


Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»

Институт физико-технологический

Кафедра технической физики

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ В ГЭК

Зав. кафедрой д. т. н., профессор

  
(подпись)

Токманцев В.И.  
(Ф.И.О.)

« 23 » \_\_\_\_\_ 06 \_\_\_\_\_ 2020 г.

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ  
ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В АДРОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ**

Выпускная квалификационная работа

Пояснительная записка

140302.62 Н000000 901 ПЗ

Руководитель  
д. ф.-м. н. научный  
сотрудник ЛЯП  
ОИЯИ

15.06.20



Гуськов А.В.

Нормоконтролер  
к. ф.-м. н.

23.06.20



Зубарев С.Н.

Студент  
гр. ФТ - 460014

15.06.20



Трунов Н.О.

Екатеринбург 2020

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего  
образования  
«Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»

Институт физико-технологический  
Кафедра технической физики  
Направление подготовки 14.03.02 Ядерная физика и технологии  
Образовательная программа \_\_\_\_\_

**УТВЕРЖДАЮ**

Зав. кафедрой Токманцев В. И.  
« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 202\_\_ г.

## ЗАДАНИЕ

на выполнение выпускной квалификационной работы

студента Трунова Никиты Олеговича \_\_\_\_\_ группы ФТ-460014  
(фамилия, имя, отчество)

**1. Тема выпускной квалификационной работы** Численное моделирование рождения и регистрации прямых фотонов в адронных соударениях

Утверждена распоряжением по институту ФТИ от «13» февраля 2020 г. № 33.05-05/01-18

**2. Руководитель** Гуськов Алексей Вячеславович, начальник НЭОВП ЛЯП ОИЯИ, доктор физ.-мат. наук

(Ф.И.О., должность, ученое звание, ученая степень)

**3. Исходные данные к работе** Статьи: Sjöstrand T. PУТНIA 8.2 physics and manual Гуськов, А.В. Методы обработки экспериментальных данных в физике частиц, Vogelsang W. A compilation of data on single and double prompt photon production in hadron - hadron interactions

**4. Перечень демонстрационных материалов** Презентация к защите ВКР

### 5. Календарный план

№ п/п	Наименование этапов выполнения работы	Срок выполнения этапов работы	Отметка о выполнении
1.	<i>1 раздел (глава)</i>	до 20 апреля 2020 г.	выполнено
2.	<i>2 раздел (глава)</i>	до 1 мая 2020 г.	выполнено
3.	<i>3 раздел (глава)</i>	до 20 мая 2020 г.	выполнено
4.	<i>4 раздел (глава)</i>	до 10 июня 2020 г.	выполнено
5.	<i>5 раздел (глава)</i>	до 13 июня 2020 г.	выполнено
6.	<i>ВКР в целом</i>	до 15 июня 2020 г.	выполнено

Руководитель \_\_\_\_\_  
(подпись)

Гуськов А. В.  
Ф.И.О.

Задание принял к исполнению 09.02.20  
дата

\_\_\_\_\_  
(подпись)

**6. Выпускная квалификационная работа закончена** «15» июня 2020 г. считаю возможным допустить Трунова Н.О. к защите его выпускной квалификационной работы в Государственной экзаменационной комиссии.

Руководитель \_\_\_\_\_  
(подпись)

Гуськов А. В.  
Ф.И.О.

7. Допустить Трунова Никиту Олеговича к защите выпускной квалификационной работы в Государственной экзаменационной комиссии (протокол заседания кафедры № \_\_\_\_ от « \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 201\_\_ г.).

Зав. кафедрой \_\_\_\_\_  
(подпись)

\_\_\_\_\_

Ф.И.О.

## РЕФЕРАТ

Пояснительная записка на 42 страницы, 26 рисунков, 28 библиографических ссылок.

ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ, ФАКТОРИЗАЦИЯ, КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА, ДРЕВЕСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ, ФУНКЦИИ ПАРТОННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ, ПРЯМЫЕ ФОТОНЫ, МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЫ,  $k_T$ -ФАКТОРИЗАЦИЯ, ПАРАМЕТРЫ РАЗМАЗКИ.

Работа посвящена численному моделированию рождения и регистрации прямых фотонов в адронных соударениях. Дан краткий обзор по имеющимся данным по  $k_T$ -размазке. Рассмотрены будущие эксперименты SPD и COMPASS++/AMBER по измерению глюонных, а также спин-зависимых функций партонных распределений в адроне.

Получены оптимальные параметры из функции размазки  $g(k_T)$ , входящей в генератор Pythia 8.2. Проведена аппроксимация данных эксперимента WA70 путем варьирования параметров функции размазки  $g(k_T)$ . Построены основные зависимости дифференциального сечения процесса рождения прямых фотонов  $E d^3\sigma/dp^3$  от поперечного импульса  $p_T$  и скейлинговой переменной  $x_F$ .

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ</b> .....	6
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	7
1. Партонная Модель и Факторизация .....	9
1.1. Процесс Дрелла-Яна .....	15
1.2. Реакция с образованием $J/\Psi$ - мезона.....	15
1.3. Процесс рождения прямых фотонов .....	16
1.4. Глубоконеупругое рассеяние.....	17
2. Учет поперечного импульса партонов $k_T$ .....	19
3. Монте-Карло генераторы .....	24
3.1. <i>Pythia</i> 8.2. ....	26
4. Будущие эксперименты .....	28
4.1. Установка <i>SPD</i> .....	28
4.2. Установка <i>COMPASS++/ABMER</i> .....	30
5. Численные результаты исследования процессов рождения прямых фотонов в подходе $k_T$ -факторизации.....	33
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	41
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ</b> .....	42

## ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

LO - leading order;

NLO - next-to-leading order;

SPD - spin physics detector;

COMPASS - common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy;

КХД - квантовая хромодинамика;

PDF - parton distribution functions.

## ВВЕДЕНИЕ

Теоретические наработки последних лет позволяют вычислять дифференциальные сечения рождения прямых фотонов в порядке следующем за лидирующим (NLO). Однако реализация таких расчетов в Монте-Карло генераторах [1] таких как Pythia 8.2 [2] вызывает технические трудности. Поэтому все расчеты проводятся в древесном приближении (LO), а для реалистичности картины, полученной при моделировании, используют вспомогательные механизмы, например специальные ливневые алгоритмы (Shower Algorithms [3]), которые учитывают испускание глюонов (фотонов) как до, так и после жесткого взаимодействия. Однако механизмы эти не универсальны, т.к. для разных кинематических областей получаются разные результаты. Тем не менее использование таких «упрощений» при оценке отклика детектора либо оценке фона дают хороший результат. Так, например, при имеющихся параметрах генератора Pythia, полученных при аппроксимации реальных данных одного эксперимента, существует возможность использование тех же параметров при моделировании других экспериментов, близких по кинематике (энергии пучка, светимости и т.д.).

Так при подготовке экспериментов по измерению поляризованных функций партонных распределений (SPD [4], COMPASS++/AMBER [5]) для однозначной регистрации прямых фотонов (знания поперечной составляющей импульса) необходимо понимать каким образом размазывается поперечный импульс партонов  $k_T$  внутри адронов. Этот механизм размазывания, выраженный через функцию размазки  $g(k_T)$ , можно довольно просто определить по данным прошлых экспериментов. По данным прошлых лет можно достоверно сказать, что такую функцию с хорошей точностью можно взять гауссовой, однако параметры входящие в  $g(k_T)$  определяются неоднозначно и требуют особого внимания.

*Задачами* данной дипломной работы является рассмотрение основных механизмов возникновения поперечного движения партонов внутри адронов, разработка метода получения оптимальных параметров функции размазки  $g(\mathbf{k}_T)$ , а также построение основных зависимостей дифференциального сечения процесса рождения прямых фотонов  $E d^3\sigma/dp^3$  от поперечного импульса  $p_T$  и скейлинговой переменной  $x_F$ .



# 1. Партонная Модель и Факторизация

В 60-х годах Гелл-Манн и Цвейг для описания внутренних степеней свободы адронов предложили новую бесструктурную частицу - кварк. Примерно в это же время обнаружили, что в реакции глубоконеупругого электрон-нуклонного рассеяния электрон рассеивается не на всем нуклоне, а лишь на некоторых точечных заряженных объектах, находящихся внутри нуклона, которые впоследствии Фейман предложил назвать партонами (от англ. part - часть) [6]. На базе партонной модели была построена квантовая хромодинамика - теория, описывающая сильные взаимодействия кварков. Переносчики этого взаимодействия, глюоны, были открыты в начале 70-х (нейтральные партоны), а заряженные партоны были ассоциированы с кварками.

Исходя из современных представлений кварк-партонной модели, адроны состоят из валентных кварков, описывающих свойства покоящихся частиц, и «моря»: морских кварков и глюонов, которые, в свою очередь, проявляются только при взаимодействии частиц на высоких энергиях.

В связи с наличием у глюона цветового заряда наблюдается два принципиально важных для КХД явления - конфайнмент [7] и асимптотическая свобода [8]. Первое явление объясняет невозможность наблюдения свободных кварков [9], а второе показывает, что при очень малых расстояниях (порядка 1 фм) кварки не взаимодействуют друг с другом (рисунок 1).

При этом, процессы, происходящие на малом расстоянии, т.е. при большом энергетическом масштабе, когда бегущая константа сильного взаимодействия  $\alpha_s(Q^2) < 1$  (рисунок 2), могут быть описаны с помощью пертурбативного подхода [10] с использованием разложения по степеням малой константы связи [11].

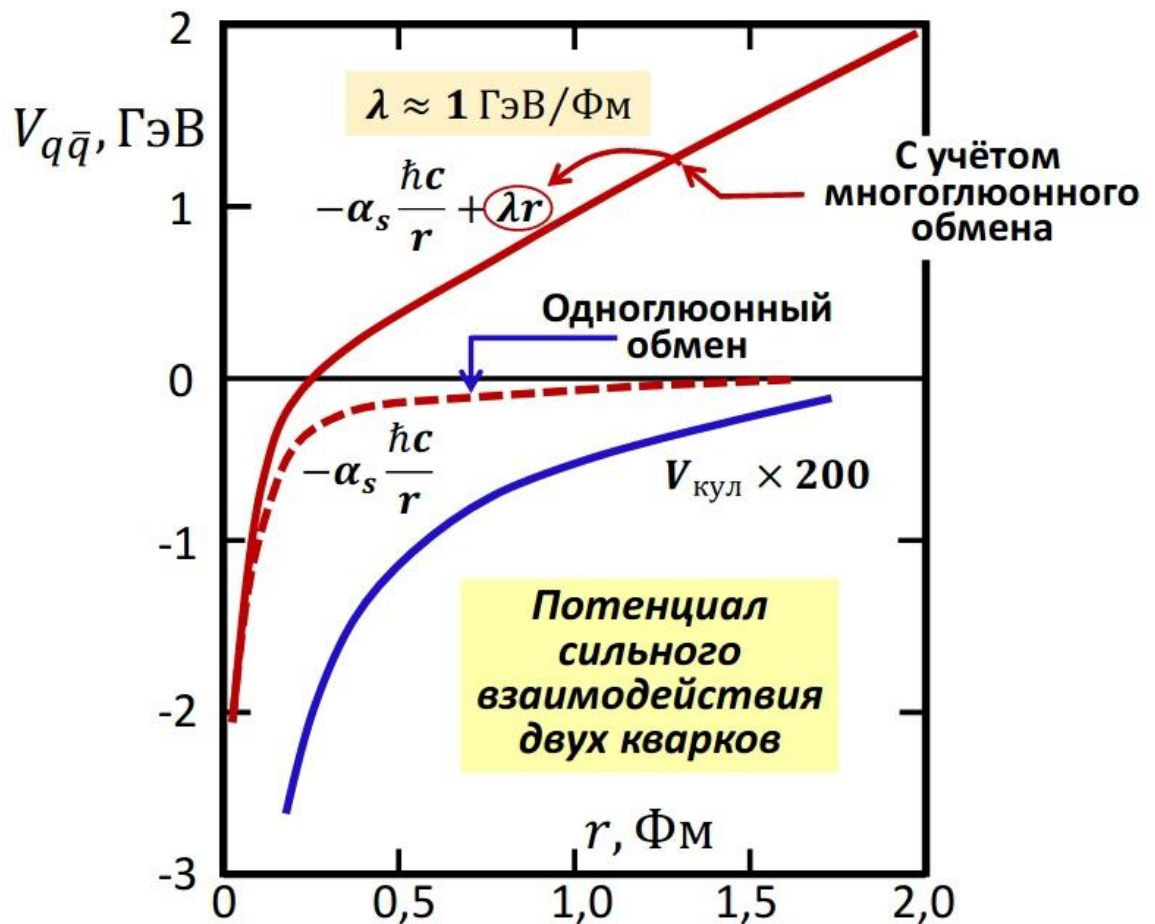


Рисунок 1 – Зависимость потенциальной энергии взаимодействия кварка с антикварком от расстояния между ними

Что касается больших расстояний, процессы имеют исключительно непertурбативную природу и пока не могут быть описаны из первых принципов.

Для того чтобы описать адронные взаимодействия при высоких энергиях в физике элементарных частиц, применяют теорему о факторизации [12], согласно которой сечение процесса высоких энергий представимо в виде свертки функций партонных распределений сталкивающихся адронов (PDF), включающих непertурбативные эффекты больших расстояний, с партонными сечениями, описывающих так называемые процессы жесткого взаимодействия партонных, происходящими на малых масштабах. При этом форма факторизации гарантирует, что не существует квантово-механического взаимодействия между поведением длинной и короткой компонент.

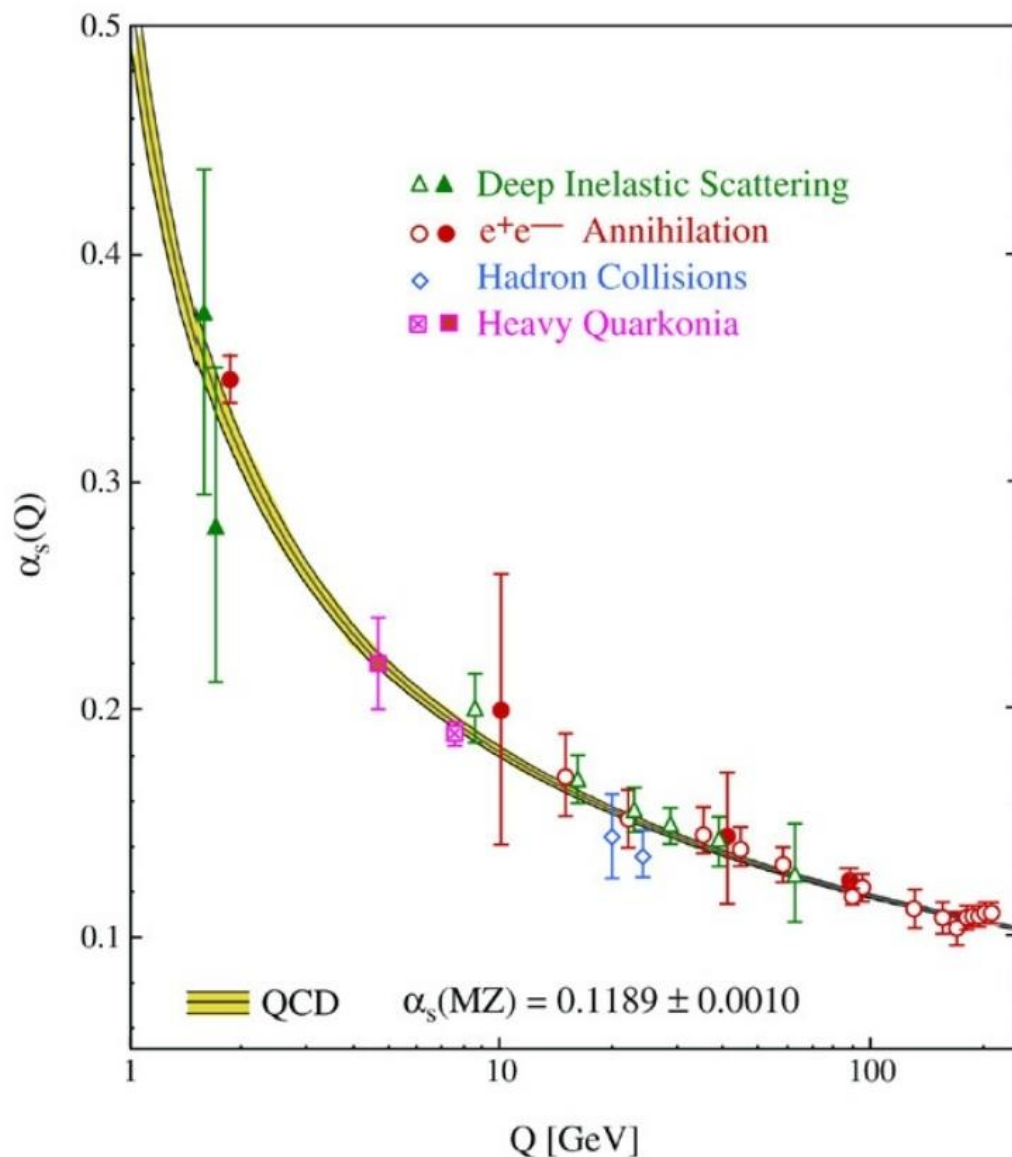


Рисунок 2 – Зависимость константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  от переданного 4-импульса  $Q^2$

Таким образом:

$$\sigma_{AB \rightarrow kX} = \int dx_a \int dx_b f_a^A(x_a) f_b^B(x_b) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow kX}, \quad (1)$$

где  $\hat{\sigma}$  - сечение жесткого взаимодействия партонов;  $f_a^A(x_a)$  ( $f_b^B(x_b)$ ) - функция партонных распределений, которая описывает вероятность найти партон a (b) с долей импульса  $x_a$  ( $x_b$ ) внутри адрона A (B).

Строго говоря, PDF должны также зависеть от некоторого энергетического масштаба  $Q^2$ , но, как видно из рисунка 3, данная зависимость довольно слабая. Такое поведение функций партонных распределений приводит к масштабной инвариантности (скейлингу Бёркена [13]), из которой следует, что при высокой передаче импульса  $Q^2$ , адронные структурные функции не зависят от  $Q^2$ . Именно этот факт, как было сказано ранее, привел к интерпретации точечных частиц внутри нуклонов, известной как Партоновая модель.

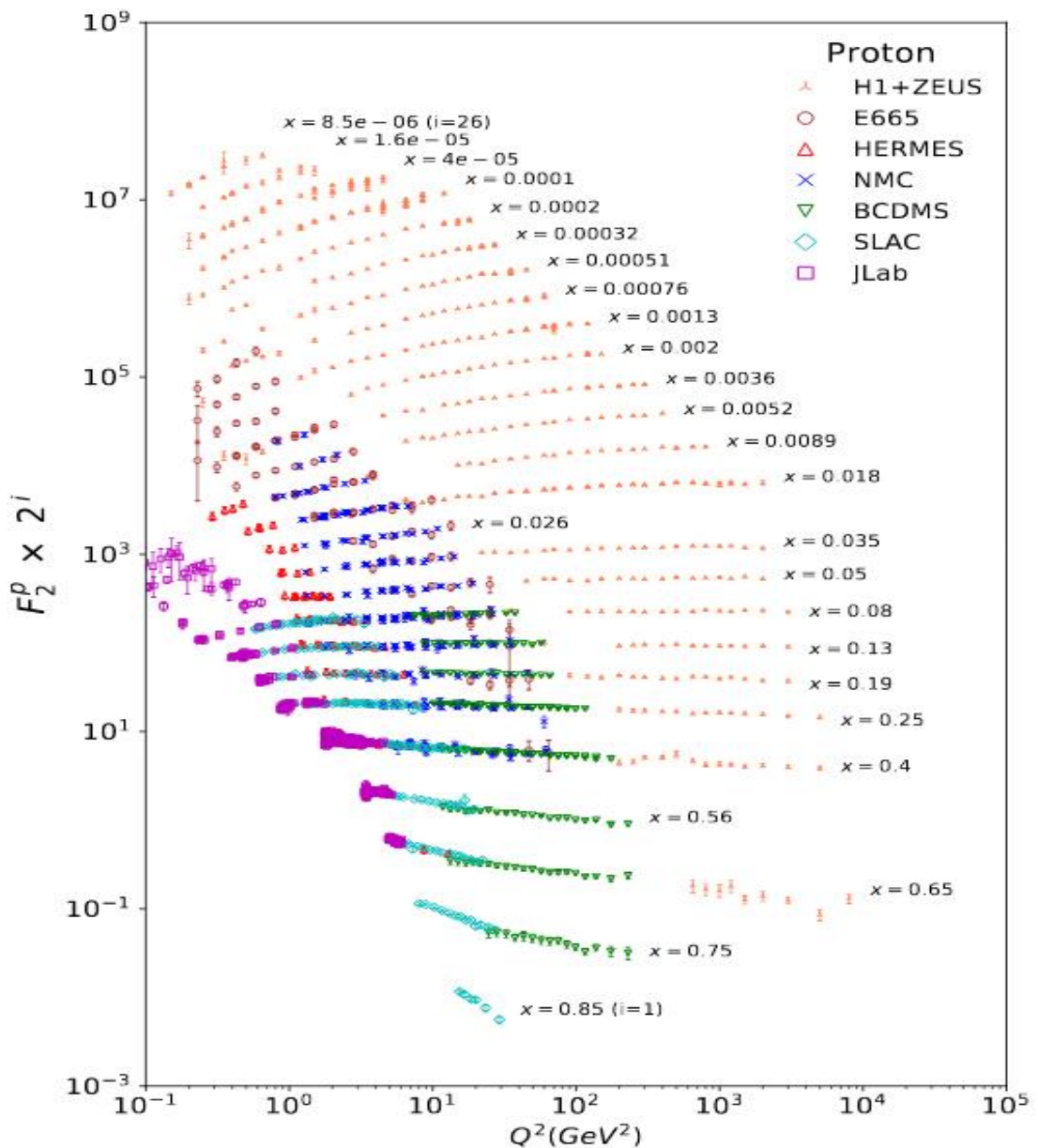


Рисунок 3 – Зависимость константы сильного взаимодействия  $\alpha_s$  от переданного 4-импульса  $Q^2$

Кроме того, в КХД все процессы из-за трудностей в вычислениях считаются с помощью коллинеарной факторизации, в которой импульсы партонов сонаправлены с импульсом их адрона, причем массы кварков считают пренебрежимо малыми, а саму массу адрона считают малой по сравнению с его импульсом и энергией.

Важным свойством PDF является их универсальность. То есть в общих терминах факторизации они не зависят от конкретного процесса и могут быть применены к расчету в других видах взаимодействий. Что касается вычисления PDF, то на текущий момент получение информации о структуре адронов из первых принципов является задачей нерешенной. Поэтому функции партонных распределений находят из экспериментальных данных.

Есть несколько процессов, позволяющих извлечь PDF из экспериментальных данных:

- 1) реакции глубоконеупругого рассеяния лептона на адроне (ГНР);
- 2) процесс Дрелла-Яна;
- 3) рождение  $J/\psi$ -мезона;
- 4) рождение прямых фотонов и т.д.

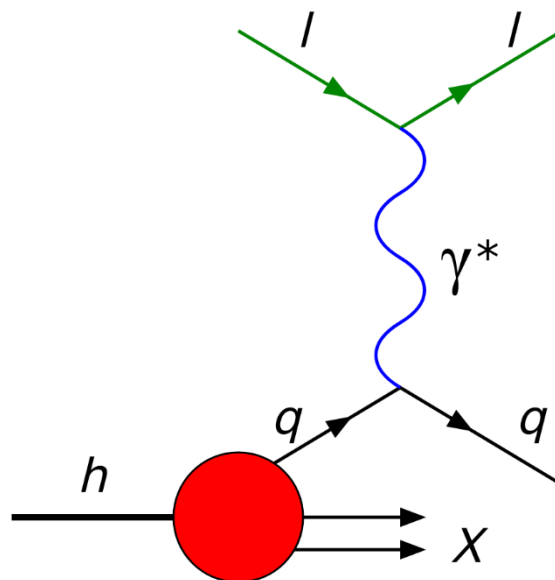


Рисунок 4 – Процесс ГНР

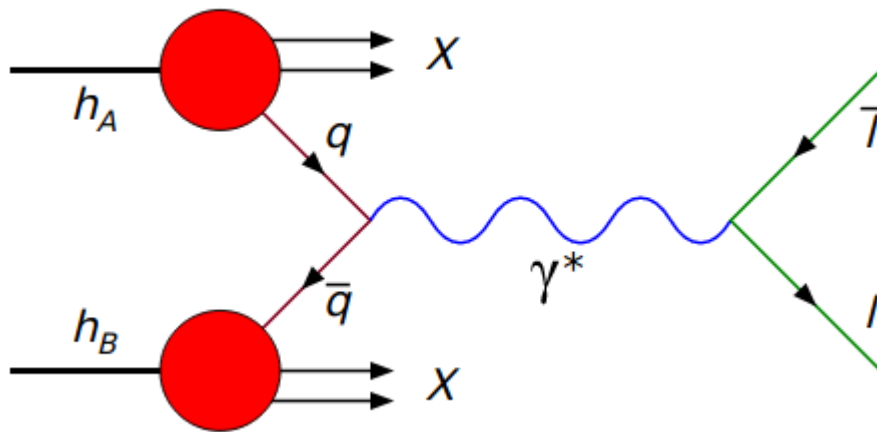


Рисунок 5 – Процесс Дрелла-Яна

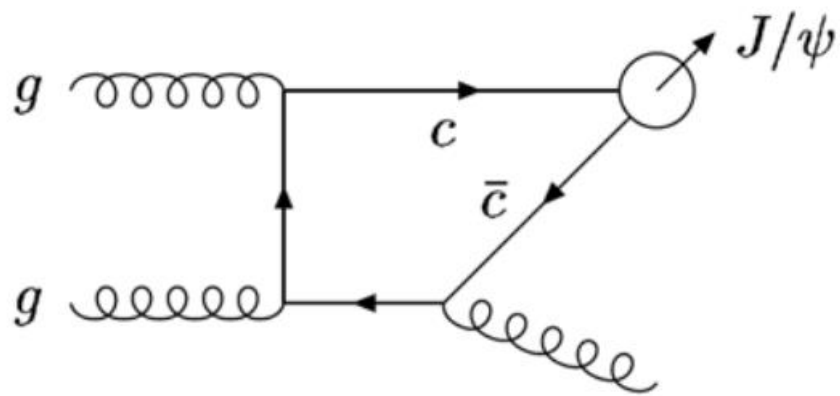


Рисунок 6 – Пример жесткого подпроцесса, приводящего к рождению  $J/\psi$ -мезона

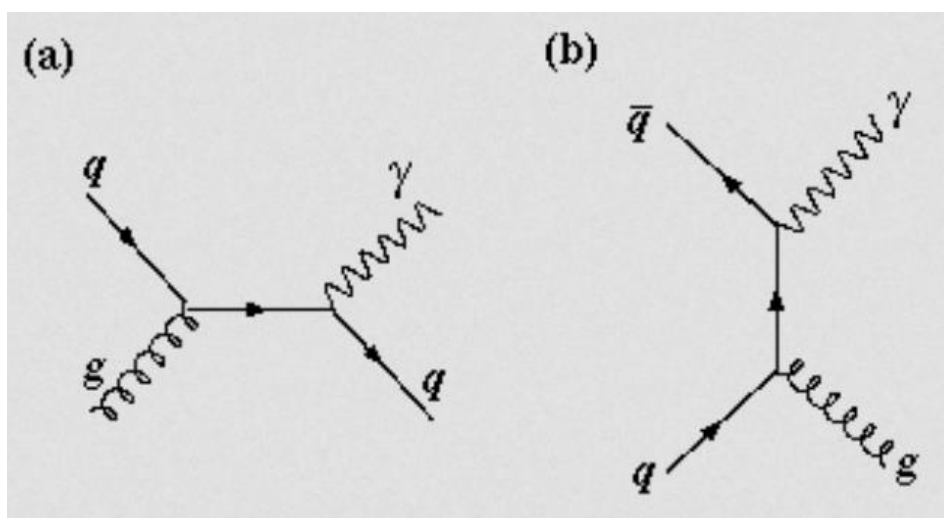


Рисунок 7 – Жесткие подпроцессы, приводящие к рождению прямых фотонов

### 1.1. Процесс Дрелла-Яна

При упругом рассеянии адронов имеет место аннигиляция кварка из одного адрона и антикварка из другого с образованием пары противоположно заряженных лептонов через обмен виртуального фотона или  $Z$ -бозона. Такой процесс был впервые предложен Сидни Дреллом и Тунг-Моу Яном в 1970 году [14], чтобы описать рождение лептон-антилептонных пар при высокоэнергетических столкновениях адронов. Этот процесс удобен для измерений благодаря простому представлению конечного состояния и низкому фону. Дифференциальное сечение  $d\sigma/dm_{l\bar{l}}$  чувствительно также к функции распределения партонов в адроне, особенно к недостаточно известному распределению антикварков при больших значениях  $x$ , где  $x$  на уровне лидирующих диаграмм соответствует части импульса адрона, который несет взаимодействующий партон. Кроме того, рождение  $l\bar{l}$ -пар служит фоном при измерении многих процессов Стандартной модели и может быть модифицировано процессами новой физики.

### 1.2. Реакция с образованием $J/\psi$ - мезона

Первая частица из семейства тяжелых кваркониев  $J/\psi$  была открыта в 1974 году двумя независимыми экспериментальными группами: группой под руководством Бертона Рихтера в Брукхейвенской национальной лаборатории [15] и группой под руководством Сэмуэля Тинга в Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Стэнфорд) [16]. Частица  $J/\psi$  представляет собой связанное состояние очарованного кварка и антикварка  $c\bar{c}$ , и её открытие стало одной из важнейших вех в понимании сильного взаимодействия, в частности, оно послужило первым экспериментальным доказательством существования четвертого и самого тяжелого (из известных на тот момент) кварка -  $c$ -кварка, существование которого было предсказано в работе Шелдона Глэшоу, Джона

Илиополуса и Лучиано Майани для построения единой теории электрических и слабых взаимодействий [17].

На сегодняшний момент, накоплено огромное количество экспериментальных данных по рождению и распадам тяжелых кваркониев. Существует несколько причин, по которым пристальный интерес к исследованиям кваркониев прикован как со стороны экспериментаторов, так и со стороны теоретиков. В первую очередь, это связано с тем, что нерелятивистская природа этих состояний позволяет успешно теоретически описывать такие системы в рамках эффективных теорий поля, и в первую очередь нерелятивистской КХД. В тоже время многие кваркониевые системы обладают очень чистыми экспериментальными сигналами, что делает возможным детальное изучение их свойств на огромной экспериментальной статистике существующих адронных коллайдеров.

### 1.3. Процесс рождения прямых фотонов

Прямыми называются фотоны, которые образуются в результате жестких взаимодействий партонов. Главный вклад в рождение прямых фотонов в лидирующем приближении (LO) определяют два жестких процесса:

- 1) глюон-комптоновское рассеяние,  $gq(\bar{q}) \rightarrow \gamma q(\bar{q})$ ;
- 2) аннигиляция пары кварк-антикварк,  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  [18].

В соответствии с теоремой о факторизации, инклюзивное сечение рождения прямых фотонов при столкновении адронов  $h_A$  и  $h_B$  можно записать в виде:

$$d\sigma_{AB \rightarrow \gamma X} = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int dx_a dx_b f_a^A(x_a, Q^2) f_b^B(x_b, \mu^2) d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow \gamma X}(x_a, x_b, Q^2), \quad (2)$$

где  $f_a^A$  ( $f_b^B$ ) - функция плотности распределения партонов внутри адрона  $h_A$  ( $h_B$ );  $x_a$  ( $x_b$ ) - доля импульса партона а (b) адрона  $h_A$  ( $h_B$ );  $Q^2$  - квадрат



переданного 4-импульса в процессе жесткого рассеяния;  $d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow \gamma x}(x_a, x_b, Q^2)$  - сечение жесткого рассеяния партонов  $a$  и  $b$ .

#### 1.4. Глубоконеупругое рассеяние

Исторически, как было сказано ранее, впервые использовали именно реакции типа ГНР [19]. Если сравнивать связь сечения взаимодействия с функциями партонных распределений, то можно заметить, что процесс ГНР прост в сравнении с другими вышеперечисленными процессами, т.к. он зависит только от одной функции распределения  $\sigma \sim \sum_i e_i^2 f_i(x)$ , что в других процессах не наблюдается, где сечение пропорционально свертке функций партонных распределений  $\sigma \sim f_1(x) \otimes f_2(x)$ . Поэтому на сегодняшний день PDF протона (рисунок 8) и нейтрона, известны с высокой точностью, а что касается мезонов, они изучены гораздо хуже. Так данные по  $\pi$ -мезонам не удовлетворяют современному уровню точности, что касается  $K$ -мезонов, то данные и вовсе отсутствуют. При этом мезоны являются более простыми объектами с точки зрения теоретического описания, поскольку состоят из валентной пары кварк-антикварк. В связи с этим к изучению структуры лёгких мезонов наблюдается повышенный интерес.

В данный момент кварковые PDF из-за относительной простоты их извлечения из эксперимента измерены с большой точностью. Глюонные же PDF, напротив, из-за относительной малости (по сравнению с кварками) сечения взаимодействия глюона с виртуальным фотоном (лептоном), подлежат измерению.

Для достоверности некоторых PDF необходимо использовать несколько наборов данных, полученных из разных процессов, дополняющих друг друга. Так для мезонов из-за ограниченной применимости реакций типа ГНР, приходится использовать другие процессы, например, рождение  $J/\psi$ -мезона и рождение прямых фотонов. При этом первый процесс достаточно прост

с точки зрения регистрации  $J/\psi$ , но вероятность процесса адронизации (процесса превращения ненаблюдаемых кварков и глюонов в реальные стабильные и нестабильные частицы с последующим распадом нестабильных частиц) пары кварк-антикварк  $c\bar{c}$  в  $J/\psi$  довольно сложно подсчитать теоретически.

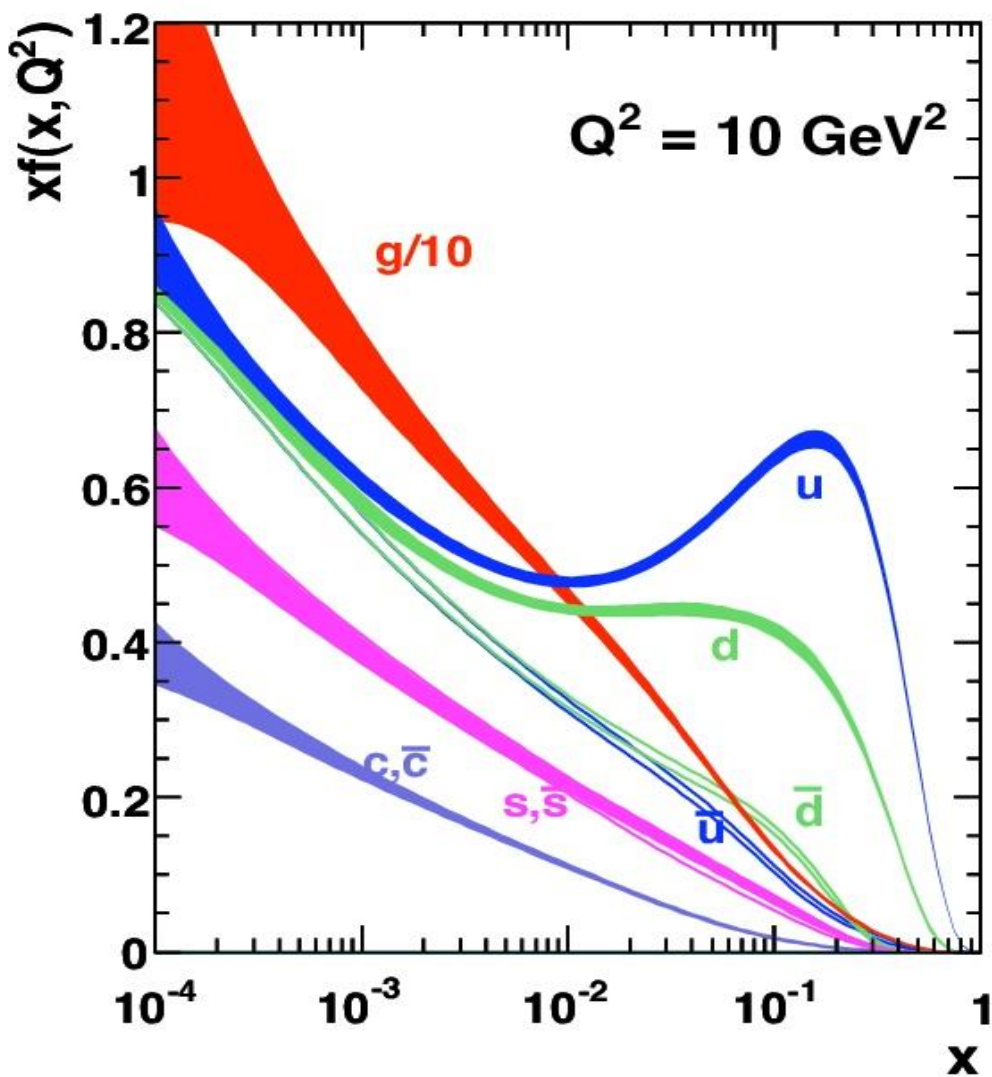


Рисунок 8 – Функции партонных распределений протона

Второй процесс, напротив, однозначно определяет глюонную структуру мезона, что является безусловным преимуществом. Однако сам процесс рождения прямых фотонов достаточно сложно выделить среди фона (распад вторичных частиц, например,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , тормозное излучение).

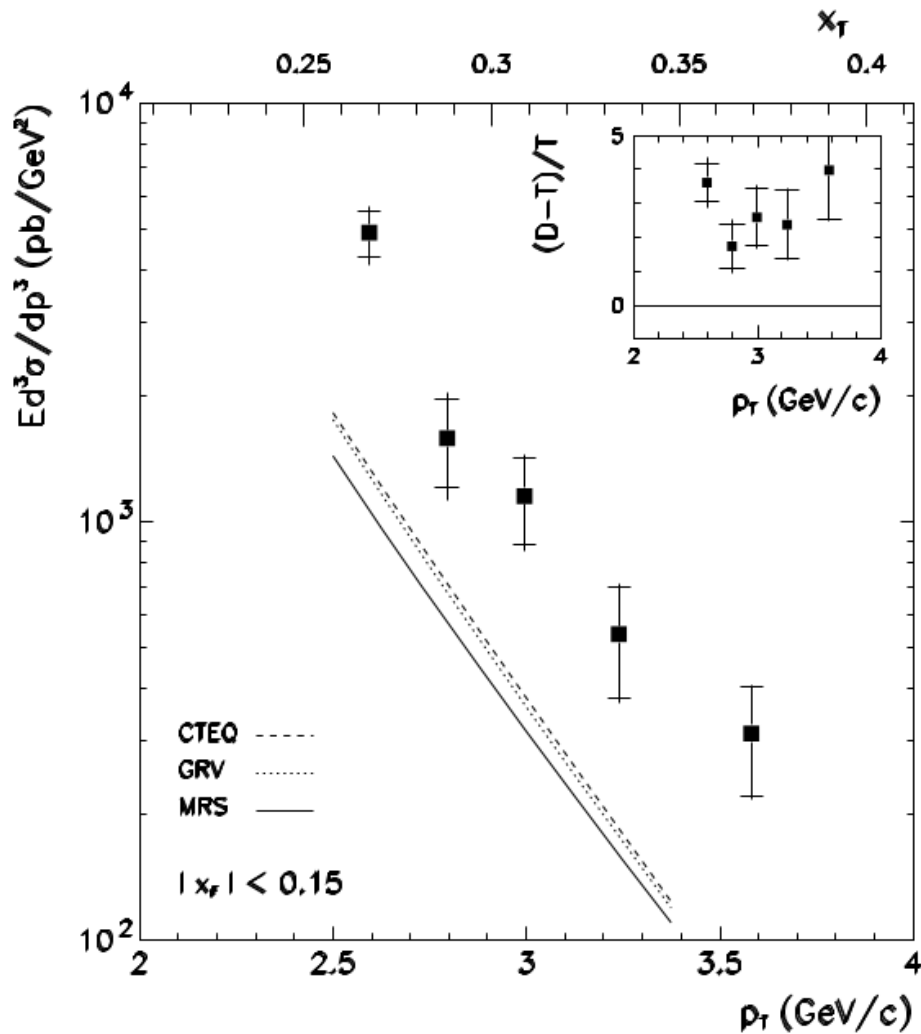
## 2. Учет поперечного импульса партонов $k_T$

С момента публикации первых данных [20] по рождению прямых фотонов был достигнут значительный теоретический прогресс (рисунок 9) в том смысле, что стало возможным выполнять полный и достоверный КХД расчет следующего порядка (NLO) сечения вышеназванного процесса.

Collaboration	$\sqrt{s}$ GeV	Beam	Target	$x_T$ range ( $= 2p_T/\sqrt{s}$ )	$y, \eta, x_F$ range
†E95 [1]	19.40, 23.75	p	Be	$0.15 < x_T < 0.45$	$-0.7 < y < 0.7$
E629 [2]	19.40	p, $\pi^+$	C	$0.22 < x_T < 0.52$	$-0.75 < y < 0.2$
NA3 [3]	19.40	p, $\pi^\pm$	C	$0.26 < x_T < 0.62$	$-0.4 < y < 1.2$
E704 [10]	19.40	p	p	$0.26 < x_T < 0.39$	$-0.15 < x_F < 0.15$
NA24 [5]	23.75	p, $\pi^\pm$	p	$0.23 < x_T < 0.59$	$-0.65 < y < 0.52$
WA70 [7, 8]	22.96	p, $\pi^\pm$	p	$0.35 < x_T < 0.61$	$-0.35 < x_F < 0.55$
UA6 [12]	24.3	p, $\bar{p}$	p	$0.34 < x_T < 0.50$	$-0.2 < y < 1.0$
E706 [11]	30.63	p, $\pi^-$	Be	$0.20 < x_T < 0.65$	$-0.7 < y < 0.7$
R108 [13]	62.4	p	p	$0.17 < x_T < 0.42$	$-0.45 < y < 0.45$
R110 [14]	63.0	p	p	$0.14 < x_T < 0.29$	$-0.8 < y < 0.8$
R806 [15]	63.0	p	p	$0.12 < x_T < 0.38$	$-0.2 < y < 0.2$
†R807 [17]	53.0	p, $\bar{p}$	p	$0.11 < x_T < 0.23$	$-0.4 < y < 0.4$
R807 [18]	63.0	p	p	$0.15 < x_T < 0.33$	$-0.7 < y < 0.7$
UA2 [20, 21]	630	$\bar{p}$	p	$0.04 < x_T < 0.32$	$-0.76 < \eta < 0.76$ $1.0 <  \eta  < 1.8$
UA1 [22]	546, 630	$\bar{p}$	p	$0.05 < x_T < 0.29$	$-0.8 < \eta < 0.8$ $0.8 <  \eta  < 1.4$ $1.6 <  \eta  < 3.0$
E741(CDF) [23]	1800	$\bar{p}$	p	$0.010 < x_T < 0.13$	$-0.9 < \eta < 0.9$
E740(D0) [25]	1800	$\bar{p}$	p	$0.01 < x_T < 0.12$	$-0.9 < \eta < 0.9$ $1.6 <  \eta  < 2.5$

Рисунок 9 – Эксперименты по прямым фотонам

Тем не менее при проведении других экспериментов, направленных на изучение прямых фотонов, были выявлены отклонения между измеряемыми инклюзивными сечениями и соответствующими теоретическими предсказаниями в области малых поперечных импульсов. Большинство наборов данных [21] показывают более крутую зависимость по поперечному импульсу  $p_T$  (рисунок 10) чем выполненные в NLO КХД расчеты при стандартном выборе масштабов и PDF в этом регионе. Это несоответствие вытекает из ограниченной применимости коллинеарной модели.



Зависимость инклюзивного дифференциального сечения рождения прямых фотонов

$E d^3 \sigma / dp^3$  от поперечного импульса  $p_T$

Рисунок 10 – Эксперимент E704

Исходя из соотношения неопределенностей:  $2r * k_T \geq \hbar$  ( $r$  - радиус адрона,  $k_T$  - поперечный импульс партона), становится очевидно, что внутри адрона присутствуют поперечные степени свободы партонов. Кроме того, вследствие излучения мягких глюонов партонами в начальном состоянии (до жесткого взаимодействия), возникает дополнительное поперечное движение партонов внутри адрона в силу закона сохранения импульса.

Такие поправки, связанные с учетом поперечного движения партонов внутри адрона, вносят дополнительный вклад в дифференциальные сечения процесса взаимодействия частиц. По сути дела, PDF зависят от поперечного импульса партонов и этим нельзя пренебрегать.

Попытки провести «глобальную» аппроксимацию с использованием новых функций партонных распределений потерпели неудачу в связи с их неодинаковым поведением в разных кинематических областях [22].

Чтобы разрешить эту проблему, каждую PDF из формулы (2) дополнительно интегрируют в пространстве поперечного импульса партона  $k_T$ :

$$dx_a f_a^A(x_a, Q^2) \rightarrow dx_a d^2 k_{T_a} g(\mathbf{k}_{T_a}) f_a^A(x_a, Q^2). \quad (3)$$

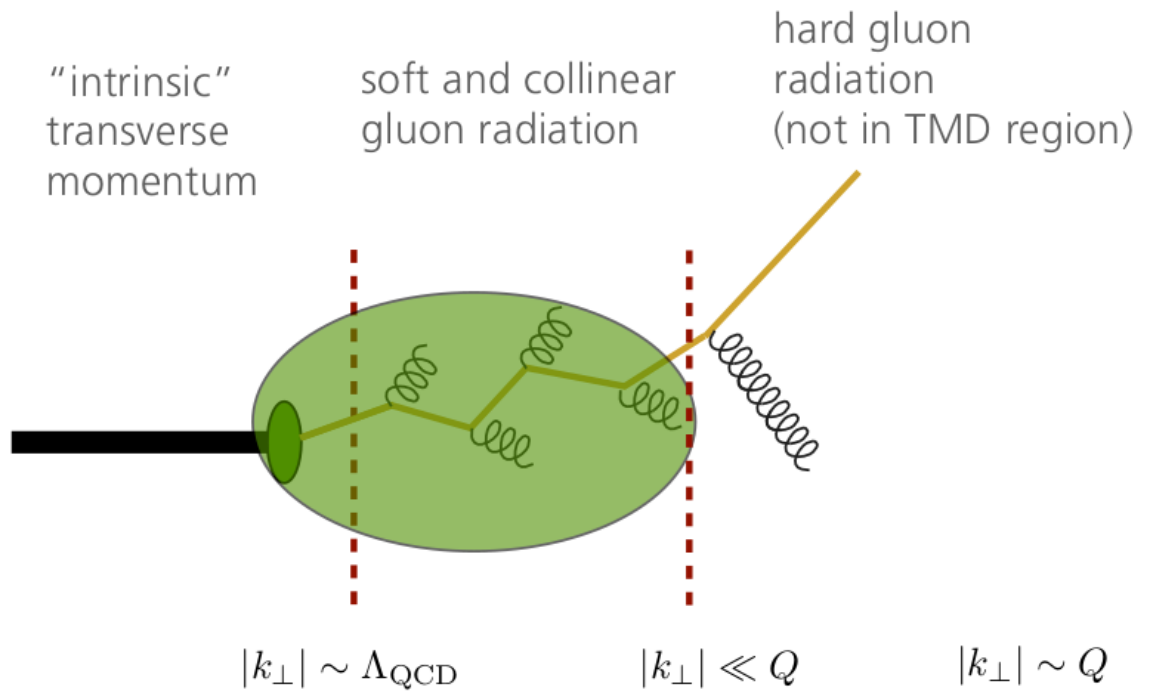
Причем распределение  $g(\mathbf{k}_{T_a})$  обычно принимается за гауссово:

$$g(\mathbf{k}_{T_a}) = \frac{e^{-k_T^2 / \langle k_T^2 \rangle}}{\pi \langle k_T^2 \rangle}, \quad (4)$$

где  $\langle k_T^2 \rangle$  - среднеквадратическое отклонение, а связь между квадратом среднего значения и СКО выражается в виде  $\langle k_T^2 \rangle = 4 \langle k_T \rangle^2 / \pi$ .

В такую эффективную добавку к поперечному импульса партона  $\langle k_T \rangle$ , как упоминалось ранее, и входит внутреннее движение партона внутри адрона, а также испускание мягких глюонов до жесткого взаимодействия (рисунок 11 [23]).

В зависимости от энергии пучка такое  $\langle k_T \rangle$  лежит относительно в узком диапазоне.



$\Lambda_{\text{QCD}}$  – типичный адронный энергетический масштаб (порядка 1 ГэВ).

Рисунок 11 – Различные вклады в поперечный импульс партонa

Так, например, в эксперименте Tevatron эффективная добавка поперечного импульса за счет испускания мягких глюонов к партонам, находящихся в конечном состоянии, может достигать 3,3.5 и 4 ГэВ при  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ, а при  $\sqrt{s} = 630$  ГэВ 2, 2.5 и 3 ГэВ [24]. Однако учет таких поправок особенно в области низких энергий представляет собой трудную задачу.

Существующие способы (TMD-, CSS-формализм), позволяющие учитывать влияние мягких глюонов на конечный поперечный импульс партонa, доказали сложность и показали, что в явном виде  $k_T$ -факторизация нарушается при высоких  $p_T$  адронов, рожденных в адронных столкновениях. Поэтому на сегодняшний день создание основ для выполнения этих видов расчетов по-прежнему является активно развивающимся направлением.

Потребность в учете поправок, обусловленных поперечным движением партонoв, обнаруживается как при анализе данных, так и при постановке будущих экспериментов, основанных на этих данных. Иными словами, для

правильной регистрации событий в физике высоких энергий нужно четко представлять каким образом устроено первичное взаимодействия [25], а также как вторичные частицы взаимодействуют с детектором (рисунок 12).



Рисунок 12 – Уровни моделирования

В качестве инструмента, позволяющего проводить анализ либо реконструкцию реальных данных, служат Монте-Карло генераторы (МКГ) - программы моделирования процессов столкновения элементарных частиц при высоких энергиях на ускорителях элементарных частиц методом Монте-Карло.

### 3. Монте-Карло генераторы

Главной целью Монте-Карло генераторов таких как, HERWIG++ [26], PYTHIA 6 [27], PYTHIA 8 [2] и SHERPA [28] и т.д. является обеспечение полной эксклюзивной симуляции высокоэнергетических соударений. Генераторы событий выдают результат в виде списка характеристик «событий», которые имеют те же средние значения и отклонения, что и реальные данные. В реальных данных флуктуации значений возникают за счет квантовомеханических эффектов, в генераторах же используется метод Монте-Карло, в котором значения переменных, описывающих физические процессы, выбираются случайным образом согласно заданным распределениям, что гарантирует разброс значений в конечном результате.

Основная задача, ставящаяся перед МКГ - смоделировать событие с такой степенью детализации, которая могла бы быть получена с помощью идеального детектора.

Генераторы событий спроектированы из нескольких компонент, содержащих согласованный набор физических моделей для описания эволюции от жестких процессов до комплексного конечного состояния со множеством частиц. Причем физика этих компонент местами базируется на теории (например, квантовая электродинамика - КЭД), а местами на феноменологических моделях, параметры которых определены из экспериментальных данных.

Другими словами, на уровне фундаментальных объектов природы (кварков, лептонов, бозонов) все высокоэнергетические процессы имеют простую структуру (в случае прямых фотонов:  $gq(\bar{q}) \rightarrow \gamma q(\bar{q})$ ). Однако в реальном эксперименте, как было сказано ранее, такие процессы в лучшем случае сложно детектировать, в худшем - невозможно.

Поэтому при описании событий с помощью генератора, имеется необходимость учитывать как со временем эволюционирует типичное высокоэнергетическое событие:



1) первоначально адроны из встречных пучков движутся в направлении друг к другу. Каждый адрон характеризуется набором функций партонных распределений, которые определяют партонную структуру с точки зрения композиций аромата и распределения энергии;

2) один партон в каждой из сталкивающихся частиц создает ливень в начальном состоянии  $q \rightarrow qg$  или  $e \rightarrow eg$  (Initial State Radiation - ISR);

3) конечные партоны из каждого ливня вступают в жесткий процесс (описываемым  $\hat{\sigma}$ ), в результате чего возникают несколько исходящих партонов, обычно два. Именно природа этого процесса определяет основные характеристики события (hard process);

4) когда инициатор ливня (партон) выбивается из частицы пучка, остаток пучка остается позади него. Этот остаток может иметь внутреннюю структуру и цветовой заряд, который связывает его с остальной частью конечного состояния;

5) в жестком процессе могут возникать целые наборы коротко живущих резонансов, таких как  $Z^0/W^\pm$ , распад которых на обычные партоны должен рассматриваться как связанный с самим жестким процессом (resonance decays);

6) исходящие партоны также как и входящие могут «ветвиться», что создает ливни в конечном состоянии (Final State Radiation - FSR);

7) в дополнении к жесткому процессу рассмотренному выше, могут возникать дополнительные полужесткие взаимодействия между другими партонами двух входящих адронов;

8) КХД механизм конфайнмента гарантирует, что исходящие кварки и глюоны не наблюдаемы, а вместо этого они адронизируются в бесцветные адроны (hadronization);

9) многие из полученных адронов нестабильны и в дальнейшем распадаются (particle decays).

Таким образом, типичное значение множественности в зависимости от параметров экспериментальной установки (энергии пучка, светимости) может составлять от десятков до сотен частиц на событие, причем основная часть

рожденных частиц содержится в струях -- пучках адронов (или продуктов их распада), образовавшихся в результате адронизации кварков и глюонов.

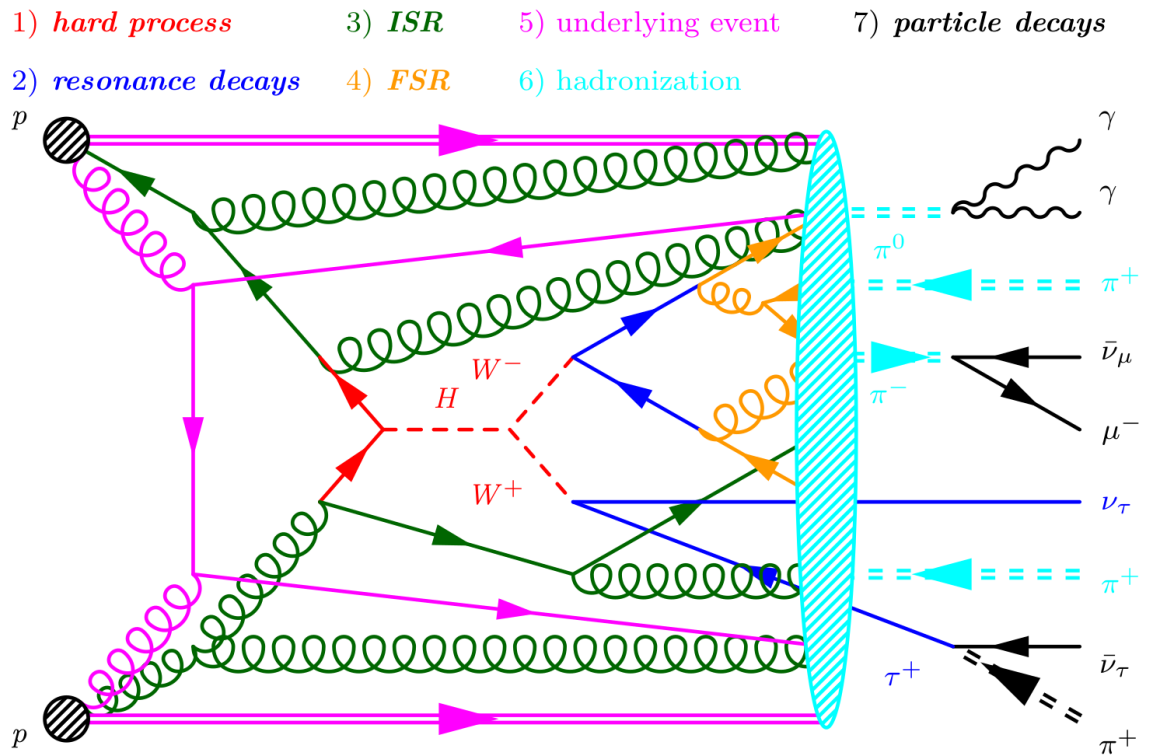


Рисунок 13 – Основные процессы

### 3.1. Pythia 8.2.

В данной работе будет рассмотрен переписанный с Fortran на C++ генератор Pythia 8.2. Программа разработана группой физиков Лундского университета в Швеции. Она содержит относительно большую библиотеку жестких процессов (около 300). Стартуя с заданного пользователем процесса, Pythia случайным образом (с учетом законов сохранения и, по возможности, теоретически известной структуры взаимодействия) разыгрывает конфигурацию конечных партонов, а затем моделирует процесс адронизации. На выходе программа выдает список всех частиц, родившихся в результате столкновения заданных первичных частиц, значения их компонент импульса и энергии (рисунок 14).

```

----- PYTHIA Info Listing -----
Beam A: id = 2212, pz = 1.144e+01, e = 1.148e+01, m = 9.383e-01.
Beam B: id = 2212, pz = -1.144e+01, e = 1.148e+01, m = 9.383e-01.

In 1: id = 2, x = 9.916e-02, pdf = 6.279e-01 at Q2 = 1.058e+00.
In 2: id = 21, x = 9.447e-02, pdf = 1.620e+00 at same Q2.

Subprocess q g -> q gamma (udscb) with code 201 is 2 -> 2.
It has sHat = 4.938e+00, tHat = -3.403e+00, uHat = -1.535e+00,
pTHat = 1.006e+00, m3Hat = 3.300e-01, m4Hat = 0.000e+00,
thetaHat = 1.959e+00, phiHat = 5.623e+00.
alphaEM = 7.447e-03, alphaS = 4.959e-01 at Q2 = 1.058e+00.

Impact parameter b = 7.948e-01 gives enhancement factor = 1.200e+00.
Max pT scale for MPI = 1.029e+00, ISR = 1.029e+00, FSR = 1.029e+00.
Number of MPI = 3, ISR = 0, FSRproc = 2, FSRreson = 0.

----- End PYTHIA Info Listing -----

----- PYTHIA Event Listing (hard process) -----

no      id name          status  mothers  daughters  colours  p_x    p_y    p_z     e      m
0        90 (system)      -11    0 0 0 0 0 0 0 0.000  0.000  0.000  22.960  22.960
1        2212 (p+)       -12    0 0 3 0 0 0 0.000  0.000  11.442  11.480  0.938
2        2212 (p+)       -12    0 0 4 0 0 0 0.000  0.000 -11.442  11.480  0.938
3         2 (u)        -21    1 0 5 6 101 0 0.000  0.000  1.138  1.138  0.000
4         21 (g)       -21    2 0 5 6 102 101 0.000  0.000 -1.085  1.085  0.000
5         2 u          23    3 4 0 0 102 0 0.794 -0.617 -0.384  1.126  0.330
6        22 gamma     23    3 4 0 0 0 0 -0.794  0.617  0.437  1.097  0.000
Charge sum: 0.667      Momentum sum: 0.000  0.000  0.054  2.223  2.222

----- End PYTHIA Event Listing -----

----- PYTHIA Event Listing (complete event) -----

no      id name          status  mothers  daughters  colours  p_x    p_y    p_z     e      m
0        90 (system)      -11    0 0 0 0 0 0 0.000  0.000  0.000  22.960  22.960
1        2212 (p+)       -12    0 0 21 0 0 0 0.000  0.000  11.442  11.480  0.938
2        2212 (p+)       -12    0 0 22 0 0 0 0.000  0.000 -11.442  11.480  0.938
3         2 (u)        -21    21 21 5 6 101 0 0.000  0.000  1.138  1.138  0.000
4         21 (g)       -21    22 22 5 6 102 101 0.000  0.000 -1.085  1.085  0.000
5         2 (u)        -23    3 4 23 23 102 0 0.794 -0.617 -0.384  1.126  0.330
6        22 (gamma)     -23    3 4 24 24 0 0 -0.794  0.617  0.437  1.097  0.000
7         21 (g)       -31    25 25 9 10 104 103 0.000  0.000  0.481  0.481  0.000
8         1 (d)        -31    26 26 9 10 103 0 0.000  0.000 -6.566  6.566  0.000
9         21 (g)       -33    7 8 13 13 104 105 0.039 -0.738  0.155  0.755  0.000
10        1 (d)        -33    7 8 11 12 105 0 -0.039  0.738 -6.240  6.292  0.330
11        1 (d)        -51    10 0 28 28 106 0 0.594 -0.021 -2.531  2.621  0.330
12        21 (g)       -51    10 0 16 16 105 106 -0.627  0.641 -3.684  3.791  0.000
13        21 (g)       -52    9 9 14 15 104 105 0.033 -0.620  0.130  0.635  0.000
14        21 (g)       -51    13 0 27 27 104 107 0.085 -0.850 -0.220  0.883  0.000
15        21 (g)       -51    13 0 30 30 107 105 -0.271  0.453 -0.932  1.071  0.000

```

Рисунок 14 – Распечатка событий

Кроме того, имеется возможность проследить последовательность рождений и распадов от первичного взаимодействия до рождения данной частицы. В качестве входных параметров программы используются описания сталкивающихся частиц, их энергий и тип моделируемого процесса (например, рождение бозона Хиггса).

Результаты генерации - характеристики вторичных частиц записываются в файл, что позволяет в дальнейшем проводить статистическую обработку событий.

## 4. Будущие эксперименты

Стоит еще раз подчеркнуть, что Монте-Карло генераторы типа Pythia служат хорошим инструментом при моделировании высокоэнергетических взаимодействий вторичных частиц с веществом детектора. Однако перед проведением эксперимента нужно четко представлять какое направление движения и какие импульсы будут иметь родившиеся частицы. Так, например, чтобы оценить разрешение и эффективность регистрации детектора необходимо знать начальные параметры пучка, в частности поперечную составляющую импульса партонов, находящихся внутри адронов.

Как уже отмечалось, механизм размазывания, заложенный в генераторе Pythia, требует определения параметров, входящих в гауссову функцию размазки  $g(\mathbf{k}_{T_a})$ . Такие оптимальные параметры, которые получают при фитировании экспериментальных данных, в дальнейшем можно использовать при моделировании будущих экспериментов на коллайдере NICA (Дубна), а также на установке COMPASS++/AMBER (ЦЕРН).

### 4.1. Установка SPD

Предполагается, что измерения асимметрии в рождении прямых фотонов при столкновениях неполяризованных, продольно и поперечно поляризованных пучков протонов и дейтронов будут выполнены на коллайдере NICA ОИЯИ (рисунок 15) с использованием специализированного детектора по спиновой физике (SPD).

Эти измерения помогут обеспечить доступ к ведущему твисту как к коллинеарным, так и зависящим от поперечного импульса (TMD) функциям распределения партонов в нуклонах. Измерения асимметрии в рождении  $J/\psi$ , предоставляющие дополнительную информацию о структуре нуклона, будут выполняться совместно с набором данных по процессу рождения прямых фотонов с использованием специальных триггеров. Совокупность этих измерений позволяет проверить кварк-партонную модель нуклонов на уровне

КХД следующим за лидирующим порядком в теории возмущения (NLO) с минимальными систематическими ошибками.

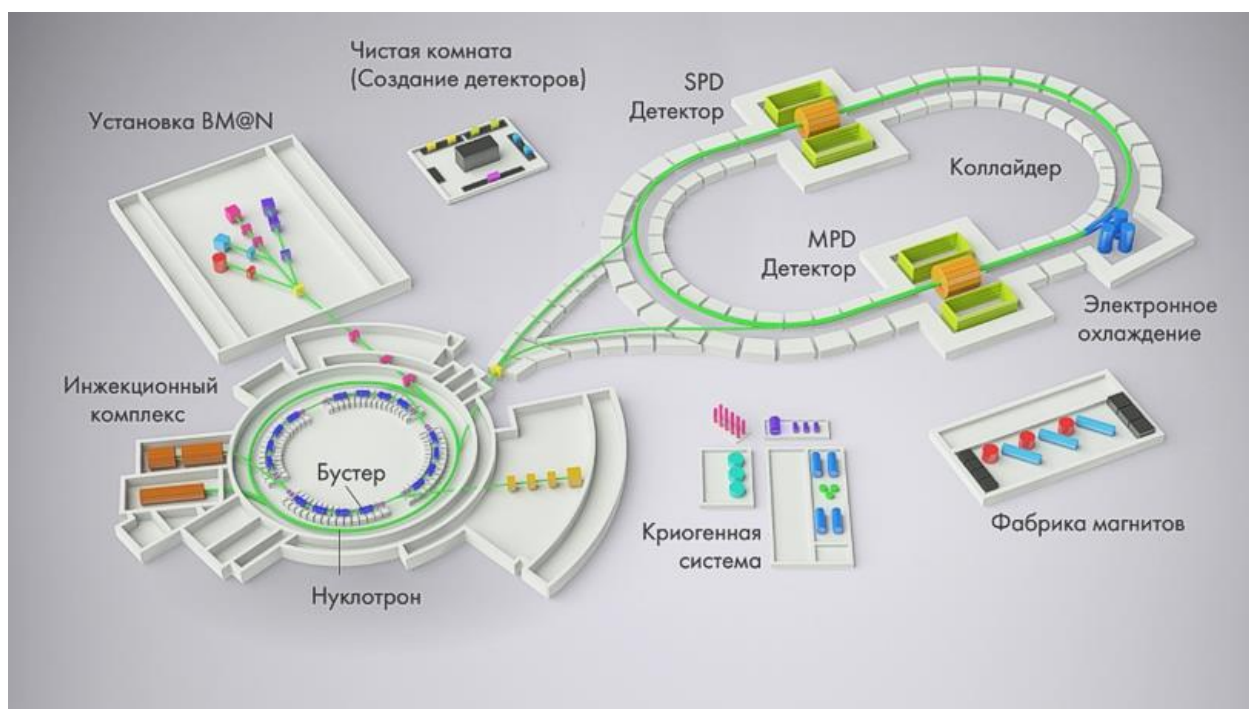


Рисунок 15 – Будущий коллайдер NICA с установкой SPD, предназначенной для изучения спиновой физики элементарных частиц

Текущий дизайн детектора SPD предусматривает три модуля: две торцевые крышки (end-caps) и центральную часть (barell). Каждая секция имеет свою индивидуальную магнитную систему: end-caps - соленоидальные катушки, barell - тороидальную магнитную систему. В основные системы детектирования входят:

- 1) мюонный детектор (RS) – необходим для идентификации мюонов;
- 2) электромагнитный калориметр (ECal) – предназначен для измерения электромагнитных ливней;
- 3) времяпролетный детектор (TOF) – помогает определить скорость по времени пролёта частицы от мишени до детектора;
- 4) трековый детектор (TR) – служит для восстановления траектории частицы;
- 5) вершинный детектор (VD) – предназначен для восстановления вершины, т.е. точки рождения частицы.

Принципиальная схема детектора приведена на рисунке 16:

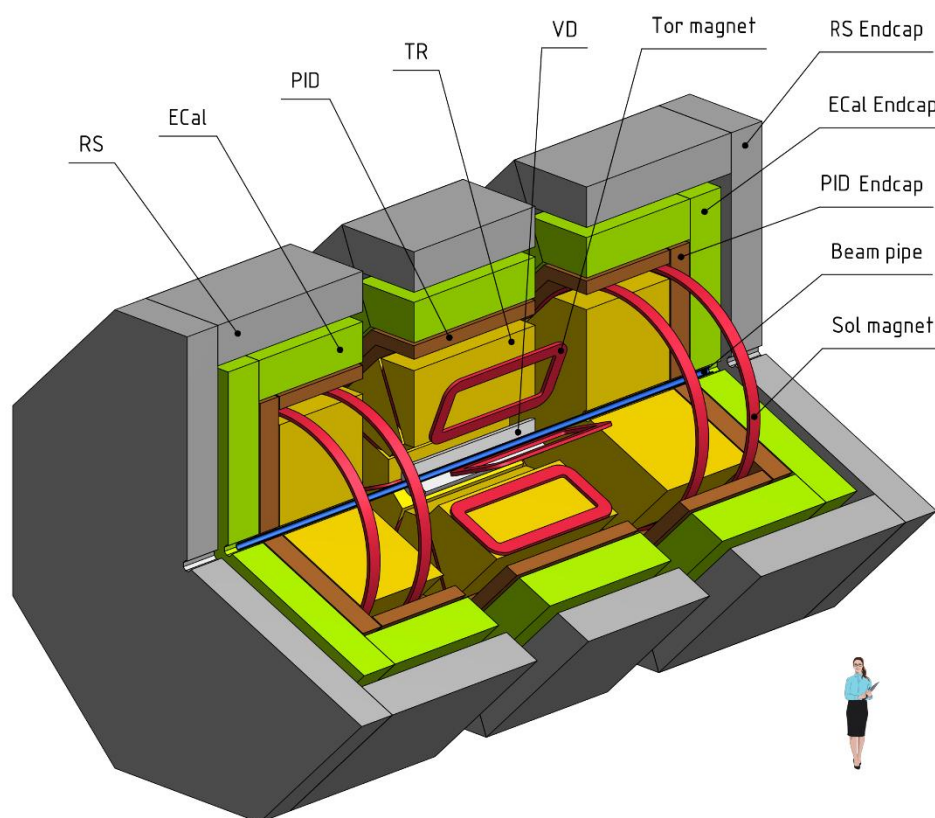


Рисунок 16 – Основные конструктивные элементы будущего детектора SPD

#### 4.2. Установка COMPASS++/ABMER

COMPASS - эксперимент на неподвижной мишени на вторичном пучке ускорителя SPS, продлившийся с 2002 до 2019 гг. в Женеве (рисунок 17).

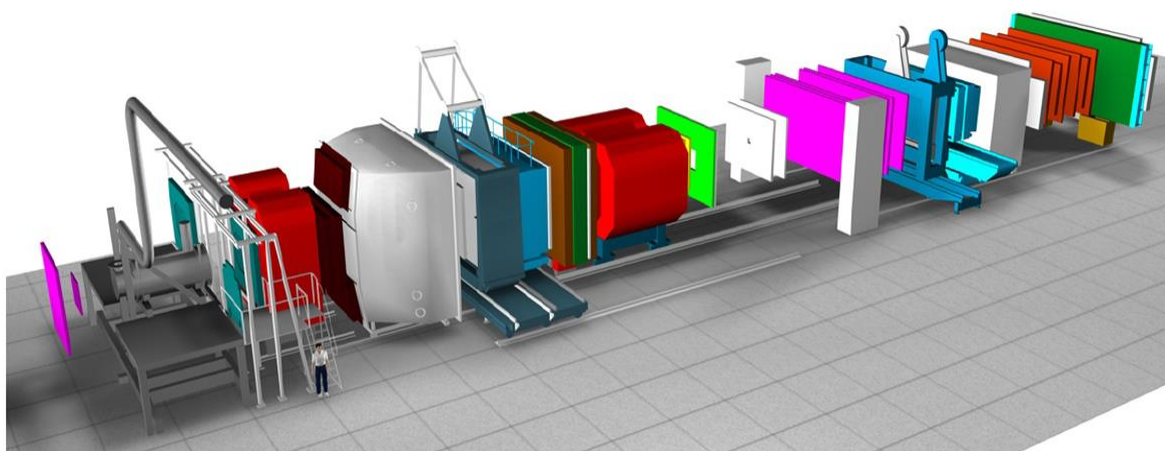


Рисунок 17 – Установка COMPASS, расположенная в ЦЕРНе на ускорительном кольце SPS

За время своего существования на установке COMPASS было проведено большое множество измерений, направленных на изучение кварк-глюонной структуры адронов и адронной спектроскопии с использованием различных пучков высокой интенсивности (мюонного, пионного) и разного рода мишеней (поляризованной протонной и дейтронной, жидко-водородной и т.д.).

COMPASS++/AMBER -- наследник эксперимента COMPASS, предлагаемая программа измерений которого (рисунок 18) охватывает широкий диапазон по квадрату переданного 4-импульса  $Q^2$ : при наименьших значениях  $Q^2$  предлагается определить зарядовый радиус протона посредством упругого мюон-протонного рассеяния, при промежуточных значениях  $Q^2$  будет проведена спектроскопия мезонов и барионов с использованием мезонных пучков, а при высоких  $Q^2$  планируется изучение структуры мезонов и барионов.

Как отмечалось ранее, глюоны играют большую роль в возникновении массы у адронов (доля общего импульса адрона, приходящаяся на глюоны, составляет  $\approx 50\%$ ). Одним из пунктов предлагаемой программы эксперимента, является измерение глюонных PDF с помощью механизма рождения прямых фотонов. Запланированная качественно новая установка с радиосепарированным пучком предоставит уникальную возможность для прецизионных измерений глюонных распределений в пионе и каоне.

Таким образом, будущие измерения на установках SPD и COMPASS++/AMBER будут нести в себе значимую информацию для физики частиц. Однако, сами измерения без их непосредственного сравнения с Монте-Карло предсказаниями (выполненные в NLO) не представляют в себе никакой ценности. Поэтому важно иметь однозначный ответ на нетривиальных вопрос о правильной реализации размазки поперечного импульса партонов в Монте-Карло генераторах.



Program	Physics Goals	Beam Energy [GeV]	Beam Intensity [ $s^{-1}$ ]	Trigger Rate [kHz]	Beam Type	Target	Earliest start time, duration
muon-proton elastic scattering	Precision proton-radius measurement	100	$4 \cdot 10^6$	100	$\mu^\pm$	high-pressure H2	2022 1 year
Hard exclusive reactions	GPD $E$	160	$2 \cdot 10^7$	10	$\mu^\pm$	$NH_3^\uparrow$	2022 2 years
Input for Dark Matter Search	$\bar{p}$ production cross section	20-280	$5 \cdot 10^5$	25	$p$	LH2, LHe	2022 1 month
$\bar{p}$ -induced spectroscopy	Heavy quark exotics	12, 20	$5 \cdot 10^7$	25	$\bar{p}$	LH2	2022 2 years
Drell-Yan	Pion PDFs	190	$7 \cdot 10^7$	25	$\pi^\pm$	C/W	2022 1-2 years
Drell-Yan (RF)	Kaon PDFs & Nucleon TMDs	$\sim 100$	$10^8$	25-50	$K^\pm, \bar{p}$	$NH_3^\uparrow$ , C/W	2026 2-3 years
Primakoff (RF)	Kaon polarisability & pion life time	$\sim 100$	$5 \cdot 10^6$	$> 10$	$K^-$	Ni	non-exclusive 2026 1 year
Prompt Photons (RF)	Meson gluon PDFs	$\geq 100$	$5 \cdot 10^6$	10-100	$K^\pm$ $\pi^\pm$	LH2, Ni	non-exclusive 2026 1-2 years
$K$ -induced Spectroscopy (RF)	High-precision strange-meson spectrum	50-100	$5 \cdot 10^6$	25	$K^-$	LH2	2026 1 year
Vector mesons (RF)	Spin Density Matrix Elements	50-100	$5 \cdot 10^6$	10-100	$K^\pm, \pi^\pm$	from H to Pb	2026 1 year

Рисунок 18 – Предварительный график проведения измерений на установке COMPASS



## 5. Численные результаты исследования процессов рождения прямых фотонов в подходе кТ-факторизации

Качественно новый механизм «размазывания» поперечного импульса партона, заложенный в генераторе Pythia 8 позволяет более точно аппроксимировать уже полученные экспериментальные данные, а также проводить моделирование будущих экспериментов таких как SPD и AMBER.

В отличие от предыдущей версии Pythia 6, где СКО в функции рамазки было гауссовым, Pythia 8 использует следующую зависимость для СКО:

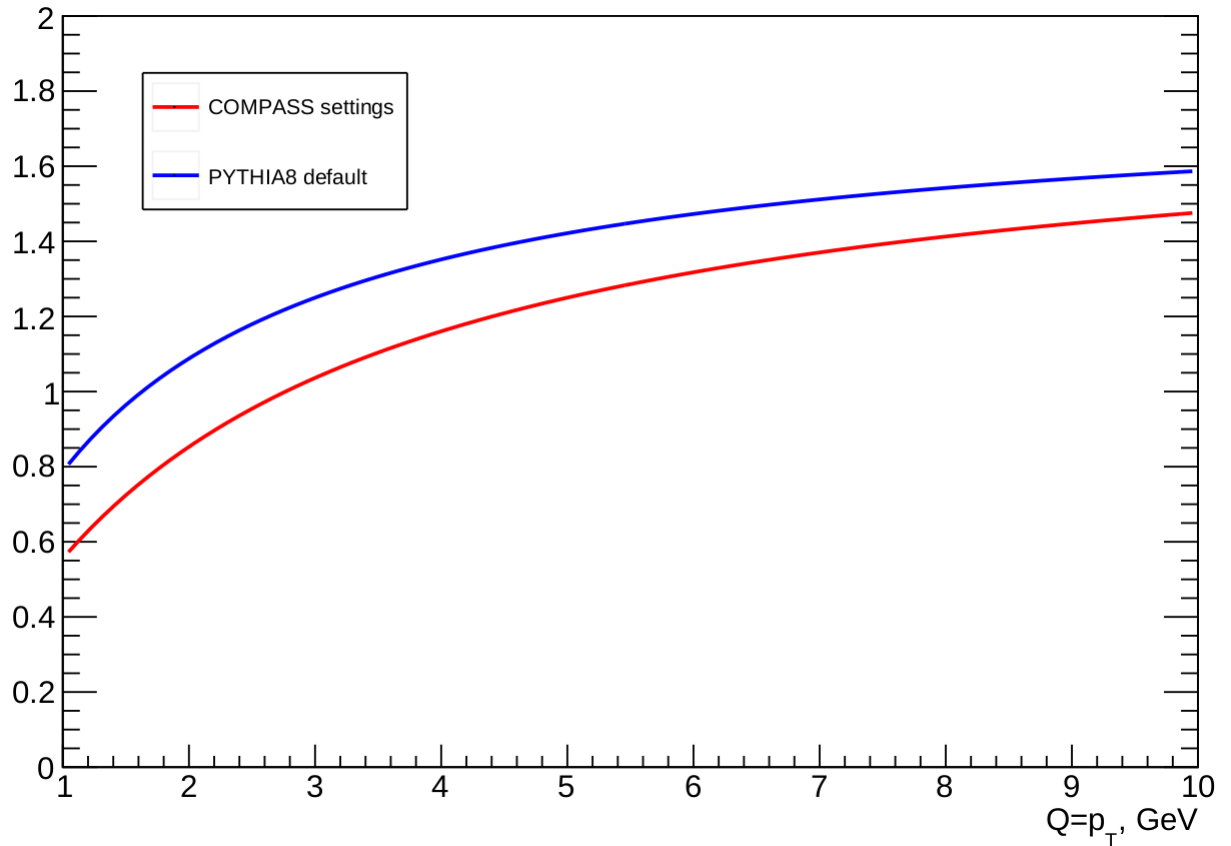
$$\sigma = \frac{\sigma_{soft}Q_{half} + \sigma_{hard}Q}{Q_{half} + Q} * \frac{m}{m + m_{half}y_{damp}}, \quad (5)$$

где  $Q$  - масштаб жесткого взаимодействия,  $m$  - масса системы,  $\sigma_{soft}$  - начальный поперечный импульс партонов в пределе мягкого взаимодействия,  $\sigma_{hard}$  - начальный поперечный импульс партонов в пределе жесткого взаимодействия,  $Q_{half}$  - промежуточная точка между жестким и мягким взаимодействием,  $m_{half}$  - промежуточная точка между наименьшей и наибольшей массой подсистем. Фактор  $y_{damp}$  воздействует на подсистемы с малой массой, его значение выбирается из чисто технических соображений (чтобы не нарушался закон сохранения энергии).

Функция  $\sigma$  зависит от 2-х переменных  $Q$  и  $m$ , а также, пренебрегая  $y_{damp}$  от 4 параметров. Из теоретических соображений обычно выбирают масштаб таким образом:

$$m = 2p_T, Q = p_T . \quad (6)$$

В итоге получается неоднозначная зависимость (рисунок 19), параметры которой подлежат детальному исследованию.



Данные приведены для двух набора параметров: 1) настройки генератора Pythia 8 по умолчанию; 2) действующие настройки для Монте-Карло моделирования на установке COMPASS.

Рисунок 19 – Зависимость СКО  $\sigma$  от поперечного импульса  $p_T$

Для того чтобы проследить за изменением какого-либо параметра в (5) при изменении  $p_T$ , достаточно зафиксировать все остальные параметры (рисунок 20). Видно, что при варьировании  $Q_{half}$  и  $m_{half}$  форма кривых меняется слабо, что нельзя сказать о  $\sigma_{soft}$  и  $\sigma_{hard}$ , где в интервалах  $\approx 1-3$  ГэВ/с и  $4-10$  ГэВ/с соответственно сама  $\sigma$  изменяется довольно сильно. Поэтому в некотором приближении можно зафиксировать параметры  $m_{half}$  и  $Q_{half}$ , и при поиске оптимальных параметров функции размазки акцентировать свое внимание на  $\sigma_{soft}$  и  $\sigma_{hard}$ .

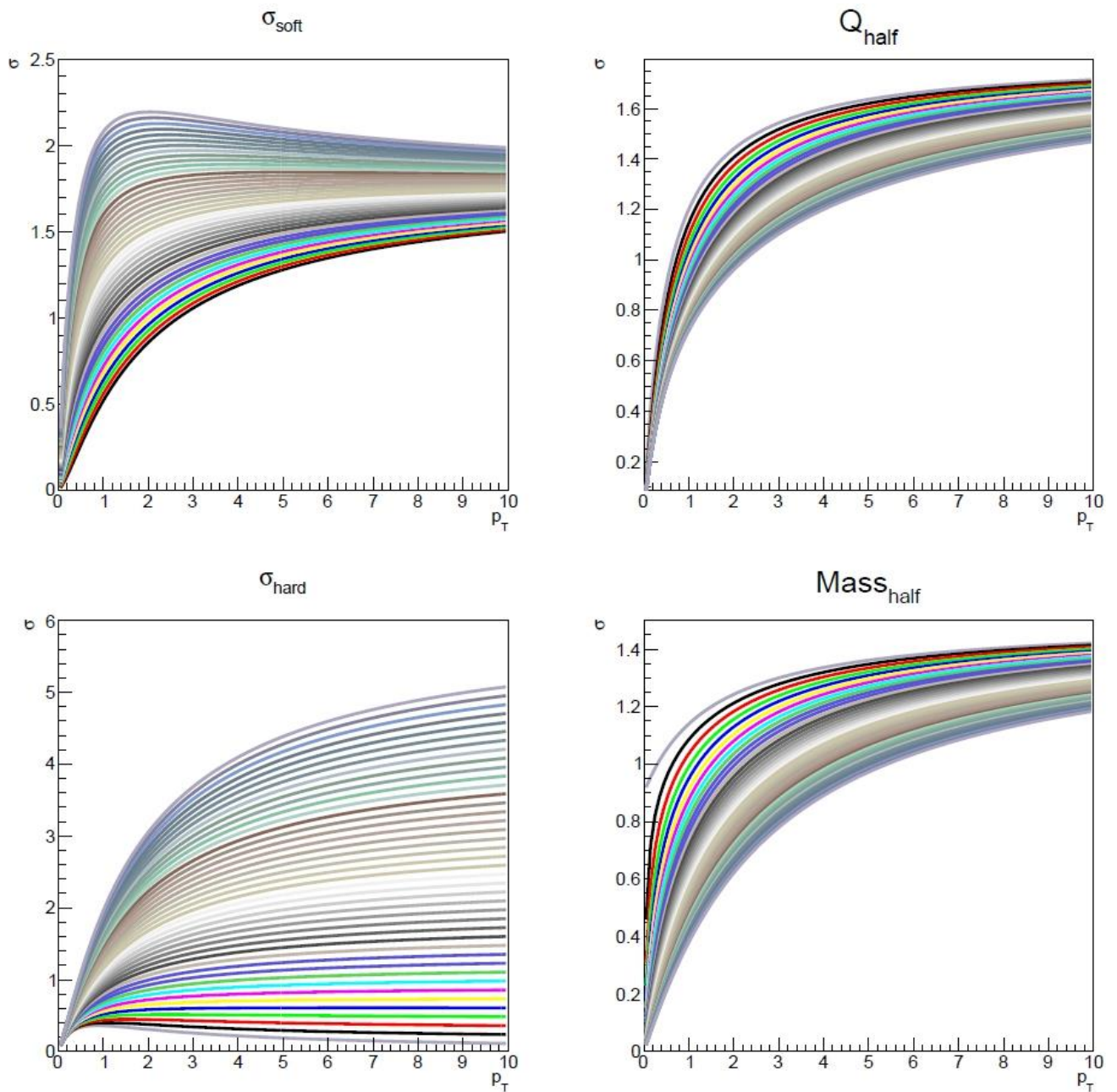
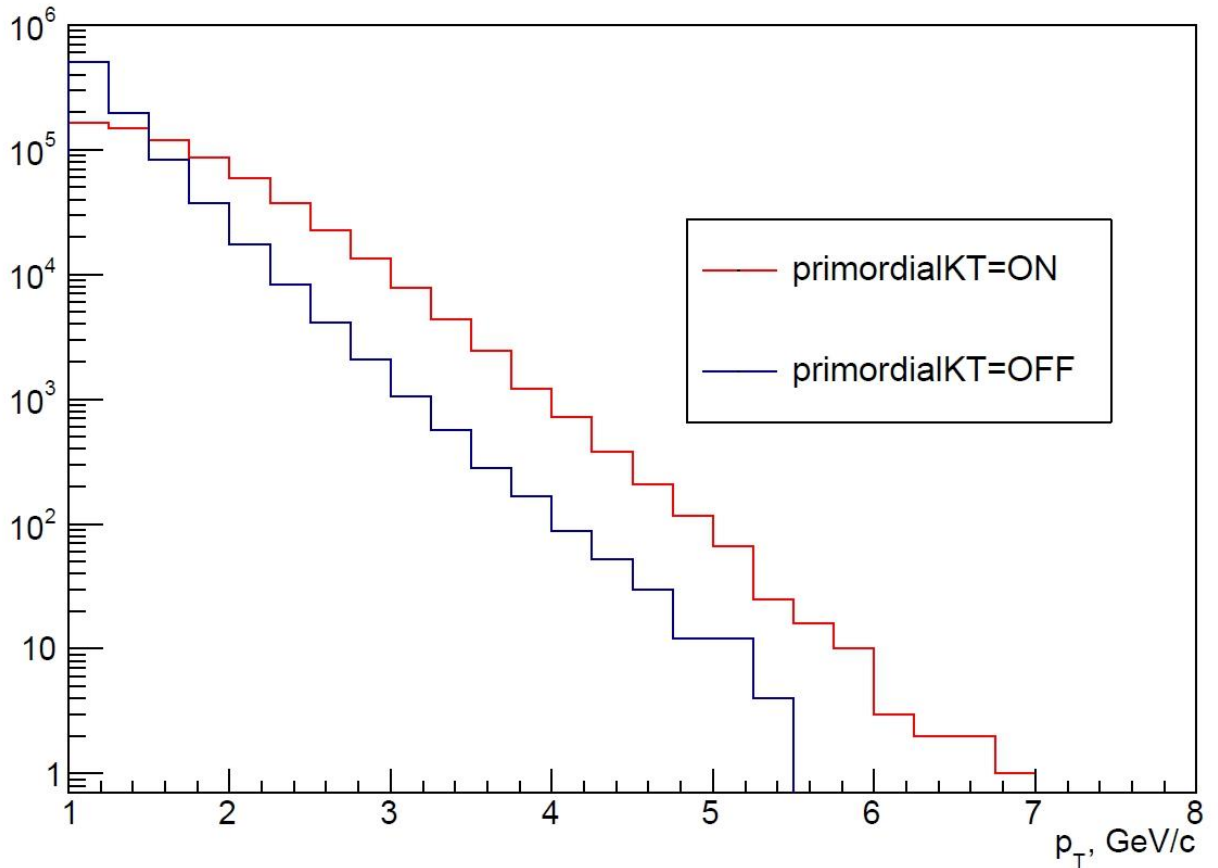


Рисунок 20 – Графики зависимости  $\sigma(p_T)$  при изменении одного из параметров

Возвращаясь к вопросу о влиянии начального поперечного импульса партонов на  $p_T$ -спектр прямых фотонов, можно смоделировать условия эксперимента WA70 (p-p -- столкновение,  $\sqrt{s} = 22.96$  (рисунок 21)).



Красная линия соответствует включенной размазке с дефолтными параметрами.

Рисунок 21 – Зависимость СКО  $\sigma$  от поперечного импульса  $p_T$

Очевидно, что  $k_T$ -размазка довольно сильно изменяет распределение по поперечному импульсу  $p_T$  прямых фотонов.

Возникает ключевой вопрос: каким образом выбрать значения параметров  $\sigma_{hard}$  и  $\sigma_{soft}$  в конкретном кинематическом диапазоне. По сути своей задача сводится к поиску оптимальной аппроксимирующей кривой к данным некоторого эксперимента при изменении вышеназванных параметров. С точки зрения статистической обработки данных нужно найти минимум распределения функции  $\chi^2$ :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_i - N'_i)^2}{\sigma_{iexp}^2 + \sigma_{ibin}^2}, \quad (7)$$

где  $N_i$  - фактические данные,  $N_i'$  - теоретические предсказания,  $\sigma_{iexp}^2$  и  $\sigma_{ibin}^2$  - экспериментальная ошибка и ошибка в бине соответственно.

Для нахождения минимума  $\chi^2$  достаточно построить сетку распределения  $\chi^2$  при изменении параметров  $\sigma_{soft}$  и  $\sigma_{hard}$  (рисунок 23). В данном случае данные выбраны из эксперимента WA70 (рисунок 22).

CERN WA70 Bonesini <i>et al</i> 1988		$p p \rightarrow \gamma X$			$\sqrt{s} = 22.96 \text{ GeV}$ <i>Z. Phys. C</i> <b>38</b> 371
$x_F$	$p_T$ (GeV/c)	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	$\langle x_T \rangle$	$Ed^3\sigma/dp^3$ (pb/GeV <sup>2</sup> )	
-0.35 – 0.45	4.00–4.25	4.11	0.358	$22.039 \pm 1.278 \pm 5.096$	
	4.25–4.50	4.36	0.380	$15.781 \pm 0.993 \pm 3.164$	
	4.50–4.75	4.61	0.402	$8.744 \pm 0.710 \pm 1.669$	
	4.75–5.00	4.86	0.423	$5.720 \pm 0.539 \pm 1.083$	
	5.00–5.25	5.11	0.445	$2.683 \pm 0.362 \pm 0.568$	
	5.25–5.50	5.36	0.467	$1.861 \pm 0.288 \pm 0.399$	
	5.50–6.00	5.70	0.497	$0.463 \pm 0.104 \pm 0.123$	
	6.00–6.50	6.20	0.540	$0.086 \pm 0.042 \pm 0.030$	

Рисунок 22 – Инвариантное сечение рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях как функция поперечного импульса фотона при  $-0.35 < x_F < 0.45$

В итоге, проведя Монте-Карло моделирование для различных параметров  $\sigma_{soft}$  и  $\sigma_{hard}$ , при  $\sigma_{soft} = 0.25$  и  $\sigma_{hard} = 0.6$  получаем минимальное  $\chi^2 = 1.01$ . Соответствующее сравнение распределения по поперечному импульсу  $p_T$  прямых фотонов, взятого из эксперимента WA70, и результатом Монте-Карло моделирования приведено на рисунке 24.

# sigma

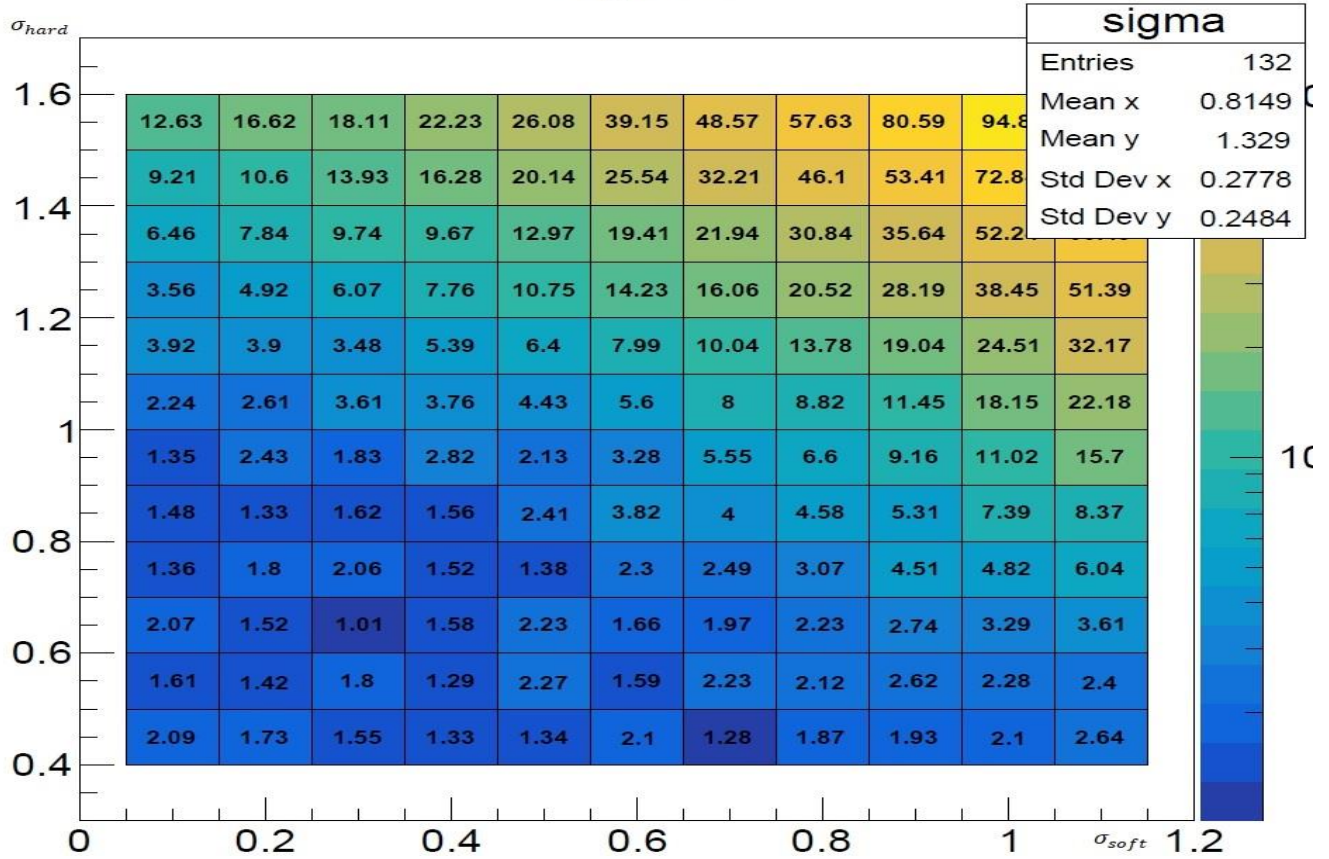


Рисунок 23 – Полигон распределения по  $\chi^2$

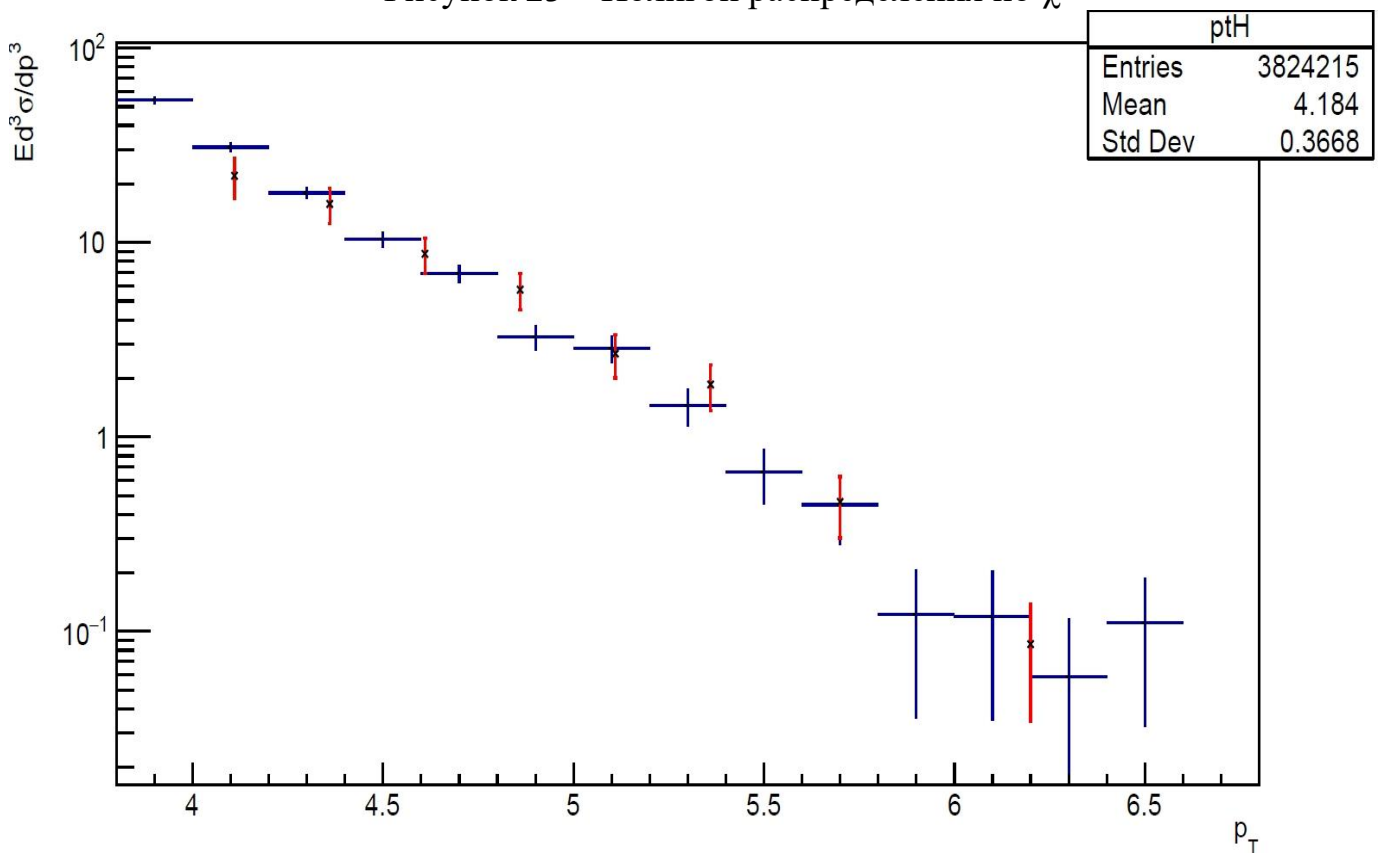


Рисунок 24 – Аппроксимация реальных данных кривой, сгенерированной Pythia при выборе оптимальных параметров  $\sigma_{soft} = 0.25$  и  $\sigma_{hard} = 0.6$

Для анализа данных инклюзивных измерений можно использовать распределение по скейлинговой переменной Фейнмана  $x_F$ :

$$x_F = \frac{p_{\parallel}}{p_{\parallel max}}. \quad (7)$$

Либо в ультрарелятивистском пределе, когда  $\sqrt{s}$  много больше значений всех масс частиц, родившихся в жестком взаимодействии (рисунок 25):

$$x_F = 2 \frac{p_{\parallel}}{\sqrt{s}}. \quad (8)$$

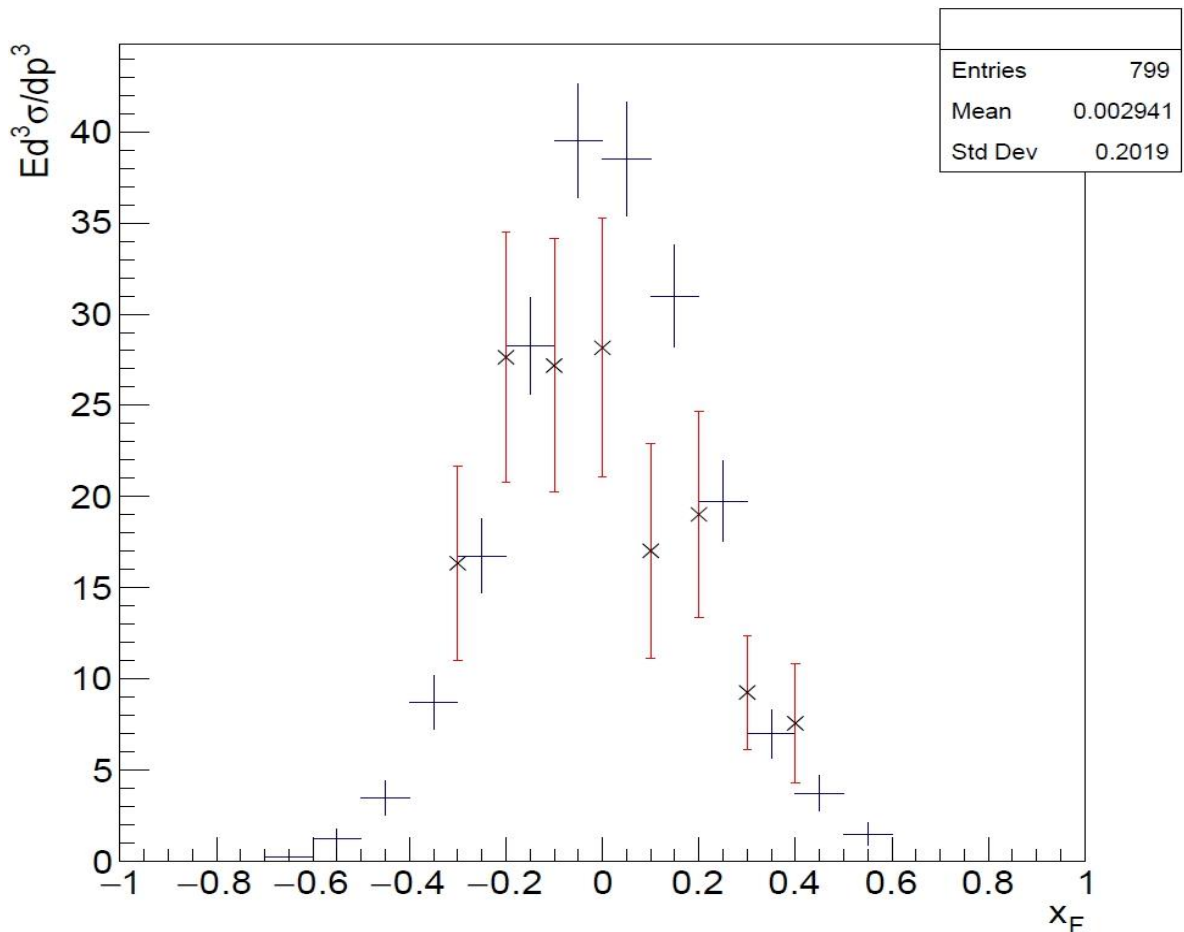


Рисунок 25 – Инвариантное сечение рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях как функция  $x_F$

Как уже было наглядно показано, Pythia 8 довольно неплохо «натягивает» сгенерированные данные на экспериментальные точки с точностью до ошибки, что



доказывает правомерность использования такого механизма размазывания поперечного импульса партонов, который заложен непосредственно в Pythia.

В конце уместно будет привести также сгенерированные с оптимальными параметрами размазки данные по пионным пучкам:

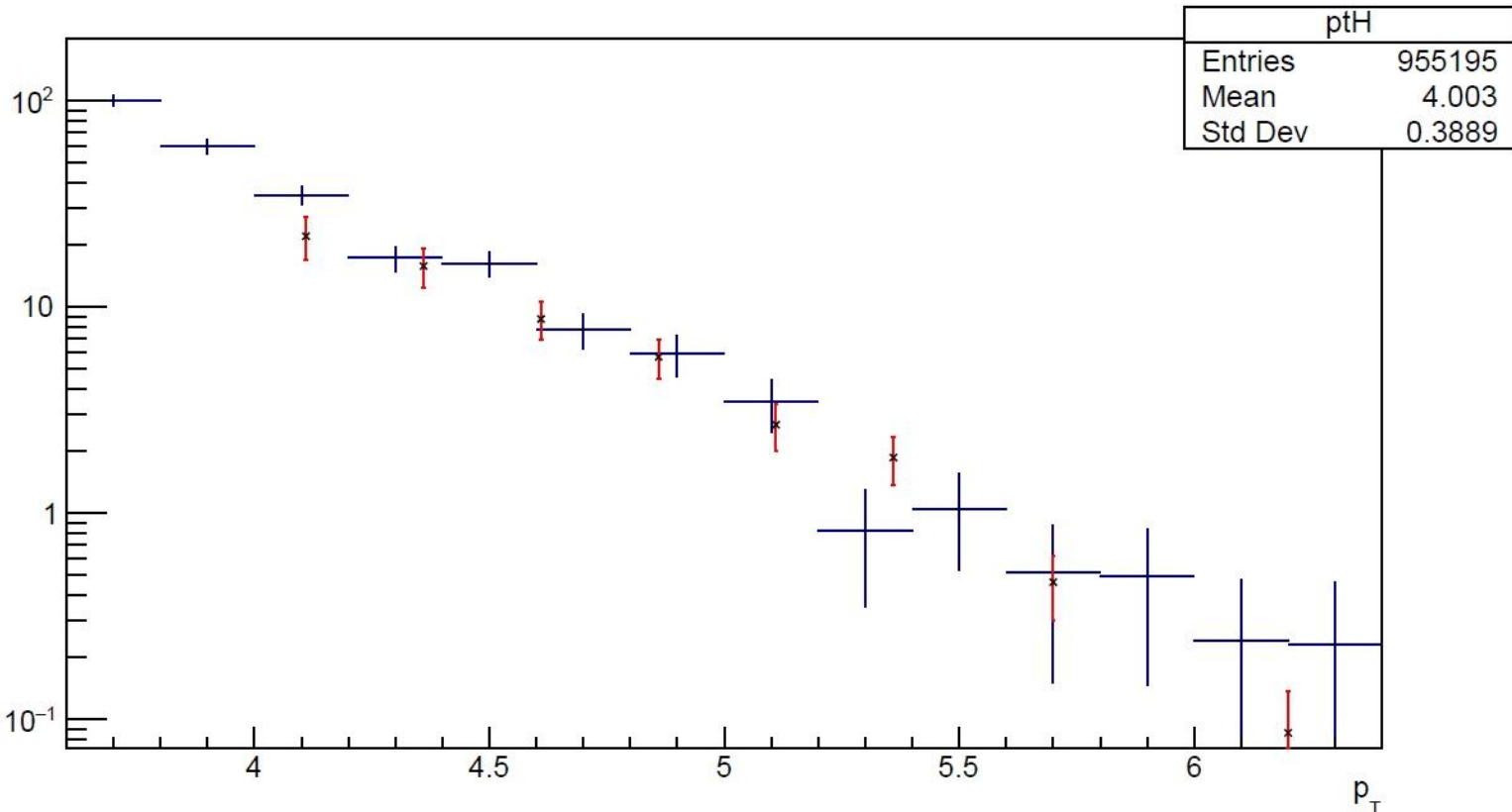


Рисунок 26 – Инвариантное сечение рождения прямых фотонов в пион-протонных столкновениях как функция поперечного импульса  $p_T$



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей дипломной работе с целью получения адекватного описания данных прошлых экспериментов и моделирования будущих экспериментов был исследован процесс рождения прямых фотонов при энергиях современных коллайдеров. В работе были получены следующие основные результаты:

- 1) рассмотрены основные механизмы возникновения поперечного движения партонов внутри адрона;
- 2) разработан и апробирован метод получения оптимальных параметров функции размазки  $\sigma_{soft} = 0.25$  и  $\sigma_{hard} = 0.6$  путем аппроксимации реальных данных эксперимента WA70 по прямым фотонам;
- 3) построены основные зависимости дифференциального сечения процесса рождения прямых фотонов  $E d^3\sigma/dp^3$  от поперечного импульса  $p_T$  и скейлинговой переменной  $x_F$ ;

Полученные параметры  $\sigma_{soft}$  и  $\sigma_{hard}$  будут применяться при Монте-Карло моделировании будущих экспериментов на установках SPD и COMPASS++/ABMER. Дальнейшее развитие работы видится в следующих направлениях:

- 1) улучшение алгоритма поиска минимума  $\chi^2$  путем учета других параметров, входящих в формулу (5);
- 2) Обобщение параметров  $\sigma_{soft}$  и  $\sigma_{hard}$ , полученных при фитировании данных из эксперимента WA70, на другие эксперименты (при других  $\sqrt{s}$  и видах мишеней);

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Nason, P. Monte Carlo Event Generators / P. Nason, P.Z. Skands // Particle Data Group. 2018. P. 27.
2. An Introduction to PYTHIA 8.2 / T. Sjöstrand [et al.] // CERN. 2014. P. 46.
3. A simple shower and matching algorithm / T. Giele Walter [et al.] // Phys.Rev.D. 2008. V. 78. P. 32.
4. Guskov, A. SPD - the Spin Physics Project with Polarized Proton and Deuteron Beams at the NICA Collider / A. Guskov // Journal of the Physical Society of Japan. 2019. P. 4.
5. Letter of Intent: A New QCD facility at the M2 beam line of the CERN SPS (COMPASS++/AMBER) / B. Adams [et al.] // CERN. 2019. P. 91.
6. Feynman, R. Quark-parton Model / R. Feynman. Proceedings of the 3rd Topical Conference on High Energy Collision of Hadrons. – N. Y.: Stony Brook, 1969. p. 99.
7. Wilson, G. K. Confinement of quarks / G. K. Wilson // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 2445-2459.
8. Gross, D.J. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories / D.J. Gross, F. Wilczek // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1343-1346.
9. Капитонов, И.М. Введение в физику ядра и частиц. / И.М. Капитонов - Едиториал УРСС, 2002. С. 125-140.
10. Brodsky, S.J. Perturbative Quantum Chromodynamics / S.J. Brodsky, , G.P. Lepage // Prog. Math. Phys. 1979. V. 4. P. 255-422.
11. Bednyakov, A. Quantum Field Theory and the Electroweak Standard Model / A. Bednyakov – BLTP JINR, 2018. P. 41.
12. Collins, J.C. Factorization for Short Distance Hadron - Hadron Scattering / J.C. Collins, D.E. Soper, G.F. Sterman // Nucl. Phys. B. 1985. V.261. P. 104–142.
13. Tung, W. Bjorken scaling / W. Tung // Scholarpedia. 2009. V.4. P. 7412.

14. Drell, S. D. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies / S.D. Drell, Y. Tung-Mow // Phys. Rev. Lett. 1970. V.25. P. 316-320.
15. Experimental Observation of a Heavy Particle J / J.J. Aubert [et al.] // Phys. Rev. Lett. 1974 V. 33. P. 1404-1406.
16. Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation / J.E. Augustin [et al.] // Phys. Rev. Lett. 1974 V. 33. P. 1406-1408.
17. Glashow, S. L. Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry / S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani // Phys. Rev. D. 1970. V. 2. P. 1285-1292.
18. Owens, J. F. Large-momentum-transfer production of direct photons, jets, and particle / J.F. Owens // Rev. Mod. Phys. 1987. V. 59. P. 465-503.
19. Blümlein, J. The Theory of Deeply Inelastic Scattering / J. Blümlein // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2012. V. 69. P. 28-84.
20. Vogelsang, W. A compilation of data on single and double prompt photon production in hadron - hadron interactions / W. Vogelsang, M.R. Whalley // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 1997. V. 23 P. 61-69.
21. Adams, D.L. Measurement of single spin asymmetry for direct photon production in p p collisions at 200-GeV/c / D.L. Adams // Phys. Lett. B. 1995. V. 345. P. 569-575.
22. Prompt Photon Production at Large  $p(T)$  in QCD Beyond the Leading Order / P. Aurenche [et al.] // Phys. Lett. B. 1984. V. 140. P. 87-92.
23. Extraction of Unpolarized TMDs: successes and problems / A. Bacchetta [et al.] // European Research Council. 2020. P. 72.
24. Study of parton  $k_T$  smearing effects in direct photon production at the Fermilab Tevatron / A. Kumar [et al.] // Phys.Rev.D. 2003. V. 68. P. 12.
25. Гуськов, А.В. Методы обработки экспериментальных данных в физике частиц / А.В. Гуськов – ЛЯП ОИЯИ, 2019. С. 99-102.
26. Herwig++ Physics and Manual / M. Bahr [et al.] // The European Physical Journal C. 2008. P. 639-707.

27. PYTHIA 6.4 physics and manual / T. Sjöstrand [et al.] // Journal of High Energy Physics. 2006. P. 576.
28. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg [et al.] // JHEP. 2009. P. 47.