

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Голованов Георгий Анатольевич

**Многочастичные взаимодействия в протон-антипротонных
столкновениях в эксперименте D0 на коллайдере Тэватрон**

Специальность 01.04.16 —

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Скачков Николай Борисович

Дубна — 2016

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Жесткие взаимодействия партонов и многопартонные взаимодействия	13
1.1 Лагранжиан КХД	13
1.2 Партонная модель КХД и факторизационная теорема	15
1.3 Партонные сечения	18
1.4 Функции распределения партонной плотности	20
1.5 Сопутствующие события	23
1.6 Процессы с многопартонными взаимодействиями	26
1.7 Процессы с двухпартонными взаимодействиями и эффективное сечение	29
Глава 2. Коллайдер Тэватрон и экспериментальная установка D0 . . .	34
2.1 Ускорительный комплекс	34
2.2 Экспериментальная установка D0	37
2.2.1 Координатная система экспериментальной установки D0 . .	38
2.2.2 Кремниевый микростриповый трекер	39
2.2.3 Центральный трекер на сцинтилляционных волокнах	41
2.2.4 Предливневый детектор	42
2.2.5 Калориметр	44
2.2.6 Интеркриостатный детектор	47
2.2.7 Мюонная система	47
2.2.8 Триггерная система	49
Глава 3. Процессы ассоциативного рождения “фотон + струя” в $p\bar{p}$ столкновениях на ускорителе Тэватрон	51
3.1 Процессы в лидирующем и следующем за лидирующем порядке КХД	51
3.2 Реконструкция и идентификация объектов	54
3.2.1 Вершина взаимодействия	54

3.2.2	Фотоны	55
3.2.3	Струи	56
3.3	Коррекция энергетической шкалы фотонов	57
3.4	Коррекция энергетической шкалы струй	59
3.5	Выборка данных и критерии отбора событий	61
3.6	Оценка доли сигнальных событий	64
3.7	Сечение событий “фотон + струя” и сравнение с теоретическими предсказаниями	66

Глава 4. Измерение эффективного сечения и доли событий с двухпартоными взаимодействиями в конечном состоянии

	“фотон + 3 струи”	71
4.1	Метод измерения эффективного сечения	71
4.2	Отбор событий “фотон + 3 струи”	75
4.3	Модели сигнальных и фоновых событий	77
4.3.1	Модель MIXDP	79
4.3.2	Модель MIXDI	80
4.3.3	Модель VKG2VTX	82
4.4	Характерные переменные	82
4.5	Измерение доли событий с двойными партон-партоными взаимодействиями	86
4.6	Измерение доли событий с двойными $p\bar{p}$ столкновениями	91
4.7	Отношение эффективностей отбора фотонов и струй в событиях с двухпартоными взаимодействиями и двойными $p\bar{p}$ столкновениями	93
4.7.1	Отношение эффективностей отбора фотонов	95
4.7.2	Отношение эффективностей отбора струй	96
4.8	Эффективность отбора вершин взаимодействия	97
4.9	Расчет σ_{hard} , N_{1coll} и N_{2coll}	98
4.10	Эффективное сечение процессов с двойными партон-партоными взаимодействиями	99

Глава 5. Двухпартоные взаимодействия как фон к процессу рождения бозона Хиггса на Тэватроне

5.1	Сечение процессов с двухпартоными взаимодействиями	102
-----	--	-----

5.2	Симуляция сигнальных и фоновых событий	103
5.3	Критерии отбора событий	104
5.4	Нормализация сечений исследуемых процессов	105
5.5	$d\sigma/dM_{jj}$ сечения HW и двухпартонных процессов	106
5.5.1	Вычисление сечений в общем случае	106
5.5.2	Вычисление сечений в случае b -струй в конечном состоянии	106
5.6	Сравнение выходов событий с однопартонными и двухпартонными взаимодействиями	110
5.7	Применение искусственной нейронной сети для разделения сигнальных и фоновых событий	111
5.7.1	Переменные	111
5.7.2	Искусственная нейронная сеть	113
Глава 6. Заключение		118
Список литературы		121
Список рисунков		131
Список таблиц		138
Приложение А. Тройное дифференциальное сечение $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{jet}$ процесса “фотон + струя”		140
Приложение Б. Использование треков заряженных частиц для определения принадлежности адронной струи вершине $p\bar{p}$ взаимодействия		143
Приложение В. Модели пространственной плотности партонов		145
Приложение Г. Корреляции двухпартонных взаимодействий		147

Введение

Согласно партонной модели, протон представляется как связанное состояние трех фермионов с дробным электрическим зарядом (кварков), которые несут SU(3) цветовой заряд и взаимодействуют посредством обмена глюонами. Квантовая хромодинамика (КХД) – калибровочная теория, описывающая сильные взаимодействия между кварками и глюонами, является точным инструментом в описании множества характеристик процессов с участием адронов.

Партонная модель КХД описывает экспериментальные результаты, сводя взаимодействие пары адронов (нуклонов) к взаимодействию пары отдельных партонов внутри них. При таком механизме другие кварки внутри нуклона (спектаторы) не участвуют во взаимодействии. Однако, существует вероятность такого нуклон-нуклонного столкновения, при котором конечное состояние образовано не одной, а двумя и более парами взаимодействующих партонов, т.е. процессами с *многопартонными взаимодействиями*.

Сечение процессов с многопартонными взаимодействиями зависит от пространственного распределения партонов внутри нуклона. Если партоны распределены в нуклоне равномерно, то сечение процессов с многопартонными взаимодействиями будет низким, в то время как его значение возрастает с большей концентрацией партонной плотности. Таким образом, изучение подобных процессов несет новую и важную информацию о внутренней структуре нуклонов.

Структура адронов может быть описана с использованием КХД, однако используемые теорией уравнения являются непertурбативными, что делает затруднительным их решение стандартными методами. Несмотря на прогресс в описании структуры адронов с использованием компьютерного моделирования, на сегодняшний день, основными являются феноменологические модели, основанные на экспериментальных данных. Это делает актуальным измерение величин, таких как доля событий с многопартонными взаимодействиями (f_{DP}) и эффективное сечение (σ_{eff}) – процесс-независимый параметр, непосредственно связанный с пространственной плотностью партонов в адронах.

Помимо информации о внутренней структуре адронов, многопартонные взаимодействия также представляют интерес для лучшего понимания динамики КХД. В частности, механизм фрагментации партонов в адронные струи также

является непертурбативным и основан на феноменологических моделях, требующих настройки параметров, извлекаемых из эксперимента. Это делает актуальным изучение многопартонных процессов с образованием адронных струй в конечном состоянии.

Процессы с многопартонными взаимодействиями также могут быть источником фона к некоторым редким процессам. В таких случаях, одно из партон-партонных взаимодействий способно породить пару адронных струй, мимикрируя при этом под пару струй сигнального события. Например, $2 \rightarrow 2$ процесс ассоциативного рождения $q\bar{q} \rightarrow HW$, с последующими распадами $H \rightarrow b\bar{b}$ и $W \rightarrow l\nu$, будет иметь такое же конечное состояние как и два $2 \rightarrow 2$ процесса $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$ и $q\bar{q} \rightarrow W$, произошедших в одном $p\bar{p}$ взаимодействии посредством взаимодействия двух пар партонов. Точная оценка уровня фона, обусловленного этими процессами, имеет большое значение в современной физике элементарных частиц, а физические наблюдаемые, чувствительные к кинематике процессов с многопартонными взаимодействиями, позволяют существенно подавить фон, повышая при этом эффективность поиска редких процессов.

Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является исследование свойств процессов с многопартонными взаимодействиями в $p\bar{p}$ столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ на экспериментальных данных установки D0. Более детально в работе преследуются следующие цели:

- Измерение доли двухпартонных взаимодействий в процессе $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jets$.
- Измерение эффективного сечения двухпартонных взаимодействий σ_{eff} – процесс-независимого параметра, связанного с пространственным распределением партонов внутри протона (антипротона).
- Оценка фона, вызванного событиями с многопартонными взаимодействиями, в процессах ассоциативного рождения W -бозона и бозона Хиггса ($p\bar{p} \rightarrow WH$) при энергии Тэватрона.

Согласно поставленным целям, сформулированы и решены следующие задачи:

- Обработаны экспериментальные данные протон-антипротонных столкновений, набранных в эксперименте D0 на Тэватроне в ходе сеанса RunIIa в объеме, соответствующему интегральной светимости 1.1 фб^{-1} .
- Создано программное обеспечение для анализа данных установки D0, с помощью которого выделены события ассоциативного рождения прямого фотона и адронной струи $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$. Оптимизированы критерии, обеспечивающие высокую эффективность отбора фотонных кандидатов и адронных струй.
- Изучены кинематические особенности процессов $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ и свойства фотонных кандидатов и адронных струй.
- События, отобранные для анализа, содержащие фотон с поперечным импульсом от 30 до 300 ГэВ и адронную струю с поперечным импульсом от 15 ГэВ, использовались для измерения тройного дифференциального сечения процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$.
- Исследована зависимость сечения от поперечного импульса фотона в различных областях по быстротам фотона и струи, и произведено сравнение с теоретическими предсказаниями в следующем за лидирующим порядке КХД.
- В имеющейся выборке обработанных экспериментальных данных, отобраны события с однократными $p\bar{p}$ столкновениями и конечным состоянием $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jet + X$.
- Создан комплекс программного обеспечения для моделирования сигнальных событий с многопартонными взаимодействиями на основе экспериментальных данных установки D0.
- Отобранные для анализа события, содержащие фотон с поперечным импульсом $60 < p_T^\gamma < 80$ ГэВ, лидирующую струю с $p_T^{jet1} > 25$ ГэВ и две дополнительные струи с $p_T^{jet2,3} > 15$ ГэВ, использованы для определения доли событий с двухпартонными взаимодействиями, а также для измерения эффективного сечения σ_{eff} в трех интервалах поперечного импульса следующей за лидирующей струи, покрывающих область $15 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ.
- Произведена оценка фона, обусловленного событиями с многопартонными взаимодействиями, для процесса $p\bar{p} \rightarrow WH$, для чего смоделирована необходимая для анализа статистика сигнальных и фоновых двухпартон-

ных событий, а также предложен набор переменных, чувствительных к кинематике многопартонных взаимодействий, которые способны существенно улучшить выделение сигнала над фоном.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты измерения доли событий с двухпартонными взаимодействиями в протон-антипротонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ в конечном состоянии $\gamma + 3 jets$ на установке D0 и исследование зависимости от поперечного импульса следующей за лидирующей струи в интервале $15 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ.
2. Результаты измерения эффективного сечения событий с двухпартонными взаимодействиями, связанного с распределением партонной плотности внутри протона при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ, и исследование зависимости от поперечного импульса следующей за лидирующей струи в том же интервале.
3. Результаты измерения тройного дифференциального сечения процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ и исследование зависимости сечения от поперечного импульса фотона в различных областях по быстротам фотона и струи.
4. Результаты оценки фона, образованного событиями с двухпартонными взаимодействиями, в процессе ассоциативного рождения бозона Хиггса и W -бозона в протон-антипротонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ.
5. Предложен набор кинематических переменных, используемых для разделения сигнальных HW и фоновых $W + 2 jets$ событий, образованных посредством механизма двойного партонного взаимодействия.

Научная новизна и практическая значимость заключается в том, что данная работа является первым измерением доли (f_{DP}) и эффективного сечения (σ_{eff}) событий с двухпартонными взаимодействиями в процессе $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 jets$ при энергии протон-антипротонных столкновений 1.96 ТэВ в с.ц.м. В отличие от предыдущих работ, имеющаяся статистика позволяет производить измерение в кинематической области с более энергетичными фотонными кандидатами ($60 < p_T^\gamma < 80$ ГэВ), что позволяет подавить вклад фоновых процессов с фотонами, рожденными в результате распадов π^0 и η мезонов.

В работе впервые исследована зависимость f_{DP} и σ_{eff} от поперечного импульса следующей за лидирующей струи в интервале $15 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ, интерпретируемого как энергетическая шкала второго партонного взаимодействия. Измеренное значение получено на данных эксперимента D0, соответствующих статистике 1.1 фб^{-1} , и, с учетом систематических неопределенностей, является наиболее точным по сравнению со всеми предыдущими измерениями параметра σ_{eff} .

В порядке изучения свойств процессов с конечным состоянием “фотон + струя”, впервые произведено измерение тройного дифференциального сечения $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{jet}$ процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ в четырех областях быстрот фотона и струи, и произведено сравнение с теоретическими предсказаниями в следующем за лидирующим порядке КХД.

С помощью измеренного значения σ_{eff} , впервые при энергии Тэватрона была произведена оценка фона от событий с двухпартонными взаимодействиями к процессу $p\bar{p} \rightarrow WH$ с последующим распадом $H \rightarrow b\bar{b}$. Предложенный набор переменных, чувствительных к кинематике двухпартонных взаимодействий, позволяет понизить вклад фона и может представлять интерес в задачах поиска редких процессов на LHC и будущих ускорителях.

Личный вклад автора в проведении исследований и получении представленных в работе результатов является определяющим. Все представленные в работе результаты получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Апробация работы и публикации

Результаты работы неоднократно докладывались автором на совещаниях коллаборация D0 и научных семинарах Fermilab; на XI научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ (5 – 9 февраля 2007 г., ОИЯИ, Дубна); на международных конференциях American Physical Society (February 13 – 16 2010, Washington, USA; April 13 – 16 2013, Denver, USA; April 5 – 8 2014, Savannah, USA), Workshop on Multi-Parton Interactions at the LHC (21 – 25 November 2011, Hamburg, Germany), XXII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (15 – 20 September 2014, Dubna, Russia).

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях [1–5], 4 из которых изданы в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, 1 – в материалах конференций.

Апробация диссертации прошла на семинаре Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова Объединенного института ядерных исследований 24 февраля 2016 г.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и четырех приложений. Полный объем диссертации составляет 149 страниц с 59 рисунками и 13 таблицами. Список литературы содержит 111 наименований.

Первая глава посвящена общим характеристикам процессов жесткого взаимодействия кварков и глюонов, а также теоретическому обоснованию возможности наблюдения процессов с многопартоными взаимодействиями в протон-антипротонных столкновениях и связи сечений отдельных партоновых процессов с σ_{eff} – параметром, имеющим размерность сечения и непосредственно измеряемым экспериментально.

Во **второй главе** описывается коллайдер Тэватрон и экспериментальная установка D0. В разделе 2.1 приводится краткое описание основных ускорительных элементов коллайдера: от формирования протонного и антипротонного пучков до достижения энергии 1.96 ТэВ в с.с.м при их столкновении. Раздел 2.2 посвящен экспериментальной установке D0 и ее основным детектирующим системам, используемым во время сеанса набора данных Run IIa. Дается описание трековой и мюонной систем, калориметра и устройство триггерной системы для отбора событий в реальном времени.

Третья глава посвящена изучению свойств процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$. В разделе 3.1 обсуждаются основные механизмы ассоциативного рождения фотона и струй в протон-антипротонных столкновениях. Раздел 3.2 посвящен описанию методики реконструкции и идентификации таких объектов, как фотоны, адронные струи и вершины $p\bar{p}$ столкновений. Разделы 3.3 и 3.4 содержат описание процедур коррекции энергетических шкал фотонов и адронных струй. В разделах 3.5 и 3.6 описывается методика измерения тройного дифференциального сечения процессов $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$. Приводится перечень критериев отбора

событий, оценка доли сигнальных событий и эффективности отбора фотонов и струй. Результатом является измерение сечения $d^3\sigma/dp_T^\gamma d\eta^\gamma dp_T^{jet}$ и сравнение с предсказаниями теории, приведенные в разделе 3.7.

В четвертой главе дается детальное описание метода измерения доли событий с двухпартоными взаимодействиями и эффективного сечения этих процессов. В разделе 4.2 сформулированы критерии отбора событий “фотон+3 струи”. Для извлечения доли событий с двухпартоными взаимодействиями необходимо создание моделей, описанию которых посвящен раздел 4.3. Для идентификации таких взаимодействий в данных используются переменные, чувствительные к кинематике двухпартоных взаимодействий. Раздел 4.4 содержит описание характерных переменных, распределение которых выглядит по-разному в событиях с однопартоными и двухпартоными взаимодействиями. Применение характерных переменных в различных моделях сигнальных и фоновых процессов позволяют произвести оценку доли событий с двухпартоными взаимодействиями, а также событий с двойными $p\bar{p}$ столкновениями в данных, что отражено в разделах 4.5 и 4.6. Разделы с 4.7 по 4.9 включают в себя описание измерений эффективностей отбора фотонов, струй, а также вершин $p\bar{p}$ столкновений в событиях с двухпартоными и двухнуклонными взаимодействиями. Все это необходимо для измерения эффективного сечения процессов с двухпартоными взаимодействиями, описанию которого посвящен раздел 4.10.

В пятой главе рассматриваются двухпартоные события, имеющие в конечном состоянии $W + 2$ струи, как фон к процессам ассоциативного рождения $W + H$, с распадами типа $W \rightarrow l\nu$ и $H \rightarrow b\bar{b}$. Раздел 5.2 содержит описание проведенной симуляции сигнальных и фоновых событий, для чего используется генератор RUTHIA 8, который, унаследовав все преимущества RUTHIA 6, обладает возможностью комбинации различных процессов в основном и дополнительном партоных взаимодействиях в интересующих исследователя кинематических областях. Разделы 5.3 и 5.4 содержат критерии отбора сигнальных и фоновых событий и описание применяемых коэффициентов нормализации сечений симулированных событий к экспериментально измеренным сечениям, либо к теоретическим NNLO предсказаниям. Раздел 5.5 посвящен вычислению дифференциальных сечений $d\sigma/dM_{jj}$ процесса рождения HW и фонового процесса рождения $W + 2$ струи посредством механизма двухпартоного взаимодействия. В разделе 5.6 рассмотрены выходы событий dN/dM_{jj} , ожидаемые для процес-

сов с конечным состоянием $W + 2$ струи, происходящие посредством однопартонного и двухпартонного взаимодействия. Раздел 5.7 посвящен использованию искусственной нейронной сети для разделения сигнальных и фоновых событий. Обсуждаются переменные, которые могут быть полезны с точки зрения разделения сигнальных HW от фоновых $W + 2$ струи процессов с двухпартонным взаимодействием.

В **заключении** приведены основные результаты работы, выносимые на защиту.

Глава 1. Жесткие взаимодействия партонов и многопартонные взаимодействия

1.1 Лагранжиан КХД

Стандартная Модель (СМ) физики частиц объединяет в себе электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия. КХД является инструментом, описывающим процессы сильных взаимодействий. Она строится по аналогии с квантовой электродинамикой (КЭД), но в большей степени является полуэмпирической. Квантовая хромодинамика базируется на группе симметрии SU(3), элементами которой являются матрицы (3×3) . Лагранжиан КХД имеет вид:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_q^i (i\gamma^\mu) (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - m_q \bar{\psi}_q^i \psi_{qi} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (1.1)$$

где ψ_q^i обозначает кварковое поле с фундаментальным цветовым индексом i , $\psi_q = (\psi_{qR}, \psi_{qG}, \psi_{qB})^T$; γ^μ обозначает Дираковские матрицы, отражающие векторную природу сильных взаимодействий; m_q принимает в расчет ненулевые массы кварков; $F_{\mu\nu}^a$ обозначает тензор напряженности глюонного поля с сопряженным цветовым индексом $a \in [1, 2, \dots, 8]$.

Ковариантная производная $(D_\mu)_{ij}$ имеет вид:

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - i g_s t_{ij}^a A_\mu^a, \quad (1.2)$$

с силой связи кварков и глюонов g_s (имеющей связь с константой связи сильного взаимодействия α_s через $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$), глюонным полем A_μ^a с цветовым индексом a и $t_{ij}^a = \lambda_{ij}^a/2$, где t_{ij}^a – восемь матриц Гелл-Манна.

Бегущая константа связи логарифмически зависит от абсолютной шкалы энергии и может быть определена через так называемую бета-функцию:

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2} = \frac{\partial \alpha_s}{\partial \ln Q^2} = \beta(\alpha_s), \quad (1.3)$$

где бета-функция имеет вид:

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s^2 (b_0 = b_1 \alpha_s + b_2 \alpha_s^2 + \dots). \quad (1.4)$$

Знак минус в уравнении (1.4) вместе с тем фактом что $b_0 > 0$, приводят к знаменитому результату об эффективном уменьшении константы связи КХД с ростом энергии, названному асимптотической свободой. Это означает, что чем ближе кварки друг к другу тем слабее цветовой заряд. При очень близких расстояниях кварки ведут себя как свободные частицы. Как следствие асимптотической свободы можно отметить тот факт, что из-за эффективного уменьшения константы связи вся техника теории возмущений применима к процессам при высоких энергиях. Уменьшение константы связи с ростом энергии означает также, что при определенной энергетической шкале она может стать сравнима с константами связи слабого и электромагнитного взаимодействий. За пределами этой энергии, которая может находиться в диапазоне от 10^{15} до 10^{17} ГэВ, возможно объединение всех видов фундаментальных взаимодействий.

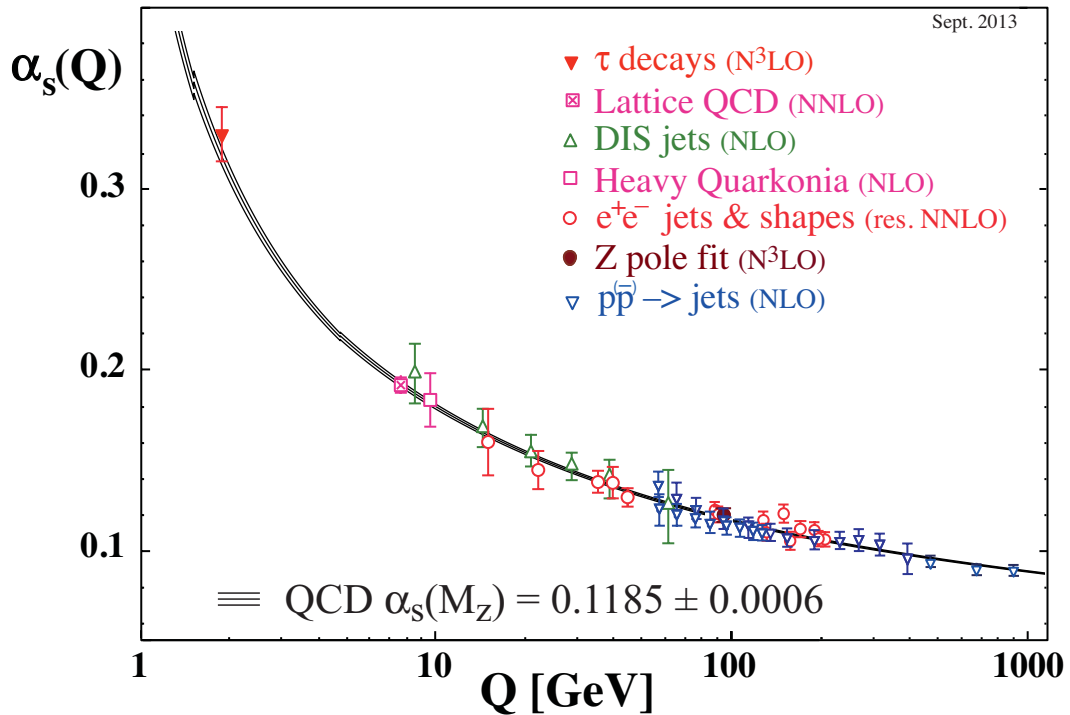


Рисунок 1.1 — Результаты измерений $\alpha_s(Q)$ как функции энергетической шкалы Q . Порядок теории возмущений КХД, используемый при извлечении $\alpha_s(Q)$ указан в скобках. Рисунок взят из [6].

В случае энергий меньших 1 ГэВ константа связи резко возрастает, как показано на рисунке 1.1. В таком случае решение уравнения (1.3) примет следующий вид:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1.5)$$

где параметр $\Lambda \sim 200$ МэВ определяет шкалу энергии, при которой константа связи номинально становится бесконечной, так называемый полюс Ландау. Собственные состояния лагранжиана КХД, кварки и глюоны, не наблюдаются в свободном состоянии – экспериментально наблюдаются лишь адроны. Гипотеза конфайнмента состоит в том, что кварки и глюоны могут существовать только в связанном состоянии внутри адрона. При попытке кварка отдалиться глюонное поле натягивается в виде струны и стремится его удержать. Если импульс кварка относительно адрона большой, то струна лопается и на месте разрыва возникает кварк-антикварковая пара. В области низких энергий, где сила связи партонов велика, подходы теории возмущений неприменимы. Поэтому приходится прибегать к помощи непертурбативных методов.

1.2 Партонная модель КХД и факторизационная теорема

Экспериментально доказано, что протон является составным объектом. В частности, эксперименты по неупругому пион-протонному столкновению обнаружили наличие резонансов, что указывает на внутреннюю составную структуру протона. Эксперименты с использованием глубоко неупругого *ep* рассеяния исследовали составные части протона по спектру рассеянных электронов. Согласно партонной модели, протон представляется как связанное состояние трех фермионов с дробным зарядом (кварков), которые несут SU(3) цветовой заряд и взаимодействуют посредством обмена глюонами. Структура адронов также может быть описана с использованием КХД, однако используемые теорией уравнения являются непертурбативными, что делает затруднительным их решение, используя стандартные методы. Несмотря на прогресс в попытке описания структуры адронов с использованием компьютерного моделирования, на сегодняшний день основными являются феноменологические модели, основанные на экспериментальных данных.

Факторизационная теорема КХД опирается на расширение представлений партонной модели, первоначально разработанных в контексте глубокого неупру-

того рассеяния, на случай адрон-адронных столкновений [7]. Согласно факторизационной теореме, сечение рассеяния двух адронов σ_{AB} – это конволюция партонного сечения $\hat{\sigma}_{q\bar{q}}$ и функций распределения этих партонов в адронах. Распределение кварков и глюонов в протоне численно описывается так называемыми структурными функциями $F_i(x_i, Q^2)$, определяющими вероятность обнаружения некоторого партона i как функцию его кинематических характеристик. Такими кинематическими переменными являются доля 3-импульса протона, уносимая партоном (x), и квадрат переданного 4-импульса (Q^2). В частности, для процесса Дрелла-Яна ($q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$) сечение рассеяния двух адронов A и B согласно факторизационной теореме выглядит следующим образом:

$$\sigma_{AB} = \int dx_q dx_{\bar{q}} F_{q/A}(x_q, Q^2) F_{\bar{q}/B}(x_{\bar{q}}, Q^2) \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow l^+l^-). \quad (1.6)$$

С учетом пертурбативных поправок $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$ к лидирующему порядку в сечении (1.6) уравнение примет вид:

$$\sigma_{AB} = \int dx_q dx_{\bar{q}} F_{q/A}(x_q, \mu_F^2) F_{\bar{q}/B}(x_{\bar{q}}, \mu_F^2) \{ \hat{\sigma}_0 + \alpha_s(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1 + \dots \}_{q\bar{q} \rightarrow l^+l^-}. \quad (1.7)$$

В уравнение (1.7) входят две шкалы: шкала факторизации μ_F – произвольный параметр, разделяющий особенности КХД на малых и больших расстояниях, и шкала ренормализации μ_R , которая устраняет ультрафиолетовые расходимости при более высоких порядках теории возмущения. Зависимость всех коэффициентов от шкалы компенсируется зависимостью от шкалы функций партонных распределений при вычислении сечений во всех порядках теории возмущений. Если же высшие порядки не учитываются, то сечение зависит от выбора шкал μ_F и μ_R . Обычно шкалы выбираются того же порядка что и масштаб шкалы жесткого взаимодействия. Зачастую обе шкалы выбираются одинаковыми. Например, стандартный выбор масштаба шкал в случае процесса Дрелла-Яна соответствует инвариантной массе лептонов $\mu_R = \mu_F = M$. Аналогично, подходящий выбор масштаба шкал для вычисления сечений рождения Z -бозона, топ-кварка или адронных струй с большим E_T , соответствует инвариантным массам Z -бозона и топ-кварка или поперечной энергии струй [8]. Зависимость функций распределения партонных плотностей от Q^2 может быть установлена с помощью уравнения ДГЛАП (Докшицер-Грибов-Липатов-Алтарелли-Паризи) [9–12], в то время

как зависимость от x извлекается из экспериментальных данных. Рисунок 1.2 иллюстрирует области по (x, Q^2) , доступные для измерения кинематических переменных, соответствующих конечному состоянию с инвариантной массой M и псевдобыстротой y на ускорителе Тэватрон в предположении, что факторизационная шкала $Q^2 = M$.

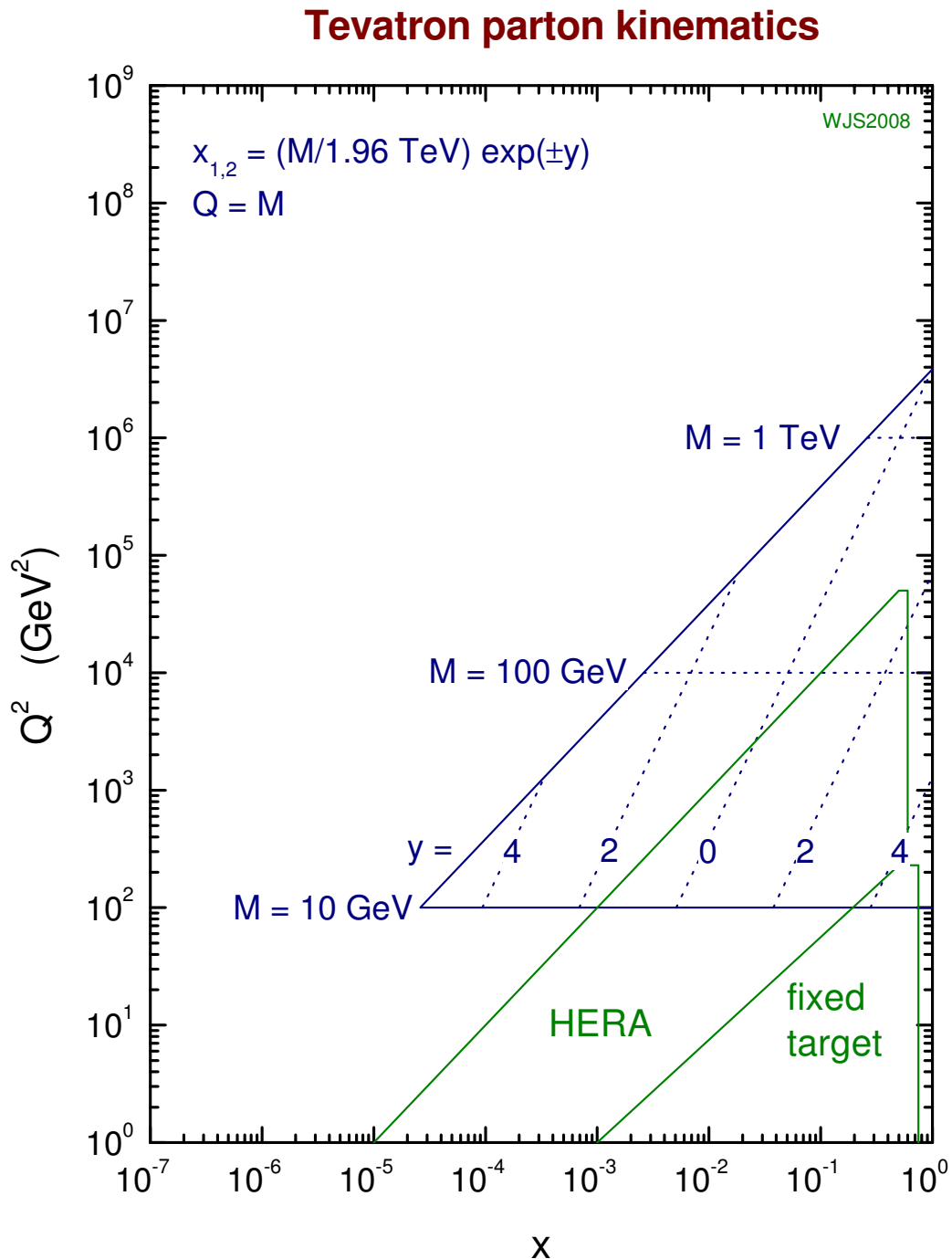


Рисунок 1.2 — Кинематическая область (x, Q^2) , покрываемая ускорителем Тэватрон (синяя линия) и предшествующими ускорителями (зеленая линия).

Рисунок взят из [13].

1.3 Партонные сечения

Вычисления в лидирующем порядке теории возмущения (LO) являются базовым инструментом для описания исследуемых наблюдаемых в процессах жесткого рассеяния. Это приближение включает в себя вычисление квадрата матричного элемента и последующее интегрирование по всему фазовому объему. Зачастую интегрирование невыполнимо аналитически и требует применения численных методов. Помимо этого, интегрирование по некоторым областям фазового пространства может приводить к расходимостям, вследствие чего они должны быть исключены.

Основные свойства исследуемых процессов описываются вычислениями в лидирующем порядке. Но поскольку вычисления в таком приближении демонстрируют сильную зависимость от выбора шкал факторизации и ренормализации, то их прямое сравнение с экспериментальными данными зачастую является проблематичным. Это требует учета вклада дополнительных партонных процессов. Таким образом, необходимой частью экспериментального анализа является включение вычислений следующего за лидирующим (NLO) и более высоких порядков теории возмущения.

Дополнительные изменения в картину лидирующего порядка вносят излучения в начальном и конечном состояниях. Вычисления в NLO требуют учета всех диаграмм, вносящих дополнительный α_s к основной диаграмме. В зависимости от того является ли линия диаграммы внешней или внутренней, дополнительный вклад в диаграмму может быть реальным или виртуальным.

Особенностью вычислений в высших порядках является то, что наблюдаемые, вычисленные в порядке α_s^n , зависят от μ_F и μ_R до порядка α_s^{n+1} [8]. Возможный выбор шкал, например, связан с малыми поправками NLO к LO сечениям или использованием типичных значений масс, импульсов или энергий в исследуемых процессах. Разброс результатов вычислений, полученных при различных шкалах, как правило включается в теоретическую неопределенность.

Отношение полных или дифференциальных сечений для заданного процесса вычисленных в NLO к сечениям в LO носит название *K-фактора*. K-фактор представляет собой набор поправок, имеющих в NLO, по сравнению с LO, и зависит в основном от выбранного фазового пространства. Отношение

NLO к LO предсказаний может существенно меняться в зависимости от изучаемых величин, например, полных сечений реакций или величин в выборке данных, соответствующей строгому набору критериев. К-фактор также может меняться при использовании различных шкал факторизации и ренормализации. Как правило, используются параметризации партонных плотностей того же порядка что и порядок вычисления сечений. Те или иные различия в вычислениях LO и NLO приводят к тому, что К-фактор может принимать значения как больше так и меньше единицы.

В процессах с большими Q^2 партоны в конечном состоянии обладают большими поперечными импульсами. Подобно тому как электрически заряженные частицы в КЭД испускают фотоны, цветные партоны испускают КХД излучение в форме глюонов. Однако, в отличие от фотонов глюоны сами несут цветовой заряд и способны к дальнейшему излучению, что приводит к возникновению так называемых *партонных ливней*. С точки зрения теории возмущения, партонные ливни представляют собой поправки высоких порядков к жесткому процессу, связанные с излучением мягких глюонов или образованием кварк-антикварковых пар. Одним из свойств такого излучения является угловое упорядочение – эффект, связанный с последовательным уменьшением угла раствора, в котором излучаются глюоны. Это приводит к тому, что весь процесс последовательного излучения мягких глюонов будет локализован в некотором конусе вокруг первоначального кварка. Таким способом кварк-глюонный ливень развивается до тех пор пока энергии партонов не станут масштаба ~ 1 ГэВ, так называемое инфракрасное обрезание. Как общий инструмент для многих физических анализах, механизмы образования партонных ливней реализованы во многих Монте-Карло генераторах, например PYTHIA [14], SHERPA [15] и HERWIG [16].

На заключительном этапе эволюции партонного ливня теория возмущений перестает быть применимой. Это объясняется тем что константа связи α_s при таких энергиях становится очень большой. К тому же множественность частиц в струе должна быть конечна, т.к. закон сохранения энергии устанавливает предел на число образовавшихся частиц. Для описания дальнейшей эволюции системы (так называемого процесса *адронизации*) используются феноменологические модели, наибольший успех из которых достигли кластерная модель [17], реализованная в генераторе HERWIG, и лундовская струнная модель [18], реализованная в PYTHIA. Согласно последней, возбужденная кварк-антикварковая

пара связана релятивистской струной, разрыв которой приводит к образованию дополнительных $q\bar{q}$ -пар с последующим переходом в стабильные мезонные состояния. Глюоны в такой модели ассоциируются с малым участком изломанной струны, несущим импульс, который при отдалении от начальной струны, образует лидирующий мезон, а оставшиеся подструны фрагментируют в адрон по описанному выше механизму. Это приводит к образованию так называемых *адронных струй* – потоку бесцветных адронов, направление оси которого совпадает с направлением начального партона.

1.4 Функции распределения партонной плотности

В разделе 1.3 описаны методы получения партонных сечений. Они должны быть свернуты с функциями распределения партонов в адроне для расчета сечений в адронных коллайдерах. Функции распределения партонных плотностей параметризуются в зависимости от доли импульса партона x в адроне. Параметризации получаются путем фитирования к данным глубоко неупругого рассеяния, процессов Дрелла-Яна и процессов с рождением адронных струй. Наиболее широко используемыми наборами функций распределения партонов являются STEQ [19] и MSTW [20] (ранее MRST). Измерения, сделанные при одних и тех же x , но разных Q^2 , могут быть сравнимы с учетом распределений партонных плотностей, извлекаемых с помощью ДГЛАП уравнения.

При $\log(\mu) \gg \log(1/x)$ функции распределения партонных плотностей, используемые для вычисления сечений процессов жесткого рассеяния, удовлетворяют уравнению ДГЛАП, описывающие эволюцию функций распределения с Q^2 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_i(x, \mu^2)}{\partial \log \mu^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ P_{q_i q_j}(z, \alpha_s) q_j\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + P_{q_i g}(z, \alpha_s) g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \right\}, \quad (1.8) \\ \frac{\partial g(x, \mu^2)}{\partial \log \mu^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ P_{g q_j}(z, \alpha_s) q_j\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + P_{g g}(z, \alpha_s) g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \right\}. \end{aligned}$$

Функции $P_{ff'}(z, \alpha_s)$ определяют вероятность того, что партон f излучит кварк или глюон и трансформируется в партон f' , уносящий долю импульса z

партона f . Соответствующая процедура была применена для вычисления сечений стандартной модели на pp и $p\bar{p}$ коллайдерах в следующем за лидирующем порядке теории возмущения. Результаты показаны на рисунке 1.3

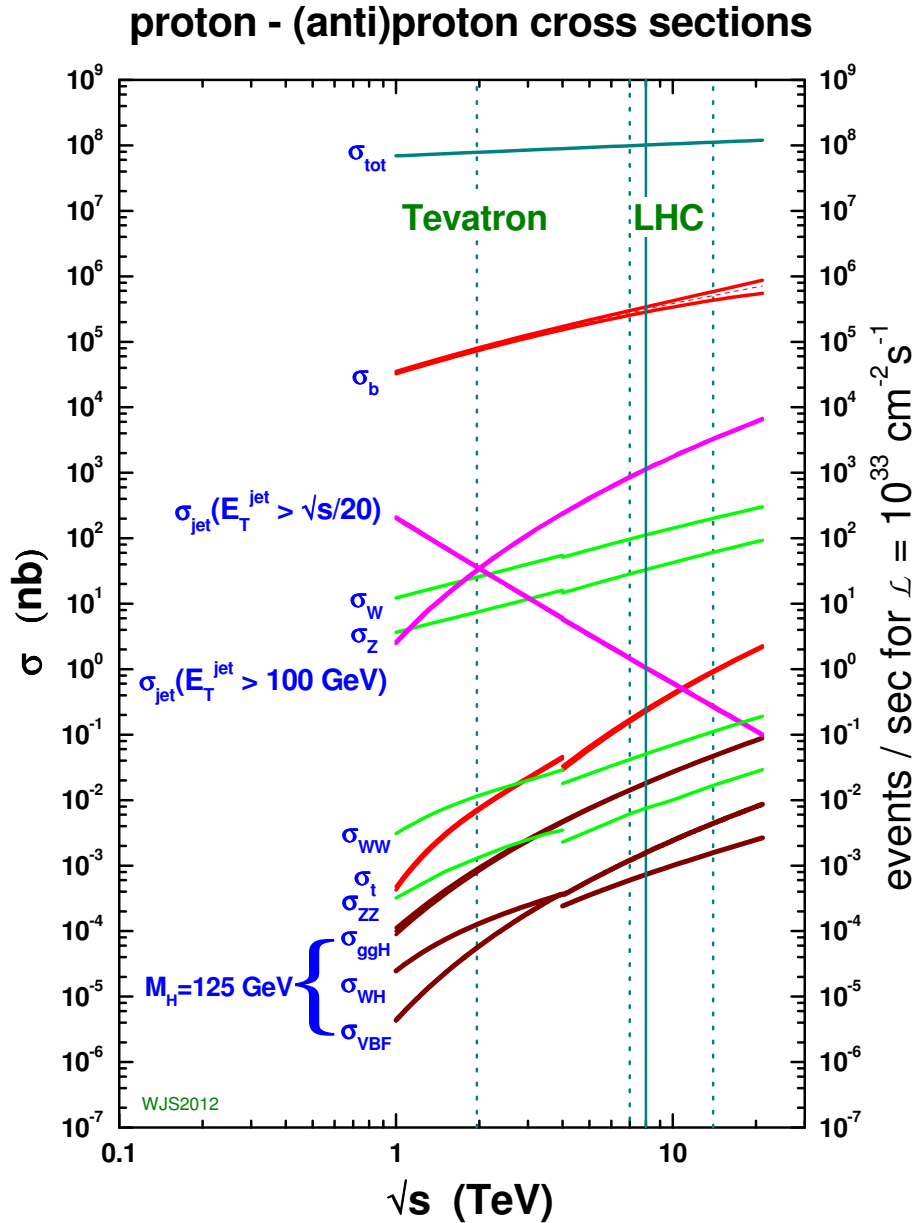
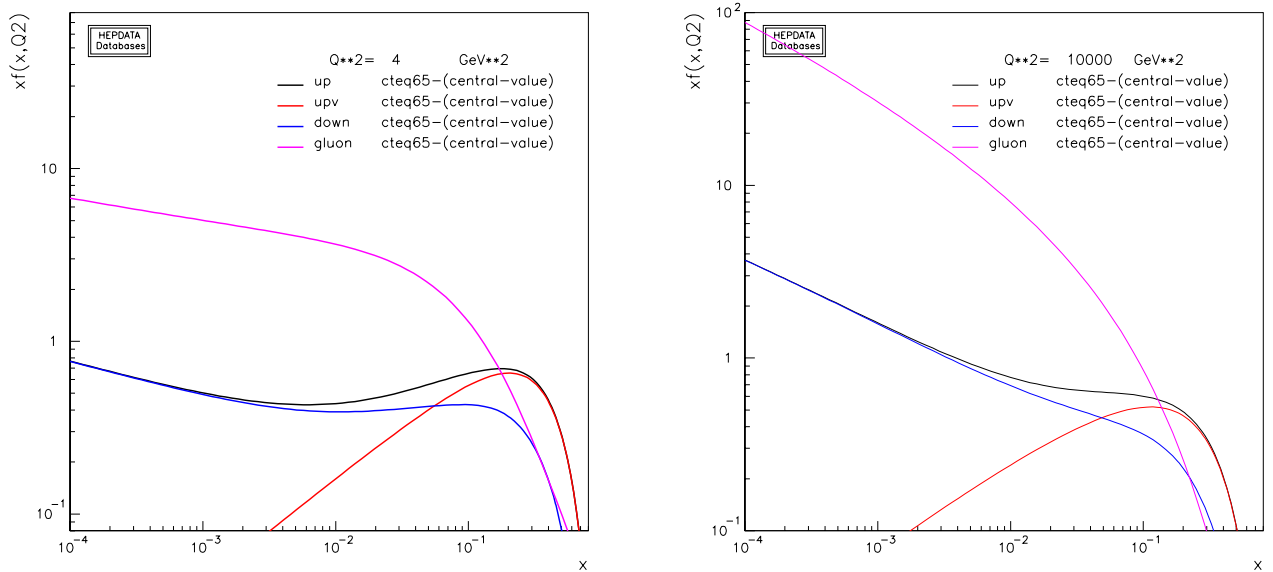


Рисунок 1.3 — Сечения стандартной модели на pp и $p\bar{p}$ коллайдерах в следующем за лидирующем порядке теории возмущения. Рисунок взят из [13].

Как говорилось выше, уравнения ДГЛАП применимы только в если $\log(\mu) \gg \log(1/x)$. В другом случае, при малых x и Q^2 , используются такие уравнения как БФКЛ (Балицкий-Фадин-Кураев-Липатов) [21–24]. Однако, до настоящего времени никаких доказательств БФКЛ физики в экспериментах не на-

блюдалось. Таким образом, исключительное использование уравнений ДГЛАП для фитирования к имеющимся данным представляется оправданным.

На рисунке 1.4 изображены параметризации партонных плотностей набора STEQ6.1M для u , d , \bar{u} кварков и глюонов при шкале $Q^2 = 100 \text{ ГэВ}^2$. Отметим, что при долях импульса менее $x = 0.01$, глюоны являются доминирующими партонами в протоне, а валентные кварки доминируют при более высоких x .



(a)

(b)

Рисунок 1.4 — Различные параметризации функций партонных плотностей для u -кварка (черная линия), \bar{u} -кварка (красная линия), d -кварка (синяя линия) и глюона (сиреневая линия) в зависимости от переданного импульса

(a) $Q = \mu_F = 2 \text{ ГэВ}$ и (b) $Q = \mu_F = 100 \text{ ГэВ}$. Графики сделаны с помощью HEPDATA PDF Plotter [25].

1.5 Сопутствующие события

Составная природа адронов является причиной сложности описания процессов их столкновений. В разделах 1.1 – 1.4 были приведены основные компоненты, вносящие вклад в сечение рассеяния адронов с учетом теоремы факторизации: расчет сечений на партонном уровне, расчет поправок, связанных с высокими порядками теории возмущения, выбор функций партонных распределений, моделирование излучения в начальном и конечном состояниях, партонных ливней и адронизации. Наряду с этим, для корректного сравнения предсказаний теории с экспериментальными данными необходимо также учитывать эффекты, связанные с процессами происходящими вне системы жесткого взаимодействия: дополнительная множественность частиц, связанная с фрагментами адронов не участвующих в жестком взаимодействии, так называемое *сопутствующее событие*¹ (англ. UE – “*Underlying Event*”), а также дополнительные партон-партонные взаимодействия (англ. MPI – “*Multiple Parton Interactions*”) [26, 27]. На рисунке 1.5 схематически изображена структура события протон-антипротонного столкновения, включающая в себя жесткое рассеяние и сопутствующее событие. Сопутствующее событие как правило представляет собой продукты жестких и мягких рассеяний с малыми переданными импульсами. Точная идентификация сопутствующего события зависит от типа жесткого процесса в том или ином событии. Например, составляющими сопутствующего события в процессе Дрелла-Яна являются все частицы вне системы лептонной пары в конечном состоянии. С другой стороны, определение сопутствующего события в процессе рождения пары адронных струй не является тривиальным и существуют ряд подходов для определения принадлежности частиц либо к жесткому взаимодействию либо к сопутствующему событию.

Одним из методов определения сопутствующих событий является исследование характеристических величин, таких как множественность и суммарный поперечный импульс частиц в различных областях пространства псевдобыстрот η и азимутальных углов ϕ . Области определяются как разница $\Delta\phi = \phi - \phi_{jet1}$ направления заряженной частицы ϕ относительно выделенного направления лидирующей струи ϕ_{jet1} (см. рисунок 1.6). Область $|\Delta\phi| < 60^\circ$ соответствует об-

¹Термин сопутствующее событие взят из: Л.Н. Смирнова “Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера” –М.:МАКС Пресс, 2014.- 256 с. ISBN

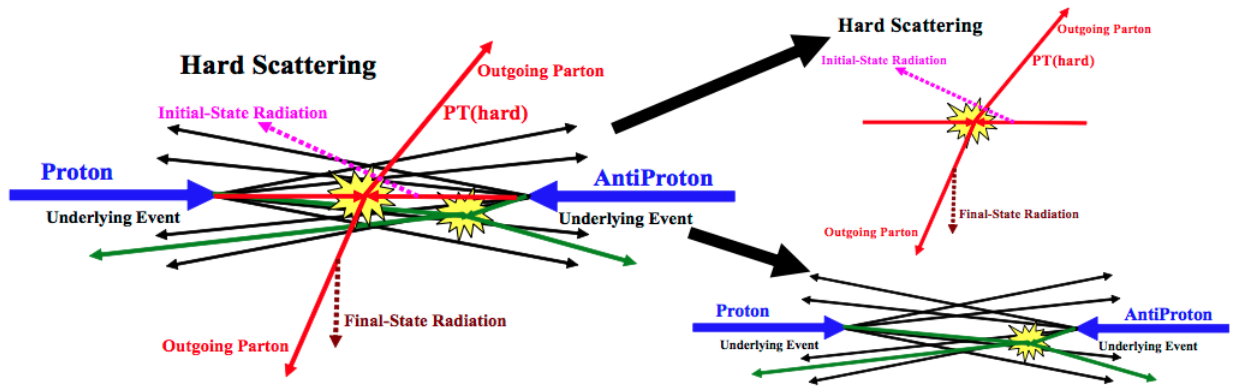


Рисунок 1.5 — Структура события протон-антипротонного столкновения, включающая в себя жесткое рассеяние и сопутствующее событие [26].

ласти сопровождения, сопутствующей лидирующей струе (“Toward”). Область $|\Delta\phi| > 120^\circ$ соответствует оппозитной области компенсации (“Away”). А области заключенные в интервале $60 < |\Delta\phi| < 120^\circ$ называются поперечными (“Transverse”). Например, в процессе рождения пары адронных струй $\Delta\phi = 0$ соответствует направлению лидирующей струи, родившейся в жестком процессе. Область компенсации как правило соответствует следующей за лидирующей струей, а поперечная область в наибольшей степени соответствует сопутствующим событиям.

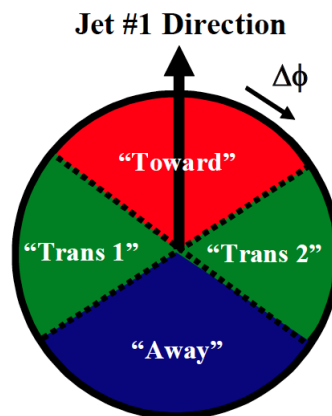


Рисунок 1.6 — Схема, иллюстрирующая расположение областей в азимутальной плоскости относительно направления лидирующей струи (Jet #1). Рисунок взят из [26].

На рисунке 1.7 показаны зависимости плотности скалярной суммы поперечных импульсов заряженных частиц $dp_T/d\eta d\phi$ от поперечного импульса ли-

дирующей струи $p_T(jet1)$ для различных областей. Плотность суммы импульсов в областях сопровождения и компенсации значительно выше чем в поперечных областях, что объясняется наличием струй из фундаментального жесткого рассеяния. При малых поперечных импульсах лидирующей струи $p_T(jet1) < 30$ ГэВ плотность суммарного импульса становится практически одинаковой во всех областях, что связано с присутствием струй с малыми p_T в поперечной области, причем лидирующая струя не всегда является струей из жесткого взаимодействия, о чем говорит наличие “горба” в этой области. Эти факты свидетельствуют о присутствии помимо сопутствующих событий дополнительных рассеяний, связанных с процессами с многопартонными взаимодействиями. Как видно из рисунка, существующие модели недостаточно корректно описывают данные процессы, что делает необходимым правильную настройку генераторов событий для воспроизведения характеристик многопартонных взаимодействий и сопутствующих событий.

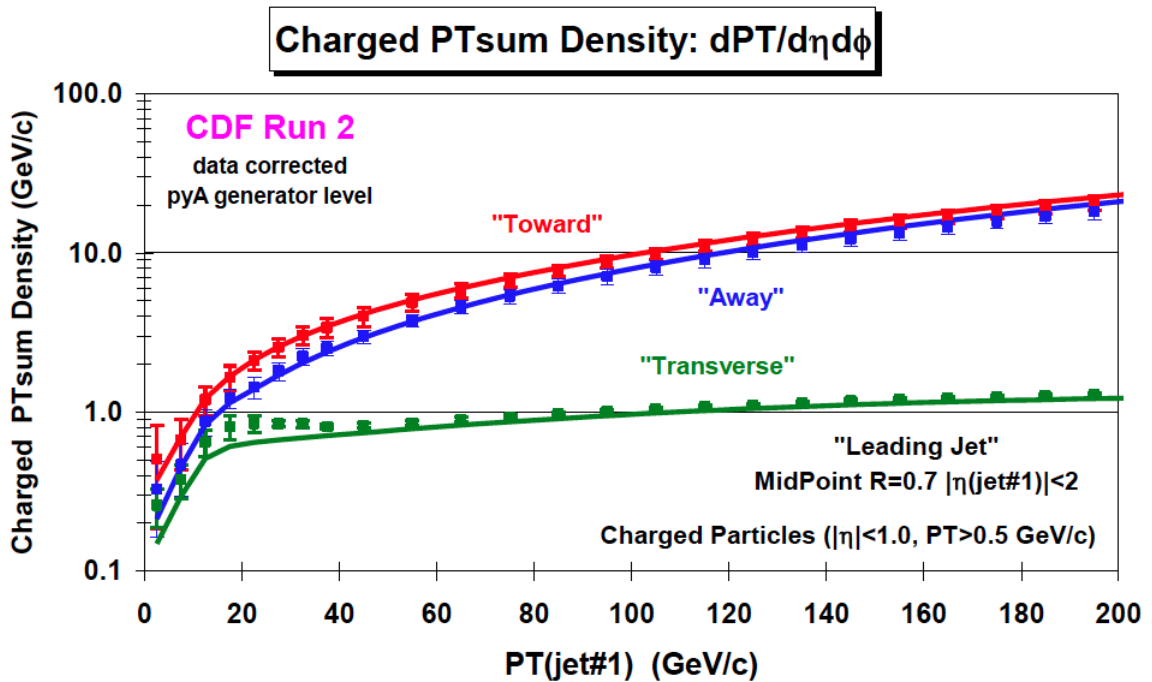


Рисунок 1.7 — Зависимость плотности суммарного поперечного импульса заряженных частиц $dp_T/d\eta d\phi$ от поперечного импульса лидирующей струи $p_T(jet1)$ для различных областей в азимутальной плоскости: области сопровождения (красная линия), области компенсации (синяя линия) и поперечной области (зеленая линия). Рисунок взят из [26].

1.6 Процессы с многопартонными взаимодействиями

В силу того, что адроны являются составными объектами сразу несколько партон-партонных взаимодействий происходят в одном и том же адрон-адронном столкновении. Вопрос заключается в том как много таких взаимодействий происходит и какое количество треков заряженных частиц и дополнительной энергии они выделяют в изучаемый фазовый объем. Основной подход в описании многопартонных взаимодействий основан на применении теоремы факторизации КХД, описанной в разделе 1.2, не только к основному жесткому взаимодействию, но и к дополнительным рассеяниям. Таким образом, сечение адрон-адронных рассеяний по-прежнему будет иметь форму партонных сечений вкуче с функциями партонных распределений. Данная концепция была впервые предложена в [28].

Дифференциальное сечение жесткого $2 \rightarrow 2$ КХД процесса как функция некоторой шкалы p_{\perp}^2 выражается следующей формулой:

$$\frac{d\sigma_{int}}{dp_{\perp}^2} = \sum_{i,j,k,l} \int dx_1 \int dx_2 \int dt f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij \rightarrow kl}}{dt} \delta(p_{\perp}^2 - \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}}), \quad (1.9)$$

где x_1, x_2 доли импульсов начальных партонов. Переменные Мандельштама $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$ определяются уравнениями:

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = x_1 x_2 s, \quad (1.10)$$

$$\hat{t} = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (1.11)$$

$$\hat{u} = (p_1 + p_4)^2 = (p_2 + p_3)^2, \quad (1.12)$$

где p_1 и p_2 импульсы входящих партонов, а p_3 и p_4 импульсы исходящих партонов. Будем также считать, что “жесткость” процесса определяется шкалой взаимодействия p_{\perp} , то есть $Q^2 = p_{\perp}^2$. Полное партонное сечение $2 \rightarrow 2$ КХД процесса складывается из суммы следующих процессов: $qq' \rightarrow qq', q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}', q\bar{q} \rightarrow gg, qg \rightarrow qg, gg \rightarrow gg, gg \rightarrow q\bar{q}$, среди которых процессы с глюонным обменом. Для относительно мягких процессов, то есть в предположении $|\hat{t}| \ll \hat{s}, |\hat{t}|$ мо-

жет быть аппроксимирована как $p_{\perp}^2 = \hat{t}\hat{u}/\hat{s} \approx |\hat{t}|$. Тогда уравнение (1.9) можно записать следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{int}}{dp_{\perp}^2} \approx \int \int \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} F(x_1, p_{\perp}^2) F(x_2, p_{\perp}^2) \frac{d\hat{\sigma}}{dp_{\perp}^2}, \quad (1.13)$$

где

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dp_{\perp}^2} = \frac{8\pi\alpha_s^2(p_{\perp}^2)}{9p_{\perp}^4}, \quad (1.14)$$

$$F(x, Q^2) = \sum (xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)) + \frac{9}{4}g(x, Q^2). \quad (1.15)$$

Для фиксированного значения α_s и, пренебрегая интегрированием по x , интегральное сечение может быть выражено как функция некоторого минимального поперечного импульса $p_{\perp min}$, и стремится к бесконечности при $p_{\perp min} \rightarrow 0$:

$$\sigma_{int}(p_{\perp min}) = \int_{p_{\perp min}^2}^{(\sqrt{s}/2)^2} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2 \propto \frac{1}{p_{\perp}^2} \xrightarrow{p_{\perp min} \rightarrow 0} \infty. \quad (1.16)$$

При энергиях Тэватрона партон-партонное интегральное сечение σ_{int} превышает полное $p\bar{p}$ сечение σ_{tot} при значениях $p_{\perp min} \sim 3$ ГэВ [29].

У этого феномена есть объяснение. Оно заключается в том, что сечение σ_{int} суммирует взаимодействия, в то время как σ_{tot} суммирует события. Т.е. событие, имеющее два взаимодействия входит дважды в интегральное сечение, но лишь один раз в полное. Таким образом отношение интегрального сечения к полному дает среднее число взаимодействий в событии при заданном $p_{\perp min}$ и может быть больше единицы:

$$\frac{\sigma_{int}(p_{\perp min})}{\sigma_{tot}} = \langle n \rangle(p_{\perp min}). \quad (1.17)$$

Необходимо отметить два аспекта. Во-первых, шкала взаимодействия не может быть больше импульса начального адрона. Этот факт ограничивает максимальное значение $\langle n \rangle$. В MPI-моделях, реализованных в генераторе RUTHIA, используется сортировка взаимодействий по p_{\perp} и функции партонных плотностей считаются таким образом, чтобы x не превышала единицу [28, 30]. В моделях генератора HERWIG среднее значение $\langle n \rangle$, вычисленное с помощью (1.17), используется как начальное значение, но генерация последующих взаимодействий

ствий заканчивается как только достигается предел, установленный законом сохранения импульса [16, 31].

Во-вторых, количество взаимодействий также подавляется при малых $p_{\perp min}$ и x благодаря так называемому эффекту цветового экранирования. Когда p_{\perp} обменного партона становится малым, а поперечная длина волны $\sim 1/p_{\perp}$ начинает превышать типичную дистанцию цветового разделения, партон может различить лишь усредненный цветовой заряд, который вовсе перестает быть различимым в пределе $p_{\perp} \rightarrow 0$, тем самым подавляя взаимодействие. Это устанавливает инфракрасную границу для многопартонных взаимодействий, подобно тому, как это реализовано для шкалы адронизации в партонных ливнях. В первом приближении, в качестве границы цветового экранирования можно выбрать размер протона r_p : $p_{\perp min} \simeq \hbar/r_p \approx 0.3 \text{ ГэВ} \simeq \Lambda_{QCD}$, однако, это значение оказывается тоже низким. Альтернативным методом является замена $p_{\perp min}^2 \rightarrow p_{\perp 0}^2 + p_{\perp}^2$, где $p_{\perp 0}$ фитируется к экспериментальным данным. Параметры $p_{\perp 0}$ и $p_{\perp min}$ могут зависеть от энергии, что при больших энергиях позволяет исследовать партонные плотности при меньших x . Поскольку партонные плотности растут с уменьшением x , партоны в адроне становятся более плотно распределены, что эффективно уменьшает дистанцию цветового экранирования.

Для учета дополнительных адронов в присутствии жесткого взаимодействия генераторы должны также моделировать прицельный параметр столкновения двух адронов. Партоны в каждом из сталкивающихся адронов распределены в поперечной области $\sim 1 \text{ фм}^2$. Прицельный параметр столкновения представляет собой расстояние между центрами сталкивающихся адронов в плоскости перпендикулярной оси их движения. Если прицельный параметр большой, то область перекрытия адронов мала и столкновение является периферическим с малой вероятностью жесткого партон-партонного взаимодействия и некоторым количеством дополнительных мягких процессов. С другой стороны, при малом прицельном параметре столкновение становится центральным с большой областью перекрытия, что приводит к большему числу дополнительных процессов наряду с высокой вероятностью жесткого рассеяния. Таким образом, наличие жесткого процесса имеет прямую связь с количеством дополнительных взаимодействий и активностью в сопутствующем событии.

1.7 Процессы с двухпартонными взаимодействиями и эффективное сечение

Как было показано в разделе 1.6, многопартонные взаимодействия являются неотъемлемой частью адрон-адронных столкновений, характеризующиеся тем, что наряду с основным жестким рассеянием присутствует некоторое количество дополнительных мягких взаимодействий. Однако, существует вероятность того, что при столкновении адронов произойдет дополнительное жесткое взаимодействие. В простейшем случае это события с двухпартонными взаимодействиями (англ. DPS – “*Double Parton Scattering*”), в которых два жестких партон-партонных рассеяния происходят в одном адрон-адронном столкновении. Согласно теореме факторизации (1.6), сечение рассеяния процессов с двухпартонным взаимодействием в лидирующем порядке можно записать следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{4 \rightarrow 4}}{dx_1 d\bar{x}_1 dx_2 d\bar{x}_2} = \frac{1}{C} \sum_{a_1 a_2 \bar{a}_1 \bar{a}_2} \hat{\sigma}_{a_1 \bar{a}_1} \hat{\sigma}_{a_2 \bar{a}_2} \int d^2 \mathbf{b} F_{a_1 a_2}(x_1, x_2, \mathbf{b}) F_{\bar{a}_1 \bar{a}_2}(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \mathbf{b}), \quad (1.18)$$

где $\hat{\sigma}_{a_i \bar{a}_i}$ – это сечение жесткого подпроцесса, инициированного партонами a_i и \bar{a}_i , C – комбинаторный множитель. Функция двойного партонного распределения (DPD) $F_{a_1 a_2}(x_1, x_2, \mathbf{b})$ зависит от долей импульсов двух партонов x_i , дистанции между ними в поперечной плоскости \mathbf{b} и, в общем случае, от квадратов переданных импульсов Q_1^2, Q_2^2 , которые опущены для простоты. Функции двухпартонного распределения, по аналогии с однопартонными PDF, могут быть интерпретированы как вероятность обнаружить в нуклоне пару партонов a_1, a_2 с долями импульса x_1, x_2 , находящихся на расстоянии \mathbf{b} в поперечной плоскости при шкалах взаимодействия Q_1, Q_2 соответственно.

В простейшем случае, можно предположить факторизацию:

$$F_{a_1 a_2}(x_1, x_2, \mathbf{b}) = f_{a_1}(x_1) f_{a_2}(x_2) G(\mathbf{b}), \quad (1.19)$$

где $f_a(x)$ – однопартонные плотности и $G(\mathbf{b})$ описывает зависимость от межпартонного расстояния. В таком случае уравнение (1.18) примет вид:

$$\frac{d\sigma_{4 \rightarrow 4}}{dx_1 d\bar{x}_1 dx_2 d\bar{x}_2} = \frac{1}{C} \frac{d\sigma_1}{dx_1 d\bar{x}_1} \frac{d\sigma_2}{dx_2 d\bar{x}_2} \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}}, \quad (1.20)$$

с сечениями σ_i однопартонных жестких $2 \rightarrow 2$ процессов и универсального параметра $1/\sigma_{\text{eff}} = \int d^2\mathbf{b}[G(\mathbf{b})]^2$.

В рамках аппроксимации партонной модели это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\sigma_{4 \rightarrow 4} = \frac{\sigma_1 \sigma_2}{\sigma_{\text{eff}}}, \quad (1.21)$$

где σ_1, σ_2 – сечения двух независимых процессов, а σ_{eff} – параметр, характеризующий поперечную область, в которой локализованы партоны, участвующие в двух жестких рассеяниях. Во многих теоретических и экспериментальных работах этот параметр носит название *эффективного сечения*. Как было отмечено в [32], такая терминология не столь удачна, т.к. σ_{eff} не является физической величиной сечения взаимодействия, хотя и имеет размерность сечения. Альтернативное и более удачное название этой величины – *эффективная область корреляции* была предложена в [33]. Однако, в рамках данной работы применяется исторически устоявшаяся (пусть и небезупречная, но по-прежнему широко используемая) терминология.

Определить параметр σ_{eff} можно также исходя из вероятностной картины [34]. Функция перекрытия двух сталкивающихся нуклонов $G(\mathbf{b})$ нормализуется как $\int d^2\mathbf{b}G(\mathbf{b}) = 1$. Сечение процесса с n рассеяниями типа a_1 дается формулой:

$$\sigma_{a_1, n} = \int d^2\mathbf{b} \frac{1}{n!} (\sigma_{a_1} G(\mathbf{b}))^n. \quad (1.22)$$

Здесь $\sigma_a G(\vec{b})$ есть вероятность обнаружения одного рассеяния типа a_1 , таких рассеяний n штук и они независимы, что дает нам степень n , и все они одного типа, давая множитель $1/n!$. Сечение процесса с одним рассеянием типа a_1 и $n - 1$ рассеянием типа a_2 в таком случае определяется как

$$\sigma_{a_1 a_2, n} = \int d^2\mathbf{b} (\sigma_{a_1} G(\mathbf{b})) \frac{1}{(n-1)!} (\sigma_{a_2} G(\mathbf{b}))^{n-1}. \quad (1.23)$$

Аналогично, сечение процесса с одним событием типа a и одним типа b примет вид

$$\sigma_{a_1 a_2, 2} = \int d^2 \mathbf{b} (\sigma_{a_1} G(\mathbf{b})) (\sigma_{a_2} G(\mathbf{b})) = \sigma_{a_1} \sigma_{b_1} \int d^2 \mathbf{b} [G(\mathbf{b})]^2, \quad (1.24)$$

откуда, согласно уравнению (1.21) следует

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{\int d^2 \mathbf{b} [G(\mathbf{b})]^2}. \quad (1.25)$$

Формула (1.25) позволяет в первом приближении сделать оценку эффективной области взаимодействия двухпартонных взаимодействий для различных процессов.

Если предположить отсутствие корреляции между партонами, то DPD можно представить в следующем виде:

$$F_{a_1 a_2}(x_1, x_2, \mathbf{b}) = \int d^2 \mathbf{b}' f_{a_1}(x_1, \mathbf{b}' + \mathbf{b}) f_{a_2}(x_2, \mathbf{b}'), \quad (1.26)$$

где $f_{a_2}(x_2, \mathbf{b})$ представляется собой вероятность обнаружить один партон a с некоторой координатой \mathbf{b} внутри адрона. Информацию о таких распределениях можно получить из обобщенных функций партонных плотностей (gPDF). Если же вовсе предположить общую для всех партонов зависимость от \mathbf{b} , $f_a(x, \mathbf{b}) = f_a(x) F(\mathbf{b})$, то DPD, факторизованная согласно уравнению (1.19), примет вид

$$G(\mathbf{b}) = \int d^2 \mathbf{b}' F(\mathbf{b}' + \mathbf{b}) F(\mathbf{b}'). \quad (1.27)$$

Теоретические оценки параметра $\sigma_{\text{eff}} \simeq 30$ мб [35] по сравнению с экспериментальными [2, 36, 37] обнаруживают расхождение приблизительно в два раза, что может указывать на наличие корреляций между партонами [38]. Очевидно, что форма (1.26) не способна описывать картину с большими x_1 и x_2 . Значительные корреляции между долями импульсов партонов были найдены в недавних вычислениях в рамках конституентной кварковой модели [39]. Однако, при малых x , что характерно для кинематической области большинства процессов на Тэватроне и БАК, импульсные корреляции довольно слабы. Функция распределения партонной плотности внутри протона может также иметь зависимость от прицельного параметра. Измерения $\gamma p \rightarrow j/\psi p$ на HERA [40] показывают небольшую логарифмическую зависимость $\mathbf{b}(x)$ для глюонов с $x \simeq 10^{-3}$. А за-

висимость двухпартонных функций распределения от прицельного параметра имеет большое значение для многопартонных взаимодействий [38], т.к. рождение частиц с большими поперечными импульсами напрямую связано с малыми значениями \mathbf{b} , т.е. с более центральными столкновениями адронов. Помимо перечисленных, в некоторых теоретических работах [41, 42] исследуются также спиновые и цветовые корреляции, которые отражаются на виде функций двухпартонных распределений. Все виды корреляций несут полезную информацию об особенностях структуры адронов, что делает важными дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования в этом направлении.

Изучение и теоретическое описание свойств событий с многопартонными взаимодействиями на протяжении десятков лет представляет значительный интерес [28, 29, 35, 38, 43–54]. Параллельно этому, ряд важных экспериментальных измерений был проведен с использованием $p\bar{p}$ и pp столкновений при энергии в с.ц.м., равной 63 [55], 630 ГэВ [56], а также 1.8 [36, 37], 1.96 [57–61], 7 [62–65] и 8 ТэВ [65].

В первых трех работах использовались события с двумя парами адронных струй в конечном состоянии, в котором поперечный импульс струй в каждой паре сбалансирован, что приводит к их разлету под практически равными и противоположными углами в поперечной плоскости. В работе коллаборации AFS [55] было измерено отношение сечения процесса с двухпартонными взаимодействиями к сечению процесса рождения пары адронных струй (для поперечной энергии струй $E_T^{\text{jet}} > 4$ ГэВ и псевдобыстроты $|\eta^{\text{jet}}| \leq 1$), которое составило $\text{DPS}/2\text{-jet} = (6 \pm 1.5 \text{ (стат.)} \pm 2.2 \text{ (сист.)})\%$. В измерении коллаборации UA2 [56] изучались струи с $p_T^{\text{jet}} > 15$ ГэВ и $|\eta^{\text{jet}}| < 2$ и установлен нижний предел на значение сечения двухпартонных взаимодействий $\sigma_{\text{DP}} \leq 0.82$ нб. В коллаборации CDF, рассматривая струи с $p_T^{\text{jet}} \geq 25$ ГэВ и $|\eta^{\text{jet}}| \leq 3.5$, получили значение сечения двухпартонных взаимодействий равное $\sigma_{\text{DP}} = 63_{-28}^{+32}$ нб, а последующее измерение [37] использовало конечное состояние, в котором одна из струй заменена фотоном.

С ростом энергии и светимости ускорителей интерес к изучению событий с многопартонными взаимодействиями стал неуклонно возрастать. Вышел ряд работ, сделанных на ускорителе Тэватрон при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ [57–59], изучающий свойства многопартонных взаимодействий в конечных состояниях с различными комбинациями фотонов и адронных струй. Коллаборациями D0

и LHCb выполнены также измерения с конечными состояниями, содержащими кварконий [59, 60, 64, 65], где в некоторых конечных состояниях [60, 65] предсказывается доминирование сечения процессов с двойным партон-партонным рассеянием над сечением с одиночным партон-партонным взаимодействием.

В настоящее время, информация о двухпартонных взаимодействиях, происходящих при двух жестких рассеяниях в составе одного $p\bar{p}$ столкновения, по-прежнему представляет большой интерес вследствие растущей светимости БАК, открывающей возможности поиска новой физики, для которой события с двухпартонными взаимодействиями могут составлять значительный фон.

Глава 2. Коллайдер Тэватрон и экспериментальная установка D0

Коллайдер Тэватрон на протяжении длительного времени являлся крупнейшим в мире адронным ускорителем, в котором с 1988 по 1996 гг. сталкивались протоны и антипротоны с энергией $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ в системе центра масс, а с 2002 по 2011 гг. с энергией $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ. Столкновения пучков протонов и антипротонов происходили в двух точках, в которых расположены экспериментальные установки CDF и D0. В сентябре 2011 года Тэватрон был остановлен, уступая на тот момент Большому Адронному Коллайдеру (БАК) как по энергии, так и по светимости.

2.1 Ускорительный комплекс

Ускорение частиц до энергии 980 ГэВ происходит в несколько этапов. В этом разделе приведены основные ускорительные элементы, изображенные на рисунке 2.1, последовательно проходя которые, пучки частиц достигают заданной энергии.

1. Предускоритель.

На первом этапе водородный газ ионизируется для получения отрицательно заряженных ионов водорода. Затем ускоритель, основанный на генераторе Кокрофта-Уолтона, ускоряет ионы водорода до энергии 750 кэВ.

2. Линейный ускоритель.

Ионы водорода с энергией 750 кэВ подаются в линейный ускоритель (англ., Linac), где в переменном электрическом поле ионы разгоняются до 400 МэВ. Длина ускорителя составляет порядка 150 м, в конце которого ионы попадают на тонкую углеродную фольгу. При этом они теряют два своих электрона, оставляя на выходе пучки протонов.

3. Разгонный ускоритель.

На следующем этапе протоны попадают в кольцевой синхротронный ускоритель (англ., Booster), в котором дипольные магниты удерживают

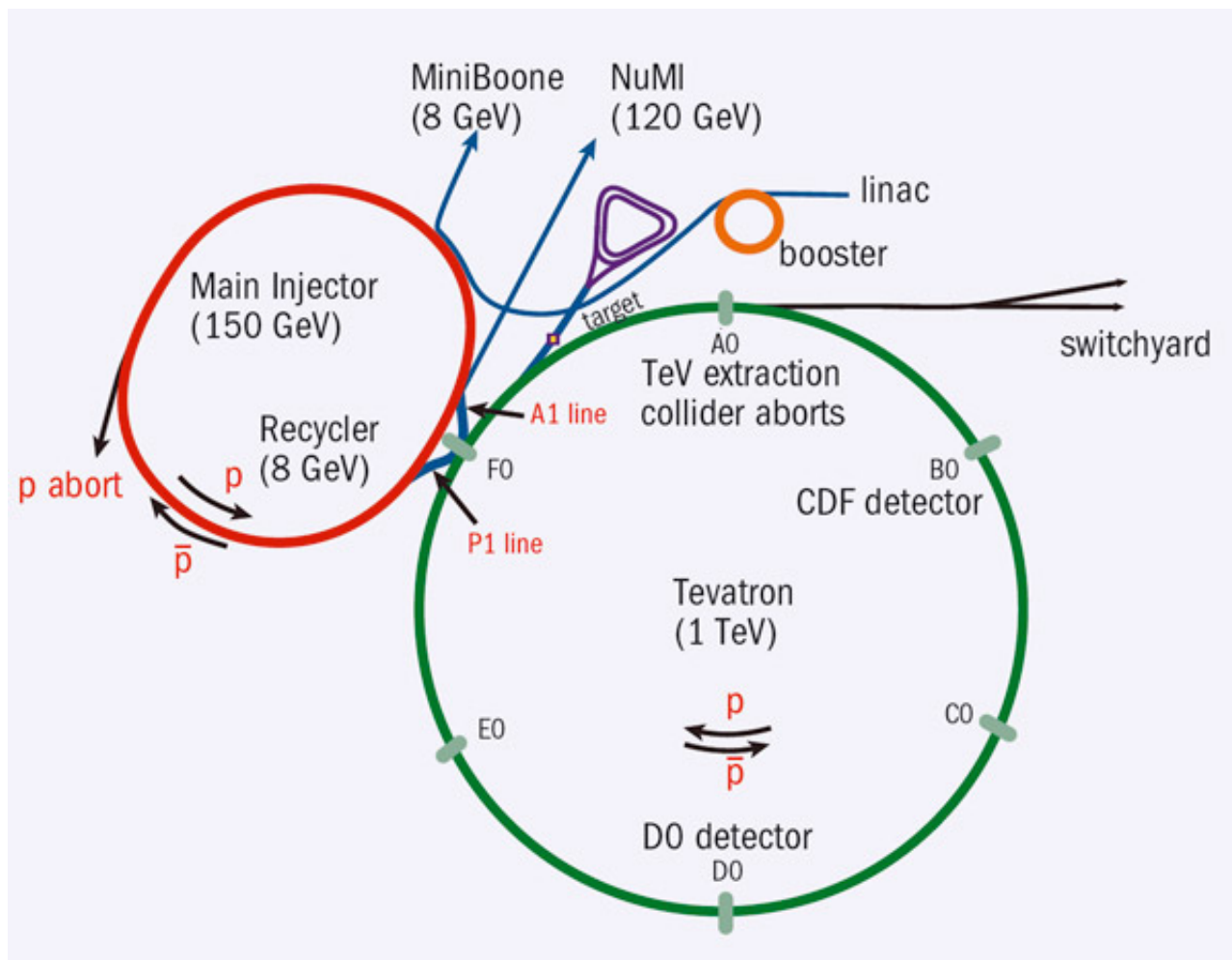


Рисунок 2.1 — Ускорительный комплекс Fermilab.

их на кольцевой орбите, а квадрупольные магниты фокусируют пучок в продольном и поперечном направлениях. Переменное электрическое поле в полостях ускоряет пучки, синхронизируя их с частотой полости. Проходя примерно 20 000 орбит и последовательно ускоряясь, протоны достигают энергии 8 ГэВ, после чего они подаются в основной инжектор импульсами от 5 до 7 пучков, каждый из которых содержит порядка 5×10^{10} протонов.

4. Основной инжектор.

Основной инжектор (англ., Main Injector) выполняет несколько важных функций в ускорительном комплексе. Первая из них - это сбор протонов с энергией 8 ГэВ в высокоинтенсивный пучок (примерно 5×10^{12} протонов) и его ускорение до 150 ГэВ. Часть протонов, ускоренных до 120 ГэВ, направляются на внешнюю мишень (никель/медь), после столкновения с которой рождается большое количество вторичных

частиц, включая антипротоны (\bar{p}). Около 50 000 протонов необходимо для получения одного антипротона, которые в последствие выделяются с помощью магнитов и доведенные до энергии 8 ГэВ, направляются в накопительное кольцо (англ., Accumulator). Здесь антипротонный пучок достигает необходимой интенсивности и, получая антипротоны каждые несколько секунд, способен сформировать пучок из примерно 5×10^{11} антипротонов за несколько часов. Далее антипротонный пучок переводится в накопительное кольцо с постоянными магнитами (англ., Recycler) и по достижении необходимого количества антипротонов он выводится в основной инжектор где, как и протоны, ускоряется до 150 ГэВ.

5. Тэватрон.

Протоны и антипротоны, сформированные в 36 сгустков, каждый состоящий из более чем 10^{10} частиц, инжектируются в кольцо Тэватрон в противоположных направлениях и ускоряются до энергии 980 ГэВ. Дипольные магниты удерживают их на круговой орбите, а квадрупольные магниты фокусируют пучки, сжимая их до размера 30 мкм в поперечной плоскости. Все магниты охлаждены до температуры жидкого гелия. При длине кольца 6.28 км, протонные и антипротонные сгустки сталкиваются в двух точках где расположены детекторы CDF и D0 каждые 396 нс.

Светимость – это величина, характеризующая частоту столкновений на единицу площади в единицу времени, обычно измеряемая в $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Эта величина пропорциональна числу частиц в сталкивающихся пучках, n_1 и n_2 , частоте столкновений, f , и обратно пропорциональна области пересечения пучков в поперечной плоскости, $\sigma_x\sigma_y$ [6]:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (2.1)$$

Наивысшая светимость, достигнутая на коллайдере Тэватрон, составляла более $4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Интегральная светимость, т.е. суммарная светимость за время набора данных, используемых в данной работе, соответствует 1 фб^{-1} .

2.2 Экспериментальная установка D0

Экспериментальная установка D0 [66] представляет собой многофункциональный детектор, предназначенный для регистрации частиц в условиях столкновения высокоинтенсивных $p\bar{p}$ пучков на ускорителе Тэватрон. Схематическое изображение установки и ее основных подсистем представлено на рисунке 2.2.

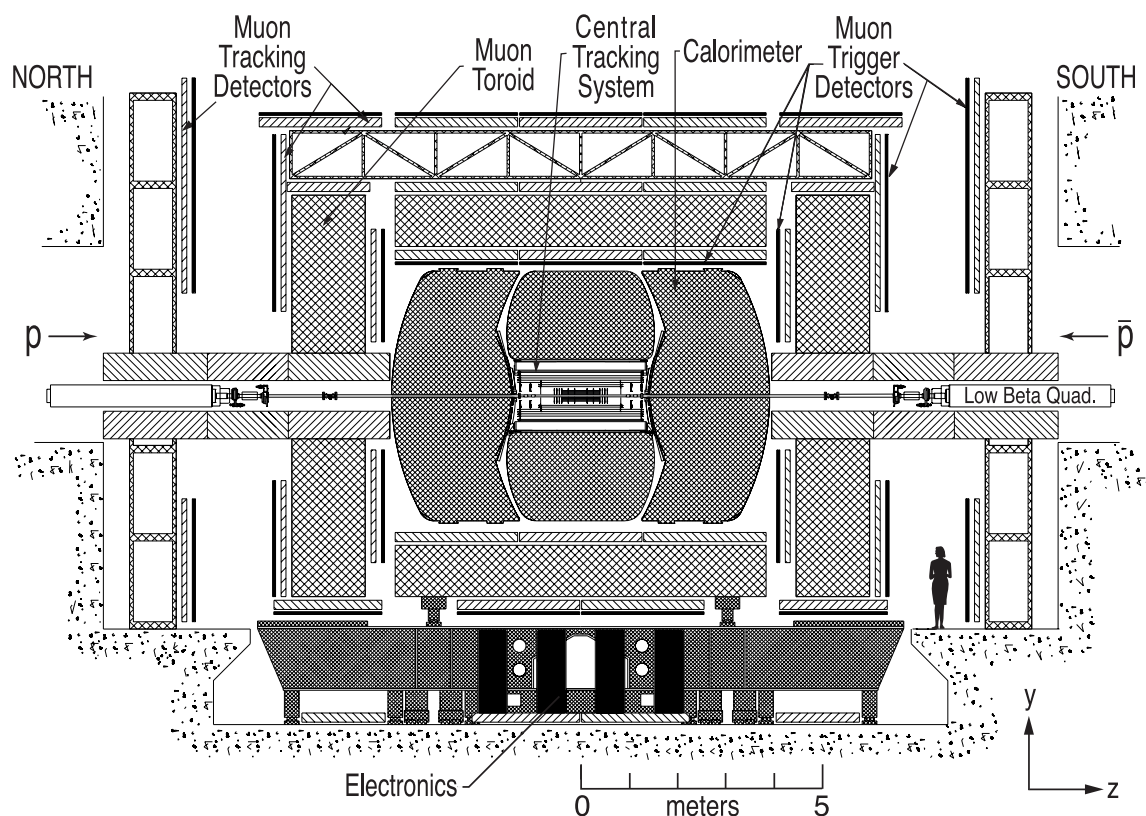


Рисунок 2.2 — Схематическое изображение основных компонентов экспериментальной установки D0.

В центре детектора располагается точка взаимодействия пучков протонов и антипротонов, окруженная центральной трековой детектор, целью которого является измерение импульсов частиц и установление восстановления вершин $p\bar{p}$ взаимодействий. Трековая система окружена сверхпроводящим соленоидом с напряженностью магнитного поля 2 Тл. Вокруг трековой системы находится калориметрическая система, состоящая из электромагнитного и адронного калориметров, задачей которых является измерение энергии большинства частиц, а так же прешауэра (англ., Preshower) – системы, определяющей направление электромагнитных ливней. Внешнюю часть установки D0 составляют мюонная

система и тороидальный магнит с напряженностью поля 1.8 Тл. Ниже приведено краткое описание этих подсистем, а также устройство триггерной системы и системы онлайн отбора данных.

2.2.1 Координатная система экспериментальной установки D0

Координатная система детектора D0 представлена на рисунке 2.3 и определена следующим образом:

- ось z направлена вдоль движения протонного пучка, ось y направлена вверх, а ось x направлена от центра ускорительного кольца;
- центром координатной системы является геометрический центр установки;
- азимутальный угол ϕ отсчитывается от оси x в плоскости, поперечной направлению пучка ($x - y$), и принимает значения от 0 до 2π :

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{p_y}{p_x} \right). \quad (2.2)$$

- полярный угол θ отсчитывается от оси z в плоскости ($z - y$).

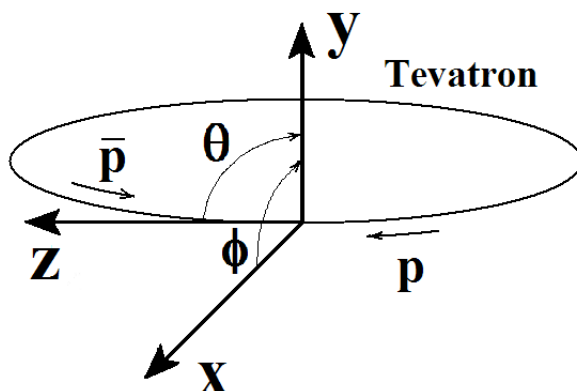


Рисунок 2.3 — Координатная система экспериментальной установки D0.

Полезно также ввести ряд кинематических переменных, используемых в данной работе. Вместо полярного угла θ , часто используется величина быстроты

y , определенная следующим образом [6]:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}, \quad (2.3)$$

где E – энергия частицы, а p_L – продольная компонента импульса. Когда импульс частицы достаточно велик, чтобы можно было пренебречь ее массой, быстрота трансформируется в величину, называемую псевдобыстротой:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_L}{|\vec{p}| - p_L} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (2.4)$$

где \vec{p} – полный импульс частицы. Как видно из определений, быстрота и псевдобыстрота – величины безразмерные и имеют преимущество перед полярным углом, заключающееся в том, что разность быстрот двух частиц является Лоренц-инвариантом вдоль оси пучка.

Энергия и импульс частиц в поперечной плоскости, E_T и p_T , определяются как:

$$E_T = E \sin \theta \quad \text{и} \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.5)$$

Соотношения между компонентами импульса и угловыми переменными таковы:

$$p_x = p_T \cos \phi, \quad p_y = p_T \sin \phi, \quad p_z = p_T / \tan \theta. \quad (2.6)$$

Другим лоренц-инвариантом является пространственное разделение двух частиц в $(\eta - \phi)$ плоскости ΔR , определенная как:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \phi^2 + \Delta \eta^2}, \quad (2.7)$$

где $\Delta \phi$ и $\Delta \eta$ – разности соответствующих угловых переменных двух частиц.

2.2.2 Кремниевый микростриповый трекер

Более детальный вид трековой системы установки D0 изображен на рисунке 2.4.

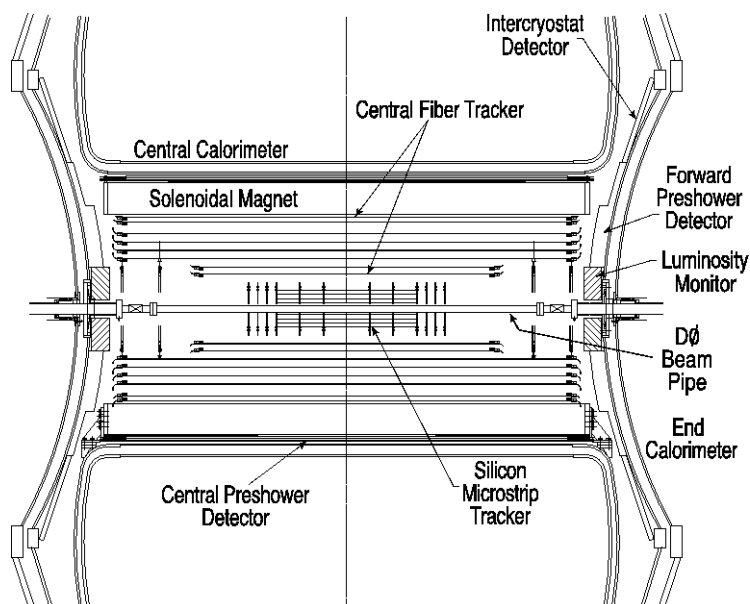


Рисунок 2.4 — Трековая система D0.

Кремниевый микростриповый трекер (SMT), являющийся самым ближайшим к пучку компонентом трековой системы, изображен на рисунке 2.5. Основной его функцией является получение точной информации о треках и положении вершины взаимодействия при $p\bar{p}$ столкновениях, а также реконструкция вторичных вершин, являющихся признаком распадов короткоживущих частиц.

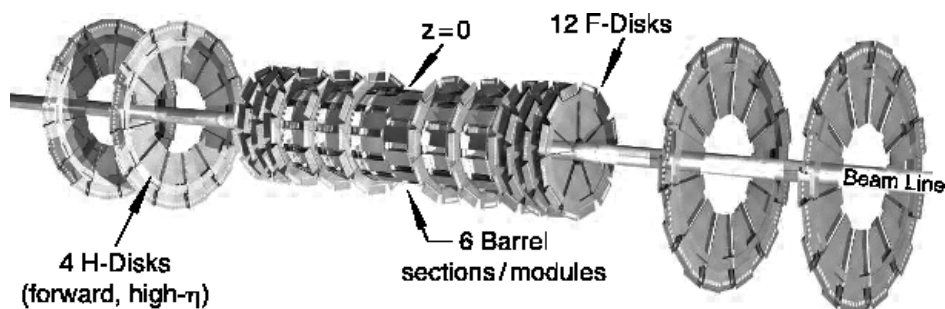


Рисунок 2.5 — Трехмерное изображение кремниевого микрострипового трекера.

Принцип действия детектора основан на ионизирующей способности заряженных частиц, проходящих через кремний. Электронно-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, под действием поля, двигаются к ближайшим электродам и регистрируются в виде импульсов тока. Трекер конструктивно состоит из следующих модулей: 6 цилиндрических детекторов и 12 дисковых (F-disks) в центральной области, а также 4 дисковых (H-disks) в передней области. Первичные вершины взаимодействия распределены вокруг $z = 0$ по закону Гаусса с $\sigma_z = 25$ см. Это определяет размеры централь-

ной части трекера с детекторами типа F-disks, которые находятся на удалении $|z|$ равном 12.5, 25.3, 38.2, 43.1, 48.1 и 53.1 см от центра. Передние дисковые детекторы имеют довольно большой радиус (26 см) и отстоят на расстоянии $|z|$ равное 100.4 и 121.0 см от центра детектора. Такое большое расстояние от точки взаимодействия позволяет реконструировать треки под малыми от оси пучка углами. Вместе с передними дисковыми детекторами микростриповый трекер обеспечивает получение точной информации о треках и вершинах с псевдобыстротами до $|\eta| < 3$. Типичное пространственное разрешение трекера около 10 мкм. В системе микрострипового трекера имеется около 800 000 каналов.

2.2.3 Центральный трекер на сцинтилляционных волокнах

Центральный трекер на сцинтилляционных волокнах (CFT) находится непосредственно за кремниевым микростриповым трекером. Он дополняет трековую систему, позволяя измерять координаты заряженных частиц в большем диапазоне. Детектор состоит из слоев плотно упакованных сцинтилляционных волокон диаметром 835 мкм, располагающихся на восьми концентрических цилиндрах с диаметрами 20 см внутренний и 52 см внешний. Два внутренних цилиндра имеют длину 1.66 м, а шесть остальных по 2.52 м, что позволяет большим передним дискам SMT трекера находиться внутри CFT цилиндров. Схема расположения сцинтилляционных волокон представлена на рисунке 2.6

Принцип работы детектора основан на излучении фотонов заряженными частицами при прохождении сцинтилляционного волокна. Наибольшая длина волны для волокон детектора составляет примерно 540 нм. Один из концов волокна покрыт алюминием поэтому весь свет собирается в световод на другом его конце и регистрируется счетчиками фотонов видимого света (VLPC), переводя в электрический сигнал. Зная позицию каждого волокна с точностью до 50 мкм, пространственное разрешение детектора составляет порядка 100 мкм и позволяет регистрировать частицы в область по псевдобыстроте до $|\eta| < 1.7$. Вывод информации с CFT насчитывает 76 800 каналов.

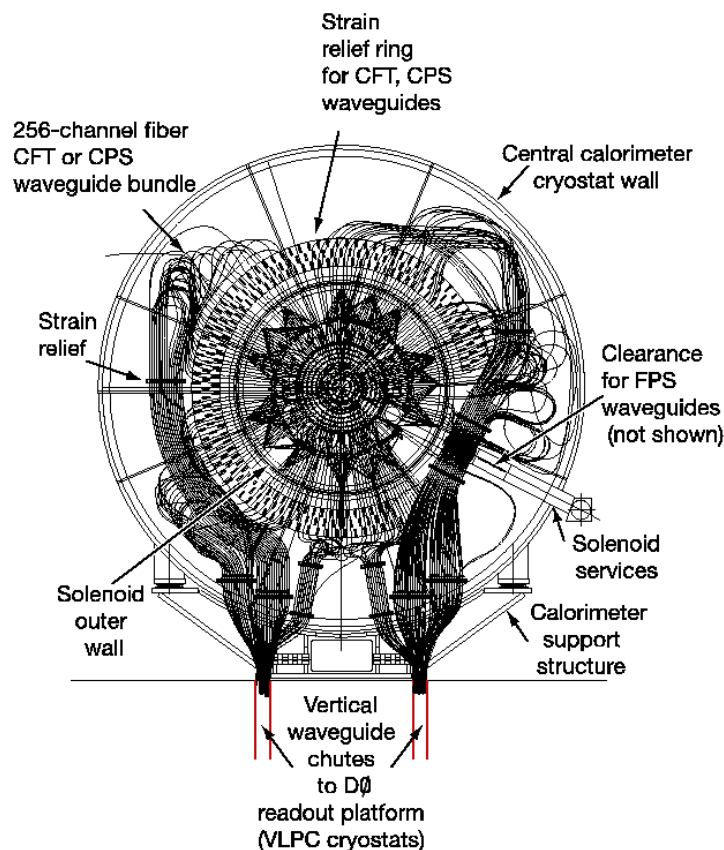


Рисунок 2.6 — Схема расположения волноводов сцинтилляционного трекера.

2.2.4 Предливневый детектор

Предливневый детектор (PS) объединяет в себе функции как калориметра, так и трекера. Он используется в качестве детектора, улучшающего соответствие треков, реконструированных в трековой системе, электромагнитным ливням в калориметре. Как элемент калориметра, PS участвует в предварительном измерении энергии частиц, проходящих через соленоид и входящих в калориметр. Как элемент трековой системы, этот детектор позволяет точно измерять η , ϕ и z проходящих частиц.

Предливневый детектор разделен на центральную (CPS) и две передние (FPS) секции. Технически они состоят из наборов стрипов (сцинтилляторов), имеющих треугольное поперечное сечение с основанием $\simeq 7.1$ мм, в центре которых находятся переизлучающие волокна (WLS) диаметром 835 мкм, как показано на рисунке 2.7. Геометрия детектора почти полностью исключает пустое пространство между стрипами, что позволяет заряженным частицам проходить через несколько стрипов, улучшая при этом измерение позиции трека.

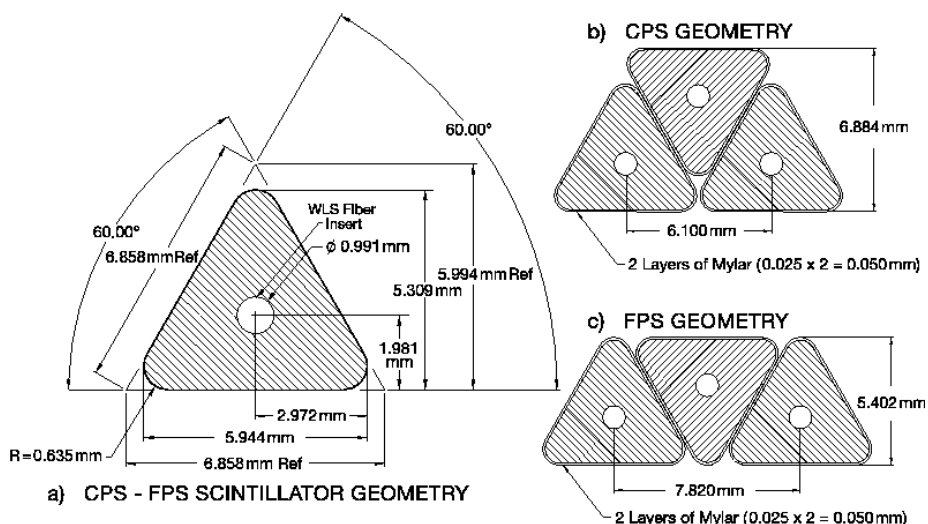


Рисунок 2.7 – Поперечное сечение стрипов предливневого детектора.

Центральная секция детектора располагается между соленоидом и калориметром, покрывая область $|\eta| < 1.3$. Стрипы образуют три concentрических слоя: один со стрипами, ориентированными параллельно оси пучка (x -слой) и два других, ориентированных под углами 23.774° (u -слой) и 24.016° (v -слой) по отношению к оси пучка. Подобная геометрия позволяет реконструировать 3-D кластеры в центральном предливневом детекторе.

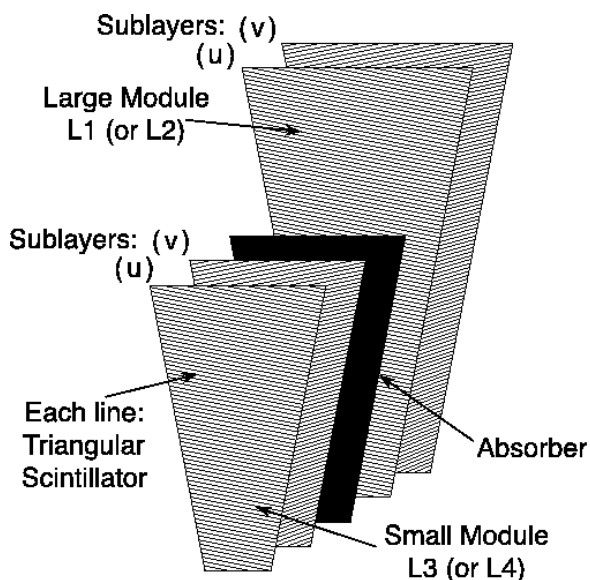


Рисунок 2.8 – Схема сегмента переднего предливневого детектора.

Секции FPS детекторов находятся непосредственно перед передним калориметром, разделены на 8 сегментов и покрывают область $1.5 < |\eta| < 2.5$. Они состоят из двух трапециевидных слоев, разделенных свинцовым поглотителем, как показано на рисунке 2.8. Каждый слой состоит из u и v подслоев. Ближний к

точке взаимодействия называется слоем минимальной ионизации (MIP), а следующий – ливневым слоем. Заряженные частицы дают сигнал при взаимодействии с MIP слоем, в то время как электромагнитные частицы, формируя ливень после прохождения поглотителя, будут регистрироваться в ливневом слое. Как и в случае CPS, подобная ориентация подслоев позволяет делать 3-D измерения координат и энергии кластеров.

2.2.5 Калориметр

Калориметр D0 [67] предназначен для идентификации электронов, фотонов, адронных струй и мюонов, а также для измерения их энергии. Калориметра D0 в разрезе показан на рисунке 2.9. Калориметр D0 состоит из наборов поглощающих энергию пластин из обедненного урана и межпластинных полостей, заполненных жидким аргоном. Частицы, входящие в калориметр, взаимодействуют с поглотителем и инициируют ливень вторичных частиц.

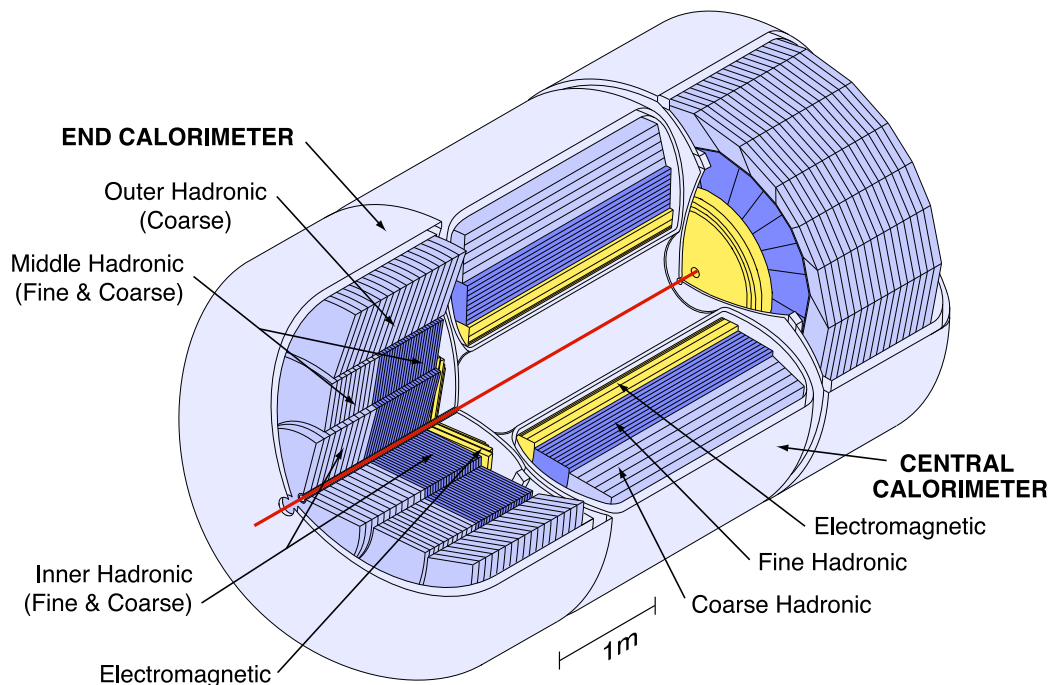


Рисунок 2.9 – Трехмерное изображение калориметра D0.

Существует два типа ливней частиц в калориметре: электромагнитные и адронные. Электромагнитный ливень состоит из каскада электронов, позитро-

нов, фотонов от тормозного излучения и образования e^+e^- пар. Высокоэнергетичные электроны или позитроны излучают фотоны при прохождении через вещество, а фотоны порождают e^+e^- пары с меньшей энергией. Количество частиц растет экспоненциально до тех пор электроны пока не достигнут энергии, при которой они теряют одинаковую энергию на ионизацию и излучение. После этого количество частиц уменьшается. Такой ливень имеет короткий и узкий энергетический профиль. Продольное развитие ливня характеризуется радиационной длиной материала калориметра X_0 , которая равна расстоянию на котором электрон теряет $1/e$ своей энергии на тормозное излучение.

Адронные ливни возникают из-за сильных взаимодействий адронов, заряженных и нейтральных, с ядрами материала калориметра. В таком взаимодействии большая часть энергии передается ядру, результатом чего является образование вторичных адронов, которые, в свою очередь, порождают новые. Такой каскадный процесс прекращается, когда энергия вторичных адронов становится малой для ионизации. Адронный ливень также имеет электромагнитную составляющую, образующуюся от фотонов в распадах π^0 . Профиль адронных ливней шире и обладает большей проникающей способностью по сравнению с электромагнитными. Характерная длина адронного ливня равна ядерной длине λ_I , которая примерно определяется соотношением $\lambda_I \approx 35A^{1/3}$ г·см², где A – атомное число материала.

Калориметр D0 разделен на центральный калориметр (CC), с областью покрытия $|\eta| < 1.1$, и два торцевых калориметра (EC), с областью покрытия $1.3 < |\eta| < 4.0$, как показано на рисунке 2.10. Каждая часть помещена в отдельный криостат с температурой 90 К и имеет электромагнитную область (EM) с урановыми пластинами толщиной 3 мм и 4 мм для центральной и торцевой областей соответственно и две адронные: тонкую (FH) – с пластинами из ураниобиевого сплава толщиной 6 мм, и толстую (CH) – с пластинами из меди (CC) или нержавеющей стали (EC) толщиной 46.5 мм.

Электромагнитная секция калориметра состоит из четырех слоев различной толщины. Они составляют 1.4, 2.0, 6.8 и $9.8X_0$ для CC и 1.6, 2.6, 7.9, and $9.3X_0$ для EC. Пик энерговыделения ливней приходится на третий слой EM калориметра, для чего размер ячейки сделан с меньшей гранулярностью $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$, по сравнению со стандартной ячейкой размера 0.1×0.1 на все остальных слоях. Адронная часть центрального калориметра разбита на

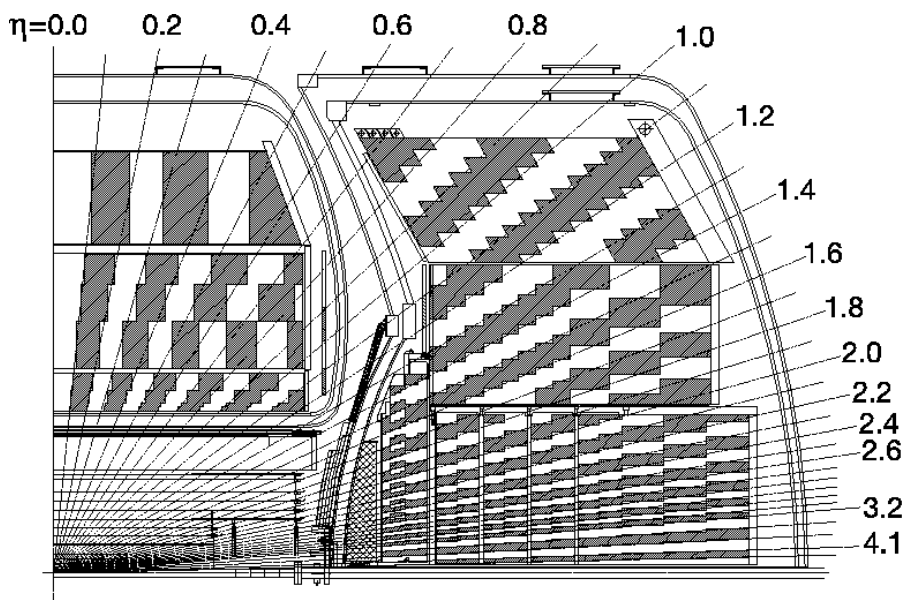


Рисунок 2.10 — Схематическое изображение калориметра D0 в разрезе.

три тонких слоя толщиной 1.3, 1.0 и $0.76\lambda_A$ и один толстый слой $3.2\lambda_A$. Адронный калориметр в ЕС сегменте имеет три части: внутреннюю, среднюю и внешнюю с толщинами 5.2, 5.3 и $6\lambda_A$ соответственно.

На рисунке 2.11 изображена типичная ячейка калориметра. Пластина поглотителя имеет земляной потенциал, а резистивная поверхность считывания поддерживается под потенциалом +2000 В. Средняя толщина щелей для жидкого аргона в ячейке составляет 2.3 мм, что делает время дрейфа электрона в щели примерно 450 нс.

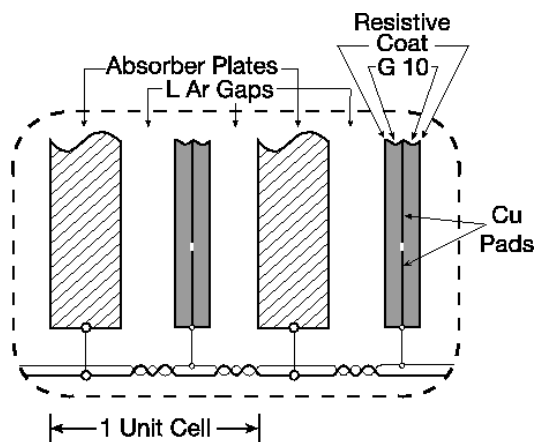


Рисунок 2.11 — Схема устройства калориметрической ячейки (вид сбоку).

2.2.6 Интеркриостатный детектор

Вследствие того, что каждый из трех сегментов калориметра помещен в отдельный криостат, область $0.8 < |\eta| < 1.4$ остается недетектируемой. Более того, в этой области имеется значительное количество материала в виде стенок криостатов. Для обеспечения большей однородности калориметрии используются два интеркриостатных детектора (ICD), каждый из которых состоит из набора сцинтилляционных детекторов, расположенных между СС и ЕС криостатами. ICD разделен на 8 октантов размером $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.3 \times 0.4$, каждый из которых еще на 12 площадок размером $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, при этом точно соответствуя сегментации калориметрических ячеек.

В дополнение к этому, отдельные считывающие ячейки установлены в области $0.8 < |\eta| < 1.4$ перед первым слоем урановых поглотителей, формируя, так называемые, “безмассовые щели”. Вместе с ICD они обеспечивают разделение электромагнитных и адронных ливней, но с худшей точностью.

2.2.7 Мюонная система

При взаимодействии с материалом калориметра и образовании электромагнитных и адронных ливней частицы полностью поглощаются в объеме калориметра. Однако мюоны и нейтрино, пройдя через вещество калориметра, способны покинуть его. В силу малости сечения взаимодействия, нейтрино остаются недетектируемыми, в то время как мюоны регистрируются детекторами, составляющими внешнюю подсистему установки D0. Мюонная система состоит из сцинтилляционных счетчиков (для измерения время пролета), дрейфовых трубок (для измерения координат) и тороидальных магнитов с полем 1.8 Т. Магнитное поле загибает траектории частиц, что позволяет, в дополнение к центральному трекеру, измерять также и импульсы мюонов.

Центральная ($|\eta| < 1.0$) и передняя ($1.0 < |\eta| < 2.0$) мюонные системы сконструированы по единым принципам, но используют различные компоненты. Каждая состоит из трех слоев детекторов (А, В и С) и тороидального магнита,

расположенного между слоями А и В. Все три слоя центральной системы состоят из пропорциональных дрейфовых камер (PDT), а слои А и В дополнительно имеют сцинтилляционные счетчики ($A\phi$ counters). Передняя мюонная система состоит из дрейфовых камер (MDT) и сцинтилляционных счетчиков (FSC), а также имеет дополнительную защиту вокруг пучка для подавления фона от протонного гало и предохранения детекторов от избыточной радиации. Слой А состоит из четырех плоскостей дрейфовых камер, слои В и С из трех, а сцинтилляторы выполнены однослойными. Это позволяет суммарно иметь 13 (12) слоев дрейфовых камер и сцинтилляторов в передней (центральной) части. В дрейфовых камерах некоторые угловые треки могут давать более одного хита на плоскость, вследствие чего среднее число хитов превышает общее число слоев системы. Схема расположения дрейфовых камер мюонной системы приведена на рисунке 2.12, а сцинтилляционных счетчиков на рисунке 2.13.

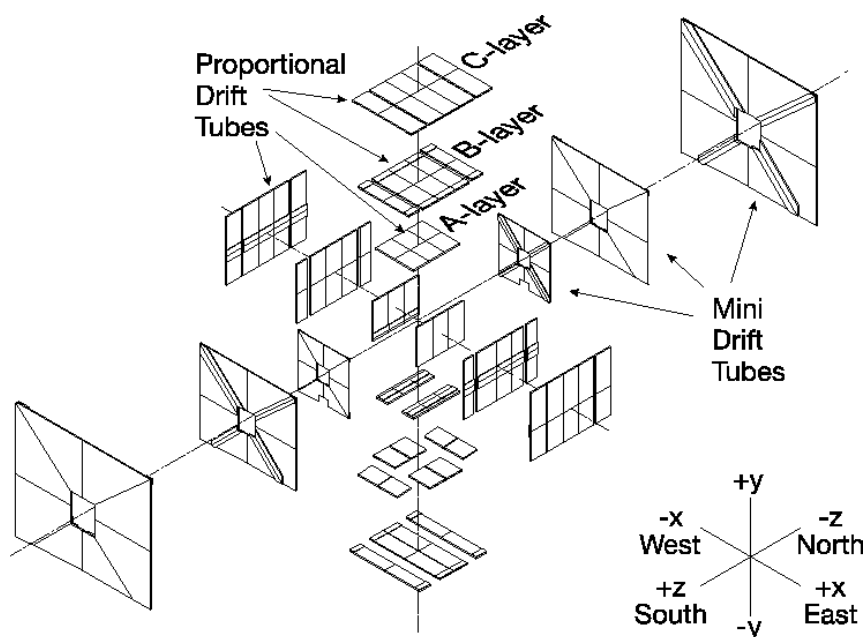


Рисунок 2.12 — Схематическое изображение слоев дрейфовых камер мюонной системы D0.

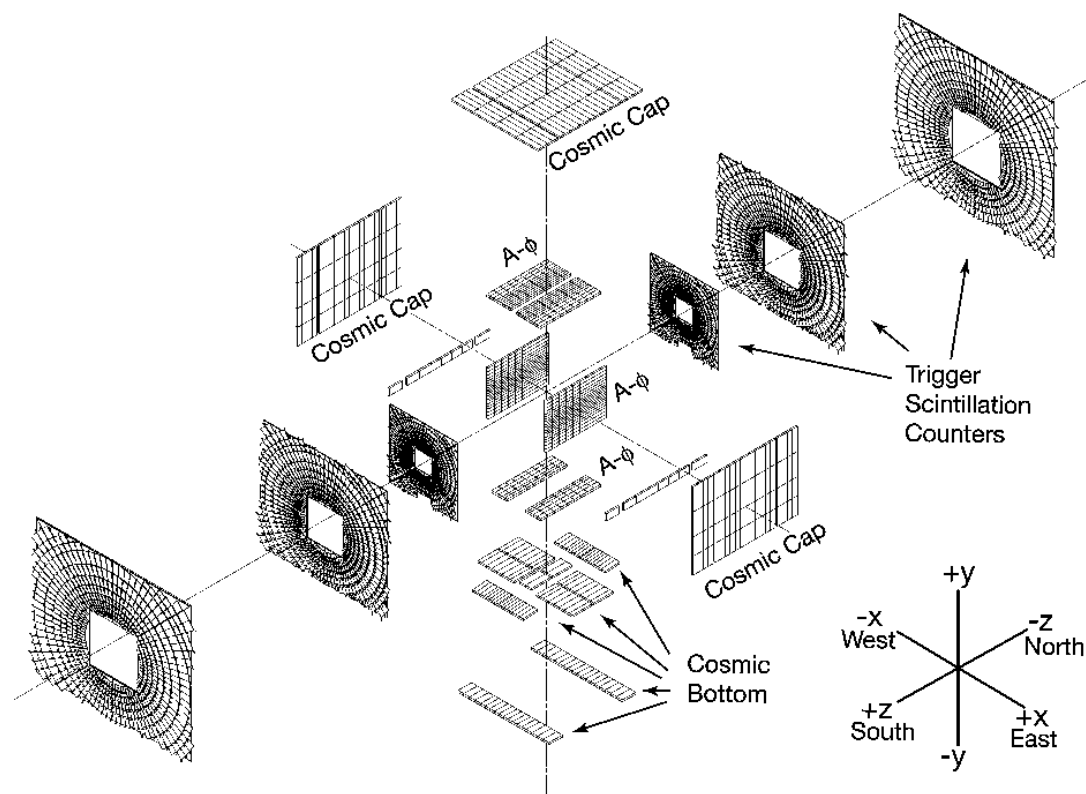


Рисунок 2.13 — Схематическое изображение слоев сцинтилляционных счетчиков мюонной системы D0.

2.2.8 Триггерная система

В коллайдере Тэватрон время между пересечениями $p\bar{p}$ пучков составляет 396 нс. Не каждое пересечение пучков приводит к их столкновению, однако в среднем, в детекторе D0 столкновения происходят с частотой 1.7 МГц. При среднем размере одного события в 250 кБ, это приводит к накоплению большого объема данных, необходимого для последующего анализа. Также, не каждое столкновение является интересным с точки зрения физики, что делает важным быстрый отбор потенциально интересных событий. Набор таких фильтров составляет сущность триггерной системы D0, позволяющей используя такие параметры как наличие в событии треков с большим p_T , зарегистрированных лептонов или адронных струй, отбирать события в соответствии с выбранной стратегией поиска или изучения тех или иных физических процессов.

Триггерная система D0 состоит из трех уровней и схематически изображена на рисунке 2.14. Триггер первого уровня (L1) реализован аппаратно в каждой подсистеме детектора D0 и, обладая высокой скоростью принятия решения (око-

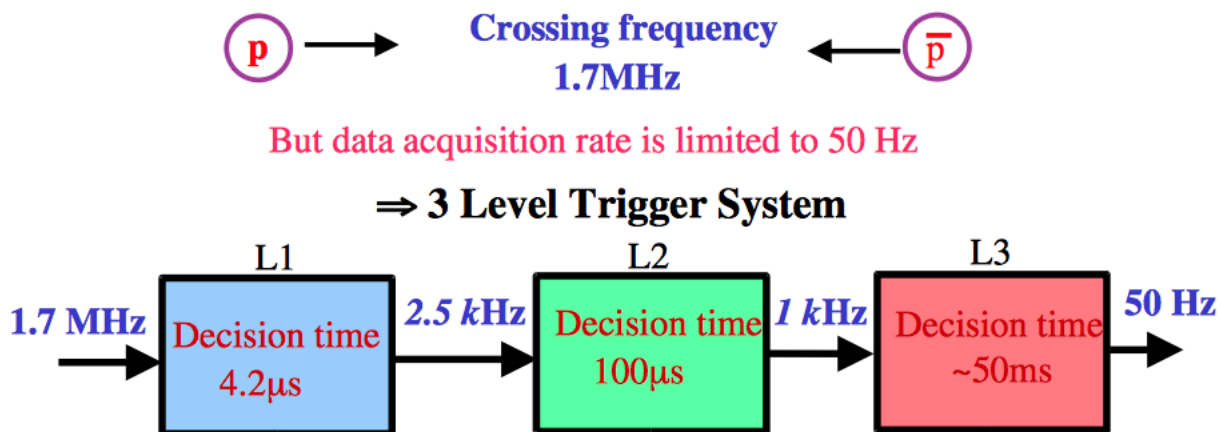


Рисунок 2.14 — Схема взаимодействия основных элементов триггерной системы D0.

ло 4.2 мкс), он снижает частоту потока событий до 2.5 кГц. К отдельным триггерам или группам триггеров применяются прескейл-факторы, позволяющие отбирать лишь часть событий, удовлетворяющих триггеру, в зависимости от текущей светимости или пропускной способности триггера. Триггер второго уровня (L2) принимает события, удовлетворяющие условиям триггера L1, с частотой достаточной для принятия решения о нужности того или иного события. Он сочетает в себе реализацию как на аппаратном уровне, так и ряд простых программных алгоритмов. Триггеру третьего уровня (L3) на вход с частотой 1 кГц поступают события, прошедшие L2. События поступают на компьютерную “ферму”, на которой подвергаются более сложным алгоритмам обработки и восстановления. В результате такого цикла, события с частотой 50 Гц записываются на ленту для последующей реконструкции в режиме офлайн.

Глава 3. Процессы ассоциативного рождения “фотон + струя” в $p\bar{p}$ столкновениях на ускорителе Тэватрон

3.1 Процессы в лидирующем и следующем за лидирующем порядках КХД

На партонном уровне в основе рождения событий “фотон + струя” лежат те же фундаментальные процессы, что и в инклюзивном рождении прямых фотонов [68]. Однако изучение событий ассоциативного рождения “фотон + струя” также учитывают кинематику струй, что позволяют дополнить картину динамики жестких КХД процессов при больших Q^2 . В $p\bar{p}$ столкновениях подавляющее большинство фотонов со средними и большими поперечными импульсами являются *прямыми фотонами*, т.е. рожденными непосредственно в фундаментальном партон-партонном взаимодействии нежели из распадов π^0, η, K_s^0 -мезонов. Существует два основных механизма рождения прямых фотонов:

– “Комптоновское” рассеяние:

$$qg \rightarrow q\gamma, \quad (3.1)$$

– и процесс кварк-антикварковой аннигиляции:

$$q\bar{q} \rightarrow g\gamma. \quad (3.2)$$

Фейнмановские диаграммы, соответствующие этим процессам, приведены на рисунке 3.1.

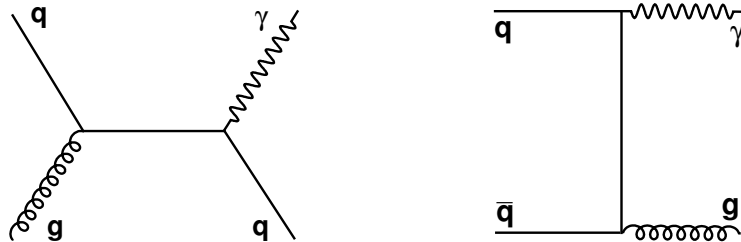


Рисунок 3.1 — Фейнмановские диаграммы в лидирующем порядке теории возмущений, соответствующие процессам ассоциативного рождения фотона и адронной струи.

Рисунок 3.2 иллюстрирует ожидаемую долю вклада сечения процесса (3.1) относительно полного сечения ассоциативного рождения фотона и струи как функцию p_T^γ для различных регионов быстрот фотона и струи. Оценка сделана с помощью Монте Карло генератора PYTHIA [14] с набором функций партонного распределения STEQ6.5M. Функции партонного распределения имеют значительную неопределенность, особенно для вклада глюонов при малых и больших значениях x , а также больших Q^2 .

Процесс (3.1) доминирует в широком кинематическом диапазоне. Из рисунка также видно, что вклады процессов становятся сравнимы при поперечном импульсе фотона более 100 ГэВ.

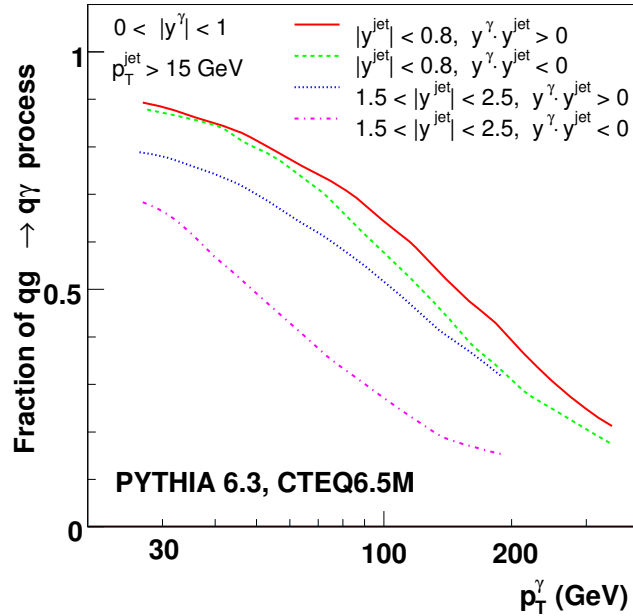


Рисунок 3.2 — Вклад сечения процесса $qg \rightarrow q\gamma$ относительно полного сечения ассоциативного рождения фотона и струи как функция p_T^γ . Ди

Изучение процессов “фотон + струя” при различных интервалах быстрот фотона и лидирующей струи позволяет получать детальную информацию о различных областях значений долей импульсов двух взаимодействующих партонных $x_{1,2}$. Например, при $p_T^\gamma > 40$ ГэВ события со струей в центральной области ($|y^{jet}| < 0.8$) и фотоном с быстротой, такой что $y^\gamma y^{jet} > 0$ позволяют покрывать смежные интервалы x_1 и x_2 : $0.016 \leq x_1 \leq 0.040$ и $0.040 \leq x_2 \leq 0.100$. С другой стороны, эти интервалы практически совпадают при $y^\gamma y^{jet} < 0$: $0.029 \leq x_1 \leq 0.074$ и $0.027 \leq x_2 \leq 0.065$. В событиях с лидирующей стру-

ей в передней области быстрот ($1.5 < |y^{jet}| < 2.5$) одновременно покрываются интервалы малых и больших x : $0.009 \leq x_1 \leq 0.024$, $0.110 \leq x_2 \leq 0.300$ при $y^\gamma y^{jet} > 0$ и $0.097 \leq x_1 \leq 0.264$, $0.040 \leq x_2 \leq 0.059$ при $y^\gamma y^{jet} < 0$. Здесь $x_{1,2}$ определены как:

$$x_{1,2} = (p_T^\gamma / \sqrt{s})(e^{\pm y^\gamma} + e^{\pm y^{jet}}). \quad (3.3)$$

Полная область по x , Q^2 , покрываемая при рассмотрении фотонов в интервале $30 < p_T^\gamma < 400$ ГэВ и струй с $p_T^{jet} > 15$ ГэВ, в указанных интервалах быстрот, составляет $0.007 < x < 0.8$ и $900 \leq Q^2 \equiv (p_T^\gamma)^2 \leq 1.6 \times 10^5$ (ГэВ)².

Таким образом, процесс

$$p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X \quad (3.4)$$

определяется в лидирующем порядке партонными процессами (3.1) и (3.2). Процесс (3.10) является инклюзивным, что допускает наличие других фотонов и струй в событии (что отражено в слагаемом X). Одной из причин появления дополнительных струй является излучение в начальном состоянии (ISR). Описанная выше картина лидирующего порядка должна вносить доминирующий вклад в сечение процесса (3.10). Однако, следующий за лидирующим порядок теории возмущений вносит изменения в картину события, представленного в LO. Партон в начальном состоянии способен излучить глюон с ненулевым поперечным импульсом, что может привести к появлению дополнительной струи в событии. Диаграммы с примерами таких процессов приведены на рисунке 3.3.

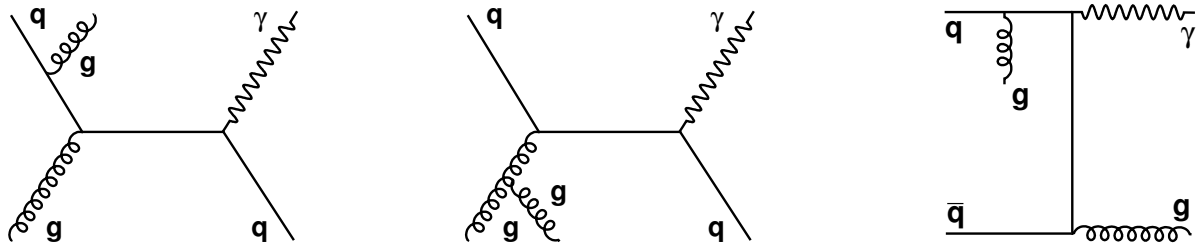


Рисунок 3.3 — Диаграммы, соответствующие процессам с излучением в начальном состоянии.

Аналогично, излучение глюонов может произойти и в конечном состоянии (FSR). Это также может привести к появлению одной, а возможно и большего

числа дополнительных струй. Диаграммы таких процессов приведены на рисунке 3.4.

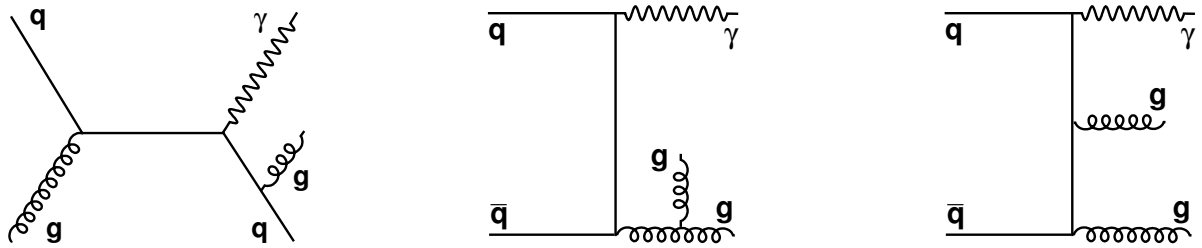


Рисунок 3.4 — Диаграммы, соответствующие процессам с излучением в конечном состоянии.

Основным источником фона к процессу (3.10) являются события, в которых фотон произошел из распада адронов (π^0 , η и т.д.), а также, так называемых, фрагментационных фотонах [69]. Тем не менее, вклад от таких фотонов, рожденных из-за фрагментации партон \rightarrow фотон, сильно подавляется посредством применения жесткого условия изолированности фотонов и уменьшается с ростом p_T^γ [70–72].

3.2 Реконструкция и идентификация объектов

3.2.1 Вершина взаимодействия

Процедура восстановления вершины взаимодействия основана на использовании треков заряженных частиц и определяет местонахождение $r\bar{r}$ столкновения вдоль оси z . Существенная доля взаимодействий может происходить на некотором расстоянии от геометрического центра детектора, поэтому установление вершины взаимодействия с высокой точностью и эффективностью является важной задачей. Процедура восстановления вершины взаимодействия производится в три этапа: отбор треков заряженных частиц, определение вершин взаимодействия с помощью фитирования и выбор первичной вершины взаимодействия. Треки должны иметь поперечный импульс $p_T > 0.5$ ГэВ, как минимум два хита в силиконовом трекере SMT, описанного в разделе 2.2.2, а также прицель-

ный параметр по отношению к оси пучка на расстоянии в пределах тройного значения ошибки измерения. Треки в порядке убывания поперечного импульса собираются в кластеры согласно их минимальному расстоянию до оси пучка. Трек считается принадлежащим кластеру если он на расстоянии 2 см вдоль оси пучка от точки на которую указывает лидирующий трек. Процедура претерпевает несколько итераций пока все треки не объединятся в кластеры и не образуют список вершин на которые они указывают.

За одно пересечение пучков может произойти несколько $p\bar{p}$ столкновений, что приводит к реконструкции нескольких вершин в событии. Для каждой реконструированной вершины, с помощью ассоциированных с ней треков, считается вероятность того, что из нее происходит мягкое неупругое $p\bar{p}$ взаимодействие. Впоследствии в качестве первичной с жестким рассеянием отбирается вершина, имеющая наименьшую вероятность. Дополнительные требования наличия хотя бы трех ассоциированных с вершиной треков, а также ее положения в пределах $|z_{PV}| < 50$ см накладываются для проверки качества реконструированной вершины.

3.2.2 Фотоны

На первом этапе идентификации фотонов реконструируется электромагнитный кластер (ЕМ-кластер), используя калориметрическую информацию. ЕМ-кластер формируется из башен электромагнитного сегмента калориметра, имеющих $p_T > 500$ МэВ, начиная с башни, обладающей наивысшим поперечным импульсом. Соседние башни добавляются в кластер если они имеют $p_T > 50$ МэВ и находятся на расстоянии $\Delta\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.3$ от башни-инициатора для центрального калориметра или на расстоянии 10 см в третьем слое передней части калориметра. Если сумма энерговыделений в башнях такого прекластера превышает 1 ГэВ, то окончательный кластер формируется путем добавления башен в радиусе $\Delta\mathcal{R} < 0.4$ от взвешенного по энергии центра.

ЕМ-кластер идентифицируется как фотон, если он удовлетворяет следующим критериям:

- объект является изолированным ЕМ-кластером;

- объект реконструирован в инструментированных областях калориметра;
- доля энергосвечения в EM части должна превышать 96%;
- вероятность иметь трек, ассоциированный с EM-кластером, должна быть ниже 0.1%;
- кластер должен быть изолирован с долей полной энергии в кольце $0.2 < \Delta\mathcal{R} < 0.4$ менее 7% от EM энергосвечения в радиусе $\Delta\mathcal{R} < 0.2$;
- скалярная сумма поперечных импульсов треков, исходящих из первичной вершины взаимодействия, и попадающих в кольцо $0.05 < \Delta\mathcal{R} < 0.7$, не должна превышать 1 ГэВ;
- квадрат взвешенной по энергии ширины кластера в плоскости $r \times \phi$ в третьем слое EM-секции калориметра не должны быть более 14 см^2 ;
- энергосвечение в центральном предливневом детекторе, описанного в разделе 2.2.4, должно по направлению соответствовать прямой, соединяющей вершину взаимодействия и кластер.

3.2.3 Струи

Струи, образовавшиеся в процессе жесткого рассеяния, как правило представляют собой множество частиц, которые вызывают значительное энергосвечение в большом числе ячеек калориметра. Реконструкция струй, как из частиц так и из калориметрических башен, связана с объединением их в кластеры и их ассоциацию со струями посредством определенного алгоритма. Алгоритм поиска струй, используемый в D0, представляет собой конусный алгоритм с фиксированным радиусом [73]. Объекты с координатами (y_{obj}, ϕ_{obj}) группируются вокруг центра (y_{jet}, ϕ_{jet}) если они соответствуют условию $\Delta\mathcal{R} = \sqrt{(y_{obj} - y_{jet})^2 + (\phi_{obj} - \phi_{jet})^2} < R_{cone}$. В D0 используется два возможных значения радиуса конуса $R_{cone} = 0.5$ или $R_{cone} = 0.7$.

Алгоритм поиска струй состоит из нескольких стадий. На первом этапе формируются калориметрические башни посредством суммирования 4-импульсов ячеек, преодолевших некоторый порог. На втором этапе башни с поперечными импульсами выше 1 ГэВ используются как ячейки-инициаторы для образования прекластеров путем добавления соседних башен в радиусе

$\Delta\mathcal{R} < 0.3$. Таким образом число ячеек-инициаторов существенно снижается. Вокруг прекластера образуется конус радиуса R_{cone} куда включаются все соседние башни, попадающие в конус. Новые координаты и импульсы получившейся струи пересчитываются в соответствии с формулами

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = \sum_i (E_i, \vec{p}_i), \quad (3.5)$$

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (3.6)$$

$$y = 1/2 \ln[(E + p_z)/(E - p_z)], \quad (3.7)$$

$$\phi = \tan^{-1}(p_y/p_x), \quad (3.8)$$

где суммирование производится по всем башням, попавшим в конус. Процедура производится итерационно до тех пор пока новый центр образованной струи не совпадет с осью кластера. Может происходить до 50 итераций, а процедура заканчивается если $\Delta\mathcal{R}$, определенные в двух последовательных итерациях, не превышает 0.001. Наличие начального порога на энергию ячеек вносит зависимость от инфракрасного и коллинеарного излучения. Чувствительность к мягкому излучению уменьшается путем определения новой башни-инициатора между двумя соседними струями и повторение итерационной процедуры с новыми координатами. На последнем этапе происходит объединение и разделение перекрывающихся струйных кандидатов, т.е. струй с $\Delta\mathcal{R} < 2R_{cone}$. Две струи объединяются в одну если больше 50% поперечного импульса более слабой струи находится в области пересечения. В противном случае энергия каждой ячейки из области пересечения присваивается ближайшей струе. Окончательно отбираются лишь струи чей поперечный импульс превышает 6 ГэВ.

3.3 Коррекция энергетической шкалы фотонов

Корректная реконструкция энергии фотона является важной задачей, т.к. систематический сдвиг в шкале энергии фотона может привести к сдвигу в измеряемых сечениях процессов с участием фотонов. Поскольку фактор коррек-

ции электромагнитного объекта зависит от его p_T , η и ϕ , то и значение сдвига шкалы будет различным для разных процессов. В этом разделе описывается процедура коррекции шкалы энергии фотона для исследуемого процесса “фотон + струя” [74].

Нахождение весовых факторов для калибровки слоев электромагнитного калориметра D0 было произведено с помощью событий с электронами (одиночные электроны и электроны из $Z \rightarrow ee$ процесса). Однако из-за отличия в развитии электромагнитных ливней фотоны теряют меньше энергии в материале, расположенном перед калориметром чем электроны. Чем больше материала перед калориметром, тем больше разница в энергиях фотонов и электронов. Этот факт приводит к систематическому завышению восстановленного значения энергии фотонов. Для определения величины сдвига фотонной шкалы используются Монте-Карло события “фотон + струя”, в которых энергия реконструированного электромагнитного кластера сравнивается с энергией фотона на уровне генерации. Поскольку весовые факторы, применяемые к слоям электромагнитного калориметра, были определены с помощью Монте-Карло $Z \rightarrow ee$ событий, то найденная разница энергий фотона и электромагнитного кластера используется для коррекции энергетической шкалы фотонов.

Среди событий “фотон + струя” в данных, может присутствовать примесь событий “струя + струя”, в которых одна из струй флуктуирует в хорошо изолированный электромагнитный кластер и таким образом реконструируется как фотон. Такой кластер как правило состоит из энергетичных π^0 , η , K_s^0 и ω мезонов, распадающихся с образованием фотонов в конечном состоянии, окруженных мягкими адронами. Такими процессами могут быть например $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$, $3\pi^0$, $K_s^0 \rightarrow 2\pi^0$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Такие “электромагнитные струи” (*EM-jets*) также будут выделять энергию в калориметре, что приводит к неверно восстановленной энергии EM-кластера и тем самым тоже дает сдвиг в энергетической шкале фотонов. Оценка величины вклада этого эффекта также производится с помощью Монте-Карло событий “струя + струя”.

На рисунке 3.5 изображен фактор коррекции энергетической шкалы фотонов $(p_T^{part} - p_T^{reco})/p_T^{part}$ как функция поперечного импульса фотона в центральной $|\eta| < 1.0$ и передней $1.5 < |\eta| < 2.5$ областях. Окружностями изображен фактор коррекции прямых фотонов, а квадратами – коррекция от вклада электромагнитных струй. Треугольниками изображен комбинированный фактор коррекции,

учитывающий вклады обоих источников коррекции, взвешенных с величиной доли событий того или иного типа (см. раздел 3.6). Из рисунка видно, что величина коррекции не превышает 6% для фотонов с малыми поперечными импульсами и становится от 1 до 2% для фотонов с $p_T > 60$ ГэВ. Неопределенности в определении шкалы составляют от 1.6 до 1.7% при $p_T = 20$ ГэВ, падая до 0.7% при 180 ГэВ. Они обусловлены в основном неопределенностью, связанной с калибровкой слоев калориметра, а также статистикой Монте-Карло событий, содержащих EM-струи.

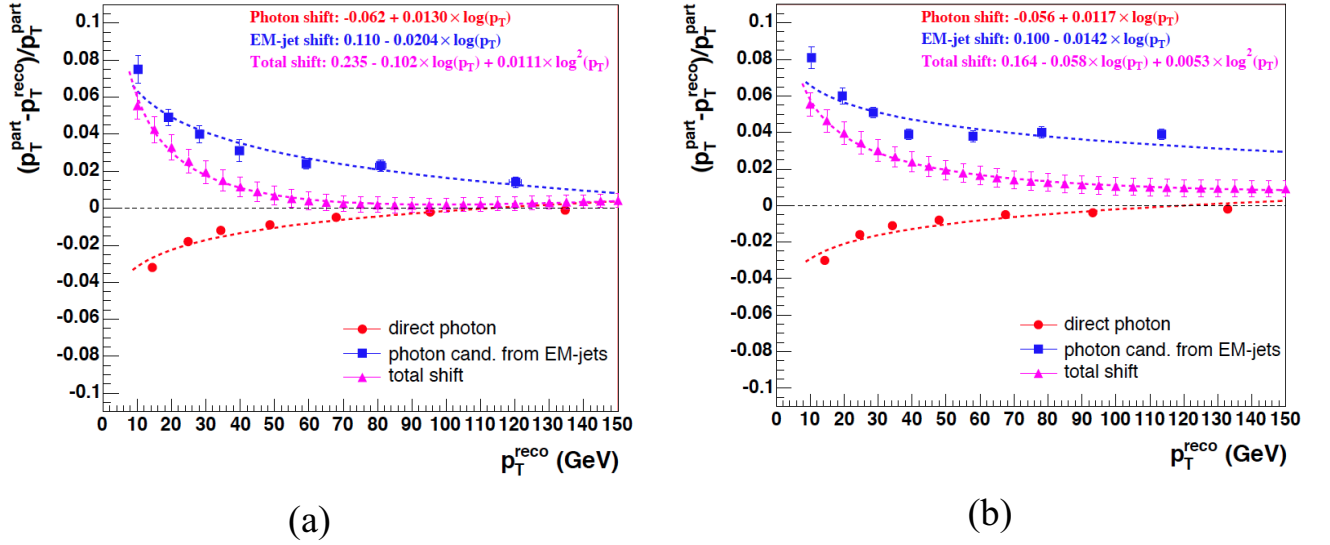


Рисунок 3.5 — Фактор коррекции энергетической шкалы фотонов $(p_T^{part} - p_T^{reco})/p_T^{part}$ как функция поперечного импульса фотона (a) в центральной области $|\eta| < 1.0$ и (b) в передней области $1.5 < |\eta| < 2.5$.

3.4 Коррекция энергетической шкалы струй

Процесс адронизации партона в струю связан в основном с низкоэнергетическими процессами, которые нельзя описать в рамках пертурбативной КХД. Это приводит к существенным неопределенностям в идентификации и композиции струй. Процесс калибровки энергии струй значительно отличается от аналогичных процедур для одиночных частиц. Измеренная энергия струи не всегда соответствует энергии родительского партона в силу процессов партон \rightarrow адрон фрагментации и процессов взаимодействия получившихся адронов с веществом

детектора. Поэтому процедура калибровки шкалы энергии струи, *jet energy scale* (JES), направлена на коррекцию измеренной энергии струи E^{meas} к суммарной энергии составляющих ее частиц в конечном состоянии E^{ptcl} , с помощью следующего уравнения [4, 75]:

$$E^{ptcl} = \frac{E^{meas} - E_O(R_{cone}, \eta, \mathcal{L})}{R_{jet}(R_{cone}, \eta, E) \cdot S(R_{cone}, \eta, E)}. \quad (3.9)$$

В уравнение входят несколько факторов коррекции. Первый из них (*Offset*) связан с дополнительным энергетическим вкладом E_O в конус струи от шумов электроники и радиоактивного распада уранового поглотителя калориметра, а также дополнительных $p\bar{p}$ взаимодействий, оставшихся от предыдущих столкновений пучков (*Pile-up*). Помимо перечисленного, вклад в конус струи дает и сопутствующее событие, суть которого описана в разделе 1.5. Однако, поскольку данные процессы принято считать частью жесткого взаимодействия, коррекция на вклад от этих эффектов не производится.

Фактор R_{jet} (*Response*) представляет собой отклик калориметра на частицы составляющие струю. Это значение как правило меньше единицы по причине того, что отклик на адроны, в частности пионы, меньше чем на электроны, калибровка которых принята за единицу. Часть энергии также теряется из-за неинструментированных областей между калориметрическими модулями калориметра, например в области интеркриостатного детектора (см. раздел 2.2.6). По этой причине отклик калориметра на струю является функцией энергии и псевдобыстроты струи. Помимо этого, отклик также будет различным для разных R_{cone} . Это связано с тем, что частицы внутри струи как правило более энергетичны нежели на ее границах и как следствие имеют более высокий отклик.

Функция S является фактором коррекции энергии струи из-за эффектов, связанных с образованием ливней частиц в калориметре (*Showering*). В связи с тем, что алгоритм поиска струй производится в конусе фиксированного радиуса, некоторая доля частиц, принадлежащих струе, может покинуть конус струи и вызвать энерговыделение в ячейках калориметра за пределами конуса. И наоборот, в область калориметра, ограниченную конусом струи, могут вносить дополнительную энергию частицы изначально струе не принадлежащие. Фактор коррекции как правило близок к единице и обнаруживает значительную зависи-

мость от R_{cone} и псевдобыстроты струи, но довольно слабую зависимость от ее энергии.

Различные наборы данных и Монте-Карло симуляций требуются для каждого из компонентов измерения фактора коррекции энергии струй. Например, оценка E_O производится на данных с минимальным триггером, когда требуется только наличие неупругого $p\bar{p}$ взаимодействия (*minimum bias*), а также без требования какого-либо триггера (*zero bias*), для оценки шумов калориметра. Параметры R и S оцениваются на наборах данных и Монте-Карло “фотон + струя” и “струя + струя”.

Величина коррекции энергетической шкалы струй приведена на рисунке 3.6. В среднем фактор коррекции изменяется в пределах от 1.4 до 1.5 в центральной области для струй с поперечным импульсом $p_T^{meas} = 25$ ГэВ и от 1.25 до 1.35 для струй $p_T^{meas} = 100$ ГэВ. Зависимость от радиуса конуса довольно небольшая причем абсолютная величина коррекции меньше для конуса $R_{cone} = 0.7$, что отражает эффект большего геометрического покрытия детектора. Увеличение коррекции в области $1.4 < |\eta_{det}| < 1.6$ связано с неинструментированными участками и большим количеством пассивного материала в области интеркриостатного детектора.

Приведенные значения фактора коррекции измерены с достаточной точностью. В центральной области полная неопределенность измерения находится в пределах от 1.4 до 1.8% и становится от 2.5 до 3.5% в области $|\eta_{det}| \simeq 3.0$. Рисунок 3.7 иллюстрирует полную неопределенность измерения фактора коррекции и ее величину для основных источников коррекции. Из рисунка видно, что основной вклад в неопределенность дает поправка, связанная с откликом калориметра, а при малых поперечных импульсах струй существенное влияние также оказывают поправки, связанные с шумами калориметра и эффектами образования ливней.

3.5 Выборка данных и критерии отбора событий

Для изучения свойств событий “фотон + струя” и измерения измерения дифференциального сечения, был использован сэмпл данных, соответствующий

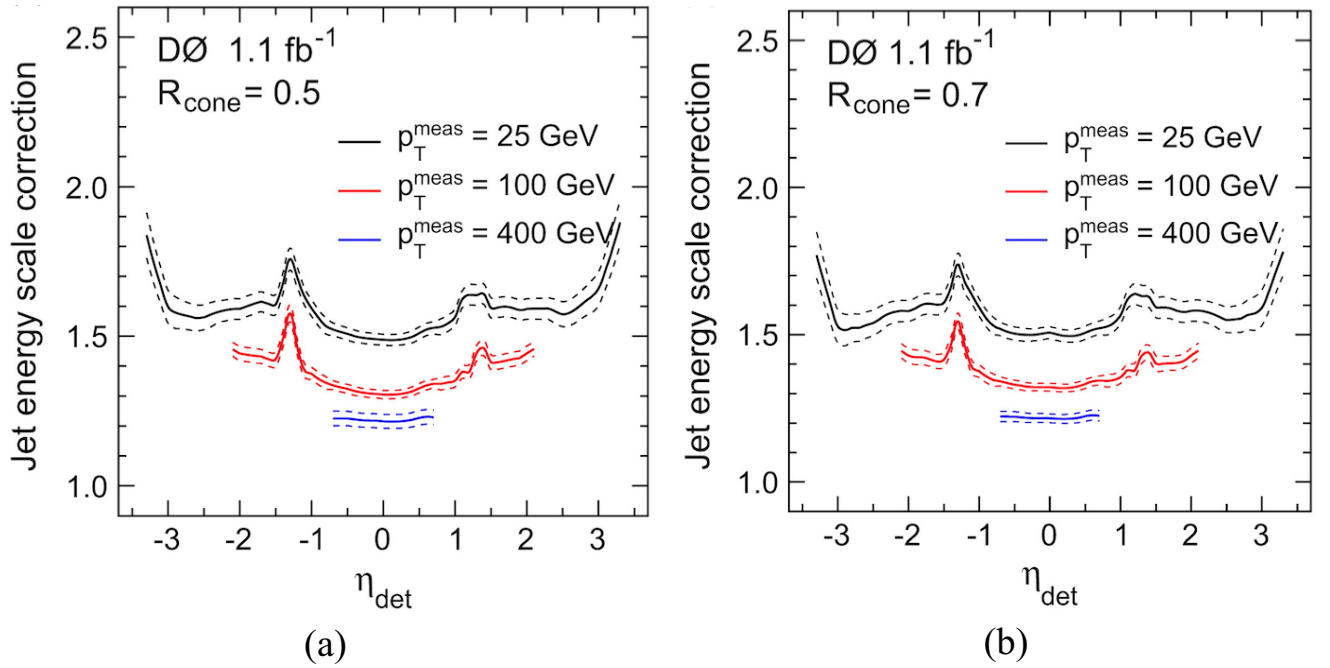


Рисунок 3.6 — Фактор коррекции энергии струй E^{ptcl}/E^{meas} в данных для (a) $R_{cone} = 0.5$ и (b) $R_{cone} = 0.7$, как функция псевдобыстроты детектора η_{det} для различных значений измеренного поперечного импульса струи p_T^{meas} . Пунктирными линиями обозначены полные систематические неопределенности измерения.

интегральной светимости 1 фбн^{-1} , набранный на установке D0 за период с августа 2002 по февраль 2006 гг. Данные отобраны с использованием комбинации триггеров, учитывающих профили электромагнитных ливней в калориметре. Полная эффективность триггера составляет от 96 до 97% при поперечном импульсе фотонного кандидата $p_T^\gamma \approx 32 \text{ ГэВ}$ и более 99% при $p_T^\gamma > 40 \text{ ГэВ}$.

Фотонные кандидаты отбираются из кластеров ячеек калориметра (см. раздел 2.2.5) внутри конуса с радиусом $\mathcal{R} \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ вокруг ячейки-инициатора со следующими критериями:

- как минимум один фотонный кандидат с $p_T^\gamma > 30 \text{ ГэВ}$ и $|y^\gamma| < 1.0$;
- в отобранном кластере более 96% всего энергосодержания должно приходиться на электромагнитные слои калориметра;
- кластер должен быть изолирован внутри конуса с радиусом $\mathcal{R} = 0.2$, что достигается требованием $[E_{total}(\mathcal{R} = 0.4) - E_{EM}(\mathcal{R} = 0.2)]/E_{EM}(\mathcal{R} = 0.2) < 0.07$, где $E_{total}(\mathcal{R} = 0.4)$ – сумма энергосодержаний ячеек электромагнитного и адронного калориметров в конусе с радиусом $\mathcal{R} = 0.4$;
- вероятность фотонного кандидата иметь трек, ассоциированный с кластером в калориметре, не должна превышать 0.1%;

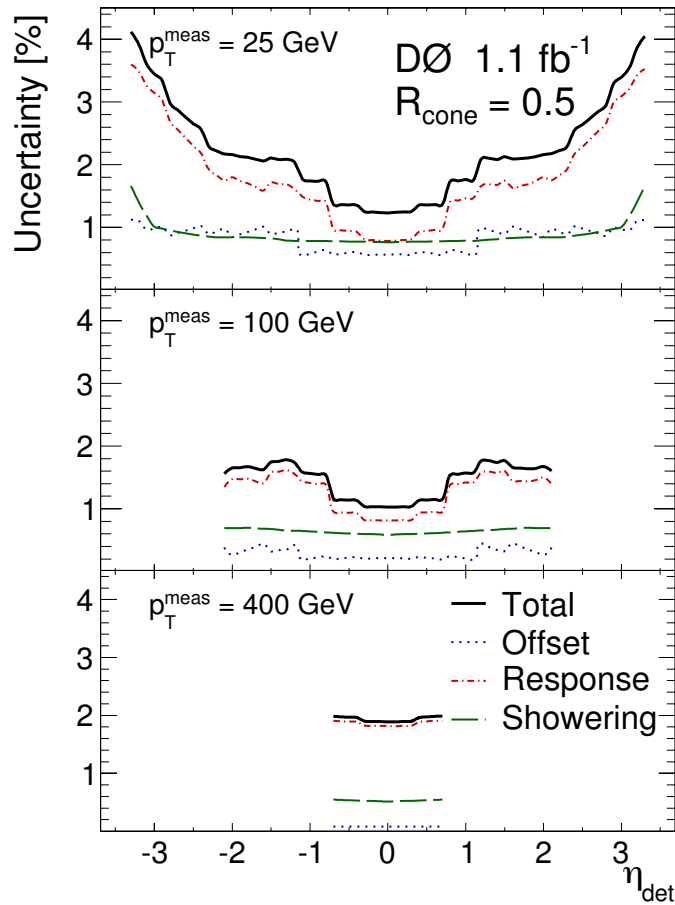


Рисунок 3.7 — Полная неопределенность в измерении фактора коррекции энергии струй для $R_{cone} = 0.5$ как функция псевдобыстроты детектора η_{det} для различных значений измеренного поперечного импульса струи p_T^{meas} и различных источников коррекции.

- для подавления вклада фона, связанного с космическими лучами и изолированными электронами от лептонного распада W -бозона, векторная сумма всех поперечных энергий ячеек калориметра должна удовлетворять условию $\cancel{E}_T < (12.5 + 0.36 \cdot p_T^\gamma)$ ГэВ;
- сегментация электромагнитного калориметра и центрального предливневого детектора позволяет оценить точку пересечения направления движения фотонного кандидата с осью пучка. Расстояние вдоль оси z от этой точки до вершины $p\bar{p}$ взаимодействия не должно превышать 10 см.
- выход искусственной нейронной сети должен быть $O_{NN} > 0.7$ (эта переменная детально обсуждается в разделе 3.6).

Событие также должно содержать как минимум одну адронную струю, найденную с помощью D0 RunII алгоритма поиска струй (см. раздел 3.2.3) с ко-

нусом $\mathcal{R} = 0.7$. Энергия всех струй-кандидатов поправлена согласно процедуре коррекции энергетической шкалы струй, описанной в разделе 3.4. Струи должны иметь поперечный импульс $p_T^{jet} > 15$ ГэВ и находиться в одном из интервалов по быстройте: $|y^{jet}| < 1.5$ или $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$. Фотонный кандидат и адронная струя должны быть удалены друг от друга в $(\eta - \phi)$ пространстве на расстоянии $\Delta\mathcal{R}(\gamma, jet) > 0.7$.

Эффективность отбора лидирующей струи варьируется в пределах от 94 до 100% и включает в себя эффект подмены следующей за лидирующей струей при переходе с уровня частиц на уровень реконструкции. Полная систематическая ошибка на величину эффективности составляет 5.5% при $p_T^\gamma \approx 30$ ГэВ, уменьшаясь до 2% при $p_T^\gamma > 200$ ГэВ.

Как было упомянуто в разделе 3.1, особый интерес для исследования долей импульсов двух взаимодействующих партонов $x_{1,2}$. Для этого весь набор данных разбивается на четыре интервала, согласно быстройтам фотона и лидирующей струи:

- Интервал 1: $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 0.8$, $y^\gamma y^{jet} > 0$;
- Интервал 2: $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 0.8$, $y^\gamma y^{jet} < 0$;
- Интервал 3: $|y^\gamma| < 1.0$, $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$, $y^\gamma y^{jet} > 0$;
- Интервал 4: $|y^\gamma| < 1.0$, $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$, $y^\gamma y^{jet} < 0$.

Статистика отобранных после прохождения приведенных выше критериев отбора составляет $\sim 1.41 \times 10^6$ событий (36.4% в Интервале 1, 30.2% в Интервале 2, 20.1% в Интервале 3 и 13.3% в Интервале 4).

3.6 Оценка доли сигнальных событий

В отобранном наборе данных, наряду с сигнальными событиями “фотон + струя” присутствуют также и события типа “струя + струя”, в которых одна из струй формирует хорошо изолированный электромагнитный кластер, обусловленный в основном высокоэнергетичными π^0 и η -мезонами, образующими при распаде фотоны (см. раздел 3.4). Как правило, эти частицы окружены низкоэнергетичными адронами, формирующими в калориметре электромагнитный ливень.

Сигнальные события не могут быть отделены от фоновых событиями, однако их доля \mathcal{P} , может быть оценена статистически:

$$\mathcal{P} = \frac{N^{\gamma+jet}}{N^{\gamma+jet} + N^{dijet}}, \quad (3.10)$$

где $N^{\gamma+jet}$ (N^{dijet}) числа событий с прямыми фотонами (электромагнитными струями), прошедших критерии отбора, описанных в разделе 3.5.

Для более эффективного отбора фотонов и оценки вклада фоновых событий используются переменные, чувствительные к внутренней структуре электромагнитного ливня:

- количество ячеек первого слоя электромагнитного калориметра, принадлежащих кластеру;
- доля полной энергии кластера, выделенная в первом слое калориметра;
- скалярная сумма поперечных импульсов заряженных частиц внутри кольца, образованного конусами с радиусами $0.05 \leq \mathcal{R} \leq 0.4$ вокруг фотонного кандидата.

Эти переменные использовались для тренировки искусственной нейронной сети, реализованной в программном пакете JETNET [76]. Дискриминант нейронной сети (O_{NN}) после прохождения всех критериев отбора в данных, а также в сигнальных и фоновых событиях для интервала $44 < p_T^\gamma < 50$ ГэВ продемонстрирован на рисунке 3.8.

Для оценки доли сигнальных событий выход искусственной нейронной сети в данных фитировался к аналогичным выходам сети на событиях с Монте-Карло симуляции прямых фотонов и электромагнитных струй [77]. Процедура корректно учитывает статистические ошибки как в данных так и в Монте-Карло сэмплах. Оцененная таким образом доля сигнальных событий в четырех кинематических интервалах как функция поперечного импульса фотона продемонстрирована на рисунке 3.9.

Статистическая неопределенность при малых p_T^γ связана с малым числом событий в Монте-Карло сэмпле электромагнитных струй, в то время как при больших p_T^γ – с малой статистикой в данных. Дополнительно учитывалась неопределенность, связанная с выбором функции фитирования, а также модели фрагментации, применяемой в генераторе PYTHIA.

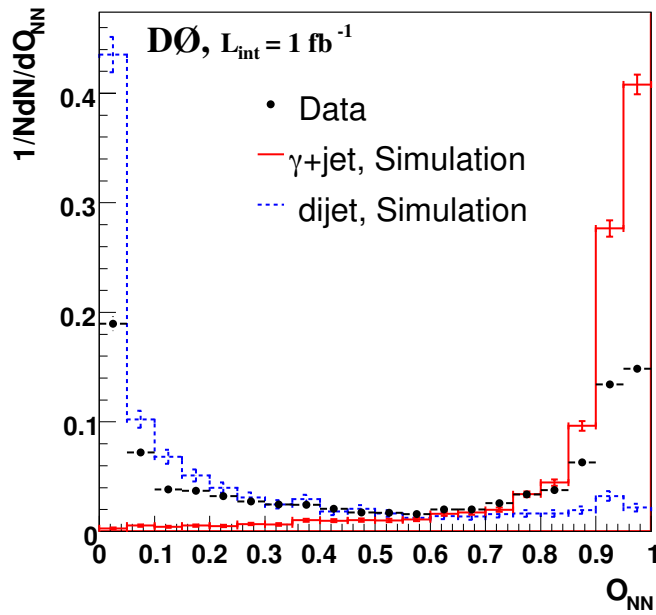


Рисунок 3.8 — Нормированное распределение величины выхода искусственной нейронной сети O_{NN} в данных (черные точки), симуляции сигнальных событий “фотон + струя” (красная сплошная линия) и фоновых событиях “струя + струя” (синяя пунктирная линия) в интервале $44 < p_T^\gamma < 50$ ГэВ после применения основных критериев отбора.

3.7 Сечение событий “фотон + струя” и сравнение с теоретическими предсказаниями

Тройное дифференциальное сечение $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{jet}$ процесса “фотон + струя” определяется как отношение числа событий в каждом из изучаемых интервалов быстрот, с поправкой на фон, эффективность отбора фотонов и струй и геометрический акцептанс, к интегральной светимости, соответствующей отобранному сэмплу данных, и ширине интервалов поперечного импульса фотонов и быстрот фотонов и струй. Число событий в данных также поправлено с учетом эффекта миграции событий из бина в бин, связанного с конечным значением разрешения электромагнитного калориметра, используя Ansatz метод [78] и измеренное значение пика Z -бозона. Размер эффекта варьируется от 1 до 5% с неопределенностью порядка 1%.

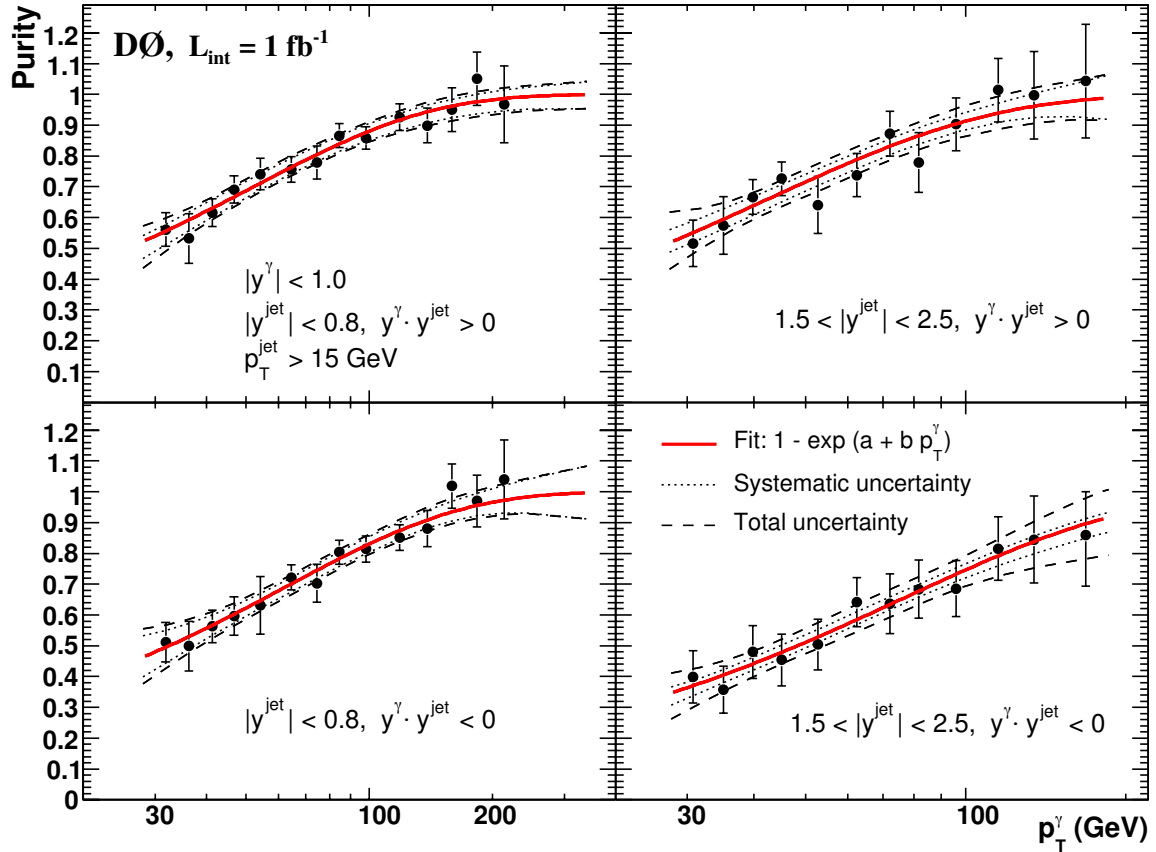


Рисунок 3.9 — Фракция сигнальных $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ событий как функция p_T^γ в каждом из измеренных интервалов быстрот фотона и струи. Результат (черные точки) отфитирован функцией вида $1 - \exp(a + bp_T^\gamma)$ (красная линия) и изображен вместе с систематической (пунктирная линия) и полной (штриховая линия) неопределенностями.

События, удовлетворяющие критериям отбора, перечисленным в разделе 3.5, используются для измерения сечения в 15 бинах по p_T^γ в Интервале 1 и Интервале 2, покрывая область $30 < p_T^\gamma < 300$ ГэВ, и в 13 бинах в Интервале 3 и Интервале 4, покрывая область $30 < p_T^\gamma < 200$ ГэВ. Результаты измерения сечений представлены на рисунке 3.10. Точками обозначены значения измеренного сечения процесса “фотон + струя” в каждом из интервалов быстрот, а линиями – теоретические предсказания в следующем за лидирующем порядке КХД, сделанные с помощью пакета JETPHOX [70–72] с набором функций распределения партонных плотностей STEQ6.5M [79] и шкалами ренормализации, факторизации и фрагментации $\mu_R = \mu_F = \mu_f = p_T^\gamma f(y^*)$, где $f(y^*) = \{[1 + \exp(-2|y^*|)]/2\}^{1/2}$ и $y^* = 0.5(y^\gamma - y^{jet})$ [80].

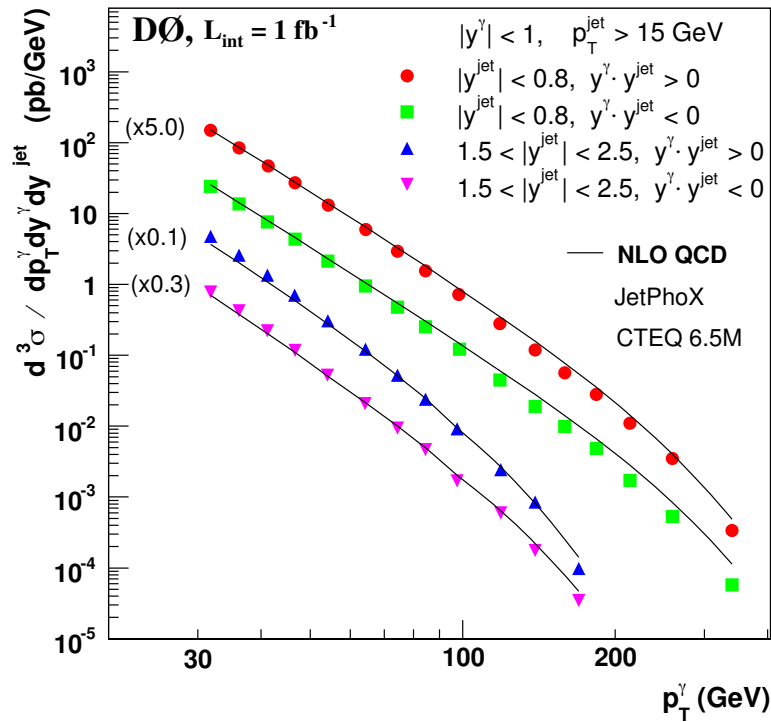


Рисунок 3.10 — Дифференциальное сечение процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ событий как функция p_T^γ в четырех измеренных интервалах.

Основные источники неопределенности в измерении сечения представлены на рисунке 3.11 на примере Интервала 1. Наибольший вклад в полную неопределенность вносят неопределенности в измерении доли сигнальных событий (уменьшаясь от 10 до 4%), коррекции фотонной шкалы (от 7.7 до 5.2%) и интегральной светимости (6.1%). Приведенные величины неопределенностей изменяются от малых значений p_T^γ к большим. Точные значения измеренных сечений со статистической, систематической и полной неопределенностями измерений приведены в таблицах A.1–A.4, расположенных в Приложении A.

Для более детального сравнения на рисунке 3.12 приведено отношение сечения в данных к теоретическим предсказаниям в следующем за лидирующем порядке КХД для каждого из интервалов по быстротам фотона и струи. Точки изображены с интервалами неопределенностей, внутренняя линия которых соответствует статистической, а внешняя – полной, т.е. статистической и систематической неопределенностям, просуммированным квадратично. Теоретические предсказания с использованием набора функций партонной плотности

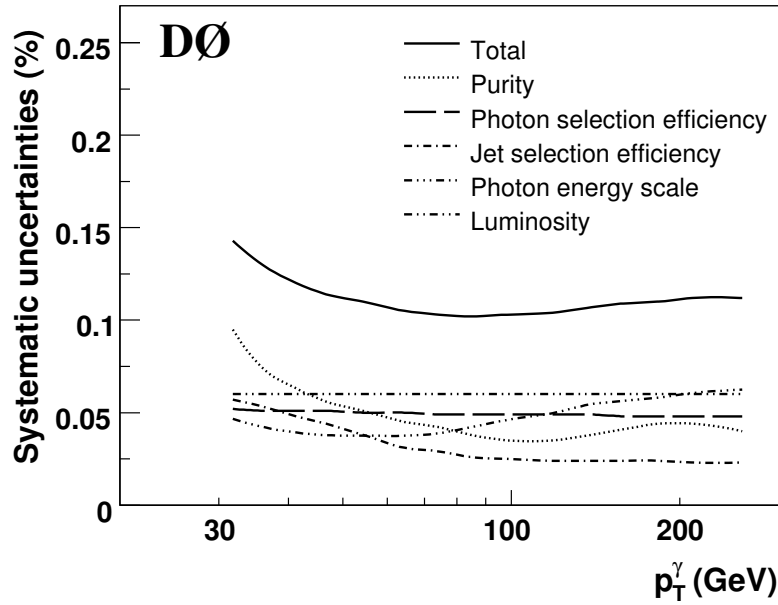


Рисунок 3.11 — Основные источники систематических неопределенностей в сечении процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ как функция p_T^γ на примере Интервала 1.

СТЕQ6.5M не способны описать полученные сечения во всем измеренном интервале поперечного импульса фотона. Например, они существенно превышают измеренные значения в интервале $|y^{jet}| < 0.8$ при $p_T^\gamma > 100$ ГэВ. И наоборот при $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$ и $y^\gamma y^{jet} > 0$, предсказанные значения сечений ниже измеренных при $p_T^\gamma < 50$ ГэВ. В этих случаях измеренные значения сечений находятся в интервалах от 1 до $1.5\sigma_{tot}$ от значений неопределенности, связанной с функциями партонной плотности СТЕQ6.5M. Эта неопределенность изображена в виде закрашенной желтой области и вычислялась с помощью методики описанной в [79]. Пунктирной линией изображен эффект изменения шкал нормализации, факторизации и фрагментации с коэффициентами 0.5 (верхняя пунктирная линия) и 2 (нижняя пунктирная линия). Размер эффекта составляет от 9 до 11% за исключением интервала 4, в котором он достигает величины от 18 до 20%, и не способен одновременно описать измеренные значения сечений при всех значениях p_T^γ .

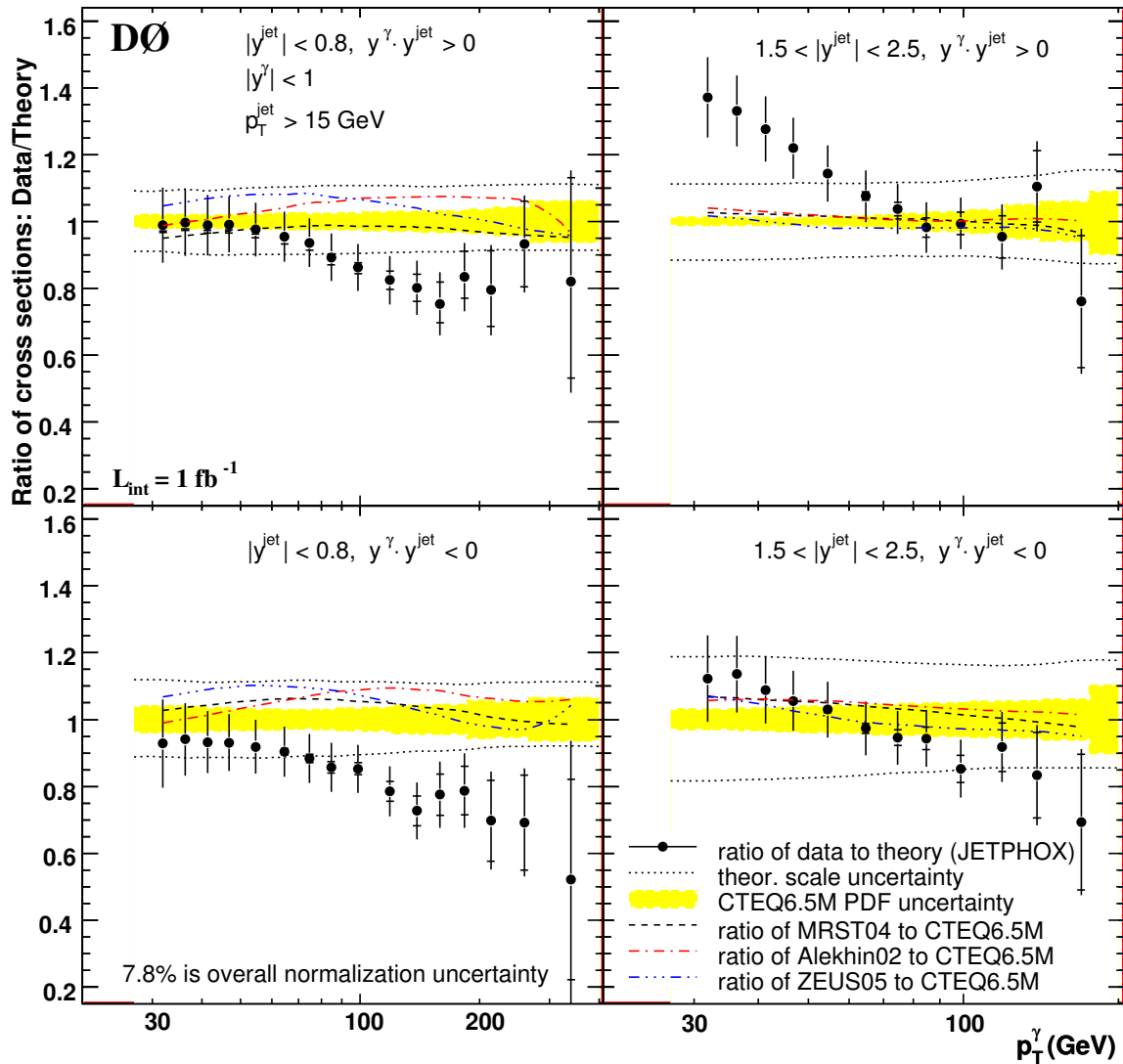


Рисунок 3.12 — Отношение измеренного дифференциального сечения процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ к теоретическим предсказаниям в следующем за лидирующем порядке КХД, сделанным с помощью пакета JETPHOX.

Глава 4. Измерение эффективного сечения и доли событий с двухпартоными взаимодействиями в конечном состоянии “фотон + 3 струи”

4.1 Метод измерения эффективного сечения

В предыдущих измерениях, использующих четырехструйные события [36, 55, 56], эффективное сечение (σ_{eff}) извлекалось с использованием Монте-Карло моделей сигнальных и фоновых событий, а также предсказаний КХД для сечения рождения двухструйных событий. Неопределенности, содержащиеся в моделях и сечениях, неизбежно приводили к неопределенностям в измерении σ_{eff} . Другая техника измерения σ_{eff} была предложена в [37]. Такая техника использует величины, полученные непосредственно из экспериментальных данных, таким образом, минимизируя вклад теоретических предсказаний. Здесь мы следуем предложенному методу и измеряем σ_{eff} без теоретических предсказаний для сечений событий “фотон + струя” и “струя + струя”.

Метод измерения эффективного сечения процессов с двухпартоными взаимодействиями основан на отношении чисел событий двух классов, обладающих одинаковым конечным состоянием “фотон + 3 струи”, но полученных в результате различных физических процессов. Первый класс – это события, полученные вследствие двухпартоных взаимодействий, при которых в налетающих $p\bar{p}$ пучках взаимодействует лишь одна протон-антипротонная пара (*событие типа DP*). Во втором классе событий, при столкновении $p\bar{p}$ пучков, такое же конечное состояние образуется вследствие взаимодействия двух различных протон-антипротонных пар (*событие типа DI*). Полагая два партоных взаимодействия независимыми, оба класса событий должны быть кинематически идентичны. Это предположение обсуждается неоднократно обсуждалось в теоретических работах [28, 43, 44, 46–49, 81].

Вклад дифракционных и дважды дифракционных событий в общее сечение рождения двухструйных событий составляет порядка 1% при $p_T^{jet} > 15$ ГэВ [82, 83]. Это означает что при таком режиме события “фотон + струя” и “струя + струя” могут быть рождены в результате неупругого, недифракционного протон-антипротонного взаимодействия.

Таким образом, при пересечении протонного и антипротонного пучка с двумя жесткими $p\bar{p}$ взаимодействиями, вероятность наблюдать DI событие есть:

$$P_{DI} = 2 \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{hard}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}}, \quad (4.1)$$

где $\sigma^{\gamma j}$ и σ^{jj} сечения рождения событий “фотон + струя” и “струя + струя” соответственно, которые в совокупности образуют конечное состояние “фотон + 3 струи”; σ_{hard} – полное сечение протон-антипротонного взаимодействия. Коэффициент 2 появляется из-за того, что два рассеяния, рождающие “фотон + струя” и “струя + струя”, могут быть посчитаны двумя возможными способами, согласно расположению вершин взаимодействия. Число таких взаимодействий N_{DI} , определяется через вероятность P_{DI} после поправки на эффективность геометрических и кинематических критериев отбора ϵ_{DI} , эффективность отбора событий с двумя вершинами ϵ_{2vtx} , а также на ожидаемое количество событий с двумя вершинами взаимодействия N_{2coll} :

$$N_{DI} = 2 \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{hard}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}} N_{2coll} \epsilon_{DI} \epsilon_{2vtx}. \quad (4.2)$$

Аналогично, вероятность наблюдения DP события при пересечении $p\bar{p}$ пучков с одной вершиной есть:

$$P_{DP} = \frac{\sigma_{DP}}{\sigma_{hard}} = \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{eff}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}}, \quad (4.3)$$

Число двухпартонных событий N_{DP} , может быть получено после поправки на геометрические кинематические эффективности критериев отбора DP событий ϵ_{DP} , эффективность отбора событий с одной вершиной ϵ_{1vtx} , умноженную на ожидаемое количество столкновений пучков с одной вершиной N_{1coll} :

$$N_{DP} = \frac{\sigma^{\gamma j}}{\sigma_{eff}} \frac{\sigma^{jj}}{\sigma_{hard}} N_{1coll} A_{DP} \epsilon_{DP} \epsilon_{1vtx}. \quad (4.4)$$

Отношение уравнений (4.2) и (4.4) позволяет получить выражение для σ_{eff} и принимает следующую форму:

$$\sigma_{eff} = \frac{N_{DI}}{N_{DP}} \frac{\epsilon_{DI}}{\epsilon_{DP}} R_c \sigma_{hard}, \quad (4.5)$$

где $R_c \equiv 1/2(N_{1coll}/N_{2coll})(\epsilon_{1vtx}/\epsilon_{2vtx})$.

Следует отметить, что сечения $\sigma^{\gamma j}$ и σ^{jj} сокращаются, а эффективности входят в это выражение в виде отношения, что приводит к сокращению многих систематических неопределенностей. Эффективности оцениваются на моделях, построенных на экспериментальных данных (см. раздел 4.3). Величины N_{DP} и N_{DI} оцениваются с помощью данных с одной и двумя $p\bar{p}$ вершинами, с учетом фракции DP и DI событий.

Рисунки 4.1(b) – 4.1(d) иллюстрируют возможные конфигурации сигнальных процессов двухпартонных взаимодействий “фотон + 3 струи”, полученных в одном протон-протонных взаимодействиях. Таких конфигураций может быть три. Первый тип событий (Type I), в которых одно партон-партонное рассеяние рождает фотон и лидирующую струю, в то время как второе рассеяние рождает пару струя-струя, которые будучи упорядочены по p_T становятся второй и третьей струей. Во втором типе событий (Type II) в первом взаимодействии рождаются не только фотон и лидирующая струя, но и струя излученная в начальном или конечном состоянии. Конечное состояние “фотон + 3 струи” образуется посредством фотона, лидирующей и излученной струи из первого взаимодействия, а также одной из струй, рожденных во втором взаимодействии. Вторая струя второго партон-партонного взаимодействия теряется либо из-за неэффективности реконструкции струй либо занимает четвертое место, тем самым не участвуя в конечном состоянии “фотон + 3 струи”. Третий тип сигнальных событий (Type III) образуют события, в которых лидирующей становится струя из второго взаимодействия. Это довольно редкие события доля которых, в заданной кинематической области, составляет 1%. Таблица 4.1 содержит фракции типов сигнальных событий в трех областях по p_T^{jet2} . Необходимо отметить, что в исследуемой кинематической области, преобладающим является тип событий Type II, в котором следующей за лидирующей становится струя, излученная в начальном или конечном состоянии в первом взаимодействии. Это обуславливается более широким спектром струй, рожденных в процессе излучения, нежели рожденных в результате фундаментального партон-партонного взаимодействия. Различия в спектрах этих струй и связанные с этим эффекты подробно обсуждаются в разделе 4.5.

Основным фоном к двухпартонным событиям являются однопартонные SP (Single Parton) процессы “ $qg \rightarrow q\gamma gg$ ” и “ $q\bar{q} \rightarrow g\gamma gg$ ”. Эти процессы обуслов-

Таблица 4.1 — Доля событий (в %), соответствующая каждому из трех типов сигнальных событий с одним $p\bar{p}$ столкновением в различных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах.

Тип события	Интервал $p_T^{\text{jet}2}$, ГэВ		
	15 – 20	20 – 25	25 – 30
Type I	26.1 ± 0.5	21.7 ± 1.6	13.5 ± 0.6
Type II	72.9 ± 0.7	77.8 ± 0.8	86.1 ± 0.9
Type III	1.0 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.4 ± 0.1

ленны излучением в начальном и конечном состояниях, которые также могут привести к конечному состоянию “фотон + 3 струи”. Они также показаны на рисунке 4.1(а). Доля сигнальных событий определяется используя набор переменных, которые чувствительны к кинематике DP событий. Эта процедура подробно описывается в разделе 4.4.

События “фотон + 3 струи” рожденные в DI процессах отличаются от DP тем, что второе взаимодействие происходит в другом независимом $p\bar{p}$ столкновении. Такие события, в которых фотон и как минимум одна струя родились из одного $p\bar{p}$ рассеяния и, как минимум, одна струя произошла из другого $p\bar{p}$ столкновения показаны на рисунке 4.2, а доли типов приведены в таблице 4.2. Фоновым процессом к DI событиям являются двухвершинные события, в которых одно “фотон + 3 струи” состояние получается в результате одного $p\bar{p}$ столкновения, в то время как другая вершина не содержит взаимодействия с большим поперечным импульсом, т.е. струи из этого взаимодействия не прошли порог реконструкции.

Таблица 4.2 — Доля событий (в %), соответствующая каждому из трех типов сигнальных событий с двумя $p\bar{p}$ столкновениями в различных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах.

Тип события	Интервал $p_T^{\text{jet}2}$, ГэВ		
	15 – 20	20 – 25	25 – 30
Type I	26.2 ± 0.2	22.1 ± 0.3	15.3 ± 0.4
Type II	72.9 ± 0.7	77.5 ± 0.7	84.2 ± 0.8
Type III	0.9 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.5 ± 0.1

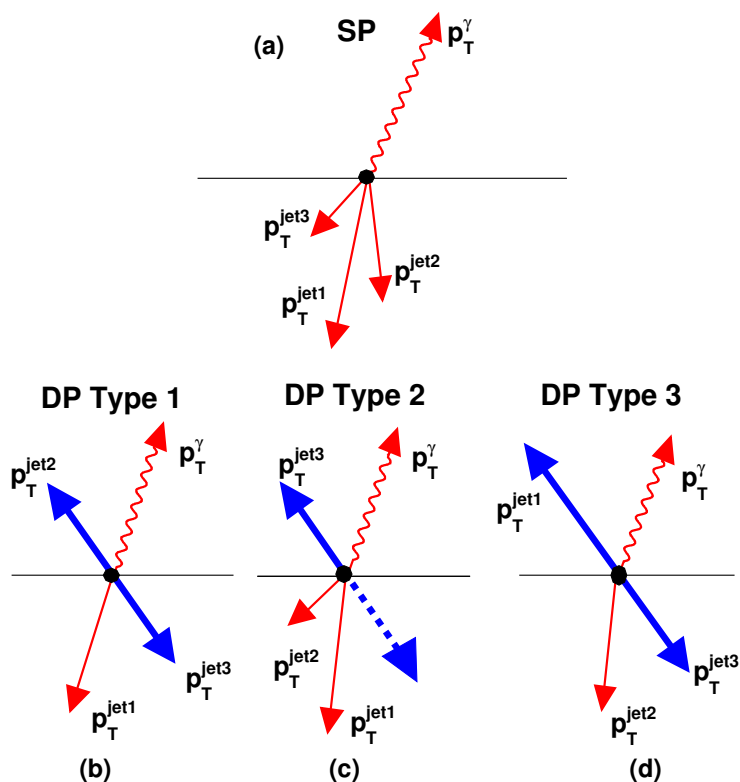


Рисунок 4.1 — Диаграмма события “фотон + 3 струи” с одним $p\bar{p}$ столкновением: (a) однопартонное взаимодействие “фотон + струя” с двумя дополнительными струями; (b) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” и “струя + струя”; (c) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + 2 струи” и “струя + струя”, в котором одна из струй не реконструирована; (d) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” и “струя + струя”, в котором струя из второго взаимодействия становится лидирующей.

4.2 Отбор событий “фотон + 3 струи”

Для отбора событий “фотон + 3 струи” используются методы идентификации вершин, фотонов и струй, приведенные в разделах 3.2 и 3.5. Окончательно, кинематическая область исследуемых событий “фотон + 3 струи”, определяется следующими критериями:

- как минимум один фотонный кандидат с поперечным импульсом в интервале $60 < p_T^\gamma < 80$ ГэВ, находящийся в одной из областей по псевдобыстроте: $|\eta^\gamma| < 1.0$ или $1.5 < |\eta^\gamma| < 2.5$;

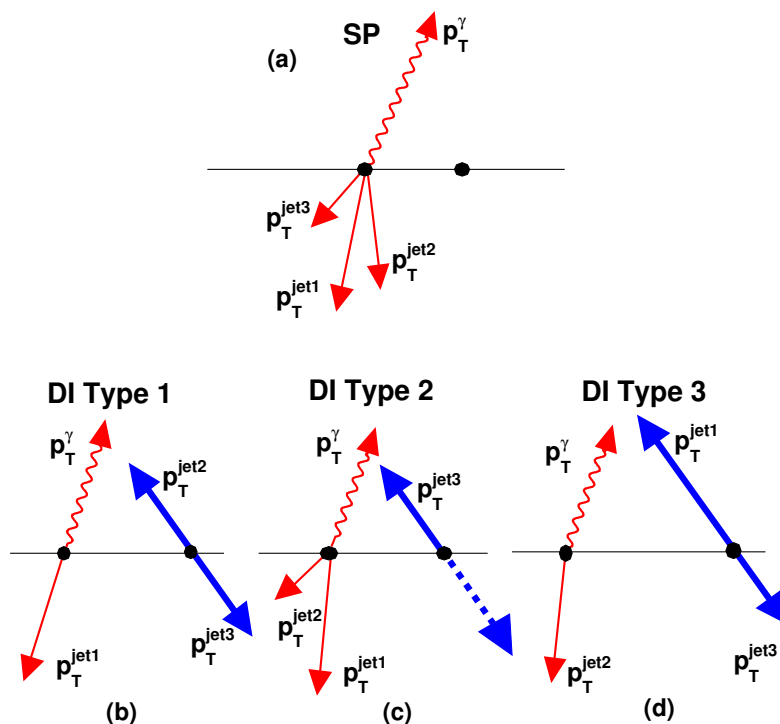


Рисунок 4.2 — Диаграмма события “фотон + 3 струи” с двумя $p\bar{p}$ столкновениями: (a) однопартонное взаимодействие “фотон + струя” с двумя дополнительными струями в одном $p\bar{p}$ столкновении; (b) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” в одном $p\bar{p}$ столкновении и “струя + струя” в другом; (c) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + 2 струи” в одном $p\bar{p}$ столкновении и “струя + струя” во втором столкновении, где одна из струй не реконструирована; (d) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” в одном $p\bar{p}$ столкновении и “струя + струя” в другом, где струя становится лидирующей.

- как минимум 3 струи в области $|\eta^{jet}| < 3.0$, среди которых лидирующая (по убыванию p_T) должна иметь поперечный импульс $p_T^{jet} > 25$ ГэВ, а две последующие $p_T^{jet} > 15$ ГэВ;
- каждая пара объектов (струя–струя или фотон–струя) должна быть разнесена в пространстве на расстояние $\Delta\mathcal{R} > 0.7$.

Выбор более высоких значений поперечного импульса фотона по отношению к импульсам второй и третьей струй обеспечивает лучшее разделение энергетических шкал двух партон-партонных взаимодействий. Для исследований энергетической зависимости шкал одного взаимодействия от другого попереч-

ный импульс следующей за лидирующей струи разбивается на три интервала: $15 < p_T^{jet2} < 20$, $20 < p_T^{jet2} < 25$ и $25 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ.

Согласно уравнению (4.5), для измерения эффективного сечения и определения числа DP (N_{DP}) и DI (N_{DI}) событий необходимо два набора данных. Таким образом, полученные данные разбиваются на два набора: события с одной $p\bar{p}$ вершиной взаимодействия (DATA1VTX) и события с двумя $p\bar{p}$ вершинами (DATA2VTX). Количество событий в полученных таким образом наборах данных в различных p_T^{jet2} интервалах приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 — Количество событий в наборах данных DATA1VTX и DATA2VTX в различных p_T^{jet2} интервалах.

Интервал p_T^{jet2} , ГэВ	DATA1VTX, штук событий	DATA2VTX, штук событий
15 – 20	2182	2026
20 – 25	3475	2792
25 – 30	3220	2309

4.3 Модели сигнальных и фоновых событий

В этом разделе описываются модели сигнальных и фоновых событий, используемые для определения чисел событий с двухпартоными и двойными нуклонными взаимодействиями. С помощью этих моделей впоследствии оценивается доля DP событий в данных с одной $p\bar{p}$ вершиной взаимодействия и доля DI событий в данных с двумя $p\bar{p}$ вершинами.

Описываемые модели конструируются посредством смешивания в одно событие двух независимых событий, взятых из экспериментальных данных. Для DP и DI моделей, называемых в дальнейшем MIXDP и MIXDI, смешиваются одно событие, содержащее “ $\gamma + (\geq 1)$ струя”, и другое событие содержащее как минимум одну струю. События выбираются случайным образом из наборов данных “фотон + струя” для первого взаимодействия и из набора данных, отобранных с минимальным триггером MinBias, для второго взаимодействия. Полученное событие, по аналогии с отобранными данными, обязано удовлетворять критериям отбора событий “фотон + 3 струи”, описанным в разделе 4.2.

Как следует из рисунка 4.3, число струй в MinBias событиях растет с ростом p_T лидирующей струи. Гистограмма 4.3(a) соответствует событиям с одной $p\bar{p}$ вершиной, а 4.3(b) соответствует событиям с двумя вершинами. Чем больше p_T струи тем выше вероятность для этой струи быть реконструированной, т.е. преодолеть порог реконструкции $p_T > 6$ ГэВ.

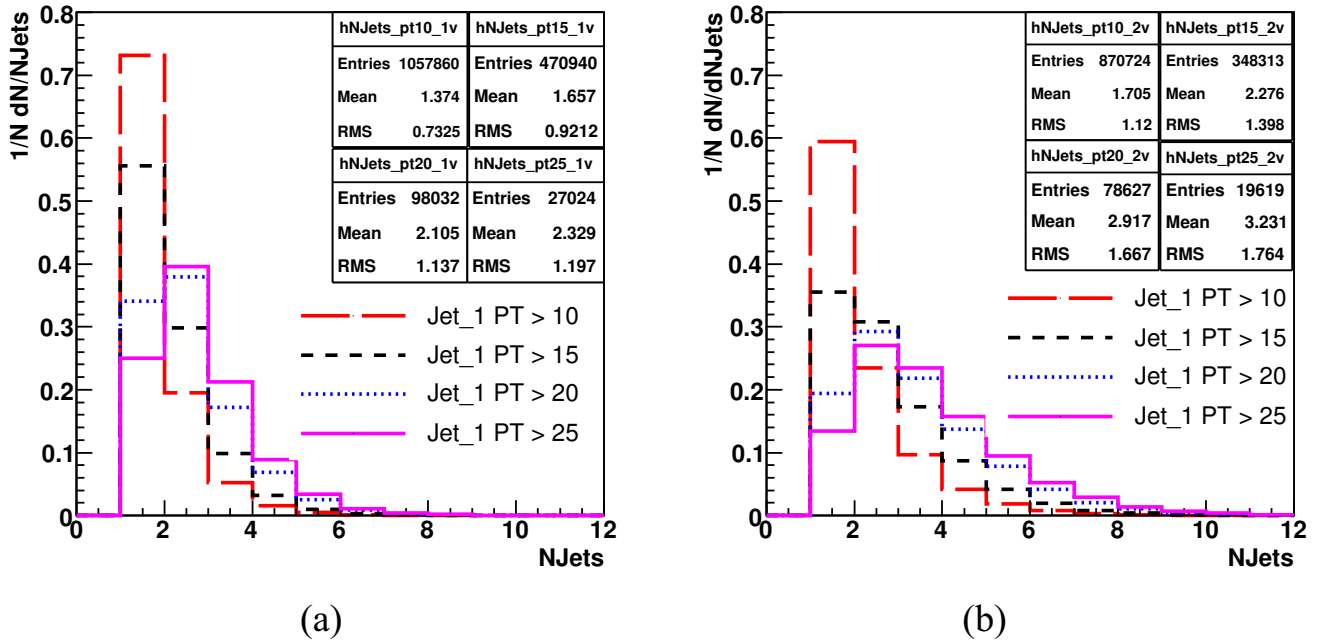


Рисунок 4.3 — Количество струй в MinBias событиях для различных минимальных значений p_T струй: (a) в событиях с одним $p\bar{p}$ столкновением и (b) с двумя $p\bar{p}$ столкновениями.

Необходимо отметить также, что единственная разница между MIXDP и MIXDI моделями, это разное количество энергии от мягких взаимодействий спектаторных партонов (*underlying energy*). Ее величина существенно отличается для событий с одним и двумя $p\bar{p}$ столкновениями и, давая вклад в конусы алгоритмов поиска фотонов и струй, может влиять на эффективности реконструкции этих объектов.

- струи, найденные в конусе $R_{cone} = 0.7$ с псевдобыстродами $|\eta| < 3.0$ и $p_T > 25$ ГэВ.
2. Критерии отбора MinBias события, содержащего минимум одну струю:
 - события с одной $p\bar{p}$ вершиной;
 - как минимум одна струя, найденная в конусе $R_{cone} = 0.7$ с псевдобыстродами $|\eta| < 3.0$ и $p_T > 15$ ГэВ.
 3. Ингредиенты 1 и 2 смешиваются и все струи в полученном событии переупорядочиваются согласно убыванию их p_T .
 4. Во избежание наложения фотонов и струй требуется их взаимное удаление друг от друга на расстояние $\Delta R(\gamma, jet1, jet2, jet3) > 0.7$ в $(\eta - \phi)$ плоскости.
 5. Наконец полученное событие должно удовлетворять “фотон + 3 струи” условию.

Следует заметить, что построенная таким образом модель, содержит, по определению, два независимых взаимодействия. Таким образом, в рамках данной сигнальной модели возможные корреляции между двумя процессами не учитываются.

4.3.2 Модель MIXDI

По аналогии с MIXDP, для моделирования сигнального DI “фотон + 3 струи” события мы смешиваем события “ $\gamma + (\geq 1)$ струя” и события, содержащее минимум одну струю, с двумя $p\bar{p}$ вершинами. Более детально процедура композиции MIXDI событий описывается ниже.

1. Критерии отбора “ $\gamma + (\geq 1)$ ” события:
 - события с двумя $p\bar{p}$ вершинами;
 - фотонные кандидаты с псевдобыстродами $|\eta^\gamma| < 1.0$ или $1.5 < |\eta^\gamma| < 2.5$ и поперечными импульсами $60 < p_T^\gamma < 80$ ГэВ;
 - струи, найденные в конусе $R_{cone} = 0.7$ с псевдобыстродами $|\eta| < 3.0$ и $p_T > 25$ ГэВ.
2. Критерии отбора MinBias события, содержащего минимум одну струю:

- события с двумя $p\bar{p}$ вершинами для учета вклада дополнительной энергии от мягких процессов;
 - как минимум одна струя, найденная в конусе $R_{cone} = 0.7$ с псевдобыстродами $|\eta| < 3.0$ и $p_T > 15$ ГэВ.
3. Ингредиенты 1 и 2 смешиваются и все струи в полученном событии переупорядочиваются согласно убыванию их p_T .
 4. Взаимное удаление друг от друга фотона и струй на расстояние $\Delta R(\gamma, jet1, jet2, jet3) > 0.7$ в $(\eta - \phi)$ плоскости.
 5. В случае если в любом из компонентов, 1 или 2, содержится более одной струи, то обе струи обязаны происходить из одной и той же вершины; Для того чтобы определить из какой из двух вершин вдоль оси z происходит струя используются алгоритмы, основанные на информации о заряженных частицах внутри струи. По трекам заряженных частиц в струе определяется наиболее близкая вершина. Более детальному описанию этих алгоритмов посвящено Приложение Б.
 6. Полученное таким образом событие должно содержать как минимум “фотон + 3 струи”.

Стоит отметить, что доли событий типов (Type I, II), приведенных в таблицах 4.1 и 4.2, в MIXDP и MIXDI моделях совпадают с точностью до 1.5% для каждого из p_T^{jet2} интервалов. В частности, в интервале $15 < p_T^{jet2} < 20$ ГэВ присутствует 26% событий Type I и 73% событий Type II, а в интервале $25 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ фракции составляют от 14 до 15% и от 84 до 86% соответственно. Доля событий Type III довольно мала и не превышает 1% в обеих моделях.

Важно отметить также, что обе модели, MIXDP и MIXDI, имеют сходную кинематику, в частности импульсные и угловые распределения (p_T и η) фотона и струй. Они отличаются лишь энергией, полученной от мягких взаимодействий (underlying energy), происходящих либо в одинарных либо в двойных $p\bar{p}$ столкновениях, что может послужить причиной различия эффективностей отбора фотона и струй в этих двух случаях.

4.3.3 Модель ВКГ2VТХ

В качестве фона к событиям с двойными нуклонными взаимодействиями мы используем модель, содержащую “фотон + 3 струи” события с двумя $p\bar{p}$ вершинами, во второй из которых отсутствует жесткое взаимодействие. Таким образом, для получения “фотон + 3 струи” события, мы требуем наличие трех струй, происходящих из первого взаимодействия, с наложенным на него MinBias событием, не содержащим реконструированных струй. Критерии отбора фотона и струй и их взаимного удаления друг от друга аналогичны изложенным в разделе 4.3.2. Требование происхождения струй из одной вершины основано на алгоритмах с использованием информации о заряженных частицах внутри струй и детально описано в Приложении Б.

4.4 Характерные переменные

Отличительной особенностью двухпартонных взаимодействий является тот факт, что два независимых партонных рассеяния происходят в одном $p\bar{p}$ столкновении. Для идентификации таких взаимодействий в данных используются переменные, которые были бы чувствительны к кинематике двухпартонных взаимодействий, а их спектр был бы отличен от аналогичного в событиях с однопартонными взаимодействиями. В данной работе использовались три переменные, которые показали себя наиболее чувствительными к кинематике двухпартонных процессов.

Зная поперечные импульсы фотона и адронных струй в “фотон + 3 струи” событии, мы можем построить следующие выражения:

$$S_{p_T} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{|\vec{p}_T(\gamma, i)|}{\delta p_T(\gamma, i)}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{p}_T(j, k)|}{\delta p_T(j, k)}\right)^2}, \quad (4.6)$$

$$S_{p'_T} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{|\vec{p}_T(\gamma, i)|}{|\vec{p}_T(\gamma)| + |\vec{p}_T(i)|}\right)^2 + \left(\frac{|\vec{p}_T(j, k)|}{|\vec{p}_T(j)| + |\vec{p}_T(k)|}\right)^2}, \quad (4.7)$$

$$S_\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{\Delta\phi(\gamma, i)}{\delta\phi(\gamma, i)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi(j, k)}{\delta\phi(j, k)}\right)^2}. \quad (4.8)$$

Здесь $\vec{p}_T(\gamma, i)$ представляет собой суммарный поперечный импульс системы, состоящей из двух объектов фотона и i -й струи, $\vec{p}_T(j, k)$ – суммарный поперечный импульс системы j -й и k -й струй, $\Delta\phi(\gamma, i)$ и $\Delta\phi(j, k)$ – азимутальные углы между ними, а $\delta p_T(\gamma, i)$, $\delta p_T(j, k)$, $\delta\phi(\gamma, i)$, $\delta\phi(j, k)$ – соответствующие им неопределенности, полученные из сигнальной модели MIXDR. В качестве неопределенностей берутся среднеквадратичные отклонения того распределения, которое соответствует данной величине. Индексы $i, j, k \in 1, 2, 3$ пробегает по всем отобраным в событии струям. Возможны следующие комбинации пар фотона и струй: $(\gamma + jet_1) \oplus (jet_2 + jet_3)$, $(\gamma + jet_2) \oplus (jet_1 + jet_3)$ и $(\gamma + jet_3) \oplus (jet_1 + jet_2)$. Для каждой из переменных (4.6) – (4.8) выбирается та комбинация, которая дает наименьшее значение этой переменной. В подавляющем большинстве случаев (от 95 до 97%) переменные принимают наименьшее значение при группировке пары фотона с лидирующей струей и пары оставшихся струй $(\gamma + jet_1) \oplus (jet_2 + jet_3)$.

На основании выражений (4.6) – (4.8) можно построить угловые переменные, которые оказываются весьма чувствительны к кинематике двухпартонных процессов. Они определяются как азимутальный угол $\Delta\phi$ между поперечными импульсами пар $(\gamma + jet_i)$ и $(jet_j + jet_k)$, при которых (4.6) – (4.8) принимают наименьшие значения:

$$\Delta S_{p_T} = \Delta\phi \left(\mathbf{p}_T^{\gamma, jet_i}, \mathbf{p}_T^{jet_j, jet_k} \right) \Big|_{\min(S_{p_T})}, \quad (4.9)$$

$$\Delta S_{p'_T} = \Delta\phi \left(\mathbf{p}_T^{\gamma, jet_i}, \mathbf{p}_T^{jet_j, jet_k} \right) \Big|_{\min(S_{p'_T})}, \quad (4.10)$$

$$\Delta S_\phi = \Delta\phi \left(\mathbf{p}_T^{\gamma, jet_i}, \mathbf{p}_T^{jet_j, jet_k} \right) \Big|_{min(S_\phi)}. \quad (4.11)$$

На рисунке 4.5 показаны возможные расположения векторов импульсов фотона и струй в поперечной плоскости в событиях “фотон + 3 струи”. Векторы q_T^1 и q_T^2 соответствуют p_T -векторам дисбаланса систем $(\gamma + jet_1)$ и $(jet_2 + jet_3)$. Угол между этими векторами и есть, в общем случае, переменная ΔS .

Несмотря на то, что переменные схожи между собой, у каждой из них есть свои особенности. В частности, переменная $\Delta S_{p'_T}$ не содержит неопределенностей $\delta p_T(\gamma, i), \delta p_T(j, k)$, как например ΔS_{p_T} . А в формулу переменной ΔS_ϕ входят лишь азимутальные углы ϕ , что сводит к минимуму эффекты, связанные с точностью измерения величин импульсов фотонов и струй.

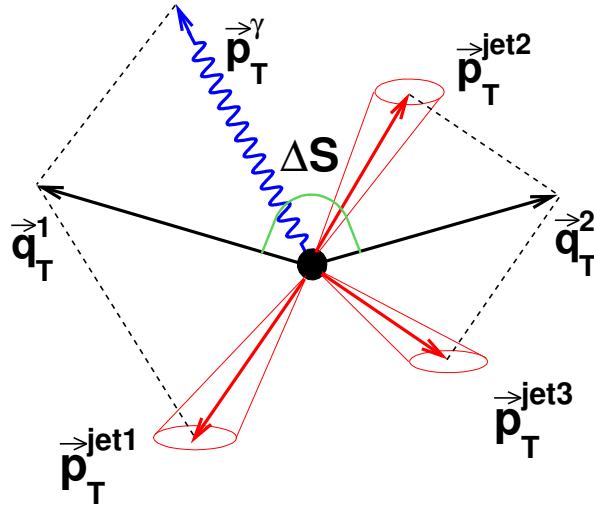


Рисунок 4.5 — Возможное взаимное расположение векторов поперечных импульсов фотона и струй в “фотон + 3 струи” событиях. Векторы q_T^1 и q_T^2 представляют собой p_T дисбаланс “фотон + струя” и “струя + струя” пар.

Распределение переменной ΔS_ϕ в трех интервала по p_T^{jet2} приведено на рисунке 4.6 (черная линия). На рисунке также изображены вклады и формы спектров переменной в различных типах двухпартоновых событий. Второй тип взаимодействий разбит на два подтипа, в зависимости от того является ли струя, рожденная в процессе излучения, следующей за лидирующей (Типе IIА) или третьей в порядке убывания поперечного импульса (Типе IIВ). Необходимо отдельно отметить, что форма спектра переменной в событиях первого типа представляет собой плоское распределение, т.е. не зависящее от угла между парами.

Это происходит потому, что пара фотон и лидирующая струя, рожденные в одном взаимодействии, не коррелируют с парой двух остальных струй, рожденных в другом взаимодействии, что делает азимутальный угол между ними неопределенным. Спектры других типов имеют тенденцию смещаться к π . В частности, в Type II двухпартонных событиях, фотон, лидирующая и излученная струя рождены в одном взаимодействии. Поскольку по закону сохранения импульса векторная сумма поперечных импульсов всех объектов в событии должна быть равна нулю (т.е. импульсы фотона и струй сбалансированы), то именно вклад излученной струи во вторую пару и обуславливает смещение спектра к π .

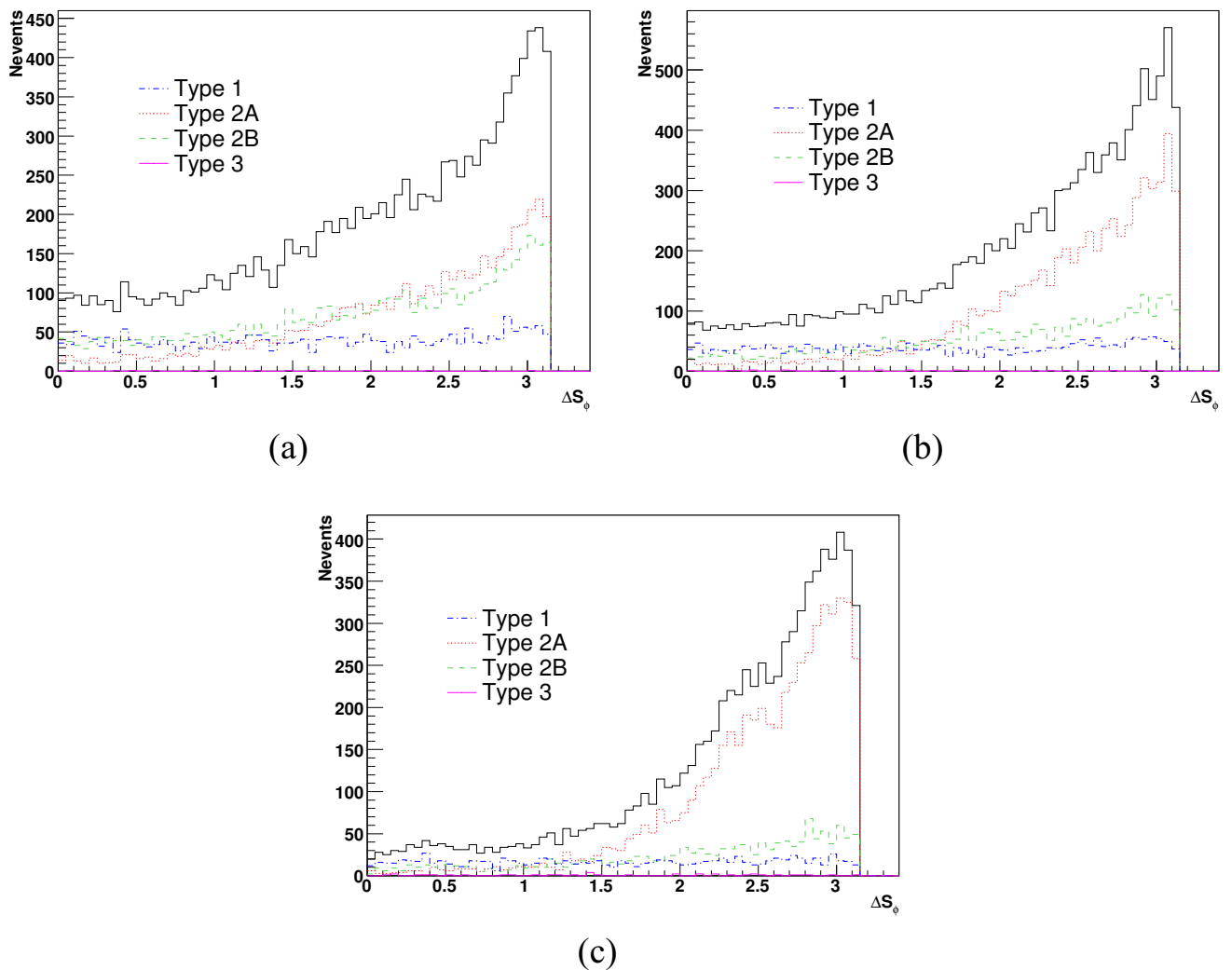


Рисунок 4.6 — Спектры переменной ΔS_ϕ (черная линия) и вклады типов сигнальных событий в различных интервалах p_T^{jet2} : (a) $15 < P_T^{jet2} < 20$ ГэВ, (b) $20 < P_T^{jet2} < 25$ ГэВ и (c) $25 < P_T^{jet2} < 30$ ГэВ. Спектры построены на модели сигнальных событий MIXDP.

4.5 Измерение доли событий с двойными партон-партонными взаимодействиями

Для измерения эффективного сечения двухпартонных взаимодействий, необходимо знание доли этих событий, f_{DP} , в данных. Для извлечения этой величины применяется метод, основанный на сравнении спектров характерных переменных в двух различных наборах, содержащие события “фотон + 3 струи”, причем эти два набора должны содержать различные доли двухпартонных событий.

Для получения таких наборов данных, важно обратить внимание на тот факт, что спектр струй, рожденных в событиях “струя + струя”, падает быстрее чем спектр струй, излученных в начальном или конечном состоянии [29, 43, 46–48, 81]. Этот факт проиллюстрирован на рисунке 4.7. Поскольку в конечном состоянии “фотон + 3 струи” вторая струя может быть рождена как в событии “струя + струя”, так и в результате излучения, то в разных интервалах по поперечному импульсу этой струи ($p_T^{\text{jet}2}$) можно ожидать разную долю двухпартонных событий. Взяв два соседних $p_T^{\text{jet}2}$ интервала, мы можем получить набор данных с большей долей двухпартонных событий ($15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ) и набор с меньшей долей ($20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ).

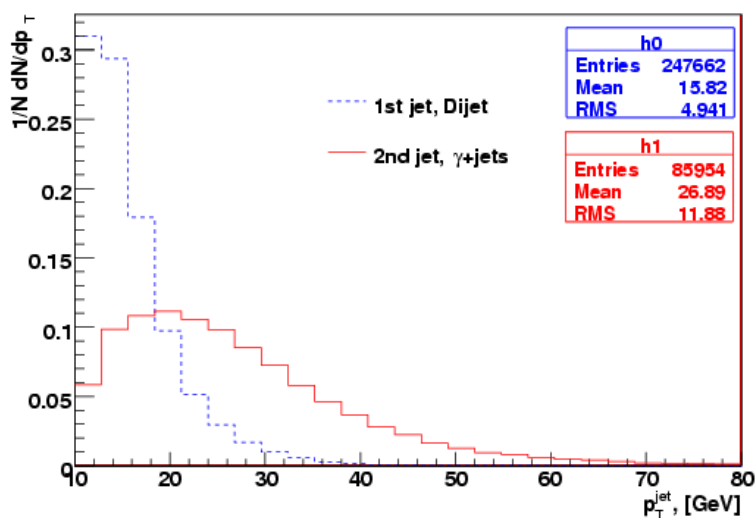


Рисунок 4.7 — Сравнение спектров в следующей за лидирующей струей в событии “фотон + 3 струи” (сплошная линия) и лидирующей струей в событии “струя + струя” (пунктирная линия).

Распределение каждой из характерных переменных (4.9) – (4.11) в данных (D) может быть представлено как сумма распределений сигнальных (M) и фоновых (B) событий, взвешенных по своим фракциям. Тогда для каждого из интервалов по $p_T^{\text{jet}2}$ можно записать:

$$D_1 = f_1 M_1 + (1 - f_1) B_1 \quad (4.12)$$

$$D_2 = f_2 M_2 + (1 - f_2) B_2, \quad (4.13)$$

где f есть доля сигнальных событий, $(1 - f)$ доля фоновых событий, индексы 1 и 2 соответствуют двум наборам событий (“1” – более насыщенный событиями с двухпартовыми взаимодействиями, а “2” – менее насыщенный). В качестве сигнальных событий используется модель MIXDP, описанная в разделе 4.3.1.

Поделив (4.12) на (4.13) получим следующее уравнение:

$$D_1 - \lambda K D_2 = f_1 M_1 - \lambda K C f_1 M_2, \quad (4.14)$$

где $\lambda = B_1/B_2$ есть отношение фоновых распределений, $K = (1 - f_1)/(1 - f_2)$ отношение фракций фоновых (однопартонных), а $C = f_2/f_1$ отношение фракций сигнальных (двухпартонных) событий. В более раннем измерении [37] использовалось предположение, что однопартонные взаимодействия в двух соседних интервалах по $p_T^{\text{jet}2}$ имеют одинаковые распределения, т.е. полагая $\lambda = 1$ в уравнении (4.14), можно полностью избавиться от вклада фоновых событий. В данном измерении подобное упрощение не делается и рассматривается относительная разница спектров фоновых событий в соседних интервалах. Левая часть уравнения (4.14) имеет смысл разницы спектров двух наборов событий в данных, а правая - разницы спектров сигнальных событий (вклад от фоновых событий исчезает за счет множителя λK).

Параметр C может быть извлечен независимо следующим образом. Используя определение доли сигнальных событий, являющейся отношением неизвестного числа двухпартонных событий (N^{DP}) к общему числу событий в данных (N^{DATA}), можно представить этот параметр как:

$$C \equiv \frac{f_2}{f_1} = \left(\frac{N_2^{DP}}{N_2^{DATA}} \right) \left(\frac{N_1^{DATA}}{N_1^{DP}} \right). \quad (4.15)$$

Отношение N_2^{DP}/N_1^{DP} можно заменить на отношение N_2^{MIXDP}/N_1^{MIXDP} если предположить, что события “струя + струя”, рожденные в однопартонных взаимодействиях, принципиально не отличаются от аналогичных событий, рожденных в двухпартонных взаимодействиях. Именно такое предположение заложено в основу модели MIXDP и подвергается проверке в Приложении Г. Таким образом, считая, что модель MIXDP в некотором приближении корректно описывает свойства двухпартонных событий, уравнение (4.15) можно записать как:

$$C = \left(\frac{N_2^{MIXDP}}{N_2^{DATA}} \right) \left(\frac{N_1^{DATA}}{N_1^{MIXDP}} \right). \quad (4.16)$$

Для пары интервалов $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ и $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ параметр $C = (0.694 \pm 0.020)$, а в интервалах $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ и $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ $C = (0.701 \pm 0.019)$.

Для извлечения фракции двухпартонных событий применяется χ^2 минимизация с использованием пакета MINUIT [84] для следующего функционала:

$$F = |D_1 - f_1 M_1 - \lambda K(D_2 - C f_1 M_2)|/\sigma. \quad (4.17)$$

Параметр σ есть суммарная ошибка, складывающаяся из ошибок на величины C, D_1, D_2, M_1, M_2 и λ . Единственный свободный параметр в этом выражении – f_1 . Он находится из минимизации функционала (4.17) для каждой из характерных переменных и для каждой пары интервалов по $p_T^{\text{jet}2}$, а именно: $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ и $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ, а также пары $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ и $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ. Найденные значения фракции двухпартонных событий для каждой из ΔS переменной показаны на рисунке 4.8. Как видно из рисунка, все значения согласуются в пределах ошибок. Фракция двухпартонных событий в последнем интервале $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ посчитана с помощью соотношения $f_2 = C f_1$. Положение точек на оси абсцисс соответствует средним значениям $\langle p_T^{\text{jet}2} \rangle$ в модели MIXDP в каждом конкретном бине $p_T^{\text{jet}2}$.

Оценка неопределенностей, вносимых в найденное значение f_1 , связанных с величиной λ , проводилась посредством вариации последней на 2σ от её центрального значения и составила от 2 до 3%. Неопределенность, связанная с выбором числа бин для переменных ΔS , составила от 3 до 5%. Эти неопре-

деленности складывались квадратично с основной ошибкой, полученной при минимизации (4.17).

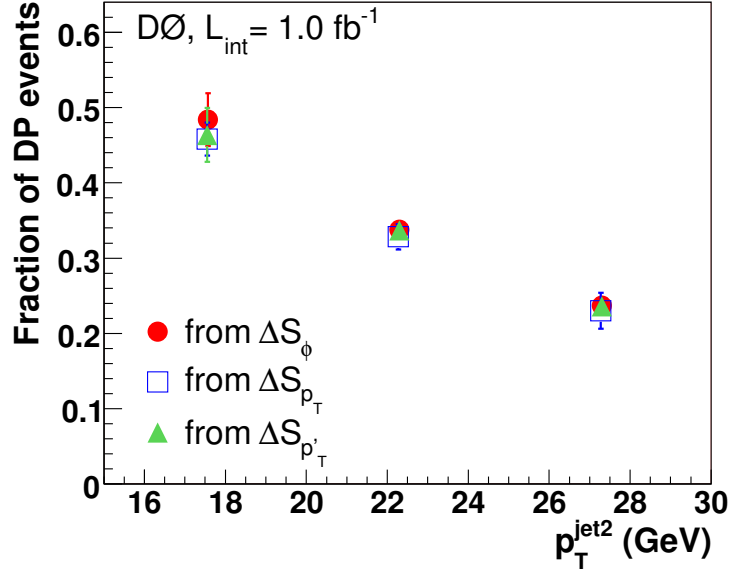


Рисунок 4.8 — Фракция событий с двухпартонными взаимодействиями как функция $p_T^{\text{jet}2}$, измеренная с помощью характерных переменных ΔS_ϕ , ΔS_{p_T} и $\Delta S_{p'_T}$.

Результат нахождения доли двухпартонных взаимодействий, усредненный по всем трем ΔS переменным, указан в Таблице 4.4.

Таблица 4.4 — Фракция событий с двухпартонными взаимодействиями в трех интервалах по $p_T^{\text{jet}2}$.

$p_T^{\text{jet}2}$, ГэВ	$\langle p_T^{\text{jet}2} \rangle$, ГэВ	$f_{\text{DP}} \pm \delta f_{\text{DP}}$
15 – 20	17.6	0.466 ± 0.041
20 – 25	22.3	0.334 ± 0.023
25 – 30	27.3	0.235 ± 0.027

На рисунке 4.9 продемонстрирован результат процедуры фитирования для нахождения доли двухпартонных взаимодействий на примере переменной ΔS_ϕ . Рисунок 4.9(a) иллюстрирует распределения этой величины для интервала $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ в данных (D_1) и в сигнальной модели MIXDP (M_1), взвешенной со своей фракцией (f_1). На рисунке 4.9(b) показаны аналогичные распределения в интервале $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ в данных (D_2) и MIXDP (M_2), взвешенное с фракцией f_2 . Из двух этих рисунков можно заключить, что области малых ΔS ($\lesssim 1.5$) в основном содержат сигнальные события с двумя неза-

висимыми взаимодействиями. На рисунке 4.9(с) черными точками изображена разница между распределениями в данных в двух интервалах по $p_T^{\text{jet}2}$, с учетом вклада фоновых однопартонных событий (фактор λK), т.е. левая часть уравнения (4.14). Как и ожидалось, разница всегда положительна, т.к. доля двухпартонных событий падает с ростом $p_T^{\text{jet}2}$. Закрашенная область представляет собой предсказание модели сигнальных событий MIXDP, т.е. правая часть уравнения (4.14). Нетрудно видеть, что оба распределения хорошо согласуются в пределах своих неопределенностей. Это позволяет сделать вывод о качестве проведенной процедуры фитирования, а также о том, что модель MIXDP адекватно описывает данные. Далее, посредством вычитания из данных ожидаемого вклада сигнальных событий, мы можем извлечь спектр переменной ΔS_ϕ для фоновых однопартонных событий. Эта величина представляет собой $(D_1 - f_1 M_1)/(1 - f_1)$ и $(D_2 - f_2 M_2)/(1 - f_2)$ для интервалов $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ и $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ соответственно. Распределения этих величин показаны на рисунке 4.9(d). Рисунок 4.10 иллюстрирует аналогичный результат процедуры фитирования для второй пары интервалов $p_T^{\text{jet}2}$: $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ и $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ. Все выводы, сделанные из анализа рисунка 4.9, справедливы и для рисунка 4.10.

Дополнительным фактором, указывающим на корректность проведенной процедуры фитирования при извлечении фракции двухпартонных событий, может быть сравнение полученных спектров фоновых однопартонных событий с предсказанием однопартонных моделей. Для этого, используя генератор PYTHIA, были смоделированы однопартонные “фотон + 3 струи” события с излучением в начальном и конечном состояниях. Поскольку вектор дисбаланса импульсов двух дополнительных струй должен компенсировать вектор дисбаланса системы “фотон + лидирующая струя” (на рисунке 4.5 векторы q_T^2 и q_T^1 соответственно), распределение дискриминационных переменных ΔS должен смещаться к π . Пример такого распределения переменной ΔS_{p_T} в интервале $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ изображен на рисунке 4.11 в виде закрашенной области. Сравнивая этот спектр с аналогичным спектром на рисунке 4.9(d), мы наблюдаем хорошее согласие между ними.

Помимо этого были также смоделированы многопартонные события “фотон + 3 струи” без излучения в начальном и конечном состояниях. В качестве модели многопартонных взаимодействий использовалась PYTHIA Tune A-CR [85]. В этом случае две дополнительные струи могут происходить только из дополни-

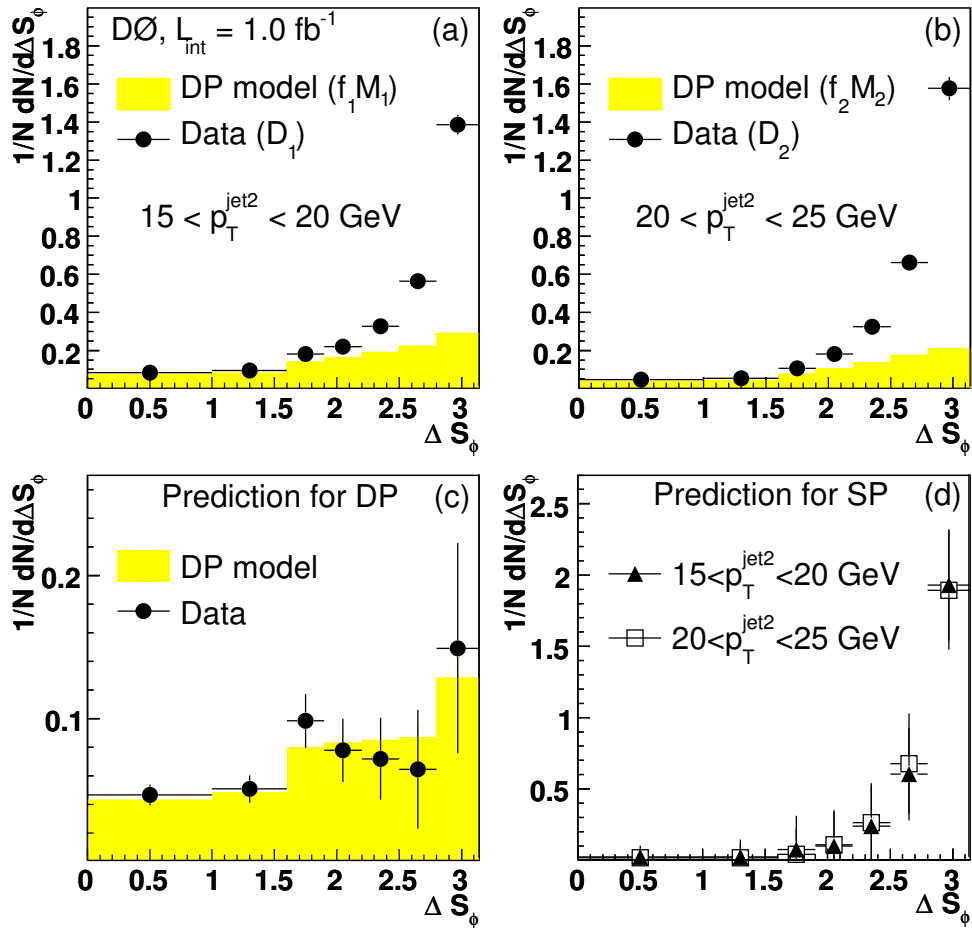


Рисунок 4.9 — Результат процедуры фитирования для нахождения доли событий с двухпартоными взаимодействиями, используя переменную ΔS_ϕ и комбинацию интервалов $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20 \text{ ГэВ}$ и $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25 \text{ ГэВ}$.

тельного партон-партоного взаимодействия (что в нашем случае соответствует типу “Type I” сигнальных событий, см. рисунок 4.1). Ожидается, что форма спектра характерных переменных должна иметь плоское распределение, т. к. система “фотон + лидирующая струя” и система двух дополнительных струй независимы. Это хорошо видно из рисунка 4.11.

4.6 Измерение доли событий с двойными $p\bar{p}$ столкновениями

Доля событий с двойными $p\bar{p}$ взаимодействиями (f_{DI}) извлекается посредством фитирования спектров ΔS переменных в сигнальной (MIXDP) и фоновой (VKG2VTX) моделях к данным с двумя $p\bar{p}$ столкновениями. Фитирование производится с помощью техники, описанной в [77]. Неопределенности в основ-

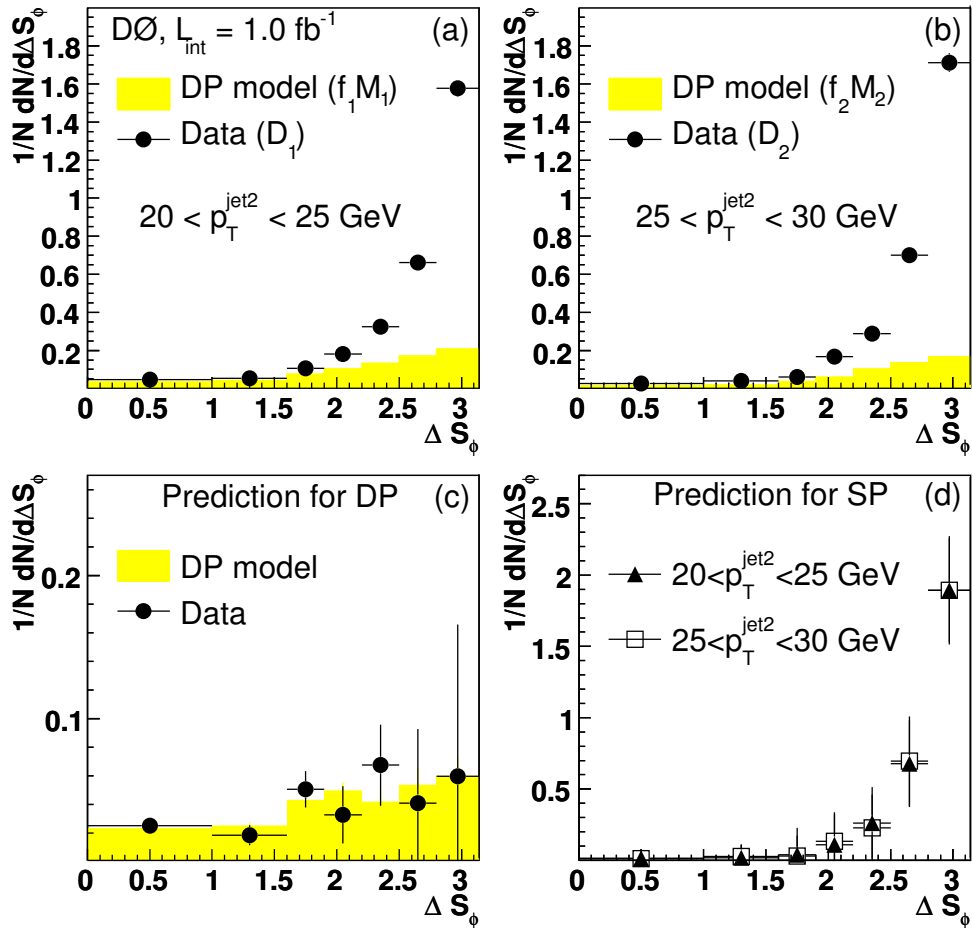


Рисунок 4.10 — Результат процедуры фитирования для нахождения фракции событий с двухпартовыми взаимодействиями, используя переменную ΔS_ϕ и комбинацию интервалов $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25 \text{ ГэВ}$ и $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30 \text{ ГэВ}$.

ном связаны с процедурой фитирования, а также с построением самих моделей MIXD1 и VKG2VTX. Для оценки этих неопределенностей варьируется условие на минимальное значение доли заряженных частиц в струе (см. Приложение Б) от 0.5 до 0.75. Полученная в результате фитирования f_{DI} меняется в различных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах в пределах от 3 до 10%, что и закладывается в ошибку определения f_{DI} . Конечные значения f_{DI} , усредненные по трем ΔS переменным представлены в Таблице 4.5. Относительная ошибка ($\delta f_{\text{DI}}/f_{\text{DI}}$) растет с увеличением $p_T^{\text{jet}2}$. Это связано с уменьшающейся вероятностью того, что струя происходит из второго $p\bar{p}$ рассеяния. Как следствие, чувствительность к событиям с двойными протонными столкновениями становится меньше в наборе данных с двумя $p\bar{p}$ вершинами. На рисунке 4.12 продемонстрированы распределения характерной переменной ΔS_ϕ в событиях с двойными $p\bar{p}$ столкновениями и конечным состоянием “фотон + 3 струи” в интервалах: (a) $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20 \text{ ГэВ}$, (b) $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25 \text{ ГэВ}$ и (c) $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30 \text{ ГэВ}$.

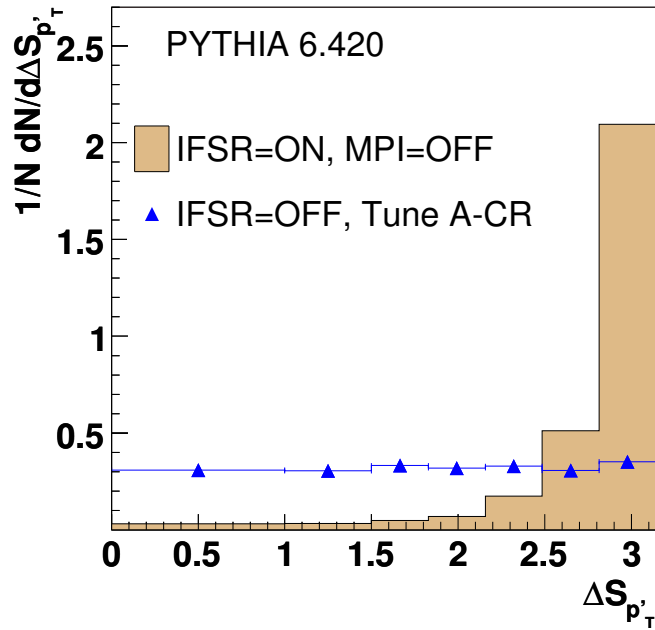


Рисунок 4.11 — Сравнение распределений характерной переменной $\Delta S_{p'_T}$ для событий “фотон + 3 струи”, полученных с помощью генератора PYTHIA с моделью многопартонных взаимодействий Tune A-CR (синие треугольники) и однопартонной модели (закрашенная область). Сравнение приведено для интервала $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ.

4.7 Отношение эффективностей отбора фотонов и струй в событиях с двухпартонными взаимодействиями и двойными $p\bar{p}$ столкновениями

Эффективности прохождения критериев отбора фотонов и струй (см. раздел 4.2) в событиях с двухпартонными взаимодействиями и с двойными $p\bar{p}$ столкновениями входят в уравнение (4.5) как отношение $\epsilon_{DP}/\epsilon_{DI}$. Это сокращает многие совместные коррекции и скоррелированные систематические ошибки. С экспериментальной точки зрения, двойные партонные и двойные нуклонные

Таблица 4.5 — Фракция событий с двойными $p\bar{p}$ столкновениями в трех интервалах по $p_T^{\text{jet}2}$.

$p_T^{\text{jet}2}$, ГэВ	$\langle p_T^{\text{jet}2} \rangle$, ГэВ	$f_{DI} \pm \delta f_{DI}$
15 – 20	17.6	0.189 ± 0.029
20 – 25	22.3	0.137 ± 0.027
25 – 30	27.3	0.094 ± 0.025

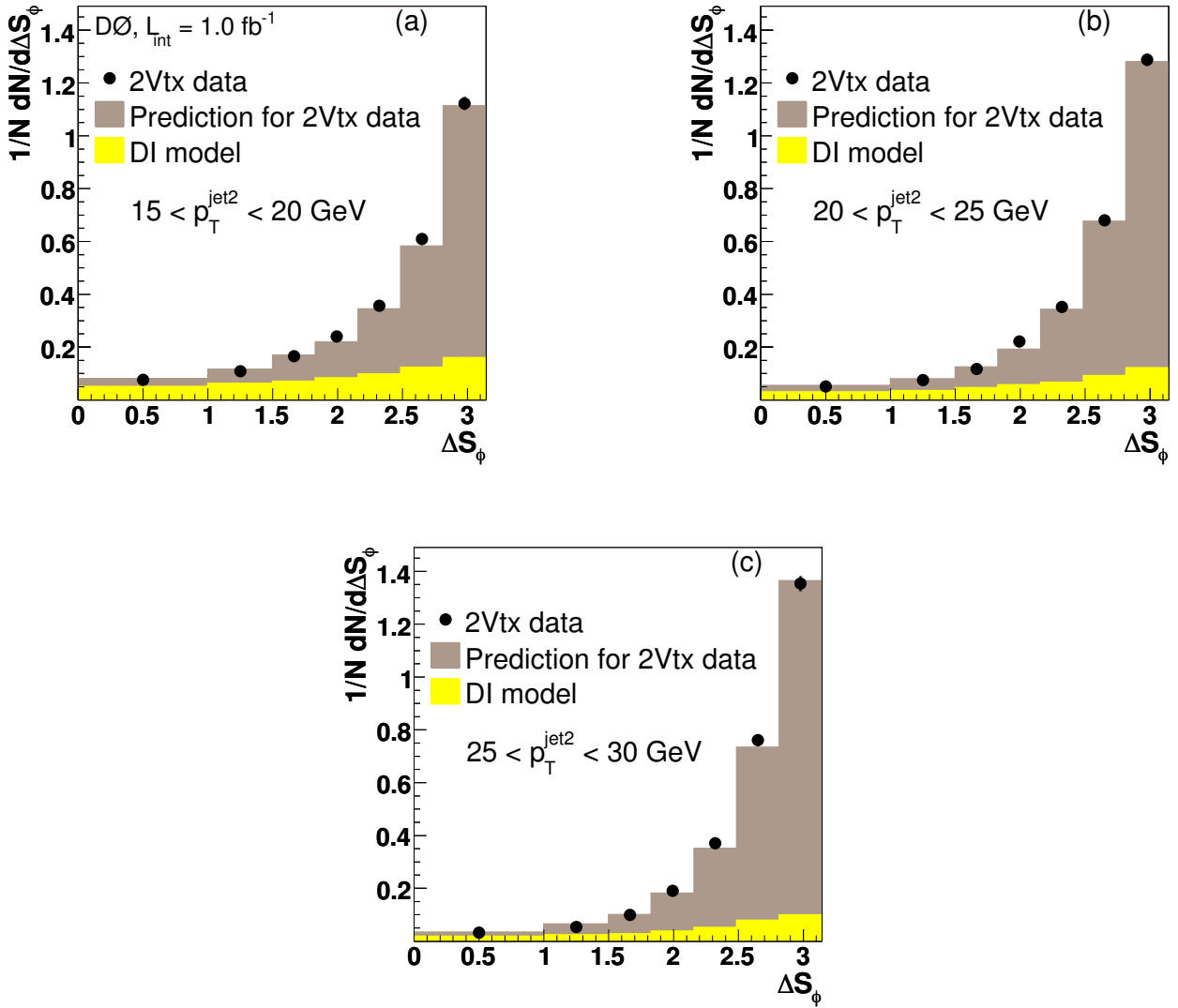


Рисунок 4.12 — Распределения характерной переменной ΔS_ϕ в событиях с двойными $p\bar{p}$ столкновениями и конечным состоянием “фотон + 3 струи” в интервалах: (a) $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ, (b) $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ и (c) $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ.

события отличаются друг от друга только числом вершин $p\bar{p}$ взаимодействий. Таким образом, эффективности ϵ_{DP} и ϵ_{DI} могут отличаться из-за различного количества мягкой некластерированной энергии в событиях с одним и двумя $p\bar{p}$ столкновениями. В частности, это ведет к различию в эффективности восстановления струй из-за неодинаковой вероятности струй превысить пороговое значение поперечного импульса $p_T > 6$ ГэВ в DP и DI событиях. Также могут отличаться и эффективности восстановления фотонов из-за различного количества треков и энергии в конусах изолированности вокруг фотона.

Для оценки этих эффективностей мы используем “фотон + струя” и “струя + струя” MC события а также модели событий MIXDP и MIXDI. События MC были смоделированы с помощью генератора PYTHIA и прошли полную симуляцию детектора D0, основанную на GEANT [86]. Далее, события подвергаются реконструкции используя тот же код, что и данные. Для поперечных импульсов фотонов и струй также было применено дополнительное уширение p_T спектров (“ p_T -размазка”), чтобы они соответствовали аналогичным спектрам в данных. Затем MC события разделялись на два набора с одним и с двумя $p\bar{p}$ столкновениями.

Найденное отношение эффективностей отбора фотонов и струй составило $\epsilon_{DP}/\epsilon_{DI} = (0.90 \pm 0.07)$. Следующие два подраздела содержат детальное описание процедуры нахождения отношений эффективностей отбора фотонов и струй.

4.7.1 Отношение эффективностей отбора фотонов

Эффективности пройти фотонные критерии отбора оценивались на “фотон + струя” MC событиях. Эти события проходили предотбор со всеми критериями за исключением фотонных. Эффективность оценивалась как отношение числа событий прошедших критерии отбора фотона к числу событий на уровне предотбора. Было обнаружено, что отношения эффективностей в событиях с одиночными и двойными $p\bar{p}$ столкновениями не имеют сильной зависимости от $p_T^{\text{jet}2}$ и составляют $\epsilon_{1v}^\gamma/\epsilon_{2v}^\gamma = (0.96 \pm 0.03)$. В интервале $60 < p_T^\gamma < 80$ ГэВ доля сигнальных “фотон + струя” событий ожидается на уровне 75% [1, 87], в то время как остальные события как правило “струя + струя” с одной из струй, идентифицированной как фотон. Аналогичный анализ был выполнен с набором MC событий типа “струя + струя”, отобранным с теми же фотонными критериями. Отношение эффективностей в этом случае составило $\epsilon_{1v}^\gamma/\epsilon_{2v}^\gamma = (0.99 \pm 0.06)$, что не меняет полученного $\epsilon_{1v}^\gamma/\epsilon_{2v}^\gamma$ значения.

4.7.2 Отношение эффективностей отбора струй

Расчет эффективности отбора струй произведился в два этапа. Сначала было посчитано отношение эффективностей относительно требования наличия трёх струй с поперечными импульсами $p_T^{\text{jet1}} > 25$ ГэВ, $p_T^{\text{jet2}} > 15$ ГэВ и $p_T^{\text{jet3}} > 15$ ГэВ ($\epsilon_{1v}^{3jets} / \epsilon_{2v}^{3jets}$). Различие в эффективностях может быть обусловлено разницей в реконструкции струй в событиях с одним и двумя $p\bar{p}$ столкновениями. Эти эффективности были оценены с помощью MC событий “фотон + струя”, сгенерированных с помощью RUTHIA с $\hat{p}_\perp^{\text{min}} > 40$ ГэВ и “струя + струя” MC событий с $\hat{p}_\perp^{\text{min}} > 5$ ГэВ и $\hat{p}_\perp^{\text{min}} > 10$ ГэВ и разделенных на сэмплы с одним и двумя $p\bar{p}$ столкновениями. Эффективности рассчитывались путем требования прохождения каждой из трех струй соответствующего критерия на поперечный импульс согласно происхождению этой струи в каждом типе сигнальных событий, описанных в разделе 4.2. Например, для события типа Туре I лидирующая струя происходит из партон-партонного взаимодействия, рождающего “фотон + струя”, а две дополнительные струи рождены во втором взаимодействии. В данном случае в MC событии “фотон + струя” требуется струя с $p_T^{\text{jet1}} > 25$ ГэВ, в то время как в MC событии “струя + струя” требуется наличие двух струй с поперечными импульсами $p_T^{\text{jet2}} > 15$ ГэВ и $p_T^{\text{jet3}} > 15$ ГэВ одновременно на уровне частиц и на уровне реконструкции. Аналогичная процедура применялась для каждого типа сигнальных событий, а полная эффективность рассчитывалась как сумму эффективностей для каждого типа, взвешенная с долей соответствующего типа (см. Таблицы 4.1 и 4.2). Расчет эффективности был произведен отдельно для событий с одним и двумя $p\bar{p}$ взаимодействиями, а их отношение составило $\epsilon_{1v}^{3jets} / \epsilon_{2v}^{3jets} = (0.94 \pm 0.05)$.

На втором этапе было оценено отношение эффективностей топологических критериев отбора струй ($\epsilon_{1v}^{\text{topo}} / \epsilon_{2v}^{\text{topo}}$), а именно критериев, накладываемых на псевдобыстроту струй (η^{jet}) и их взаимную удаленность в $(\eta - \phi)$ пространстве ($\Delta\mathcal{R}$) при попадании поперечного импульса p_T^{jet2} в соответствующий интервал. Данное отношение оценивалось с использованием сигнальных MIXDP и MIXDI моделей. Соответствующие эффективности приведены в Таблице 4.6. Из таблицы видно, что в разных p_T^{jet2} интервалах отсутствует явная тенденция,

вследствие чего эффективность $\epsilon_{1v}^{topo}/\epsilon_{1v}^{topo}$ взята как среднее полученных значений и составила $\epsilon_{1v}^{topo}/\epsilon_{1v}^{topo} = (0.99 \pm 0.03)$.

Таблица 4.6 – Эффективность топологических критериев отбора струй в событиях с одной и двумя $p\bar{p}$ вершинами взаимодействия и их отношение.

Эффективность	p_T^{jet2} , ГэВ		
	15 – 20	20 – 25	25 – 30
ϵ_{1v}^{topo}	0.313 ± 0.001	0.234 ± 0.002	0.147 ± 0.002
ϵ_{2v}^{topo}	0.319 ± 0.002	0.247 ± 0.002	0.141 ± 0.002
$\epsilon_{1v}^{topo}/\epsilon_{1v}^{topo}$	0.980 ± 0.010	0.949 ± 0.021	1.037 ± 0.022

Таким образом, общее отношение эффективностей отбора струй стабильно относительно p_T^{jet2} и составило $\epsilon_{1v}^{\text{jet}}/\epsilon_{2v}^{\text{jet}} = (0.93 \pm 0.06)$.

4.8 Эффективность отбора вершин взаимодействия

Оценка эффективности отбора вершин в событиях с одиночными и двойными $p\bar{p}$ взаимодействиями ϵ_{1vtx} (ϵ_{2vtx}) направлена на коррекцию сечения за счет событий, которые не удовлетворяют критериям отбора вершин: z -позиции вершины вдоль оси пучка ($z_{PV} < 60$ см) и наличия более трех треков, исходящих из этой вершины ($N_{trk} \geq 3$). Для подсчета эффективности одновершинных событий (ϵ_{1vtx}) использовались данные “фотон + 3 струи” с одной $p\bar{p}$ вершиной взаимодействия, предварительно отобранные со всеми критериями для фотонов и струй, описанными в разделе 4.2, но не включающие в себя вышеупомянутые условия на вершину взаимодействия. Аналогичным образом оценивалась эффективность отбора двухвершинных событий (ϵ_{2vtx}), с той лишь разницей, что эти критерии не применялись к обоим вершинам. Найденное таким образом отношение составляет $\epsilon_{1vtx}/\epsilon_{2vtx} = (1.08 \pm 0.01)$ для всех интервалов p_T^{jet2} .

Дополнительно была исследована вероятность потерять событие с жестким взаимодействием из-за нереконструированной вершины (в частности, обнаружить событие с нулевым количеством вершин). Эти оценки были сделаны на

данных “фотон + струя” и данных, отобранных с MinBias триггером. где было найдено, что доля таких событий составляет от 0.2 до 0.4%.

Из-за неэффективности алгоритма восстановления вершин, событие также может содержать дополнительно реконструированную вершину, которая удовлетворяла критериям отбора. Такая вероятность была оценена с помощью MC “фотон + струя” и “струя + струя” событий, сгенерированных без наложения MinBias событий, и содержащих хотя бы одну реконструированную струю с $p_T^{\text{jet}} > 15$ ГэВ и составила не более 0.3%.

4.9 Расчет σ_{hard} , N_{1coll} и N_{2coll}

Число ожидаемых событий с одним (N_{1coll}) и двумя (N_{2coll}) $p\bar{p}$ столкновениями рождающие в результате жесткие взаимодействия рассчитываются с помощью известного спектра светимости (L_{inst}) в исследуемом наборе данных, частоты пересечения пучков (f_{cross}) на ускорителе Тэватрон [66] и сечения жесткого $p\bar{p}$ взаимодействия (σ_{hard}).

Величина σ_{hard} при $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ находится следующим образом. Используется сечение неупругих взаимодействий, посчитанное для $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ, $\bar{\sigma}_{inel}(1.96 \text{ ТэВ}) = (60.7 \pm 2.4)$ мб, посредством усреднения сечений, найденных коллаборациями CDF [36] и E811 [88] при $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ и экстраполированное до энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ. Аналогично, для расчета дифракционного и дважды дифракционного сечений при $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ будут использоваться измерения этих сечений, выполненных при $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ, $\sigma_{SD}(1.8 \text{ ТэВ}) = (9.46 \pm 0.44)$ мб [36] и $\sigma_{DD}(1.8 \text{ ТэВ}) = (6.32 \pm 0.03)$ мб [89] с последующей экстраполяцией до $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ, используя медленно асимптотическое поведение, предсказанное в [90]. Таким образом:

$$\sigma_{hard} = \bar{\sigma}_{inel} - \sigma_{SD} - \sigma_{DD} = (44.76 \pm 2.89) \text{ мб} \quad (4.18)$$

Используя метод [90], величина σ_{hard} также была получена посредством экстраполяции ее известного значения при $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ до $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ. Такой метод дает значение $\sigma_{hard}(1.96 \text{ ТэВ}) = (43.85 \pm 2.63)$ мб, которое хорошо согласуется с (4.18).

В каждом бине спектра светимости L_{inst} , вычисляются среднее число жестких $p\bar{p}$ соударений $\langle n \rangle = (L_{inst}/f_{cross})\sigma_{hard}$ и далее N_{1coll} и N_{2coll} определяются из $\langle n \rangle$ используя статистику Пуассона. Суммируя по всем бинам L_{inst} , взвешенными со своими фракциями, мы получаем отношение $N_{1coll}/(2N_{2coll}) = 1.169$ и, таким образом, величину $R_c\sigma_{hard} = (56.45 \pm 0.88)$ мб. Стоит принять во внимание, что R_c и σ_{hard} входят в уравнение (4.5) как произведение. Любое увеличение сечения σ_{hard} приводит к увеличению значения $\langle n \rangle$ и, как следствие, к уменьшению R_c и наоборот. Поэтому, несмотря на то, что найденное значение σ_{hard} имеет относительную погрешность 6.5%, произведение $R_c\sigma_{hard}$ имеет неопределенность всего лишь в 2%.

4.10 Эффективное сечение процессов с двойными партон-партонными взаимодействиями

Расчет эффективного сечения процессов с двухпартонными взаимодействиями, σ_{eff} , основан на уравнении (4.5). Значения N_{DP} и N_{DI} в каждом интервале p_T^{jet2} получаются из чисел событий с одной (1vtx) и двумя (2vtx) вершинами, указанными в Таблице 4.3, посредством умножения на f_{DP} и f_{DI} соответственно. Определению остальных величин в уравнении (4.5) посвящены разделы 4.5–4.9 данной главы. Результирующее значение σ_{eff} с неопределенностью (статистической и систематической, сложенными квадратично) показано на рисунке 4.13, а также представлено в Таблице 4.7 для трех p_T^{jet2} интервалов.

Положение точек по оси абсцисс на рисунке 4.13 соответствует среднему значению p_T^{jet2} в сигнальной MIXDP модели в данном интервале (средние значения p_T^{jet2} в MIXDI модели имеют такие же значения в пределах 0.15 ГэВ). В Таблице 4.8 приведены основные источники неопределенностей для каждого p_T^{jet2} бина. Как это видно из таблицы, доминирующая систематическая неопределенность связана с определением доли событий с двойными $p\bar{p}$ столкновениями. Затем в порядке уменьшения следуют неопределенности из-за определения доли двухпартонных событий, отношения эффективностей $\epsilon_{DP}/\epsilon_{DI}$, абсолютной шкалы энергии струй (JES) и произведения $R_c\sigma_{hard}$, давая полную систематическую неопределенность от 20.5 до 32.2% в зависимости от интервала p_T^{jet2} .

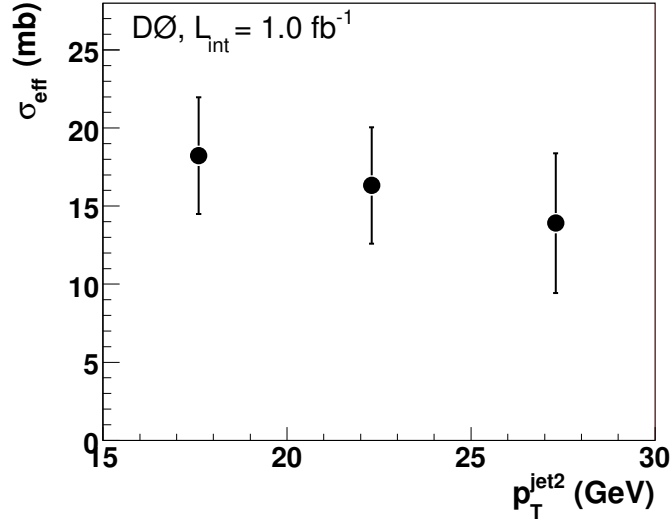


Рисунок 4.13 — Эффективное сечение процессов с двухпартонными взаимодействиями σ_{eff} как функция $p_T^{\text{jet}2}$.

Таблица 4.7 — Эффективное сечение процессов с двухпартонными взаимодействиями в трех измеренных интервалах поперечного импульса следующей за лидирующей струи.

$p_T^{\text{jet}2}$, ГэВ	$\langle p_T^{\text{jet}2} \rangle$, ГэВ	$\sigma_{\text{eff}} \pm \delta\sigma_{\text{eff}}$, мб
15 – 20	17.6	18.2 ± 3.8
20 – 25	22.3	16.3 ± 3.7
25 – 30	27.3	13.9 ± 4.5

Измеренные значения в разных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах согласуются между собой в пределах своих неопределенностей, однако невозможно исключить и небольшое падение значений σ_{eff} с ростом $p_T^{\text{jet}2}$.

Усредненное по всем трем интервалам $p_T^{\text{jet}2}$ значение составляет:

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{ave}} = (16.4 \pm 0.3 \text{ (стат.)} \pm 2.3 \text{ (сист.)}) \text{ мб} \quad (4.19)$$

Таблица 4.8 — Систематические и статистические неопределенности (в %) для σ_{eff} в трех измеренных интервалах поперечного импульса следующей за лидирующей струи (в ГэВ).

$p_T^{\text{jet}2}$	f_{DP}	f_{DI}	$\varepsilon_{\text{DP}}/\varepsilon_{\text{DI}}$	JES	$R_c\sigma_{\text{hard}}$	Сист.	Стат.	Полная
15 – 20	7.9	17.1	5.6	5.5	2.0	20.5	3.1	20.7
20 – 25	6.0	20.9	6.2	2.0	2.0	22.8	2.5	22.9
25 – 30	10.9	29.4	6.5	3.0	2.0	32.2	2.7	32.3

Глава 5. Двухпартонные взаимодействия как фон к процессу рождения бозона Хиггса на Тэватроне

5.1 Сечение процессов с двухпартонными взаимодействиями

В главе 4 приведено описание измерения эффективного сечения двухпартонных взаимодействий σ_{eff} – параметра, содержащего информацию о пространственной плотности партонов внутри протона (антипротона) (4.19). Этот параметр позволяет рассчитать сечение процессов с двухпартонными взаимодействиями, σ_{DP} , для двух произвольных процессов A и B согласно уравнению:

$$\sigma_{DP} \equiv m \frac{\sigma^A \sigma^B}{\sigma_{\text{eff}}}. \quad (5.1)$$

Фактор m имеет Пуассоновскую природу и равен $1/2$ для двух неразличимых процессов (например таких как рождение событий “струя + струя” в каждом из взаимодействий A и B) или равен 1 в случае когда два процесса A и B можно различить. В данном разделе используется значение эффективного сечения процессов с двухпартонными взаимодействиями, полученной как среднее между значением (4.19), полученным в разделе 4.10 и значением, полученным в эксперименте CDF [37] на Тэватроне $\sigma_{\text{eff}}^{CDF} = (14.5 \pm 1.7_{-2.3}^{+1.7})$ мб, давая в результате $\sigma_{\text{eff}}^{\text{ave}} = 15.5$ мб.

В дополнение к информации о пространственной плотности партонов, двухпартонные взаимодействия могут также выступать в качестве фона к многим редким процессам, особенно с конечными состояниями содержащими несколько адронных струй. В этом случае дополнительное партонное взаимодействие, состоящее в основном из событий “струя + струя”, может быть расценено как конечное состояние сигнального события. Некоторые оценки двухпартонных процессов как фона к рождению бозона Хиггса были предприняты в ряде работ [91–94].

В данной главе рассматриваются двухпартонные события, имеющие в конечном состоянии $W + 2$ струи, как фон к процессам ассоциативного рождения $W + H$, с распадами типа $W \rightarrow l\nu$ и $H \rightarrow b\bar{b}$. Рисунок 5.1 иллюстрирует

возможный процесс рождения $W + b\bar{b}$, происходящий посредством механизма двухпартонного взаимодействия.

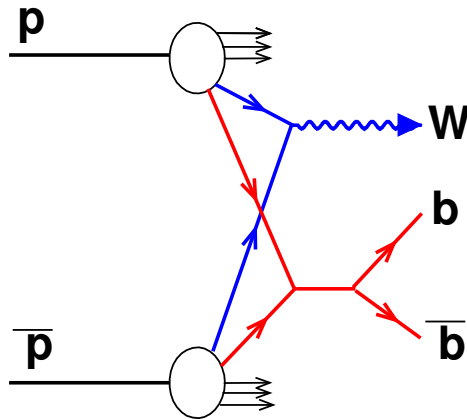


Рисунок 5.1 — Схема, иллюстрирующая возможный процесс рождения $W + b\bar{b}$, происходящий посредством механизма двухпартонного взаимодействия

Несмотря на то что во втором партоном взаимодействии рождаются две b -струи, мы также ожидаем существенный вклад событий с конечными состояниями, содержащими струи, произошедшие как от тяжелых (b, c) так и от легких (u, d, s) кварков.

5.2 Симуляция сигнальных и фоновых событий

В настоящее время генератор RUTHIA 8 [14, 95] является наиболее приспособленным для изучения эффектов, связанных с многопартонными взаимодействиями. Он содержит ряд современных феноменологических моделей, которые учитывают многопартонные рассеяния с различными корреляциями, включая импульсные и цветовые. В отличие от своей предыдущей версии, RUTHIA 8, которая унаследовала все преимущества RUTHIA 6, обладает возможностью комбинации различных процессов в основном и дополнительном партонных взаимодействиях в интересующих исследователя кинематических областях. Симуля-

ции событий для данной задачи осуществлена с помощью RUTHIA 8 с моделью многопартонных взаимодействий Tune 2C ¹. Сигнальный процесс HW просимулирован, полагая массу бозона Хиггса $m_H = 115$ ГэВ и $m_H = 150$ ГэВ. Фоновый процесс с двухпартонным взаимодействием является комбинацией процессов инклюзивного рождения W -бозона в первом взаимодействии ($q\bar{q} \rightarrow W + X$) и инклюзивного рождения пары “струя + струя” во втором. В целях увеличения статистики инвариантная масса W -бозона должна находиться в пределах $10 < m_W < 120$ ГэВ, а минимальный поперечный импульс начального партона $\hat{p}_\perp^{min} = 10$ ГэВ.

5.3 Критерии отбора событий

Критерии отбора событий аналогичны использованным в [96] и применялись как к сигнальному так и фоновому процессам. Их краткий перечень изложен ниже:

- Бозон Хиггса распадается в канале $b\bar{b}$;
- W -бозон распадается в электронном или мюонном каналах с поперечным импульсом лептона $p_T > 15$ ГэВ и псевдобыстротой $|\eta| < 1.1$ или $1.5 < |\eta| < 2.5$ для электронов и $|\eta| < 1.6$ для мюонов;
- Векторная сумма поперечных импульсов нейтрино не должна превышать 20 ГэВ (критерий, аналогичный требованию $\cancel{E}_T^{miss} > 20$ ГэВ в [96]);
- Наличие в событии как минимум двух струй с $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$, найденных с помощью D0 RunII алгоритма с конусом $R_{cone} = 0.5$ [97], для чего использовался пакет FASTJET [98] сопряженный с RUTHIA 8;
- Скалярная сумма поперечных импульсов струй (H_T) не должна быть менее $H_T > 60$ ГэВ для конечного состояния с двумя струями и $H_T > 80$ ГэВ с тремя.

¹Выбор модели многопартонного взаимодействия рекомендован авторами RUTHIA.

5.4 Нормализация сечений исследуемых процессов

Сечения симулированных событий были нормализованы к экспериментально измеренным сечениям либо к теоретическим NNLO предсказаниям. А именно, все сечения процессов, полученных с помощью RUTHIA, были нормализованы следующим образом:

- Сечения просимулированных в RUTHIA событий “струя + струя” рассчитаны отдельно в двух областях по массе системы “струя + струя” $150 < M_{jj} < 175$ ГэВ и $175 < M_{jj} < 200$ ГэВ, а также в двух областях по псевдобыстроте $|\eta| < 0.4$ и $0.4 < |\eta| < 0.8$; Экспериментальные сечения доступны из измерения [99]. Было найдено, что необходимый коэффициент нормализации RUTHIA/данные (“K-фактор”) составляет 1.26 и применим ко всем областям по массе и псевдобыстроте.
- Независимо был просимулирован процесс инклюзивного рождения W -бозона. Из сравнения полученного сечения со значениями сечений, измеренных экспериментально коллаборациями D0 [100] и CDF [101], был найден соответствующий “K-фактор”, значение которого составило 1.5;
- Сечение процесса HW было нормализовано к теоретическим NNLO предсказаниям [102] с коэффициентом нормализации RUTHIA/NNLO равным 1.45;
- Наконец, эффективное сечение двухпартонных взаимодействий (σ_{eff}), используемое в модели Tune 2C², было скорректировано на фактор 1.6 чтобы удовлетворять среднему эффективному сечению $\sigma_{\text{eff}}^{\text{ave}} = 15.5$ мб, измеренному коллаборациями D0 и CDF.

Неопределенности, приписываемые “K-факторам” и σ_{eff} , составляют 10% и 16% соответственно. Последняя связана с разницей в центральных значениях σ_{eff} , полученных в коллаборациях D0 и CDF (7%), и систематической неопределенностью (14%) в измерении этой величины в эксперименте D0.

²В RUTHIA⁸ эффективное сечение σ_{eff} вычисляется как отношение полного недифракционного сечения к фактору усиления за счет прицельного параметра, в зависимости от функции пространственного распределения партонной плотности.

5.5 $d\sigma/dM_{jj}$ сечения HW и двухпартонных процессов

Этот раздел посвящен вычислению дифференциальных сечений $d\sigma/dM_{jj}$ процесса рождения HW и фонового процесса рождения $W + 2$ струи посредством механизма двухпартонного взаимодействия (DP сечение). События отобраны согласно критериям приведенным в разделе 5.3.

5.5.1 Вычисление сечений в общем случае

Чтобы соответствовать разрешению детектора, поперечный импульс струи подвергается принудительному уширению, используя следующую параметризацию:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{S}{\sqrt{p_T}} + C, \quad (5.2)$$

где $S = 0.75$ и $C = 0.06$, что приблизительно воспроизводит p_T -разрешение детектора D0. Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартонного $W + 2$ струи представлены на рисунке 5.2(a). В дополнение к полному DP сечению на рисунке 5.2(b) также приведены вклады от основных DP подпроцессов.

Из рисунка 5.2 можно сделать вывод о превышении сечения двухпартонных взаимодействий над сигналом более чем на два порядка, а также, что сечение процессов с двухпартонным взаимодействием в большой степени обусловлено процессом $W + 2$ струи, происходящими от легких кварков ($u/d/s$) или глюонов. Далее в порядке уменьшения следуют вклады от подпроцессов $W + gc$, $W + gb$ и затем $W + b\bar{b}$ и $W + c\bar{c}$.

5.5.2 Вычисление сечений в случае b -струй в конечном состоянии

В сигнальных HW процессах в конечном состоянии присутствуют две b -струи, на которые распадается бозон Хиггса. Поскольку основным фоном от

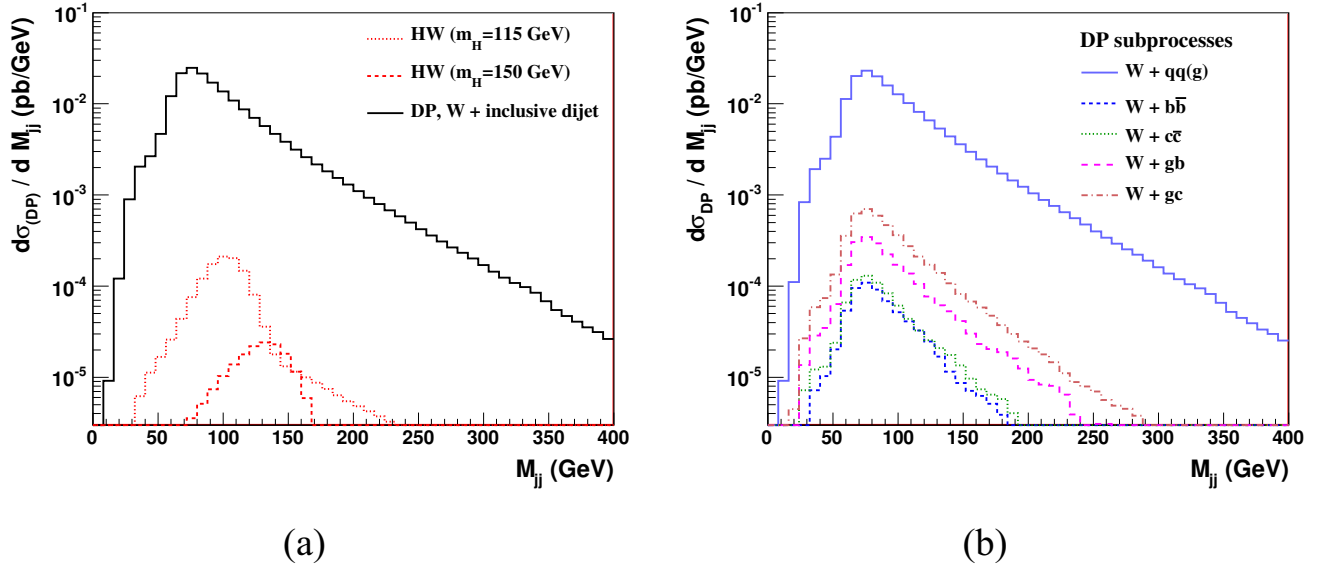


Рисунок 5.2 — (а) Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартонного $W + 2$ струи. (б) Вклады различных подпроцессов в дифференциальное сечение двухпартонного $W + 2$ струи процесса.

двухпартонных взаимодействий является процесс $W + 2$ струи, происходящими от легких кварков (см. рисунок 5.2(b)), то можно ожидать значительное подавления фона после требования наличия b -струй в конечном состоянии. Чтобы проверить это численно, специальный критерий идентификации b -струй ($b-id$) был применен как к событиям HW так и к двухпартонным процессам. Имея в наличие лишь быструю симуляцию Монте-Карло, невозможно проверить качество идентификации b -струй. Однако, взамен можно использовать эффективности пройти $b-id$ требования для струй, произошедших от легких (l -струй), c и b кварков. Эти эффективности взяты из [103] где они являются функциями p_T и η струй. При вычислении сечения, события входят с весом, соответствующим эффективности для данного аромата струи. Типичные значения эффективностей составляют от 50 до 70% для b -струй, от 8 до 12% для c -струй и от 0.5 до 2% для l -струй. На уровне Монте-Карло процесс разделения струй по ароматам таков. Струя считается b -струей если в конусе струи содержится b -кварк. Если же в конусе отсутствует b -кварк, но имеется c -кварк, то струя считается c -струей. В противном случае струя полагается l -струей. На рисунке 5.3 представлены сечения, умноженные на эффективность прохождения $b-id$ критериев (ϵ_{b-id}^{jet}) для сигнальных и фоновых событий, где каждая из двух струй обязана пройти ослабленный $b-id$ критерий [103]. Это требование существенно подавляет фон, однако

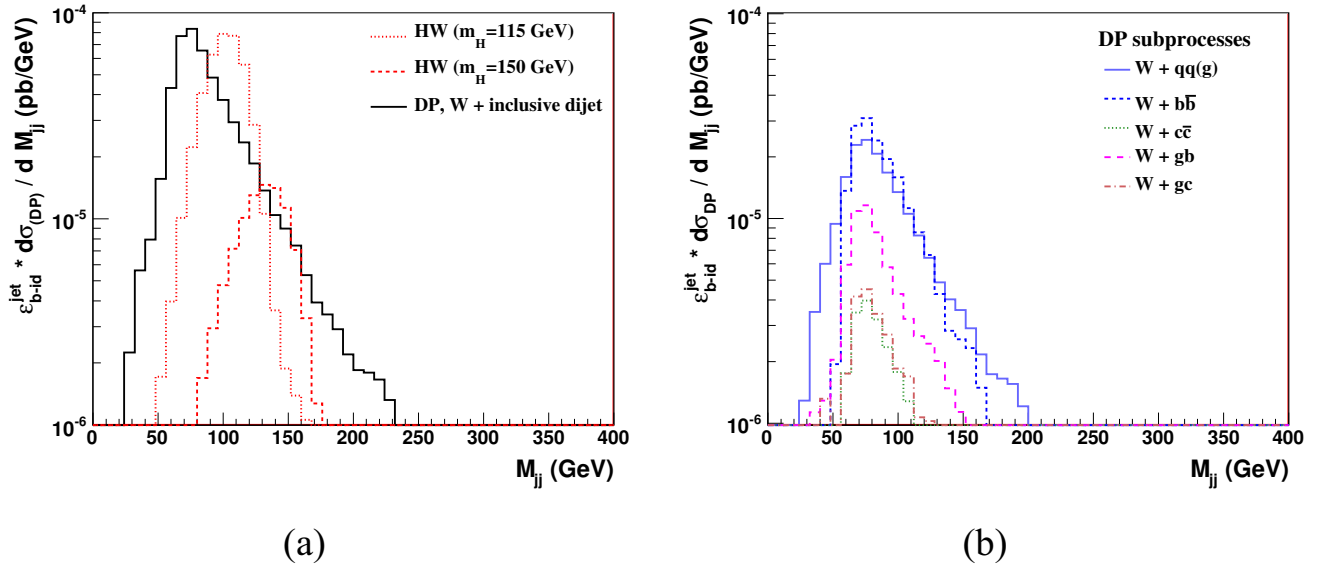


Рисунок 5.3 — (а) Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартонного $W + 2$ струи с двойным $b-id$ критерием. (б) Вклады различных подпроцессов в дифференциальное сечение двухпартонного $W + 2$ струи процесса с двойным $b-id$ критерием.

сечения сигнальных событий также значительно падают (что видно из сравнения рисунков 5.2(а) и 5.3(а)). На практике, в таких случаях требования двойного $b-id$ критерия зачастую комбинируют с требованием одиночного $b-id$. Это означает, что, например, при поиске HW сигнала [96], рассматриваются два возможных варианта идентификации b -струи: либо событие должно содержать две струи, удовлетворяющие слабым $b-id$ критериям, либо, в противном случае, хотя бы одна струя должна удовлетворять усиленному $b-id$ требованию. Доли фоновых и сигнальных HW событий, отобранных с одиночным $b-id$ критерием могут быть взяты из [96] и составляют 85 и 60% соответственно³. Остальные события удовлетворяют двойному $b-id$ требованию. На рисунке 5.4 представлены сечения, умноженные на эффективность прохождения $b-id$ критериев для сигнальных и фоновых процессов, в которых события с одиночными и двойными $b-id$ критериями были скомбинированы согласно их фракциям, описанным выше. Можно заметить, что несмотря на то, что доминирующим каналом по-прежнему является $W + 2 l$ -струи, относительный вклад процесса $W + gb$ стал существенно

³Здесь предполагается, что фоновые события в данных и события “струя + струя” из двухпартонных взаимодействий имеют идентичное содержание струй с разными ароматами. Однако, мы полагаем, что при данном уровне точности оценок это предположение достаточно справедливо.

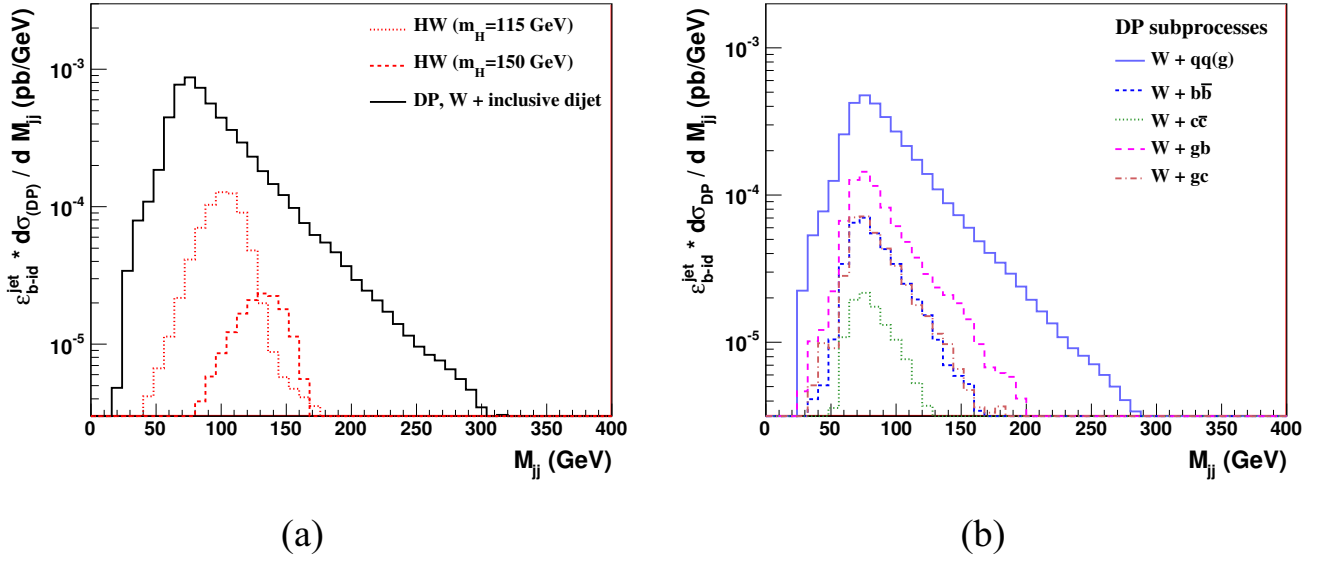


Рисунок 5.4 — (a) Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартонного $W + 2$ струи с комбинированным $b-id$ критерием. (b) Вклады различных subprocesses в дифференциальное сечение двухпартонного $W + 2$ струи процесса с комбинированным $b-id$ критерием.

больше (что видно из сравнения с рисунком 5.2(b), где не применялись $b-id$ критерии). Затем, согласно их вкладам, следуют процессы $W + gc$ и $W + b\bar{b}$.

Рисунок 5.5 является дополнительным к рисунку 5.4 и иллюстрирует отношение выходов сигнальных и фоновых событий в бинах по инвариантной массе двух струй (M_{jj}), отобранных с комбинированным $b-id$ критерием. Ошибки в каждом бине обусловлены неопределенностями “ K -факторов” и эффективного сечения двухпартонных взаимодействий (см. раздел 5.4).

Нетрудно видеть, что события рождения бозона Хиггса с массой $m_H = 115$ ГэВ подавлены с фактором 3 ($S/B \simeq 0.35$) в позиции пика, в то время как события с массой $m_H = 150$ ГэВ подавлены с фактором 7.

Небезынтересно сравнить полное число сигнальных событий, предсказанных с помощью Монте-Карло, после всех критериев отбора (рисунок 5.4), с числом событий ожидаемом для статистики $L_{int} = 5.3 \text{ фб}^{-1}$ [96]. Его можно получить после интегрирования полученного сечения по всему диапазону масс M_{jj} (от 20 до 400 ГэВ) и умножения на интегральную светимость L_{int} . Таким образом, ожидаемая статистика для сигнального процесса составляет 31 (7) событий для $m_H = 115$ (150) ГэВ. Согласно [96], ожидаемое число событий для $m_H = 115$ ГэВ составляет (19 ± 1) событие. Число событий, полученное с помо-

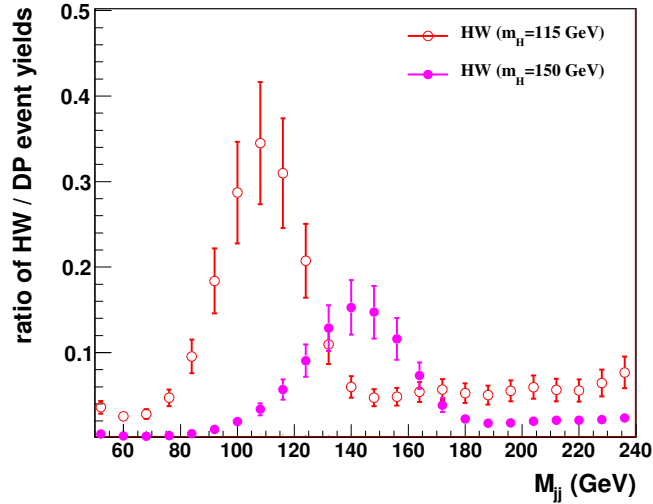


Рисунок 5.5 — Отношение выходов сигнальных и фоновых событий в бинах по инвариантной массе двух струй (M_{jj}), отобранных с комбинированным $b-id$ критерием.

щью Монте-Карло, находится в согласии если учесть эффекты идентификации лептонов, эффективность идентификации струй и детекторный аксептанс, которые не учитывались в данном анализе.

5.6 Сравнение выходов событий с однопартонными и двухпартонными взаимодействиями

В данном разделе будут рассмотрены выходы событий dN/dM_{jj} , ожидаемые для процессов с конечным состоянием $W + 2$ струи, происходящие посредством однопартонного (SP) и двухпартонного (DP) взаимодействия. Две дополнительные струи в однопартонном случае происходят из радиационных эффектов в начальном и конечном состоянии. Однопартонные события сгенерированы, используя подпроцессы $q\bar{q} \rightarrow Wg$ и $qg \rightarrow Wq$, после чего к ним применены критерии HW отбора, описанные в разделе 5.3. Для того чтобы воспроизвести инклюзивное сечение процесса $W + 2$ струи в данных [104], события, сгенерированные с помощью RUTHIA, были перевзвешены с фактором, зависящим от $p_T^{\text{jet}2}$, что увеличивает сечения процесса $W + 2$ струи в RUTHIA примерно в два раза. Также поперечный импульс струй получил дополнительное ушире-

ние, чтобы удовлетворять импульсному разрешению струй в данных, согласно уравнению (5.2), после чего события были взвешены с $b-id$ эффективностью согласно аромату струи.

Оцененные выходы событий для всего диапазона масс при интегральной светимости $L_{int} = 5.3 \text{ фб}^{-1}$ для SP и DP процессов составляют 5212 и 262 события соответственно. Отношение (SP/DP) выходов $W + 2$ струи событий в бинах по M_{jj} приведены на рисунке 5.6. Они составляют от 5 до 8% для $M_{jj} \simeq 115 \text{ ГэВ}$ и от 3.5 до 6% для $M_{jj} \simeq 150 \text{ ГэВ}$.

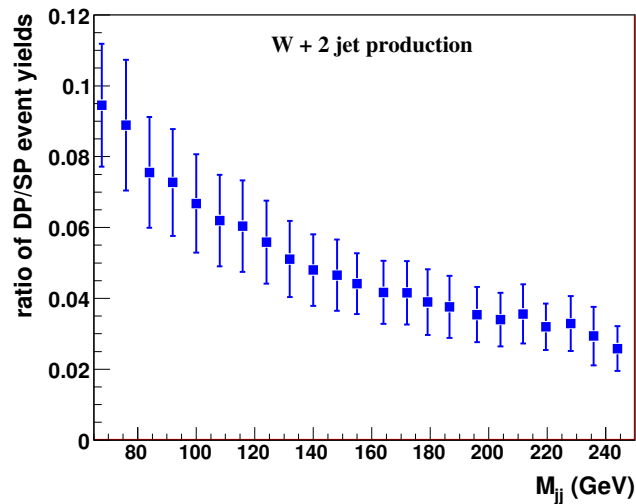


Рисунок 5.6 — Отношение выходов событий $W + 2$ струи в однопартонном и двухпартонном случаях (SP/DP) как функция M_{jj} .

5.7 Применение искусственной нейронной сети для разделения сигнальных и фоновых событий

5.7.1 Переменные

В этом разделе обсуждаются переменные, которые представляют интерес с точки зрения разделения сигнальных HW от фоновых $W + 2$ струи процессов с двухпартонным взаимодействием. Часть этих переменных широко использовалась в предыдущих экспериментальных исследованиях [36, 37, 55, 56, 105, 106],

другая же часть была предложена в теоретических работах [28, 43–48, 107]. Определения этих переменных приведены ниже.

1. Азимутальный угол между двумя p_T векторами, первый из которых соответствует поперечному импульсу W -бозона, а второй является суммой p_T -векторов лидирующей и следующей за ней струй:

$$\Delta S \equiv \Delta\phi(\vec{p}_T[W], \vec{p}_T[\text{jet}_1, \text{jet}_2]), \quad (5.3)$$

где $\vec{p}_T[\text{jet}_1, \text{jet}_2] = \vec{p}_T^{\text{jet}_1} + \vec{p}_T^{\text{jet}_2}$. Исторически эта переменная носит название ΔS [36, 37, 55, 56].

2. Разница псевдобыстроты электрона (e) из распада W -бозона и полной псевдобыстроты двух струй:

$$\Delta\eta(e, \text{jet}12) = |\eta^e - (\eta^{\text{jet}1} + \eta^{\text{jet}2})|. \quad (5.4)$$

Из-за отсутствия информации о p_z -компоненте импульса нейтрино при распаде $W \rightarrow e\nu$, невозможно восстановить псевдобыстроту W -бозона. Поэтому используется псевдобыстрота электрона.

3. Азимутальный угол между поперечными импульсами электрона из распада W -бозона и лидирующей струи: $\Delta\phi(e, \text{jet}1)$.
4. Азимутальный угол между поперечными импульсами двух струй: $\Delta\phi(\text{jet}1, \text{jet}2)$.
5. Разница псевдобыстрот двух струй: $\Delta\eta(\text{jet}1, \text{jet}2)$.
6. Переменная, характеризующая взаимное расположение двух плоскостей, плоскости пучка и W -бозона и плоскости двух струй [108]:

$$\cos\psi^*(e, \text{jet}12) = \frac{(\vec{p}^e \times \vec{p}^{\text{proton}}) \cdot (\vec{p}^{\text{jet}1} \times \vec{p}^{\text{jet}2})}{|\vec{p}^e \times \vec{p}^{\text{proton}}| \cdot |\vec{p}^{\text{jet}1} \times \vec{p}^{\text{jet}2}|}. \quad (5.5)$$

Как и в случае с переменной (5.4), взамен 3-импульса W -бозона используется импульс электрона из его распада.

7. Полная сумма поперечных импульсов двух струй:

$$p_T^{\text{sum}12} = p_T^{\text{jet}1} + p_T^{\text{jet}2}. \quad (5.6)$$

8. Относительная разница поперечных импульсов струй:

$$p_T^{\text{diff12}} = (p_T^{\text{jet1}} - p_T^{\text{jet2}}) / p_T^{\text{sum12}}. \quad (5.7)$$

9. Полная сумма поперечных импульсов всех имеющихся в событии струй:

$$p_T^{\text{sumAll}}.$$

10. Полное число струй в событии ($p_T > 6$ ГэВ): N_{jets} .

Перечисленные переменные приведены на рисунках 5.7 и 5.8 как для сигнальных HW (сплошная линия), так и для фоновых $W + 2$ струи событий (пунктирная линия).

5.7.2 Искусственная нейронная сеть

Переменные, описанные в предыдущем разделе, могут быть использованы как вход для соответствующей нейронной сети (ANN) с целью разделить сигнальные HW и фоновые DP $W + 2$ струи события. Переменная p_T^{sumAll} сильно закоррелирована с переменной p_T^{sum12} , но последняя более чувствительна к разнице сигнал/фон. Мы не используем информацию об инвариантной массе двух струй M_{jj} чтобы минимизировать зависимость от конкретного массового диапазона бозона Хиггса, а больше концентрируемся на кинематических свойствах событий обоих типов.

Мы использовали следующие переменные для тренировки нейронной сети: ΔS , $\Delta\eta(e, \text{jet12})$, $\Delta\phi(e, \text{jet1})$, $\Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2})$, $\Delta\eta(\text{jet1}, \text{jet2})$, $\cos\psi^*(e, \text{jet12})$, p_T^{sum12} , p_T^{diff12} , и N_{jets} , используя пакет JETNET [76]. Сеть тренировалась на сигнальных HW (симулированных с $m_H = 115$ ГэВ) и фоновых DP событиях, таким образом, чтобы на выходе иметь единственное значение равное 0 для фоновых и 1 для сигнальных событий. Фоновые DP события для тренировки, а впоследствии, для тестирования сети, отбирались с инвариантной массой двух струй в пределах $\pm 2\sigma$ от максимума распределения M_{jj} бозона Хиггса. Искусственная нейронная сеть была обучена с использованием 200 000 сигнальных и фоновых событий и оттестирована на 50 000 событиях, которые не участвовали в процессе обучения. Нормированное распределение сигнальных и фоновых событий для ANN выхода O_{NN} представлено на рисунке 5.9. Веса, полученные на

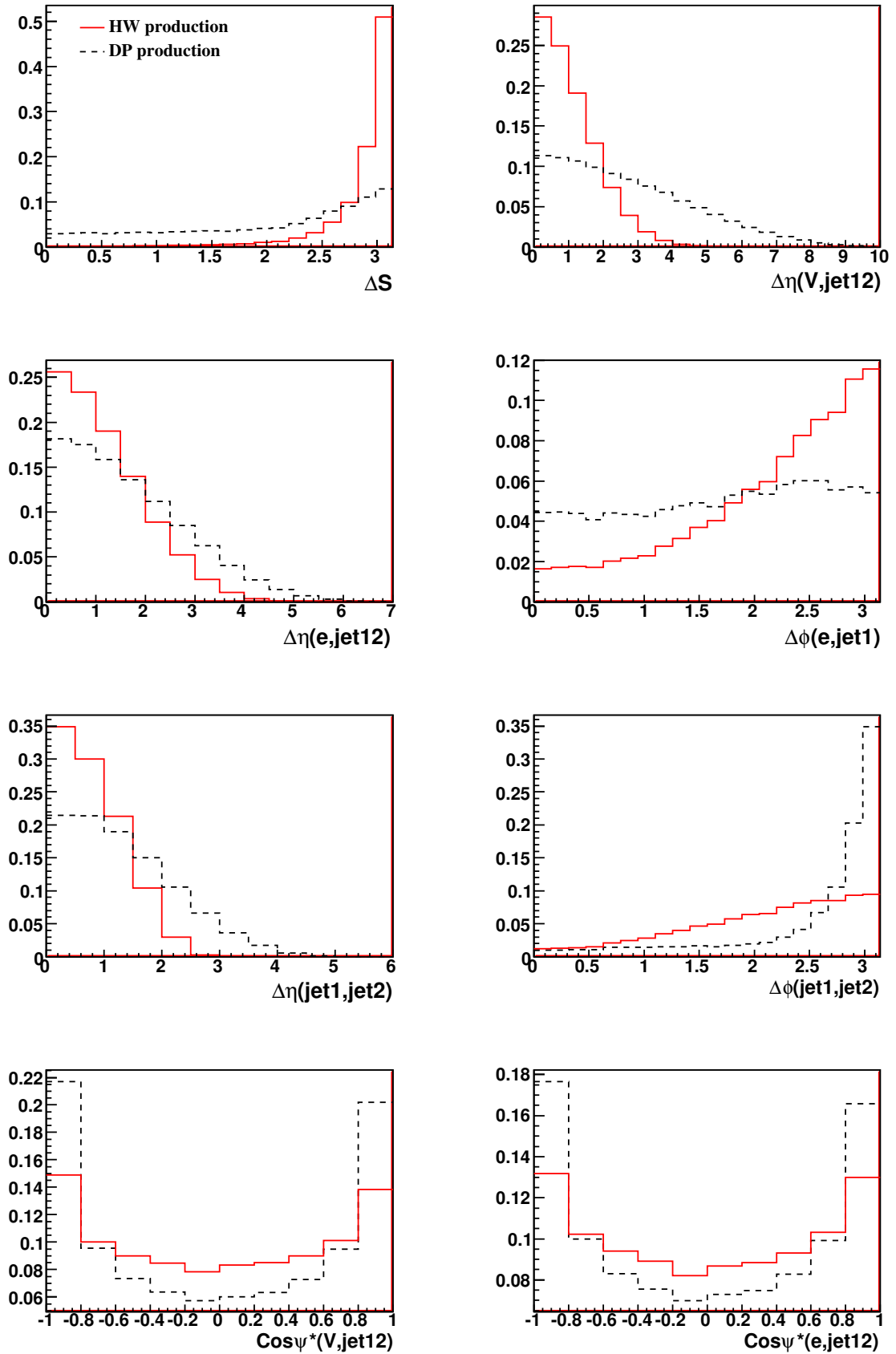


Рисунок 5.7 — Нормированные распределения переменных, чувствительных к кинематике процессов с двухпартонными взаимодействиями, для сигнальных HW (сплошная линия) и фоновых $W + 2$ струи (пунктирная линия) событий.

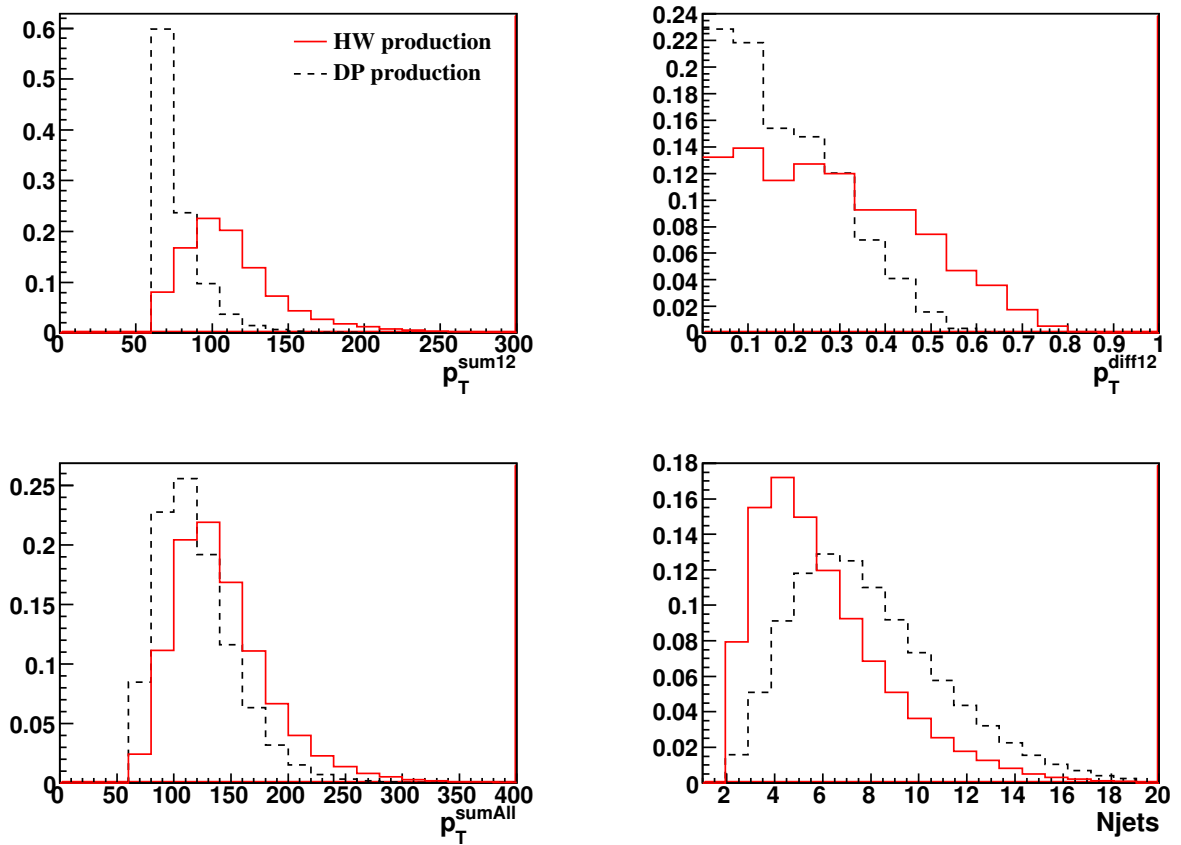


Рисунок 5.8 — Нормированные распределения переменных, чувствительных к кинематике процессов с двухпартоными взаимодействиями, для сигнальных HW (сплошная линия) и фоновых $W + 2$ струи (пунктирная линия) событий (продолжение).

стадии обучения нейронной сети, впоследствии были применены для разделения HW сигнала симулированного с массой $m_H = 150$ ГэВ.

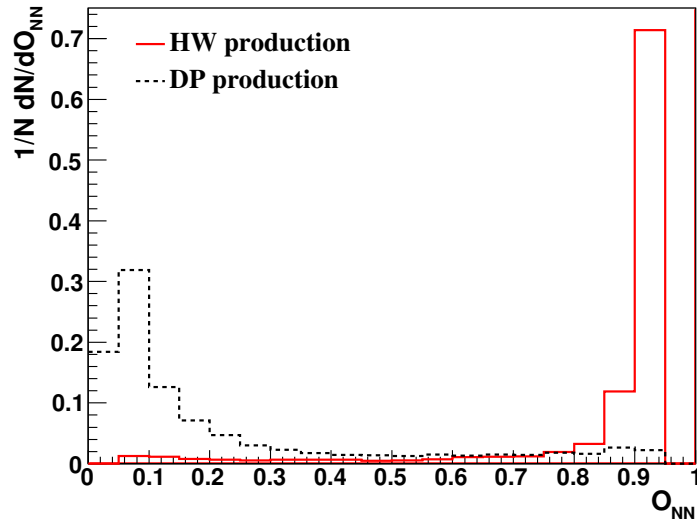


Рисунок 5.9 — Нормированное распределение сигнальных (HW , $m_H = 115$ ГэВ) и фоновых ($W + 2$ струи) событий для выхода искусственной нейронной сети (O_{NN}).

Сильное требование, налагаемое на O_{NN} , способно подавить значительную долю фоновых DP событий. Рисунок 5.10 демонстрирует корреляцию между эффективностями отбора сигнальных и фоновых событий (ε_s^{ANN} и ε_b^{ANN} соответственно) для двух масс бозона Хиггса $m_H = 115$ ГэВ и $m_H = 150$ ГэВ.

Отбирая 90% (80%) сигнальных событий с массой $m_H = 115$ ГэВ, остается около 24% (13%) фоновых DP событий, в то время как отбирая 90% (80%) сигнальных событий с массой $m_H = 150$ ГэВ, остается 9% (4%) фоновых DP событий.

Таким образом, искусственная нейронная сеть используется для подавления фона, который доминирует даже после отборов событий с b -струями (см. рисунок 5.5). Отношения сигнала к фону, соответствующие эффективностям отбора сигнальных событий $\varepsilon_s^{ANN} = 90\%$ и $\varepsilon_s^{ANN} = 80\%$ показаны на рисунке 5.11. Данное отношение при $\varepsilon_s^{ANN} = 90\%$ в обоих массовых интервалах, 115 ГэВ и 150 ГэВ, близко к значениям от 1.3 до 1.5. Это отношение возрастает при $\varepsilon_s^{ANN} = 80\%$ и достигает 2.2 при массе $M_{jj} \simeq 115$ ГэВ и порядка 2.7 при $M_{jj} \simeq 150$ ГэВ.

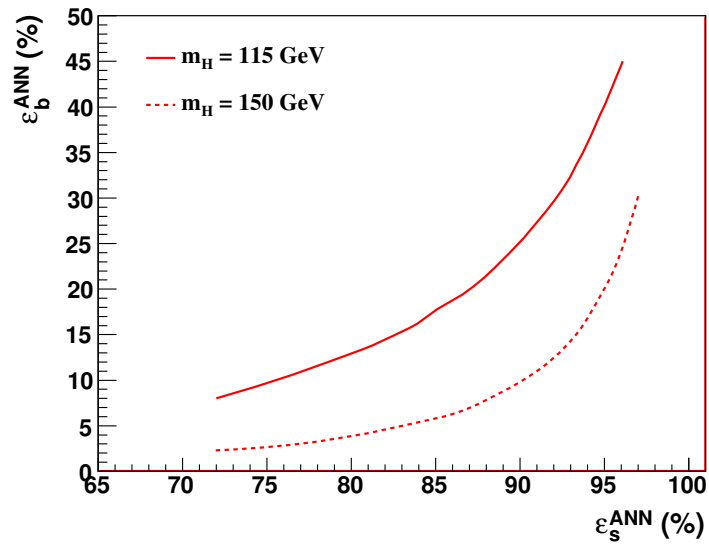
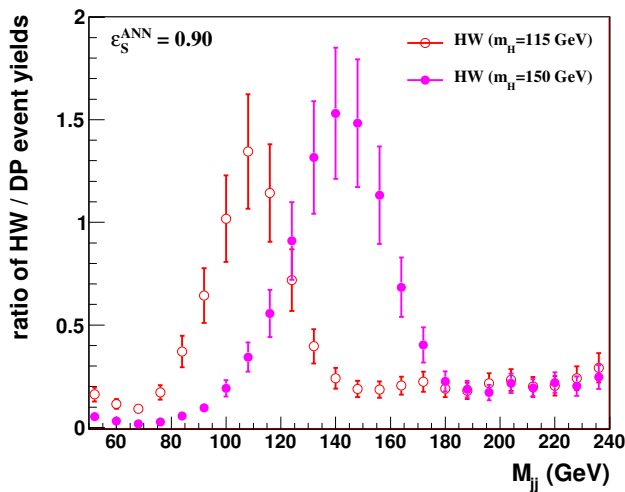
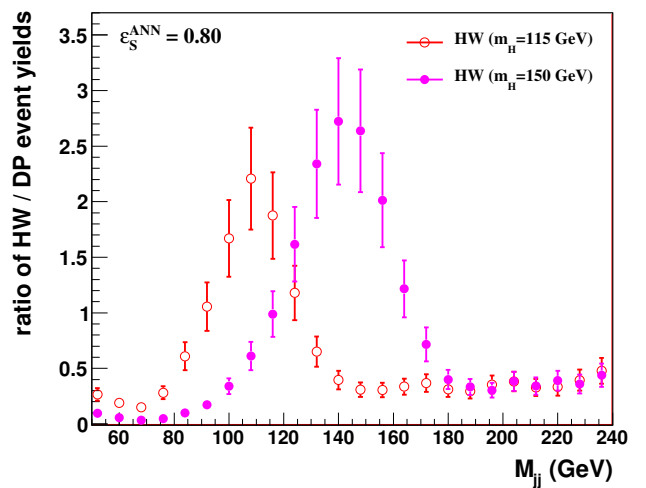


Рисунок 5.10 — Корреляция между эффективностями отбора сигнальных и фоновых событий (ε_s^{ANN} и ε_b^{ANN} соответственно) для двух масс бозона Хиггса $m_H = 115$ ГэВ и $m_H = 150$ ГэВ.



(a)



(b)

Рисунок 5.11 — Отношение выходов сигнальных и фоновых событий с учетом эффективности отбора сигнальных событий для (a) $\varepsilon_s^{ANN} = 90\%$ и (b) $\varepsilon_s^{ANN} = 80\%$.

Глава 6. Заключение

Представленная диссертационная работа посвящена исследованиям свойств процессов с множественными партон-партонными взаимодействиями, изучение которых позволяет не только глубже понять структуру ядерной материи, но и имеет важное значение для физики элементарных частиц. Работа выполнена на данных экспериментальной установки D0, расположенной на коллайдере Тэватрон (Фермилаб), набранных в ходе сеанса Run IIa в объеме, соответствующему интегральной светимости 1.1 фб^{-1} .

Основными результатами работы являются определение доли событий с двухпартонными взаимодействиями (f_{DP}) и измерение параметра σ_{eff} с использованием процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + 3 \text{ jets}$. Для этих целей, на первом этапе были изучены кинематические свойства событий $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$: обработаны экспериментальные данные протон-антипротонных столкновений, создано программное обеспечение для анализа данных, с помощью которого выделены события ассоциативного рождения прямого фотона и адронной струи, оптимизированы критерии, обеспечивающие высокую эффективность отбора фотонных кандидатов и адронных струй. Как результат, произведено измерение тройного дифференциального сечения $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{jet}$ процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ в четырех областях быстрот фотона ($|y^\gamma| < 1.0$) и струи ($|y^{jet}| < 0.8$ или $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$) с учетом их взаимной ориентации, покрывая при этом область по x , Q^2 $0.007 < x < 0.8$ и $900 \leq Q^2 \equiv (p_T^\gamma)^2 \leq 1.6 \times 10^5 \text{ (ГэВ)}^2$, при рассмотрении фотонов в интервале $30 < p_T^\gamma < 400 \text{ ГэВ}$ и струй с $p_T^{jet} > 15 \text{ ГэВ}$. Произведено сравнение с теоретическими предсказаниями в следующем за лидирующим порядке КХД с помощью пакета JETPHOX.

В работе измерена доля событий и эффективное сечение процессов с двухпартонными взаимодействиями в конечном состоянии “фотон + 3 струи” при энергии протон-антипротонных столкновений 1.96 ТэВ в с.ц.м. В отличие от предыдущих работ, имеющаяся статистика позволила произвести измерение в кинематической области с более энергетичными фотонными кандидатами ($60 < p_T^\gamma < 80 \text{ ГэВ}$), что приводит к подавлению вклада фоновых процессов с фотонами, рожденными в результате распадов π^0 и η мезонов. Также, была исследована зависимость f_{DP} и σ_{eff} от поперечного импульса следующей за

лидирующей струи в интервале $15 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ, интерпретируемого как энергетическая шкала второго партонного взаимодействия. Обнаружено, что доля процессов с двухпартонными взаимодействиями падает от 47 до 24% с ростом p_T^{jet2} от 15 до 30 ГэВ, приводя к изменению значения σ_{eff} от (18.2 ± 3.8) мб до (13.9 ± 4.5) мб, которые согласуются между собой в пределах неопределенности измерения.

С помощью измеренного значения σ_{eff} , была произведена оценка фона от событий с двухпартонными взаимодействиями к процессу $p\bar{p} \rightarrow WH$ при энергии Тэватрона, с последующим распадом $H \rightarrow b\bar{b}$. Предложен набор переменных, чувствительных к кинематике двухпартонных взаимодействий. Это позволяет снизить вклад фона и может представлять большой интерес в задачах поиска редких процессов на БАК и будущих ускорителях.

Систематическое изучение жестких инклюзивных процессов за несколько десятилетий привело к достаточно хорошему пониманию эволюции одиночных партонных плотностей в нуклоне. Однако, и по сей день весьма мало известно о множественных партонных корреляциях, которые могут стать новым инструментом для различных моделей нуклонов. В настоящее время наблюдается увеличивающийся интерес к изучению процессов с многопартонными взаимодействиями, особенно в свете растущей энергии и светимости БАК. Это находит непосредственное применение в задачах поиска новой физики, где процессы с многопартонными взаимодействиями могут составлять существенный фон. Работа, направленная на понимание физики многопартонных взаимодействий, одновременно интересна и полезна. Интересна, потому что заставляет обращать внимание на эффекты, которые зачастую остаются за пределами традиционных анализов физики элементарных частиц. Полезна, потому что изучая фундаментальные принципы строения материи, она может быть применима к широкому спектру физических исследований.

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю профессору Николаю Борисовичу Скачкову за выбор интересных и важных задач, а также за помощь и поддержку в работе. Отдельную благодарность автор выражает своему старшему коллеге и соавтору Дмитрию Бандурину, за переданные знания о опыт решения задач экспериментальной физики. Автор также признателен своим соавторам Александру Верхееву и Денису Кораблеву за плодотворную совместную работу.

Особенно хотелось бы поблагодарить Геннадия Дмитриевича Алексева и Дмитрия Сергеевича Денисова за организацию и всестороннюю поддержку в проведении исследований. Автор благодарен руководству и сотрудникам рабочих групп QCD и JES коллаборации D0 Paul Grannis, Peter Svoisky, Gianluca Petrillo, Bob Hirosky, Don Lincoln, Duncan Brown, Ashish Kumar, Stefan Söldner-Rembold, Mike Strauss, Shabnam Jabeen, Rick Van Kooten.

Автор также благодарен коллегам по коллаборации Виктору Абазову, Валерию Токменину, Владимиру Малышеву, Акраму Артикову, Андрею Щукину, Юрию Щеглову, Николаю Прокопенко, Григорию Сафронову за предоставленную возможность совместной работы и гостеприимство во время пребывания в Fermilab, а также Майклу Сарычеву и Алексею Ферапонтову за плодотворные и всесторонние обсуждения.

Автор глубоко благодарен своей семье, родным, близким и друзьям за неоценимую поддержку и мотивацию на протяжении всего периода работы над диссертацией.

Список литературы

1. *Abazov V. M. et al.* Measurement of the Differential Cross-Section for the Production of an Isolated Photon with Associated Jet in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{-TeV}$ // *Phys. Lett.* — 2008. — Vol. B666. — Pp. 435–445.
2. *Abazov V. M. et al.* Double parton interactions in $\gamma+3$ jet events in pp^- bar collisions $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$. // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. D81. — P. 052012.
3. *Bandurin Dmitry, Golovanov Georgy, Skachkov Nikolai.* Double parton interactions as a background to associated HW production at the Tevatron // *JHEP.* — 2011. — Vol. 04. — P. 054.
4. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Jet energy scale determination in the D0 experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2014. — Vol. A763. — Pp. 442–475.
5. *Golovanov Georgy.* Study of multiple partonic interactions in DZERO // Proceedings, 3rd International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI@LHC 2011). — 2012. — Pp. 127–133.
6. *Olive K. A. et al.* Review of Particle Physics // *Chin. Phys.* — 2014. — Vol. C38. — P. 090001.
7. *Drell S. D., Yan Tung-Mow.* Partons and their Applications at High-Energies // *Annals Phys.* — 1971. — Vol. 66. — P. 578. — [Annals Phys.281,450(2000)].
8. *Campbell John M., Huston J. W., Stirling W. J.* Hard Interactions of Quarks and Gluons: A Primer for LHC Physics // *Rept. Prog. Phys.* — 2007. — Vol. 70. — P. 89.
9. *Gribov V. N., Lipatov L. N.* Deep inelastic e p scattering in perturbation theory // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1972. — Vol. 15. — Pp. 438–450. — [Yad. Fiz.15,781(1972)].
10. *Lipatov L. N.* The parton model and perturbation theory // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1975. — Vol. 20. — Pp. 94–102. — [Yad. Fiz.20,181(1974)].
11. *Altarelli Guido, Parisi G.* Asymptotic Freedom in Parton Language // *Nucl. Phys.* — 1977. — Vol. B126. — P. 298.

12. *Dokshitzer Yuri L.* Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // *Sov. Phys. JETP*. — 1977. — Vol. 46. — Pp. 641–653. — [Zh. Eksp. Teor. Fiz.73,1216(1977)].
13. *Stirling W.J.* private communication.
14. *Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual // *JHEP*. — 2006. — Vol. 05. — P. 026.
15. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss et al. // *JHEP*. — 2009. — Vol. 02. — P. 007.
16. *Bahr M. et al.* Herwig++ Physics and Manual // *Eur. Phys. J.* — 2008. — Vol. C58. — Pp. 639–707.
17. *Webber B. R.* A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference // *Nucl. Phys.* — 1984. — Vol. B238. — P. 492.
18. Parton Fragmentation and String Dynamics / Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjostrand // *Phys. Rept.* — 1983. — Vol. 97. — Pp. 31–145.
19. Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics / Daniel Stump, Joey Huston, Jon Pumplin et al. // *JHEP*. — 2003. — Vol. 10. — P. 046.
20. Recent Progress in Global PDF Analysis / G. Watt, A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne // Proceedings, 16th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2008). — 2008. — P. 22. <http://inspirehep.net/record/789440/files/arXiv:0806.4890.pdf>.
21. *Fadin Victor S., Kuraev E. A., Lipatov L. N.* On the Pommeranchuk Singularity in Asymptotically Free Theories // *Phys. Lett.* — 1975. — Vol. B60. — Pp. 50–52.
22. *Kuraev E. A., Lipatov L. N., Fadin Victor S.* Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory // *Sov. Phys. JETP*. — 1976. — Vol. 44. — Pp. 443–450. — [Zh. Eksp. Teor. Fiz.71,840(1976)].

23. *Kuraev E. A., Lipatov L. N., Fadin Victor S.* The Pommeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories // *Sov. Phys. JETP*. — 1977. — Vol. 45. — Pp. 199–204. — [Zh. Eksp. Teor. Fiz.72,377(1977)].
24. *Balitsky I. I., Lipatov L. N.* The Pommeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1978. — Vol. 28. — Pp. 822–829. — [Yad. Fiz.28,1597(1978)].
25. *Buckley Andy, Whalley Mike.* HepData reloaded: Reinventing the HEP data archive // *PoS*. — 2010. — Vol. ACAT2010. — P. 067.
26. *Aaltonen T. et al.* Studying the Underlying Event in Drell-Yan and High Transverse Momentum Jet Production at the Tevatron // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. D82. — P. 034001.
27. *Aaltonen T. et al.* A Study of the Energy Dependence of the Underlying Event in Proton-Antiproton Collisions. — 2015.
28. *Sjostrand Torbjorn, van Zijl Maria.* Multiple Parton-parton Interactions in an Impact Parameter Picture // *Phys. Lett.* — 1987. — Vol. B188. — P. 149.
29. *Sjostrand T., Skands Peter Z.* Multiple interactions and the structure of beam remnants // *JHEP*. — 2004. — Vol. 03. — P. 053.
30. *Sjostrand T., Skands Peter Z.* Transverse-momentum-ordered showers and interleaved multiple interactions // *Eur. Phys. J.* — 2005. — Vol. C39. — Pp. 129–154.
31. *Butterworth J. M., Forshaw Jeffrey R., Seymour M. H.* Multiparton interactions in photoproduction at HERA // *Z. Phys.* — 1996. — Vol. C72. — Pp. 637–646.
32. The Four jet production at LHC and Tevatron in QCD / B. Blok, Yu. Dokshitzer, L. Frankfurt, M. Strikman // *Phys. Rev.* — 2011. — Vol. D83. — P. 071501.
33. Origins of Parton Correlations in Nucleon and Multi-Parton Collisions / B. Blok, Yu. Dokshitzer, L. Frankfurt, M. Strikman. — 2012.
34. Extracting $\sigma_{\text{effective}}$ from the CDF $\gamma+3\text{jets}$ measurement / Manuel Bahr, Miroslav Myska, Michael H. Seymour, Andrzej Siodmok // *JHEP*. — 2013. — Vol. 03. — P. 129.

35. *Calucci G., Treleani D.* Proton structure in transverse space and the effective cross-section // *Phys. Rev.* — 1999. — Vol. D60. — P. 054023.
36. *Abe F. et al.* Study of four jet events and evidence for double parton interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev.* — 1993. — Vol. D47. — Pp. 4857–4871.
37. *Abe F. et al.* Double parton scattering in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev.* — 1997. — Vol. D56. — Pp. 3811–3832.
38. *Frankfurt L., Strikman M., Weiss C.* Dijet production as a centrality trigger for pp collisions at CERN LHC // *Phys. Rev.* — 2004. — Vol. D69. — P. 114010.
39. Double parton correlations and constituent quark models: a Light Front approach to the valence sector / Matteo Rinaldi, Sergio Scopetta, Marco Traini, Vicente Vento // *JHEP.* — 2014. — Vol. 12. — P. 028.
40. *Chekanov S. et al.* Exclusive photoproduction of J / psi mesons at HERA // *Eur. Phys. J.* — 2002. — Vol. C24. — Pp. 345–360.
41. *Diehl Markus, Ostermeier Daniel, Schafer Andreas.* Elements of a theory for multiparton interactions in QCD // *JHEP.* — 2012. — Vol. 03. — P. 089.
42. *Diehl Markus, Kasemets Tomas.* Positivity bounds on double parton distributions // *JHEP.* — 2013. — Vol. 05. — P. 150.
43. *Landshoff P. V., Polkinghorne J. C.* Calorimeter Triggers for Hard Collisions // *Phys. Rev.* — 1978. — Vol. D18. — P. 3344.
44. *Goebel C., Halzen F., Scott D. M.* Double Drell-Yan Annihilations in Hadron Collisions: Novel Tests of the Constituent Picture // *Phys. Rev.* — 1980. — Vol. D22. — P. 2789.
45. *Takagi Fujio.* Multiple Production of Quark Jets Off Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* — 1979. — Vol. 43. — P. 1296.
46. *Paver N., Treleani D.* Multi - Quark Scattering and Large p_T Jet Production in Hadronic Collisions // *Nuovo Cim.* — 1982. — Vol. A70. — P. 215.

47. *Humpert B.* ARE THERE MULTI - QUARK INTERACTIONS? // *Phys. Lett.* — 1983. — Vol. B131. — P. 461.
48. *Humpert B., Odorico R.* Multiparton Scattering and QCD Radiation as Sources of Four Jet Events // *Phys. Lett.* — 1985. — Vol. B154. — P. 211.
49. *Calucci G., Treleani D.* Double parton scatterings in high-energy hadronic collisions // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 1999. — Vol. 71. — Pp. 392–399.
50. *Calucci G., Treleani D.* Multi-parton correlations and 'exclusive' cross sections // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. D79. — P. 074013.
51. Correlations in double parton distributions at small x / Christoffer Flensburg, Gosta Gustafson, Leif Lonnblad, Andras Ster // *JHEP.* — 2011. — Vol. 06. — P. 066.
52. *Snigirev A. M.* Double parton distributions in the leading logarithm approximation of perturbative QCD // *Phys. Rev.* — 2003. — Vol. D68. — P. 114012.
53. *Korotkikh V. L., Snigirev A. M.* Double parton correlations versus factorized distributions // *Phys. Lett.* — 2004. — Vol. B594. — Pp. 171–176.
54. *Frankfurt L., Strikman M., Weiss C.* Transverse nucleon structure and diagnostics of hard parton-parton processes at LHC // *Phys. Rev.* — 2011. — Vol. D83. — P. 054012.
55. *Akesson T. et al.* Double Parton Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 63\text{-GeV}$ // *Z. Phys.* — 1987. — Vol. C34. — P. 163.
56. *Alitti J. et al.* A Study of multi - jet events at the CERN anti-p p collider and a search for double parton scattering // *Phys. Lett.* — 1991. — Vol. B268. — Pp. 145–154.
57. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Azimuthal decorrelations and multiple parton interactions in $\gamma+2$ jet and $\gamma+3$ jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev.* — 2011. — Vol. D83. — P. 052008.
58. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Double parton interactions in $\gamma + 3$ jet and $\gamma + b/cjet + 2$ jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D89, no. 7. — P. 072006.

59. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Observation and studies of double J/ψ production at the Tevatron // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D90, no. 11. — P. 111101.
60. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Evidence for simultaneous production of J/ψ and Υ mesons // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116, no. 8. — P. 082002.
61. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Study of double parton interactions in diphoton + dijet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D93, no. 5. — P. 052008.
62. *Aad Georges et al.* Measurement of hard double-parton interactions in $W(\rightarrow l\nu) + 2$ jet events at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector // *New J. Phys.* — 2013. — Vol. 15. — P. 033038.
63. *Chatrchyan Serguei et al.* Study of double parton scattering using $W + 2$ -jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP.* — 2014. — Vol. 03. — P. 032.
64. *Aaij R et al.* Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP.* — 2012. — Vol. 06. — P. 141. — [Addendum: JHEP03,108(2014)].
65. *Aaij Roel et al.* Production of associated Υ and open charm hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV via double parton scattering. — 2015.
66. *Abazov V. M. et al.* The Upgraded D0 detector // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2006. — Vol. A565. — Pp. 463–537.
67. *Schamberger Dean.* Design, construction, commissioning and long term operational experience with the D0 Uranium/Liquid Argon calorimeter // Proceedings, International Conference on Calorimetry for the High Energy Frontier (CHEF 2013). — 2013. — Pp. 59–68. <http://inspirehep.net/record/1286362/files/arXiv:1403.4391.pdf>.
68. *Abazov V. M. et al.* Measurement of the isolated photon cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV // *Phys. Lett.* — 2006. — Vol. B639. — Pp. 151–158. — [Erratum: Phys. Lett.B658,285(2008)].

69. *Bandurin D. V., Skachkov N. B.* ' γ + jet ' process application for setting the absolute scale of jet energy and determining the gluon distribution at the Tevatron in Run II // *Phys. Part. Nucl.* — 2004. — Vol. 35. — Pp. 66–106. — [Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra35,113(2004)].
70. Prompt Photon Production at Large p(T) Scheme Invariant QCD Predictions and Comparison with Experiment / P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, D. Schiff // *Nucl. Phys.* — 1988. — Vol. B297. — P. 661.
71. QCD Corrections to Parton-Parton Scattering Processes / F. Aversa, P. Chiappetta, Mario Greco, J. P. Guillet // *Nucl. Phys.* — 1989. — Vol. B327. — P. 105.
72. Cross-section of isolated prompt photons in hadron hadron collisions / S. Catani, M. Fontannaz, J. P. Guillet, E. Pilon // *JHEP.* — 2002. — Vol. 05. — P. 028.
73. QCD and weak boson physics in Run II. Proceedings, Batavia, USA, March 4-6, June 3-4, November 4-6, 1999 / Ed. by U. Baur, R. Keith Ellis, D. Zeppenfeld. — 2000. http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?pub-00-297.
74. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Electron and Photon Identification in the D0 Experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2014. — Vol. A750. — Pp. 78–95.
75. *Abbott B. et al.* Determination of the absolute jet energy scale in the D0 calorimeters // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1999. — Vol. A424. — Pp. 352–394.
76. *Peterson Carsten, Rognvaldsson Thorsteinn, Lonblad Leif.* JETNET 3.0: A Versatile artificial neural network package // *Comput. Phys. Commun.* — 1994. — Vol. 81. — Pp. 185–220.
77. *Barlow Roger J., Beeston Christine.* Fitting using finite Monte Carlo samples // *Comput. Phys. Commun.* — 1993. — Vol. 77. — Pp. 219–228.
78. *Abbott B. et al.* High- p_T jets in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV // *Phys. Rev.* — 2001. — Vol. D64. — P. 032003.
79. Heavy Quark Mass Effects in Deep Inelastic Scattering and Global QCD Analysis / W. K. Tung, H. L. Lai, A. Belyaev et al. // *JHEP.* — 2007. — Vol. 02. — P. 053.

80. This scale choice is suggested by M. Fontannaz and J. P. Guillet. Private communication.
81. *Ametller L., Paver N., Treleani D.* Possible Signature of Multiple Parton Interactions in Collider Four Jet Events // *Phys. Lett.* — 1986. — Vol. B169. — P. 289.
82. *Abbott B. et al.* Hard single diffraction in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV // *Phys. Lett.* — 2002. — Vol. B531. — Pp. 52–60.
83. *Abazov V. M. et al.* Observation of diffractively produced W and Z bosons in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV // *Phys. Lett.* — 2003. — Vol. B574. — Pp. 169–179.
84. *James F.* MINUIT Function Minimization and Error Analysis: Reference Manual Version 94.1. — 1994.
85. *Wicke Daniel, Skands Peter Z.* Non-perturbative QCD Effects and the Top Mass at the Tevatron // *Nuovo Cim.* — 2008. — Vol. B123. — P. S1.
86. GEANT Detector Description and Simulation Tool / René Brun, F. Bruyant, Federico Carminati et al. — 1994.
87. *Abazov V. M. et al.* Measurement of $\gamma + b + X$ and $\gamma + c + X$ production cross sections in p anti- p collisions at $s^{*(1/2)} = 1.96$ -TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102. — P. 192002.
88. *Avila C. et al.* A Measurement of the proton-antiproton total cross-section at $\sqrt{s} = 1.8$ -TeV // *Phys. Lett.* — 1999. — Vol. B445. — Pp. 419–422.
89. *Affolder T. et al.* Double diffraction dissociation at the Fermilab Tevatron collider // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 87. — P. 141802.
90. *Schuler Gerhard A., Sjostrand Torbjorn.* Hadronic diffractive cross-sections and the rise of the total cross-section // *Phys. Rev.* — 1994. — Vol. D49. — Pp. 2257–2267.
91. *Del Fabbro A., Treleani D.* A Double parton scattering background to Higgs boson production at the LHC // *Phys. Rev.* — 2000. — Vol. D61. — P. 077502.

92. *Del Fabbro A., Treleani D.* Double parton scatterings in b quark pairs production at the CERN LHC // *Phys. Rev.* — 2002. — Vol. D66. — P. 074012.
93. *Hussein M. Y.* Double parton scattering in associate Higgs boson production with bottom quarks at hadron colliders // SUSY 2007 proceedings, 15th International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions, July 26 - August 1, 2007, Karlsruhe, Germany. — 2007. <http://www.susy07.uni-karlsruhe.de/Proceedings/proceedings/susy07.pdf>.
94. *Berger Edmond L., Jackson C. B., Shaughnessy Gabe.* Characteristics and Estimates of Double Parton Scattering at the Large Hadron Collider // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. D81. — P. 014014.
95. *Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // *Comput. Phys. Commun.* — 2008. — Vol. 178. — Pp. 852–867.
96. *Abazov Victor Mukhamedovich et al.* Search for WH associated production in 5.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at the Fermilab Tevatron // *Phys. Lett.* — 2011. — Vol. B698. — Pp. 6–13.
97. *Blazey Gerald C. et al.* Run II jet physics // QCD and weak boson physics in Run II. Proceedings, Batavia, USA, March 4-6, June 3-4, November 4-6, 1999. — 2000. — Pp. 47–77. http://lss.fnal.gov/cgi-bin/find_paper.pl?conf-00-092.
98. *Cacciari Matteo, Salam Gavin P.* Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder // *Phys. Lett.* — 2006. — Vol. B641. — Pp. 57–61.
99. *Abazov V. M. et al.* Measurement of the dijet invariant mass cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ // *Phys. Lett.* — 2010. — Vol. B693. — Pp. 531–538.
100. *Abazov V. M. et al.* Measurement of the cross section for W and Z production to electron final state with the D0 detector at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$.
101. *Acosta D. et al.* First measurements of inclusive W and Z cross sections from Run II of the Tevatron collider // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 091803.
102. SM and MSSM Higgs boson production cross-sections at the Tevatron and the LHC / T. Hahn, S. Heinemeyer, F. Maltoni et al. // TEV4LHC Workshop: 3rd Meeting Geneva, Switzerland, April 28-30, 2005. — 2006.

103. *Abazov V. M. et al.* *b*-Jet Identification in the D0 Experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2010. — Vol. A620. — Pp. 490–517.
104. *Aaltonen T. et al.* Measurement of the cross section for W^- boson production in association with jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D77. — P. 011108.
105. *Alexopoulos T. et al.* The role of double parton collisions in soft hadron interactions // *Phys. Lett.* — 1998. — Vol. B435. — Pp. 453–457.
106. *Abazov V. M. et al.* Multiple jet production at low transverse energies in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev.* — 2003. — Vol. D67. — P. 052001.
107. *Mangano Michelangelo L.* Four Jet Production at the Tevatron Collider // *Z. Phys.* — 1989. — Vol. C42. — P. 331.
108. *Abachi S. et al.* Studies of Topological Distributions of the Three- and Four-Jet Events in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV with the DØ Detector // *Phys. Rev.* — 1996. — Vol. D53. — Pp. 6000–6016.
109. *Treleani Daniele.* Double parton scattering, diffraction and effective cross section // *Phys. Rev.* — 2007. — Vol. D76. — P. 076006.
110. *Hofstadter Robert.* Electron scattering and nuclear structure // *Rev. Mod. Phys.* — 1956. — Vol. 28. — Pp. 214–254.
111. *Belitsky A. V., Radyushkin A. V.* Unraveling hadron structure with generalized parton distributions // *Phys. Rept.* — 2005. — Vol. 418. — Pp. 1–387.

Список рисунков

1.1	Результаты измерений $\alpha_s(Q)$ как функции энергетической шкалы Q . Порядок теории возмущений КХД, используемый при извлечении $\alpha_s(Q)$ указан в скобках. Рисунок взят из [6].	14
1.2	Кинематическая область (x, Q^2) , покрываемая ускорителем Тэватрон (синяя линия) и предшествующими ускорителями (зеленая линия). Рисунок взят из [13].	17
1.3	Сечения стандартной модели на pp и $p\bar{p}$ коллайдерах в следующем за лидирующем порядке теории возмущения. Рисунок взят из [13].	21
1.4	Различные параметризации функций партонных плотностей для u -кварка (черная линия), \bar{u} -кварка (красная линия), d -кварка (синяя линия) и глюона (сиреневая линия) в зависимости от переданного импульса (а) $Q = \mu_F = 2$ ГэВ и (б) $Q = \mu_F = 100$ ГэВ. Графики сделаны с помощью HEPDATA PDF Plotter [25].	22
1.5	Структура события протон-антипротонного столкновения, включающая в себя жесткое рассеяние и сопутствующее событие [26].	24
1.6	Схема, иллюстрирующая расположение областей в азимутальной плоскости относительно направления лидирующей струи (Jet #1). Рисунок взят из [26].	24
1.7	Зависимость плотности суммарного поперечного импульса заряженных частиц $dp_T/d\eta d\phi$ от поперечного импульса лидирующей струи $p_T(jet1)$ для различных областей в азимутальной плоскости: области сопровождения (красная линия), области компенсации (синяя линия) и поперечной области (зеленая линия). Рисунок взят из [26].	25
2.1	Ускорительный комплекс Fermilab.	35
2.2	Схематическое изображение основных компонентов экспериментальной установки D0.	37
2.3	Координатная система экспериментальной установки D0.	38

2.4	Трековая система D0.	40
2.5	Трехмерное изображение кремниевого микрострипового трекера.	40
2.6	Схема расположения волноводов сцинтилляционного трекера.	42
2.7	Поперечное сечение стрипов предливневого детектора.	43
2.8	Схема сегмента переднего предливневого детектора.	43
2.9	Трехмерное изображение калориметра D0.	44
2.10	Схематическое изображение калориметра D0 в разрезе.	46
2.11	Схема устройства калориметрической ячейки (вид сбоку).	46
2.12	Схематическое изображение слоев дрейфовых камер мюонной системы D0.	48
2.13	Схематическое изображение слоев сцинтилляционных счетчиков мюонной системы D0.	49
2.14	Схема взаимодействия основных элементов триггерной системы D0.	50
3.1	Фейнмановские диаграммы в лидирующем порядке теории возмущений, соответствующие процессам ассоциативного рождения фотона и адронной струи.	51
3.2	Вклад сечения процесса $qg \rightarrow q\gamma$ относительно полного сечения ассоциативного рождения фотона и струи как функция p_T^γ . Ди	52
3.3	Диаграммы, соответствующие процессам с излучением в начальном состоянии.	53
3.4	Диаграммы, соответствующие процессам с излучением в конечном состоянии.	54
3.5	Фактор коррекции энергетической шкалы фотонов $(p_T^{part} - p_T^{reco})/p_T^{part}$ как функция поперечного импульса фотона (a) в центральной области $ \eta < 1.0$ и (b) в передней области $1.5 < \eta < 2.5$	59
3.6	Фактор коррекции энергии струй E^{ptcl}/E^{meas} в данных для (a) $R_{cone} = 0.5$ и (b) $R_{cone} = 0.7$, как функция псевдобыстроты детектора η_{det} для различных значений измеренного поперечного импульса струи p_T^{meas} . Пунктирными линиями обозначены полные систематические неопределенности измерения.	62

- 3.7 Полная неопределенность в измерении фактора коррекции энергии струй для $R_{cone} = 0.5$ как функция псевдобыстроты детектора η_{det} для различных значений измеренного поперечного импульса струи p_T^{meas} и различных источников коррекции. 63
- 3.8 Нормированное распределение величины выхода искусственной нейронной сети O_{NN} в данных (черные точки), симуляции сигнальных событий “фотон + струя” (красная сплошная линия) и фоновых событиях “струя + струя” (синяя пунктирная линия) в интервале $44 < p_T^\gamma < 50$ ГэВ после применения основных критериев отбора. 66
- 3.9 Фракция сигнальных $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ событий как функция p_T^γ в каждом из измеренных интервалов быстрот фотона и струи. Результат (черные точки) отфитирован функцией вида $1 - exp(a + bp_T^\gamma)$ (красная линия) и изображен вместе с систематической (пунктирная линия) и полной (штриховая линия) неопределенностями. 67
- 3.10 Дифференциальное сечение процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ событий как функция p_T^γ в четырех измеренных интервалах. 68
- 3.11 Основные источники систематических неопределенностей в сечении процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ как функция p_T^γ на примере Интервала 1. 69
- 3.12 Отношение измеренного дифференциального сечения процесса $p\bar{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ к теоретическим предсказаниям в следующем за лидирующем порядке КХД, сделанным с помощью пакета JETPHOX. 70
- 4.1 Диаграмма события “фотон + 3 струи” с одним $p\bar{p}$ столкновением: (а) однопартонное взаимодействие “фотон + струя” с двумя дополнительными струями; (b) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” и “струя + струя”; (с) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + 2 струи” и “струя + струя”, в котором одна из струй не реконструирована; (d) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” и “струя + струя”, в котором струя из второго взаимодействия становится лидирующей. 75

- 4.2 Диаграмма события “фотон + 3 струи” с двумя $p\bar{p}$ столкновениями: (а) однопартонное взаимодействие “фотон + струя” с двумя дополнительными струями в одном $p\bar{p}$ столкновении; (б) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” в одном $p\bar{p}$ столкновении и “струя + струя” в другом; (с) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + 2 струи” в одном $p\bar{p}$ столкновении и “струя + струя” во втором столкновении, где одна из струй не реконструирована; (d) двухпартонное взаимодействие с событиями “фотон + струя” в одном $p\bar{p}$ столкновении и “струя + струя” в другом, где струя становится лидирующей. 76
- 4.3 Количество струй в MinBias событиях для различных минимальных значений p_T струй: (а) в событиях с одним $p\bar{p}$ столкновением и (б) с двумя $p\bar{p}$ столкновениями. 78
- 4.4 Схематическое представление процедуры смешивания событий “фотон + струя” и “струя + струя” в модели сигнальных событий MIXDP. Результирующее “фотон + 3 струи” событие получено путем смешивания: (а) фотона и струи из одного взаимодействия и пары струй из другого или (б) фотона, лидирующей струи и струи, полученной в процессе излучения в начальном или конечном состоянии, из одного взаимодействия и пары струй из другого, в котором одна из струй не реконструирована или не входит в “фотон + 3 струи” систему. 79
- 4.5 Возможное взаимное расположение векторов поперечных импульсов фотона и струй в “фотон + 3 струи” событиях. Векторы q_T^1 и q_T^2 представляют собой p_T дисбаланс “фотон + струя” и “струя + струя” пар. 84
- 4.6 Спектры переменной ΔS_ϕ (черная линия) и вклады типов сигнальных событий в различных интервалах p_T^{jet2} : (а) $15 < P_T^{jet2} < 20$ ГэВ, (б) $20 < P_T^{jet2} < 25$ ГэВ и (с) $25 < P_T^{jet2} < 30$ ГэВ. Спектры построены на модели сигнальных событий MIXDP. 85

- 4.7 Сравнение спектров в следующей за лидирующей струи в событии “фотон + 3 струи” (сплошная линия) и лидирующей струи в событии “струя + струя” (пунктирная линия). 86
- 4.8 Фракция событий с двухпартоными взаимодействиями как функция $p_T^{\text{jet}2}$, измеренная с помощью характерных переменных ΔS_ϕ , ΔS_{p_T} и $\Delta S_{p'_T}$ 89
- 4.9 Результат процедуры фитирования для нахождения фракции событий с двухпартоными взаимодействиями, используя переменную ΔS_ϕ и комбинацию интервалов $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ и $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ. 91
- 4.10 Результат процедуры фитирования для нахождения фракции событий с двухпартоными взаимодействиями, используя переменную ΔS_ϕ и комбинацию интервалов $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ и $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ. 92
- 4.11 Сравнение распределений характерной переменной $\Delta S_{p'_T}$ для событий “фотон + 3 струи”, полученных с помощью генератора RUTHIA с моделью многопартоных взаимодействий Tune A-CR (синие треугольники) и однопартоной модели (закрашенная область). Сравнение приведено для интервала $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ. 93
- 4.12 Распределения характерной переменной ΔS_ϕ в событиях с двойными $p\bar{p}$ столкновениями и конечным состоянием “фотон + 3 струи” в интервалах: (a) $15 < p_T^{\text{jet}2} < 20$ ГэВ, (b) $20 < p_T^{\text{jet}2} < 25$ ГэВ и (c) $25 < p_T^{\text{jet}2} < 30$ ГэВ. 94
- 4.13 Эффективное сечение процессов с двухпартоными взаимодействиями σ_{eff} как функция $p_T^{\text{jet}2}$ 100
- 5.1 Схема, иллюстрирующая возможный процесс рождения $W + b\bar{b}$, происходящий посредством механизма двухпартоного взаимодействия 103
- 5.2 (a) Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартоного $W + 2$ струи. (b) Вклады различных подпроцессов в дифференциальное сечение двухпартоного $W + 2$ струи процесса. 107

- 5.3 (a) Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартонного $W + 2$ струи с двойным $b-id$ критерием. (b) Вклады различных подпроцессов в дифференциальное сечение двухпартонного $W + 2$ струи процесса с двойным $b-id$ критерием. 108
- 5.4 (a) Дифференциальные сечения $d\sigma/dM_{jj}$ процессов рождения HW и двухпартонного $W + 2$ струи с комбинированным $b-id$ критерием. (b) Вклады различных подпроцессов в дифференциальное сечение двухпартонного $W + 2$ струи процесса с комбинированным $b-id$ критерием. 109
- 5.5 Отношение выходов сигнальных и фоновых событий в бинах по инвариантной массе двух струй (M_{jj}), отобранных с комбинированным $b-id$ критерием. 110
- 5.6 Отношение выходов событий $W + 2$ струи в однопартонном и двухпартонном случаях (SP/DP) как функция M_{jj} 111
- 5.7 Нормированные распределения переменных, чувствительных к кинематике процессов с двухпартонными взаимодействиями, для сигнальных HW (сплошная линия) и фоновых $W + 2$ струи (пунктирная линия) событий. 114
- 5.8 Нормированные распределения переменных, чувствительных к кинематике процессов с двухпартонными взаимодействиями, для сигнальных HW (сплошная линия) и фоновых $W + 2$ струи (пунктирная линия) событий (продолжение). 115
- 5.9 Нормированное распределение сигнальных (HW , $m_H = 115$ ГэВ) и фоновых ($W + 2$ струи) событий для выхода искусственной нейронной сети (O_{NN}). 116
- 5.10 Корреляция между эффективностями отбора сигнальных и фоновых событий (ε_s^{ANN} и ε_b^{ANN} соответственно) для двух масс бозона Хиггса $m_H = 115$ ГэВ и $m_H = 150$ ГэВ. 117
- 5.11 Отношение выходов сигнальных и фоновых событий с учетом эффективности отбора сигнальных событий для (a) $\varepsilon_s^{ANN} = 90\%$ и (b) $\varepsilon_s^{ANN} = 80\%$ 117

- Б.1 Нормированное распределение числа событий как функция расстояния вдоль оси z между струей и ближайшей $p\bar{p}$ вершиной взаимодействия для (а) лидирующей струи, (b) следующей за лидирующей струи и (с) третьей струи. 144
- Г.1 Сравнение однопартонного события “струя + струя” (треугольники) и второго рассеяния с тем же конечным состоянием в двухпартонном событии “фотон + 3 струи” (точки): (а) и (с) демонстрируют сравнение p_T и η первой струи второго взаимодействия в двухпартонных событиях “фотон + 3 струи” (jet2) и лидирующей струи в однопартонных “струя + струя” событиях (jet1); (b) и (d) демонстрируют сравнение для следующей, в порядке убывания p_T , пары струй в тех же случаях (jet3 и jet2, соответственно). 148

Список таблиц

4.1	Доля событий (в %), соответствующая каждому из трех типов сигнальных событий с одним $p\bar{p}$ столкновением в различных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах.	74
4.2	Доля событий (в %), соответствующая каждому из трех типов сигнальных событий с двумя $p\bar{p}$ столкновениями в различных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах.	74
4.3	Количество событий в наборах данных DATA1 VTX и DATA2 VTX в различных $p_T^{\text{jet}2}$ интервалах.	77
4.4	Фракция событий с двухпартонными взаимодействиями в трех интервалах по $p_T^{\text{jet}2}$	89
4.5	Фракция событий с двойными $p\bar{p}$ столкновениями в трех интервалах по $p_T^{\text{jet}2}$	93
4.6	Эффективность топологических критериев отбора струй в событиях с одной и двумя $p\bar{p}$ вершинами взаимодействия и их отношение.	97
4.7	Эффективное сечение процессов с двухпартонными взаимодействиями в трех измеренных интервалах поперечного импульса следующей за лидирующей струи.	100
4.8	Систематические и статистические неопределенности (в %) для σ_{eff} в трех измеренных интервалах поперечного импульса следующей за лидирующей струи (в ГэВ).	101
A.1	Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $ y^\gamma < 1$ и лидирующей струи $ y^{\text{jet}} < 0.8, y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$	140
A.2	Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $ y^\gamma < 1$ и лидирующей струи $ y^{\text{jet}} < 0.8, y^\gamma y^{\text{jet}} < 0$	141
A.3	Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $ y^\gamma < 1$ и лидирующей струи $1.5 < y^{\text{jet}} < 2.5, y^\gamma y^{\text{jet}} > 0$	141

- A.4 Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $|y^\gamma| < 1$ и лидирующей струи $1.5 < |y^{jet}| < 2.5, y^\gamma y^{jet} < 0$ 142
- B.1 Параметры моделей пространственной партонной плотности, рассчитанные с использованием измеренного значения эффективного сечения σ_{eff} 146

Приложение А

Тройное дифференциальное сечение $d^3\sigma/dp_T^\gamma dy^\gamma dy^{jet}$ процесса “фотон + струя”

Таблица А.1 — Тройное дифференциальное сечение процесса
“фотон + струя” в интервале быстрот фотона $|y^\gamma| < 1$ и
лидирующей струи $|y^{jet}| < 0.8, y^\gamma y^{jet} > 0$.

Интервал p_T^γ , ГэВ	$\langle p_T^\gamma \rangle$, ГэВ	Сечение, пб/ГэВ	$\delta\sigma_{stat}$, %	$\delta\sigma_{syst}$, %	$\delta\sigma_{tot}$, %
30 – 34	31.9	3.08×10^1	0.2	14.2	14.2
34 – 39	36.3	1.74×10^0	0.3	13.1	13.1
39 – 44	41.3	9.76×10^0	0.4	12.4	12.4
44 – 50	46.8	5.60×10^0	0.5	11.9	11.9
50 – 60	54.6	2.76×10^0	0.6	11.5	11.5
60 – 70	64.6	1.24×10^0	0.9	11.0	11.0
70 – 80	74.7	6.25×10^{-1}	1.2	10.8	10.9
80 – 90	84.7	3.32×10^{-1}	1.7	10.6	10.7
90 – 110	99.0	1.51×10^{-2}	1.8	10.6	10.7
110 – 130	119.1	5.79×10^{-2}	2.9	10.5	10.9
130 – 150	139.2	2.56×10^{-2}	4.3	10.7	11.5
150 – 170	159.3	1.17×10^{-3}	6.5	10.9	12.7
170 – 200	183.6	5.80×10^{-3}	7.6	11.0	13.3
200 – 230	213.8	2.33×10^{-4}	11.8	11.0	16.1
230 – 300	259.5	7.25×10^{-5}	13.8	10.7	17.5
300 – 400	340.5	7.96×10^{-5}	35.3	10.9	36.9

Таблица А.2 — Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $|y^\gamma| < 1$ и лидирующей струи $|y^{jet}| < 0.8$, $y^\gamma y^{jet} < 0$.

Интервал p_T^γ , ГэВ	$\langle p_T^\gamma \rangle$, ГэВ	Сечение, пб/ГэВ	$\delta\sigma_{stat}$, %	$\delta\sigma_{syst}$, %	$\delta\sigma_{tot}$, %
30 – 34	31.9	2.51×10^1	0.3	15.7	15.7
34 – 39	36.3	1.42×10^1	0.3	13.9	13.9
39 – 44	41.3	7.90×10^0	0.4	12.6	12.6
44 – 50	46.8	4.48×10^0	0.5	11.9	11.9
50 – 60	54.6	2.20×10^0	0.6	11.5	11.5
60 – 70	64.6	9.99×10^{-1}	0.9	11.1	11.1
70 – 80	74.7	4.98×10^{-1}	1.3	10.9	11.0
80 – 90	84.7	2.67×10^{-1}	1.8	10.7	10.9
90 – 110	99.0	1.26×10^{-1}	1.9	10.7	10.9
110 – 130	119.1	4.74×10^{-2}	3.1	10.6	11.1
130 – 150	139.2	2.07×10^{-2}	4.7	10.9	11.9
150 – 170	159.3	1.08×10^{-2}	6.6	11.2	13.0
170 – 200	183.6	5.23×10^{-3}	7.7	11.7	14.0
200 – 230	213.8	1.90×10^{-3}	13.0	11.6	17.4
230 – 300	259.5	5.93×10^{-4}	15.0	11.2	18.7
300 – 400	340.5	5.32×10^{-5}	46.1	12.9	47.8

Таблица А.3 — Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $|y^\gamma| < 1$ и лидирующей струи $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$, $y^\gamma y^{jet} > 0$.

Интервал p_T^γ , ГэВ	$\langle p_T^\gamma \rangle$, ГэВ	Сечение, пб/ГэВ	$\delta\sigma_{stat}$, %	$\delta\sigma_{syst}$, %	$\delta\sigma_{tot}$, %
30 – 34	31.9	1.67×10^1	0.3	14.7	14.7
34 – 39	36.3	8.74×10^0	0.4	13.5	13.5
39 – 44	41.3	4.53×10^0	0.5	12.8	12.8
44 – 50	46.8	2.36×10^0	0.7	12.4	12.4
50 – 60	54.5	1.02×10^0	0.8	11.8	11.8
60 – 70	64.6	3.96×10^{-1}	1.4	11.2	11.3
70 – 80	74.6	1.71×10^{-1}	2.1	10.8	11.0
80 – 90	84.7	7.76×10^{-2}	3.2	10.8	11.3
90 – 110	98.8	3.05×10^{-2}	3.6	10.7	11.3
110 – 130	118.9	8.27×10^{-3}	6.9	11.0	13.0
130 – 150	139.0	2.85×10^{-3}	11.8	11.5	16.5
150 – 200	169.4	3.15×10^{-4}	23.0	12.1	26.0

Таблица А.4 — Тройное дифференциальное сечение процесса “фотон + струя” в интервале быстрот фотона $|y^\gamma| < 1$ и лидирующей струи $1.5 < |y^{jet}| < 2.5$, $y^\gamma y^{jet} < 0$.

Интервал p_T^γ , ГэВ	$\langle p_T^\gamma \rangle$, ГэВ	Сечение, пб/ГэВ	$\delta\sigma_{stat}$, %	$\delta\sigma_{syst}$, %	$\delta\sigma_{tot}$, %
30 – 34	31.9	8.08×10^0	0.4	15.6	15.6
34 – 39	36.3	4.36×10^0	0.4	14.2	14.2
39 – 44	41.3	2.23×10^0	0.6	13.0	13.0
44 – 50	46.8	1.16×10^0	0.8	12.3	12.3
50 – 60	54.5	5.28×10^{-1}	1.0	11.7	11.7
60 – 70	64.6	2.08×10^{-1}	1.7	11.3	11.4
70 – 80	74.6	9.18×10^{-2}	2.6	11.2	11.5
80 – 90	84.7	4.61×10^{-2}	3.7	11.3	11.9
90 – 110	98.8	1.64×10^{-2}	4.5	11.2	12.1
110 – 130	118.9	5.31×10^{-3}	8.2	11.1	13.8
130 – 150	139.0	1.79×10^{-3}	14.1	11.2	18.0
150 – 200	169.4	3.04×10^{-4}	23.0	11.3	25.6

Приложение Б

Использование треков заряженных частиц для определения принадлежности адронной струи вершине $p\bar{p}$ взаимодействия

В случае событий с двумя $p\bar{p}$ взаимодействиями, при построении моделей MIXD1 и VKG2VTX, описанных в разделах 4.3.2 и 4.3.3, необходимо определение принадлежности адронной струи одной или другой вершине $p\bar{p}$ взаимодействия. Для этого, используя информацию о заряженных треках, принадлежащих струе, применяются следующие алгоритмы.

Первый алгоритм использует информацию о всех треках заряженных частиц, находящихся внутри конуса с радиусом $\mathcal{R} = 0.7$ вокруг центра струи. На основании этого вычисляется z -координата струи, взвешенная согласно поперечному импульсу каждого трека (jet_z). Позиция трека на оси z определяется как расстояние от точки максимального приближения трека до оси z . Для каждой струи в событии с двумя $p\bar{p}$ взаимодействиями можно определить расстояние между jet_z и z -координатой ближайшей $p\bar{p}$ вершины, $\Delta Z(VTX, \text{jet}_z)$. Распределение этой величины для каждой струи в “фотон + 3 струи” событии, содержащем две $p\bar{p}$ вершины, приведены на рисунке Б.1. Из рисунка можно сделать вывод о точности алгоритма: от 95 до 97% событий имеют $\Delta Z(VTX, \text{jet}_z) < 1.5$ см и от 97 до 99% событий имеют $\Delta Z(VTX, \text{jet}_z) < 2$ см.

Другой алгоритм основан на использовании доли заряженных частиц внутри струи посредством введения дискриминанта D , определяющего вероятность принадлежности данной струи определенной вершине взаимодействия. При таком вероятностном определении струя, принадлежащая одной вершине, может иметь треки, исходящие из другой вершины. Дискриминант определяется как доля поперечной энергии i -той струи (в форме заряженных треков), происходящей от каждой реконструированной вершины взаимодействия j в событии:

$$D(\text{jet}_i, VTX_j) = \frac{\sum_k p_T(\text{trk}_k^{\text{jet}_i}, VTX_j)}{\sum_n \sum_l p_T(\text{trk}_l^{\text{jet}_i}, VTX_n)} \quad (\text{Б.1})$$

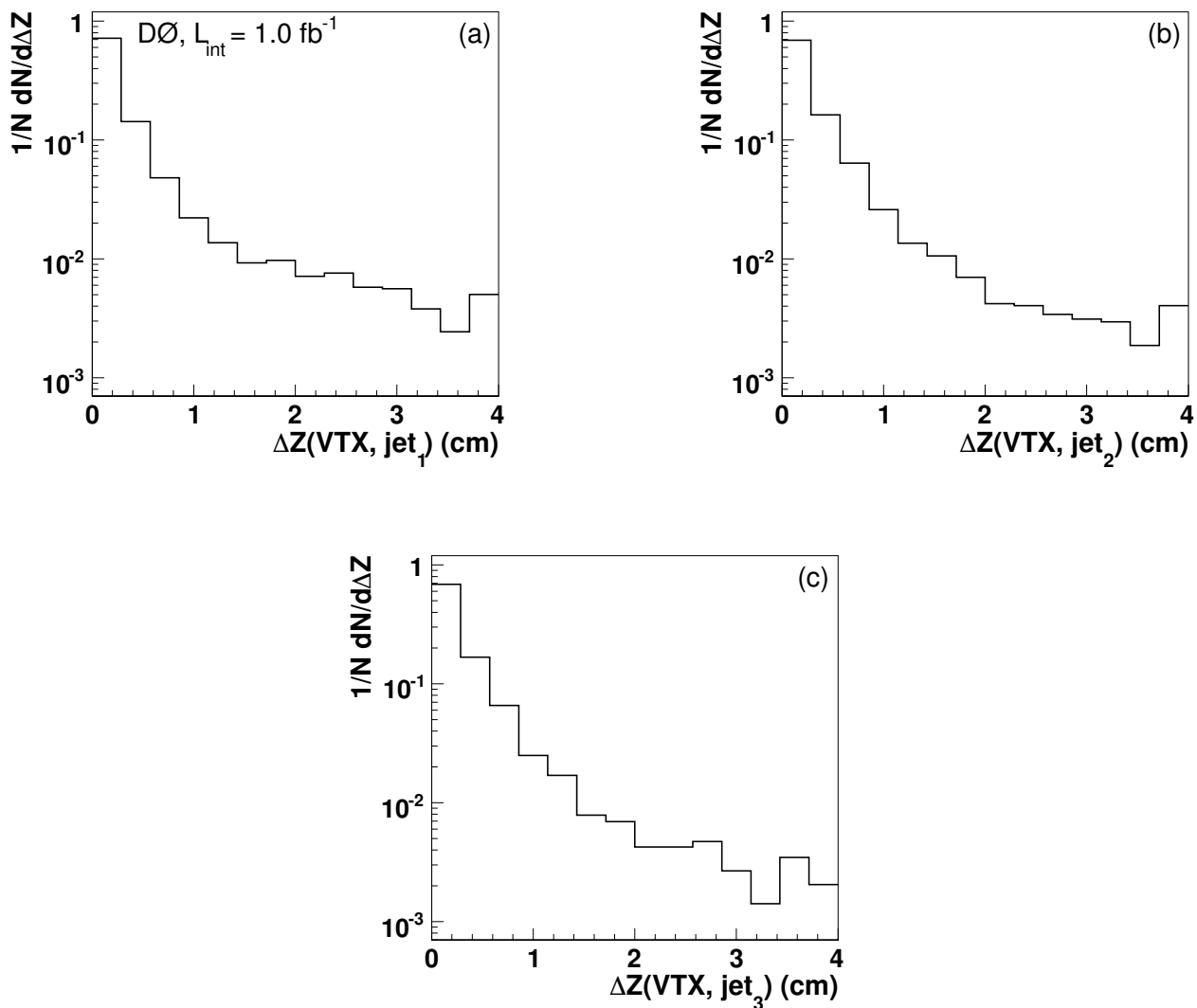


Рисунок Б.1 — Нормированное распределение числа событий как функция расстояния вдоль оси z между струей и ближайшей $p\bar{p}$ вершиной взаимодействия для (a) лидирующей струи, (b) следующей за лидирующей струи и (c) третьей струи.

Для подтверждения того, что данная струя происходит из определенной вершины дополнительно требуется $\Delta z < 2.0$ см и $D > 0.5$. Применение этих критериев к струям в событиях с двумя $p\bar{p}$ вершинами позволяет конструировать сигнальные и фоновые модели, описанные в разделе 4.3.

Приложение В

Модели пространственной плотности партонов

Данное приложение посвящено пределам, которые можно установить на параметры трех моделей пространственной плотности партонов, используя измеренное значение эффективного сечения двухпартоновых взаимодействий (4.19). Для этого применяется следующий классический подход. Для заданной пространственной плотности партонов $\rho(r)$ внутри протона или антипротона, можно определить область перекрытия $\mathcal{O}(\beta)$ партоновых распределений сталкивающихся нуклонов как функцию прицельного параметра β [29]. Чем больше перекрытие (т.е. меньше прицельный параметр β), тем более вероятно наблюдать хотя бы одно партон-партонное взаимодействие при столкновении нуклонов. Сечение одиночного жесткого рассеяния (образующего например конечное состояние “фотон + струя” или “струя + струя”) должно быть пропорционально $\mathcal{O}(\beta)$, а сечение двойного партон-партонного рассеяния должно быть пропорционально квадрату функции перекрытия, обе из которых проинтегрированы по всем значениям прицельного параметра β [109]:

$$\sigma_{eff} = \frac{\left[\int_0^{\infty} \mathcal{O}(\beta) 2\pi\beta d\beta \right]^2}{\int_0^{\infty} \mathcal{O}(\beta)^2 2\pi\beta d\beta}. \quad (\text{B.1})$$

Первой рассматриваемой моделью является сферическое распределение постоянной плотности внутри протона (антипротона) радиуса r_p . В этой модели сечение жесткого рассеяния может быть записано как $\sigma_{hard} = 4\pi r_p^2$ и $\sigma_{eff} = \sigma_{hard}/f$, где f - геометрический коэффициент усиления сечения процесса с двухпартоновыми взаимодействиями. Он находится из решения уравнения (B.1) для двух перекрывающихся сфер с граничным условием $\rho(r) = const$ для $r \leq r_p$ и $\rho(r) = 0$ для $r > r_p$ и равен 2.19. Роль этого параметра становится яснее если переписать уравнение (5.1) как $\sigma_{DP} = f\sigma_A\sigma_B/\sigma_{hard}$. Отсюда следует, что более жесткое партон-партонное рассеяние происходит при более центральном столкновении нуклонов, т.е. с малым прицельным параметром и

большой областью перекрытия и, таким образом, повышает вероятность второго партон-партонного рассеяния [28]. Используя измеренное значение σ_{eff} , для сферической модели можно оценить радиус протона, который получается равным $r_p = (0.53 \pm 0.06)$ фм и среднеквадратичный радиус протона, равный $R_{rms} = (0.41 \pm 0.05)$ фм. Последний определяется посредством усреднения r^2 как $R_{rms} \equiv \int_0^{\infty} r^2 4\pi r^2 \rho(r) dr = 4\pi \int_0^{\infty} r^4 \rho(r) dr$ [110]. Полученные значения и соотношения приведены в таблице В.1.

Также были рассмотрены модели партонной плотности с распределением Гаусса с $\rho(r) \propto e^{-r^2/2a^2}$ и экспоненциальным распределением с $\rho(r) \propto e^{-r/b}$. Соотношения между параметрами r_p , a , b и среднеквадратичным радиусом протона также приведены в таблице В.1. В соотношениях между эффективным сечением и параметрами распределений не учитывались члены, содержащие корреляцию партонов в поперечной плоскости [50].

Таблица В.1 — Параметры моделей пространственной партонной плотности, рассчитанные с использованием измеренного значения эффективного сечения σ_{eff} .

Модель (вид распределения)	$\rho(r)$	σ_{eff} , мб	R_{rms}	Параметр, фм	R_{rms} , фм
Сферическое	Const, $r < r_p$	$4\pi r^2/2.2$	$\sqrt{3/5}r_p$	0.53 ± 0.06	0.41 ± 0.05
Гауссово	$e^{-r^2/2a^2}$	$8\pi a^2$	$\sqrt{3}a$	0.26 ± 0.03	0.44 ± 0.05
Экспоненциальное	$e^{-r/b}$	$28\pi b^2$	$\sqrt{12}b$	0.14 ± 0.02	0.47 ± 0.05

Несмотря на различие моделей, полученные значения среднеквадратичного радиуса протона находятся в согласии друг с другом, варьируясь от 0.41 до 0.47 фм с неопределенностью порядка 12%. С другой стороны, если использовать значения среднеквадратичного радиуса протона из других источников, например [111], то с помощью измеренного значения σ_{eff} можно оценить размер партонных корреляций [50].

Приложение Г

Корреляции двухпартонных взаимодействий

Представленное измерение σ_{eff} основано на предположении, что два партон-партонных взаимодействия могут рассматриваться как независимые. Однако, корреляции могут возникать как в импульсном пространстве, т.к. оба взаимодействия должны делить импульс одного и того же протона, так и на стадии фрагментации. В рамках гипотезы двух независимых рассеяний кинематические свойства однопартонных событий “струя + струя” должны быть идентичны свойствам второго рассеяния в событиях с двухпартонными взаимодействиями в конечном состоянии “фотон + 3 струи”. Для проверки данного факта было проведено сравнение спектров поперечных импульсов и псевдобыстрот струй в этих случаях, используя генератор PYTHIA, который учитывает импульсные и цветовые корреляции партонов, участвующих в многопартонных взаимодействиях. Для симуляции событий “фотон + 3 струи” с двухпартонными взаимодействиями была использована модель Tune A-CR [85] при одновременном отключении эффектов глюонного излучения в начальном и конечном состояниях. События претерпевали все критерии отбора, описанные в разделе 4.2. Подобная конфигурация события гарантирует, что обе струи, рожденные в дополнение к лидирующей струе в событии с конечным состоянием “фотон + 3 струи”, происходят из второго партон-партонного взаимодействия. Распределение переменной $\Delta S_{p'_T}$ для этого случая изображено на рисунке 4.11 треугольниками.

Однопартонные события типа “струя + струя” также просимулированы без учета эффектов глюонного излучения в начальном и конечном состояниях. Рисунок Г.1(а) иллюстрирует сравнение распределений величины поперечного импульса первой струи второго взаимодействия в двухпартонных событиях “фотон + 3 струи” (которая является следующей лидирующей, $p_T^{\text{jet}2}$) и лидирующей струи в однопартонных “струя + струя” событиях ($p_T^{\text{jet}1}$). Рисунок Г.1(б) демонстрирует аналогичные распределения для следующей, в порядке убывания p_T , пары струй в тех же случаях. На рисунках Г.1(с) и Г.1(д) приведены аналогичные сравнения спектров псевдобыстрот струй.

На рисунках можно наблюдать хорошее согласие кинематики адронных струй, рожденных во втором взаимодействии двойного партон-партонного рас-

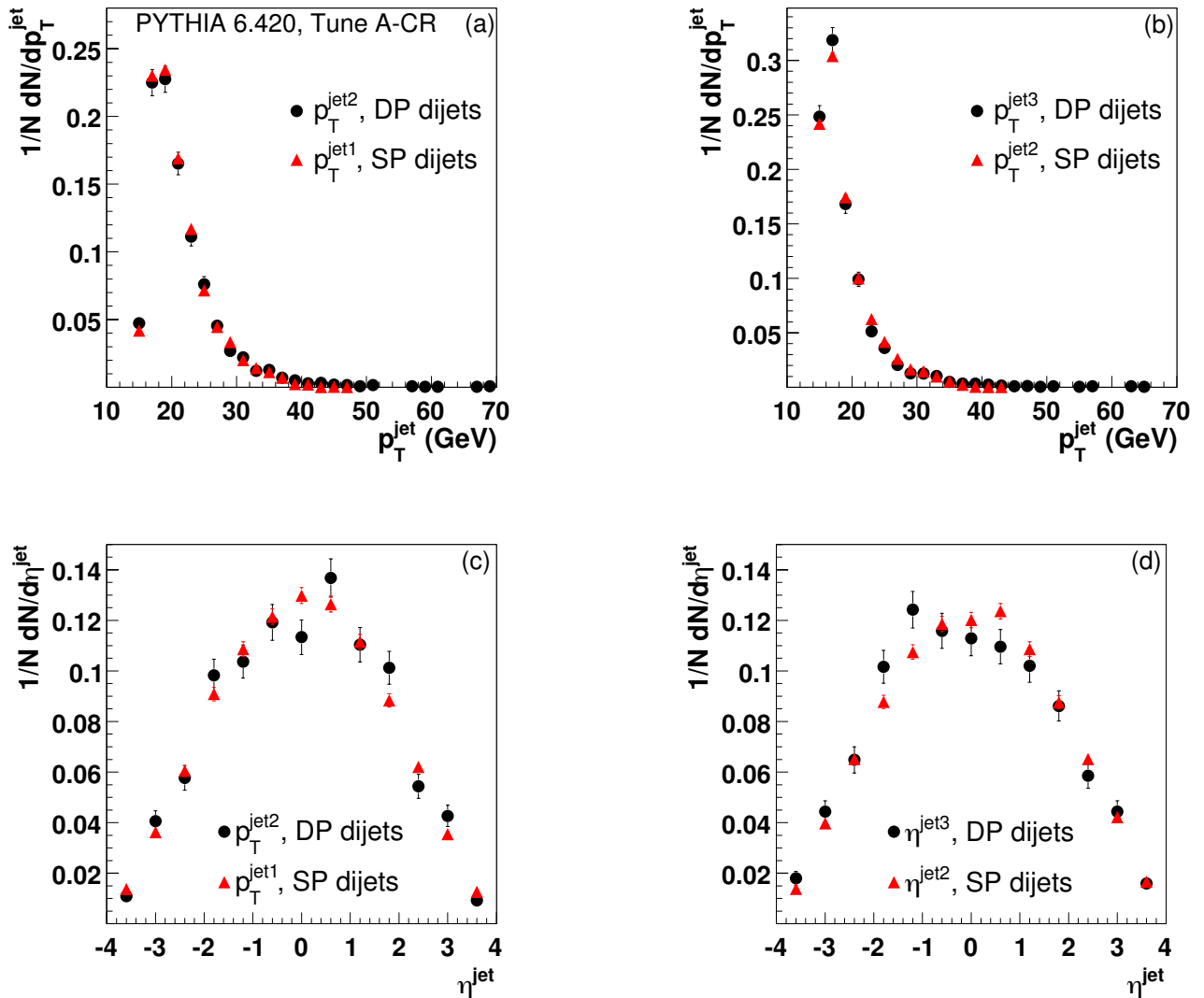


Рисунок Г.1 — Сравнение однопартонного события “струя + струя” (треугольники) и второго рассеяния с тем же конечным состоянием в двухпартонном событии “фотон + 3 струи” (точки): (a) и (c) демонстрируют сравнение p_T и η первой струи второго взаимодействия в двухпартонных событиях “фотон + 3 струи” (jet2) и лидирующей струи в однопартонных “струя + струя” событиях (jet1); (b) и (d) демонстрируют сравнение для следующей, в порядке убывания p_T , пары струй в тех же случаях (jet3 и jet2, соответственно).

сеяния, в сравнении с однопартонным рассеянием. Аналогичные исследования были проведены с использованием альтернативных моделей многопартонных взаимодействий, реализованных в генераторе PYTHIA (Tune A и S0), и также продемонстрировали хорошее согласие между собой. Это может указывать на

отсутствие видимых корреляций между двумя партон-партонными рассеяниями в выбранной нами кинематической области.