

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

(НИЯУ «МИФИ»)

УДК 539.123

ОТЧЕТ

О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Изучение возможности измерения анти- $\Sigma$ -гиперонов с помощью  
электромагнитного калориметра

Руководитель НИР,  
к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ Д.С. Блау

Студент

\_\_\_\_\_ П.П. Гордеев

Москва 2020

## Содержание

Введение .....	3
1 Экспериментальная установка ALICE .....	4
2 Метод регистрации анти- $\Sigma$ -гиперонов .....	8
2.1 Распад анти- $\Sigma$ -гиперонов .....	8
2.2 Регистрация антинейтронов.....	8
3 Монте-Карло симуляция эксперимента .....	11
3.1 Спектры $\Sigma$ -гиперонов.....	11
4 Метод реконструкции величины импульса по времени пролета частицы.....	19
Заключение .....	23
Список используемых источников.....	24

## Введение

Эксперимент ALICE специально разработан и создан для исследований в физике ядро-ядерных столкновений при энергиях Большого адронного коллайдера (БАК) в ЦЕРН, который является уникальным ускорительным комплексом, обеспечивающим самые высокие энергии столкновений, достижимые в земных условиях. Основная научная цель экспериментов – всесторонние исследования природы и свойств нового состояния вещества, характеризующегося экстремально высокой плотностью энергии, – кварк-глюонной плазмы [1].

Одной из задач является изучение странных барионов – гиперонов, характеристики которых слабо исследованы из-за их малого времени жизни. Гипероны рождаются в большом количестве в эксперименте ALICE, также они могут существовать в нейтронных звездах.

Целью данной работы является изучение возможности измерения анти- $\Sigma$ -гиперонов с помощью электромагнитного калориметра.

## 1 Экспериментальная установка ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) – один из семи экспериментальных детекторов, сооруженных на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН.

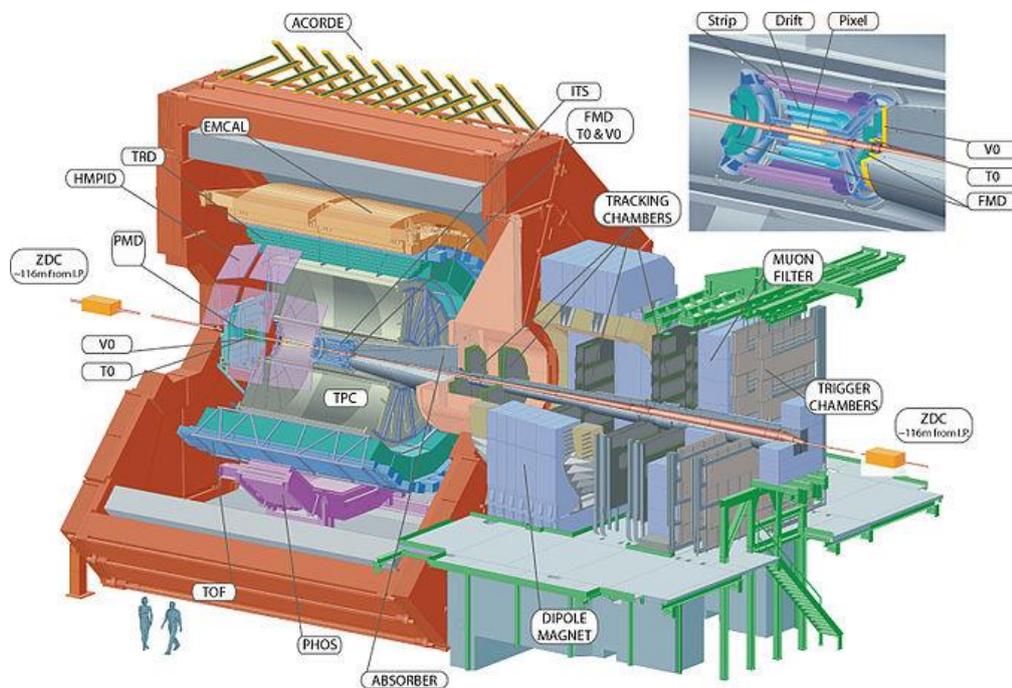


Рисунок 1.1 – Сечение детектора ALICE

Детектор ALICE оптимизирован для изучения столкновений тяжелых ионов с энергией в системе центра масс 5.02 ТэВ. В результате соударения возникают необходимые условия для образования кварк-глюонной плазмы – состояния материи, в котором кварки и глюоны находятся в свободном виде. Похожие условия существовали в первые доли секунды после Большого Взрыва, пока кварки и глюоны не связались вместе, формируя адроны [2].

ALICE фокусируется на физике сильно взаимодействующей материи при экстремально высокой плотности энергии. Существование кварк-глюонной плазмы и изучение её свойств – это ключевой вопрос в квантовой хромодинамике, необходимый для объяснения конфайнмента и восстановления киральной симметрии. Воссоздание этого изначального состояния материи и понимание того, как она эволюционирует, должно пролить свет на вопросы о механизмах, которые соединяют кварки и глюоны, о природе сильных

взаимодействий, и о том, как в результате этих взаимодействий образуется большая часть массы обычного вещества.

Квантовая хромодинамика предсказывает, что при наличии достаточно высокой плотности энергии существует фаза перехода из обычной адронной материи, где кварки закрыты внутри нуклонов, в плазму из кварков и глюонов в состоянии деконфайнмента. Обратный процесс данного перехода имел место, когда возраст Вселенной составлял примерно  $10^{-6}$  секунд. В настоящее время этот процесс может происходить в центрах коллапсирующих нейтронных звезд или других астрофизических объектов.

В самом центре детектора несколькими цилиндрическими слоями расположены трековые детекторы. Непосредственно снаружи вакуумной трубы расположен двухслойный вершинный пиксельный детектор, который позволяет восстановить траекторию с точностью 50 микрон. За ними идут дрейфовая камера и полосковые детекторы, которые вместе с пиксельным детектором образуют внутреннюю трековую систему детектора ALICE [1].

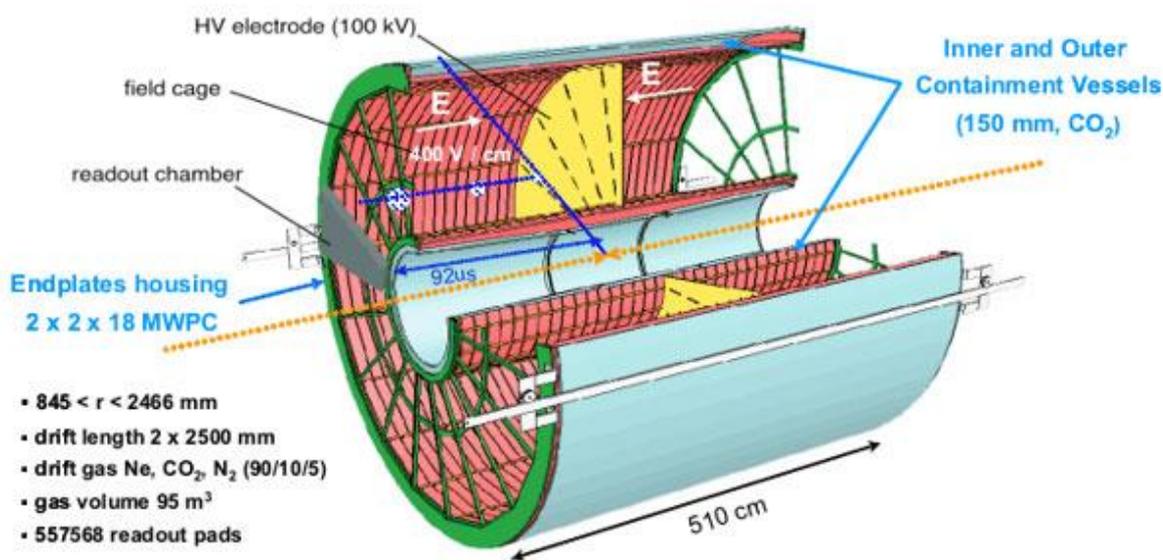


Рисунок 1.2 – Устройство время-проекционной камеры детектора ALICE

Внутреннюю трековую систему охватывает особый трековый детектор – время-проекционная камера. Это огромная (88 м<sup>3</sup>) и практически пустая цилиндрическая камера, заполненная специальной газовой смесью (неон и углекислый газ), в которой создано однородное электрическое поле

параллельно оси напряженностью 400 В/см. Ровно посередине камеры находится катод, поэтому электрическое поле направлено от торцов к середине. Когда заряженные частицы пролетают через объем, они ионизируют газ на своем пути. Свободные электроны начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом трехмерная форма траектории остается неизменной. Достигнув торца цилиндра, электроны регистрируются считывающими камерами, которые определяют поперечные координаты сигнала и время его прихода.

Фотонный спектрометр PHOS, обеспечивает получение важной информации об излучениях, возникающих при взаимодействии встречных пучков тяжелых ионов высоких энергий. Он позволяет регистрировать прямые фотоны высоких энергий.

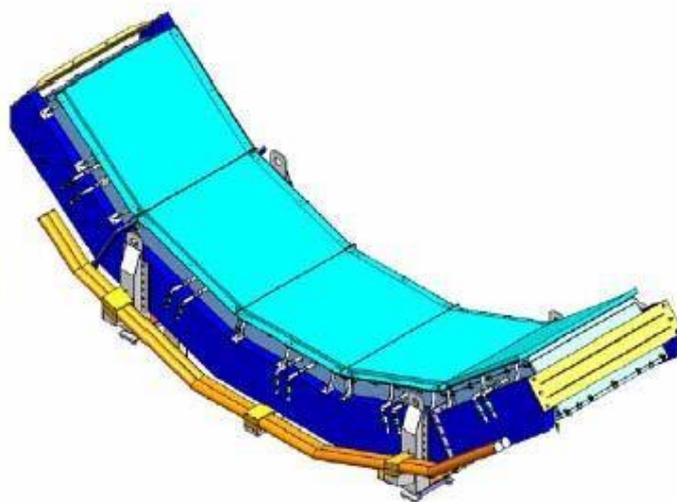


Рисунок 1.3 – Спектрометр фотонов PHOS

Спектрометр представляет собой сложную сегментированную систему с площадью чувствительной поверхности примерно 6 м<sup>2</sup> и примерно 12500 измерительных каналов на основе сцинтиллирующих кристаллов вольфрамата свинца PbWO<sub>4</sub> [1].

Для такого рода исследований необходим материал детектора, у которого был бы минимально возможный радиус Мольера и минимальная радиационная длина, чтобы детектор был компактным. Существенное значение

имеет радиус Мольер, который определяет поперечный размер электромагнитного ливня. Когда в материал попадает фотон высокой энергии, он рождает электрон-позитронную пару. Далее эта пара начинает тормозиться, рождает так называемые тормозные фотоны, и фотоны опять порождают пары – начинается лавинный процесс, электромагнитный ливень. Этот ливень как раз и преобразуется в сцинтилляционных кристаллах во вспышки света. Если это не сцинтиллятор, то возбуждается черенковское излучение [1].

Большая множественность и высокая энергия продуктов реакции предполагают высокую сегментированность спектрометра и использование очень плотной активной среды. Кроме того, детекторы спектрометра фотонов должны работать в магнитных полях, что накладывает специальные требования на выбор приемника сцинтилляционного излучения.

## 2 Метод регистрации анти- $\Sigma$ -гиперонов

### 2.1 Распад анти- $\Sigma$ -гиперонов

Сигма-гипероны – элементарные частицы, представляющие собой барионы со странностью – 1 и изотопическим спином 1. Они группируются в мультиплеты по три частицы: сигма-минус-гиперон  $\Sigma^-$ , сигма-ноль-гиперон  $\Sigma^0$ , сигма-плюс-гиперон  $\Sigma^+$ . В состав  $\Sigma$ -гиперонов входят верхние, нижние и один странный кварк [3].

Кварковый состав сигма-гиперонов и их массы приведены ниже:

$$\Sigma^0 = uds, m = 1192.642 \pm 0.024 \text{ MeV};$$

$$\Sigma^+ = uus, m = 1189.37 \pm 0.07 \text{ MeV};$$

$$\Sigma^- = dds, m = 1197.449 \pm 0.030 \text{ MeV}.$$

Основные каналы распада заряженных сигма-гиперонов:

$$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0 (51.57 \pm 0.30) \%,$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+ (48.31 \pm 0.30) \%,$$

$$\Sigma^- \rightarrow n\pi^- (98.848 \pm 0.005) \%.$$

И для соответствующих античастиц:

$$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n}\pi^-,$$

$$\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n}\pi^+.$$

### 2.2 Регистрация антинейтронов

Кандидаты в антинейтроны отбираются исходя из параметров сигнала при аннигиляции с нейтроном в калориметре. Идентификация антинейтрона производится по характеристикам кластеров, большому количеству энергии, выделяющейся при аннигиляции, форме ливня, сопоставления треков и времени пролета.

В эксперименте PHENIX в поиске пентакварка был успешно восстановлен  $\bar{\Sigma}^+$ -гиперон при построении спектра инвариантных масс [4].

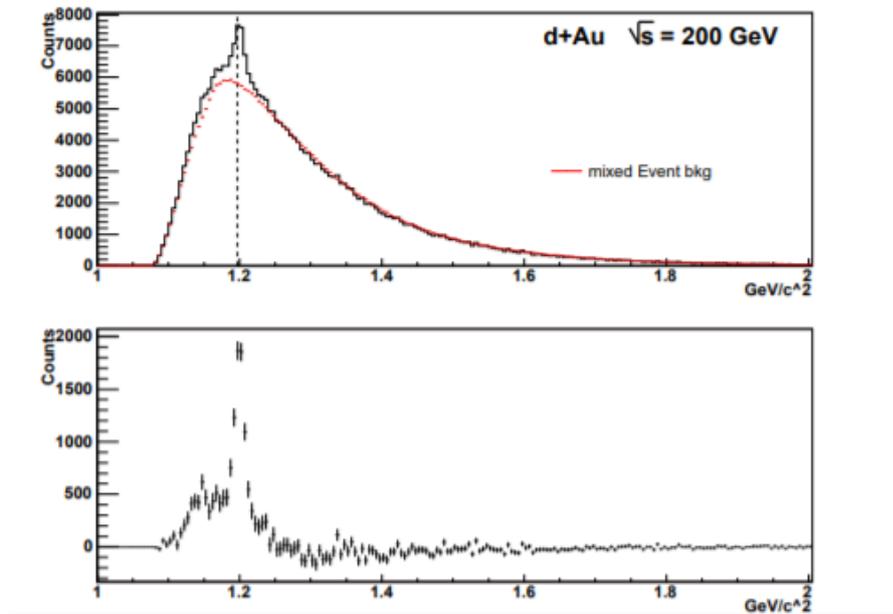


Рисунок 2.1 – Спектр инвариантных масс  $\pi^+\pi^-$ . Эксперимент PHENIX

Одной из задач является установление отличий кластеров от протон-антипротона и нейтрон-антинейтрона. В калориметре PHOS кластеры от антипротона идентифицируются по экстраполированным трекам от центральной трековой системы и по энергии кластера.

Спектр инвариантных масс по данным LHC13b (p-Pb at 5.02 TeV) представлен на рисунке 2.2 [4].

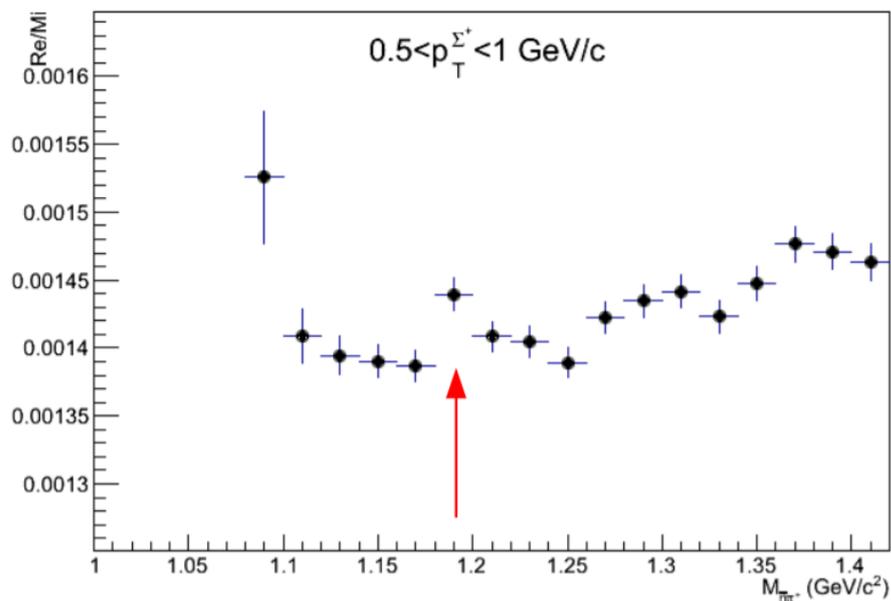


Рисунок 2.2 – Спектр инвариантных масс  $\pi^+\pi^-$  по данным LHC13b (p-Pb at 5.02 TeV)

Отличить кластеры нейтронов от кластеров гамма-квантов можно по его энергии, дисперсии и множественности ячеек в кластере.

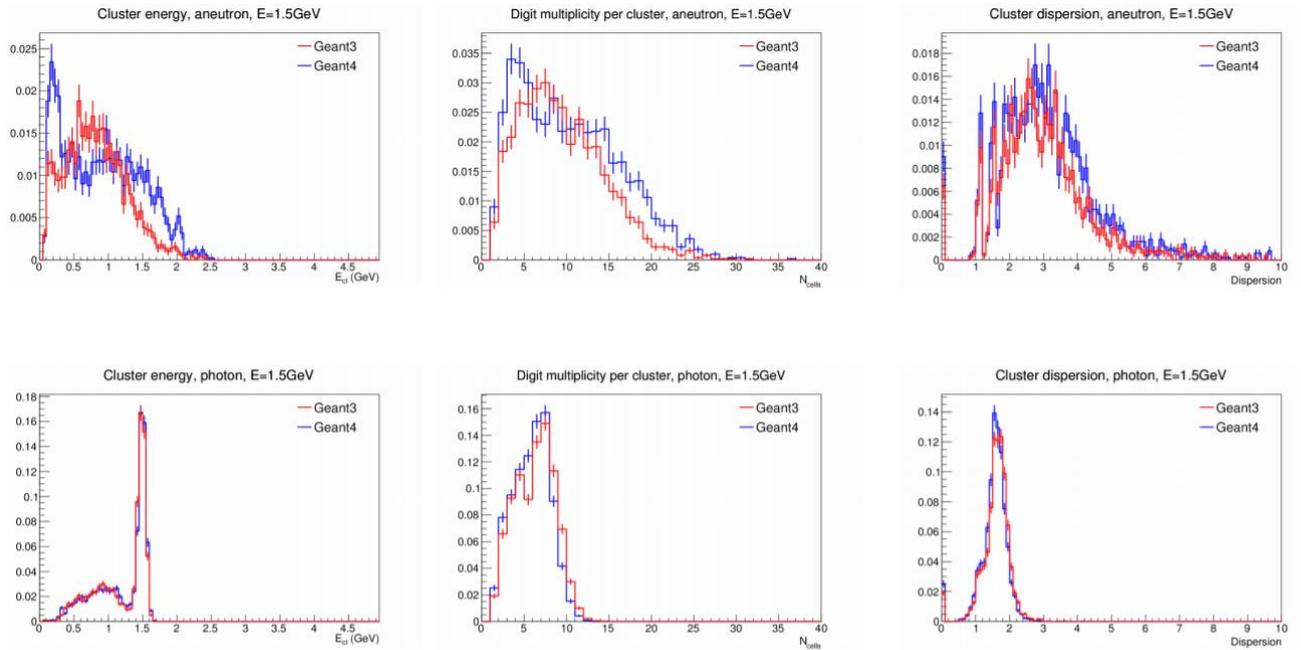


Рисунок 2.3 – Отклик калориметра PHOS на нейтрон и гамма-квант при энергии 1.5 GeV

### 3 Монте-Карло симуляция эксперимента

Симуляция эксперимента проводилась в Монте-Карло генераторе PYTHIA 8.3.

Программа Pythia является стандартным инструментом для генерации событий высокоэнергетических столкновений между элементарными частицами. Части программы, связанные с физикой были строго выведены из теории, в то время как другие части основаны на феноменологических моделях, параметры которых должны быть определены на основе данных. В настоящее время наибольшее количество пользователей программы можно найти среди экспериментаторов LHC, но программа также используется для множества других феноменологических или экспериментальных исследований. Основные задачи, выполняемые программой, включают изучение экспериментальных следствий теоретических моделей, разработку стратегий поиска, интерпретацию экспериментальных данных и изучение работы детектора. Таким образом, она охватывает весь жизненный цикл эксперимента, начиная с ранних концепций проектирования детектора и заканчивая окончательным представлением данных [5].

Заданы следующие настройки программы: протон-протонное столкновение с энергией 13 ТэВ в системе центра масс, подключены все процессы высоких энергий с применением КХД командой `HardQCD:all = on`. Всего было обработано  $10^7$  событий.

#### 3.1 Спектры $\Sigma$ -гиперонов

В эксперименте отбирались  $\Sigma$ -гипероны и их античастицы, летящие в единицу быстроты  $|y_\Sigma| < 0.5$ . Спектры данных частиц представлены на рисунках 3.1 и 3.2.

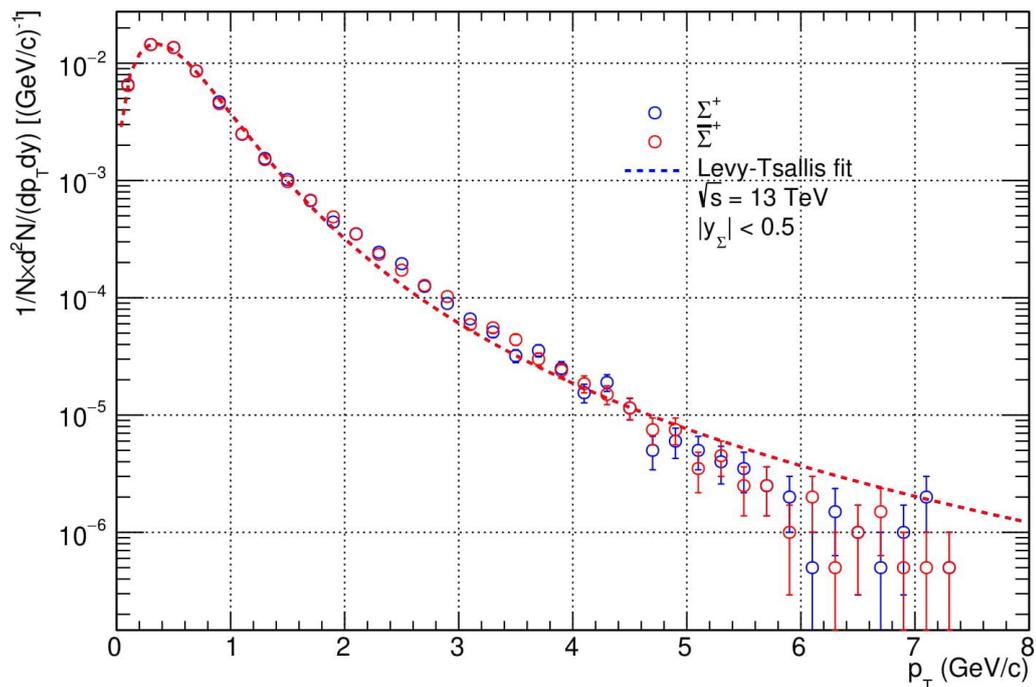


Рисунок 3.1 – Спектр  $\Sigma^+$  - и  $\bar{\Sigma}^+$ -гиперонов

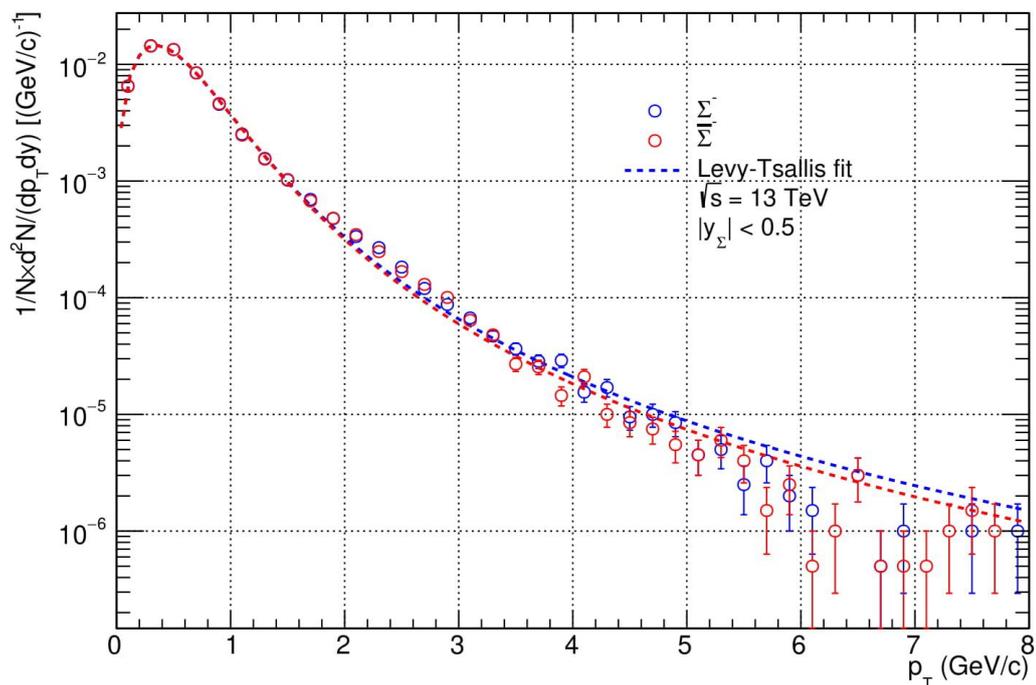


Рисунок 3.2 – Спектр  $\Sigma^-$  - и  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов

Из гистограмм видно, что спектры ожидаемо описываются функцией Леви-Цаллиса [6]:

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{d^2N}{dp_T \cdot dy} = a \cdot \frac{(b-1) \cdot (b-2)}{b \cdot c \cdot (b \cdot c + m \cdot (b-2))} \cdot p_T \cdot \left( 1 + \frac{\sqrt{m^2 + p_T^2} - m}{b \cdot c} \right)^{-b},$$

где  $a$ ,  $b$  и  $c$  – параметры распределения;

$N$  – количество частиц;

$y$  – быстрота частицы;

$m$  – масса частицы,  $\text{GeV}/c^2$ ;

$p_T$  – поперечный импульс частицы,  $\text{GeV}/c$ .

Следующим шагом рассмотрены спектры анти- $\Sigma$ -гиперонов с каналами распада на антинейтрон и пи-мезон. Также построены отношения этих спектров и в результате получено, что значения этих отношений совпадают с вероятностью распада по данному каналу.

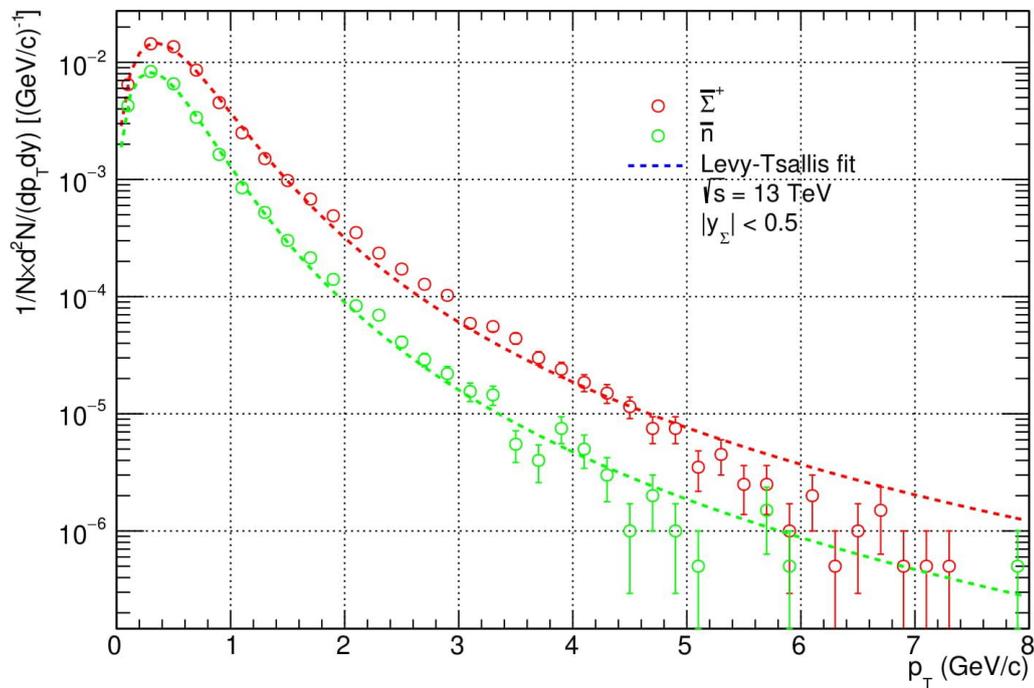


Рисунок 3.3 – Спектр  $\bar{\Sigma}^+$ -гиперонов и антинейтронов

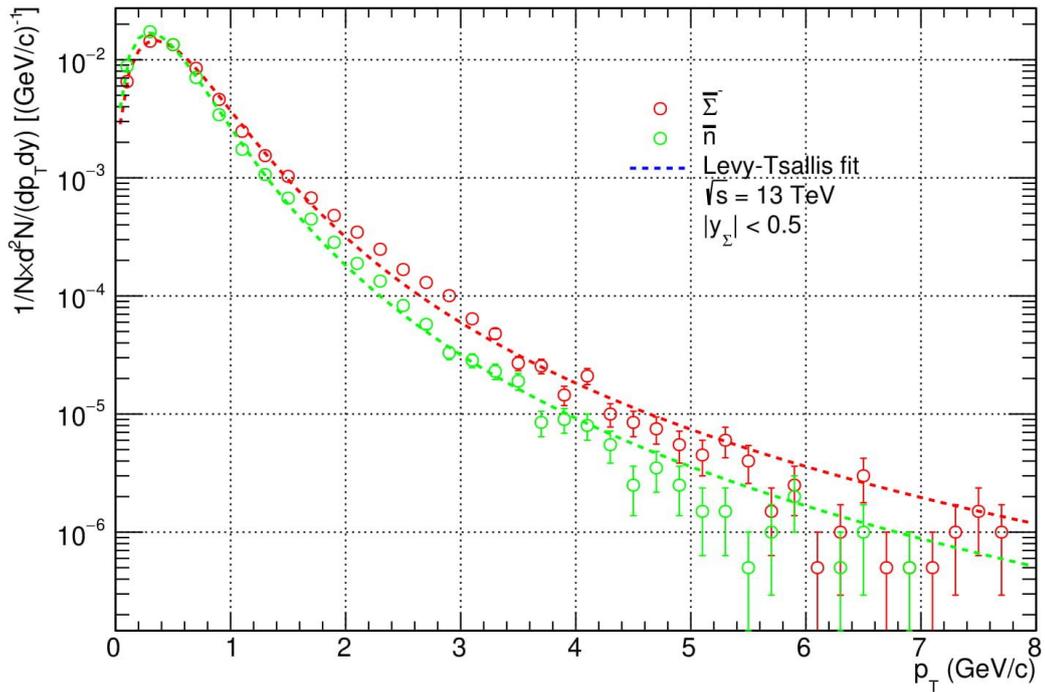


Рисунок 3.4 – Спектр  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов и антинейтронов

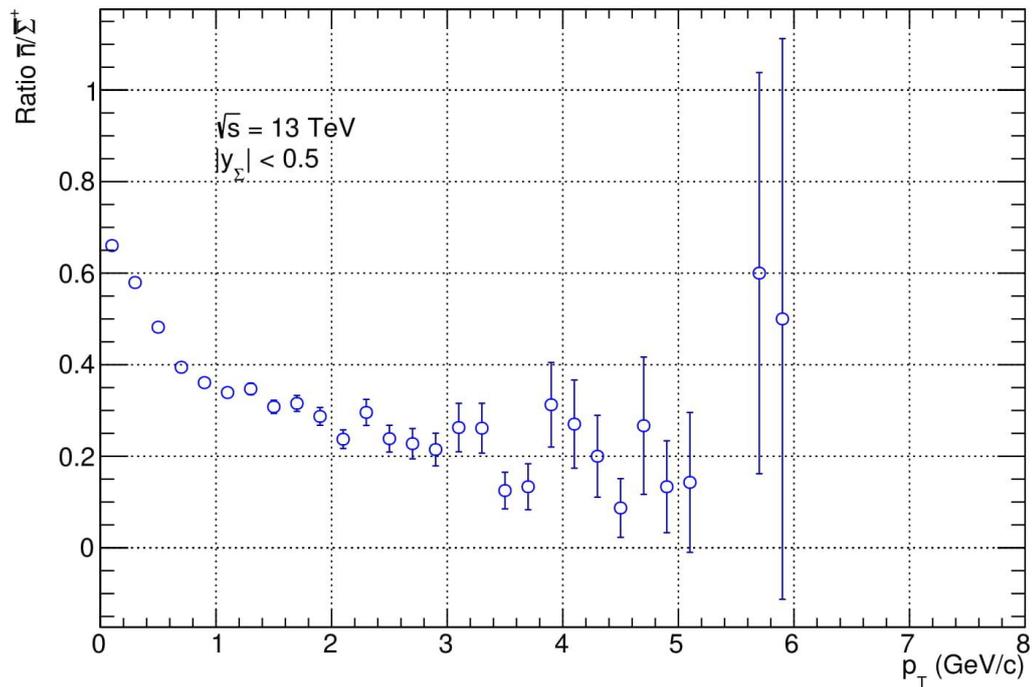


Рисунок 3.5 – Отношение спектров антинейтронов и  $\bar{\Sigma}^+$ -гиперонов

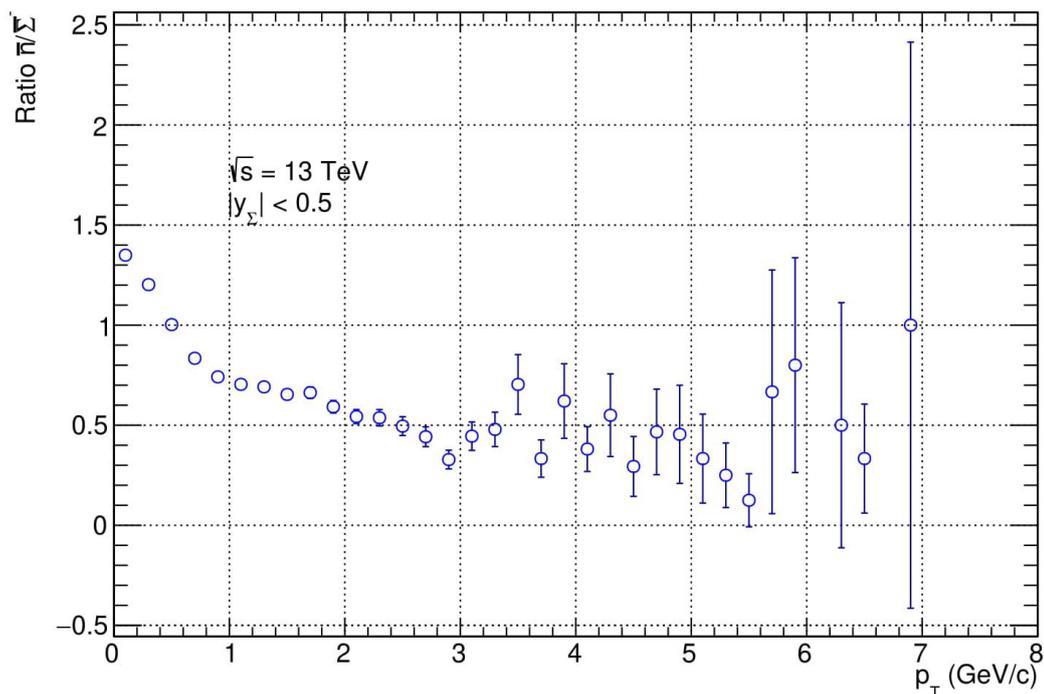


Рисунок 3.6 – Отношение спектров антинейтронов и  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов

Регистрация антинейтронов происходит в спектрометре PHOS, т.е. следует наложить определенные ограничения на антинейтроны, а именно:

$$|\eta_{\bar{n}}| < 0.125;$$

$$|\phi_{\bar{n}}| < 70^\circ.$$

В результате отбора анти- $\Sigma$ -гиперонов таких, что антинейтрон в результате распада попадает в спектрометр, получается следующий спектр антинейтронов.

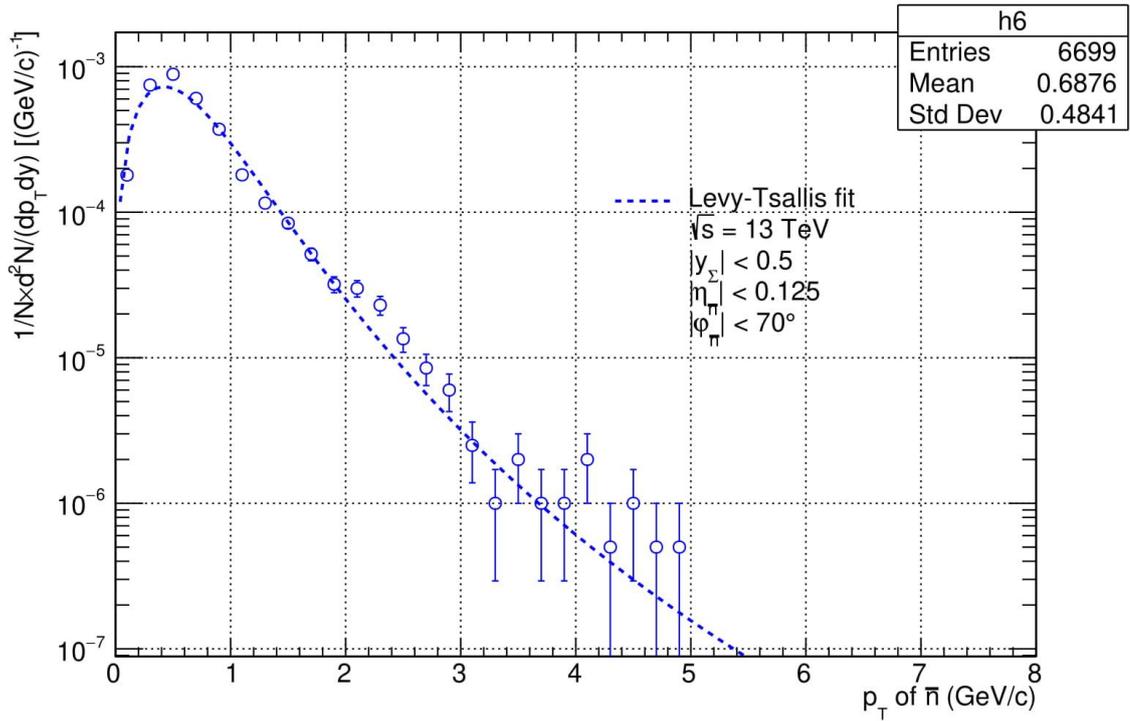


Рисунок 3.7 – Спектр антинейтронов в спектрометре PHOS

Акцептанс для антинейтронов, который рассчитывался как отношение анти- $\Sigma$ -гиперонов чьи антинейтроны попали в спектрометр ко всем анти- $\Sigma$ -гиперонам представлена на рисунке 3.8.

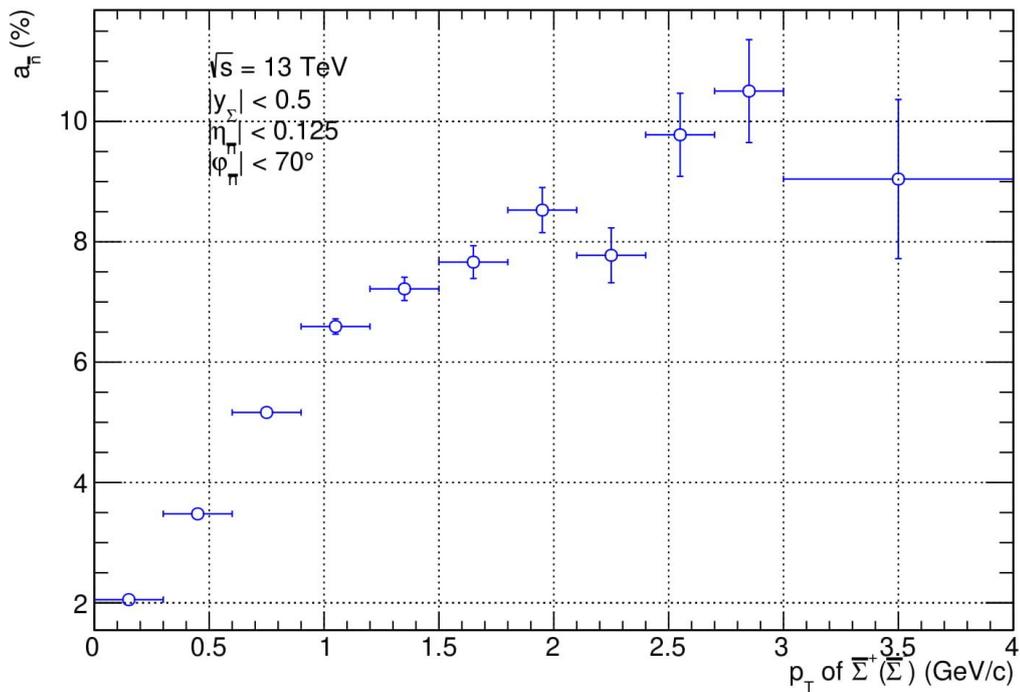


Рисунок 3.8 – Акцептанс для антинейтронов

Из гистограммы видно, что акцептанс не превышает 11%.

На пи-мезоны, которые будут детектироваться в трековой системе также нужно наложить ограничения, быстрота для данных частиц должна составлять  $|y_\pi| < 0.8$ . Акцептанс при данных ограничениях представлена на рисунке 3.9.

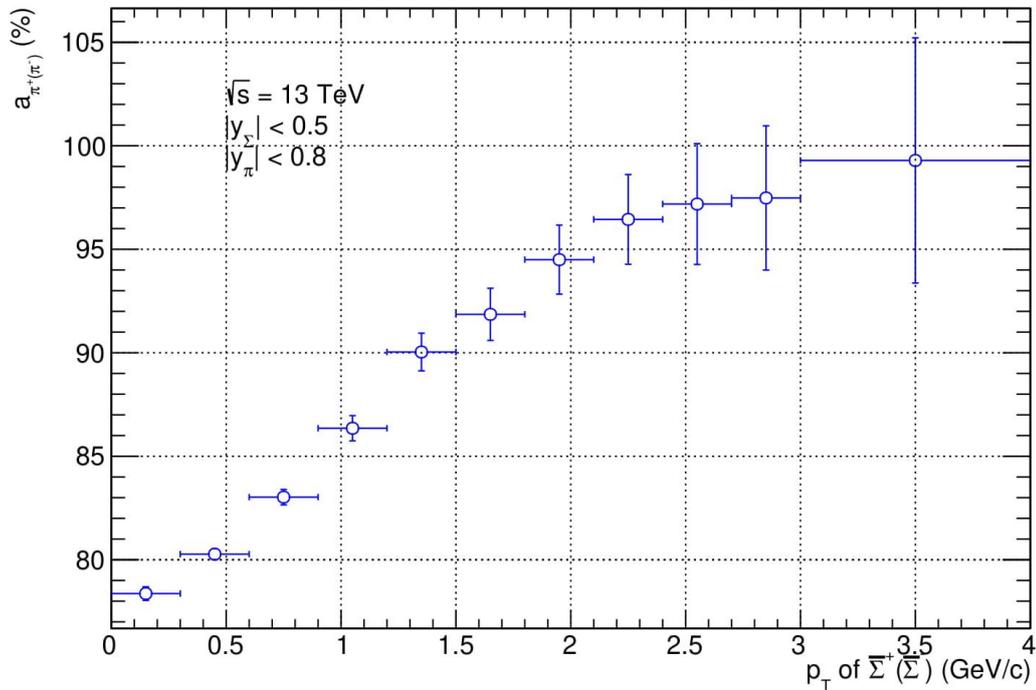


Рисунок 3.9 – Акцептанс для пи-мезонов

Акцептанс составляет не менее 75% и с ростом поперечного импульса родительской частицы увеличивается, приближаясь к 100%.

Суммарный акцептанс при этом не превышает 11% и имеет зависимость, представленную на рисунке 3.10.

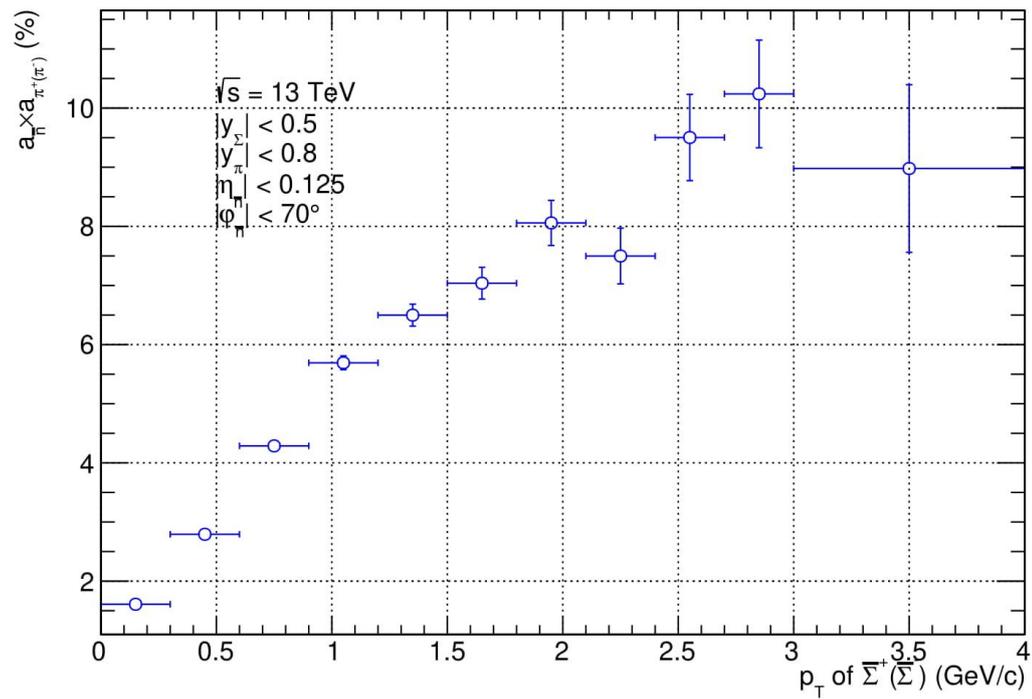


Рисунок 3.10 – Суммарный акцептанс

#### 4 Метод реконструкции величины импульса по времени пролета частицы

Идентифицировать частицы можно по времени их пролета. Из известных значений расстояния до детектора и импульса можно восстановить время.

Для получившихся в Монте-Карло симуляции антинейтронов через импульс рассчитаем время пролета по формуле:

$$t_{\text{gen}} = \frac{L}{c} \cdot \sqrt{1 + \frac{m^2}{p_{\text{gen}}^2}},$$

где  $L$  – расстояние до калориметра PHOS, равное 4.6 м;

$c$  – скорость света;

$m$  – масса частицы, ГэВ/ $c^2$ ;

$p_{\text{gen}}$  – импульс нейтрона из Монте-Карло генератора, ГэВ/ $c$ .

Полученное время размоем по Гауссу с величиной среднеквадратичного отклонения равной 2 наносекунды. Пересчитаем импульс:

$$p_{\text{meas}} = \frac{m}{\sqrt{\left(\frac{t_{\text{meas}} \cdot c}{L}\right)^2 - 1}},$$

где  $L$  – расстояние до калориметра PHOS, равное 4.6 м;

$c$  – скорость света;

$m$  – масса частицы, ГэВ/ $c^2$ ;

$t_{\text{meas}}$  – время пролета антинейтрона, размытое по Гауссу, сек.

При расчете значений импульса по формуле выше возникают случаи, когда подкоренное выражение получается отрицательным. Это означает, что после размытия время пролета становится меньше, чем время пролета гамма-кванта. Т.е. разница размытого времени и времени пролета гамма-кванта становится отрицательной величиной.

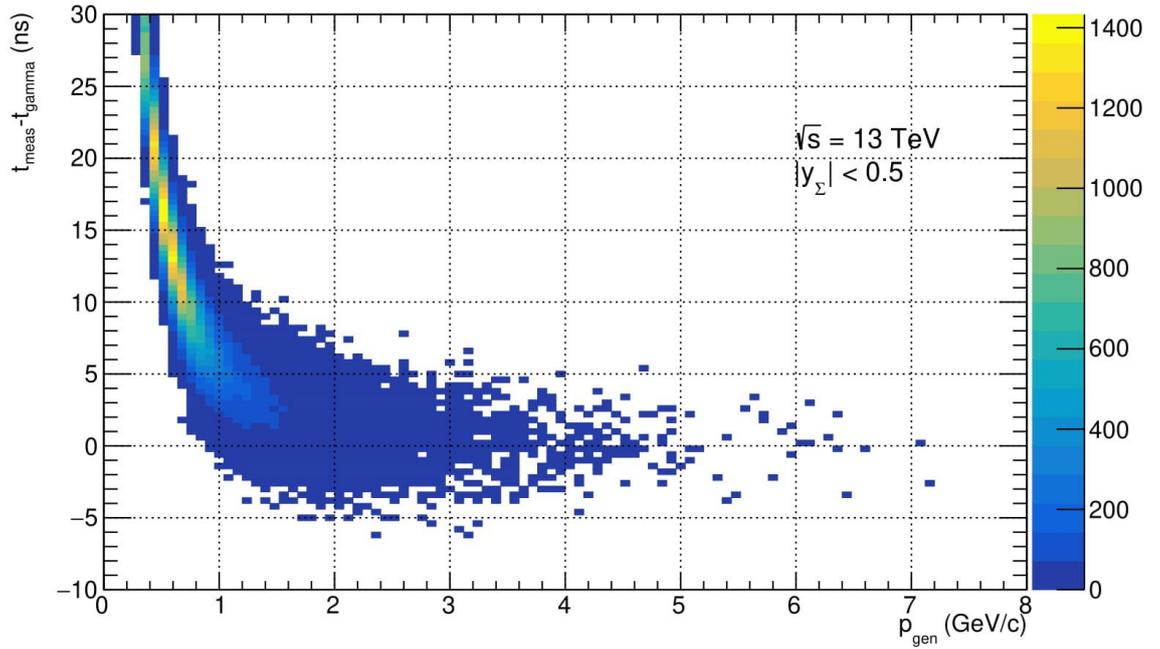


Рисунок 4.1 – Зависимость разности  $t_{\text{meas}} - t_{\text{gamma}}$  от импульса антинейтрона. Эффект начинает проявляться при импульсе антинейтрона порядка массы самого антинейтрона и выше.

Размытие импульса антинейтрона представлено на рисунке 4.2.

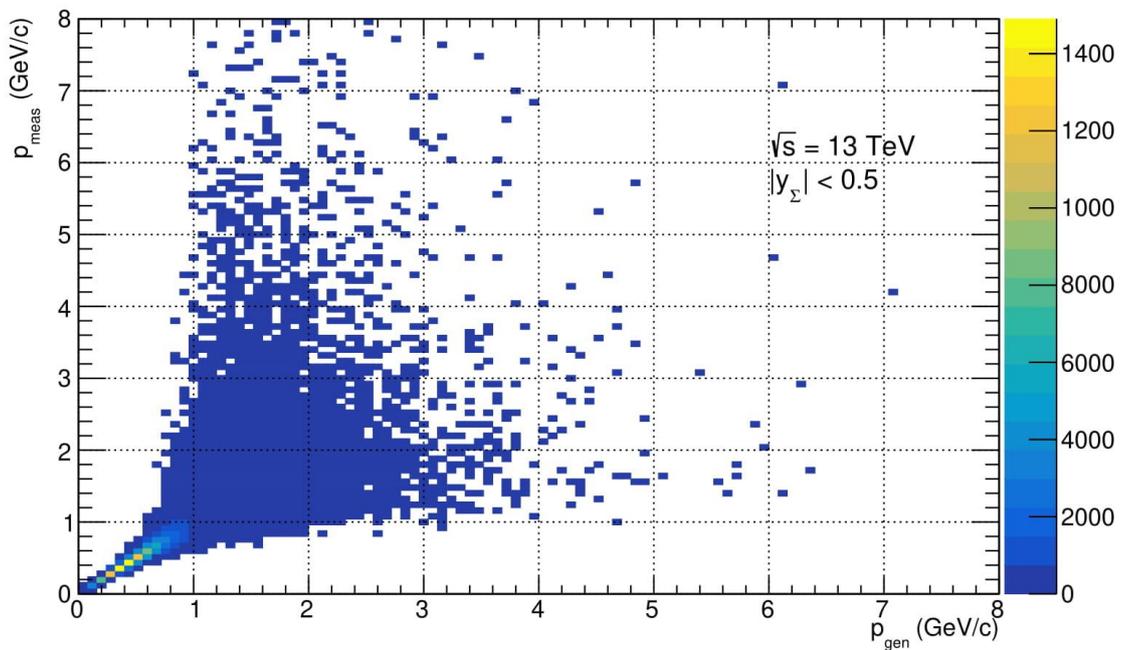


Рисунок 4.2 – Размытие импульса антинейтрона

Эффективность при данном эффекте можно рассчитать как отношение антинейтронов, для которых разница времен положительна, ко всем антинейтронам.

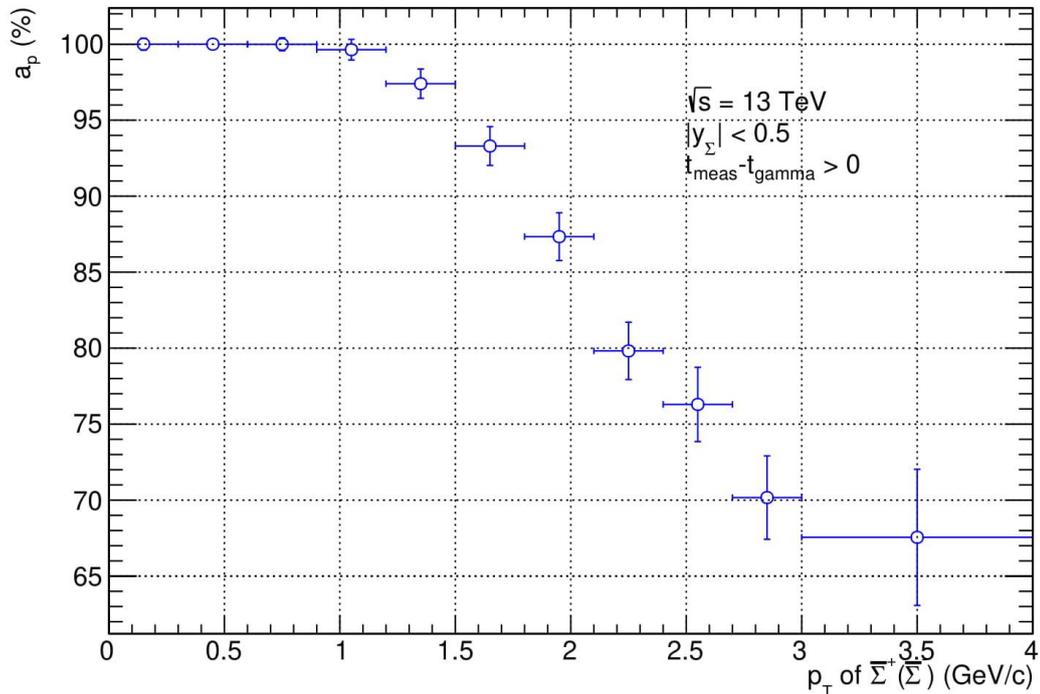


Рисунок 4.3 – Эффективность определения импульса

Из гистограммы следует, что 100% эффективность сохраняется примерно до поперечного импульса родительской частицы равного 1 ГэВ и затем снижается. Отсюда можно сделать вывод, что наиболее эффективно будут регистрироваться мягкие анти- $\Sigma$ -гипероны.

Объединяя полученный акцептанс и эффективность можно построить следующую гистограмму.

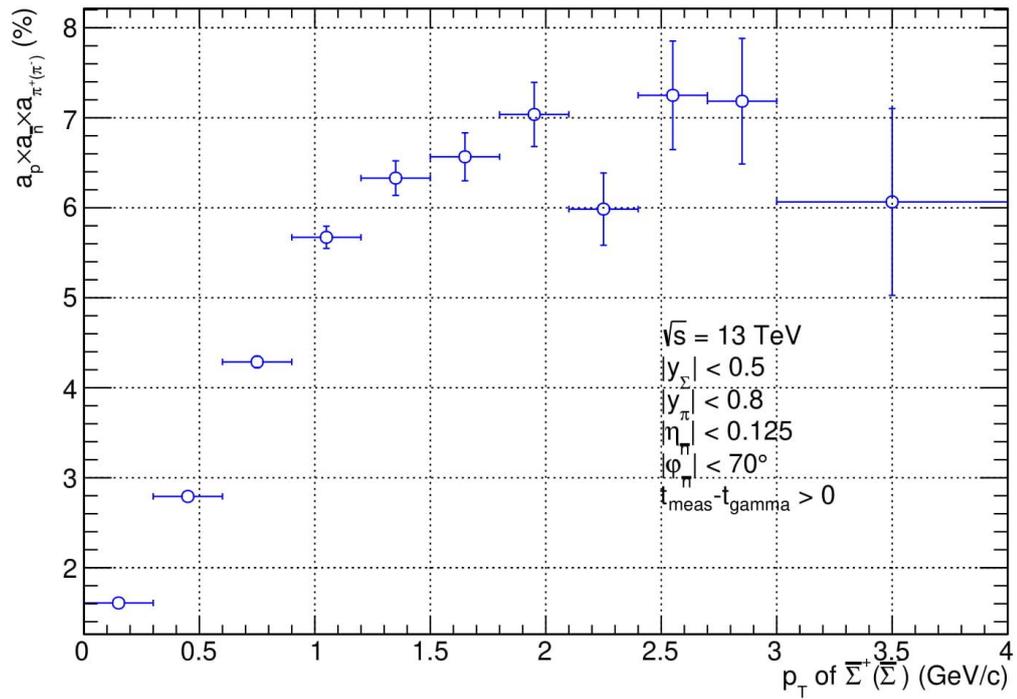


Рисунок 4.4 – Эффективность геометрического отбора и отбора по импульсу  
Эффективность для мягких анти- $\Sigma$ -гиперонов лежит в пределе от 1% до 6%.

## Заключение

В данной работе проведена симуляция протон-протонного столкновения с помощью Монте-Карло генератора PYTHIA 8.3 с энергией в центре масс  $\sqrt{s}=13$  ТэВ. Получены  $p_T$ -спектры  $\bar{\Sigma}^+$ -,  $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов и антинейтронов. Применен метод восстановления импульса частицы по времени ее пролета, можно сделать вывод, что наибольшая эффективность идентификации будет достигаться при малых поперечных импульсах.

Таким образом эффективность измерения анти- $\Sigma$ -гиперонов составила примерно 1-6% для частиц с поперечным импульсом 0-2 ГэВ/с.

В дальнейшем планируется работа с реальными данными эксперимента ALICE.

## Список используемых источников

1. A Large Ion Collider Experiment [Электронный ресурс]. – URL: <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html> (дата обращения: 20.12.2019).
2. CERN Accelerating science. ALICE [Электронный ресурс]. – URL: <https://home.cern/science/experiments/alice> (дата обращения: 21.12.2019).
3. Particle Data Group [Электронный ресурс]. – URL: <https://pdg.lbl.gov/> (дата обращения: 21.12.2019).
4. Pinkenburg C. Search for the  $\bar{\Theta}^- \rightarrow K^- \bar{n}$  with PHENIX //Journal of Physics. G, Nuclear and Particle Physics. – 2004. – Т. 30. – №. 8. – С. S1201-S1205.
5. PYTHIA 8 [Электронный ресурс]. – URL: <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia83html/Welcome.html> (дата обращения: 21.12.2019).
6. Tsallis C. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics //Journal of statistical physics. – 1988. – Т. 52. – №. 1-2. – С. 479-487.