помощью MC генератора PYTHIA, с разрешенными ISR/FSR и отключенными MPI параметрами (заштрихованная область), а также в DP событиях  $\gamma + 3$  jet с отключенными параметрами ISR/FSR и включенными MPI Tune A настройками (треугольные маркеры). Рисунок взят из работы [7].

1808

1809 са,  $\Delta S$  распределение пикуется вблизи  $\pi$ , хотя в силу ограниченного разрешения детектора  
 1810 и дополнительного глюонного излучения наблюдается значительное количество событий в  
 1811 меньших углах. Для событий DP, где фотон и лидирующая струя обычно происходят из одно-  
 1812 го партон-партонного рассеяния, а две другие струи из другого, угол попарных сумм  $\Delta S$  не  
 1813 сильно предпочитает какое-либо конкретное значение, хотя некоторое остаточное смещение  
 1814 может остаться вблизи  $\pi$ , которое вызвано DP событиями, показанными на рисунке 6.2 (б)  
 1815 в секции 6.2.2.

1816

В качестве расширения изучения DP взаимодействий рассматриваются  $\gamma + 2$  jet собы-  
 1817 тия. В DP случае вторая струя происходит из дайджет системы дополнительного партонного  
 1818 взаимодействия, а третья струя либо не реконструируется, либо находится ниже  $p_T$  порога,  
 1819 применяемого при отборе данных. Для идентификации DP в случае  $\gamma + 2$  jet событий вводит-  
 1820 ся угловая переменная, аналогичная уравнению (5.1): азимутальный угол между  $p_T$  вектором  
 1821  $\vec{P}_T^A$ , сумма  $p_T$  векторов фотона и лидирующей струи, и  $p_T$  вектором второй струи:

$$\Delta\phi \equiv \Delta\phi\left(\vec{P}_T^A, \vec{p}_T^{\text{jet}2}\right). \quad (5.2)$$

1822 На рисунке 5.3 показана схема, определяющая  $p_T$  двух систем в  $\gamma + 2$  jet событиях и индиви-  
 1823 дуальные поперечные импульсы объектов. Распределение  $\Delta\phi$  в  $\gamma + 2$  jet событиях для оценки  
 DP фракции впервые было использовано коллаборацией CDF в работе [111].

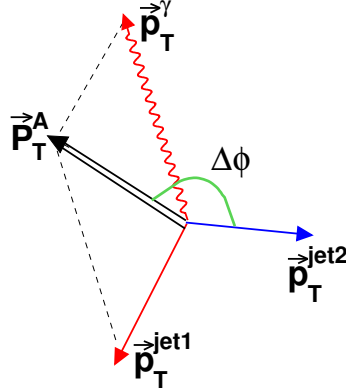


Рисунок 5.3 – Схема, показывающая  $p_T$  векторы системы, состоящей из фотона и лидирующей струи, и  $\vec{p}_T^{\text{jet2}}$  в  $\gamma + 2$  jet событиях.

1824

1825 Спектр поперечного импульса  $p_T$  для струй в дайджет событиях падает быстрее, чем  
 1826 для струй, образующихся в результате ISR и/или FSR в  $\gamma + \text{jet}$  событиях. Таким образом,  
 1827 DP фракция должна зависеть от  $p_T$  струи [7, 50–52, 56]. По этой причине  $\Delta\phi$  сечения и доли  
 1828 DP в  $\gamma + 2$  jet событиях измеряются в трех  $p_T^{\text{jet2}}$  интервалах: 15 – 20, 20 – 25 и 25 – 30 ГэВ.  
 1829  $\Delta S$  сечение измеряется в  $\gamma + 3$  jet событиях (подвыборка инклюзивного  $\gamma + 2$  jet набора) в  
 1830 одном  $p_T^{\text{jet2}}$  интервале, 15 – 30 ГэВ. Такое измерение обеспечивает хорошую чувствительность  
 1831 к DP вкладу и дискриминационной способности различных MPI моделей. Фракция DP в  
 1832  $\gamma + 3$  jet событиях, как ожидается, будет выше, чем в  $\gamma + 2$  jet событиях в силу того, что  
 1833 второе партонное взаимодействие, как правило, рождает дайджет в конечном состоянии, в  
 1834 то время как производство дополнительной струи в SP событиях через механизм глюонного  
 1835 тормозного излучения подавляется константой сильной связи  $\alpha_s$ .

## 1836 5.3. Анализ данных и коррекции

### 1837 5.3.1. Исследование фона

1838 Основным фоном для изолированных фотонов, как было сказано ранее, являются струи,  
 1839 в которых большая часть поперечного импульса переносится фотонами из  $\pi^0$ ,  $\eta$  или  $K_s^0$  рас-  
 1840 падов. Стоит отметить, что  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  нормированные распределения не очень чувствительны  
 1841 к точному количеству такого фона. При вычислении фотонных фракций в  $\Delta\phi$  интервалах

используется нейронная сеть, см. секцию 3.2.4, и процедура, описанная в секции 4.3.1. Для получения более статистически значимой оценки чистоты фотонов в  $\Delta\phi$  интервалах, в качестве проверки, используется один объединённый  $p_T^{\text{jet}2}$  интервал:  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ. Результаты фитирования показывают, что  $\gamma + \text{jet}$  сигнальные фракции во всех  $\Delta\phi$  интервалах хорошо согласуются с постоянным значением,  $0.69 \pm 0.03$  в центральных и  $0.71 \pm 0.02$  в передних регионах калориметра.

В качестве дополнительной проверки чувствительности  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  распределений к фону от струй рассматриваются два набора данных в дополнение к набору с фотонными критериями отбора по умолчанию из секции 5.1: один с расслабленными, а другой с более жесткими требованиями на калориметрическую и трековую изоляцию. В соответствии с МС оценками в этих двух образцах доля фоновых событий увеличивается или уменьшается на 30% – 35% по отношению к МС набору, используемому по умолчанию. Изменение  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  нормированных сечений в данных между наборами данных с расслабленными и более жесткими критериями к набору по умолчанию находится в пределах 5%.

### 5.3.2. Оценка эффективностей и анфолдинг

Для отбора  $\gamma + 2 \text{ jet}$  и  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событий применяются критерии отбора, описанные в секции 5.1. Отобранные события затем поправляются на эффективность отбора, акцептанс, и эффект миграции событий в интервалах  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$ . Эти поправки вычисляются с помощью PUTHIA МС событий с настройками P0, см. секцию 1.6. Реконструированные распределения  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  в моделируемых событиях с настройками P0 в хорошем приближении описывают данные. Однако дополнительно рассматриваются МС события, которые перевзвешиваются так, чтобы воспроизводились  $p_T$  распределения в данных. После такой процедуры реконструированные  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  распределения в МС отлично описывают данные. Рисунок 5.4 показывает нормированные распределения количества событий в данных и в перевзвешенных МС как функции  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + 2 \text{ jet}$  (в качестве примера выбран  $p_T^{\text{jet}2}$  интервал 15 – 20 ГэВ) событиях.

Для того, чтобы получить дифференциальные сечения и сравнить их с различными MPI моделями, необходимо к данным применить три набора поправок, которые устраняют недостатки геометрии детектора и реконструкции объектов, а также учитывают эффекты миграции между интервалами. Первый набор коррекций учитывает ограниченность детектора, в следствие чего отобранные события могут не пройти критерии отбора на уровне частиц. Распределения в данных поинтервально корректируются на долю событий данного

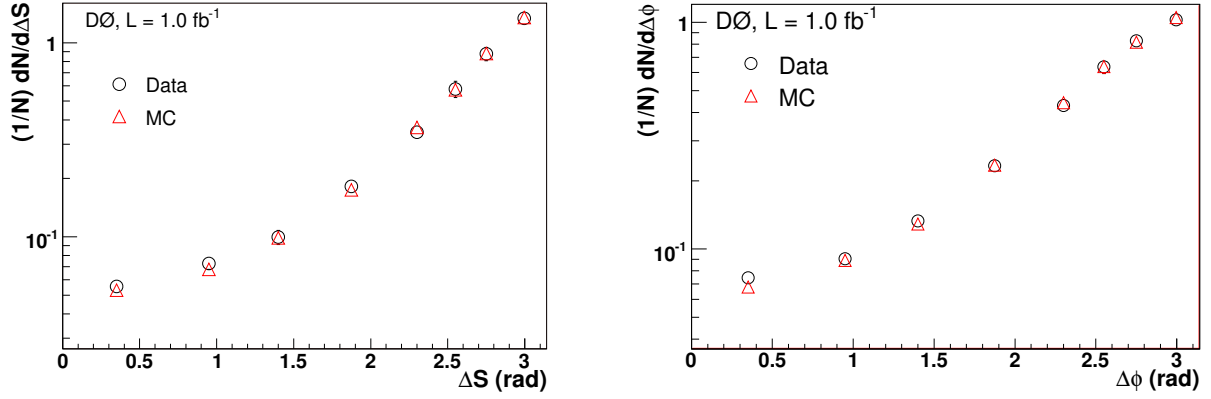


Рисунок 5.4 – Нормированные  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  распределения в данных и перевзвешенных МС событиях в интервалах  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ и  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$  ГэВ.

1874 типа. Вторая поправка применяется к событиям, которые не удовлетворяют требованиям  
 1875 отбора на уровне реконструкции объектов. Систематические неопределенности в интерва-  
 1876 лах  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  достигают 12% и 18% соответственно. Они определяются неопределенностями  
 1877 идентификации фотона и струи, JES и энергетическим разрешением струи. Доминирующая  
 1878 неопределенность вызвана JES. Общие поправки, полученные с помощью двух МС образцов  
 1879 (по умолчанию и с перевзвешенными спектрами импульсов), согласуются между собой в пре-  
 1880 делах 5%, в относительном значении, во всех  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  интервалах и отличаются не более  
 1881 чем на 25% в абсолютном значении. В силу измерения нормированных сечений, важными  
 1882 являются не абсолютные значения поправок, а их  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  относительные зависимости.

1883 Третья поправка учитывает миграцию событий между различными интервалами в  $\Delta S$  и  
 1884  $\Delta\phi$  распределениях, которая вызвана конечными угловыми разрешениями фотона и струи,  
 1885 и эффектами энергетического разрешения, и может изменить  $p_T$  порядок струй между уров-  
 1886 нем реконструкции и уровнем частиц. Для получения  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  распределений на уровне  
 1887 частиц применяется процедура анфолдинга <sup>1</sup>, которая основана на методе регуляризации  
 1888 Тихонова [128–131]. Размеры интервалов  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  распределений выбраны так, чтобы об-  
 1889 ладать чувствительностью к различным MPI моделям (которая больше в малых  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$   
 1890 углах), сохраняя при этом достаточную статистику и малую миграцию в интервалах. Стати-  
 1891 стические неопределенности ( $\delta_{\text{stat}}$ ) находятся в диапазоне 10% – 18%. Они возникают из-за  
 1892 процедуры регуляризации анфолдинга и учитывают корреляции между интервалами. Ко-  
 1893 эффициент корреляции для соседних интервалов в развёрнутых распределениях составляет  
 1894 около 30% – 45% и уменьшается до  $\approx 10\%$  для других (следующим за соседним) интерва-

<sup>1</sup> Unfolding - процедура развёртки, преобразования измеренного распределения в распределение на уровне частиц.

лов. Для проверки процедуры анфолдинга выполняется МС тест: сравнивается развёрнутое МС распределение и истинное (исходное) МС распределение, они согласуются в пределах статистических неопределенностей.

#### 5.4. Дифференциальные сечения и сравнение с теорией

В этой секции представляются четыре измерения нормированных дифференциальных сечений  $(1/\sigma_{\gamma 3j})d\sigma_{\gamma 3j}/d\Delta S$  в одном  $p_T^{\text{jet}2}$  интервале (15 – 30 ГэВ) для  $\gamma + 3$  jet событий и  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$  в трех  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах (15 – 20, 20 – 25 и 25 – 30 ГэВ) для  $\gamma + 2$  jet событий. В таблицах 5.1 – 5.4 представлены результирующие сечения как функции  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$ , центры интервалов оцениваются с использованием теоретических предсказаний, полученных с настройками P0. Колонка “ $N_{\text{data}}$ ” показывает количество отобранных событий в данных в  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$  интервалах на уровне реконструкции частиц. Значения дифференциальных сечений уменьшаются примерно на два порядка между  $\Delta S$  ( $\Delta\phi$ ) интервалами 2.85 – 3.14 рад и 0.0 – 0.7 рад, и имеют общую неопределенность ( $\delta_{\text{tot}}$ ) 7% – 30%. Здесь  $\delta_{\text{tot}}$  определяется как сумма в квадратуре статистической ( $\delta_{\text{stat}}$ ) и систематической ( $\delta_{\text{syst}}$ ) неопределенностей. Источниками систематических неопределенностей являются: JES коррекция (2% – 17%), достигающая наибольшего значения при малых углах, анфолдинг (5% – 18%), энергетическое разрешение струи в МС событиях (1% – 7%) и фоновый вклад (до 5%).

Таблица 5.1 – Измеренное нормированное дифференциальное сечение  $(1/\sigma_{\gamma 3j})d\sigma_{\gamma 3j}/d\Delta S$  в интервале  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ.

$\Delta S$ интервал (рад)	$\langle\Delta S\rangle$ (рад)	$N_{\text{data}}$	Нормированное сечение	Неопределенности (%)		
				$\delta_{\text{stat}}$	$\delta_{\text{syst}}$	$\delta_{\text{tot}}$
0.00 – 0.70	0.36	495	$2.97 \times 10^{-2}$	11.3	14.7	18.6
0.70 – 1.20	0.97	505	$4.74 \times 10^{-2}$	12.3	15.6	19.9
1.20 – 1.60	1.42	498	$5.80 \times 10^{-2}$	13.4	15.8	20.7
1.60 – 2.15	1.90	1315	$1.11 \times 10^{-1}$	7.5	15.3	17.0
2.15 – 2.45	2.32	1651	$2.38 \times 10^{-1}$	6.0	12.0	13.4
2.45 – 2.65	2.56	1890	$4.04 \times 10^{-1}$	5.6	13.6	14.7
2.65 – 2.85	2.76	3995	$8.59 \times 10^{-1}$	3.2	5.6	6.4
2.85 – 3.14	3.02	12431	$1.89 \times 10^0$	1.0	13.0	13.0

1911

1912 Рисунки 5.5 – 5.8 показывают чувствительность двух угловых переменных  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$



Таблица 5.2 – Измеренное нормированное дифференциальное сечение  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$  в интервале  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$  ГэВ.

$\Delta\phi$ интервал (рад)	$\langle\Delta\phi\rangle$ (рад)	$N_{\text{data}}$	Нормированное сечение	Неопределенности (%)		
				$\delta_{\text{stat}}$	$\delta_{\text{syst}}$	$\delta_{\text{tot}}$
0.00 – 0.70	0.36	1028	$2.49 \times 10^{-2}$	9.4	19.1	21.3
0.70 – 1.20	0.96	822	$3.06 \times 10^{-2}$	11.8	20.3	23.4
1.20 – 1.60	1.42	1149	$5.68 \times 10^{-2}$	9.6	15.5	18.2
1.60 – 2.15	1.92	3402	$1.29 \times 10^{-1}$	4.9	11.5	12.5
2.15 – 2.45	2.32	4187	$3.06 \times 10^{-1}$	4.5	9.5	10.5
2.45 – 2.65	2.56	5239	$5.88 \times 10^{-1}$	4.0	6.3	7.4
2.65 – 2.85	2.76	8246	$9.43 \times 10^{-1}$	3.0	6.8	7.5
2.85 – 3.14	3.01	20337	$1.63 \times 10^0$	1.1	12.3	12.3

Таблица 5.3 – Измеренное нормированное дифференциальное сечение  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$  в интервале  $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$  ГэВ.

$\Delta\phi$ интервал (рад)	$\langle\Delta\phi\rangle$ (рад)	$N_{\text{data}}$	Нормированное сечение	Неопределенности (%)		
				$\delta_{\text{stat}}$	$\delta_{\text{syst}}$	$\delta_{\text{tot}}$
0.00 – 0.70	0.35	388	$1.17 \times 10^{-2}$	12.5	23.2	26.4
0.70 – 1.20	0.96	358	$1.75 \times 10^{-2}$	17.7	22.2	28.5
1.20 – 1.60	1.42	489	$3.29 \times 10^{-2}$	15.6	17.0	23.1
1.60 – 2.15	1.92	1848	$9.84 \times 10^{-2}$	6.2	13.8	15.1
2.15 – 2.45	2.33	2682	$2.80 \times 10^{-1}$	4.6	8.2	9.4
2.45 – 2.65	2.56	3208	$5.21 \times 10^{-1}$	4.5	7.1	8.4
2.65 – 2.85	2.77	5404	$9.01 \times 10^{-1}$	3.2	7.3	8.0
2.85 – 3.14	3.02	15901	$1.88 \times 10^0$	1.0	10.8	10.8

Таблица 5.4 – Измеренное нормированное дифференциальное сечение  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$  в интервале  $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ.

$\Delta\phi$ интервал (рад)	$\langle\Delta\phi\rangle$ (рад)	$N_{\text{data}}$	Нормированное сечение	Неопределенности (%)		
				$\delta_{\text{stat}}$	$\delta_{\text{syst}}$	$\delta_{\text{tot}}$
0.00 – 0.70	0.32	158	$6.82 \times 10^{-3}$	16.1	19.8	25.5
0.70 – 1.20	0.94	155	$1.11 \times 10^{-2}$	20.9	16.4	26.6
1.20 – 1.60	1.45	190	$1.87 \times 10^{-2}$	24.0	17.9	30.0
1.60 – 2.15	1.92	910	$7.00 \times 10^{-2}$	7.0	15.9	17.4
2.15 – 2.45	2.32	1683	$2.50 \times 10^{-1}$	5.0	8.6	9.9
2.45 – 2.65	2.57	2155	$4.93 \times 10^{-1}$	4.5	8.9	10.0
2.65 – 2.85	2.77	3894	$9.09 \times 10^{-1}$	3.1	7.5	8.1
2.85 – 3.14	3.03	12332	$2.01 \times 10^0$	1.0	10.2	10.2

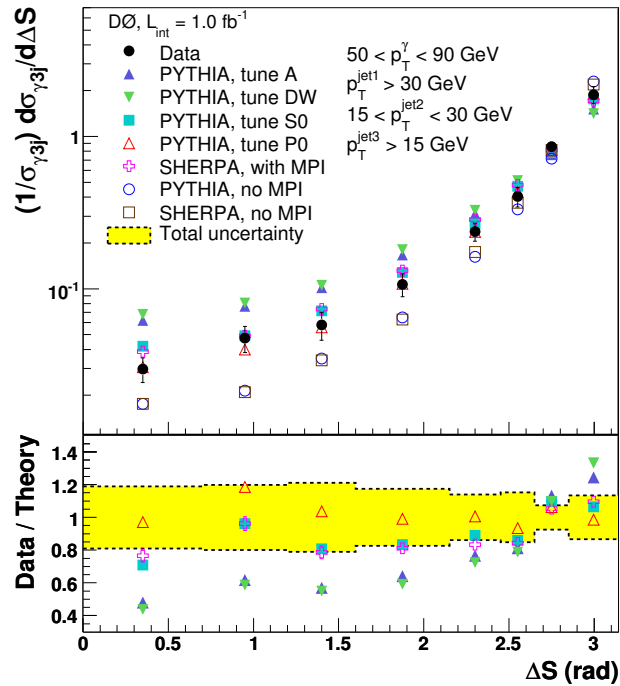


Рисунок 5.5 – Сравнение измеренного нормированного дифференциального сечения  $(1/\sigma_{\gamma 3j})d\sigma_{\gamma 3j}/d\Delta S$  в интервале  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ с МС предсказаниями. Соотношения между данными и теорией приведены только для MPI моделей.

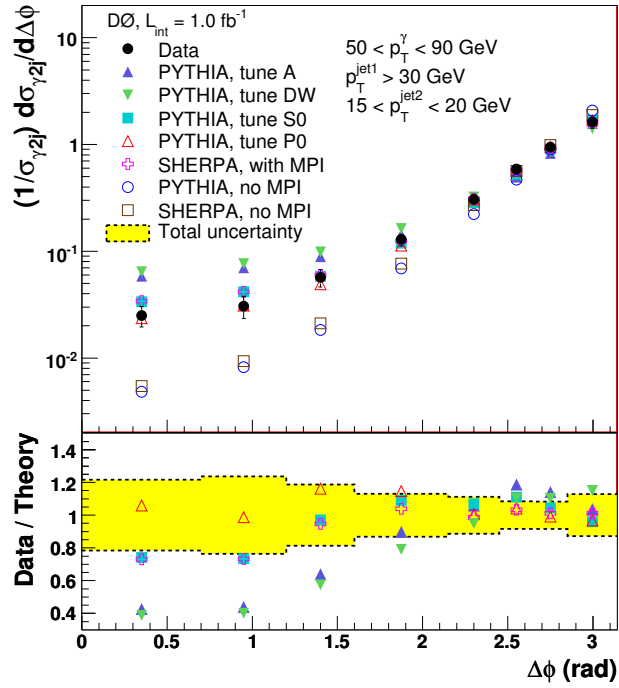


Рисунок 5.6 – Сравнение измеренного нормированного дифференциального сечения  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$  в интервале  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$  ГэВ с МС предсказаниями. Соотношения между данными и теорией приведены только для MPI моделей.

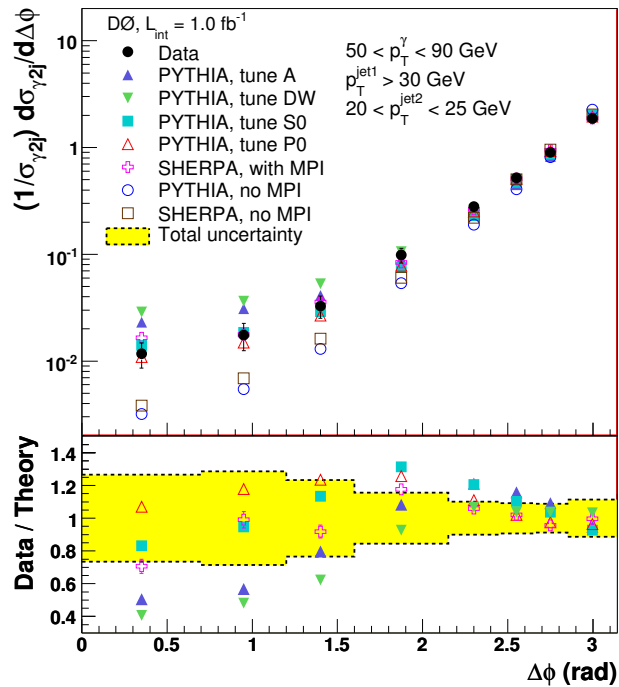


Рисунок 5.7 – Сравнение измеренного нормированного дифференциального сечения  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$  в интервале  $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$  ГэВ с МС предсказаниями. Соотношения между данными и теорией приведены только для MPI моделей.

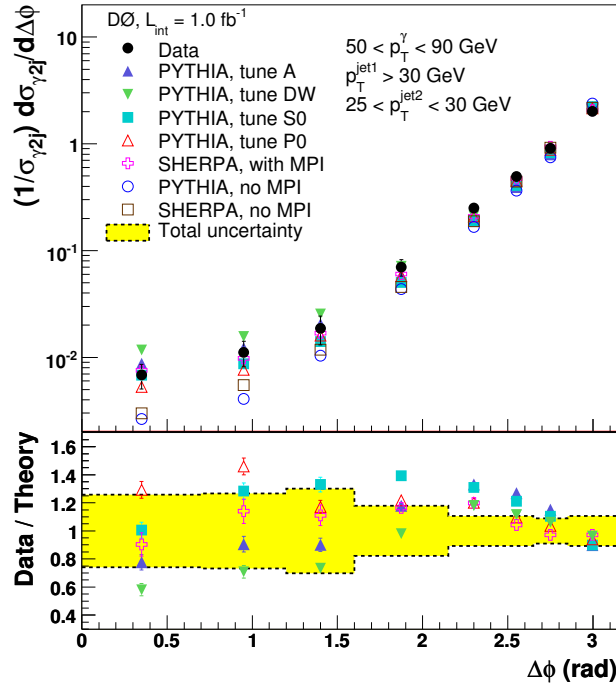


Рисунок 5.8 – Сравнение измеренного нормированного дифференциального сечения  $(1/\sigma_{\gamma\gamma})d\sigma_{\gamma\gamma}/d\Delta\phi$  в интервале  $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ с МС предсказаниями. Соотношения между данными и теорией приведены только для MPI моделей.

1913 к различным MPI моделям, предсказания которых значительно отличаются друг от друга  
 1914 (до 2.5 раз в малых углах  $\Delta S$  и  $\Delta\phi$ , в регионе, в котором относительный DP вклад, как  
 1915 ожидается, будет максимальным). Чувствительность уменьшается при выборе SP модели  
 1916 (SHERPA-1), максимальное отклонение от которой других предсказаний (PYTHIA, SHERPA-2,  
 1917 -3, -4) составляет не более 25%. Разница между различными SP моделями значительно мень-  
 1918 ше, чем между MPI моделями. SHERPA SP модели SHERPA-2, -3, -4 являются вариациями  
 1919 модели SHERPA-1 (см. секцию 1.6) и отличаются от неё настройками: в “SHERPA-2 SP” энер-  
 1920 гетическая шкала  $Q_0 = 20$  ГэВ, в “SHERPA-3 SP”  $Q_0 = 40$  ГэВ. Для полноты исследования  
 1921 рассматриваются SHERPA SP модель, в которой все дополнительные струи рождаются (как  
 1922 в PYTHIA) в партонном ливне только с  $2 \rightarrow 2$  матричным элементом (набор “SHERPA-4 SP”).

1923 Таблицы 5.5 и 5.6 дополняют рисунки 5.5 – 5.8 и показывают  $\chi^2/ndf$  ( $ndf = N_{\text{bins}} - 1$ )  
 1924 согласие между теорией и данными для каждой из моделей.

1925 Здесь  $\chi^2$  рассчитывается как

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(D_i - T_i)^2}{\delta_{i,\text{unc}}^2}, \quad (5.3)$$

1926 где  $D_i$  и  $T_i$  представляют поперечные сечения данных и теоретической модели в интервале  $i$ ,  
 1927 а  $\delta_{i,\text{unc}}^2$  - полная некоррелированная неопределенность в этом интервале, которая состоит из

Таблица 5.5 – Результаты  $\chi^2/ndf$  теста согласия между данными и теоретическими предсказаниями для  $\Delta S$  ( $\gamma + 3$  jet) и  $\Delta\phi$  ( $\gamma + 2$  jet) распределений и  $0.0 \leq \Delta S(\Delta\phi) \leq \pi$  рад.

Переменная	$p_T^{\text{jet}2}$ (ГэВ)	SP модель					MPI модель						
		PYTHIA	SHERPA	A	DW	S0	P0	P-nocr	P-soft	P-hard	P-6	P-X	SHERPA
$\Delta S$	15 – 30	7.7	6.0	15.6	21.4	2.2	0.4	0.5	2.9	0.5	0.4	0.5	1.9
$\Delta\phi$	15 – 20	16.6	11.7	19.6	27.7	1.6	0.5	0.9	1.6	0.9	0.6	0.8	1.2
$\Delta\phi$	20 – 25	10.2	5.9	4.0	7.9	1.1	0.9	1.4	2.1	1.1	1.3	1.5	0.4
$\Delta\phi$	25 – 30	7.2	3.5	2.8	3.0	2.4	1.1	1.1	3.7	0.2	1.3	1.9	0.7

Таблица 5.6 – Результаты  $\chi^2/ndf$  теста согласия между данными и теоретическими предсказаниями для  $\Delta S$  ( $\gamma + 3$  jet) и  $\Delta\phi$  ( $\gamma + 2$  jet) распределений и  $\Delta S(\Delta\phi) \leq 2.15$  рад.

Переменная	$p_T^{\text{jet}2}$ (ГэВ)	SP модель					MPI модель						
		PYTHIA	SHERPA	A	DW	S0	P0	P-nocr	P-soft	P-hard	P-6	P-X	SHERPA
$\Delta S$	15 – 30	10.9	11.3	31.0	42.9	3.4	0.4	0.5	4.9	0.9	0.5	0.4	2.6
$\Delta\phi$	15 – 20	30.2	26.0	40.7	61.1	2.2	0.9	1.6	1.5	1.2	1.2	1.0	2.4
$\Delta\phi$	20 – 25	15.4	12.1	6.8	18.0	1.0	1.8	2.7	1.7	1.5	2.5	2.4	0.6
$\Delta\phi$	25 – 30	7.1	5.3	1.3	5.6	1.6	1.1	1.0	2.1	0.3	1.4	1.6	0.5

1928 неопределенностей анфолдинга (см. секцию 5.3.2), статистических неопределенностей в дан-  
 1929 ных  $\delta_{\text{stat}}$  и теоретической модели. Некоррелированная неопределенность  $\delta_{i,\text{unc}}^2$  всегда больше,  
 1930 чем все остальные коррелированные систематические неопределенности. В силу того, что  
 1931 малые углы ( $\Delta S(\Delta\phi) \lesssim 2$ ) являются наиболее чувствительными к DP вкладу,  $\chi^2/ndf$  в этих  
 1932 интервалах вычисляется отдельно. Из рисунков 5.5 – 5.8 и таблиц 5.5 и 5.6 можно сделать  
 1933 следующие выводы:

- 1934 • предсказания, полученные с помощью SP моделей, не описывают дифференциальные  
 1935 сечения в данных;
- 1936 • данные лучше описываются новыми PYTHIA MPI моделями (P0, P-hard, P-6, P-X,  
 1937 P-nocr) и в меньшей степени S0, и SHERPA MPI моделью;
- 1938 • предсказания, полученные с помощью старых PYTHIA MPI моделей (Tune A и Tune  
 1939 DW) не описывают данные.

## 1940 5.5. Доля DP событий в $\gamma + 2$ jet событиях

1941 Сравнение измеренных сечений с различными теоретическими моделями явно показы-  
 1942 вает наличие DP рассеяния. Для определения доли  $\gamma + 2$  jet событий, которые происходят

1943 из DPS, используются измеренные дифференциальные сечения  $\Delta\phi$  и предсказания для до-  
 1944 ли SP вклада в эти сечения в различных моделях. Из-за ISR и FSR эффектов векторы  $p_T$   
 1945 баланса каждой из систем могут быть отличны от нуля и иметь произвольную ориентацию  
 1946 относительно друг друга (см. рисунок 5.2), что приводит к равномерному  $\Delta\phi$  распределению  
 1947 в случае DP событий.

1948 Доля  $f_{DP}$  событий во всех  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах определяется с помощью метода максималь-  
 1949 ного правдоподобия [117]: равномерное  $\Delta\phi$  распределение в сигнальной модели DP и  $\Delta\phi$   
 1950 распределение в фоновой SP модели (SHERPA-1) фитируются к данным. Распределения в  
 1951 данных, SP и DP моделях, а также сумма SP и DP распределений, взвешенных с учетом их  
 1952 соответствующих фракций, показаны на рисунках 5.9 – 5.11 в трёх интервалах  $p_T^{\text{jet}2}$ . Сумма  
 SP и DP предсказаний воспроизводит данные.

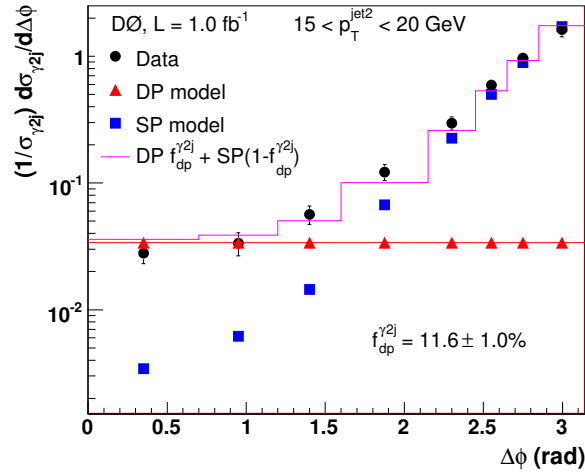


Рисунок 5.9 –  $\Delta\phi$  распределение в данных, SP и DP моделях, и сумма SP и DP вкладов, взвешенных с учетом их фракций в интервале  $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$  ГэВ.

1953

1954 Итоговая неопределенность для  $f_{DP}$  складывается из неопределенностей, возникающих  
 1955 в результате процедуры фитирования и выбора SP модели, а также из статистической и  
 1956 систематической неопределенностей в данных ( $\delta_{\text{tot}}$ ). Эффект от  $\delta_{\text{tot}}$  оценивается путем из-  
 1957 менения всех точек данных одновременно вверх и вниз на значение полной эксперименталь-  
 1958 ной неопределенности. Неопределенность из-за выбора SP модели оценивается как разница  
 1959 между SHERPA-1 SP предсказанием, используемым по умолчанию, и SHERPA-2, SHERPA-3,  
 1960 SHERPA-4, и RUTHIA SP предсказаниями. Измеренные доли DP событий ( $f_{dp}^{\gamma 2j}$ ) со всеми ис-  
 1961 точниками неопределенностей в каждом из  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалов приведены в таблице 5.7. Доля  
 1962 DP в  $\gamma + 2 \text{ jet}$  событиях уменьшается в зависимости от  $p_T^{\text{jet}2}$ : с  $11.6\% \pm 1.0\%$  в интервале  
 1963  $15 - 20$  ГэВ до  $5.0\% \pm 1.2\%$  в интервале  $20 - 25$  ГэВ и  $2.2\% \pm 0.8\%$  в интервале  $25 - 30$  ГэВ.

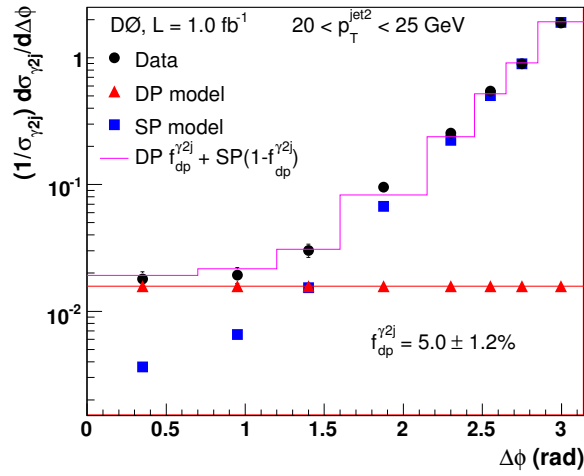


Рисунок 5.10 –  $\Delta\phi$  распределение в данных, SP и DP моделях, и сумма SP и DP вкладов, взвешенных с учетом их фракций в интервале  $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$  ГэВ.

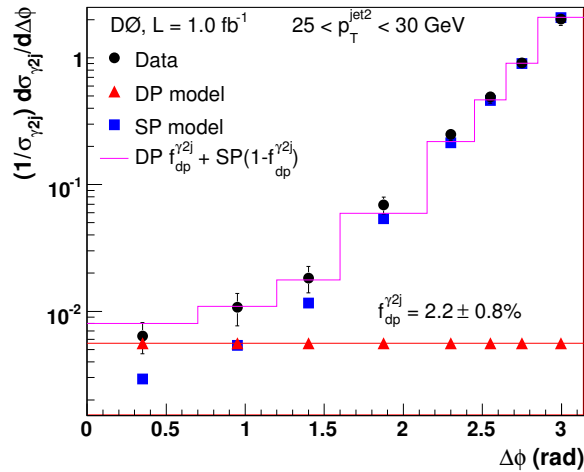


Рисунок 5.11 –  $\Delta\phi$  распределение в данных, SP и DP моделях, и сумма SP и DP вкладов, взвешенных с учетом их фракций в интервале  $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$  ГэВ.

1964 Оцененная коллаборацией CDF [132] доля DP в  $\gamma + 2$  jet событиях, отобранных с  $p_T^\gamma > 16$  ГэВ  
 1965 и  $p_T^{\text{jet}} > 8$  ГэВ, составляет  $14_{-7}^{+8}\%$ , что находится в качественном согласии с экстраполяцией  
 1966 измеренных значений  $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$  в малые величины  $p_T$  струи.

Таблица 5.7 – Доля DP событий (в %) с полными неопределенностями при  $0 \leq \Delta\phi \leq \pi$  в трёх  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах.

$p_T^{\text{jet}2}$ (ГэВ)	$\langle p_T^{\text{jet}2} \rangle$ (ГэВ)	$f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$ (%)	Неопределенности (в %)		
			Фит	$\delta_{\text{tot}}$	SP модель
15 – 20	17.6	$11.6 \pm 1.4$	5.2	8.3	6.7
20 – 25	22.3	$5.0 \pm 1.2$	4.0	20.3	11.0
25 – 30	27.3	$2.2 \pm 0.8$	27.8	21.0	17.9

1967 Доли DP событий, показанных в таблице 5.7, суммируются в области  $0 \leq \Delta\phi \leq \pi$ . Из  
 1968 рисунков 5.9 – 5.11 видно, что доля DP событий, как ожидается, будет выше при малых зна-  
 1969 чениях  $\Delta\phi$ . В таблице 5.8 приведены значения  $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$  в трёх  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах в зависимости от  
 1970 угла  $\Delta\phi$ . Доли DP событий с полными неопределенностями как функции верхнего предела  
 1971  $\Delta\phi$  ( $\Delta\phi_{\text{max}}$ ) во всех  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах показаны на рисунке 5.12. Как и ожидалось,  $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$  суще-  
 1972 ственно растут при уменьшении  $\Delta\phi$  угла и увеличиваются с уменьшением  $p_T^{\text{jet}2}$  интервала.

## 1973 5.6. Доля TP событий в $\gamma + 3$ jet событиях

1974 В данной секции оценивается доля  $\gamma + 3$  jet событий как функция  $p_T^{\text{jet}2}$ , которые рожда-  
 1975 ются в результате тройного партонного (TP) взаимодействия. В таких событиях три струи  
 1976 происходят из трех различных партонных взаимодействий, образуя  $\gamma + \text{jet}$  и два дайджет  
 1977 конечных состояния. В каждом из двух дайджет состояний одна из струй либо не реконстру-  
 1978 ируется, либо оказывается ниже  $p_T$  порога отбора в 15 ГэВ.

1979 При вычислении доли TP взаимодействий в  $\gamma + 3$  jet событиях используются резуль-

Таблица 5.8 – Доли DP событий (в %) как функция  $\Delta\phi$  региона в трёх  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах.

$p_T^{\text{jet}2}$ (ГэВ)	$\Delta\phi$ регион (рад)					
	$0 - \pi$	$0 - 2.85$	$0 - 2.65$	$0 - 2.45$	$0 - 2.15$	$0 - 1.6$
15 – 20	$11.6 \pm 1.4$	$18.2 \pm 2.4$	$25.0 \pm 2.9$	$33.7 \pm 3.8$	$45.0 \pm 5.5$	$47.4 \pm 11.4$
20 – 25	$5.0 \pm 1.2$	$9.4 \pm 1.2$	$13.4 \pm 2.1$	$19.6 \pm 3.1$	$28.1 \pm 4.3$	$63.7 \pm 17.2$
25 – 30	$2.2 \pm 0.8$	$3.8 \pm 1.3$	$5.0 \pm 1.5$	$6.2 \pm 2.2$	$9.8 \pm 4.5$	$27.8 \pm 11.5$



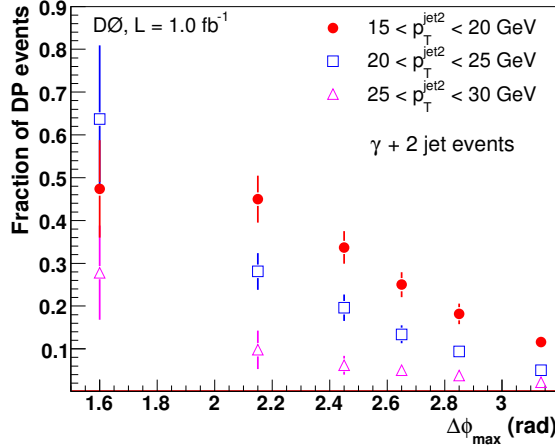


Рисунок 5.12 – Доли DP событий с полными неопределенностями в  $\gamma + 2$  jet выборке данных как функции верхнего предела  $\Delta\phi$  в трёх  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах.

1980 таты, полученные в работе [7] на одном и том же Run IIa наборе данных и при схожей  
 1981 кинематике. В этой работе для определения доли DPS в  $\gamma + 3$  jet событиях рассматривается  
 1982 MIXDP модель. Конечное состояние  $\gamma + 3$  jet получается с помощью объединения  $\gamma + \geq 1$  jet и  
 1983 дайджет событий, отобранных в  $D\bar{O}$  данных. Поскольку каждая компонента модели MIXDP  
 1984 может содержать две (или более) струи, одна из которых происходит из дополнительного  
 1985 взаимодействия партонов, то модель воспроизводит свойства “двойного плюс тройного” (DP  
 1986 + TP) партонных взаимодействий. Результирующие доли DP + TP событий, полученные  
 1987 в работе [7], показаны во втором столбце таблицы 5.9. Таким образом, в случае определе-  
 1988 ния доли TP событий в MIXDP модели,  $f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}}$ , можно вычислить долю TP взаимодействий в  
 1989  $\gamma + 3$  jet данных,  $f_{\text{tp}}^{\gamma 3j}$ , как

$$f_{\text{tp}}^{\gamma 3j} = f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}} \cdot f_{\text{dp+tp}}^{\gamma 3j}, \quad (5.4)$$

где  $f_{\text{dp+tp}}^{\gamma 3j}$  - это доля DP + TP событий в  $\gamma + 3$  jet данных. Рисунок 5.13 показывает два

Таблица 5.9 – Доли DP+TP событий с полными неопределенностями в  $\gamma + 3$  jet данных ( $f_{\text{dp+tp}}^{\gamma 3j}$ ) и  
 фракции Туре I (II) событий в DP модели ( $F_{\text{Type I(II)}}$ ) в трёх  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах. Результаты взяты из  
 работы [7].

$p_T^{\text{jet}2}$ (ГэВ)	$f_{\text{dp+tp}}^{\gamma 3j}$ (%)	$F_{\text{Type I}}$	$F_{\text{Type II}}$
15 – 20	$46.6 \pm 4.1$	0.26	0.73
20 – 25	$33.4 \pm 2.3$	0.22	0.78
25 – 30	$23.5 \pm 2.7$	0.14	0.86

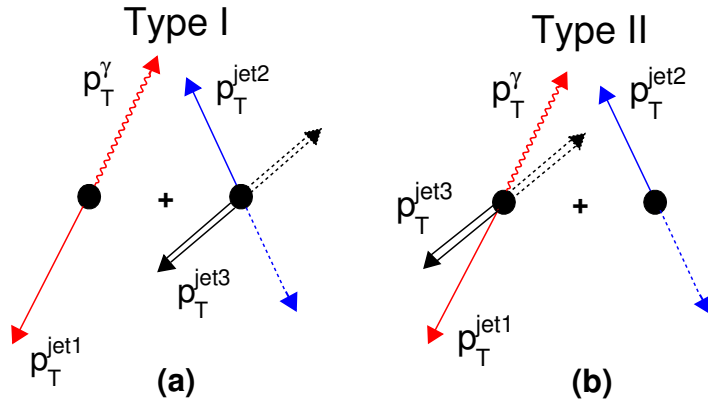


Рисунок 5.13 – Две возможные комбинации событий, присутствующие в MIXDP модели, которые, в действительности, представляют собой вклад от событий с тройным рассеянием в  $\gamma + 3$  jet конечном состоянии: (а)  $\gamma + 1$  jet событие смешивается с двойным дайджет DP событием, в каждом из которых одна струя не проходит критерии отбора или не восстанавливается (Type I); (б) DP событие, образующее  $(\gamma + 1 \text{ jet}) + \text{дайджет}$  конечное состояние, в котором одна струя из дайджет системы не восстанавливается, смешивается с дайджет событием, состоящим только из одной струи (Type II). Пунктирные линии отображают потерянные струи.

1991 возможных способа объединения DP и SP событий, при котором формируется  $\gamma + 3$  jet собы-  
 1992 тие, являющееся частью MIXDP модели. Можно выделить две основные комбинации событий,  
 1993 присутствующие в этой модели, которые реализуют TP рассеяние в  $\gamma + 3$  jet конечном со-  
 1994 стоянии. Комбинация “Type I” образуется, когда  $\gamma + 1$  jet событие смешивается с двойным  
 1995 дайджет DP событием, в каждом из которых одна струя не проходит критерии отбора или  
 1996 не восстанавливается. В комбинации “Type II” DP событие, образующее  $(\gamma + 1 \text{ jet}) + \text{дайджет}$   
 1997 конечное состояние, в котором есть только одна струя из дайджет системы, смешивается с  
 1998 дайджет событием, состоящим только из одной струи. Вклады от других возможных MIXDP  
 1999 конфигураций являются незначительными ( $\lesssim 1\%$ ). В работе [7] также вычисляются фракции  
 2000 Type I (II) событий в DP модели. Таким образом, доля TP взаимодействий (см. рисунок 5.13)  
 2001 в MixDP модели,  $f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}}$ , может быть определена как

$$f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}} = F_{\text{Type II}} \cdot f_{\text{dp}}^{\gamma 2j} + F_{\text{Type I}} \cdot f_{\text{dp}}^{jj}, \quad (5.5)$$

2002 где  $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$  и  $f_{\text{dp}}^{jj}$  - доли событий с DPS, которые производят  $\gamma + 2$  jet и дайджет в конечных  
 2003 состояниях. Доля событий, в которых в результате второго партонного взаимодействия рож-  
 2004 дается дайджет с поперечным сечением  $\sigma^{jj}$ , может быть определена с использованием эф-  
 2005 фективного сечения  $\sigma_{\text{eff}}$  как  $f_{\text{dp}}^{jj} = \sigma^{jj} / (2\sigma_{\text{eff}})$ . Сечение DP рассеяния, рождающего систему  
 2006 из двух дайджетов в конечном состоянии, в свою очередь, может быть представлено как  
 2007  $\sigma_{\text{dp}}^{jj,jj} = \sigma^{jj} f_{\text{dp}}^{jj}$  [53, 56]. Доля  $f_{\text{dp}}^{jj}$  оценивается с использованием дайджет событий в PUTHIA.

2008 Сечение  $\sigma^{jj}$  вычисляется для струй (как минимум одной) в трёх  $p_T$  интервалах и  $|y^{\text{jet}}| < 3.5$ .  
 2009 В качестве значения эффективного сечения берется усредненное значение, полученное в ра-  
 2010 ботах [6, 7], равное  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{avr}} = 15.5$  мб. Найденные фракции  $f_{\text{dp}}^{jj}$  показаны в третьем столбце табли-  
 2011 цы 5.10. Здесь предполагается, что оценки, сделанные на уровне генерации частиц, являются  
 2012 примерно корректными на уровне реконструкции частиц. В качестве  $f_{\text{dp}}^{jj}$  неопределенности  
 берется  $\delta f_{\text{dp}}^{jj} = f_{\text{dp}}^{jj}$ .

Таблица 5.10 – Доли DP событий в  $\gamma + 2$  jet ( $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$ ) и дайджет ( $f_{\text{dp}}^{jj}$ ) конечных состояниях и доля TP событий в MIXDP модели ( $f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}}$ ) в трёх  $p_T^{\text{jet2}}$  интервалах.

$p_T^{\text{jet2}}$ (GeV)	$f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$ (%)	$f_{\text{dp}}^{jj}$ (%)	$f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}}$ (%)
15 – 20	$15.9 \pm 2.2$	$0.50 \pm 0.50$	$11.7 \pm 1.9$
20 – 25	$7.8 \pm 2.0$	$0.17 \pm 0.17$	$6.1 \pm 1.8$
25 – 30	$4.2 \pm 1.3$	$0.07 \pm 0.07$	$3.6 \pm 1.2$

2013

2014 Доля  $\gamma + 2$  jet событий, в которых вторая струя рождается в результате дополнительно-  
 2015 го партонного рассеяния, вычисляется в секции 5.5. Она существенно выше, чем  $f_{\text{dp}}^{jj}$ . Так как  
 2016 доля TP взаимодействий оценивается в данных на уровне реконструкции частиц, то необхо-  
 2017 димо повторить процедуру фитирования, используемую при извлечении  $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$  из  $\Delta\phi$  распре-  
 2018 делений реконструированных данных и SP  $\gamma + 2$  jet MC событий. Результаты в трех  $p_T^{\text{jet2}}$   
 2019 интервалах приведены во втором столбце таблицы 5.10. Полные неопределенности  $\delta_{\text{tot}}$ , кото-  
 2020 рые складываются из статистических и систематических неопределенностей, показанных в  
 2021 таблицах 5.2 – 5.4, не включают в себя неопределенности, связанные с процедурой анфолдин-  
 2022 га. Подставляя  $f_{\text{dp}}^{jj}$  и  $f_{\text{dp}}^{\gamma 2j}$  в уравнение (5.5), определяются доли TP событий  $f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}}$  в MIXDP  
 2023 модели. Они приведены в последнем столбце таблицы 5.10. Доля TP событий в похожей  
 2024 по построению MIXDP модели, описанной в работе коллаборации CDF [6] для  $5 < p_T^{\text{jet2}} < 7$   
 2025 ГэВ (без учёта JES коррекции) оценивается в  $17_{-8}^{+4}\%$ . Это значение выше, в среднем, чем  
 2026 полученные доли TP событий в таблице 5.10, которые измерены для более высоких значе-  
 2027 ний  $p_T$  струй, однако они находятся в согласии с экстраполяцией полученных результатов  
 2028 в малые значения  $p_T$  струи. Подставляя  $f_{\text{tp}}^{\text{dp+tp}}$  и доли DP+TP событий в  $\gamma + 3$  jet данных,  
 2029  $f_{\text{dp+tp}}^{\gamma 3j}$ , в уравнение (5.4), можно получить доли TP событий в  $\gamma + 3$  jet данных,  $f_{\text{tp}}^{\gamma 3j}$ , кото-  
 2030 рые показаны во втором столбце таблицы 5.11. Они также представлены на рисунке 5.14.  
 2031 Беспримесная (читая) доля DP событий,  $f_{\text{dp}}^{\gamma 3j}$ , может быть получена путем вычитания до-  
 2032 ли TP событий  $f_{\text{tp}}^{\gamma 3j}$  из инклюзивной доли DP + TP событий  $f_{\text{dp+tp}}^{\gamma 3j}$ . В последнем столбце

Таблица 5.11 – Доли TP событий (в %) и отношение долей TP/DP в трёх  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событий.

$p_T^{\text{jet}2}$ (ГэВ)	$f_{\text{tp}}^{\gamma 3j}$ (%)	$f_{\text{tp}}^{\gamma 3j} / f_{\text{dp}}^{\gamma 3j}$
15 – 20	$5.5 \pm 1.1$	$0.135 \pm 0.028$
20 – 25	$2.1 \pm 0.6$	$0.066 \pm 0.020$
25 – 30	$0.9 \pm 0.3$	$0.038 \pm 0.014$

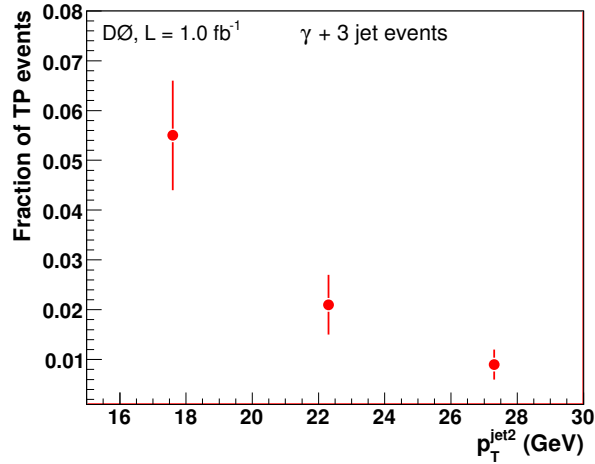


Рисунок 5.14 – Доли TP событий с полными неопределенностями в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  конечном состоянии как функция  $p_T^{\text{jet}2}$ .

2033 таблицы 5.11 приведено отношение долей TP к DP событий  $f_{\text{tp}}^{\gamma 3j} / f_{\text{dp}}^{\gamma 3j}$  в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях.  
 2034 В силу того, что вероятность образования каждого дополнительного партонного рассеяния  
 2035 с дайджетом в конечном состоянии, как ожидается, будет прямо пропорциональна  $\sigma^{jj} / \sigma_{\text{eff}}$ ,  
 2036 отношение  $f_{\text{tp}}^{\gamma 3j} / f_{\text{dp}}^{\gamma 3j}$  должно быть примерно пропорционально поперечному сечению  $\sigma^{jj}$ , и па-  
 2037 дать, соответственно, как функция  $p_T$  струи. Эта тенденция подтверждается таблицей 5.11.

## Множественные партонные взаимодействия в $\gamma + 3 \text{ jet}$ и $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$ событиях

Изучение глубоко неупругих адрон-адронных столкновений является одним из основных источников знаний о структуре адрона. Как было отмечено ранее, в  $p\bar{p}$  столкновениях могут происходить множественные партонные взаимодействия. Фракция MPI событий непосредственно связана с поперечным пространственным распределением партонов в протоне. Краткий обзор теоретических и экспериментальных работ приведён в секции 1.5.

Уравнение (1.7) эффективного сечения  $\sigma_{\text{DP}}$  для событий, вызванных двумя партонными рассеяниями с  $\gamma + \text{jet}$  и дайджетом в конечных состояниях, может быть переписано как

$$\sigma_{\text{DP}} = \frac{\sigma^{\gamma j} \sigma^{jj}}{\sigma_{\text{eff}}} . \quad (6.1)$$

Здесь  $\sigma^{\gamma j}$  ( $\sigma^{jj}$ ) - это полное сечение рождения  $\gamma + \text{jet}$  (dijet).

Отношение  $\sigma^{jj}/\sigma_{\text{eff}}$  может быть интерпретировано как вероятность происхождения партонного процесса  $\sigma^{jj}$  при условии, что процесс  $\sigma^{\gamma j}$  уже произошёл. Если партоны равномерно распределены внутри нуклона (большое значение  $\sigma_{\text{eff}}$ ), то значение  $\sigma_{\text{DP}}$  будет достаточно мало и, наоборот, будет большим при высококонцентрированной партонной пространственной плотности (маленькое значение  $\sigma_{\text{eff}}$ ). Измерение доли DPS ( $f_{\text{DP}}$ ) и  $\sigma_{\text{eff}}$  необходимо для точной оценки фонов для многих редких физических процессов.

В данной главе описывается первое измерение  $f_{\text{DP}}$  и  $\sigma_{\text{eff}}$  для тяжелых струи (HF) в событиях с  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  в конечном состоянии. Это измерение сравнивается с результатами, полученными в событиях с  $\gamma + \text{light} + 2 \text{ jet}$ . Рождение  $\gamma + b/-\text{jet}$  событий, в основном, происходит через процессы  $b(c)g \rightarrow b(c)\gamma$  и  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ , причём  $g \rightarrow Q\bar{Q}$ , где  $Q = b(c)$  [133, 134]. На рисунке 6.1 представлены доли  $gq$  и  $gb$  подпроцессов в событиях с  $\gamma + \text{jet}$  и  $\gamma + b\text{-jet}$  в конечных состояниях, вычисленные с использованием RUTHIA 6.4 MC и STEQ 6.1L PDF набором. При  $p_T^\gamma \approx 30$  ГэВ, комптон-подобное рассеяние доминирует над процессом аннигиляции и составляет порядка 85% – 88% событий. Так как начальные кварки в  $b(c)g \rightarrow b(c)\gamma$  рассеянии при рождении  $\gamma + \text{jet}$  и  $\gamma + b/-\text{jet}$ , как правило, лёгкие ( $\approx 92\%$  согласно полученным оценкам в RUTHIA) и  $b/c$  кварки соответственно, то эффективные сечения, измеренные в двух процессах, согласно уравнению (1.6) должны быть чувствительны к различным поперечным пространственным распределениям легких и тяжелых кварков.

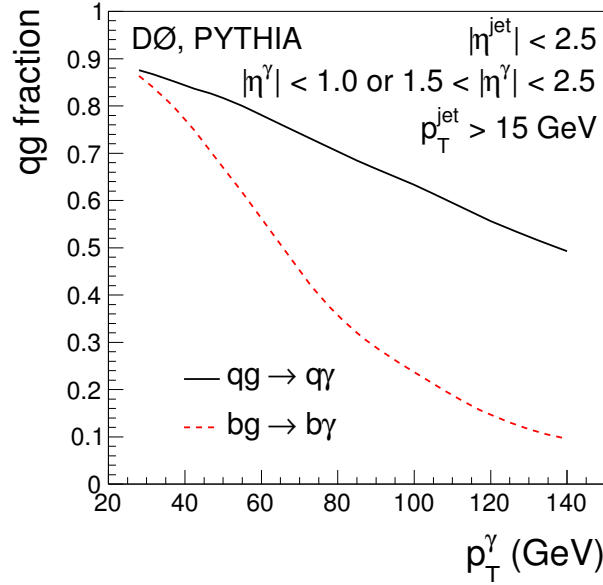


Рисунок 6.1 – Доли  $qg \rightarrow q\gamma$  ( $q$  - кварк любого аромата) и  $bg \rightarrow b\gamma$  подпроцессов в событиях с  $\gamma + \text{jet}$  и  $\gamma + b\text{-jet}$  в конечных состояниях как функция  $p_T^\gamma$ .

## 2067 6.1. Метод извлечения of $\sigma_{\text{eff}}$ из данных

2068 В событиях с четырьмя струями в конечном состоянии [3–5]  $\sigma_{\text{eff}}$  извлекалось из найден-  
 2069 ного сечения DPS, которое в свою очередь, было найдено с помощью MC моделирования сиг-  
 2070 нальных и фоновых событий и КХД предсказания для сечения процессов с двумя струями.  
 2071 Как MC моделирование, так и КХД предсказания обладают значительными неопределен-  
 2072 ностями, которые приводят к аналогичным неопределенностям при определении  $\sigma_{\text{eff}}$ . Дру-  
 2073 гая техника определения  $\sigma_{\text{eff}}$  была предложена в работе [6] и применена в [7]: используются  
 2074 только величины, которые определяются из данных и, таким образом, сводится к минимуму  
 2075 влияние теоретических предположений. В данном исследовании используется последний ме-  
 2076 тод и  $\sigma_{\text{eff}}$  извлекается без учета теоретических предсказаний для  $\gamma + \text{jet}$  и дайджет сечений  
 2077 путём сравнения числа  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событий, рождающихся в DP взаимодействиях в одном  $p\bar{p}$   
 2078 столкновении, с числом  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событий, которые рождаются в двух различных жёстких вза-  
 2079 имодействиях, происходящих в двух отдельных  $p\bar{p}$  столкновениях, в одном и том же пересече-  
 2080 нии пучков. Последний класс событий относится к событиям с двойными взаимодействиями  
 2081 (DI). Предполагая некоррелированность партонных рассеяний в DP процессе [50–54], DP и  
 2082 DI события должны быть кинематически идентичны. Данное предположение проверяется в  
 2083 работе [7].

2084 При рождении дайджетов с  $p_T^{\text{jet}} \lesssim 12 - 15 \text{ ГэВ}$ , как в центральных, так и в передних реги-  
 2085 онах по быстроте, вклад от событий с одинарной и двойной дифракцией составляет порядка

2086  $\lesssim 1\%$  от общего поперечного сечения дайджетов. Поэтому события с  $\gamma + \text{jet}$  и дайджетами, в  
 2087 которых  $p_T^{\text{jet}} > 15$  ГэВ, рождаются преимущественно в результате неупругих недифракцион-  
 2088 ных (жестких)  $p\bar{p}$  взаимодействий. Вероятность рождения DI события,  $P_{\text{DI}}$ , при пересечении  
 2089  $p\bar{p}$  пучков с двумя жесткими столкновениями может быть выражена как

$$P_{\text{DI}} = 2 \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{\text{hard}}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{\text{hard}}} . \quad (6.2)$$

2090 Здесь  $\sigma^{\gamma j}$  и  $\sigma^{jj}$  сечения рождения инклюзивных  $\gamma + \text{jet}$  и дайджет событий, которые при объ-  
 2091 единении дают  $\gamma + 3 \text{ jet}$  в конечном состоянии, а  $\sigma_{\text{hard}}$  - это суммарное сечение жёстких  $p\bar{p}$   
 2092 взаимодействий. Коэффициент 2 учитывает тот факт, что два жестких рассеяния, которые  
 2093 рожают  $\gamma + \text{jet}$  или дайджет события, могут быть упорядочены двумя способами в соот-  
 2094 ветствии с двумя вершинами в DI событиях. Число DI событий,  $N_{\text{DI}}$ , может быть получено  
 2095 из  $P_{\text{DI}}$ , после применения коррекций, учитывающих эффективность прохождения геометри-  
 2096 ческих и кинематических критериев отбора,  $\varepsilon_{\text{DI}}$ , эффективность отбора событий с двумя  
 2097 вершинами,  $\varepsilon_{2\text{vtx}}$ , и число пересечений пучков с двумя жесткими столкновениями,  $N_{2\text{coll}}$ :

$$N_{\text{DI}} = 2 \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{\text{hard}}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{\text{hard}}} N_{2\text{coll}} \varepsilon_{\text{DI}} \varepsilon_{2\text{vtx}} . \quad (6.3)$$

2098 Аналогично  $P_{\text{DI}}$ , вероятность рождения DP события,  $P_{\text{DP}}$ , при пересечении  $p\bar{p}$  пучков с одним  
 2099 жестким столкновением может быть выражена с использованием уравнения (6.2)

$$P_{\text{DP}} = \frac{\sigma_{\text{DP}}}{\sigma_{\text{hard}}} = \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{\text{eff}}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{\text{hard}}} . \quad (6.4)$$

2100 Следовательно число DP событий,  $N_{\text{DP}}$ , может быть получено из  $P_{\text{DP}}$  после применения  
 2101 коррекций, учитывающих эффективность прохождения геометрических и кинематических  
 2102 критериев отбора,  $\varepsilon_{\text{DP}}$ , эффективность отбора событий с единственной вершиной,  $\varepsilon_{1\text{vtx}}$ , и  
 2103 число пересечений пучков с одним жестким столкновением,  $N_{1\text{coll}}$ :

$$N_{\text{DP}} = \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{\text{eff}}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{\text{hard}}} N_{1\text{coll}} \varepsilon_{\text{DP}} \varepsilon_{1\text{vtx}} . \quad (6.5)$$

2104 Отношение  $N_{\text{DP}}$  к  $N_{\text{DI}}$  позволяет получить выражение для  $\sigma_{\text{eff}}$  в следующем виде:

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{N_{\text{DI}}}{N_{\text{DP}}} \frac{\varepsilon_{\text{DP}}}{\varepsilon_{\text{DI}}} R_c \sigma_{\text{hard}}, \quad (6.6)$$

2105 где фактор  $R_c \equiv (1/2)(N_{1\text{coll}}/N_{2\text{coll}})(\varepsilon_{1\text{vtx}}/\varepsilon_{2\text{vtx}})$ . Важно отметить, что сечения  $\sigma^{\gamma j}$  и  $\sigma^{jj}$  не  
 2106 участвуют в формуле (6.6), а все остальные эффективности для DP и DI событий входят  
 2107 только как отношения, что приводит к снижению воздействия многих коррелирующих си-  
 2108 стематических неопределенностей.

2109 Основной фон для DP событий - это события с одиночным партонным (SP) рассеянием,  
 2110 с жестким тормозным излучением глюона в начальном или конечном состояниях,  $qg \rightarrow q\gamma gg$ ,  
 2111  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma gg$ , которые дают то же самое  $\gamma + 3 \text{ jet}$  конечное состояние. Доля DP событий опре-  
 2112 деляется с использованием переменных, чувствительных к кинематическим конфигурациям  
 2113 двух независимых рассеяний партонных пар.

2114 DI события отличается от DP событий тем, что второе рассеяние партонов происходит  
 2115 в отдельной  $p\bar{p}$  вершине столкновения. Основным фоном для DI событий являются двухвер-  
 2116 шинные SP события с жестким рождением  $\gamma + 3 \text{ jet}$  в одной  $p\bar{p}$  вершине и с дополнительным  
 2117 мягкий взаимодействием в другой вершине, т.е. без реконструированных струй.

## 2118 6.2. Отбор данных и модели событий

### 2119 6.2.1. Данные

2120 В данной работе рассматривается выборка данных, собранная детектором DØ в период  
 2121 с июня 2006 года по сентябрь 2011 года, соответствующая интегральной светимости  $8.7 \pm 0.5$   
 2122  $\text{fb}^{-1}$  [80].

2123 Отобранные события должны удовлетворить триггерам, которые разработаны для иден-  
 2124 тификации высокоимпульсных EM кластеров в EM калориметре с ослабленными требова-  
 2125 ниями на форму ливня фотона. Данные триггеры при  $p_T^\gamma \approx 30$  ГэВ обладают  $\approx 96\%$  эффек-  
 2126 тивностью отбора событий и  $100\%$  эффективностью при  $p_T^\gamma > 35$  ГэВ.

2127 Требования при отборе фотонных кандидатов и условия подавления фона от космиче-  
 2128 ских лучей и  $W \rightarrow \ell\nu$  распадов идентичны тем, что описаны в секции 4.2. Струи реконстру-  
 2129 ируются с помощью алгоритма поиска струй (см. секцию 3.2.5) с размером конуса  $R = 0.5$ .  
 2130 Они должны соответствовать качественным критериям отбора, которые подавляют фон от  
 2131 лептонов, фотонов, и шумовые эффекты детектора. Каждое отобранное событие должно со-  
 2132 держать, по крайней мере, один фотон в  $|y^\gamma| < 1.0$  или  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  областях и по крайней  
 2133 мере три струи с  $|y^{\text{jet}}| < 2.5$ . Также событие должно удовлетворять следующим условиям:  
 2134  $p_T^\gamma > 26$  ГэВ для фотона, лидирующая струя (по  $p_T$ )  $p_T^{\text{jet}} > 15$  ГэВ, в то время как следующая  
 2135 за лидирующей (вторая) и третья струи должны быть  $15 < p_T^{\text{jet}} < 35$  ГэВ. Верхнее условие на  
 2136  $p_T$  второй и третьей струй увеличивает долю DP событий в отобранном образце данных [7].  
 2137 Дополнительно к струям применяется JES поправка, см. секцию 3.2.6. Расстояние в  $y - \phi$   
 2138 пространстве между фотоном и любой из струй должно быть  $\Delta R > 0.7$ , тогда как струи  
 2139 должны быть разделены между собой с  $\Delta R > 1.0$ .

2140 Для отбора  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  событий накладываются дополнительные условия: лидиру-



2141 ющая струя должна иметь, по меньшей мере, два связанных трека с  $p_T > 0.5$  ГэВ и по  
 2142 крайней мере один хит в SMT детекторе. Как минимум, один из треков должен быть с  
 2143  $p_T > 1.0$  ГэВ. Эти критерии гарантируют достаточную информации, чтобы классифициро-  
 2144 вать струю в качестве кандидата в HF, см. секцию 3.2.7. Эффективность данных критериев  
 2145 составляет порядка 90%. Для того, чтобы обогатить отобранный образец данных использу-  
 2146 ется алгоритм  $MVA_{bl}$  [101], который учитывает то, что тяжелые кварки, по отношению к их  
 2147 легким аналогам, имеют большее время жизни. Лидирующая струя должна удовлетворять  
 2148 жесткому требованию на  $MVA_{bl}$  выход,  $MVA_{bl} > 0.225$  [101].

2149 События в данных с одной  $p\bar{p}$  вершиной столкновения (“1VTX” образец), которые вклю-  
 2150 чают DP кандидаты выбираются отдельно от событий с двумя вершинами (“2VTX” образец),  
 2151 которые содержат в себе DI кандидаты. Вершины столкновений в обоих образцах должны  
 2152 иметь по крайней мере три связанных трека и располагаться в пределах 60 см от центра  
 2153 детектора вдоль оси пучка ( $z$ ). Общее число 1VTX и 2VTX  $\gamma + 3$  jet и  $\gamma + b/c + 2$  jet событий,  
 2154 которые упомянуты ниже как инклюзивный (inclusive) и содержащий тяжёлый кварк (HF)  
 образцы, оставшихся после применения критериев отбора, приведено в таблице 6.1.

Таблица 6.1 – Число отобранных 1VTX и 2VTX событий,  $N_{1vtx}$  и  $N_{2vtx}$ , и их отношение в  $\gamma + 3$  jet (inclusive) и  $\gamma + b/c + 2$  jet (HF) образцах.

Данные	$N_{1vtx}$	$N_{2vtx}$	$N_{2vtx}/N_{1vtx}$
inclusive	218686	269445	$1.23 \pm 0.01$
HF	5004	5811	$1.16 \pm 0.02$

2155

## 2156 6.2.2. Сигнальные и фоновые модели

2157 В этой секции приводится обзор данных и MC моделей, которые используются при  
 2158 измерении  $N_{DP}$  и  $N_{DI}$ , а также при вычислении эффективностей отбора, геометрического и  
 2159 кинематического аксептансов для DP и DI событий.

### 2160 • Модель сигнальных событий DP (MIXDP):

2161 При построении сигнальной модели данных используется тот факт, что два партон-пар-  
 2162 тонных рассеяния могут произойти в одном том же  $p\bar{p}$  столкновении. По этой причине  
 2163 сигнальное DP событие строится путем наложения одного события из инклюзивного  
 2164 набора данных  $\gamma + \geq 1$  jet на еще одно событие из набора данных с неупругими неди-  
 2165 фракционными событиями, отобранные с MB триггером и содержащие по меньшей

2166 мере одну восстановленную струю (“МВ” набор) [7, 98]. Оба набора содержат только  
 2167 события с одной  $p\bar{p}$  вершиной столкновения. Поперечный импульс  $p_T$  струи из МВ на-  
 2168 бора событий пересчитывается по отношению к вершине  $\gamma + \text{jet}$  события. Полученные  
 2169 смешанные события, упорядоченные по  $p_T$  струй, должны удовлетворять тем же кри-  
 2170 териям отбора, что и  $\gamma + 3 \text{ jet}$  события в данных с одной  $p\bar{p}$  вершиной столкновения.  
 2171 Набор MIXDP предполагает независимые партонные рассеяния с образованием  $\gamma + \text{jet}$   
 2172 и двух струй в конечных состояниях, по построению. Из-за того, что в  $\gamma + \text{jet}$  процессе  
 2173 преобладают малые фракции партонного момента ( $x$ ), а значение  $x$  в дайджет процес-  
 2174 се, в целом, не затрагивается  $\gamma + \text{jet}$  процессом, следует, что оба взаимодействия имеют  
 2175 незначительную корреляцию в импульсном пространстве. Процедура смешивания схе-  
 2176 матически показана на рисунке 6.2. Доля MIXDP событий, показанных на рисунке 6.2(б),  
 составляет  $\approx 60\%$  в инклюзивном и HF образцах.

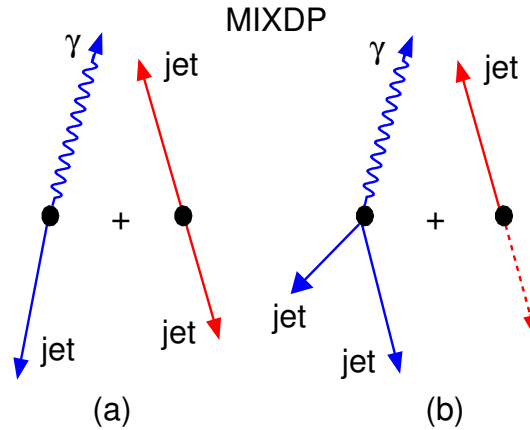


Рисунок 6.2 – Схематическое изображение процедуры смешивания, которая используется для под-  
 готовки MIXDP сигнальной модели. Рассматриваются две комбинации смешивания: (а)  $\gamma + 1$  струя  
 и две струи из дайджет события и (б)  $\gamma + 2$  струи и одна струя из дайджет события. Пунктирная  
 линия отображает струю, которая не прошла требования отбора.

2177

2178 • **Модель сигнальных событий DI (MIXDI):**

2179 Для того, чтобы построить  $\gamma + 3 \text{ jet}$  модель событий DI, необходимо учесть то, что струи  
 2180 в MIXDI наборе происходят из двух отдельных  $p\bar{p}$  столкновений. Это условие можно  
 2181 выполнить путем приготовления смеси из события с  $\gamma + \geq 1$  струей из  $\gamma + \text{jet}$  данных и  
 2182 МВ события с наличием, как минимум, одной струи. События  $\gamma + \text{jet}$  и МВ отбираются  
 2183 с двумя  $p\bar{p}$  вершинами столкновения, причём второе  $p\bar{p}$  столкновение содержит в себе  
 2184 только UE, которая может вносить вклад в энергию конуса струи, или в конус изоляции  
 2185 фотона. В случае  $\geq 2$  струй в любой из компонент MIXDI смеси (т.е., в  $\gamma + \text{jet}$  или  
 2186 МВ наборах), две лидирующие струи должны исходить из одной вершины, для этого

2187 используется информация о треках струи. В силу того, что  $p_T$  реконструированных  
 2188 объектов рассчитывается по отношению к первичной  $p\bar{p}$  вершине столкновения,  $PV0$ ,  $p_T$   
 2189 струй в MB событии пересчитывается к первичной вершине  $\gamma$ +jet события. Полученные  
 2190  $\gamma + 3$  jet события должны пройти все описанные выше критерии отбора.

2191 Часть  $\gamma+2$  jet событий, которые происходят из одного жесткого взаимодействия в MIXDP  
 2192 и MIXDI моделях, может быть вызвана DP рассеянием. Эта доля измерена в секции 5.6 как  
 2193 функция  $p_T$  второй струи. С учетом используемых критериев отбора данных,  $\langle p_T^{\text{jet}2} \rangle \approx 24$  ГэВ,  
 2194 она, как ожидается, составит порядка 4% – 5%. Поскольку в уравнении (6.6) вычисляется  
 2195 отношение DP и DI событий, и доли  $\gamma + 2$  jet событий в MIXDP и MIXDI моделях похожи, то  
 2196 соответствующие DP вклады сокращаются.

2197 Для того, чтобы построить DP и DI модели сигнальных  $\gamma + b/c + 2$  jet событий, ли-  
 2198 дирующая струя в MIXDP и MIXDI наборах должна дополнительно удовлетворять жестким  
 2199 критериям отбора  $b$  струй, которые описаны в секции 6.2.1.

2200 Для создания сигнальной и фоновой MC моделей для DP и DI событий используются  
 2201 накладываемые  $\gamma + \text{jet}$  ( $\gamma + b/-\text{jet}$ ) и дайджет MC события. Эти события генерируются  
 2202 с помощью MC программ PYTHIA или SHERPA, проходят через полное моделирование от-  
 2203 клика детектора DØ и обрабатываются программным обеспечением, которое используется  
 2204 для восстановления физических объектов (см. секцию 1.6). Дополнительно применяется про-  
 2205 цедура коррекции  $p_T$  спектров (smearing) реконструированных фотонов и струй, для того,  
 2206 чтобы разрешение спектров в MC и данных совпадало между собой. Моделируемые наборы  
 2207 делятся на одно- и двух-вершинные наборы.

2208 • **DP и DI MC модели (MCDP and MCDI):**

2209 Используя  $\gamma + \text{jet}$  ( $\gamma + b/c\text{-jet}$ ) и дайджет MC наборы, по аналогии с MIXDP и MIXDI,  
 2210 создаются  $\gamma + 3$  jet ( $\gamma + b/c + 2$  jet) DP и DI MC модели, в которых сохраняется инфор-  
 2211 мация о фотоне и струях на уровне генерации частиц. Эти модели используются для  
 2212 вычисления эффективностей и акцептанса для DP и DI событий. Дополнительно про-  
 2213 веряется согласие между  $p_T$  и  $y$  распределениями фотона и струй в моделях данных и  
 2214 MC. Небольшие расхождения разрешаются с помощью перевзвешивания спектров MC  
 2215 и создания новых моделей, подобных данным, обозначаемых как MCDP и MCDI.

2216 Для извлечения долей DP и DI событий из данных необходимо построить фоновые  
 2217 модели SP.

2218 • **Модель фоновых событий с одной вершиной (SP1VTX):**

2219 Фоновым к DP событию является событие с однократным  $\gamma + \text{jet}$  партон-партонным  
 2220 рассеянием и с двумя дополнительными ISR и/или FSR струями, которые в конечном  
 2221 состоянии формируют  $\gamma + 3 \text{ jet}$  в одной  $p\bar{p}$  вершине столкновения. Для моделирования  
 2222 такого фона рассматриваются  $\gamma + 3 \text{ jet}$  MC события, которые генерируются с помощью  
 2223 программ SHERPA и PYTHIA без MPI эффектов. SHERPA SP модель рассматривается в  
 2224 качестве центральной модели.

2225 • **Модель фоновых событий с двумя вершинами (SP2VTX):**

2226 Фоновая DI модель отличается от SP1VTX модели тем, что  $\gamma + 3 \text{ jet}$  MC событие от-  
 2227 бирается с двумя реконструированными  $p\bar{p}$  вершинами столкновений. Такое событие  
 2228 не имеет струйной активности во второй вершине, т.е. все три струи происходят из  
 2229 первичной  $p\bar{p}$  вершины столкновения.

2230 При моделировании фонов к DP и DI  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  процессам используются те же  
 2231 техники, что и в SP1VTX и SP2VTX наборах, но с использованием  $\gamma + b/c\text{-jet}$  событий, которые  
 2232 генерируются с помощью MC программ SHERPA и PYTHIA без вклада MPI.

### 2233 6.3. Доли DP и DI событий

#### 2234 6.3.1. Доля DP событий

2235 Для вычисления  $\sigma_{\text{eff}}$  необходимо знать количество DP событий ( $N_{\text{DP}}$ ) в уравнении (6.6),  
 2236 которое определяется как произведение доли DP событий ( $f_{\text{DP}}$ ) и количества 1VTX событий.  
 2237 Вклад  $f_{\text{DP}}$  оценивается с использованием  $\gamma + 3 \text{ jet}$  1VTX выборки данных, DP (MIXDP) и  
 2238 SP (SP1VTX) моделей. Доля DPS (и затем  $\sigma_{\text{eff}}$ ) измеряется в инклюзивном и HF образцах  
 2239 отдельно. В качестве дискриминанта используется  $\Delta S$  переменная, описанная в секции 5.2.

2240 Доля  $f_{\text{DP}}$  находится с помощью метода максимального правдоподобия [117]: распреде-  
 2241 ления  $\Delta S$  в сигнальной и фоновой моделях фитируются к данным. Стоит отметить, что  
 2242 сигнальные и фоновые наборы, описанные в секции 6.2.2, удовлетворяют всем критериям  
 2243 отбора, которые применяются в данных. Результаты фитирования представлены на рисун-  
 2244 ке 6.3. Измеренные DP фракции (и их статистические неопределенности) равны:

$$f_{\text{DP}}^{\text{inc}} = 0.202 \pm 0.007 \quad (6.7)$$

2245 И

$$f_{\text{DP}}^{\text{HF}} = 0.171 \pm 0.020 \quad (6.8)$$

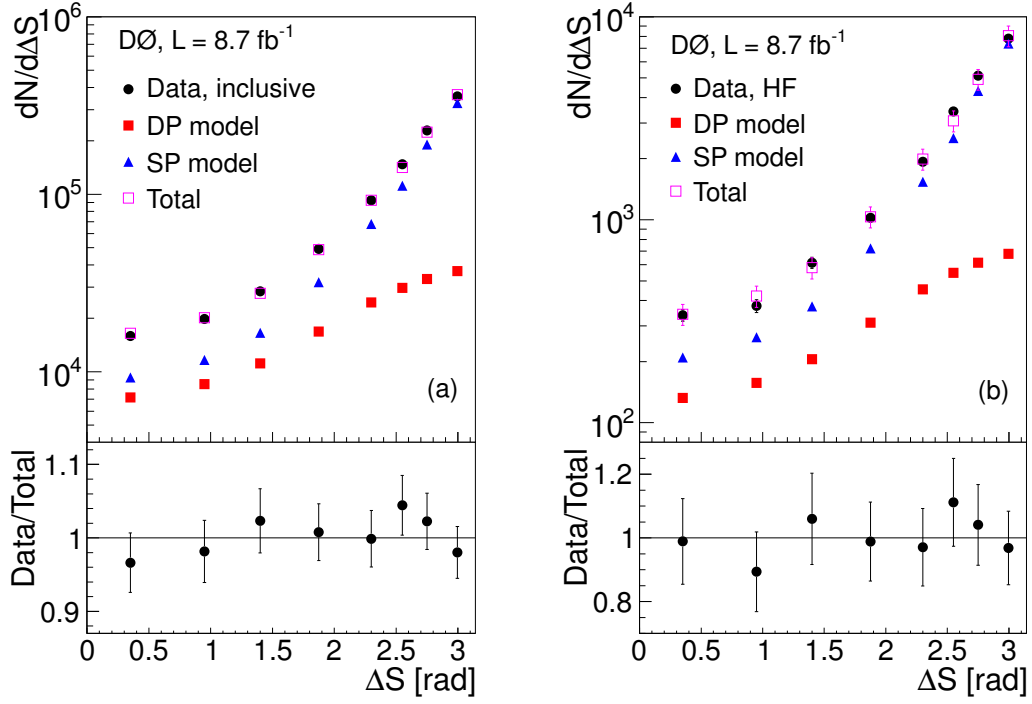


Рисунок 6.3 – Результат фитирования  $\Delta S$  распределений в SP и DP моделях к данным. DP сигнал (“DP модель”) взвешивается с измеренной  $f_{\text{DP}}$  фракцией, а SP события (“SP модель”) взвешиваются по доле  $(1-f_{\text{DP}})$ . Сумма компонент сигнала и фона взвешивается с их долями (“Total”). Рисунки (a) и (б) соответствуют инклюзивному и HF наборам соответственно. Нижние рисунки показывают относительную разницу между результатами в данных и Total, наряду со статистической неопределенностью фита.

2246 соответственно. Сумма DP и SP моделей, взвешенных с их фракциями, описывает данные с  
 2247  $\chi^2/ndf = 0.45$  для инклюзивного случая и  $\chi^2/ndf = 0.26$  (с числом степеней свободы  $ndf =$   
 2248 7) для HF случая.

2249 Выбранная по умолчанию SHERPA SP модель обеспечивает разумное описание перемен-  
 2250 ной  $\Delta S$  в данных, однако может не подходить для других связанных кинематических пере-  
 2251 менных, которые могут повлиять на значение доли DPS. По этой причине рассматриваются  
 2252 две альтернативные модели и изучается возможная модельная зависимость  $f_{\text{DP}}$ . Поскольку  
 2253 доля событий с лидирующей струей из второго партонного взаимодействия мала ( $\lesssim 10\%$ ), то  
 2254 распределение  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet}1)$  (азимутальный угол между  $p_T$  векторами фотона и лидирующей  
 2255 струи) в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях должно быть чувствительно к начальным и конечным радиа-  
 2256 ционным эффектам в  $\gamma + \text{jets}$  событиях. Создаётся новая SP модель, в которой  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet}1)$   
 2257 распределение перевзвешивается к данным. Эта процедура подробно объясняется в Приложе-  
 2258 нии Б. Доля  $f_{\text{DP}}^{\text{inc,rew1}}$  в  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet}1)$  перевзвешенной SP модели составляет  $0.216 \pm 0.007$ . Форма  
 2259 спектров  $p_T$  второй и третьей струй также важны при вычислении  $\Delta S$ . Для оценки эффекта  
 2260 из-за возможной неточности  $p_T$  спектров струй создается альтернативная MC SP модель, в

2261 которой перевзвешиваются  $p_T$  распределения струй в двух измерениях ( $p_T$  второй и третьей  
 2262 струй) к SP данным, аналогично  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  распределению. После перевзвешивания доля  
 2263 DPS равна  $f_{\text{DP}}^{\text{inc,rew2}} = 0.195 \pm 0.007$ . Сумма DP и  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  ( $p_T$  струи) перевзвешенной SP  
 2264 моделей, взвешенных с их фракциями, описывает данные с  $\chi^2/ndf = 0.51$  ( $\chi^2/ndf = 0.43$ ),  
 2265  $ndf = 7$ .

2266 Доля, полученная путем усреднения значений  $f_{\text{DP}}$  после перевзвешивания  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  и  
 2267  $p_T$  спектров, используется в качестве центрального значения, а половина разницы между ней  
 2268 и значением, полученным с помощью выбранной по умолчанию SP модели, берется в каче-  
 2269 стве систематической неопределенности. Окончательный вклад DP событий в инклюзивном  
 2270 случае составляет

$$f_{\text{DP}}^{\text{inc,avg}} = 0.206 \pm 0.007 \text{ (stat)} \pm 0.004 \text{ (syst)}. \quad (6.9)$$

2271 Аналогичная процедура перевзвешивания применяется для SP модели в HF случае, и доля  
 2272 DP равна

$$f_{\text{DP}}^{\text{HF,avg}} = 0.173 \pm 0.020 \text{ (stat)} \pm 0.002 \text{ (syst)}. \quad (6.10)$$

Все полученные результаты  $f_{\text{DP}}$  представлены в таблице 6.2.

Таблица 6.2 – Фракции DP событий в различных моделях.

$f_{\text{DP}}$	inclusive	HF
Без перевзвешивания	$0.202 \pm 0.007$	$0.171 \pm 0.020$
$\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$ перевзвешивание	$0.216 \pm 0.007$	$0.169 \pm 0.020$
$p_T^{\text{jet2}}$ и $p_T^{\text{jet3}}$ перевзвешивания	$0.195 \pm 0.007$	$0.177 \pm 0.020$
Центральное значение	$0.206 \pm 0.007$	$0.173 \pm 0.020$

2273

2274 Найденная доля DP событий меньше той, которая была вычислена в работе [7]: меньший  
 2275 радиус конуса струи, который используется в настоящей работе ( $R = 0.5$  против  $R = 0.7$  в [7]),  
 2276 приводит к меньшей вероятности пройти порог реконструкции струи в 6 ГэВ. Использование  
 2277 меньшего радиуса конуса струи значительно (в 1.5–2 раза) уменьшает сечение двухструйных  
 2278 событий в исследуемой  $p_T$  области. Поскольку второе партонное взаимодействие рождает, в  
 2279 основном, дайджеты в конечном состоянии, то  $f_{\text{DP}}$  падает.

2280 В дополнение к SP событиям из одного  $p\bar{p}$  столкновения, существует еще один источник  
 2281 возможного фона к одновершинным  $\gamma + 3 \text{ jet}$  DP событиям - это двойные  $p\bar{p}$  столкновения,  
 2282 происходящие очень близко друг к другу по оси  $z$  пучка, которые реконструируются как  
 2283 одна вершина. Этот вклад оценивается по измеренной мгновенной светимости, параметрам  
 2284 пучка и сгустков, разрешению вершин и является незначительным, на уровне  $< 0.2\%$ .

### 2285 6.3.2. Доля DI событий

2286 Наряду с  $f_{\text{DR}}$ , для вычисления  $\sigma_{\text{eff}}$  необходимо определить долю DI событий ( $f_{\text{DI}}$ ), ко-  
 2287 торые происходят в событиях с двумя  $p\bar{p}$  столкновениями в пределах одного сгустка пере-  
 2288 сечений. Вклад DI измеряется с помощью двухвершинных (PV0 и PV1) данных, используя  
 2289 трековую информацию струи и привязку треков либо к PV0, либо к PV1. Для определения  
 2290  $f_{\text{DI}}$  вычисляется взвешенная  $p_T$  позиция всех треков, связанных со струей, вдоль оси пучка  
 2291 ( $z$ ) и доля заряженных частиц в струе (charged particles fraction, CPF). CPF дискриминант  
 2292 показывает долю суммарного поперечного импульса заряженных частиц (т.е. суммарный  $p_T$   
 2293 трека) в каждой струе  $i$ , возникающего из восстановленной вершины  $j$  в событии:

$$\text{CPF}(\text{jet}_i, \text{vtx}_j) = \frac{\sum_k p_T(\text{trk}_k^{\text{jet}_i}, \text{vtx}_j)}{\sum_n \sum_l p_T(\text{trk}_l^{\text{jet}_i}, \text{vtx}_n)}. \quad (6.11)$$

2294 Каждая струя должна иметь  $\text{CPF} > 0.5$  и содержать, по крайней мере, два трека.

2295 В  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событиях с двумя  $p\bar{p}$  вершинами струи могут происходить либо из PV0, либо  
 2296 из PV1. Лидирующая струя должна происходить из PV0. Поэтому можно определить четыре  
 2297 класса событий:

2298 I: Все три струи происходят из PV0.

2299 II: Струя 1 и струя 2 происходят из PV0, а струя 3 происходит из PV1.

2300 III: Струя 1 и струя 3 происходят из PV0, а струя 2 происходит от PV1.

2301 IV: Струя 1 происходит из PV0, а струя 2 и струя 3 происходят из PV1.

2302 Класс I соответствует типу  $\gamma + 3 \text{ jet}$  событий, в которых все три струи происходят из  
 2303 одного и того же  $p\bar{p}$  взаимодействия с нереконструированными струями в другой  $p\bar{p}$  вершине,  
 2304 то есть фоновые (non-DI) события. В то время как классы II, III и IV соответствуют трем  
 2305 типам сигнальных (DI) событий.

2306 Для определения вершины, из которой происходит струя, необходимо знать  $z$  разреше-  
 2307 ние алгоритма приписывания струи к вершине,  $\sigma_z$ . Это разрешение вычисляется в  $\gamma + 3 \text{ jet}$   
 2308 наборе данных с одним  $p\bar{p}$  взаимодействием. Так как эти события имеют только одну рекон-  
 2309 струированную  $p\bar{p}$  вершину столкновения, то все струи должны происходить из этой верши-  
 2310 ны. Чтобы найти  $z$  позицию происхождения струи, рассматриваются все треки внутри конуса  
 2311 струи и рассчитывается взвешенная по  $p_T$  позиция  $z$  всех треков ( $z_{\text{jet}}$ ). Позиция  $z$  трека из-  
 2312 меряется в точке наибольшего сближения каждого трека к оси пучка. Для каждой струи в  
 2313 1VTX наборе данных оценивается расстояние между  $z_{\text{jet}}$  и  $z$  позицией вершины,  $\Delta z(\text{vtx}, \text{jet})$ .

2314 RMS этого распределения составляет  $\sigma_z \approx 1.2$  см, 98% – 99% струй в 1VTX событиях имеют  
 2315  $\Delta z(\text{vtx}, \text{jet}) < 3\sigma_z$ . Струя рождается в вершине, если  $|z - z_{\text{jet}}| < 3\sigma_z$ . Если струя находится  
 2316 в  $3\sigma_z$  от обеих вершин, то она приписывается к ближайшей.

2317 Таблица 6.3 показывает доли 2VTX событий в данных для каждого класса. Вклад DI  
 2318 событий составляет  $f_{\text{DI}} = 0.135 \pm 0.002$  в инклюзивном случае и  $f_{\text{DI}}^{\text{HF}} = 0.131 \pm 0.010$  в HF  
 2319 случае.

Таблица 6.3 – Доли 2VTX событий в данных для класса I (non-DI события), и трех классов DI событий в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  (inclusive) и  $\gamma + \text{b/c} + 2 \text{ jet}$  (HF) выборках.

Класс DI событий	inclusive	HF
I	$0.865 \pm 0.001$	$0.869 \pm 0.010$
II	$0.074 \pm 0.001$	$0.078 \pm 0.008$
III	$0.044 \pm 0.001$	$0.040 \pm 0.006$
IV	$0.017 \pm 0.001$	$0.013 \pm 0.003$

2320 Расстояние по  $z$  между двумя вершинами  $\Delta z(\text{PV0}, \text{PV1})$  может повлиять на  $f_{\text{DI}}$ , т.к.  
 2321 порядка 5% событий расположены в  $\Delta z(\text{vtx}, \text{jet}) < 3\sigma_z$ . В данной работе не накладывает-  
 2322 ся какого-либо ограничения на это расстояние. Для количественной оценки зависимости от  
 2323 этого параметра измеряется вклад DI событий с требованием, чтобы две вершины были разде-  
 2324 лены на  $\Delta z(\text{PV0}, \text{PV1}) > 5\sigma_z$ . Таблица 6.4 представляет  $f_{\text{DI}}$  в двух случаях: без какого-либо  
 2325 ограничения на расстояние (случай по умолчанию) и  $\Delta z(\text{PV0}, \text{PV1}) > 5\sigma_z$  для двух выборок  
 данных. Разница между ними берется в качестве систематической неопределенности.

Таблица 6.4 – Фракция DI событий по отношению к  $\Delta z(\text{PV0}, \text{PV1})$ .

$\Delta z(\text{PV0}, \text{PV1})$	inclusive	HF
Все значения	$0.135 \pm 0.002$	$0.131 \pm 0.010$
$> 5\sigma_z$	$0.129 \pm 0.002$	$0.122 \pm 0.011$

2326

2327 Дополнительная неопределенность возникает в связи с определением вершины проис-  
 2328 хождения фотона. Она оценивается с помощью событий, содержащих фотонный EM кластер  
 2329 в центральной области ( $|\eta^\gamma| < 1.0$ ), согласованный с CPS кластером. Эти события позволя-  
 2330 ют определить  $z$  положение вершины фотона, см. секцию 3.2.4. Используя  $\gamma + 3 \text{ jet}$  данные  
 2331 было найдено, что разрешение алгоритма определения вершины фотона составляет 4.5 см.  
 2332 Используя это разрешение и  $\Delta z(\text{PV0}, \text{PV1})$  в 2VTX событиях, заключается, что вершина



2333 происхождения фотона может быть потенциально ошибочно определена примерно в 4% со-  
2334 бытиях. Это число берется в качестве систематической неопределенности.

2335 Результирующие доли DI событий, извлеченные в инклюзивном и HF случаях, следую-  
2336 щие:

$$2337 \quad f_{DI} = 0.135 \pm 0.002 \text{ (stat)} \pm 0.008 \text{ (syst)} \quad (6.12)$$

$$f_{DI}^{HF} = 0.131 \pm 0.010 \text{ (stat)} \pm 0.011 \text{ (syst)}. \quad (6.13)$$

2338 В качестве проверки измеренных вкладов DI рассматривается метод определения доли  
2339 DI событий с помощью фитирования  $\Delta S$  шаблонов в сигнальной и фоновой моделях к дан-  
2340 ным, как это было сделано при извлечении  $f_{DP}$  в секции 6.3.1. В качестве сигнальной модели  
2341 используется MIXDI набор, а в качестве фоновой модели - SP2VTX набор, см. секцию 6.2.2.  
2342 Измеренные фракции  $f_{DI} = 0.127 \pm 0.021$  (SHERPA SP2VTX) и  $f_{DI} = 0.124 \pm 0.056$  (PYTHIA  
2343 SP2VTX) находятся в хорошем согласии друг с другом и со значением, полученным с помо-  
2344 щью трекового метода. Аналогичные результаты для HF случая  $f_{DI}^{HF} = 0.153 \pm 0.044$  (SHERPA  
2345 SP2VTX) и  $f_{DI}^{HF} = 0.143 \pm 0.056$  (PYTHIA SP2VTX) также согласуются с трековым методом.

## 2346 6.4. Вычисление $\sigma_{\text{eff}}$

### 2347 6.4.1. Отношение сигнальных долей в DP и DI событиях

2348 Фотонная чистота оценивается с использованием процедуры максимального правдопо-  
2349 добия: сигнальный и фоновый шаблоны фитируются к данным. Эти шаблоны содержат ин-  
2350 формацию о выходе нейронной сети, с помощью которой идентифицируются фотоны. Бо-  
2351 лее подробная информация представлена в секции 4.3.1. Доли фотонного сигнала в DP и  
2352 DI событиях очень похожи. Например, для фотона в центральной области калориметра,  
2353  $f_{DP}^{\gamma,CC} = 0.432 \pm 0.002$  и  $f_{DI}^{\gamma,CC} = 0.437 \pm 0.004$  для DP и DI событий соответственно.

2354 Доли  $b$  и  $c$  струй в 1VTX и 2VTX наборах данных оцениваются с использованием шаб-  
2355 лонов для инвариантной массы треков заряженных частиц, связанных с вторичной верши-  
2356 ной,  $M_{SV}$  [133] в  $\gamma + b/c$ -jet и  $\gamma$ -jet MC выборках. В полученных HF фракциях преобладают  
2357  $c$  кварки,  $f_{DP}^b = 0.352 \pm 0.025$ ,  $f_{DP}^c = 0.551 \pm 0.041$ , и  $f_{DI}^b = 0.327 \pm 0.019$ ,  $f_{DI}^c = 0.573 \pm 0.043$ . По-  
2358 лученные результаты согласуются между собой в DP и DI событиях. Примерно 10% струй,  
2359 помеченных как HF, на самом деле рождаются из легких кварков.

2360 Результирующие сигнальные фракции в DP и DI событиях и их отношение в инклюзив-  
2361 ном  $(f_{DP}^{\gamma}/f_{DI}^{\gamma})$  и HF случаях  $(f_{DP}^{\gamma}f_{DP}^{HF})/(f_{DI}^{\gamma}f_{DI}^{HF})$  приведены в таблице 6.5.

Таблица 6.5 – Результирующие фракции сигнала в DP и DI событиях и их отношение в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  (inclusive) и  $\gamma + b/c + 2 \text{ jet}$  (HF) выборках.

	DP	DI	DP/DI
inclusive	$0.445 \pm 0.005$	$0.456 \pm 0.008$	$0.976 \pm 0.019$
HF	$0.402 \pm 0.030$	$0.405 \pm 0.030$	$0.993 \pm 0.104$

#### 2362 6.4.2. Отношение эффективностей в DP и DI событиях

2363 Эффективности отбора DP и DI событий входят в уравнение (6.6) только как отно-  
 2364 шения, что существенно уменьшает коррелирующие систематические неопределенности. DP  
 2365 и DI события отличаются друг от друга по количеству  $p\bar{p}$  вершин взаимодействий (одна  
 2366 против двух), и поэтому их эффективности отбора  $\varepsilon_{DI}$  и  $\varepsilon_{DP}$  могут отличаться в связи с  
 2367 различным количеством мягкой некластеризованной энергии в событиях с одной и двумя  $p\bar{p}$   
 2368 вершинами. Это может привести к различию в эффективностях реконструкции струи из-за  
 2369 разной вероятностей для неё пройти  $p_T > 6$  ГэВ требование. Это также может привести к  
 2370 различным эффективным отбора фотонов из-за разного количества энергии в трековых и  
 2371 калориметрических изоляционных конусах вокруг фотона. Для оценки этих эффективностей  
 2372 используются подобные данным MCDP и MCDI модели, описанные в секции 6.2.2.

2373 С помощью этих моделей определяется отношение геометрических и кинематических  
 2374 акцептансов для DP и DI событий  $A_{DP}/A_{DI} = 0.551 \pm 0.010$  (stat)  $\pm 0.030$  (syst) в инклюзив-  
 2375 ном случае и  $A_{DP}^{HF}/A_{DI}^{HF} = 0.567 \pm 0.021$  (stat)  $\pm 0.052$  (syst) в HF случае. Отличие между  $A_{DP}$   
 2376 и  $A_{DI}$  акцептансами вызвано средней разностью импульса струи в 0.5 ГэВ из-за смещения  
 2377 энергии, поступающей в конус струи из второй вершины [98], что значительно повышает эф-  
 2378 фективность реконструкции струи (в основном, второй и третьей струй) в DI случае. Разница  
 2379 между акцептансами, полученными с использованием MCDP и MCDI MC моделей, подобным  
 2380 данным, и используемым по умолчанию, рассматривается как систематическая неопределен-  
 2381 ность. Дополнительная систематическая неопределенность ( $\approx 1\%$ ) обусловлена разницей в  
 2382 эффективностях идентификации фотона, вычисленных на SHERPA и PYTHIA наборах. В HF  
 2383 случае дополнительно необходимо учесть эффективность  $b$ -тегирования (см. секцию 3.2.7).  
 2384 Отношение HF эффективностей равно  $\varepsilon_{DP}^{HF}/\varepsilon_{DI}^{HF} = 1.085 \pm 0.019$ . Это число получается пу-  
 2385 тем взвешивания эффективностей определения  $b$ - и  $c$ -струй по их фракциям, найденным в  
 2386 секции 6.4.1. Порядка 0.5% легких струй ошибочно могут быть приняты за тяжелые (аро-  
 2387 матные) струи [101, 133]. Эффективность  $b$ -тегирования понижается с увеличением числа

2388  $p\bar{p}$  вершин столкновения из-за большей плотности хитов в детекторе SMT и снижения эф-  
 2389 фективности реконструкции треков. Это также объясняет меньшее  $N_{2\text{vtx}}/N_{1\text{vtx}}$  отношение в  
 2390 случае HF образца по сравнению с инклюзивным образцом в таблице 6.1.

### 2391 6.4.3. Эффективность определения вершины

2392 Эффективность отбора вершины  $\varepsilon_{1\text{vtx}}$  ( $\varepsilon_{2\text{vtx}}$ ) корректирует неучтённые DP (DI) события,  
 2393 которые не удовлетворяют условиям отбора на одиночную (двойную) вершину ( $|z_{\text{vtx}}| < 60$  см  
 2394 и  $\geq 3$  трека). Отношение  $\varepsilon_{1\text{vtx}}/\varepsilon_{2\text{vtx}}$  вычисляется в данных, оно равно  $1.05 \pm 0.01$ . Вероятность  
 2395 не зафиксировать события с жестким взаимодействием, в котором имеется по меньшей мере  
 2396 одна струя с  $p_T > 15$  ГэВ, в связи с нереконструированной вершиной равна  $< 0.5\%$ . Веро-  
 2397 ятность того, что дополнительная реконструированная вершина пройдет критерии отбора,  
 2398 оценивается отдельно, используя  $\gamma + \text{jet}$  и  $\gamma + \geq 3 \text{ jet}$  MC события без наложенного MB,  
 2399 так как эти события должны содержать строго одну вершину. Вероятность иметь вторую  
 2400 вершину составляет  $< 0.1\%$  и может не учитываться.

### 2401 6.4.4. Вычисление $\sigma_{\text{hard}}$ , $N_{1\text{coll}}$ и $N_{2\text{coll}}$

2402 Числа ожидаемых событий с одним ( $N_{1\text{coll}}$ ) и двумя ( $N_{2\text{coll}}$ )  $p\bar{p}$  жесткими взаимодействи-  
 2403 ями рассчитываются по известным спектру мгновенной светимости отобранных данных ( $\mathcal{L}$ ),  
 2404 частоте пересечений пучка ( $f_{\text{cross}}$ ) в Тэватроне [82] и сечению жёстких  $p\bar{p}$  взаимодействий  
 2405 ( $\sigma_{\text{hard}}$ ). Значение  $\sigma_{\text{hard}}$  при  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ может быть вычислено как

$$\sigma_{\text{hard}} = \sigma_{\text{inel}} - \sigma_{\text{SD}} - \sigma_{\text{DD}}, \quad (6.14)$$

2406 где неупругое сечение  $\sigma_{\text{inel}}$ , рассчитанное при  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ,  $\sigma_{\text{inel}} = 60.7 \pm 2.4$  мб [135], полу-  
 2407 чается из усреднения значений неупругих сечений, измеренных коллаборациями CDF [136]  
 2408 и E811 [137] при  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ, и экстраполяции до 1.96 ТэВ. Для вычисления одиночного  
 2409 дифракционного (SD) и двойного дифракционного (DD) сечений при  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ,  $\sigma_{\text{SD}}$  и  
 2410  $\sigma_{\text{DD}}$ , используются SD и DD сечения, измеренные при  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ,  $\sigma_{\text{SD}}(1.8) = 9.46 \pm 0.44$   
 2411 мб [136] и  $\sigma_{\text{DD}}(1.8) = 6.32 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 1.7(\text{syst})$  мб [138], и проэкстраполированные до 1.96  
 2412 ТэВ (согласно медленному асимптотическому поведению, предсказанному в работе [139]). Та-  
 2413 ким образом,  $\sigma_{\text{hard}} = 44.76 \pm 2.89$  мб. В качестве проверки вычисляется  $\sigma_{\text{hard}}$  при  $\sqrt{s} = 1.8$   
 2414 ТэВ, а затем экстраполируется до  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ согласно работе [139]. В итоге получается  
 2415  $\sigma_{\text{hard}} = 43.85 \pm 2.63$  мб, что хорошо согласуется с полученным ранее результатом.

2416 Значения  $N_{1\text{coll}}$  и  $N_{2\text{coll}}$  вычисляются из распределения Пуассона, в качестве его парамет-  
 2417 ра берется среднее число жестких взаимодействий,  $\langle n \rangle = (\mathcal{L}/f_{\text{cross}})\sigma_{\text{hard}}$ . Суммируя по всем ин-

2418 тервалам  $\mathcal{L}$ , взвешенным с учетом их фракций, определяется  $R_c = (1/2)(N_{1\text{coll}}/N_{2\text{coll}})(\varepsilon_{1\text{vtx}}/\varepsilon_{2\text{vtx}}) =$   
 2419 0.45. В силу того, что  $R_c$  и  $\sigma_{\text{hard}}$  входят в формулу (6.6) для  $\sigma_{\text{eff}}$  как произведение, то любое  
 2420 увеличение  $\sigma_{\text{hard}}$  приводит к увеличению  $\langle n \rangle$  и, как следствие, к уменьшению  $R_c$ , и наоборот.  
 2421 В связи с частичным сокращением неопределенностей произведение  $R_c\sigma_{\text{hard}}$  имеет неопреде-  
 2422 ленность в размере 2.6% и  $R_c\sigma_{\text{hard}} = 18.92 \pm 0.49$  мб.

## 2423 6.5. Результаты

2424 Используя уравнение (6.6) были найдены следующие эффективные сечения:

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{incl}} = 12.7 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 1.3 \text{ (syst)} \text{ mb} \quad (6.15)$$

2425

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{HF}} = 14.6 \pm 0.6 \text{ (stat)} \pm 3.2 \text{ (syst)} \text{ mb.} \quad (6.16)$$

2426 С учетом неопределенностей, эффективные сечения для инклюзивного и HF набора событий  
 2427 совпадает между собой.

2428 Основные источники систематических неопределенностей приведены в таблице 6.6. Они  
 2429 вызваны неопределенностями определения долей DP и DI событий, отношениями эффек-  
 2430 тивностей и аксептансов в DP и DI событиях (“ $\varepsilon_{\text{DP}}/\varepsilon_{\text{DI}}$ ”), определением сигнальных долей  
 2431 (“Purity”), неопределенностью отношения количества жестких взаимодействий с одним и дву-  
 2432 мя  $p\bar{p}$  жестким столкновением, умноженного на  $\sigma_{\text{hard}}$  (“ $R_c\sigma_{\text{hard}}$ ”) и JES корректировкой струй  
 2433 (“JES”). Последняя неопределенность получается из вариации JES неопределенности вверх  
 2434 и вниз на одно стандартное отклонение для всех трех струй.

Таблица 6.6 – Систематическая ( $\delta_{\text{syst}}$ ), статистическая ( $\delta_{\text{stat}}$ ) и полная  $\delta_{\text{total}}$  неопределенности (в %) для  $\sigma_{\text{eff}}$  полученной в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + \text{b/c} + 2 \text{ jet}$  событиях. Общая неопределенность  $\delta_{\text{total}}$  рассчитывается путем сложения систематической и статистической неопределенностей в квадратуре.

Источники систематических неопределенностей									
	$f_{\text{DP}}$	$f_{\text{DI}}$	$\varepsilon_{\text{DP}}/\varepsilon_{\text{DI}}$	Purity	$R_c\sigma_{\text{hard}}$	JES	$\delta_{\text{syst}}$	$\delta_{\text{stat}}$	$\delta_{\text{total}}$
inclusive	3.9	6.5	5.6	2.0	2.6	2.9	10.4	1.8	10.6
HF	11.6	11.2	9.4	10.4	2.6	1.3	21.6	4.0	22.0

2435 Рисунок 6.4 показывает все существующие измерения  $\sigma_{\text{eff}}$ . Полученные результаты для  
 2436  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{incl}}$  и  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{HF}}$  согласуются как с предыдущим результатом DØ [7], так и с другими измерениями,  
 2437 произведенными на Тэватроне и ЛНС. Данные измерения  $\sigma_{\text{eff}}$  являются наиболее точными на  
 2438 сегодняшний день, и это первое измерение со струями, образованными тяжелыми кварками.

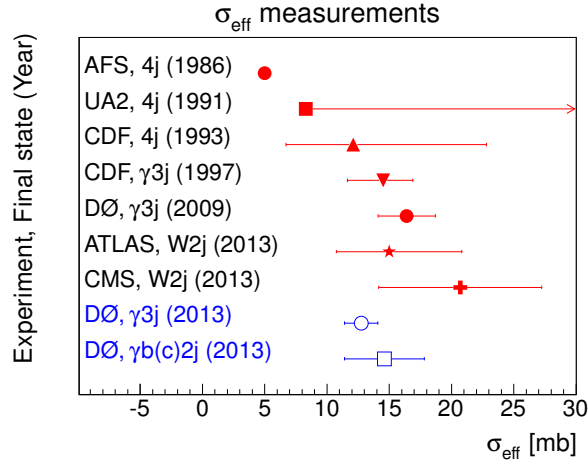


Рисунок 6.4 – Обобщение текущих измерений эффективного сечения,  $\sigma_{\text{eff}}$ . (AFS: не сообщает никаких неопределенностей; UA2: представлен только нижний предел).

2439 Экспериментально измеренные эффективные сечения  $\sigma_{\text{eff}}$ , уравнения (6.15) – (6.16),  
 2440 должны быть скорректированы с учетом эффекта двойной партонной PDF (dPDF) эволю-  
 2441 ции [57, 62, 140]. Эволюция dPDF начинается с малого значения шкалы  $Q_0$ ,  $\mathcal{O}(1 \text{ ГэВ})$ , при  
 2442 которой две функции PDF, соответствующие партонам, участвующим в DPS, можно разло-  
 2443 жить. Это приводит к положительной корреляции при больших значениях энергетической  
 2444 шкалы  $Q$ , заданной  $[\sigma_{\text{eff}}]^{-1} = [\sigma_{\text{eff}}^0]^{-1}(1 + \Delta(Q))$  [140], где  $\Delta(Q)$  - это вклад, индуцированный  
 2445 dPDF корреляцией, а  $\sigma_{\text{eff}}^0$  зависит только от пространственного распределения партонных  
 2446 ароматов. Для оценки этого поправочного коэффициента использовалось программное обес-  
 2447 печение, предоставленное авторами работы [62], которое использует численное интегрирова-  
 2448 ние в лидирующем порядке уравнения ДГЛАП [23] и может быть использовано для эволюции  
 2449 входного значения dPDFs при любой энергетической шкале. Чтобы получить доступ к ки-  
 2450 нематике первого и второго партонов, соответствующая часть кода RUTHIA была изменена  
 2451 авторами генератора. Для оценки эффекта эволюции рассматривается соотношение

$$R_p(x_1, x_2; Q) = \frac{D_p(x_1, x_2; Q)}{D_p(x_1; Q)D_p(x_2; Q)}, \quad (6.17)$$

2452 где  $D_p(x_1, x_2; Q)$  - dPDF с долями партонных моментов  $x_1$  и  $x_2$  двух партонов, участвую-  
 2453 щих в первом и втором партонном взаимодействиях со стороны протона при энергии  $Q$ , и  
 2454  $D_p(x_{1(2)}; Q)$  - MSTW2008LO PDF партона [125]. Аналогичное уравнение можно записать для  
 2455 партонов из антипротона.

2456 После применения кинематических условий отбора к сгенерированным  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma +$   
 2457  $b/c + 2 \text{ jet}$  событиям было найдено, что произведение  $R_p R_{\bar{p}}$  равно 1.01 в инклюзивном слу-  
 2458 чае и 1.02 в HF случае. Эта поправка, как ожидается, имеет большее отклонение от единицы

2459 при более высоком значении  $Q$  (например,  $R_p R_{\bar{p}} = 0.93$  в случае  $\gamma + 3 \text{ jet}$  при  $p_T^\gamma = 70 \text{ ГэВ}$ ,  
2460 что соответствует предыдущему измерению  $D\bar{D}$  [7]). В общем случае, эта поправка должны  
2461 быть рассчитана для каждого набора конечных состояний и кинематических критериев. В  
2462 идеале такие поправки для эволюции dPDF должны быть доступны с точностью следующе-  
2463 го за лидирующим порядком, однако в настоящее время эволюция dPDF, реализованная в  
2464 работе [62], доступна только с точностью лидирующего порядка. Из-за малости найденной  
2465 коррекции ( $1.01 - 1.02$ ), и неопределенностей, связанных с LO аппроксимацией, эта поправка  
2466 не применяется к измеряемым эффективным сечениям.

## Заключение

2467

2468 Диссертационная работа посвящена изучению процессов с рождением прямых фотонов  
2469 и ассоциированных адронных струй в эксперименте  $D\bar{O}$  на Тэватроне (Фермилаб, Батавия).

2470 Автор принимал участие на всех стадиях эксперимента: от набора статистики, где от-  
2471 вечал за сбор данных и контроль их качества, а также за работу калориметра и мюонной  
2472 системы, до анализа и обработки экспериментальных данных.

2473 Используя данные, соответствующие интегральной светимости  $8.7 \text{ fb}^{-1}$ , собранные экс-  
2474 периментом  $D\bar{O}$  в ходе сеанса Run IIb на коллайдере Тэватрон, были измерены тройные  
2475 дифференциальные сечения  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$  для процессов с ассоциированным рождением  
2476 фотона и струи  $p\bar{p} \rightarrow \gamma + \text{jet} + X$ , для центральных ( $|y^\gamma| < 1.0$ ) и передних ( $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ )  
2477 фотонов и струй в четырех регионах по быстрой ( $|y^{\text{jet}}| < 0.8$ ,  $0.8 < |y^{\text{jet}}| < 1.6$ ,  $1.6 < |y^{\text{jet}}| < 2.4$   
2478 или  $2.4 < |y^{\text{jet}}| < 3.2$ ). По сравнению с предыдущей похожей публикацией на данных Run IIa  
2479 по изучению  $\gamma + \text{jet}$  событий в  $D\bar{O}$  [1], данное измерение выполнено на значительно более  
2480 высокой статистике данных и обладает большей точностью. Кроме того, впервые проведено  
2481 измерение прямых фотонов в области быстрой с  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ .

2482 Найденные сечения сравниваются с предсказаниями, полученными с помощью MC ге-  
2483 нераторов SHERPA, RUTHIA и JETPHOX. Лучшее согласие, в пределах неопределенностей, с  
2484 данными показывает JETPHOX за исключением малых  $p_T^\gamma$  ( $< 40 \text{ ГэВ}$ ) в центральных об-  
2485 ластях и высоких  $p_T^\gamma$  в регионах с очень передними струями. Измеренные сечения обычно  
2486 имеют схожие или меньшие неопределенности по сравнению с NLO PDF неопределенности-  
2487 ми и неопределенностями из-за выбора теоретической шкалы. Данное измерение может быть  
2488 использовано для более детального изучения структуры протонов.

2489 В диссертации впервые представлены азимутальные корреляции в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + 2 \text{ jet}$   
2490 событиях и измерены нормированные дифференциальные сечения в четырех интервалах  $p_T$   
2491 второй струи,  $(1/\sigma_{\gamma 3j})d\sigma_{\gamma 3j}/d\Delta S$  и  $(1/\sigma_{\gamma 2j})d\sigma_{\gamma 2j}/d\Delta\phi$ . Результаты сравнены с различными  
2492 MPI моделями. Было продемонстрировано, что предсказания SP моделей не описывают се-  
2493 чения, полученные с помощью данных; для их корректного воспроизведения необходимо  
2494 учитывать дополнительный вклад от мультипартонных событий. Данные лучше описыва-  
2495 ются новыми RUTHIA MPI моделями с  $p_T$ -упорядоченными ливнями, реализованными в на-  
2496 стройках Perugia и S0, а также предсказаниями SHERPA с реализуемой по умолчанию MPI  
2497 моделью. Также были измерены доли DP событий в  $\gamma + 2 \text{ jet}$  данных. Они уменьшаются в  
2498  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах с  $11.6\% \pm 1.0\%$  при  $15 - 20 \text{ ГэВ}$  до  $5.0\% \pm 1.2\%$  при  $20 - 25 \text{ ГэВ}$  и  $2.2\% \pm 0.8\%$   
2499 при  $25 - 30 \text{ ГэВ}$ . Наконец, впервые, были оценены доли TP событий в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  данных. Они

2500 изменяются в  $p_T^{\text{jet}2}$  интервалах как  $5.5\% \pm 1.1\%$  при 15 – 20 ГэВ,  $2.1\% \pm 0.6\%$  при 20 – 25 ГэВ,  
 2501 и  $0.9\% \pm 0.3\%$  при 25 – 30 ГэВ. Выполненные измерения могут быть использованы для совер-  
 2502 шенствования MPI моделей и уменьшения существующих теоретических неопределенностей.  
 2503 Это особенно важно для исследований, в которых зависимость от MPI моделей вызывает се-  
 2504 рьезные расхождения (например, измерение массы топ-кварка), а также при поисках редких  
 2505 процессов, в которых DP события могут быть значительным фоном.

2506 В настоящей работе были исследованы две выборки событий,  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + \text{b/c} + 2 \text{ jet}$ ,  
 2507 соответствующие интегральной светимости  $8.7 \text{ fb}^{-1}$ . В кинематической области  $p_T^\gamma > 26 \text{ ГэВ}$ ,  
 2508  $p_T^{\text{jet}1} > 15 \text{ ГэВ}$ ,  $15 < p_T^{\text{jet}2,3} < 35 \text{ ГэВ}$  наблюдается порядка  $(21 \pm 1)\%$  и  $(17 \pm 2)\%$  событий,  
 2509 рождённых в результате двойного партонного рассеяния в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\gamma + \text{b/c} + 2 \text{ jet}$  событиях.  
 2510 Эффективное сечение  $\sigma_{\text{eff}}$ , которое характеризует поперечное партонное распределение в нук-  
 2511 лоне, равно  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{incl}} = 12.7 \pm 0.2 \text{ (stat)} \pm 1.3 \text{ (syst)} \text{ мб}$  в  $\gamma + 3 \text{ jet}$  и  $\sigma_{\text{eff}}^{\text{HF}} = 14.6 \pm 0.6 \text{ (stat)} \pm 3.2 \text{ (syst)}$   
 2512 мб в  $\gamma + \text{b/c} + 2 \text{ jet}$  конечных состояниях. Полученные значения  $\sigma_{\text{eff}}$  согласуются с результата-  
 2513 ми предыдущих измерений и имеют более высокую точность. Это первое измерение  $\sigma_{\text{eff}}$  для  
 2514 тяжёлых струй в конечном состоянии. Также, впервые показано, что несмотря на разницу в  
 2515 массах между тяжелыми и легкими кварками, параметр  $\sigma_{\text{eff}}$  не изменяется.

2516 В заключение автор считает важным поблагодарить научного руководителя профессора  
 2517 Николая Борисовича Скачкова за неоценимую поддержку и всестороннюю помощь в работе.  
 2518 Автор благодарен Дмитрию Бандурину за обучение и постоянное доброжелательное отноше-  
 2519 ние к исследованиям, которые легли в основу диссертации. Автор глубоко признателен своим  
 2520 соавторам Георгию Голованову и Владимиру Борисовичу Аникееву. Автор благодарен Генна-  
 2521 дию Дмитриевичу Алексею и Дмитрию Сергеевичу Денисову за поддержку в проведении  
 2522 исследований. Автор благодарен руководителям, физическим координаторам и участникам  
 2523 QCD и JES групп эксперимента DØ, в том числе Leo Bellantoni, Gregorio Bernardi, Paul  
 2524 Grannis, Bob Hirosky, Rick Van Kooten, Ashish Kumar, Don Lincoln, Gianluca Petrillo, Heidi  
 2525 Schellman, Stefan Soldner-Rembold, Mike Strauss, Peter Svoisky за активное участие в обсуж-  
 2526 дении результатов по теме диссертации. Автор выражает признательность Виктору Муха-  
 2527 медовичу Абазову, Акраму Артикову, Владимиру Малышеву, Николаю Прокопенко, Майку  
 2528 Сарычеву, Валерию Викторовичу Токменину, Юрию Щеглову, Андрею Шукину и другим за  
 2529 обучение, интересные беседы, поддержку и ободрение. Автор благодарен руководству ОИЯИ  
 2530 за возможность участия в работе эксперимента, в рамках которого выполнена настоящая дис-  
 2531 ссертация. Автор благодарит своих родителей, родных и близких за неоценимую поддержку  
 2532 на протяжении всего периода подготовки диссертации.



## Список литературы

2533

- 2534 1. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Measurement of the differential cross section for the  
 2535 production of an isolated photon with associated jet in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys.  
 2536 Lett. B **666**, 435 (2008).
- 2537 2. G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration). Measurement of the production cross section of an  
 2538 isolated photon associated with jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the  
 2539 ATLAS detector. Phys. Rev. D **85**, 092014 (2012).
- 2540 3. T. Akesson *et al.* (AFS Collaboration). Double Parton Scattering in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 63$   
 2541 GeV. Z. Phys. C **34**, 163 (1987).
- 2542 4. J. Alitti *et al.* (UA2 Collaboration). A study of multi-jet events at the CERN pp collider and  
 2543 a search for double parton scattering. Phys. Lett. B **268**, 145 (1991).
- 2544 5. F. Abe *et al.* (CDF Collaboration). Study of four-jet events and evidence for double parton  
 2545 interactions in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. Phys. Rev. D **47**, 4857 (1993).
- 2546 6. F. Abe *et al.* (CDF Collaboration). Double parton scattering in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV.  
 2547 Phys. Rev. D **56**, 3811 (1997).
- 2548 7. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Double parton interactions in  $\gamma + 3$  jet events in  
 2549  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys. Rev. D **81**, 052012 (2010).
- 2550 8. G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration). Measurement of hard double-parton interactions in  
 2551  $W(\rightarrow l\nu) + 2$  jet events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. New J. Phys. **15**, 033038  
 2552 (2013).
- 2553 9. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration). Study of double parton scattering using  $W + 2$  jet  
 2554 events in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. J. High Energy Physics **03** (2014) 032.
- 2555 10. International School of Subnuclear Physics, 24 June – 3 July, 2015, Erice, Italy.  
 2556 URL: [http://www.ccsem.infn.it/issp2015/newtalents/Verkheev\\_erice15.pdf](http://www.ccsem.infn.it/issp2015/newtalents/Verkheev_erice15.pdf) (дата  
 2557 обращения: 7.06.2015).
- 2558 11. XXII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, 15-20 September,  
 2559 2014, JINR, Dubna, Russia. URL: [http://relnp.jinr.ru/ishepp-xxii/presentations/  
 2560 Verkheev.pdf](http://relnp.jinr.ru/ishepp-xxii/presentations/Verkheev.pdf) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2561 12. Школа-семинар “Физика новых состояний материи на ускорителе ФАИП” 22-24 ок-  
 2562 тября 2013, Дубна, Россия. URL: [http://frrc.itep.ru/index.php/ru/meropriyatiya/  
 2563 263-22-241013ru-report](http://frrc.itep.ru/index.php/ru/meropriyatiya/263-22-241013ru-report) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2564 13. APS April Meeting 2013, April 13-16, 2013, Denver, USA. URL: [http://meetings.aps.org/  
 2565 Meeting/APR13/Session/D12.1](http://meetings.aps.org/Meeting/APR13/Session/D12.1) (дата обращения: 31.01.2015).

- 2566 14. Fermilab Users' Meeting, June 12-13, 2012, Batavia, USA. URL: [https://indico.fnal.gov/  
2567 contributionDisplay.py?contribId=38&confId=5623](https://indico.fnal.gov/contributionDisplay.py?contribId=38&confId=5623) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2568 15. XVI научная конференция молодых ученых и специалистов, 6-11 февраля, 2012.,  
2569 Дубна, Россия. URL: [http://omus.jinr.ru/conference2012/uploads/3\\_talk\\_Verheev\\_  
2570 Aleksandr\\_YUrjevich.pdf](http://omus.jinr.ru/conference2012/uploads/3_talk_Verheev_Aleksandr_YUrjevich.pdf) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2571 16. XIX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, April  
2572 11-15, 2011, Newport News, USA. URL: [https://wiki.bnl.gov/conferences/images/5/  
2573 57/Parallel.QCD-HFS.Verheev.0414.talk.pdf](https://wiki.bnl.gov/conferences/images/5/57/Parallel.QCD-HFS.Verheev.0414.talk.pdf) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2574 17. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Measurement of the differential cross section of  
2575 photon plus jet production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys. Rev. D **88**, 072008  
2576 (2013).
- 2577 18. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Double parton interactions in  $\gamma + 3$  jet and  $\gamma +$   
2578  $b/c + 2$  jet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys. Rev. D **89**, 072006 (2014).
- 2579 19. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Azimuthal decorrelations and multiple parton  
2580 interactions in  $\gamma + 2$  jet and  $\gamma + 3$  jet jet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys.  
2581 Rev. D **83**, 052008 (2011).
- 2582 20. A. V. Verkheev (for the DØ Collaboration) PoS(Baldin ISHEPP XXII)005. Proceedings of  
2583 the XXII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, 15-20 September,  
2584 2014, JINR, Dubna, Russia.
- 2585 21. URL: [http://www.isgtw.org/sites/default/files/Standard\\_model\\_infographic.png](http://www.isgtw.org/sites/default/files/Standard_model_infographic.png)  
2586 (дата обращения: 31.01.2015).
- 2587 22. J. Beringer *et al.* (Particle Data Group). Review of Particle Physics. Phys. Rev. D **86**, 010001  
2588 (2012).
- 2589 23. V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. Sov.  
2590 J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972); V. N. Gribov and L. N. Lipatov.  $e^+e^-$  pair annihilation  
2591 and deep inelastic ep scattering in perturbation theory. Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 675 (1972);  
2592 L. N. Lipatov. The parton model and perturbation theory. Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 94 (1975);  
2593 Yu. L. Dokshitzer. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and  
2594  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. Sov. Phys. JETP **46**,  
2595 641 (1977); G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. Nucl. Phys.  
2596 B **126**, 298 (1977).
- 2597 24. V. Sudakov. Vertex parts at very high energies in quantum electrodynamics. Sov. Phys.  
2598 JETP **3**, 65 (1956).
- 2599 25. Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller and S. I. Troyan. Basics of Perturbative QCD.

- 2600 Basics of Editions Frontieres, 1991.
- 2601 26. B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand. Parton fragmentation and string  
2602 dynamics. Phys. Rep. **97**, 31 (1983).
- 2603 27. B. R. Webber. A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference. Nucl.  
2604 Phys. B **238**, 492 (1984).
- 2605 28. D. Amati and G. Veneziano, Preconfinement as a Property of Perturbative QCD, Phys. Lett.  
2606 B **83**, 87 (1979).
- 2607 29. URL: [http://www.scholarpedia.org/article/Parton\\_shower\\_Monte\\_Carlo\\_event\\_](http://www.scholarpedia.org/article/Parton_shower_Monte_Carlo_event_generators)  
2608 [generators](http://www.scholarpedia.org/article/Parton_shower_Monte_Carlo_event_generators) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2609 30. J. Alitti *et al.* (UA2 Collaboration). A measurement of the direct photon production cross  
2610 section at the CERN  $p\bar{p}$  collider. Phys. Lett. B **263**, 544 (1991).
- 2611 31. D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration). Comparison of the isolated direct photon cross sections  
2612 in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV and  $\sqrt{s} = 0.63$  TeV. Phys. Rev. D **65**, 112003 (2002).
- 2613 32. B. Abbott *et al.* (DØ Collaboration). Isolated Photon Cross Section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$   
2614 TeV. Phys. Rev. Lett. **84**, 2786 (2000); V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Ratio of  
2615 Isolated Photon Cross Sections in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 630$  and 1800 GeV. Phys. Rev. Lett.  
2616 **87**, 251805 (2001).
- 2617 33. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Measurement of the isolated photon cross section  
2618 in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys. Lett. B **639**, 151 (2006); V. M. Abazov *et al.* (DØ  
2619 Collaboration). Erratum to: “Measurement of the isolated photon cross section in  $p\bar{p}$  collisions  
2620 at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV.” Phys. Lett. B **658**, 285 (2008).
- 2621 34. G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration). Measurement of the inclusive isolated prompt photon  
2622 cross-section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using 35 pb<sup>-1</sup> of ATLAS data. Phys. Lett. B **706**,  
2623 150 (2011).
- 2624 35. V. Khachatryan *et al.* (CMS Collaboration). Measurement of the Isolated Prompt Photon  
2625 Production Cross Section in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Phys. Rev. Lett. **106**, 082001  
2626 (2011).
- 2627 36. P. Aurenche and J. Lindfors. Direct Photon Production Beyond Leading Order in QCD. Nucl.  
2628 Phys. B **168**, 296 (1980); P. Aurenche, A. Douiri, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff.  
2629 Prompt photon production at large  $p_T$  in QCD beyond the leading order. Phys. Lett. B **140**,  
2630 87 (1984); P. Aurenche, A. Douiri, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff. Single Hadron  
2631 Spectrum in  $\gamma\gamma$  Collisions: The QCD Contribution to Order  $\alpha_s$  and the Nonperturbative  
2632 Background. Zeit. Phys. C **29**, 423 (1985).
- 2633 37. J. F. Owens. Large-momentum-transfer production of direct photons, jets, and particles. Rev.

- 2634 Mod. Phys. **59**, 465 (1987).
- 2635 38. A. P. Contogouris, N. Mebarki, E. N. Argyres, and S. D. P. Vlassopoulos. Large- $p_T$  photon  
2636 plus opposite-side jet events and the gluon distribution in the nucleon. Phys. Rev. D **35**, 1584  
2637 (1987).
- 2638 39. P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, J. F. Owens, and M. Werlen. Gluon content of the  
2639 nucleon probed with real and virtual photons. Phys. Rev. D **39**, 3275 (1989).
- 2640 40. W. Vogelsang and A. Vogt. Constraints on the proton's gluon distribution from prompt photon  
2641 production. Nucl. Phys. B **453**, 334 (1995).
- 2642 41. A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. Parton distributions: a new  
2643 global analysis. Eur. Phys. J. C **4**, 463 (1998).
- 2644 42. D. V. Bandurin and N. B. Skachkov. On the application of "photon+jet" process for setting  
2645 the absolute scale of jet energy and determining the gluon distribution at the Tevatron in Run  
2646 II. Phys. Part. Nucl. **35**, 66 (2004).
- 2647 43. L. Carminati *et al.* Sensitivity of the LHC isolated-gamma+jet data to the parton distribution  
2648 functions of the proton. Eur. Phys. Lett. **101**, 61002 (2013).
- 2649 44. D. d'Énterria, J. Rojo. Quantitative constraints on the gluon distribution function in the proton  
2650 from collider isolated-photon data. arXiv:1202.1762 [hep-ph].
- 2651 45. E. L. Berger and J. W. Qiu. Understanding the cross section for isolated prompt photon  
2652 production. Phys. Lett. B **248**, 371 (1990).
- 2653 46. D. Fabbro and D. Treleani. Double parton scattering background to Higgs boson production  
2654 at the CERN LHC. Phys. Rev. D **61**, 077502 (2000); D. Fabbro and D. Treleani. Double  
2655 parton scatterings in  $b$ -quark pair production at the CERN LHC. Phys. Rev. D **66**, 074012  
2656 (2002).
- 2657 47. M. Y. Hussein. A Double Parton Scattering Background to Associate WH and ZH Production  
2658 at the LHC. Nucl. Phys. Proc. Suppl. **174**, 55 (2007).
- 2659 48. E. L. Berger, C. B. Jackson, and G. Shaughnessy. Characteristics and estimates of double  
2660 parton scattering at the Large Hadron Collider. Phys. Rev. D **81**, 014014 (2010).
- 2661 49. D. V. Bandurin, G. A. Golovanov, and N. B. Skachkov. Double parton interactions as a  
2662 background to associated HW production at the Tevatron. J. High Energy Phys. **04** (2011)  
2663 054.
- 2664 50. P. V. Landshoff and J. C. Polkinghorne. Calorimeter triggers for hard collisions. Phys. Rev.  
2665 D **18**, 3344 (1978); C. Goebel, F. Halzen, and D.M. Scott. Double Drell-Yan annihilations in  
2666 hadron collisions: Novel tests of the constituent picture. Phys. Rev. D **22**, 2789 (1980).
- 2667 51. F. Takagi. Multiple Production of Quark Jets off Nuclei. Phys. Rev. Lett. **43**, 1296 (1979);

- 2668 N. Paver and D. Treleani. Multiquark scattering and large- $p_T$  jet production in hadronic  
2669 collisions. *Nuovo Cimento A* **70**, 215 (1982).
- 2670 52. B. Humpert. Are there multiquark interactions? *Phys. Lett. B* **131**, 461 (1983); B. Humpert  
2671 and R. Odorico. Multi-parton scattering and QCD radiation as sources of four-jet events.  
2672 *Phys. Lett. B* **154**, 211 (1985).
- 2673 53. T. Sjöstrand and M. van Zijl. A multiple-interaction model for the event structure in hadron  
2674 collisions. *Phys. Rev. D* **36**, 2019 (1987).
- 2675 54. G. Calucci and D. Treleani. Double parton scatterings in high-energy hadronic collisions. *Nucl.*  
2676 *Phys. Proc. Suppl.* **71**, 392 (1999); G. Calucci and D. Treleani. Proton structure in transverse  
2677 space and the effective cross section. *Phys. Rev. D* **60**, 054023 (1999).
- 2678 55. G. Calucci and D. Treleani. Multiparton correlations and “exclusive” cross sections. *Phys. Rev.*  
2679 *D* **79**, 074013 (2009).
- 2680 56. T. Sjöstrand and P.Z. Skands. Multiple Interactions and the Structure of Beam Remnants. *J.*  
2681 *High Energy Phys.* **03** (2004) 053.
- 2682 57. A.M. Snigirev. QCD status of factorization ansatz for double parton distributions. *Phys. Rev.*  
2683 *D* **68**, 114012 (2003); V.L. Korotkikh and A.M. Snigirev. Double parton correlations versus  
2684 factorized distributions. *Phys. Lett. B* **594**, 171 (2004).
- 2685 58. L. Frankfurt, M. Strikman, and C. Weiss. Dijet production as a centrality trigger for pp  
2686 collisions at CERN LHC. *Phys.Rev. D* **69**, 114010 (2004); L. Frankfurt, M. Strikman, and  
2687 C. Weiss. Transverse nucleon structure and diagnostics of hard parton-parton processes at  
2688 LHC. *Phys. Rev. D* **83**, 054012 (2011).
- 2689 59. M. Drees and T. Han. Signals for Double Parton Scattering at the Fermilab Tevatron. *Phys.*  
2690 *Rev. Lett.* **77**, 4142 (1996).
- 2691 60. E. Levin and L. Frankfurt. The Quark hypothesis and relations between cross-sections at  
2692 high-energies. *JETP Lett.* **2**, 65 (1965). H. Lipkin and F. Scheck, Quark model for forward  
2693 scattering amplitudes. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 71 (1966).
- 2694 61. S. Bondarenko, E. Levin, and J. Nyiri. Recent experimental data and the size of the quark in  
2695 the constituent quark model. *Eur.Phys.J. C* **25**, 277 (2002).
- 2696 62. J.R. Gaunt and W.J. Stirling. Double Parton Distributions Incorporating Perturbative QCD  
2697 Evolution and Momentum and Quark Number Sum Rules. *J. High Energy Phys.* **03** (2010)  
2698 05.
- 2699 63. M. G. Ryskin and A. M. Snigirev. A Fresh look at double parton scattering. *Phys. Rev. D* **83**,  
2700 114047 (2011). M. G. Ryskin and A. M. Snigirev. Double parton scattering in double logarithm  
2701 approximation of perturbative QCD. *Phys. Rev. D* **86**, 014018 (2012).

- 2702 64. B. Blok, Y. Dokshitzer, L. Frankfurt, and M. Strikman. Origins of Parton Correlations in  
2703 Nucleon and Multi-Parton Collisions. arXiv:1206.5594 [hep-ph].
- 2704 65. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual. J. High Energy  
2705 Phys. **05** (2006) 026.
- 2706 66. R. Corke and T. Sjöstrand. Improved Parton Showers at Large Transverse Momenta. Eur.  
2707 Phys. J. C **69**, 1 (2010).
- 2708 67. T. Sjöstrand and P. Z. Skands. Transverse-momentum-ordered showers and interleaved  
2709 multiple interactions. Eur. Phys. J. C **39**, 129 (2005).
- 2710 68. P. Nadolsky *et al.* Implications of CTEQ global analysis for collider observables. Phys. Rev.  
2711 D **78**, 013004 (2008).
- 2712 69. P. Z. Skands. The Perugia Tunes. Fermilab-CONF-09-113-T, arXiv:0905.3418 [hep-ph].
- 2713 70. T. Gleisberg *et al.* Event generation with SHERPA 1.1. J. High Energy Phys. **02** (2009) 007.
- 2714 71. J. C. Winter, F. Krauss, and G. Soff. A Modified cluster hadronization model. Eur.Phys.J.  
2715 C **36**, 381 (2004).
- 2716 72. S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, and B.R. Webber. QCD matrix elements + parton showers.  
2717 J. High Energy Phys. **11** (2001) 063.
- 2718 73. S. Höche, S. Schumann, and F. Siegert. Hard photon production and matrix-element parton-  
2719 shower merging. Phys. Rev. D **81**, 034026 (2010).
- 2720 74. Выбор параметров согласования ME-PS обсуждался с авторами SHERPA MC генератора.
- 2721 75. M. L. Mangano *et al.* ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic  
2722 collisions. J. High Energy Phys. **07** (2003) 001.
- 2723 76. M. Mangano, M. Moretti, and F. Piccinini. Matching matrix elements and shower evolution  
2724 for top-pair production in hadronic collisions. J. High Energy Phys. **01** (2007) 013.
- 2725 77. S. Catani, M. Fontannaz, J.P. Guillet, and E. Pilon. Cross section of isolated prompt photons  
2726 in hadron-hadron collisions. J. High Energy Phys. **05** (2002) 028.
- 2727 78. R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993. S. Agostinelli  
2728 *et al.* Geant4 — a simulation toolkit. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **506**, 250 (2003).
- 2729 79. URL: [http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/p21.22.00/d0gstar/docs/html/  
2730 d0gstar.html](http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/p21.22.00/d0gstar/docs/html/d0gstar.html) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2731 80. T. Andeen *et al.* The DØ Experiment's Integrated Luminosity for Tevatron Run II.  
2732 FERMILAB-TM-2365 (2007). URL: [http://www-d0.fnal.gov/runcoor/RUN/run2\\_lumi.  
2733 html](http://www-d0.fnal.gov/runcoor/RUN/run2_lumi.html) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2734 81. URL: [http://www-d0.fnal.gov/welcome/tev\\_RunII\\_accel.gif](http://www-d0.fnal.gov/welcome/tev_RunII_accel.gif) (дата обращения:  
2735 31.01.2015).

- 2736 82. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). The Upgraded D0 Detector. Nucl. Instrum. Methods  
2737 Phys. Res. A **565**, 463 (2006).
- 2738 83. M. Abolins *et al.* Design and Implementation of the New DØ Level-1 Calorimeter Trigger.  
2739 Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **584**, 75 (2008).
- 2740 84. R. Angstadt *et al.* The layer 0 inner silicon detector of the DØ experiment. Nucl. Instrum.  
2741 Methods Phys. Res. A **622**, 298 (2010).
- 2742 85. D. Adams *et al.* (DØ Collaboration). DØ Silicon Tracker Technical Design Report. URL:  
2743 [http://www-d0.fnal.gov/trigger/stt/smt/smt\\_tdr.ps](http://www-d0.fnal.gov/trigger/stt/smt/smt_tdr.ps) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2744 86. D. Adams *et al.* (DØ Collaboration). The DØ Upgrade: Central Fiber Tracker, Technical  
2745 Design Report. DØ Note 4164 (1999).
- 2746 87. J. Brzezniak *et al.* Conceptual design of a 2-Tesla superconducting solenoid for the Fermilab  
2747 DØ detector upgrade. FERMILAB-TM-1886.
- 2748 88. M. Adams *et al.* (DØ Collaboration). Design Report of Central Preshower Detector for the  
2749 DØ Upgrade. DØ Note 3014 (1996). URL: [http://d0server1.fnal.gov/users/qianj/CPS/  
2750 doc/dn3104.pdf](http://d0server1.fnal.gov/users/qianj/CPS/doc/dn3104.pdf) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2751 89. S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration). The DØ Upgrade: Forward Preshower, Muon System and  
2752 Level 2 Trigger. DØ Note 2894 (1996). URL: [http://www-d0.fnal.gov/~lucotte/PUBLI/  
2753 tdr\\_fps.pdf](http://www-d0.fnal.gov/~lucotte/PUBLI/tdr_fps.pdf) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2754 90. S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration). The DØ Detector, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.  
2755 A **338** 185 (1994).
- 2756 91. A. Khanov. HTF: histogramming method for finding tracks. The algorithm description,  
2757 DØ Note 3778 (2000).
- 2758 92. G. Borissov. Ordering a Chaos or... Technical Details of AA Tracking, All DØMeeting (2005).  
2759 [http://www-d0.fnal.gov/global\\_tracking/talks/20030228/talk-adm-030228.ps](http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/talks/20030228/talk-adm-030228.ps) (дата  
2760 обращения: 31.01.2015).
- 2761 93. A. Schwartzman and C. Tully. Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex  
2762 Fitting. DØ Note 4918 (2005).
- 2763 94. L. Sawyer and A. L. Stone. Missing ET Reconstruction: Variable and Methods. DØ Note 3957  
2764 (2002).
- 2765 95. F. Fleuret. The DØ Electron/Photon Analysis Package EMAnalyze. DØ Note 3888 (2001).
- 2766 96. O. Atramentov, D. Bandurin, X. Bu, and Y. Liu. Artificial neural network using central  
2767 preshower detector information for electron and photon selection, DØ Note 5650 (2008)
- 2768 97. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Electron and Photon Identification in the DØ  
2769 Experiment. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **750**, 78 (2014).

- 2770 98. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Jet energy scale determination in the DØ experiment.  
2771 Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **763**, 442 (2014).
- 2772 99. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Measurement of the W boson mass with the DØ  
2773 detector. Phys. Rev. D **89**, 012005 (2014).
- 2774 100. G. C. Blazey *et al.*. Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson  
2775 Physics Workshop. arXiv:hep-ex/0005012 (2000).
- 2776 101. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). b-Jet Identification in the DØ Experiment. Nucl.  
2777 Instrum. Methods Phys. Res. A **620**, 490 (2010). V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration).  
2778 Improved b quark jet identification at the DØ experiment. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.  
2779 A **763**, 290 (2014).
- 2780 102. R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework, Nucl.  
2781 Instrum. Methods Phys. Res. A **389**, 81 (1997).
- 2782 103. L. Breiman. Random Forests, Machine Learning **45**, 5 (2001).
- 2783 104. A. Hocker *et al.* TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS ACAT, 040 (2007).
- 2784 105. T. Akesson *et al.* (AFS Collaboration). Direct Photon Plus Away - Side Jet Production in  
2785 pp Collisions at  $\sqrt{s} = 63$  GeV and a Determination of the Gluon Distribution. Zeit. Phys. C  
2786 **34**, 293 (1987).
- 2787 106. J. Alitti *et al.* (UA2 Collaboration). Measurement of the gluon structure function from direct  
2788 photon data at the CERN  $\bar{p}p$  collider. Phys. Lett. B **299**, 174 (1993).
- 2789 107. A. Aktas *et al.* (H1 Collaboration). Measurement of Prompt Photon Cross Sections in  
2790 Photoproduction at HERA. Eur. Phys. J. C **38**, 437 (2005).
- 2791 108. F. D. Aaron *et al.* (H1 Collaboration). Measurement of Isolated Photon Production in Deep-  
2792 Inelastic Scattering at HERA. Eur. Phys. J. C **54**, 371 (2008).
- 2793 109. S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration). Observation of isolated high- $E_T$  photons in deep  
2794 inelastic scattering. Phys. Lett. B **595**, 86 (2004).
- 2795 110. S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collaboration). Measurement of prompt photons with associated  
2796 jets in photoproduction at HERA. Eur. Phys. J. C **49**, 511 (2007).
- 2797 111. F. Abe *et al.* (CDF Collaboration). Properties of photon plus two-jet events in  $p\bar{p}$  collisions  
2798 at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. Phys. Rev. D **57**, 67 (1998).
- 2799 112. P. Aurenche, J. P. Guillet, E. Pilon, M. Werlen, and M. Fontannaz. Recent critical study of  
2800 photon production in hadronic collisions. Phys. Rev. D **73**, 094007 (2006).
- 2801 113. P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, and D. Schiff. Prompt photon production at large  $p_T$   
2802 scheme invariant QCD predictions and comparison with experiment. Nucl. Phys. B **297**, 661  
2803 (1988); F. Aversa, P. Chiappetta, M. Greco, J. P. Guillet. QCD corrections to parton-parton



- 2804 scattering processes. Nucl. Phys. B **327**, 105 (1989).
- 2805 114. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration). Measurement of the triple-differential cross section  
2806 for photon + jets production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. J. High Energy Physics  
2807 **06** (2014) 009.
- 2808 115. C. Buttar *et al.*. Standard Model Handles and Candles Working Group: Tools and Jets  
2809 Summary Report. arXiv:0803.0678 [hep-ph].
- 2810 116. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Search for Resonant Diphoton Production with the  
2811 D0 Detector. Phys. Rev. Lett. **102**, 231801 (2009).
- 2812 117. R. J. Barlow and C. Beeston. Fitting using finite Monte Carlo samples. Comp. Phys. Comm.  
2813 **77**, 219 (1993).
- 2814 118. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration).  $Z_\gamma$  production and limits on anomalous  $ZZ_\gamma$  and  
2815  $Z_{\gamma\gamma}$  couplings in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys. Rev. D **85**, 052001 (2012).
- 2816 119. Дополнительный материал (“Supplemental Material”) для таблиц систематических  
2817 неопределенностей по адресу URL: [http://link.aps.org/supplemental/10.1103/](http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevD.88.072008)  
2818 [PhysRevD.88.072008](http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevD.88.072008) (дата обращения: 31.01.2015).
- 2819 120. G. D. Lafferty and T. R. Wyatt. Where to stick your data points: The treatment of  
2820 measurements within wide bins. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **355**, 541 (1995).
- 2821 121. H. L. Lai *et al.*. New parton distributions for collider physics. Phys. Rev. D **82**, 074024  
2822 (2010).
- 2823 122. L. Bourhis, M. Fontannaz, and J. P. Guillet. Quark and gluon fragmentation functions into  
2824 photons. Eur. Phys. J. C **2**, 529 (1998).
- 2825 123. P. Nadolsky and Z. Sullivan. PDF uncertainties in WH production at Tevatron. eConf  
2826 C010630, P510 (2001), arXiv:hep-ph/0110378.
- 2827 124. M. G. Albrow *et al.*. Tevatron-for-LHC Report of the QCD Working Group.  
2828 arXiv:hep-ph/0610012.
- 2829 125. A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC.  
2830 Eur. Phys. J. C **63**, 189 (2009).
- 2831 126. R. D. Ball *et al.*. Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC  
2832 Phenomenology. Nucl. Phys. B **849**, 296 (2011).
- 2833 127. P. Z. Skands and D. Wicke. Non-perturbative QCD Effects and the Top Mass at the Tevatron.  
2834 Eur. Phys. J. C **52**, 133 (2007).
- 2835 128. A. N. Tikhonov, A. S. Leonov, and A. G. Yagola. “Nonlinear ill-posed problems”, Vols. 1, 2  
2836 (Chapman and Hall, London, 1998).
- 2837 129. V.B. Anykееv, A. A. Spiridonov, and V. P. Zhigunov. Comparative investigation of unfolding

- 2838 methods. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **303** (1991) 350.
- 2839 130. V. B. Anikeev and V. P. Zhigunov. Regularization methods for model- and detector-  
2840 independent estimation of distributions (the deconvolution problem. Phys. Part. Nucl. **24**,  
2841 424 (1993).
- 2842 131. G. Cowan. “Statistical Data Analysis” (Oxford University Press, 1998).
- 2843 132. Properties of photon plus two-jet events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. F. Abe *et al.* (CDF  
2844 Collaboration), Phys. Rev. D **57**, 67 (1998).
- 2845 133. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Measurement of the photon+b-jet production  
2846 differential cross section in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Phys. Lett. B **714**, 32 (2012).
- 2847 134. V. M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration). Measurement of the differential  $\gamma+c$ -jet cross section  
2848 and the ratio of differential  $\gamma + c$  and  $\gamma + b$  cross sections in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV.  
2849 Phys. Lett. B **719**, 354 (2013).
- 2850 135. S. Klimenko, J. Konigsberg, and T. M. Liss. Averaging of the inelastic cross sections measured  
2851 by the CDF and the E811 experiments. Fermilab-FN-0741 (2003).
- 2852 136. F. Abe *et al.* (CDF Collaboration). Measurement of the antiproton-proton total cross section  
2853 at  $\sqrt{s} = 546$  and 1800 GeV. Phys. Rev. D **50**, 5550 (1994).
- 2854 137. C. Avila *et al.* (E811 Collaboration). A measurement of the proton-antiproton total cross  
2855 section at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. Phys. Lett. B **445**, 419 (1999).
- 2856 138. T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration). Double Diffraction Dissociation at the Fermilab  
2857 Tevatron Collider. Phys. Rev. Lett. **87**, 141802 (2001).
- 2858 139. G. A. Schuler and T. Sjöstrand. Hadronic diffractive cross sections and the rise of the total  
2859 cross section. Phys. Rev. D **49**, 2257 (1994).
- 2860 140. A. M. Snigirev. Possible indication to the QCD evolution of double parton distributions?  
2861 Phys. Rev. D **81**, 065014 (2010).

## Приложение А

2862

2863

 $\gamma + \text{jet}$  дифференциальные сечения

Таблица А.1 – Дифференциальное  $\gamma + \text{jet}$  сечение  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$  в бинах  $p_T^\gamma$  при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$  вместе со статистической ( $\delta_{\text{stat}}$ ) и систематической ( $\delta_{\text{syst}}$ ) неопределенностями, и NLO предсказание вместе с неопределенностями из-за выбора теоретической шкалы ( $\delta_{\text{scale}}$ ) и PDF ( $\delta_{\text{pdf}}$ ). Общая нормализационная неопределенность 6.8% включена в  $\delta_{\text{syst}}$  для всех точек.

$p_T^\gamma$ (ГэВ)	$\langle p_T^\gamma \rangle$ (ГэВ)	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)							
		Сечение	$\delta_{\text{stat}}$ (%)	$\delta_{\text{syst}}$ (%)	$\delta_{\text{tot}}$ (%)	NLO	$\delta_{\text{scale}}$ (%)	$\delta_{\text{pdf}}$ (%)	
20 – 23	21.4	$5.52 \times 10^1$	2.4	15.3	15.5	$7.61 \times 10^1$	+8.7/ –6.7	+4.6/ –5.4	
23 – 26	24.4	$3.69 \times 10^1$	2.7	14.4	14.7	$4.61 \times 10^1$	+9.7/ –7.5	+4.8/ –4.6	
26 – 30	27.9	$2.30 \times 10^1$	2.9	14.3	14.6	$2.68 \times 10^1$	+10.9/ –8.3	+5.7/ –3.6	
30 – 35	32.3	$1.31 \times 10^1$	3.3	12.4	12.8	$1.43 \times 10^1$	+11.6/ –8.9	+4.0/ –4.3	
35 – 40	37.3	$6.87 \times 10^0$	1.3	10.0	10.1	$7.60 \times 10^0$	+11.2/ –10.3	+3.6/ –4.3	
40 – 45	42.4	$3.96 \times 10^0$	1.3	9.3	9.4	$4.34 \times 10^0$	+11.8/ –10.4	+4.4/ –2.7	
45 – 50	47.4	$2.44 \times 10^0$	1.3	9.0	9.1	$2.64 \times 10^0$	+11.0/ –11.0	+1.8/ –5.2	
50 – 60	54.6	$1.28 \times 10^0$	1.3	8.2	8.3	$1.39 \times 10^0$	+12.1/ –10.9	+2.9/ –4.1	
60 – 70	64.7	$6.03 \times 10^{-1}$	1.3	8.3	8.4	$6.40 \times 10^{-1}$	+11.3/ –11.4	+2.4/ –4.5	
70 – 80	74.7	$3.05 \times 10^{-1}$	1.3	8.3	8.4	$3.25 \times 10^{-1}$	+12.1/ –10.6	+5.0/ –2.2	
80 – 90	84.7	$1.73 \times 10^{-1}$	1.4	8.4	8.5	$1.80 \times 10^{-1}$	+11.4/ –10.4	+2.9/ –3.8	
90 – 110	99.1	$8.04 \times 10^{-2}$	1.4	8.4	8.5	$8.46 \times 10^{-2}$	+10.8/ –10.3	+3.4/ –4.2	
110 – 130	119.2	$3.27 \times 10^{-2}$	1.6	8.5	8.6	$3.38 \times 10^{-2}$	+10.9/ –10.4	+4.1/ –3.4	
130 – 150	139.3	$1.44 \times 10^{-2}$	1.9	8.6	8.8	$1.53 \times 10^{-2}$	+10.2/ –10.2	+3.9/ –4.8	
150 – 170	159.4	$6.95 \times 10^{-3}$	2.4	8.6	8.9	$7.47 \times 10^{-3}$	+10.1/ –10.3	+4.1/ –4.5	
170 – 200	183.7	$3.16 \times 10^{-3}$	2.7	8.7	9.2	$3.38 \times 10^{-3}$	+9.1/ –10.7	+3.5/ –6.1	
200 – 230	213.8	$1.28 \times 10^{-3}$	4.0	8.9	9.7	$1.37 \times 10^{-3}$	+9.0/ –10.5	+4.3/ –6.3	
230 – 300	259.6	$3.88 \times 10^{-4}$	4.7	9.1	10.2	$3.83 \times 10^{-4}$	+8.8/ –10.3	+6.7/ –4.4	
300 – 400	340.5	$3.95 \times 10^{-5}$	11.9	9.4	15.2	$4.62 \times 10^{-5}$	+10.0/ –11.5	+8.5/ –7.1	

Таблица А.2 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $0.8 < |y^{\text{jet}}| \leq 1.6$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
		Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$3.70 \times 10^1$	2.4	15.7	15.9	$6.22 \times 10^1$	+9.5/ –6.6	+4.2/ –4.5
23 – 26	24.4	$2.32 \times 10^1$	2.9	15.0	15.2	$3.72 \times 10^1$	+10.9/ –7.9	+5.1/ –2.5
26 – 30	27.9	$1.45 \times 10^1$	3.1	15.2	15.5	$2.16 \times 10^1$	+10.9/ –9.1	+2.5/ –5.1
30 – 35	32.3	$8.44 \times 10^0$	3.7	12.6	13.1	$1.13 \times 10^1$	+12.1/ –9.2	+3.7/ –3.0
35 – 40	37.3	$4.79 \times 10^0$	1.3	10.5	10.6	$5.92 \times 10^0$	+11.7/ –10.3	+3.2/ –3.0
40 – 45	42.4	$2.84 \times 10^0$	1.3	9.7	9.8	$3.36 \times 10^0$	+11.4/ –10.7	+2.1/ –3.9
45 – 50	47.4	$1.71 \times 10^0$	1.3	9.3	9.4	$2.01 \times 10^0$	+11.4/ –10.8	+2.4/ –2.4
50 – 60	54.6	$8.87 \times 10^{-1}$	1.3	8.4	8.5	$1.04 \times 10^0$	+11.9/ –10.8	+2.4/ –3.0
60 – 70	64.6	$4.04 \times 10^{-1}$	1.3	8.6	8.7	$4.67 \times 10^{-1}$	+11.6/ –10.8	+3.5/ –2.2
70 – 80	74.7	$2.06 \times 10^{-1}$	1.4	8.5	8.6	$2.33 \times 10^{-1}$	+11.4/ –10.3	+2.7/ –3.2
80 – 90	84.7	$1.09 \times 10^{-1}$	1.4	8.6	8.7	$1.24 \times 10^{-1}$	+10.3/ –10.0	+2.6/ –3.0
90 – 110	99.0	$5.00 \times 10^{-2}$	1.4	8.6	8.7	$5.57 \times 10^{-2}$	+11.2/ –9.7	+4.4/ –3.1
110 – 130	119.1	$1.85 \times 10^{-2}$	1.8	8.8	8.9	$2.04 \times 10^{-2}$	+11.3/ –9.8	+5.4/ –1.8
130 – 150	139.2	$7.75 \times 10^{-3}$	2.3	9.0	9.3	$8.31 \times 10^{-3}$	+9.9/ –10.8	+3.7/ –4.2
150 – 170	159.3	$3.24 \times 10^{-3}$	3.2	9.3	9.8	$3.57 \times 10^{-3}$	+10.6/ –10.5	+4.6/ –4.5
170 – 200	183.6	$1.22 \times 10^{-3}$	4.1	9.2	10.1	$1.35 \times 10^{-3}$	+10.3/ –10.3	+7.4/ –3.5
200 – 230	213.8	$4.51 \times 10^{-4}$	6.5	9.4	11.5	$4.40 \times 10^{-4}$	+12.2/ –11.3	+9.6/ –5.6
230 – 400	285.9	$3.80 \times 10^{-5}$	9.7	10.4	14.2	$3.67 \times 10^{-5}$	+10.2/ –11.4	+11.4/ –7.1

Таблица А.3 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $1.6 < |y^{\text{jet}}| \leq 2.4$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (нб/ГэВ)						
		(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO
20 – 23	21.4	$2.26 \times 10^1$	2.9	17.0	17.3	$3.43 \times 10^1$	+11.6/ –9.3	+1.8/ –4.7
23 – 26	24.4	$1.58 \times 10^1$	3.4	15.3	15.7	$2.01 \times 10^1$	+12.3/ –9.7	+1.7/ –3.8
26 – 30	27.9	$9.45 \times 10^0$	3.8	15.7	16.1	$1.13 \times 10^1$	+13.4/ –10.3	+2.4/ –3.0
30 – 35	32.3	$5.52 \times 10^0$	4.6	13.1	13.9	$5.73 \times 10^0$	+13.8/ –11.2	+2.1/ –3.4
35 – 40	37.3	$2.63 \times 10^0$	1.3	11.6	11.7	$2.88 \times 10^0$	+14.2/ –11.4	+3.9/ –1.3
40 – 45	42.4	$1.48 \times 10^0$	1.3	10.1	10.1	$1.57 \times 10^0$	+13.7/ –11.7	+2.7/ –3.4
45 – 50	47.4	$8.61 \times 10^{-1}$	1.3	9.8	9.9	$9.05 \times 10^{-1}$	+13.5/ –12.1	+3.4/ –2.1
50 – 60	54.5	$4.23 \times 10^{-1}$	1.3	9.0	9.1	$4.45 \times 10^{-1}$	+11.4/ –11.9	+1.4/ –4.3
60 – 70	64.6	$1.76 \times 10^{-1}$	1.4	9.1	9.2	$1.82 \times 10^{-1}$	+13.0/ –11.7	+3.1/ –4.0
70 – 80	74.6	$7.89 \times 10^{-2}$	1.5	9.0	9.1	$8.07 \times 10^{-2}$	+12.7/ –10.9	+6.0/ –2.1
80 – 90	84.7	$3.87 \times 10^{-2}$	1.8	9.2	9.4	$3.86 \times 10^{-2}$	+12.5/ –11.5	+4.0/ –5.3
90 – 110	98.8	$1.48 \times 10^{-2}$	1.9	9.5	9.7	$1.43 \times 10^{-2}$	+12.1/ –10.3	+5.9/ –3.7
110 – 130	118.9	$4.28 \times 10^{-3}$	3.0	10.1	10.6	$3.91 \times 10^{-3}$	+12.3/ –13.2	+7.5/ –5.7
130 – 150	139.0	$1.28 \times 10^{-3}$	5.3	10.3	11.5	$1.10 \times 10^{-3}$	+13.5/ –12.7	+10.1/ –5.5
150 – 170	159.1	$4.45 \times 10^{-4}$	8.7	10.9	14.0	$3.20 \times 10^{-4}$	+15.5/ –13.2	+14.7/ –6.5
170 – 300	206.9	$2.82 \times 10^{-5}$	13.7	14.3	19.8	$1.98 \times 10^{-5}$	+18.7/ –16.1	+21.6/ –9.0

Таблица А.4 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (нб/ГэВ)						
		(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO
20 – 23	21.4	$8.09 \times 10^0$	3.9	19.0	19.4	$1.32 \times 10^1$	+16.1/ –11.8	+3.4/ –3.8
23 – 26	24.4	$5.44 \times 10^0$	4.9	16.6	17.3	$7.40 \times 10^0$	+17.4/ –12.6	+2.8/ –4.4
26 – 30	27.9	$2.95 \times 10^0$	6.0	16.8	17.9	$3.91 \times 10^0$	+18.3/ –13.7	+3.7/ –3.7
30 – 35	32.3	$1.61 \times 10^0$	7.5	13.7	15.6	$1.81 \times 10^0$	+18.1/ –13.8	+3.4/ –4.7
35 – 40	37.3	$8.15 \times 10^{-1}$	1.4	12.2	12.3	$8.13 \times 10^{-1}$	+18.7/ –15.3	+6.4/ –5.4
40 – 45	42.3	$4.22 \times 10^{-1}$	1.4	11.2	11.2	$3.89 \times 10^{-1}$	+18.1/ –15.1	+4.5/ –4.9
45 – 50	47.3	$2.16 \times 10^{-1}$	1.4	10.4	10.5	$1.95 \times 10^{-1}$	+18.5/ –14.9	+6.8/ –4.4
50 – 60	54.5	$8.67 \times 10^{-2}$	1.5	9.7	9.9	$7.86 \times 10^{-2}$	+18.3/ –15.4	+7.5/ –6.0
60 – 70	64.5	$2.78 \times 10^{-2}$	1.9	10.5	10.7	$2.34 \times 10^{-2}$	+19.2/ –16.4	+10.8/ –5.4
70 – 80	74.6	$8.96 \times 10^{-3}$	2.7	11.0	11.3	$7.39 \times 10^{-3}$	+21.4/ –17.6	+12.7/ –8.8
80 – 90	84.6	$3.17 \times 10^{-3}$	4.3	12.6	13.3	$2.39 \times 10^{-3}$	+24.4/ –18.6	+18.2/ –7.1
90 – 110	98.5	$6.47 \times 10^{-4}$	6.6	15.7	17.1	$5.20 \times 10^{-4}$	+28.5/ –20.7	+24.7/ –8.2
110 – 200	134.9	$1.93 \times 10^{-5}$	17.1	14.7	22.5	$1.38 \times 10^{-5}$	+40.6/ –26.6	+38.6/ –11.0

Таблица А.5 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
		Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$4.66 \times 10^1$	2.4	15.2	15.4	$6.44 \times 10^1$	+10.4/ -7.9	+4.3/ -6.0
23 – 26	24.4	$3.04 \times 10^1$	2.8	14.4	14.7	$3.88 \times 10^1$	+11.8/ -9.1	+5.1/ -4.7
26 – 30	27.9	$1.89 \times 10^1$	3.0	14.5	14.8	$2.25 \times 10^1$	+12.6/ -9.6	+5.1/ -4.3
30 – 35	32.3	$1.02 \times 10^1$	3.6	12.3	12.8	$1.18 \times 10^1$	+14.0/ -9.8	+5.6/ -3.0
35 – 40	37.3	$5.67 \times 10^0$	1.3	9.9	10.0	$6.28 \times 10^0$	+14.0/ -11.5	+3.7/ -4.0
40 – 45	42.4	$3.31 \times 10^0$	1.3	9.3	9.4	$3.59 \times 10^0$	+13.3/ -11.8	+3.1/ -4.5
45 – 50	47.4	$2.04 \times 10^0$	1.3	9.1	9.2	$2.16 \times 10^0$	+13.7/ -11.7	+4.5/ -2.6
50 – 60	54.6	$1.06 \times 10^0$	1.3	8.2	8.3	$1.14 \times 10^0$	+13.2/ -12.1	+1.9/ -5.7
60 – 70	64.7	$5.03 \times 10^{-1}$	1.3	8.3	8.4	$5.23 \times 10^{-1}$	+13.7/ -12.1	+3.4/ -3.6
70 – 80	74.7	$2.55 \times 10^{-1}$	1.4	8.3	8.4	$2.67 \times 10^{-1}$	+13.1/ -11.6	+3.2/ -4.4
80 – 90	84.7	$1.43 \times 10^{-1}$	1.4	8.3	8.4	$1.48 \times 10^{-1}$	+13.0/ -11.5	+3.3/ -5.7
90 – 110	99.1	$6.84 \times 10^{-2}$	1.4	8.3	8.4	$7.02 \times 10^{-2}$	+12.1/ -11.1	+3.9/ -5.4
110 – 130	119.2	$2.79 \times 10^{-2}$	1.6	8.4	8.6	$2.85 \times 10^{-2}$	+12.1/ -10.7	+6.4/ -2.6
130 – 150	139.3	$1.28 \times 10^{-2}$	2.0	8.5	8.7	$1.32 \times 10^{-2}$	+11.0/ -10.8	+3.8/ -5.8
150 – 170	159.4	$6.40 \times 10^{-3}$	2.4	8.6	8.9	$6.61 \times 10^{-3}$	+10.9/ -10.5	+5.1/ -4.3
170 – 200	183.8	$2.95 \times 10^{-3}$	2.8	8.7	9.1	$3.10 \times 10^{-3}$	+10.0/ -10.6	+4.5/ -5.4
200 – 230	213.9	$1.34 \times 10^{-3}$	3.9	8.8	9.6	$1.31 \times 10^{-3}$	+9.6/ -9.8	+4.9/ -4.8
230 – 300	259.8	$4.18 \times 10^{-4}$	4.6	9.0	10.1	$3.95 \times 10^{-4}$	+8.4/ -9.4	+6.8/ -3.9
300 – 400	341.1	$5.04 \times 10^{-5}$	10.5	9.6	14.2	$5.38 \times 10^{-5}$	+8.9/ -11.0	+7.5/ -6.2

Таблица А.6 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $0.8 < |y^{\text{jet}}| \leq 1.6$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)							
		(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$
20 – 23	21.4	$2.34 \times 10^1$	2.5	15.2	15.4	$4.17 \times 10^1$	+14.0/ –12.4	+5.0/ –5.0	
23 – 26	24.4	$1.57 \times 10^1$	3.0	15.2	15.5	$2.47 \times 10^1$	+15.0/ –13.7	+3.6/ –4.6	
26 – 30	27.9	$9.71 \times 10^0$	3.3	15.4	15.7	$1.39 \times 10^1$	+17.0/ –13.6	+4.4/ –5.1	
30 – 35	32.3	$5.81 \times 10^0$	4.0	12.7	13.3	$7.12 \times 10^0$	+20.0/ –13.2	+3.6/ –3.5	
35 – 40	37.3	$3.08 \times 10^0$	1.3	10.2	10.3	$3.67 \times 10^0$	+20.4/ –13.8	+3.7/ –3.4	
40 – 45	42.4	$1.81 \times 10^0$	1.3	9.6	9.7	$2.05 \times 10^0$	+17.7/ –14.0	+4.0/ –3.5	
45 – 50	47.4	$1.10 \times 10^0$	1.3	9.2	9.3	$1.22 \times 10^0$	+17.4/ –13.8	+4.1/ –3.1	
50 – 60	54.6	$5.73 \times 10^{-1}$	1.3	8.4	8.5	$6.29 \times 10^{-1}$	+17.3/ –13.8	+4.4/ –3.4	
60 – 70	64.6	$2.62 \times 10^{-1}$	1.3	8.4	8.5	$2.81 \times 10^{-1}$	+16.5/ –13.5	+5.2/ –2.7	
70 – 80	74.7	$1.35 \times 10^{-1}$	1.4	8.4	8.5	$1.41 \times 10^{-1}$	+16.0/ –13.1	+5.0/ –3.7	
80 – 90	84.7	$7.33 \times 10^{-2}$	1.5	8.4	8.5	$7.62 \times 10^{-2}$	+15.5/ –12.0	+6.8/ –2.8	
90 – 110	99.0	$3.46 \times 10^{-2}$	1.5	8.5	8.6	$3.54 \times 10^{-2}$	+14.9/ –12.4	+5.7/ –4.0	
110 – 130	119.2	$1.32 \times 10^{-2}$	1.9	8.6	8.8	$1.40 \times 10^{-2}$	+13.0/ –12.2	+3.3/ –6.1	
130 – 150	139.3	$5.76 \times 10^{-3}$	2.5	8.7	9.0	$6.09 \times 10^{-3}$	+12.4/ –12.8	+4.9/ –5.1	
150 – 170	159.4	$2.86 \times 10^{-3}$	3.3	8.9	9.5	$2.85 \times 10^{-3}$	+11.7/ –11.7	+5.3/ –4.6	
170 – 200	183.7	$1.20 \times 10^{-3}$	4.1	9.0	9.9	$1.20 \times 10^{-3}$	+12.2/ –11.8	+8.0/ –5.7	
200 – 230	213.9	$4.69 \times 10^{-4}$	6.4	9.5	11.5	$4.41 \times 10^{-4}$	+11.4/ –11.3	+8.3/ –3.5	
230 – 400	289.5	$5.02 \times 10^{-5}$	8.6	9.6	12.9	$4.80 \times 10^{-5}$	+9.6/ –12.7	+7.2/ –9.8	

Таблица А.7 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $1.6 < |y^{\text{jet}}| \leq 2.4$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (нб/ГэВ)							
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$	
20 – 23	21.4	$1.44 \times 10^1$	3.1	16.6	16.9	$2.07 \times 10^1$	+20.1/ –15.0	+3.1/ –4.4	
23 – 26	24.4	$9.11 \times 10^0$	3.9	15.8	16.2	$1.19 \times 10^1$	+22.1/ –14.6	+3.7/ –3.2	
26 – 30	27.9	$5.85 \times 10^0$	4.3	16.4	16.9	$6.61 \times 10^0$	+23.3/ –16.8	+5.4/ –3.1	
30 – 35	32.3	$3.19 \times 10^0$	5.4	13.2	14.3	$3.30 \times 10^0$	+22.7/ –17.3	+1.4/ –7.1	
35 – 40	37.3	$1.65 \times 10^0$	1.4	10.9	11.0	$1.62 \times 10^0$	+22.3/ –16.5	+8.7/ –3.4	
40 – 45	42.4	$8.87 \times 10^{-1}$	1.3	9.9	10.0	$8.82 \times 10^{-1}$	+22.4/ –18.2	+3.3/ –9.2	
45 – 50	47.4	$5.15 \times 10^{-1}$	1.3	9.5	9.6	$4.99 \times 10^{-1}$	+22.4/ –16.9	+3.5/ –4.8	
50 – 60	54.5	$2.60 \times 10^{-1}$	1.3	9.0	9.1	$2.44 \times 10^{-1}$	+22.2/ –16.6	+4.3/ –4.6	
60 – 70	64.6	$1.07 \times 10^{-1}$	1.4	9.1	9.2	$1.01 \times 10^{-1}$	+21.5/ –16.4	+4.9/ –5.1	
70 – 80	74.7	$4.98 \times 10^{-2}$	1.6	9.3	9.4	$4.68 \times 10^{-2}$	+20.4/ –16.4	+4.3/ –6.8	
80 – 90	84.7	$2.46 \times 10^{-2}$	1.9	9.4	9.6	$2.29 \times 10^{-2}$	+18.6/ –15.7	+5.9/ –5.4	
90 – 110	98.9	$1.01 \times 10^{-2}$	2.1	9.5	9.7	$9.15 \times 10^{-3}$	+18.8/ –15.4	+5.7/ –6.0	
110 – 130	119.0	$2.95 \times 10^{-3}$	3.4	9.7	10.3	$2.77 \times 10^{-3}$	+19.0/ –15.2	+8.9/ –3.8	
130 – 150	139.1	$9.77 \times 10^{-4}$	5.6	9.7	11.2	$9.10 \times 10^{-4}$	+19.0/ –15.5	+9.3/ –6.8	
150 – 170	159.2	$3.97 \times 10^{-4}$	8.7	10.5	13.6	$3.09 \times 10^{-4}$	+19.0/ –15.4	+11.8/ –5.7	
170 – 300	209.4	$3.14 \times 10^{-5}$	12.4	13.0	18.0	$2.50 \times 10^{-5}$	+20.8/ –17.0	+15.4/ –7.3	

Таблица А.8 – Аналогично Таблице А.1, но при  $|y^\gamma| < 1.0$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (нб/ГэВ)							
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$	
20 – 23	21.4	$4.38 \times 10^0$	4.4	18.8	19.3	$8.14 \times 10^0$	+27.6/ –18.4	+4.3/ –3.8	
23 – 26	24.4	$3.25 \times 10^0$	5.5	17.1	18.0	$4.52 \times 10^0$	+28.4/ –19.0	+4.7/ –4.0	
26 – 30	27.8	$1.93 \times 10^0$	6.6	16.9	18.2	$2.38 \times 10^0$	+29.5/ –19.7	+4.9/ –4.2	
30 – 35	32.3	$1.04 \times 10^0$	8.8	13.6	16.2	$1.09 \times 10^0$	+30.1/ –20.0	+5.5/ –4.8	
35 – 40	37.3	$5.38 \times 10^{-1}$	1.4	11.6	11.7	$4.85 \times 10^{-1}$	+29.6/ –21.1	+6.1/ –5.7	
40 – 45	42.3	$2.75 \times 10^{-1}$	1.4	12.1	12.2	$2.33 \times 10^{-1}$	+29.2/ –20.6	+6.1/ –6.0	
45 – 50	47.3	$1.47 \times 10^{-1}$	1.5	10.3	10.4	$1.18 \times 10^{-1}$	+29.5/ –20.8	+8.2/ –5.3	
50 – 60	54.5	$5.89 \times 10^{-2}$	1.5	9.2	9.3	$4.84 \times 10^{-2}$	+29.4/ –21.2	+9.2/ –6.0	
60 – 70	64.5	$1.97 \times 10^{-2}$	2.0	9.8	10.0	$1.50 \times 10^{-2}$	+30.9/ –21.6	+12.5/ –6.7	
70 – 80	74.6	$7.00 \times 10^{-3}$	3.0	10.7	11.1	$5.09 \times 10^{-3}$	+31.2/ –21.8	+14.0/ –7.4	
80 – 90	84.6	$2.61 \times 10^{-3}$	4.5	11.5	12.3	$1.81 \times 10^{-3}$	+32.4/ –22.4	+16.5/ –7.8	
90 – 110	98.6	$7.66 \times 10^{-4}$	6.0	11.5	12.9	$4.55 \times 10^{-4}$	+34.9/ –23.9	+20.2/ –9.0	
110 – 200	136.8	$3.87 \times 10^{-5}$	11.5	13.2	17.5	$1.68 \times 10^{-5}$	+43.0/ –27.6	+31.0/ –9.6	



Таблица А.9 – Дифференциальное  $\gamma + \text{jet}$  сечение  $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$  в бинах  $p_T^\gamma$  при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$  вместе со статистической ( $\delta_{\text{stat}}$ ) и систематической ( $\delta_{\text{syst}}$ ) неопределенностями, и NLO предсказание вместе с неопределенностями из-за выбора теоретической шкалы ( $\delta_{\text{scale}}$ ) и PDF ( $\delta_{\text{pdf}}$ ). Общая нормализационная неопределенность 11.2% включена в  $\delta_{\text{syst}}$  для всех точек.

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)							
		Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$	
20 – 23	21.4	$5.67 \times 10^1$	2.2	18.2	18.4	$5.69 \times 10^1$	+14.5/ –11.0	+4.3/ –3.9	
23 – 26	24.4	$3.46 \times 10^1$	2.5	17.0	17.1	$3.41 \times 10^1$	+15.4/ –11.2	+3.8/ –3.4	
26 – 30	27.9	$2.00 \times 10^1$	2.6	16.9	17.1	$1.96 \times 10^1$	+16.5/ –11.8	+2.6/ –3.4	
30 – 35	32.3	$1.02 \times 10^1$	3.0	16.6	16.9	$1.01 \times 10^1$	+17.0/ –13.0	+3.5/ –2.7	
35 – 40	37.3	$4.64 \times 10^0$	1.3	15.0	15.0	$5.23 \times 10^0$	+17.2/ –13.2	+2.5/ –3.1	
40 – 45	42.4	$2.56 \times 10^0$	1.2	12.3	12.3	$2.87 \times 10^0$	+17.0/ –13.4	+2.3/ –3.4	
45 – 50	47.4	$1.47 \times 10^0$	1.3	11.8	11.9	$1.65 \times 10^0$	+17.4/ –13.9	+3.6/ –2.5	
50 – 60	54.6	$7.00 \times 10^{-1}$	1.2	11.7	11.8	$8.05 \times 10^{-1}$	+16.8/ –14.0	+1.8/ –4.4	
60 – 70	64.6	$2.86 \times 10^{-1}$	1.3	11.8	11.8	$3.24 \times 10^{-1}$	+16.8/ –14.1	+2.0/ –3.8	
70 – 80	74.6	$1.26 \times 10^{-1}$	1.4	10.9	11.0	$1.42 \times 10^{-1}$	+16.5/ –13.3	+3.0/ –2.4	
80 – 90	84.7	$5.94 \times 10^{-2}$	1.4	10.6	10.7	$6.55 \times 10^{-2}$	+16.6/ –13.2	+5.0/ –1.3	
90 – 110	98.8	$2.14 \times 10^{-2}$	1.5	11.2	11.3	$2.41 \times 10^{-2}$	+14.9/ –13.1	+4.0/ –2.3	
110 – 130	118.8	$5.64 \times 10^{-3}$	2.2	11.0	11.2	$6.39 \times 10^{-3}$	+14.0/ –12.8	+4.3/ –3.7	
130 – 150	138.9	$1.57 \times 10^{-3}$	4.1	11.3	12.1	$1.82 \times 10^{-3}$	+13.3/ –13.1	+4.6/ –5.9	
150 – 170	158.9	$5.00 \times 10^{-4}$	6.4	11.8	13.4	$5.41 \times 10^{-4}$	+13.3/ –12.7	+7.1/ –5.6	
170 – 230	191.6	$8.15 \times 10^{-5}$	10.3	12.4	16.1	$7.51 \times 10^{-5}$	+12.6/ –13.2	+9.2/ –10.8	

Таблица А.10 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $0.8 < |y^{\text{jet}}| \leq 1.6$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$6.20 \times 10^1$	2.1	18.2	18.4	$7.12 \times 10^1$	+11.8/ –8.4	+3.5/ –4.6
23 – 26	24.4	$3.89 \times 10^1$	2.3	16.9	17.1	$4.29 \times 10^1$	+12.2/ –8.7	+3.6/ –3.9
26 – 30	27.9	$2.13 \times 10^1$	2.5	16.8	17.0	$2.46 \times 10^1$	+13.0/ –9.5	+2.6/ –4.8
30 – 35	32.3	$1.16 \times 10^1$	2.9	16.4	16.6	$1.28 \times 10^1$	+12.8/ –10.7	+2.2/ –4.5
35 – 40	37.3	$5.61 \times 10^0$	1.3	14.8	14.9	$6.53 \times 10^0$	+13.5/ –11.0	+2.5/ –3.9
40 – 45	42.3	$3.11 \times 10^0$	1.2	12.3	12.4	$3.56 \times 10^0$	+13.8/ –11.1	+2.7/ –4.0
45 – 50	47.4	$1.78 \times 10^0$	1.3	11.9	11.9	$2.02 \times 10^0$	+13.9/ –11.7	+3.9/ –2.0
50 – 60	54.5	$8.27 \times 10^{-1}$	1.2	11.8	11.8	$9.65 \times 10^{-1}$	+12.8/ –11.6	+2.1/ –3.4
60 – 70	64.6	$3.22 \times 10^{-1}$	1.3	11.9	11.9	$3.70 \times 10^{-1}$	+13.6/ –11.0	+3.4/ –3.3
70 – 80	74.6	$1.34 \times 10^{-1}$	1.4	11.1	11.2	$1.51 \times 10^{-1}$	+12.0/ –11.7	+3.4/ –2.1
80 – 90	84.6	$5.91 \times 10^{-2}$	1.5	10.8	10.9	$6.55 \times 10^{-2}$	+11.7/ –11.6	+3.5/ –2.8
90 – 110	98.6	$1.92 \times 10^{-2}$	1.5	11.5	11.6	$2.11 \times 10^{-2}$	+12.1/ –11.6	+4.2/ –3.5
110 – 130	118.8	$4.09 \times 10^{-3}$	2.6	11.3	11.5	$4.49 \times 10^{-3}$	+11.9/ –12.0	+5.9/ –4.9
130 – 150	138.8	$8.66 \times 10^{-4}$	5.4	12.0	13.2	$9.80 \times 10^{-4}$	+12.9/ –12.4	+10.8/ –6.2
150 – 230	175.1	$6.97 \times 10^{-5}$	9.2	12.3	15.4	$6.59 \times 10^{-5}$	+12.5/ –13.4	+14.0/ –10.2

Таблица А.11 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $1.6 < |y^{\text{jet}}| \leq 2.4$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$6.17 \times 10^1$	2.3	18.2	18.3	$6.40 \times 10^1$	+9.2/ –8.2	+2.5/ –5.4
23 – 26	24.4	$3.92 \times 10^1$	2.6	16.7	16.9	$3.76 \times 10^1$	+9.7/ –7.3	+2.2/ –5.6
26 – 30	27.9	$1.98 \times 10^1$	2.9	16.7	17.0	$2.12 \times 10^1$	+10.6/ –7.8	+3.4/ –3.8
30 – 35	32.3	$1.12 \times 10^1$	3.3	16.3	16.6	$1.06 \times 10^1$	+10.6/ –9.0	+2.6/ –3.9
35 – 40	37.3	$4.96 \times 10^0$	1.3	14.8	14.9	$5.14 \times 10^0$	+11.8/ –9.1	+3.5/ –2.9
40 – 45	42.3	$2.60 \times 10^0$	1.2	12.3	12.4	$2.67 \times 10^0$	+11.0/ –10.1	+3.2/ –4.0
45 – 50	47.4	$1.42 \times 10^0$	1.3	11.9	12.0	$1.41 \times 10^0$	+11.4/ –10.5	+2.9/ –3.9
50 – 60	54.5	$6.00 \times 10^{-1}$	1.2	12.0	12.1	$6.01 \times 10^{-1}$	+10.8/ –10.4	+4.0/ –3.3
60 – 70	64.5	$2.00 \times 10^{-1}$	1.3	12.2	12.3	$1.93 \times 10^{-1}$	+11.5/ –11.1	+2.8/ –5.2
70 – 80	74.5	$7.03 \times 10^{-2}$	1.5	11.3	11.4	$6.37 \times 10^{-2}$	+11.7/ –11.0	+4.9/ –4.6
80 – 90	84.6	$2.49 \times 10^{-2}$	1.9	11.1	11.3	$2.19 \times 10^{-2}$	+11.4/ –11.4	+6.0/ –5.8
90 – 110	98.4	$5.72 \times 10^{-3}$	2.4	11.6	11.9	$5.06 \times 10^{-3}$	+14.8/ –12.4	+10.4/ –6.0
110 – 130	118.4	$7.10 \times 10^{-4}$	6.2	12.2	13.7	$5.99 \times 10^{-4}$	+15.2/ –14.0	+16.8/ –9.6
130 – 170	144.3	$4.08 \times 10^{-5}$	18.2	13.2	22.5	$3.52 \times 10^{-5}$	+19.9/ –16.7	+32.7/ –15.4

Таблица А.12 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$3.29 \times 10^1$	2.9	19.8	20.1	$3.23 \times 10^1$	+8.6/ –5.9	+3.7/ –3.8
23 – 26	24.4	$1.90 \times 10^1$	3.4	18.0	18.4	$1.80 \times 10^1$	+9.8/ –6.1	+7.1/ –2.0
26 – 30	27.9	$9.87 \times 10^0$	3.9	17.7	18.1	$9.42 \times 10^0$	+10.2/ –7.3	+5.1/ –3.4
30 – 35	32.3	$4.09 \times 10^0$	5.3	17.1	17.9	$4.14 \times 10^0$	+10.5/ –9.1	+3.7/ –4.5
35 – 40	37.3	$1.71 \times 10^0$	1.3	15.6	15.7	$1.69 \times 10^0$	+12.1/ –8.9	+7.5/ –2.7
40 – 45	42.3	$8.11 \times 10^{-1}$	1.3	12.8	12.9	$7.30 \times 10^{-1}$	+11.6/ –10.3	+4.0/ –5.7
45 – 50	47.3	$3.64 \times 10^{-1}$	1.3	12.7	12.8	$3.18 \times 10^{-1}$	+12.7/ –11.8	+5.9/ –5.8
50 – 60	54.2	$1.19 \times 10^{-1}$	1.3	12.5	12.6	$1.01 \times 10^{-1}$	+13.5/ –12.6	+8.3/ –5.9
60 – 70	64.2	$2.47 \times 10^{-2}$	1.8	12.8	12.9	$1.97 \times 10^{-2}$	+17.2/ –15.0	+12.9/ –8.2
70 – 80	74.2	$6.23 \times 10^{-3}$	3.3	12.8	13.2	$3.78 \times 10^{-3}$	+21.6/ –16.8	+21.1/ –7.9
80 – 90	84.2	$1.30 \times 10^{-3}$	6.7	13.7	15.2	$6.98 \times 10^{-4}$	+27.5/ –20.2	+30.9/ –11.9
90 – 170	104.4	$5.15 \times 10^{-5}$	12.0	17.2	21.0	$1.84 \times 10^{-5}$	+37.8/ –25.0	+45.0/ –15.7

Таблица А.13 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $|y^{\text{jet}}| \leq 0.8$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$3.57 \times 10^1$	2.3	18.8	18.9	$3.71 \times 10^1$	+21.3/ –15.4	+2.9/ –3.6
23 – 26	24.4	$2.11 \times 10^1$	2.7	17.4	17.6	$2.20 \times 10^1$	+22.3/ –16.0	+3.3/ –3.1
26 – 30	27.9	$1.22 \times 10^1$	2.9	17.4	17.6	$1.25 \times 10^1$	+23.5/ –16.3	+3.2/ –2.8
30 – 35	32.3	$6.29 \times 10^0$	3.4	17.3	17.7	$6.35 \times 10^0$	+23.5/ –17.5	+2.6/ –3.0
35 – 40	37.3	$2.84 \times 10^0$	1.3	15.6	15.7	$3.20 \times 10^0$	+24.4/ –17.4	+2.9/ –2.5
40 – 45	42.4	$1.51 \times 10^0$	1.2	12.6	12.7	$1.73 \times 10^0$	+24.6/ –17.5	+2.5/ –2.5
45 – 50	47.4	$8.72 \times 10^{-1}$	1.3	12.0	12.0	$9.94 \times 10^{-1}$	+24.0/ –18.1	+2.0/ –3.0
50 – 60	54.5	$4.14 \times 10^{-1}$	1.2	12.0	12.1	$4.78 \times 10^{-1}$	+24.2/ –17.4	+2.8/ –2.1
60 – 70	64.6	$1.72 \times 10^{-1}$	1.3	12.1	12.2	$1.92 \times 10^{-1}$	+23.2/ –17.1	+2.5/ –2.6
70 – 80	74.6	$7.57 \times 10^{-2}$	1.4	11.2	11.3	$8.45 \times 10^{-2}$	+22.1/ –16.8	+2.1/ –3.4
80 – 90	84.7	$3.62 \times 10^{-2}$	1.5	10.6	10.7	$3.97 \times 10^{-2}$	+21.6/ –16.6	+3.0/ –2.9
90 – 110	98.8	$1.34 \times 10^{-2}$	1.5	11.0	11.1	$1.50 \times 10^{-2}$	+19.6/ –16.1	+2.5/ –5.2
110 – 130	118.9	$3.80 \times 10^{-3}$	2.3	11.0	11.2	$4.26 \times 10^{-3}$	+17.2/ –15.3	+2.1/ –6.7
130 – 150	139.0	$1.20 \times 10^{-3}$	4.2	11.4	12.2	$1.32 \times 10^{-3}$	+15.7/ –14.2	+4.9/ –5.2
150 – 170	159.0	$3.40 \times 10^{-4}$	7.0	11.8	13.7	$4.38 \times 10^{-4}$	+14.6/ –13.5	+6.1/ –5.1
170 – 230	192.4	$6.69 \times 10^{-5}$	10.2	12.2	16.0	$7.27 \times 10^{-5}$	+13.5/ –12.6	+9.0/ –5.6

Таблица А.14 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $0.8 < |y^{\text{jet}}| \leq 1.6$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (нб/ГэВ)						
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$1.34 \times 10^1$	2.6	19.2	19.4	$2.15 \times 10^1$	+28.7/ –19.5	+2.9/ –3.3
23 – 26	24.4	$9.24 \times 10^0$	3.1	17.9	18.1	$1.26 \times 10^1$	+29.7/ –19.9	+2.7/ –3.0
26 – 30	27.9	$4.94 \times 10^0$	3.5	17.8	18.1	$6.99 \times 10^0$	+30.5/ –20.4	+2.9/ –2.9
30 – 35	32.3	$2.83 \times 10^0$	4.1	17.8	18.2	$3.46 \times 10^0$	+30.9/ –21.3	+2.4/ –3.0
35 – 40	37.3	$1.35 \times 10^0$	1.3	16.1	16.2	$1.70 \times 10^0$	+31.0/ –21.4	+2.5/ –3.5
40 – 45	42.4	$7.11 \times 10^{-1}$	1.3	13.0	13.0	$8.98 \times 10^{-1}$	+30.8/ –21.6	+2.4/ –4.2
45 – 50	47.4	$4.00 \times 10^{-1}$	1.3	12.6	12.6	$4.99 \times 10^{-1}$	+31.9/ –21.7	+3.5/ –2.8
50 – 60	54.5	$1.87 \times 10^{-1}$	1.2	12.4	12.5	$2.34 \times 10^{-1}$	+30.5/ –21.2	+3.5/ –3.6
60 – 70	64.6	$7.40 \times 10^{-2}$	1.3	12.4	12.5	$9.09 \times 10^{-2}$	+29.6/ –20.8	+3.5/ –3.9
70 – 80	74.6	$3.18 \times 10^{-2}$	1.5	11.7	11.8	$3.90 \times 10^{-2}$	+28.2/ –20.3	+3.9/ –4.4
80 – 90	84.7	$1.51 \times 10^{-2}$	1.7	11.2	11.3	$1.79 \times 10^{-2}$	+27.4/ –19.5	+5.1/ –3.3
90 – 110	98.8	$5.45 \times 10^{-3}$	1.8	12.5	12.6	$6.62 \times 10^{-3}$	+25.5/ –18.3	+4.8/ –4.0
110 – 130	118.9	$1.60 \times 10^{-3}$	2.9	11.3	11.7	$1.83 \times 10^{-3}$	+22.2/ –17.7	+4.4/ –5.2
130 – 150	138.9	$4.39 \times 10^{-4}$	5.6	11.7	13.0	$5.47 \times 10^{-4}$	+21.5/ –16.4	+5.6/ –5.8
150 – 230	176.6	$5.65 \times 10^{-5}$	7.6	13.1	15.1	$6.55 \times 10^{-5}$	+18.0/ –16.3	+8.1/ –6.5

Таблица А.15 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $1.6 < |y^{\text{jet}}| \leq 2.4$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (нб/ГэВ)						
(ГэВ)	(ГэВ)	Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$9.79 \times 10^0$	3.4	20.4	20.7	$1.07 \times 10^1$	+35.2/ –23.1	+3.9/ –3.1
23 – 26	24.4	$5.79 \times 10^0$	4.2	19.1	19.6	$6.19 \times 10^0$	+36.0/ –23.8	+3.4/ –3.8
26 – 30	27.9	$2.84 \times 10^0$	4.9	18.6	19.3	$3.38 \times 10^0$	+36.5/ –23.7	+3.8/ –4.2
30 – 35	32.3	$1.40 \times 10^0$	6.4	18.2	19.3	$1.61 \times 10^0$	+37.9/ –24.5	+4.4/ –4.6
35 – 40	37.3	$6.81 \times 10^{-1}$	1.3	17.4	17.5	$7.56 \times 10^{-1}$	+38.7/ –24.1	+5.6/ –3.6
40 – 45	42.3	$3.50 \times 10^{-1}$	1.3	13.7	13.7	$3.85 \times 10^{-1}$	+37.0/ –24.7	+4.4/ –4.8
45 – 50	47.4	$1.91 \times 10^{-1}$	1.3	12.9	13.0	$2.06 \times 10^{-1}$	+37.4/ –24.5	+4.9/ –4.6
50 – 60	54.5	$7.73 \times 10^{-2}$	1.3	13.3	13.4	$9.17 \times 10^{-2}$	+36.4/ –24.5	+4.6/ –5.5
60 – 70	64.6	$2.88 \times 10^{-2}$	1.5	13.5	13.6	$3.27 \times 10^{-2}$	+36.0/ –23.9	+6.2/ –5.0
70 – 80	74.6	$1.11 \times 10^{-2}$	1.8	12.1	12.3	$1.29 \times 10^{-2}$	+35.5/ –23.3	+6.5/ –5.4
80 – 90	84.6	$4.96 \times 10^{-3}$	2.4	13.3	13.5	$5.41 \times 10^{-3}$	+34.0/ –22.7	+6.7/ –5.1
90 – 110	98.7	$1.59 \times 10^{-3}$	2.8	13.0	13.3	$1.74 \times 10^{-3}$	+32.2/ –22.2	+7.1/ –6.0
110 – 130	118.8	$3.54 \times 10^{-4}$	5.7	14.0	15.1	$3.76 \times 10^{-4}$	+30.3/ –21.0	+9.3/ –6.2
130 – 170	145.8	$5.09 \times 10^{-5}$	10.5	16.1	19.2	$5.46 \times 10^{-5}$	+27.9/ –20.9	+10.3/ –7.0

Таблица А.16 – Аналогично Таблице А.9, но при  $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$  и  $2.4 < |y^{\text{jet}}| \leq 3.2$ ,  $y^\gamma y^{\text{jet}} \leq 0$ .

$p_T^\gamma$	$\langle p_T^\gamma \rangle$	$d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{\text{jet}}$ (пб/ГэВ)						
		Сечение	$\delta_{\text{stat}}(\%)$	$\delta_{\text{syst}}(\%)$	$\delta_{\text{tot}}(\%)$	NLO	$\delta_{\text{scale}}(\%)$	$\delta_{\text{pdf}}(\%)$
20 – 23	21.4	$3.45 \times 10^0$	4.8	23.3	23.8	$4.40 \times 10^0$	+41.0/ –25.3	+4.7/ –5.5
23 – 26	24.4	$2.06 \times 10^0$	6.1	22.4	23.3	$2.42 \times 10^0$	+42.0/ –25.6	+7.0/ –4.6
26 – 30	27.9	$1.22 \times 10^0$	6.9	21.7	22.7	$1.27 \times 10^0$	+42.6/ –26.2	+5.5/ –5.8
30 – 35	32.3	$6.82 \times 10^{-1}$	8.8	19.8	21.7	$5.58 \times 10^{-1}$	+43.4/ –26.9	+7.1/ –5.3
35 – 40	37.3	$2.64 \times 10^{-1}$	1.3	18.4	18.5	$2.39 \times 10^{-1}$	+43.3/ –26.8	+7.3/ –6.5
40 – 45	42.3	$1.26 \times 10^{-1}$	1.4	17.9	18.0	$1.09 \times 10^{-1}$	+43.8/ –27.2	+7.9/ –6.2
45 – 50	47.3	$5.73 \times 10^{-2}$	1.5	14.8	14.9	$5.23 \times 10^{-2}$	+44.4/ –27.8	+9.1/ –6.3
50 – 60	54.4	$2.23 \times 10^{-2}$	1.5	16.3	16.3	$2.00 \times 10^{-2}$	+43.3/ –28.2	+8.9/ –7.7
60 – 70	64.5	$7.36 \times 10^{-3}$	2.1	13.9	14.1	$5.49 \times 10^{-3}$	+45.1/ –27.9	+12.6/ –6.3
70 – 80	74.5	$2.36 \times 10^{-3}$	3.2	15.0	15.3	$1.64 \times 10^{-3}$	+44.9/ –28.3	+13.9/ –8.6
80 – 90	84.5	$7.09 \times 10^{-4}$	5.2	17.6	18.4	$5.08 \times 10^{-4}$	+46.9/ –28.6	+17.9/ –7.4
90 – 170	110.5	$5.45 \times 10^{-5}$	7.0	17.9	19.2	$3.05 \times 10^{-5}$	+48.6/ –29.9	+21.5/ –9.4

## Приложение Б

2864

2865

SP модели, используемые при вычислении  $f_{DP}$ 

2866

2867

2868

В секции 6.3.1 оценивается доля DP событий, используя предсказания SP MC моде-

лей. В этом приложении проверяются переменные, характеризующие качество модели SP и

связанные с ними распределение  $\Delta S$ , используемое при вычислении вклада DP событий.

2869

2870

2871

2872

2873

Переменная  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  чувствительна к излучению в начальном и/или конечном со-

стояниях и сильно коррелирует с суммой векторов  $p_T$  фотона и лидирующей струи,  $\vec{P}_T^A =$

$\vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{\text{jet1}}$ , см. уравнение (5.1). Распределение  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  в MC SP наборах сравнивается с

распределением в данных, из которого вычтен вклад DP событий, предсказанный в MIXDP

модели, в соответствии с  $f_{DP}$ , см. уравнения (6.7) и (6.8).

2874

Сравнение  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  спектров в SHERPA и PYTHIA SP моделях с SP моделью, извлечен-

ной из данных, показано на рисунке Б.1. SHERPA SP модель лучше согласуется с данными,

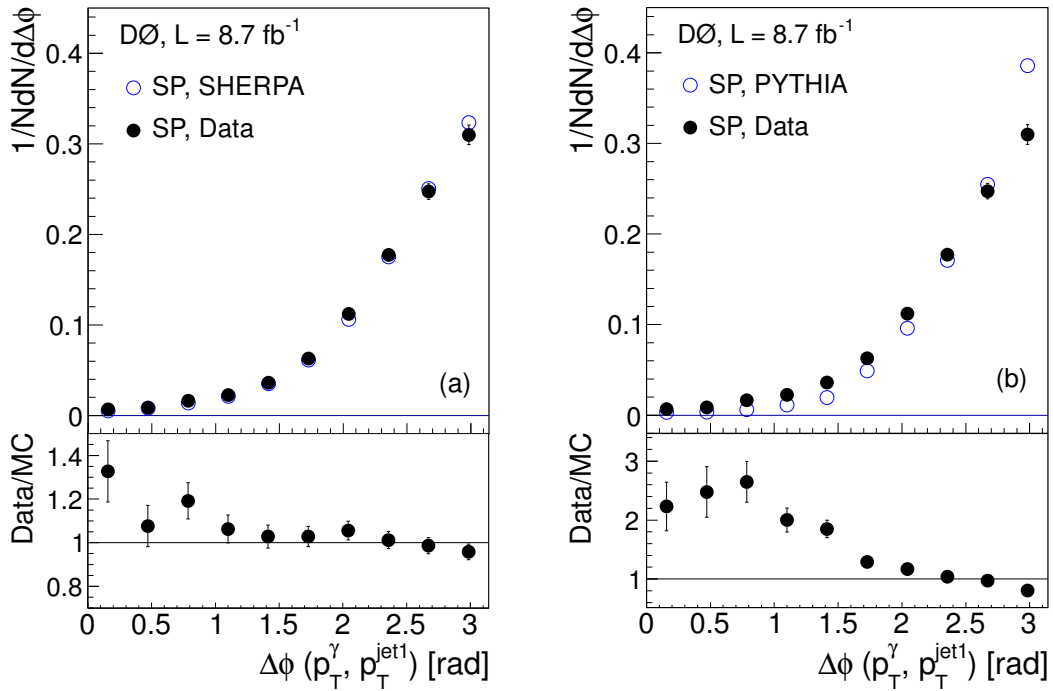


Рисунок Б.1 – Сравнение  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  спектра в SP модели, полученной в (а) SHERPA, (б) PYTHIA с SP моделью, извлеченной из данных.

2875

2876

2877

чем PYTHIA, в которой  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  распределение смещается к  $\pi$ . По этой причине последую-

щий анализ выполняется только с использованием SHERPA SP модели.

2878

2879

В MC SP предсказаниях также важны  $p_T$  спектры второй и третьей струй, которые

образуют второй вектор в уравнении (5.1) для  $\Delta S$ ,  $\vec{P}_T^B = \vec{p}_T^{\text{jet2}} + \vec{p}_T^{\text{jet3}}$ . Рисунок Б.2 показывает

2880 поперечный импульс второй и третьей струй в SHERPA и SP модели данных. Спектры  $p_T$   
 2881 обеих струй хорошо согласуются с данными.

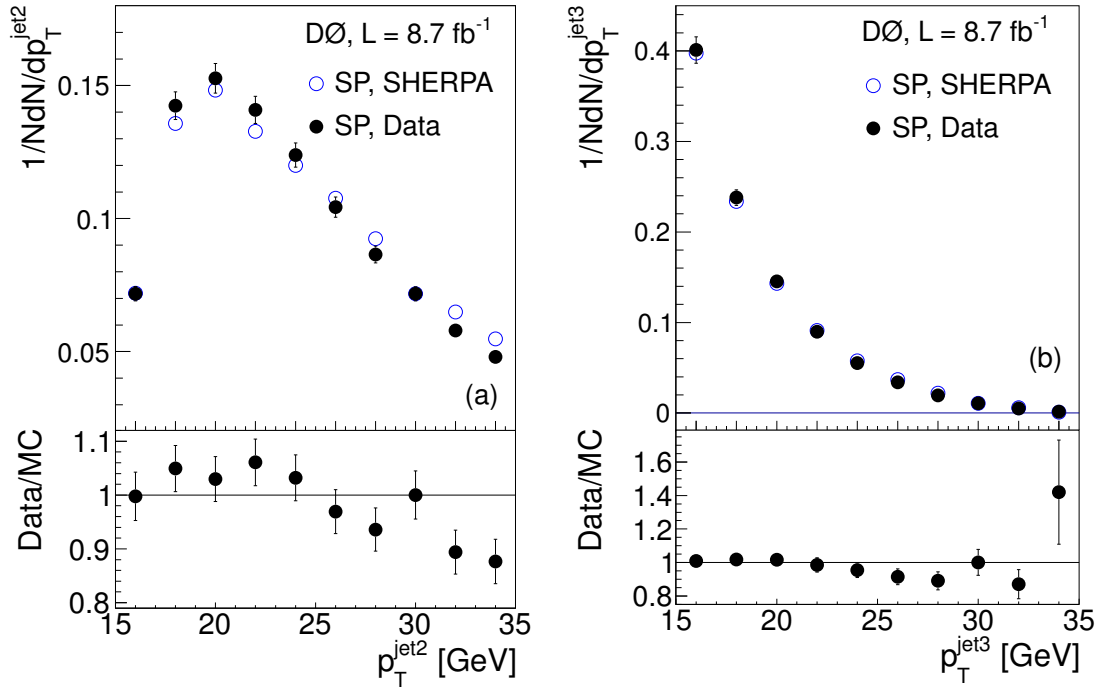


Рисунок Б.2 – Спектры поперечного импульса второй (а) и третьей (б) струй в в SHERPA и модели SP данных.

2881

2882 Для того, чтобы построить лучшую SP модель (подобную данным), SHERPA SP модель,  
 2883 используемая по умолчанию, перевзвешивается к данным либо в  $\Delta\phi(\gamma, \text{jet1})$  интервалах, либо  
 2884 в интервалах по  $p_T$  второй и третьей струй. Эти две альтернативные SP модели, подобные  
 2885 данным, рассматриваются в секции 6.3.1 при вычислении  $f_{DP}$ , а также используются для  
 2886 определения систематических неопределенностей.