

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

Институт Ядерной Физики и Технологий

Кафедра №40 "Физика элементарных частиц"

ОТЧЕТ ПО НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

тема:

Оценка количества материала перед калориметром PHOS в эксперименте
"ALICE": сравнение выходов нейтральных пионов в p-p столкновениях
энергии 13 ТэВ при выключенном и включенном магнитном поле

Студент Б20-102

Арляпов Е.Р.

Научный руководитель

к.ф.- м.н. Пересунько Д. Ю.

Москва 2023

Содержание

1	Введение	2
2	Схема и описание установки ALICE	4
3	Экспериментальная часть	7
3.1	Предварительная часть. Характеристики π^0 -мезонов	7
3.2	Схема измерений	8
3.3	Восстановление выхода π^0 -мезонов	10
3.4	Представление результатов	15
4	Заключение	19
	Список литературы	20

1 Введение

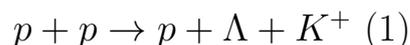
Название эксперимента "ALICE" является сокращенным от "A Large Ion Collider Experiment". В настоящее время является основным проектом по изучению кварк-глюонной плазмы путем столкновения тяжелых ионов высоких энергий.

Кварк-глюонная материя представляет собой агрегатное состояние вещества, при котором адроны (класс составных частиц, которые включают в себя мезоны (состоят из кварк-антикварковых пар и имеют целый спин) и барионы (наиболее распространенное число кварков - три, однако существуют и более тяжелые и нестабильные образования, такие как пентакварки. Имеют полуцелый спин[1]. Наиболее известные представители - протоны и нейтроны)) сближаются ("сплавляются") друг с другом до расстояний, меньших их собственных радиусов, образуя новый макроскопический объект, который состоит из свободных кварков и глюонов (при обычных условиях данные частицы существуют только в связанном состоянии только внутри адронов[2]. Их невозможно выделить отдельно вследствие явления конфаймента).

К основным признакам образования кварк-глюонной плазмы относятся:

- Повышенный выход странных частиц, т.е. тех, в состав которых входят s-кварки. Данные частицы имеют некоторые особенности:

во-первых, во всех реакциях эти частицы рождаются парами. Для примера, приведем реакцию столкновения двух протонов с образованием Λ - и K^+ - гиперонов:



во-вторых, Аномально высокое время жизни (10^{-13} с вместо ожидаемого и характерного для тяжелых частиц 10^{-26} с)

Для объяснения данных эффектов было введено новое квантовое число - странность. Оно целочисленное и сохраняется при сильном и электромагнитном взаимодействиях, но не сохраняется при слабом. В большинстве реакций со странными частицами, странность не может меняться больше, чем на единицу, однако это правило выполняется не всегда.

- Выход J/Ψ мезонов, который еще называют чармонием - частица, мезон, состоящий из пары очарованный кварк-антикварк.
- Большие потери энергии при столкновении партонов (жестких партонов). Партон является моделью ультрарелятивистского протона, который удобно представлять в виде облака из кварков, антикварков и глюонов. Внутри партона постоянно идут реакции образования и слияния этих частиц, но в результате наступает равновесное состояние.

Стоит отметить, что в первой модели кварк-глюонное состояние сравнивали с газом практически невзаимодействующих свободных кварков и глюонов. Однако в 2010-е от этой интерпретации отказались и по современным представлениям данное агрегатное состояние сравнивается с жидкостью сильно взаимодействующих свободных кварков и глюонов.

Кварк-глюонная материя образуется при плотностях энергии свыше 1 ГэВ/фм³, что достигается за счет столкновений ядер тяжелых атомов (в основном Рb-Рb), при этом достигаются температуры порядка триллионов градусов[3]. Столкновение ионов свинца наглядно можно представить следующим образом:

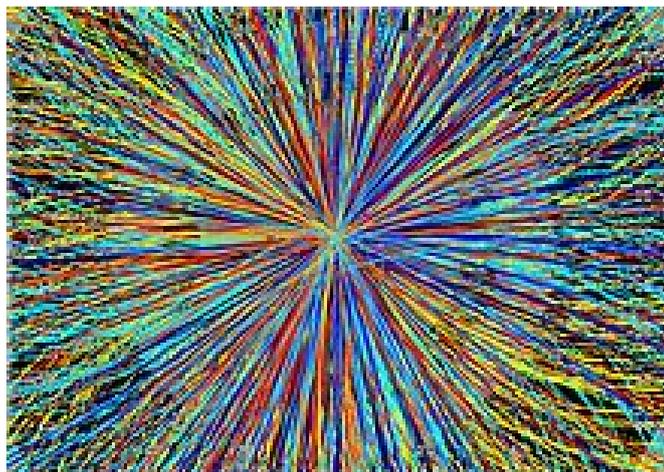


Рис. 1: *Изображение столкновения ядер Рb-Рb, сделанное на БАК. Каждая из разлетающихся частиц моделируется в виде линии, цвет которой характеризует энергию, полученную при столкновении.*

Предполагается, что Вселенная в первые доли секунды после своего образования представляла собой состояние, схожее с кварк-глюонной материей. Поэтому, изучив его в достаточной степени, можно будет ответить на ряд вопросов, касающихся происхождения, эволюции и структуры адронной материи, составляющей основу всего вещества во Вселенной.

Целью моей работы является ознакомление с целями и методами эксперимента ALICE, а также обработка данных с детекторов и построение зависимостей вероятности конверсии первичного фотона в координатах цилиндрической и прямоугольной систем и их представление в виде гистограмм в пакете AliRoot.

2 Схема и описание установки ALICE

Установка ALICE является одним из четырех основных детекторов на LHC (остальные - ATLAS, CMS, LHCb). Он включает в себя несколько более мелких составных частей (детекторов и калориметров) и его общая схема представлена на следующем рисунке:

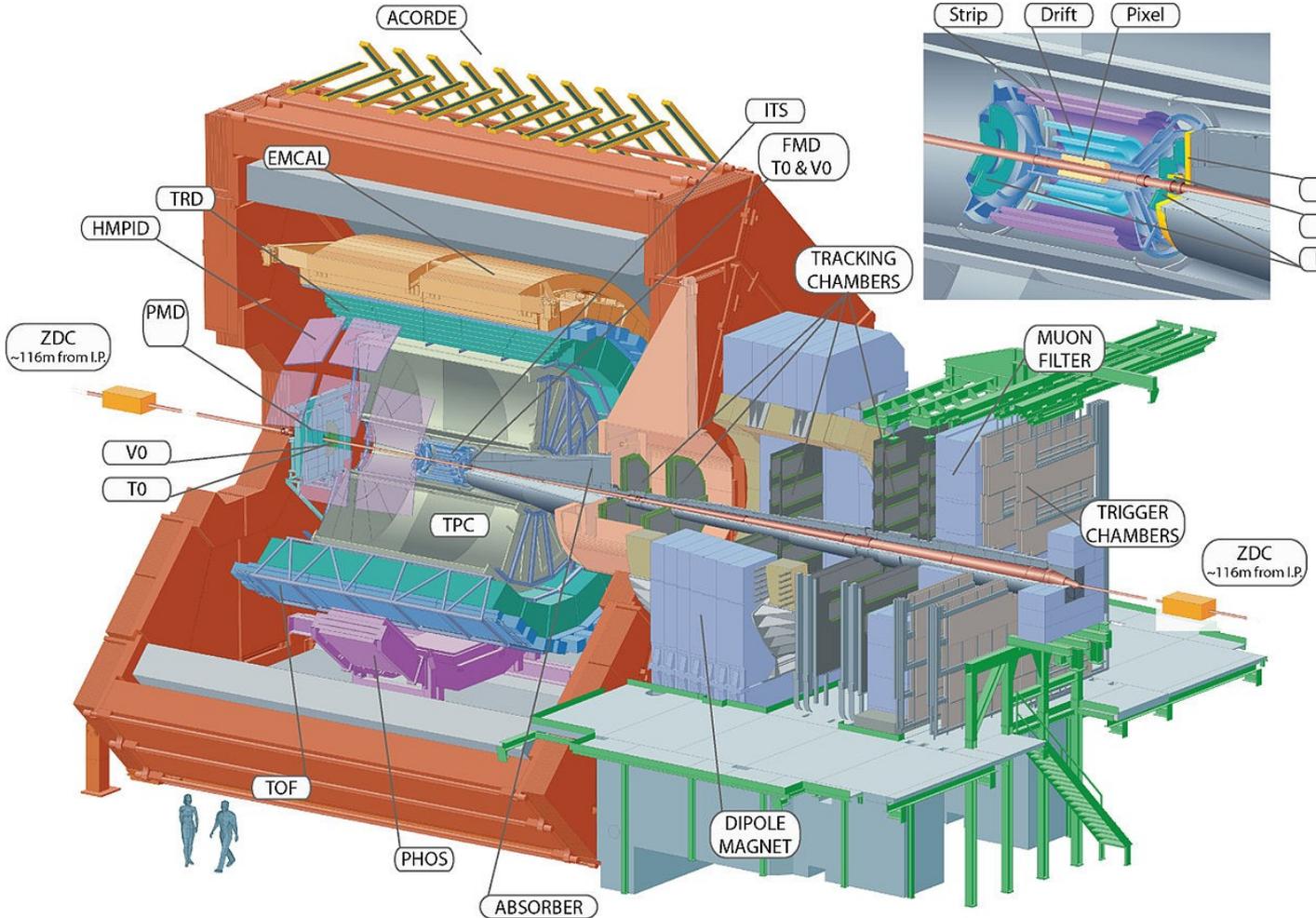


Рис. 2: Общая схема детектора ALICE

Из общего вида экспериментальной установки 2 ясно, что для описания положения частиц, разлетающихся при столкновениях тяжелых ядер, удобнее всего пользоваться цилиндрическими координатами (r, ϕ, z) , где за ось z принимается ось столкновений, а координата r указывает расстояние от данной оси, на котором произошел конверсия фотона.

Общие размеры установки ALICE составляют $16 \times 16 \times 26 \text{ м}^3$, а общий вес примерно 10000 т. Основные составляющие - баррель (представляет собой центральную цилиндрическую часть, включающую несколько детекторов) и мюонный спектрометр. В момент столкновения ядра Pb достигают 99,9999% скорости света. При этом температура вещества может достигать 10 трлн градусов (это самая высокая температура в истории, полученная человечеством). Стоит отметить, что получить в точности центральные столкновения очень сложно, в большинстве случаев ядра лишь касаются друг друга. Плотность и температура кварк-глюонной плазмы сильнее всего зависят от центральности, а

потому в разных событиях будут разными.

Основные составляющие ALICE:

- ITS - внутренняя трекинговая система. Является наиболее близким к оси столкновений детектором, состоящим из концентрических кремниевых трубок, радиусы которых составляют от 6 до 43 см. Главная его цель - обнаружение короткоживущих частиц (содержащие в основном charm и beauty кварки) и определение их вершин распада с точностью до 100 мкм.

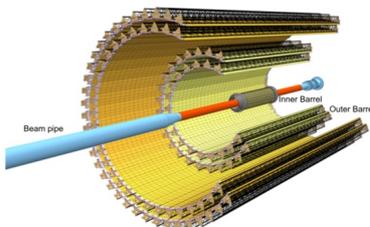


Рис. 3: Детектор ITS

- TPC - Время-проекционная камера. Представляет собой объем, заполненный газом, радиусом около 80 см. При пролете через этот детектор заряженные частицы ионизуют атомы газа. Благодаря сильному электрическому полю (порядка 100 кВ/3) выбитые электроны регистрируются считывающими камерами, которые определяют координаты сигнала, время его прихода и импульсы регистрируемых частиц.

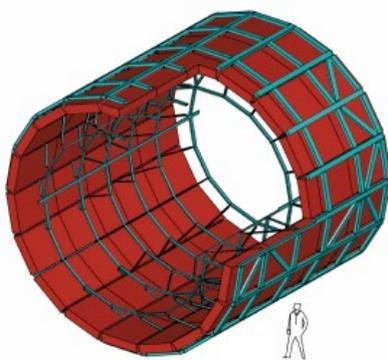


Рис. 4: Детектор TPC

- TOF - детектор времени пролета. Определяет скорость заряженной частицы по измерению времени пролета на заданное расстояние вдоль трека. Если учесть, что импульсы были измерены ранее, то можно получить массы частиц, что означает полное их описание.
- TRD - детектор переходного излучения. Регистрирует электроны и позитроны с энергиями более 1 ГэВ. В основе лежит явление переходного излучения (TR-излучение), которое появляется при пересечении границы двух сред быстрыми частицами. При этом возникают фотоны рентгеновского диапазона, которые регистрируются непосредственно за источником излучения.

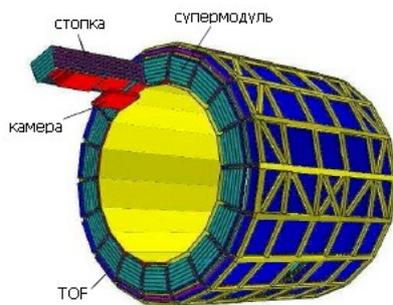


Рис. 5: *Детектор TRD*

- PHOS - фотонный спектрометр. Представляет собой электромагнитный калориметр предназначенный для измерения энергии фотонов, поскольку именно эти частицы наилучшим образом передают условия, происходящие в кварк-глюонной материи.

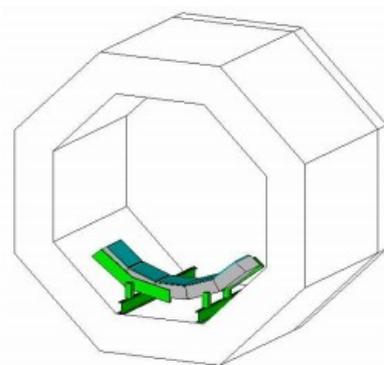


Рис. 6: *Калориметр PHOS*

В реальности ALICE выглядит следующим образом:

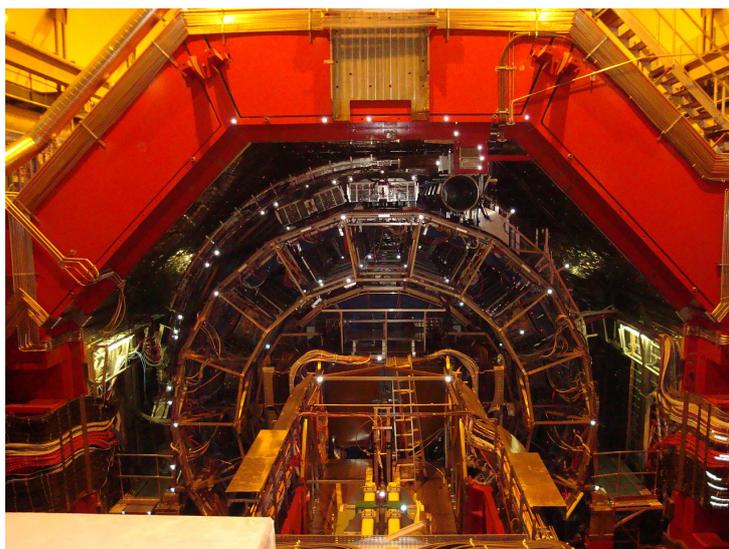


Рис. 7: *Фотография ALICE*

3 Экспериментальная часть

3.1 Предварительная часть. Характеристики π^0 -мезонов

Известно, что при р-р столкновениях высоких энергий (в данной работе это 13 ТэВ) образуется большое количество различных частиц, число и набор которых меняется в каждом событии (событием называется одно р-р столкновение). Т.е. данный тип реакций является инклюзивным.

Одной из частиц в наборе является π^0 -мезон, которому и посвящена большая часть данной работы. Основными особенностями π^0 -мезона являются:

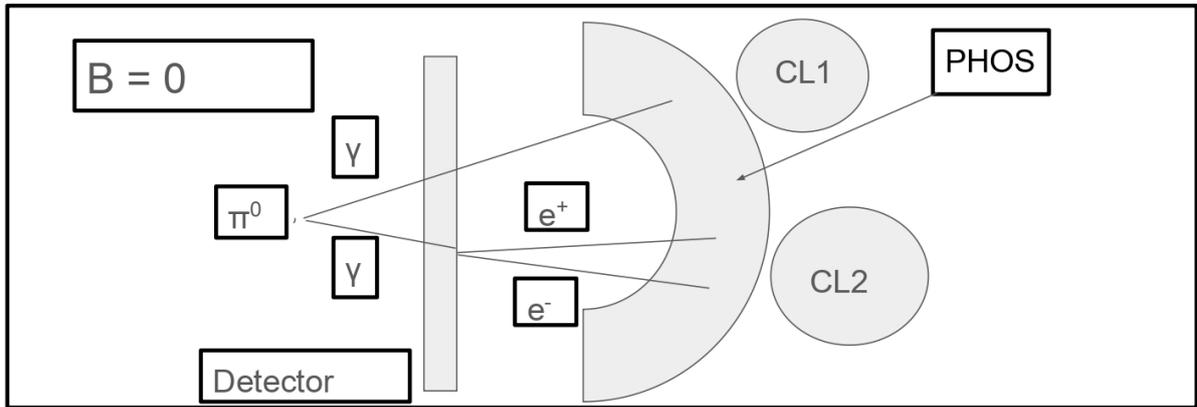
- **Малая масса** - π^0 -мезон обладает самой маленькой массой среди всех адронов ($m_{\pi^0} = 135$ МэВ, у заряженных пионов $m_{\pi^\pm} = 139$ МэВ);
- **Сильное взаимодействие** - π^0 -мезоны являются переносчиками сильного взаимодействия;
- **обладают малым временем жизни** - $\tau = 8,52 \cdot 10^{-17}$ с, что намного меньше, чем у заряженных пионов;
- **Состав** - состоят из кварк-антикварковой пары, имеют отрицательную четность $P_{\pi^0} = -1$, нулевой спин $S_{\pi^0} = 0$, относятся к псевдоскалярным мезонам;
- **Распад** - основным каналом распада является реакция $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$, с вероятностью $(98.823 \pm 0.034)\%$ и шириной распада $\Gamma = 8.02 \pm 0.42$ эВ.

3.2 Схема измерений

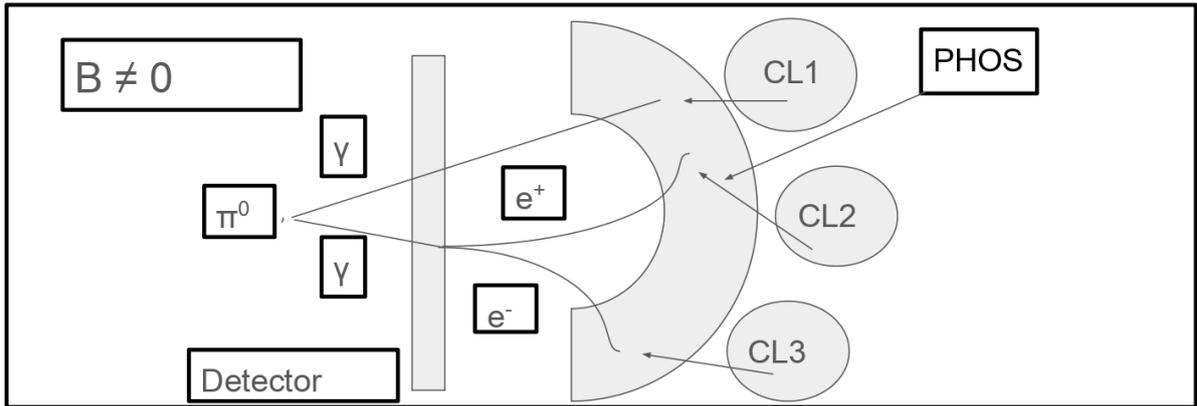
В данной работе рассматриваются π^0 -мезоны со значениями поперечных импульсов $P_T > 1$ ГэВ. Известно, что сечения фотоэффекта и комптоновского эффекта $\sigma \sim \frac{1}{E_\gamma}$, поэтому основным видом взаимодействия γ -кванта с веществом при рассматриваемых энергиях является рождение пары.

По пути от вершины распада π^0 -мезона до калориметра PHOS фотон может конвертировать в $e^+ - e^-$ -пару на одном из детекторов, расположенных ближе к вершине, чем PHOS. Также известно, что $e^+ - e^-$ -пара может потерять часть энергии вследствие рассеяния на веществе детектора, в котором она образовалась, а также по пути до PHOS. Далее, в зависимости от того, происходит ли распад при наличии или в отсутствие магнитного поля \vec{B} , возможны следующие варианты:

- $\vec{B} = 0$: в этом случае треки $e^+ - e^-$ -пары не искривляются, и угол разлета между ними до попадания PHOS остается небольшим (Рис.8а). Поэтому, пара образует один кластер CL2, причем энергия этого кластера немного меньше, чем энергия фотона, от которого образовалась пара из-за ее потерь энергии на рассеяние. Поэтому реконструкция фотона будет происходить неправильно: в π^0 -пик будут вноситься значения инвариантных масс $m_{\gamma\gamma} < m_{\pi^0}$, поэтому разрешение детектора в этом случае ухудшится.
- $\vec{B} \neq 0$: в этом случае на $e^+ - e^-$ -пару действует сила Лоренца, треки заряженных частиц искривляются. Поскольку их заряд противоположный, то и \vec{F}_L действует в противоположные стороны. Поэтому если конверсия произошла на достаточно большом расстоянии от PHOS, то до взаимодействия с калориметром пара разлетается на достаточно большое расстояние, вследствие чего она может образовать два разных кластера CL2 и CL3(рис.8b) (а в некоторых случаях одна или обе частицы могут вообще не попасть в детектор). В этом случае каждый из кластеров несет энергию, меньшую половины энергии исходного γ -кванта. Фотон считается нереконструированным, поскольку он не вносит вклада в π^0 -пик. Соответственно энергетическое разрешение детектора в этом случае лучше. Итак, магнитное поле \vec{B} уменьшает число реконструированных фотонов. Следовательно, уменьшается выход π^0 -мезонов. Поэтому по отношению выходов нейтральных пионов можно оценить вероятность конверсии фотона до PHOS, и в дальнейшем количество вещества перед PHOS



(a) Случай $\vec{B} = 0$

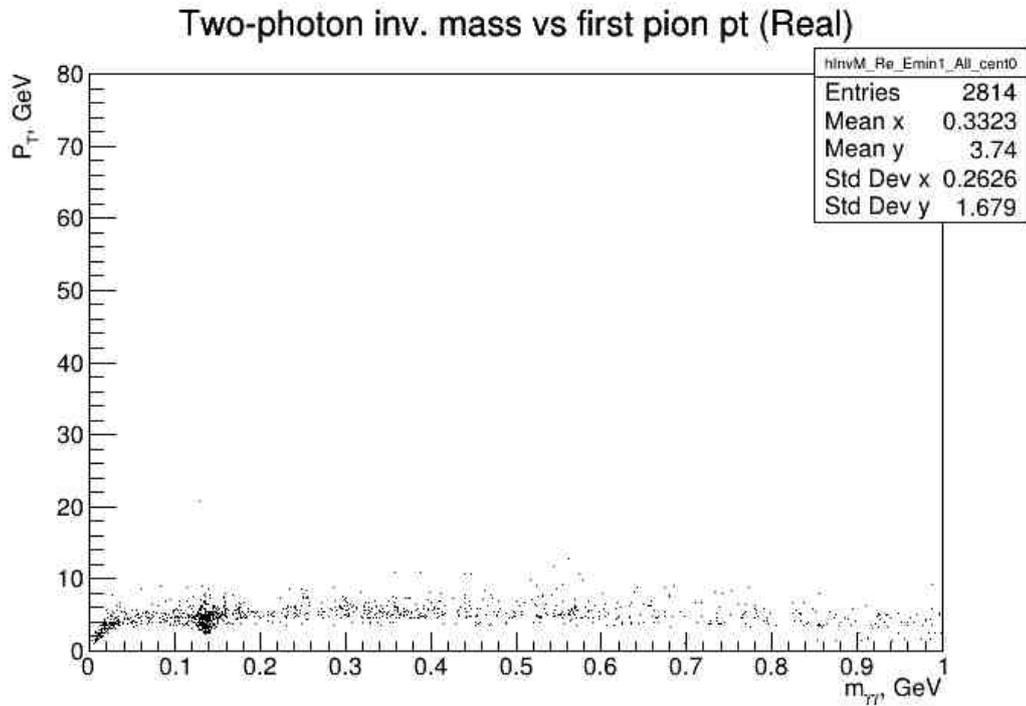


(b) Случай $\vec{B} \neq 0$

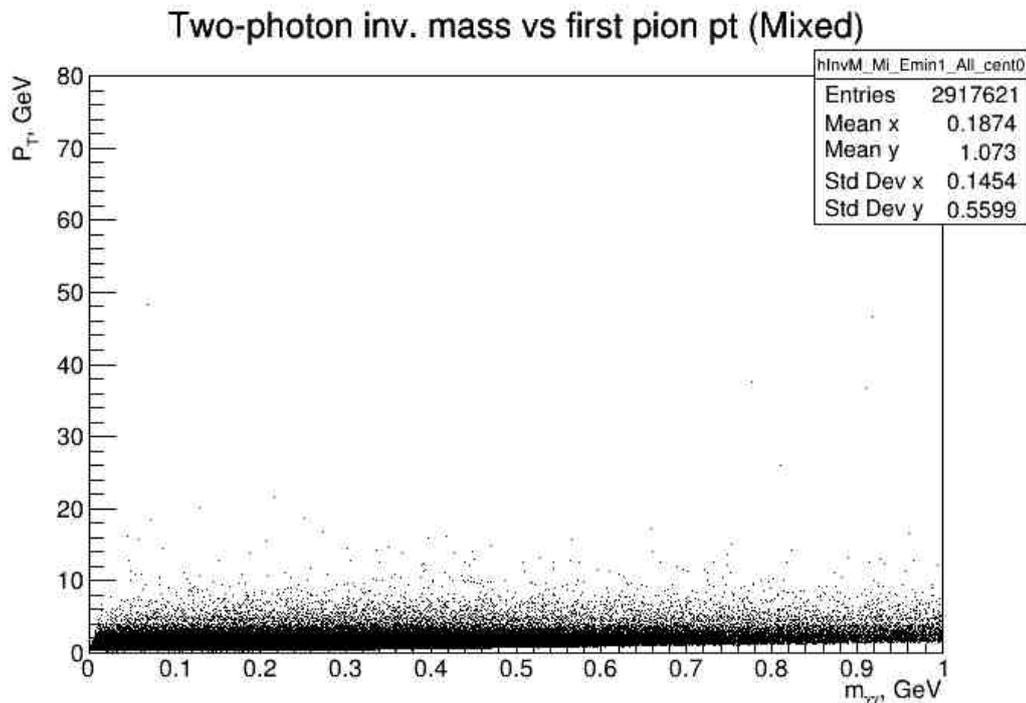
Рис. 8: Схема эксперимента

3.3 Восстановление выхода π^0 -мезонов

Исходные данные представляют собой двумерные Real- и Mixed-распределения по P_T исходного π^0 -мезона и инвариантной массе $m_{\gamma\gamma}$ пары фотонов(рис.9). Данные получены при p-p-столкновениях энергией 13 ТэВ в сеансе Run2.



(a) Real-распределение



(b) Mixed-распределение

Рис. 9: Исходные распределения

- **Real-распределение:** образовано комбинированием фотонов из одного события, включает в себя три компоненты - пары от распада π^0 -мезона,

комбинаторный фон(источником являются независимо рожденные фотоны, собранные в пары случайным образом) и скорелированный фон(фотоны, которые родились не независимо от сторонних источников, например, распад резонансов, аннигиляция заряженных частиц). Выражение для Real-распределения можно представить так:

$$\text{Real} = \text{BG} + \pi^0 \quad (1), \text{ где BG - комбинаторный фон}$$

- **Mixed-распределение:** образовано комбинированием фотонов из разных событий. Включает в себя только комбинаторный фон и коэффициент нормировки w , скорелированный фон сюда не входит(поэтому его не удается вычесть, и он присутствует в итоговом сигнале). Выражение для Mixed-распределения:

$$\text{Mixed} = w \cdot \text{BG} \quad (2), \text{ где } w - \text{ поправка на нормировку}$$

В данной работе исследуется зависимость от P_T таких параметров, как положение μ и ширина σ π^0 -пика, а также выход π^0 -мезонов (т.е число пионов на одно событие в единицу P_T). Поэтому исходные Real- и Mixed-распределения были разбиты по P_T -проециям так, чтобы на каждой из них набралось достаточно данных для анализа(рис.10). Выбор бинирования производился следующим образом: на исходном Real-распределении видно, что число π^0 -мезонов уменьшается с ростом P_T . Следовательно, в целях получения достаточной статистике на каждом из интервалов ширина интервала увеличивалась с ростом P_T . При этом энергии выше 10 ГэВ не рассматривались, поскольку число событий в этой области никак не влияло на статистику в силу малости числа рассматриваемых событий.

Следующим шагом было построение отношения Real/Mixed на каждом интервале P_T . Исходя из введенных выше определений, выражения для полученных отношений имеют следующий вид:

$$\frac{\text{Real}}{\text{Mixed}} = \frac{\pi^0 + \text{BG}}{w \cdot \text{BG}} = \frac{\pi^0}{w \cdot \text{BG}} + \frac{1}{w} \quad (3)$$

Полученные отношения были фитированы суммой функций *crystalball* + *pol(2)*(рис.11). На этом рисунке также видно, что фон в данном отношении не является константой, что подтверждает наличия слагаемого со скорелированным фоном в Real-распределении. Интервалы для фитирования выбирались исходя из следующих принципов:

- Интервал, по $m_{\gamma\gamma}$, на котором были построены исходные Real- и Mixed-распределения, включает как монотонные участки, так и пики от событий, не связанных с распадом π^0 -мезона.
- Слева фит ограничивает область конверсии(область левее $m_{\gamma\gamma} = 8$ ГэВ).

- Правую границу фита задает пик от η^0 -мезона (область в окрестности $m_{\gamma\gamma} = 547$ МэВ)

Сравнивая выражения для отношения Real/Mixed, находим поправку w :

$$\frac{1}{w} = pol(2) \quad (4)$$

Параметры $pol(2)$ были найдены из фитирования. Таким образом, нормировочный коэффициент w представляет собой квадратичную функцию.

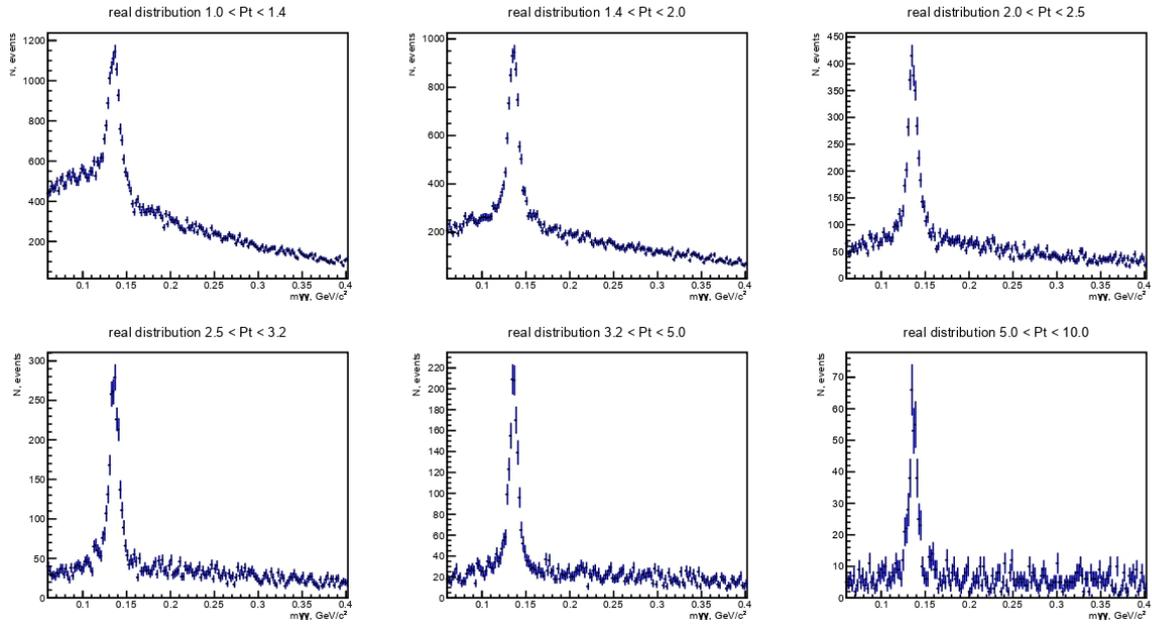
Далее был найден чистый комбинаторный фон. Для этого исходное Mixed-распределение было нормировано (умножено на найденный $pol(2)$):

$$NormedMixed = Mixed \cdot pol(2) = w \cdot BG \cdot \frac{1}{w} = BG \quad (5)$$

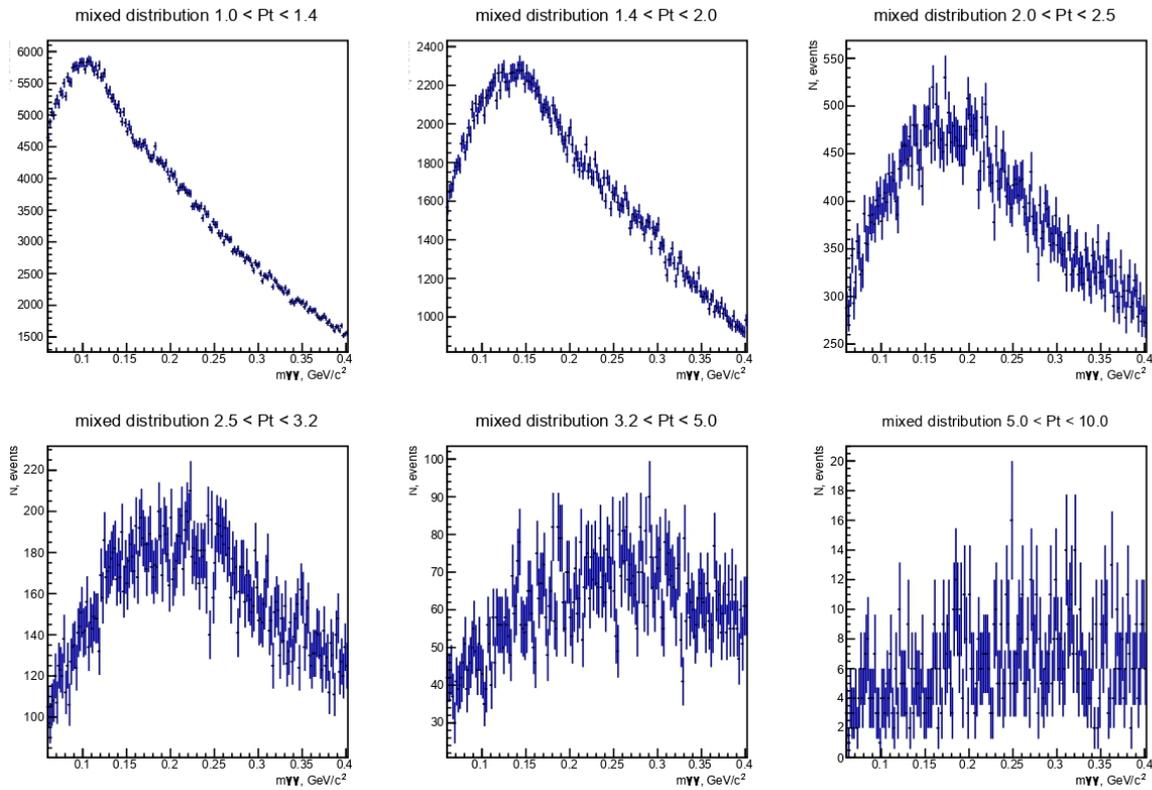
После чего полученный комбинаторный фон был вычтен из исходного Real-распределения, получен сигнал (вклад только от π^0 -пар и скоррелированного фона):

$$Signal = Real - NormedMixed = \pi^0 + BG - BG = \pi^0 \quad (6)$$

Графически процедура получения сигнала представлена на рис.12



(a) Real-распределение



(b) Mixed-распределение

Рис. 10: Проекция исходных распределений по P_T

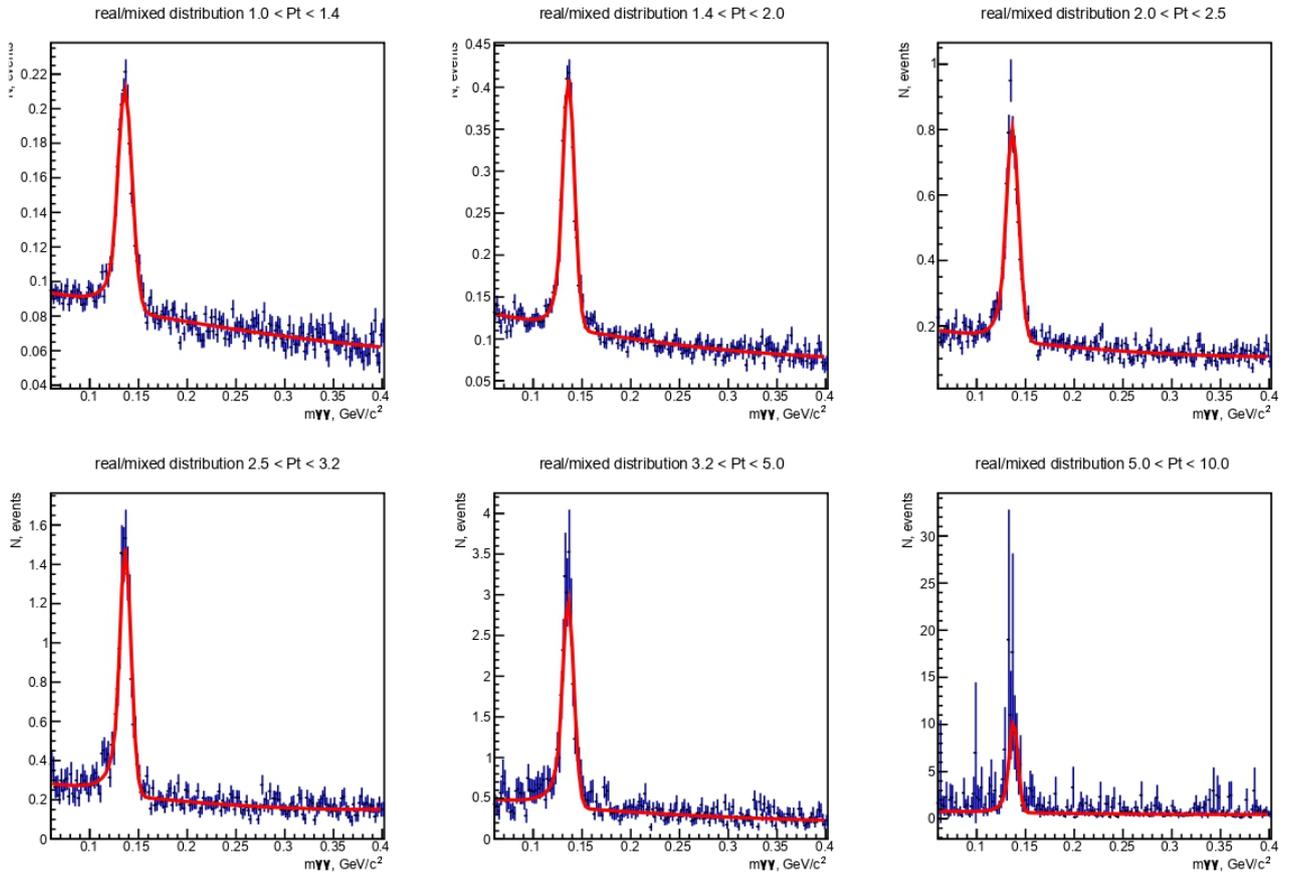


Рис. 11: Зависимость отношения Real/Mixed от P_T

Signal (Crystalball) $2.0 < P_T < 2.5$

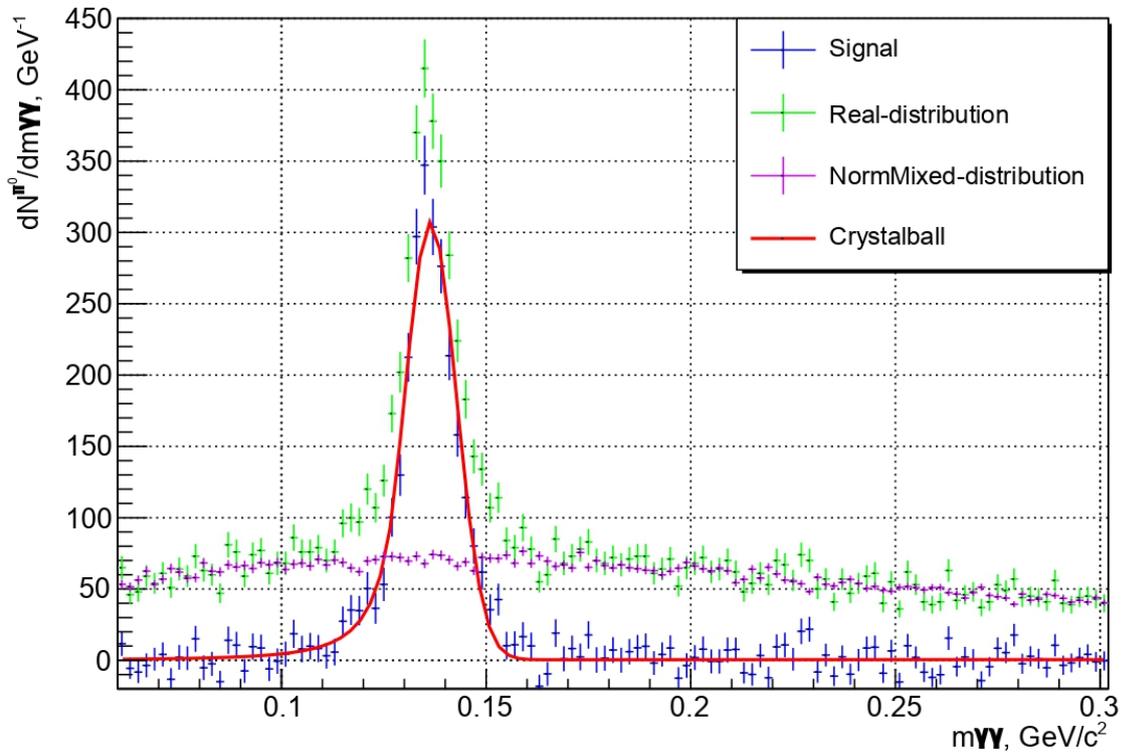


Рис. 12: Процедура получения сигнала

3.4 Представление результатов

В ходе работы были получены следующие результаты:

1. Сравнение положения π^0 -пика μ в случаях включенного и выключенного магнитного поля(рис.13).

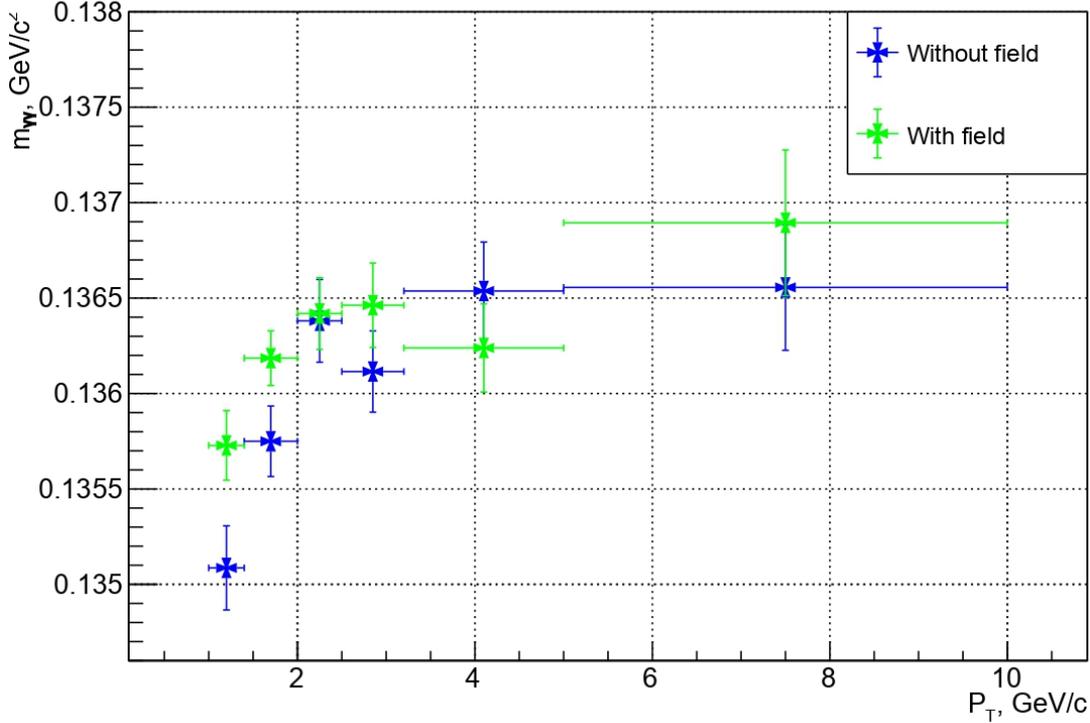


Рис. 13: Сравнение положений пика μ в случаях $\vec{B} = 0$ и $\vec{B} \neq 0$ при разных P_T

На положение влияют такие факторы, как калибровка детектора, его разрешение, а также относительные потери энергии заряженных частиц на тормозное излучение.

Как уже было сказано, в случае, когда $\vec{B} = 0$, часть фотонов реконструируется неправильно, разрешение становится хуже, ширина пика σ растет. Поэтому положение пика в случае, когда $\vec{B} = 0$ ниже, чем в случае, когда $\vec{B} \neq 0$, что видно на рис.13. Стоит отметить, что точка в районе $P_T = 4$ ГэВ выпадает из данной зависимости. Это связано с тем, что в пределах 1σ попадает около 68% событий, значит более чем на 1σ может выпадать около 32% событий, т.е. примерно каждая третья точка. Учитывая, что общее число точек 6, за пределы 1σ может выпасть в среднем две точки. В данном случае, это коснулось только одной точки в районе $P_T = 4$ ГэВ.

Более резкую зависимость от P_T в области малых энергий можно объяснить следующим образом: при рассматриваемых энергиях можно считать, что потери энергии $e^+ - e^-$ -пары не зависят от энергии частиц (т.е. считаем заряженные частицы μ -частицами). Однако относительные потери на тормозное излучение в области малых энергий выше, отсюда появляет-

ся более резкая зависимость от P_T , которая с ростом энергии постепенно выходит на плато.

2. Сравнение ширин пика σ в случаях $\vec{B} = 0$ и $\vec{B} \neq 0$ (рис.14)

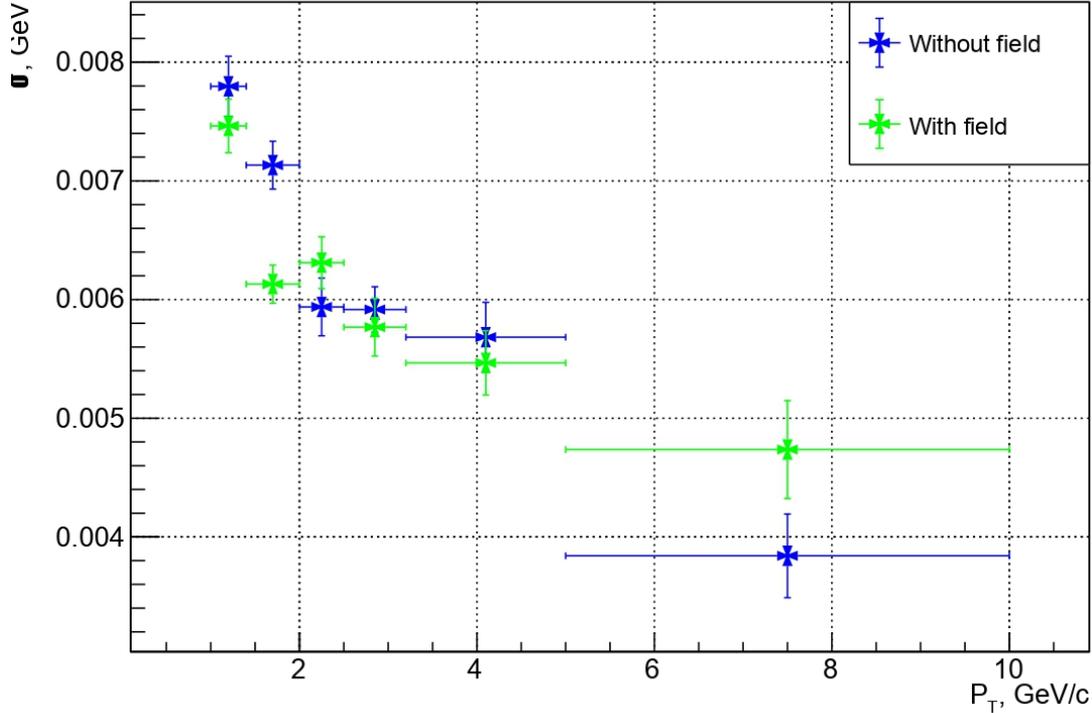


Рис. 14: Сравнение ширин пика σ в случаях $\vec{B} = 0$ и $\vec{B} \neq 0$ при разных P_T

На рис.14 действительно видно, что ширина пика σ действительно меньше в случае $\vec{B} \neq 0$, в силу того что магнитное поле уменьшает число неправильно реконструированных фотонов. Кроме того, как было сказано выше, примерно каждая третья точка может выходить за пределы 1σ , здесь это точки в районе 2.5 и 8 ГэВ. Спадающая зависимость $\sigma(P_T)$ объясняется тем, что в случае, когда $\vec{B} = 0$, относительные потери энергии на тормозное излучение уменьшаются с ростом энергии частиц, поэтому улучшается разрешение PHOS, а в случае, когда $\vec{B} \neq 0$, радиус кривизны увеличивается с ростом скорости, и вероятность перекрытия кластеров уменьшается. Выражение для разрешения калориметра в зависимости от энергии можно записать следующим образом:

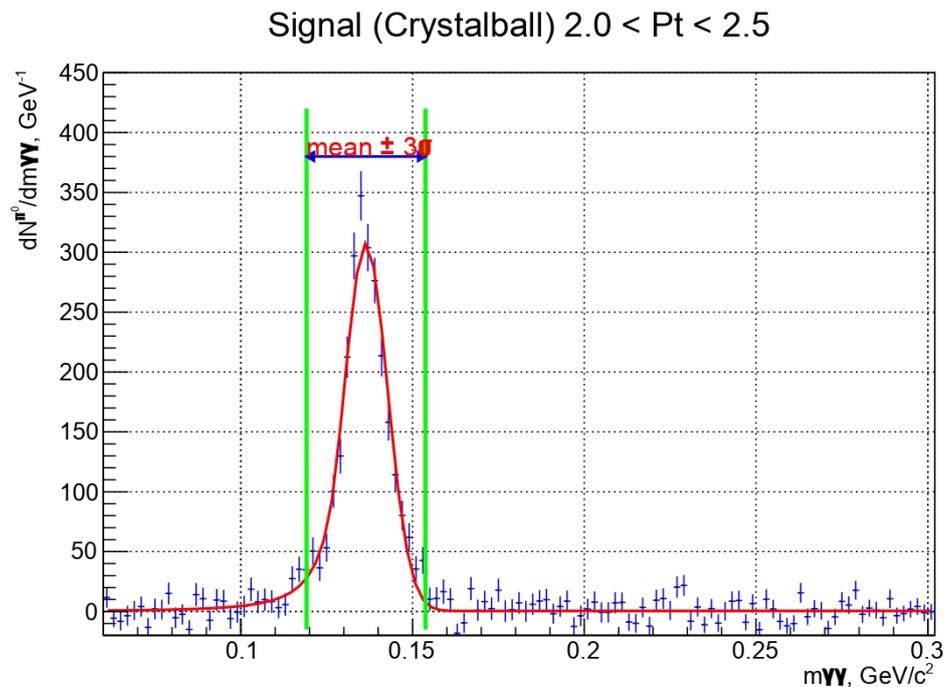
$$\delta_E = \frac{A}{\sqrt{E}} + B \quad (7),$$

здесь коэффициенты A и B определяются конструкцией и веществом калориметра

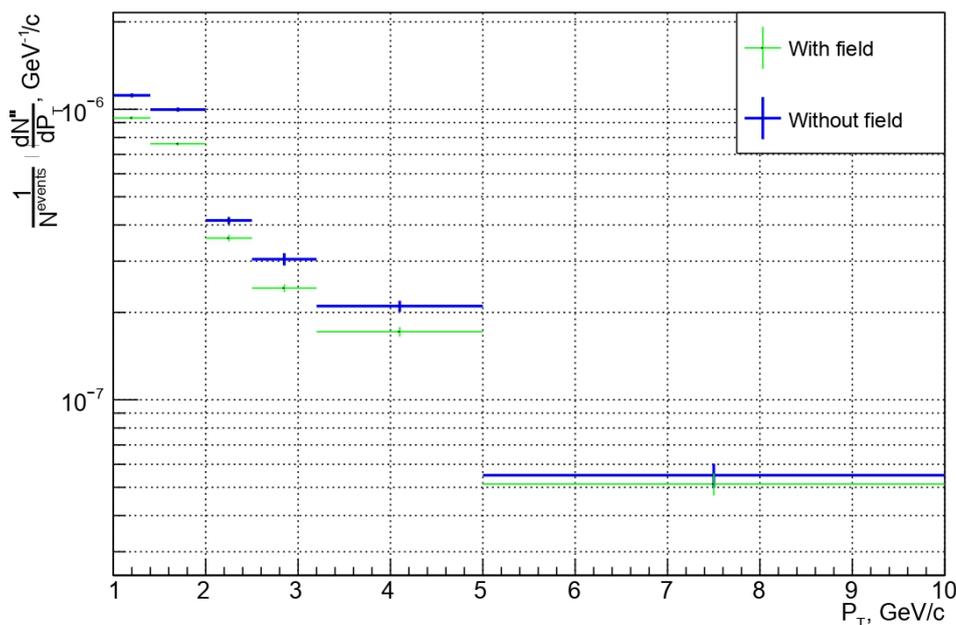
3. Сравнение выходов π^0 -мезонов в случаях $\vec{B} = 0$ и $\vec{B} \neq 0$ (рис.15b).

Далее, полученные сигналы были проинтегрированы в пределах $\mu \pm 3\sigma$ (рис.15a).

Определено число π^0 -мезонов во всех событиях. Далее, это число было нормировано на количество событий (которое хранилось в отдельной гистограмме. В данном случае число событий оказалось порядка 13 млн). В результате получен спектр π^0 -мезонов, который имеет экспоненциальный характер и подтверждает высказанное ранее утверждение о том что число наблюдаемых π^0 -мезонов уменьшается с ростом энергии. На рис.15b спектр представлен в логарифмическом масштабе. Как и ожидалось, в магнитном поле выход нейтральных пионов уменьшается.



(a) Интегрирование сигнала
Output of π^0 in one event



(b) Выход π^0 -мезонов (логарифмический масштаб)

Рис. 15: Спектр π^0 -мезонов

Промежуточным итогом работы стало получение отношения выходов π^0 -мезонов в случае $\vec{B} \neq 0$ к случаю, когда $\vec{B} = 0$. Численно: магнитное поле уменьшает выход нейтральных пионов на $\approx 15\%$. Полученное отношение имеет вид:

Relation of output of π^0 in one event with field to without field

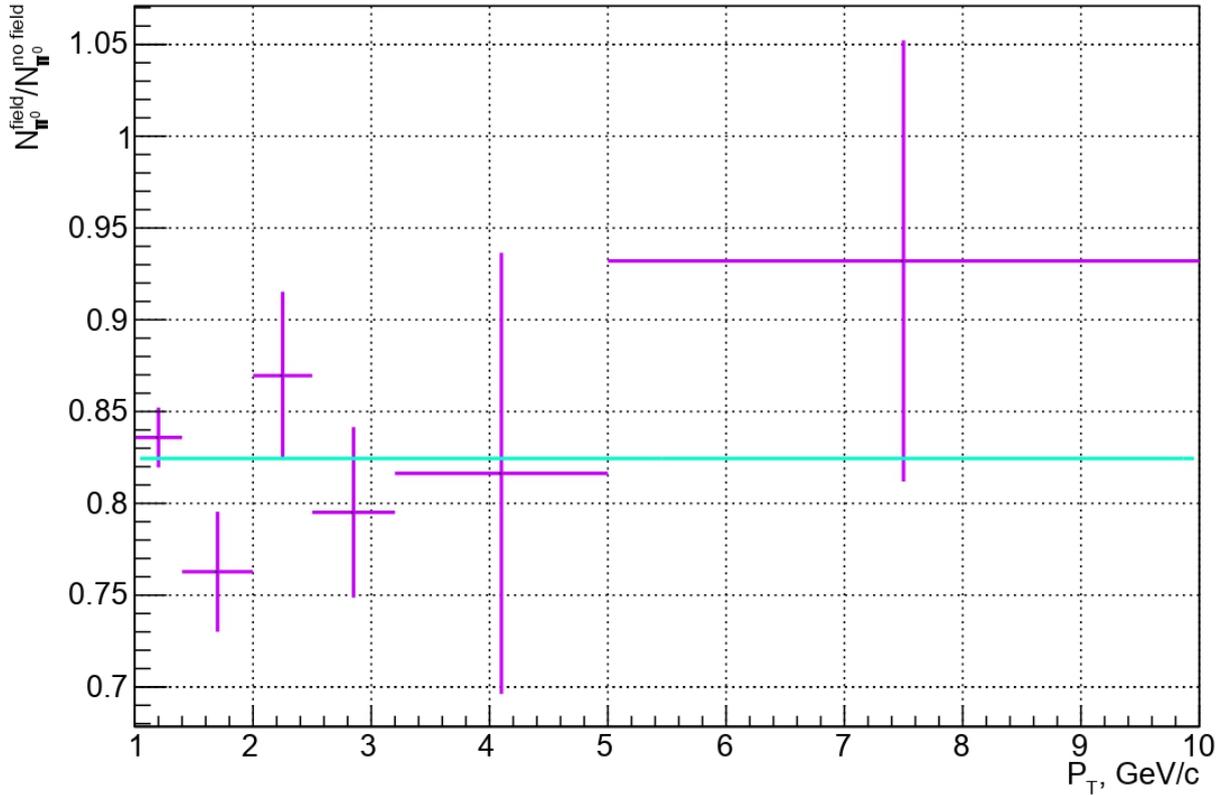


Рис. 16: Отношение выходов π^0 -мезонов в случае $\vec{B} \neq 0$ к выводу в случае $\vec{B} = 0$

Т.е. в среднем $\approx 15\%$ фотонов от распада π^0 -мезонов конвертируют до PHOS.

4 Заключение

- В ходе проведенного анализа реальных данных было определено отношение выхода π^0 -мезонов в случае включенного магнитного поля к выходу в случае выключенного магнитного поля.
- Магнитное поле уменьшает выход π^0 -мезонов $\approx 15\%$.
- Следующим шагом является выполнение аналогичного анализа для Monte-Carlo данных, а также проведение сравнения описания количества материала в реальных данных с предсказаниями Monte-Carlo.

Список литературы

- [1] Савельев И. В. *Общая физика*. Лань, 2007.
- [2] В.А. McLerran and L.D. Freedman. *Quark star phenomenology*. Phys. Rev. D 16, 1977.
- [3] Шуряк Э. В. *Кварк-глюонная плазма*. ЖЭТФ 74, 1978.