

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
„Московский физико-технический институт (государственный университет) “
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра фундаментальных и прикладных проблем физики микромира

На правах рукописи
УДК 539.12

Рымбекова Айерке

Изучение возможности регистрации прямых фотонов на установке
SPD будущего коллайдера NICA

Магистерская диссертация

Направление подготовки 03.04.01 „Прикладные математика и физика“
Магистерская программа 010915 „Физика высоких энергий“

Заведующий кафедрой _____ / Казаков Д.И. /
Научный руководитель _____ / Гуськов А.В. /
Студент _____ / Рымбекова А. /

Дубна
2017 г.

1 Введение

В настоящее время изучение внутренней структуры адронов является одной из актуальных задач современной физики частиц. Особый интерес представляет вклад глюонов в спиновую структуру протона. Одним из основных инструментов, позволяющих прощупать глюонную структуру протона являются прямые фотоны, рожденные в жестких соударениях партонов. Изучение рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергии до 26 ГэВ на установке SPD (NICA) позволит получить информацию о глюонной структуре протона.

Данная работа посвящена изучению условий регистрации прямых фотонов на установке SPD с использованием методов Монте-Карло моделирования. Основной проблемой в изучении рождения прямых фотонов является значительный фон от распада вторичных частиц, таких как π^0 и η -мезон. Одной из поставленных задач является рассмотрение возможностей идентификации вклада от двухфотонных распадов π^0 и η -мезонов.

2 Внутренняя структура нуклонов

2.1 Кварк-партонная модель

Изучение внутренней структуры нуклонов началось в 50-х годах XX века с экспериментов Роберта Хофштадтера в Стэнфордском центре линейного ускорителя (Stanford Linear Accelerator Center, сокращенно SLAC) на ускорителе Mark III [2], когда был измерен электромагнитный формфактор протона, что позволило рассчитать радиус протона $\langle r_p \rangle = (0.74 \pm 0.24) \cdot 10^{-13}$ см. Это явно указывало на то, что протон не является фундаментальной частицей, и имеет внутреннюю структуру. В 1969 году Ричард Фейнман назвал обнаруженные точечные составляющие нуклонов партонами. Что привело к созданию партонной модели.

Примерно в те же годы М. Гелл-Манном и, независимо от него, Дж. Цвейгом [3], была выдвинута гипотеза о том, что адроны построены из специфических субъединиц (кварков), что дало начало развитию кварковой модели. В первоначальной кварковой модели было три аромата кварков верхний кварк u (up), нижний d (down) и странный s (strange). Позже были открыты очарованный c (charm), прелестный b (beauty) и истинный t (top) кварки. Каждому кварку соответствует его античастица. Кварки взаимодействуют между собой посредством обмена глюонов.

Глюоны, согласно представлению квантовой хромодинамики (КХД), - это векторные калибровочные бозоны, отвечающие за сильное цветовое взаимодействие между кварками. В отличие от фотонов, которые, согласно квантовой электродинамике (КЭД) электрически нейтральны и не взаимодействуют между собой, глюоны имеют цветовой заряд и являются не только переносчиками взаимодействия, но и сами участвуют в нем. Впервые экспериментально глюоны были обнаружены в трехструйных событиях [4] [5] в 1979 году в экспериментах на электрон-позитронном коллайдере PETRA в исследовательском центре DESY (Гамбург, ФГР).

Партонны, введенные Фейнманом были отождествлены с кварками и глюонами, составляющими адроны.

Позднее получила свое развитие кварк-партонная модель (КПМ), согласно которой протон состоит из валентных кварков (u, u, d), глюонов и морских кварков (море непрерывно рождающихся и поглощающихся виртуальных кварк-антикварковых пар). В кварк-партонной модели переменная Бьёркена x пред-

ставляет собой долю импульса адрона, которую несет партон, участвующий в процессе соударения. Функции партонного распределения являются универсальными характеристиками структуры протона. В рамках квантовой хромодинамики, функция партонного распределения зависит не только от x , но и от квадрата переданного 4-импульса (Q^2) [11].

В случае , когда рассматриваются распределения партонов в не поляризованном нуклоне, функции партонных распределений представляют собой вероятность обнаружения определенного сорта партона, несущего долю импульса x от полного импульса в нуклоне. Таким образом $f_1(x, Q^2)$ и $f_2(x, Q^2)$ - не поляризованные структурные функции нуклона [13].

Принимая во внимание продольную и поперечную поляризацию партонов и нуклонов, мы получаем целый ряд функций партонных распределений, которые можно разделить на два типа.

К первому типу относятся проинтегрированные по поперечному импульсу партонов (k_{\perp}) в нуклоне , или их еще называют коллинеарные функции партонного распределения. К ним относятся распределение партонов в не поляризованном нуклоне - $f_1(x, Q^2)$ (density); распределение продольно поляризованных кварков в продольно поляризованном нуклоне $g_1(x, Q^2)$ (helicity); распределение поперечно поляризованных кварков в поперечно поляризованном нуклоне $h_1(x, Q^2)$ (transversity). Такие функции были измерены для кварков, и частично для глюонов.

На Рис. 1 представлены распределения партонов в не поляризованном нуклоне в зависимости от x и Q^2 . При малых Q^2 видно явное преобладание вклада валентных кварков в импульс нуклона. С увеличением Q^2 вклад глюонов и морских кварков растет.

Все эти три функции партонного распределения являются диагональными элементами в приведенной ниже таблице (Рис. 2), с поляризацией нуклона (N - не поляризованный, L- продольно-поляризованный, T - поперечно-поляризованный) по вертикали и поляризацией кварков (N, L, T) по горизонтали.

Ко второму типу относятся функции партонного распределения, зависящие от поперечного импульса партонов (k_{\perp}) - Transverse Momentum Dependent (TMD) PDF. Такие функции будут зависеть от трех переменных: x , k_{\perp} , Q^2 . К ним относятся: корреляции между поперечной поляризацией нуклона (поперечной ори-

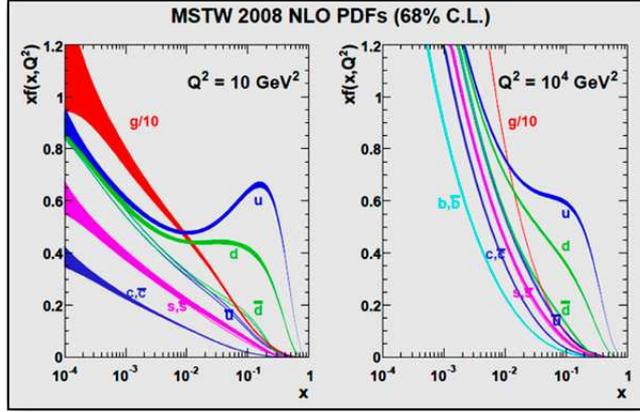


Рис. 1: Распределение партонов в не поляризованном нуклоне при $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ и $Q^2 = 10^4\text{GeV}^2$ [1]

	U	L	T	
U	f_1 Number Density		h_1^\perp Boer-Mulders	T-odd
L		g_1 Helicity	h_{1L}^\perp Worm-gear-L	
T	f_{1T}^\perp Sivers	g_{1T}^\perp Worm-gear-T	h_{1T}^\perp Pretzelosity	chiral-odd

Рис. 2: функции партонных распределений [6]

ентацией спина нуклона) и поперечным импульсом не поляризованных кварков (Sivers), f_{1T}^\perp ; корреляции между поперечной ориентацией спина и продольной поляризацией кварков (Worm-gear-T), g_{1T}^\perp ; распределение поперечного импульса кварков в не поляризованном нуклоне (Boer-Mulders), h_1^\perp ; корреляции между продольной поляризацией нуклона (продольной ориентацией спина нуклона) и поперечным импульсом кварков (Worm-gear-L), h_{1L}^\perp ; распределение поперечного импульса кварков в поперечно поляризованном нуклоне (Pretzelosity), h_{1T}^\perp . Большинство из них не были измерены как для кварков, так и для глюонов. Их измерение может снабдить нас новой информации о глюонной структуре протона.

2.2 Экспериментальные способы изучения глюонной структуры нуклонов

Существует три основных способа, позволяющих прощупать глюонную структуру нуклонов. Одним из них является изучение глюонной структуры через глубоко-неупругое рассеяние, сопровождающееся рождением очарованных частиц (Рис. 3). Данные исследования ведутся в ЦЕРНе в эксперименте COMPASS [7].

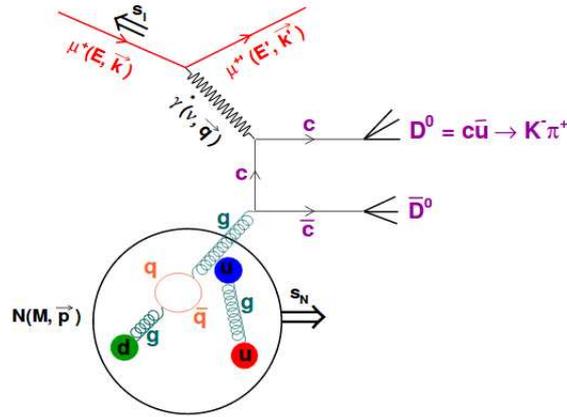


Рис. 3: Рассеяние мюона на глюоне $\mu g \rightarrow D^0 \bar{D}^0$.

Также возможно изучение глюонной структуры через рождение J/ψ -мезонов в глюон-глюонных столкновениях $gg \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+ l^- X$. Данный метод требует больших энергий сталкивающихся частиц. При энергиях, планируемых в эксперименте на установке SPD (26 GeV в с.ц.м.) представляется возможным прощупать только высокоэнергетические глюоны.

Еще одним инструментом получения информации о глюонных распределениях является изучение глюонной структуры через рождение прямых фотонов в кварк-глюонных столкновениях (Рис. 4). Прямой фотон рождается, когда кварк с большим x (валентный) налетает на глюон, что дает возможность, при той же энергии пучков (26 GeV в с.ц.м.) прощупать глюоны с меньшими x .

Прямые фотоны, рожденные в жестких партон-партонных столкновениях позволяют проводить сравнение с теоретическими предсказаниями в квантовой хромодинамике. Существует два основных процесса рождения прямых фотонов. Это глюонное комптоновское рассеяние $qg \rightarrow q\gamma$ (Рис. 4) и кварк-антикварковая аннигиляция $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ (Рис. 5).

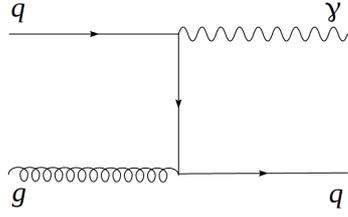


Рис. 4: Глюонное комптоновское
рассеяние $gg \rightarrow q\gamma$.

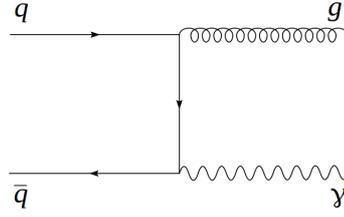


Рис. 5: Кварк-антикварковая
аннигиляция $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$.

Дифференциальное сечение рождения прямых фотонов [10] в может быть записано следующим образом

$$\sigma = -\frac{1}{3}e_q^2 \left(\frac{u}{s} + \frac{s}{u} \right); \quad (1)$$

для процесса $qg \rightarrow q\gamma$, и

$$\sigma = -\frac{8}{9}e_q^2 \left(\frac{u}{t} + \frac{t}{u} \right); \quad (2)$$

для процесса $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$. Здесь e_q^2 - электрический заряд кварков, s, t и u - переменные Манделъштама.

Полное сечение рождения прямого фотона в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 24GeV$ для Комптоновского рассеяния (согласно РҮТНІА 6.4) приблизительно равно $1.22 \cdot 10^{-3} mb$, когда сечение кварк-антикварковой аннигиляции равно $0.24 \cdot 10^{-3} mb$. Из чего можно сделать вывод, что доминирующим механизмом рождения прямых фотонов является глюонное комптоновское рассеяние.

Важной задачей экспериментального анализа является выделение сигнала от прямых фотонов на фоне вторичных фотонов. Проблема заключается в том, что основными источниками регистрируемых фотонов в реакциях при высоких энергиях являются фотоны, рожденные через распады нейтральных пионов и η -мезонов. Данные фотоны рассматриваются, как фоновые, что затрудняет работу с прямыми фотонами. Одной из главных задач в экспериментах по регистрации

прямых фотонов, является рассмотрение возможности разделения прямых и фоновых фотонов.

3 Эксперимент SPD на коллайдере NICA

3.1 Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA)

NICA - новый ускорительный комплекс, спроектированный и строящийся с 2013 года на базе Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) им. В. И. Векслера и А. М. Балдина Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), в городе Дубна Московской области [8].

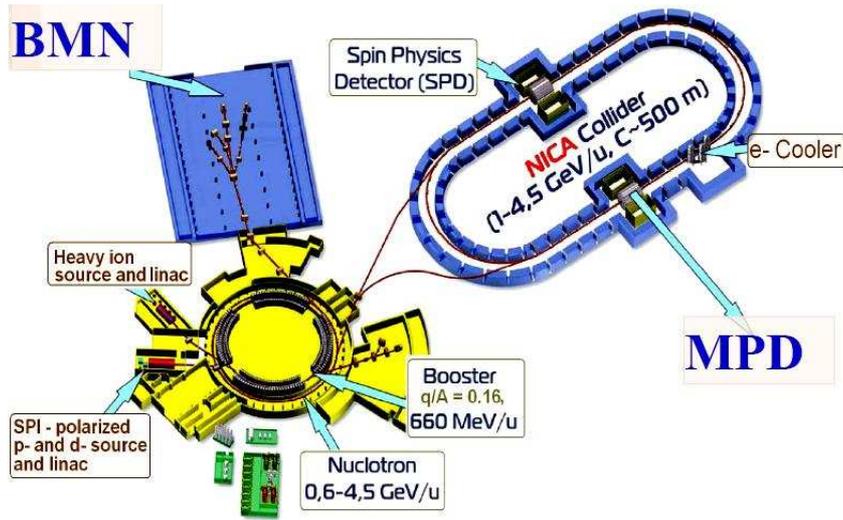


Рис. 6: Коллайдер NICA

Коллайдер представляет собой циклический ускоритель, способный разогнать и сталкивать пучки протонов, дейтронов и тяжелых ионов. Источником пучков будет служить модернизированный ускоритель - Нуклотрон, построенный на площадке ЛФВЭ в 1993 году.

Ускорительный комплекс позволит проводить исследования:

1. на встречных высокоинтенсивных пучках ионов (вплоть до золота Au^{79+}) при энергии порядка $\sqrt{s_{NN}} = 4.11 GeV$ при средней светимости $L = 10^{27} cm^{-2} c^{-1}$;
2. на встречных пучках поляризованных протонов и дейтронов с продольной и поперечной поляризацией со светимостью $L = 10^{32} cm^{-2} c^{-1}$;
3. на выведенных пучках протонов и ионов с энергиями 12.6 GeV (для протонов), 5.8 GeV (для дейтронов) и 4.5 GeV на нуклон для тяжелых ионов, а

также на пучках поляризованных протонов и дейтронов с интенсивностью $> 10^{10}$ частиц за цикл.

В коллайдере предусмотрено два места для встречи пучков, что дает возможность поставить два детектора и проводить два разнонаправленных эксперимента. Один из детекторов - Многоцелевой детектор (MPD), предназначенный для изучения физики тяжелых ионов. Второй детектор - детектор, предназначенный для спиновой физики (SPD), задачей которого будет изучение и развитие спиновой физики.

3.2 Физическая программа SPD

Основной физической задачей SPD является проведение экспериментов по изучению спиновой структуры нуклонов и других процессов, зависящих от спина, путем измерений асимметрий в процессе Дрелла-Яна, процессы рождения J/Ψ частиц и прямых фотонов в столкновениях поляризованных протонов и дейтронов. [12]

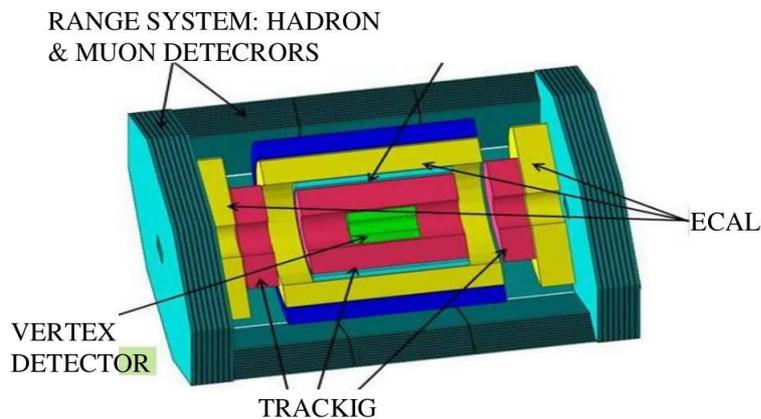


Рис. 7: Детектор SPD [6]

Для эффективной регистрации и идентификации прямых фотонов детекторная установка SPD должна включать в себя электромагнитный калориметр ECAL, способный регистрировать частицы в почти 4π геометрии.

Также установка должна иметь трекерную систему, способную различать кластеры от заряженных и нейтральных частиц, регистрируемых в калориметре, и триггерная система, основанная на ECAL.

3.3 Электромагнитный калориметр

Принцип работы калориметра заключается в измерении полной энергии частиц, которые, попадая в вещество детектора, рождают ливень вторичных частиц, передавая им свою энергию. Электроны и фотоны, проходя через вещество, сталкиваются в основном с электронными оболочками атомов и порождают электромагнитный ливень (Рис. 8) — поток из большого числа электронов, позитронов и фотонов. Такие ливни быстро развиваются на небольшой глубине и обычно поглощаются в слое вещества толщиной несколько десятков сантиметров.

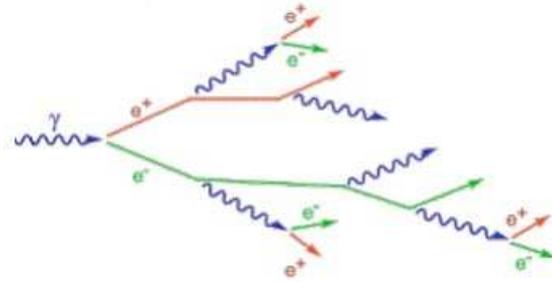


Рис. 8: электромагнитный ливень

Рассмотрим формирование электромагнитного ливня на примере влетающего в калориметр фотона. Влетающий в калориметр фотон рождает электрон-позитронную пару. В свою очередь, если энергия электронов (позитронов) больше критической E_c^* , они производят тормозное излучение (фотоны). Количество частиц в ливне будет быстро расти, пока средняя энергия не понизится до критической и основным механизмом взаимодействия для заряженных частиц не станет ионизация. Удельные потери на тормозное излучение:

$$(dE/dx)_{rad} \approx -E/X_0, \quad (3)$$

$$E = E_0 \exp -x/X_0, \quad (4)$$

где X_0 - радиационная длина, E_0 - энергия первичной частицы. Радиационная длина X_0 ЕСАЛ планируется равной 1.64 см.

Поперечный размер электромагнитного ливня в основном определяется многократным рассеянием электронов и позитронов. Тормозные фотоны, испускаемые этими электронами и позитронами также вносят свой вклад. Поперечные размеры по всей глубине ливня даются радиусом Мольера.

$$R_M(g/cm^2) \approx 21MeV \frac{X_0}{E_c(MeV)} \quad (5)$$

Для эффективного поглощения ливней требуется использовать как можно более плотное вещество. В случае гомогенных калориметров, где поглощающий материал одновременно является и детектирующим, обычно используют очень тяжелые сцинтилляторы и заполняют ими калориметр. В случае гетерогенных калориметров, где функции поглощения и детектирования разделены, сделают «слойку» из чередующихся пластин тяжелого вещества и легкого сцинтиллятора. В результате ливень застревает в толще вещества, его частицы поглощаются и аннигилируют, и некоторая, вполне определенная, доля энергии выделяется в виде вспышки света. Свет выводится по оптоволокну на торец калориметра, где собирается фотоэлектронными умножителями, которые в свою очередь превращают его в электрический импульс.

Электромагнитный калориметр ECAL установки SPD относится к типу сцинтилляционных гетерогенных калориметров (аналогичен калориметру ECAL0 эксперимента COMPASS, CERN). Спроектированный калориметр ECAL имеет следующие характеристики: радиус Мольера равен 3.5 см; радиационная длина 1.64 см.

В калориметре функции поглощения и детектирования разделены, что позволяет оптимальным образом выбрать поглотитель. В качестве поглотителя в ECAL выступает свинец. Таким образом ECAL имеет структуру сэндвича – слои поглотителя чередуются с детектирующими слоями. Сам детектор представляет собой конструкцию, состоящую из трех частей - бочки и двух торцевых крышек. Бочка, или основная часть имеет форму цилиндра, длина которого 552 см и радиус 174,8 см. Торцевые крышки располагаются справа и слева от бочки на расстоянии 10 см, создавая тем самым почти 4π геометрию, что позволяет регистрировать частицы, летящие под малыми углами. Внешний радиус крышки равен 221.24 см, внутренний - 25.0 см. Таким образом крышка представляет собой кольцо, в котором внутренняя дырка необходима для прохождения пучка.

Бочка и торцевые крышки состоят из модулей. Каждый модуль имеет размеры $12 \times 12 \times 46$ см. Модуль имеет структуру, состоящую из 1 см пластика, 221 чередующихся пластинок свинца и сцинтиллятора, толщиной 0.03 и 0.15 см соответственно, и фотоэлектронного умножителя.

4 Моделирование регистрации прямых фотонов на установке SPD

Создание современного эксперимента в ядерной физике и физике высоких энергий, а также и интерпретация результатов невозможны без детального понимания и точного описания процессов, описывающих движение частицы в материале и ее регистрацию в детекторах. Для предварительной оценки и планирования эксперимента используют компьютерное моделирование прохождения частиц через материал.

Будущий эксперимент подразумевает столкновение пучков продольно и поперечно поляризованных протонов с энергией 26 GeV в с.ц.м. Данная работа разделена на два основных этапа: рассмотрение механизмов рождения прямых фотонов в программе PYTHIA 6.4 (Монте-Карло симуляция) и моделирование взаимодействия вторичных частиц с установкой SPD (ECAL) с помощью программы SpdRoot.

PYTHIA — программа моделирования процессов столкновения элементарных частиц при высоких энергиях на ускорителях элементарных частиц. Программа реализуется на основе метода Монте-Карло. В данной работе использовалась версия PYTHIA 6.4.

4.1 Прямые фотоны

К процессам прямого рождения относятся жесткие процессы и процессы фрагментации. Программа PYTHIA 6.4 моделирует только прямые фотоны, рожденные в жестких процессах.

Согласно PYTHIA 6.4 [9], прямые фотоны могут образовываться в 5 процессах:

- $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$
- $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$
- $qg \rightarrow q\gamma$
- $gg \rightarrow \gamma\gamma$
- $gg \rightarrow g\gamma$

На Рис. 9 для данных процессов в соответствии с их вкладом в сечение представлены графики распределения по энергии и псевдобыстроте. Исходя из данных Рис. 9, можно выделить два процесса : $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и $qg \rightarrow q\gamma$. Сечение кварк-антикварковой аннигиляции, согласно данным РҮТНІА 6.4, $\sigma = 0.24 \cdot 10^{-3}$ mb, сечение кварк-глюонного рассеяния $\sigma = 1.22 \cdot 10^{-3}$ mb.

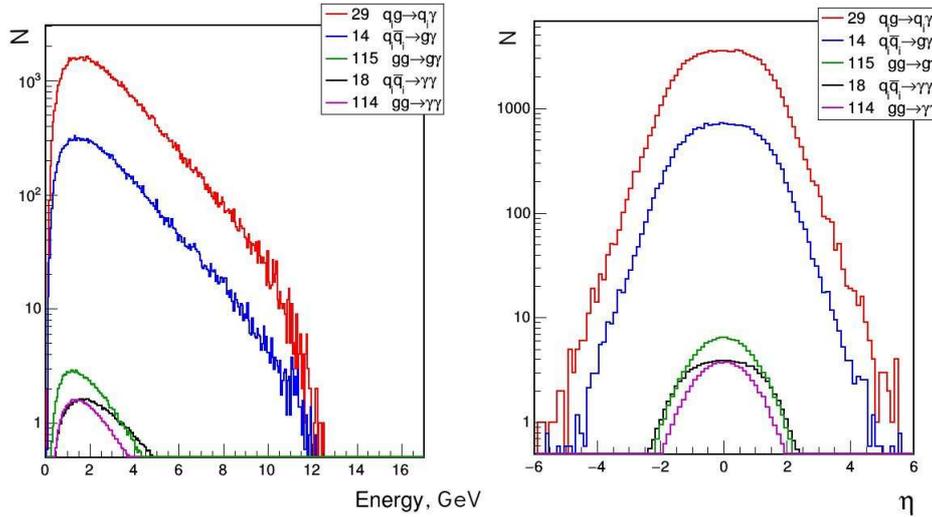


Рис. 9: Энергетическое распределение (слева) и распределение по псевдобыстроте (справа) для процессов, сопровождающихся рождением прямых фотонов

На Рис. 10 представлены графики распределения по энергии и псевдобыстроте для прямых и фоновых фотонов. График для фоновых фотонов был получен в результате моделирования 100000 событий неупругого рассеяния. График распределения прямых фотонов был получен в результате моделирования 100000 "жестких" процессов, а именно процесса комптоновского рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$. Здесь рассматривалась средняя множественность фотонов.

4.2 Основные фоновые процессы

Одной из главной задач экспериментальной физики является разделение интересных сигналов и фоновых. В случае регистрации прямых фотонов эта задача становится особенно сложной, так как основными процессами рождения фотонов в р-р столкновениях являются распады $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$. Нейтральный

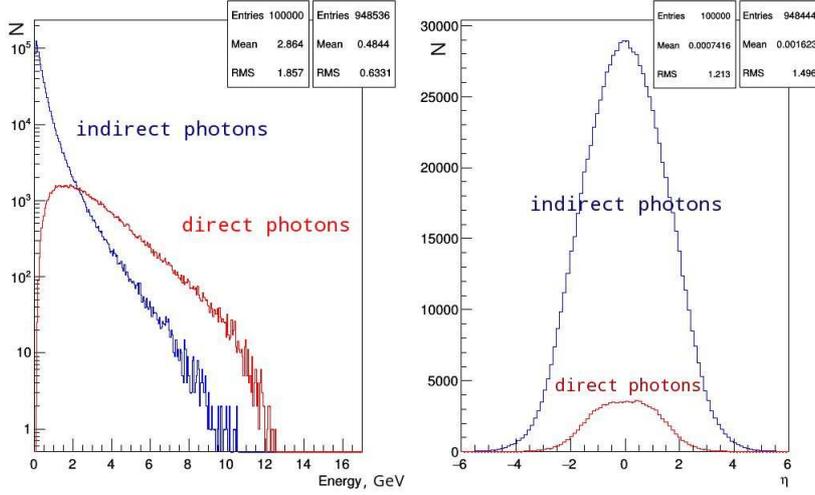


Рис. 10: Энергетическое распределение (слева) и распределение по псевдобыстроте (справа) для "жесткого" процесса кварк-глюонного рассеяния, сопровождающегося рождением одного прямого фотона и для неупругого рассеяния .

пион распадается на 2γ с вероятностью $(98.823 \pm 0.034)\%$, η -мезон - с вероятностью $(39.41 \pm 0.20)\%$ распадается на 2γ и с вероятностью $(32.68 \pm 0.23)\%$ на $3\pi^0$.

Сечение реакции $qg \rightarrow q\gamma$ равно $1.22 \cdot 10^{-3}$ mb, тогда как сечение p-p - взаимодействия приблизительно равно 40 mb. В Таб. 1 продемонстрированы данные Монте-Карло симуляции RUTHIA 6.4, где показано количество фотонов, рожденных в процессе 10^6 неупругого рассеяния на 10^6 процессов комптоновского рассеяния, сопровождающегося рождением одного прямого фотона.

Предварительное моделирование установки было выполнено на уровне грубого моделирования геометрического акцептанса и разрешение калориметра, которое бралось энергетически следующим образом (Рис. 11) : энергия каждого фотона была размазана функцией Гаусса $\frac{\sigma_E}{E} = A + \frac{B}{\sqrt{E}}$. При этом энергия фотонов $E_\gamma \leq 0.02$ GeV; угол разлета фотонов $-0.17 \leq \theta_\gamma \leq 0.17$, $A = 0.02$ и $B = 0.01$. В результате аппроксимации функцией Гаусса данного распределения были получены следующие параметры: масса π^0 - мезона = 0.135 GeV, $\sigma \approx 0.023$.

Таблица 1: Основные источники фоновых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$

Источники фотонов	средняя множественность фотонов
π^0	$8.7 \cdot 10^6$
η	$0.4 \cdot 10^6$
ω	$0.06 \cdot 10^6$
η'	$0.05 \cdot 10^6$
другие источники	$0.04 \cdot 10^6$

4.3 Взаимодействие фотонов с SPD

Программный пакет SpdRoot был разработан для моделирования отклика детекторной установки SPD на прохождение через нее частиц, реконструкции физического события, разработки алгоритмов анализа данных эксперимента и моделирования $p - p$ столкновений при энергиях 26 GeV в с.ц.м.

Реализация алгоритмов строится на основе метода Монте-Карло. Методы Монте-Карло – общее название группы численных методов, основанных на получении большого числа реализаций стохастического (случайного) процесса, который формируется таким образом, чтобы его вероятностные характеристики совпадали с аналогичными величинами решаемой задачи.

Программный пакет SpdRoot разработан на базе пакетов FairRoot и FairSoft.

SPDROOT предназначен для изучения взаимодействия частиц с веществом детектора. В данной работе рассматриваются возможности регистрации прямых фотонов калориметром ECAL. Также учитывается взаимодействие частиц, образованных в данной реакции в следующих детекторах: вершинный трековый детектор, трубчатый трековый детектор, трековый детектор end-cap и бериллиевая трубка, внутри которой проходит пучок. Толщина бериллиевой трубки равняется 2.5 см.

В рамках программного пакета SPDROOT существует возможность выбора интересующих детекторов, входящих в состав установки SPD с целью исследования взаимодействий частиц только в определенных детекторах или их комбинациях. В данной работе рассмотрены следующие комбинации активных зон установки :

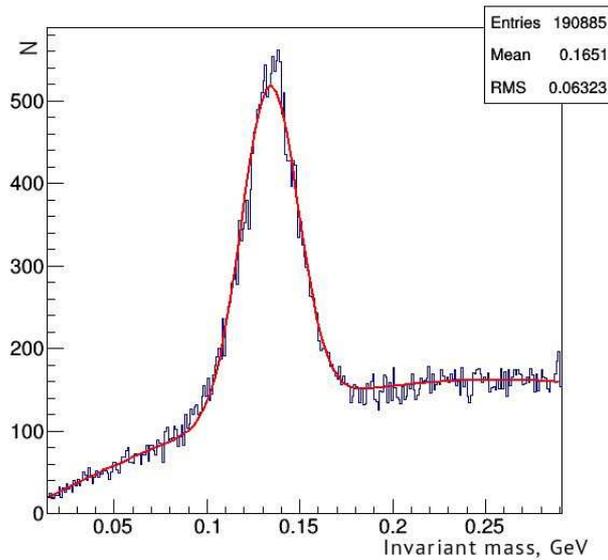


Рис. 11: Распределение по инвариантной массе

1. электромагнитный калориметр ECAL и бериллиевая трубка;
2. электромагнитный калориметр ECAL, бериллиевая трубка, вершинный трековый детектор, трубчатый трековый детектор и трековый детектор end-cap.

Для двух комбинаций было проведено сравнение характеристик зарегистрированных в калориметре кластеров.

На Рис. 12 изображена конструкция установки SPD. Как было указано выше калориметр ECAL состоит из ячеек. При прохождении частицы через вещество калориметра, она вызывает сигнал в нескольких ячейках. Связанная группа сработавших ячеек носит название кластера (срабатывание происходит лишь в том случае, когда энергосодержание в каждой ячейке калориметра, превышает некоторое пороговое значение, равное 0.001 GeV). Кластеры могут образовываться в результате взаимодействия любого рода частиц с веществом калориметра. Используя метод Монте-Карло можно выявить точную область взаимодействия фотона с веществом калориметра, а также определить кластеры, образованные только продуктами распада первичных π^0 и η - мезонов.

На Рис. 13 показано распределение радиационных длин в бочке калориметра в зависимости от угла θ . Началу системы отсчета соответствует точка столкновения пучков. Выбранная комбинация детекторов установки SPD включает

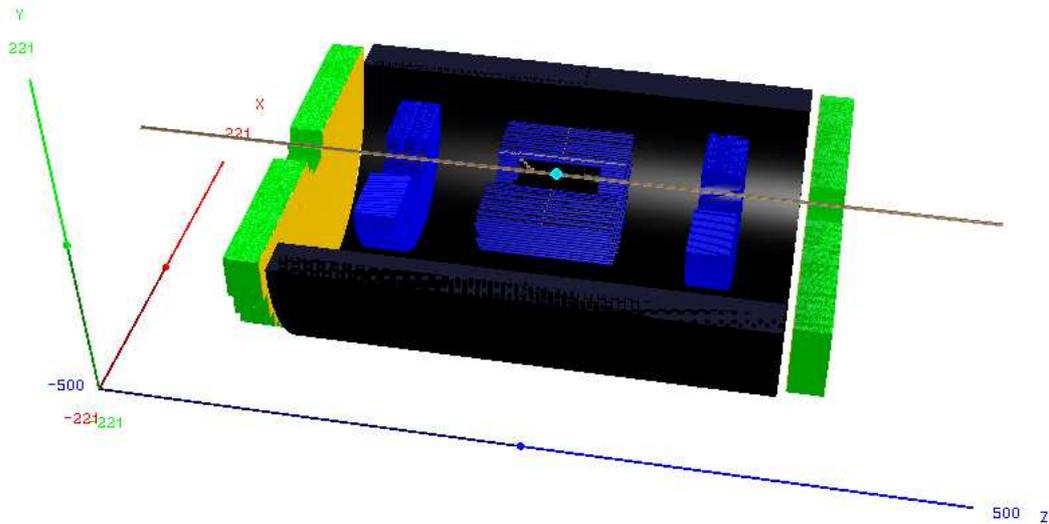


Рис. 12: Предварительная схема установки SPD. Зеленым цветом обозначены торцовые части калориметра ECAL. Черным цветом изображена бочка калориметра ECAL. Темно синим цветом обозначен трубчатый трековый детектор. Синим цветом обозначен трековый детектор end-cap. Внутри трубчатого трекового детектора находится вершинный трековый детектор, обозначенный черным цветом. Голубая точка, расположенная в центре, обозначает точку взаимодействия пучков. Коричневым цветом обозначена бериллиевая трубка, по которой распространяется пучок.

в себя : электромагнитный калориметр ECAL, бериллиевая трубка (толщиной 2.5 см), вершинный трековый детектор, трубчатый трековый детектор. По мере прохождения частицы в веществе поэтапно рассчитывалась радиационная длина. Полное количество пройденных частицей радиационных длин до торцевых крышек калориметра составляет ≈ 0.038 .

На Рис. 14 представлено распределение по псевдобыстроте. Псевдобыстрота - безразмерная физическая величина, показывающая, насколько направление движения элементарной частицы отличается от направления оси пучка, и определяемая как:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (6)$$

где θ -угол между направлением импульса частицы \vec{p} и осью пучка (ось Z). Два пика, соответствующие значениям псевдобыстрот -1.2 и 1.2, обусловлены

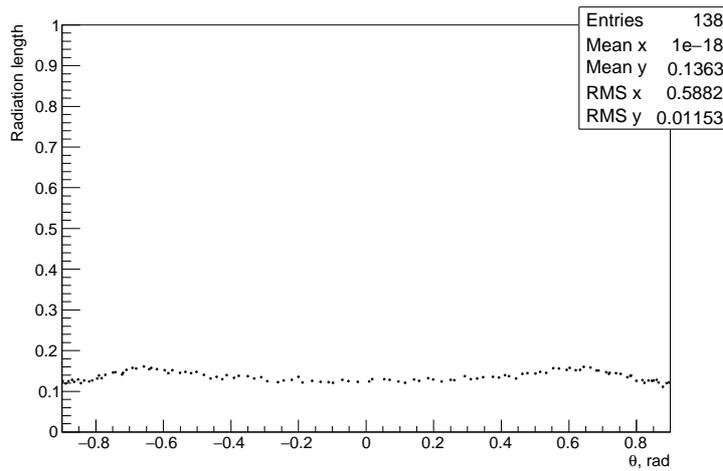


Рис. 13: Распределение количества пройденных частицей радиационных длин до бочки калориметра ECAL

перекрыванием сигналов в торцевых крышках и бочке калориметра (частицы, попадая в бочку, порождают ливень вторичных частиц, которые в последствие регистрируются в торцевых крышках).

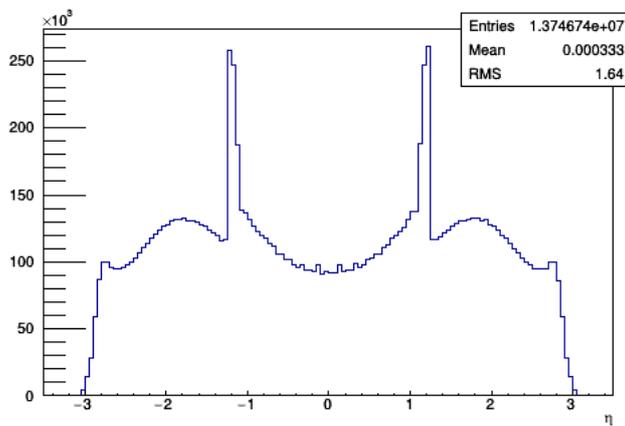


Рис. 14: Распределение кластеров по псевдобыстроте в ECAL

На Рис. 15 представлено распределение кластеров по энергии. Большинство кластеров энергию менее 0.1 GeV. При проведении дальнейшего анализа выбираются события, удовлетворяющие условию $E_1 + E_2 > 1$ GeV, где E_1 и E_2 - энергии кластеров.

Инвариантная масса — характеристика коллектива частиц, описывающая их разлет относительно друг друга. Ее важнейшее свойство состоит в том, что она

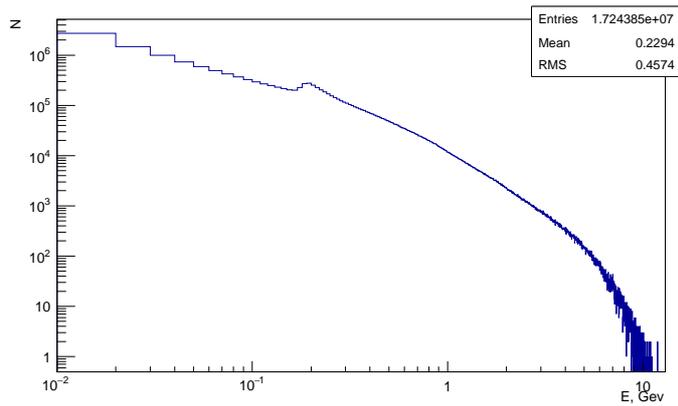


Рис. 15: Распределение кластеров по энергии в ECAL

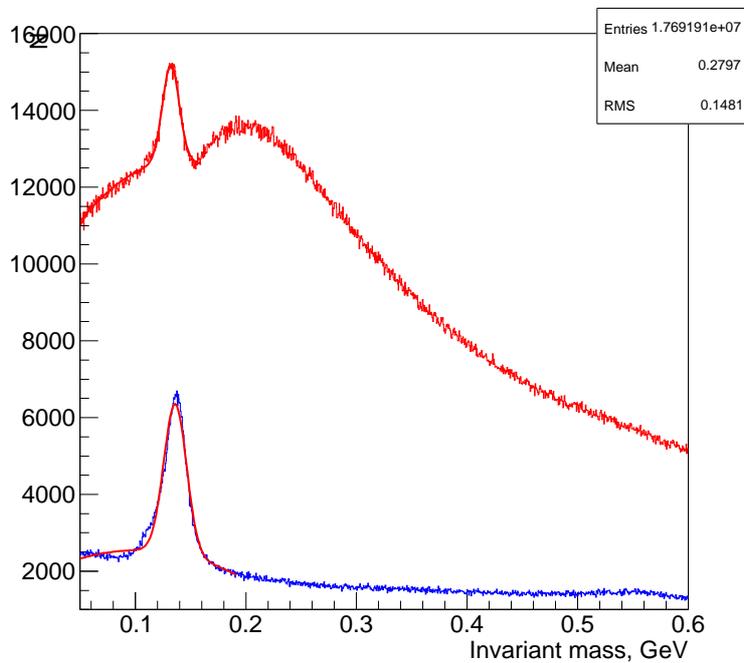


Рис. 16: Спектр масс двух частиц, полученный в результате моделирования $2 \cdot 10^5$ p-p столкновений. Красная линия соответствует распределению инвариантной массы двух частиц, зарегистрированных калориметром. Синяя линия соответствует инвариантной массе двух частиц, образованных в результате распада π^0 (согласно информации Монте-Карло)

инвариантна, то есть не зависит от системы отсчета, в которой проводятся вы-

числения. Инвариантная масса рассчитывается по формуле $M = \sqrt{(P_1 + P_2)^2}$, где $P_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ и $P_2 = (E_2, \vec{p}_2)$.

На Рис. 16 представлены данные, полученные следующей комбинацией детекторов: калориметр ECAL и бериллиевая трубка. Для получения распределения по инвариантной массе рассматривались все возможные комбинации частиц. Красная кривая показывает все возможные комбинации частиц, которые, попав в калориметр были идентифицированы, как отдельные кластеры. Также параметры частиц должны удовлетворять следующему условию - порог по энергии $(E_1 + E_2) > 1\text{GeV}$. В результате аппроксимации функцией Гаусса данного распределения были получены следующие параметры: $N = 2.5 \cdot 10^6 \pm 6523$, $\sigma = 0.011$. На графике в области 0.1358 GeV наблюдается пик. Он говорит о возможности реконструирования нейтрального пиона, с дальнейшим подавлением фона, путем вычета фотонов, родившихся в результате распада π^0 .

Синяя линия на графике Рис. 16 соответствует образованию идеальных кластеров, в случае расчета методом Монте-Карло. В данном случае отсутствует вероятность образования одной частицей двух кластеров, или наоборот, образования двумя частицами одного кластера. В результате аппроксимации функцией Гаусса данного распределения были получены следующие параметры: $N = 3.9 \cdot 10^6 \pm 11704$, $\sigma = 0.008$. Для данной кривой четко выражаются пик в области инвариантной массы, равной 0.135 GeV. Частица, двигаясь от точки взаимодействия пучков до электромагнитного калориметра проходит ≈ 0.016 радиационных длин до бочки калориметра и ≈ 0.018 радиационных длин до торцевых крышек. Эффективность восстановления нейтрального пиона, исходя из количества пройденных частицей радиационных длин, составляет $\approx 87\%$. Эффективность восстановления нейтрального пиона, согласно полученным данным, составляет $\approx 64\%$. При данной комбинации детекторов установки SPD (электромагнитный калориметр и бериллиевая трубка) эффективность кластеризации равна приблизительно $\approx 77\%$. 0.23 часть всех π^0 не восстанавливаются. В дальнейшем планируется разделить нейтральные частицы от заряженных, что значительно упростит реконструирование π^0 и η .

Как уже было сказано выше, прямые фотоны довольно сложно зарегистрировать из-за большого фона вторичных фотонов. Выделение фотонов, образованных в результате распада нейтрального пиона и η -мезона может значительно облегчить задачу, но в реальном эксперименте невозможно реконструировать все

π^0 , и даже, если бы это было возможно, все равно остается значительное количество вторичных фотонов.

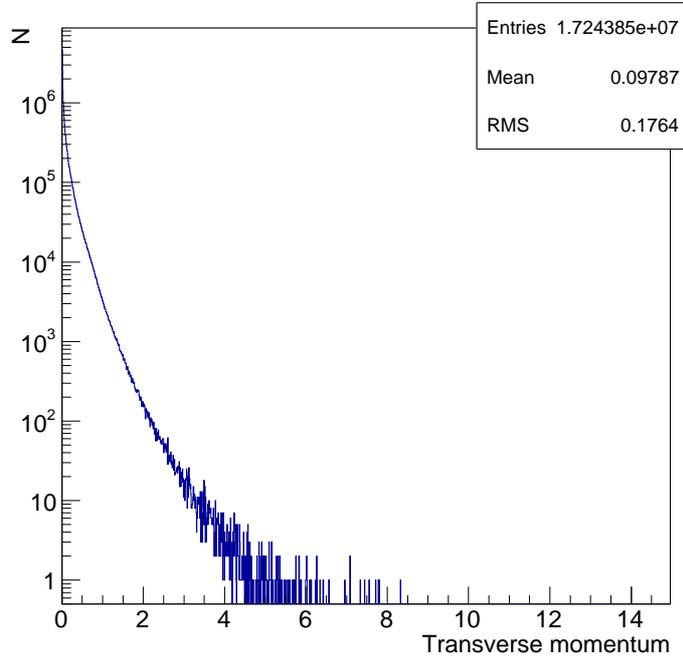


Рис. 17: Распределение по поперечным импульсам кластеров для $5 \cdot 10^5$ p-p - столкновений

На Рис. 17 представлены распределения по поперечным импульсам для всех частиц, которые были зарегистрированы калориметром. В данном случае рассмотрено $5 \cdot 10^5$ p-p - столкновений. Фотоны, обладающие большими поперечными импульсами (более 4 GeV) составляют малую долю всех фотонов. При проведении моделирования была выбрана следующая комбинация детекторов установки SPD: электромагнитный калориметр ECAL и бериллиевая трубка.

Большие поперечные импульсы у прямых фотонов являются одним из возможных критериев разделения прямых от фоновых фотонов. Для более подробного изучения распределения фотонов по поперечным импульсам необходима много большая статистика.

5 Заключение

В данной работе были исследованы все поставленные задачи. В программе PYTHIA 6.4 Монте-Карло симуляции были исследованы основные механизмы рождения прямых фотонов. Была более подробно рассмотрена реакция комптоновского кварк-глюонного рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$ сопровождающаяся рождением прямого фотона. Получение которого является основным инструментом изучения глюонной структуры протона. Основной проблемой регистрации прямых фотонов стало подавление фона. Для изучения взаимодействия частиц с веществом детекторной установки SPD было произведено ознакомление и тестирование программы SPDR00T. На данном этапе работы можно сделать вывод о незначительном подавлении фона, путем реконструкции нейтральных пионов. Также в данной работе был произведен анализ распределения по поперечным импульсам кластеров. Для изучения больших поперечных импульсов, которые характерны прямым фотонам, необходима статистика порядка $10^8 - 10^{10}$.

Список литературы

- [1] <http://www.hep.ucl.ac.uk/theory/sm.shtml>
- [2] Кендалл Г.У. "Глубоко - неупругое рассеяние : Эксперименты на протоне и наблюдение скейлинга"(Нобелевская лекция) //УФН 161 (12) 75–106 (1991)
- [3] Zweig G. CERN preprint 8182/TH.401, Jan. 17, 1964
- [4] <http://nuclphys.sinp.msu.ru/spargalka/a50.htm>
- [5] Дремин И.М. "Глюонные струи в адронных процессах и конфайнмент"(Физика элементарных частиц и атомного ядра) 1987
- [6] I.A. Savin, A.V. Efremov "Spin Physics Experiments at NICA-SPD with polarized proton and deuteron beams"
- [7] Celso Franco " $\Delta g/g$ results from the Open Charm production at COMPASS"SNSN-323-63, September 3, 2012
- [8] <http://nica.jinr.ru/files/Booklet-NICA.pdf>
- [9] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna "PYTHIA 6.4 Physics and Manual"March 2006
- [10] Takuma Horaguchi "Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV"
- [11] <http://nuclphys.sinp.msu.ru/particles/lec4.pdf>
- [12] <http://nica.jinr.ru/projects/spd.php>
- [13] Дмитрий В. Наумов, "Учебное пособие. Фейнмановские диаграммы для экспериментаторов"