

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

(НИЯУ «МИФИ»)

ОТЧЕТ

О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Изучение возможности регистрации $\bar{\Lambda}$ -гиперонов с помощью
электромагнитного калориметра

Руководитель НИР,
к.ф.-м.н.

_____ Д.С. Блау

Студент

_____ В.А. Кусков

Москва 2020

Оглавление

Введение.....	3
1 Эксперимент ALICE на LHC	4
2 Регистрация $\bar{\Lambda}$ -гиперона.....	6
2.1 Регистрация антинейтронов.....	6
3 Монте-Карло моделирование.....	8
3.1 Спектр $\bar{\Lambda}$ -гиперона.....	9
3.2 Регистрация продуктов распада $\bar{\Lambda}$ -гиперона в PHOS	10
Заключения	14
Список используемых источников.....	15

Введение

Тяжелые адроны, содержащие странные кварки, являются важным источником информации, необходимой для развития квантовой хромодинамики (КХД) [1], которая представляет сегодня теоретическую основу физики сильных взаимодействий. Основным способом изучения кварк-глюонной материи [2] – фазового состояния вещества, состоящего из свободных кварков и глюонов, являются столкновения тяжелых ионов (АА) на встречных пучках. Кроме того, интерпретация результатов АА-столкновений основывается на сравнении с результатами столкновений малых систем, таких как протон-протонные (pp) и протон-ионные (pA) столкновения.

Изучение фазового перехода от кварк-глюонной материи к адронному веществу возможно при высоких энергиях или высоких плотностях материи. На сегодняшний день применяются оба подхода: на эксперименте ALICE применяется высокоэнергетический подход, готовятся эксперименты по изучению сильносжатой барионной материи CBM и NICA.

Целью данной работы является оценка выхода $\bar{\Lambda}$ -гиперонов по углу открытия дочерних частиц в канале распада $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$ в pp-столкновениях при энергии пучков в центре масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

1 Эксперимент ALICE на LHC

Эксперимент ALICE – один из четырех крупных экспериментов на большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРНе. Основная цель эксперимента – изучение свойств горячей кварк-глюонной материи, созданной в ультррелятивистских АА-столкновениях, достигающих энергий в центре масс Pb-Pb столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. На рисунке 1 схематически представлен детектор ALICE.

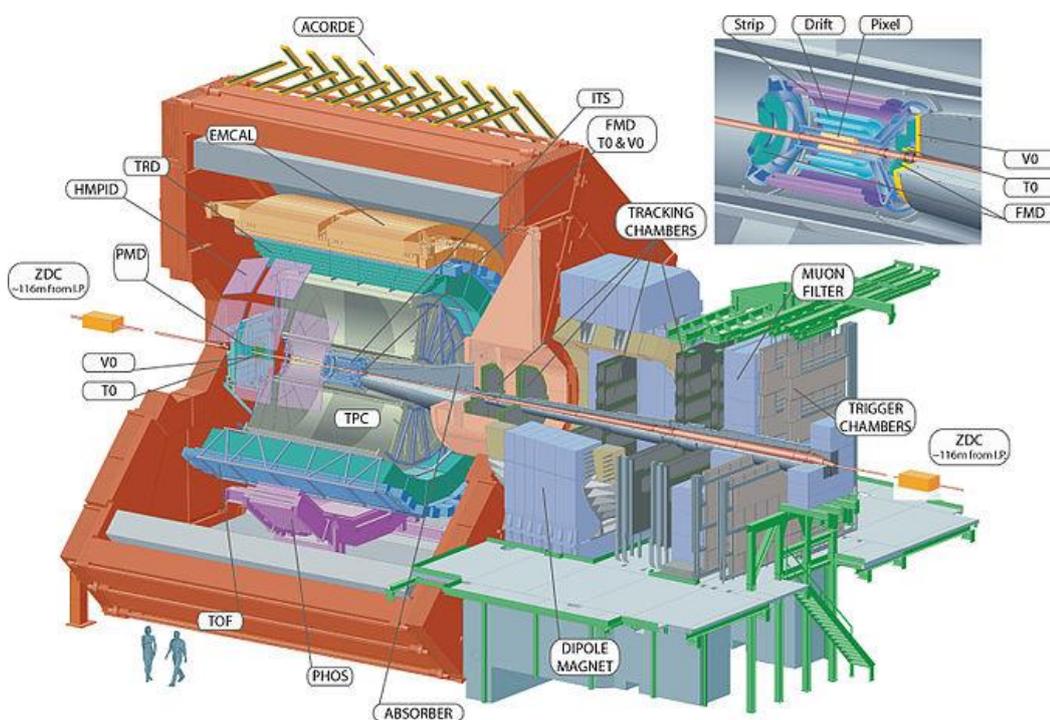


Рисунок 1 – детектор ALICE

В самом центре детектора несколькими цилиндрическими слоями расположены трековые детекторы (ITS). Трековая система установки способна зарегистрировать и идентифицировать частицы с поперечным импульсом $p_T > 50-100$ МэВ [3]. 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. Внутреннюю трековую систему охватывает время-

проекционная камера (TPC) – практически цилиндрическая камера объемом 88 м³, заполненная газовой смесью неона и углекислого газа. Внутри камеры создано однородное электрическое поле параллельно оси напряженностью 400 В/см направленное от торцев к середине.

ALICE также включает в себя электромагнитные калориметры EMCal (Electromagnetic Calorimeter) и PHOS (photon spectrometer). PHOS разработан для измерения спектров, коллективных потоков, тепловых и быстрых прямых фотонов, а также нейтральных мезонов, распадающихся на фотоны. Это требует сегментированную систему с чувствительной площадью 6 м², с высокой разрешающей способностью по пространственному положению и энергии в диапазоне поперечных импульсов от ~ 100 МэВ до ~ 100 ГэВ. В таблице 1 представлены основные параметры PHOS [3].

Таблица 1 – основные параметры PHOS

Параметр	Значение
Диапазон псевдобыстрот	$ \eta \leq 0.125$
Азимутальный угол	$\Delta\phi = 70^\circ$
Расстояние до вершины	460 см
Материал	PbWO ₄
Размеры кристаллов	22 × 22 × 180 мм ³
Количество кристаллов	12 554
Рабочая температура	-25°C

Три PHOS-модуля разбиты на 3584 детекторных элементов (ячеек), расположенных в 56 рядах по 64 элемента в каждом, в то время как четвертый модуль имеет 56 рядов из 32 элементов. Детекторы TRD и TOF спроектированы таким образом, что перед PHOS-модулями располагаются окна.

2 Регистрация $\bar{\Lambda}$ -гиперона

Основные свойства $\bar{\Lambda}$ -гиперона представлены в таблице 2 [4].

Таблица 2 – свойства $\bar{\Lambda}$ -гиперона

Кварковый состав	$\bar{u}\bar{d}s$
Масса	(1115.683 ± 0.006) МэВ
Время жизни	$(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$ сек
$I(J^P)$	$0(1/2^+)$
Странность S	1
Основные каналы распада:	
$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$	$(63.9 \pm 0.5) \%$
$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$	$(35.8 \pm 0.5) \%$

В данной работе исследуется возможно регистрации $\bar{\Lambda}$ -гиперона по каналу распада $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$.

2.1 Регистрация антинейтронов

Кандидаты в антинейтроны отбираются исходя из параметров сигнала при аннигиляции с нейтроном в калориметре:

– энергия, выделяющаяся в кластере при аннигиляции нуклон-антинуклон составляет: $2m_N = 1.8$ ГэВ;

– длина пробега до взаимодействия в PbWO_4 : $\lambda = 19.7$ см, вероятность сильного взаимодействия 0.4;

– ограничение на расстояние до заряженного кластера, т.е. сигнал от антипротона можно различить по экстраполированному трекам от центральной трековой системы;

– исключение «экзотических» кластеров: $M_{02} > 0.2$.

Основные различия кластеров от нуклона и антинуклона заключается в энергии кластера: энергетическое распределение кластера от антинуклона значительно шире энергии от нуклона (аннигиляция дает более широкий

ливень), на рисунке 2 представлены энергия кластера от протона и антипротона в калориметре EMCal эксперимента PHENIX [5]. На рисунке заметно, что протон в основном выделяет энергию в калориметре посредством ионизации ($E < 500$ МэВ), в то время как антипротон также выделяет энергию в кластере при аннигиляции.

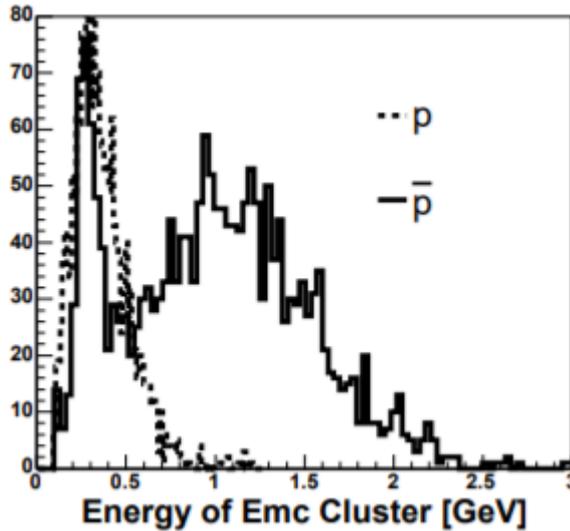


Рисунок 2 – Энергия кластера от протона и антипротона в калориметре EMCal

Отличить кластеры антинейтронов от фотонов можно по энергии кластера, дисперсии и множественности ливня (рисунок 3).

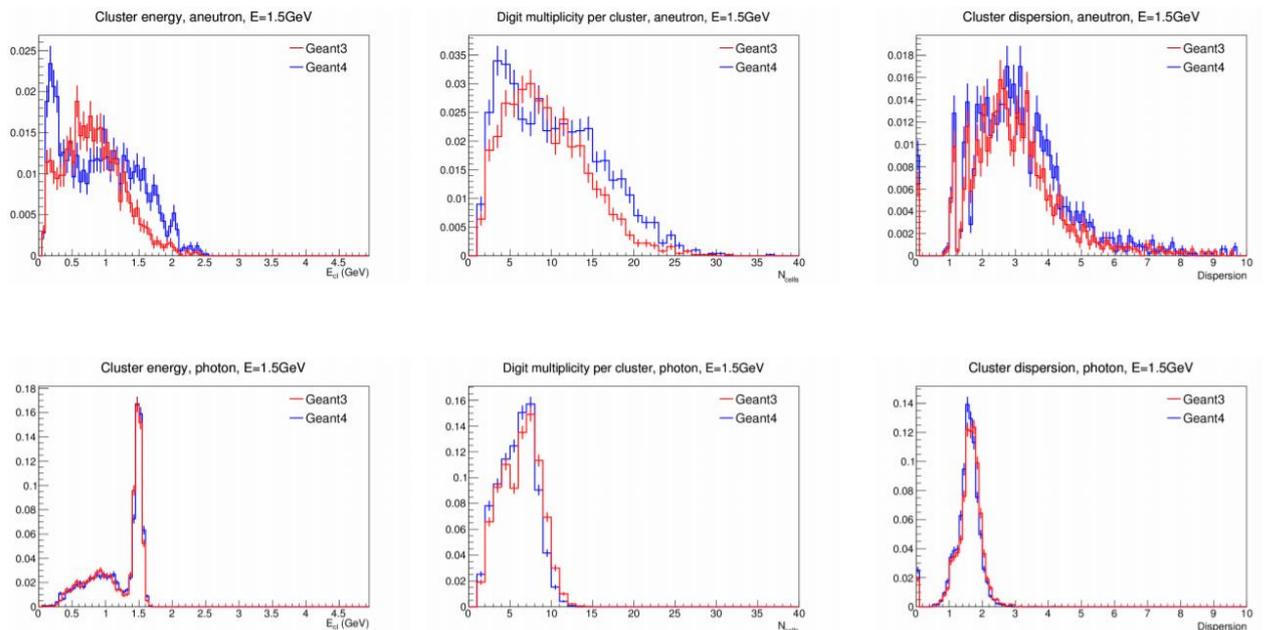


Рисунок 3 – отклик PHOS на фотон и антинейтрон при $E = 1.5$ ГэВ

Как видно из рисунка, распределение энергии (как и в случае нуклон/antinуклон), множественности, дисперсии кластера антинейтрона значительно шире таковых для кластера от фотона.

Более детальные параметры отбора кластеров от антинейтрона будут сформулированы на последующих этапах работы.

3 Монте-Карло моделирование

Данная работа на текущем этапе ограничивается Монте-Карло моделированием. В качестве генератора событий используется PYTHIA8 [6]. Основные задачи, выполняемые программой, включают изучение экспериментальных следствий теоретических моделей, разработку стратегий идентификации/регистрации частиц, интерпретацию экспериментальных данных.

Физические модели, заложенные в PYTHIA8, предназначены для высокоэнергичных столкновений частиц с энергией в центре масс более 10 ТэВ – такое ограничение связано с пределами полных и дифференциальных сечений адрон-адронных взаимодействий, заложенных в генераторе. Сверху энергия соударения в центре масс ограничена на 100 ТэВ. В PYTHIA моделируются жесткие и мягкие КХД-процессы, электро-слабые процессы (включая прямое фоторождение, фотонные столкновения, рождение Z- и W^\pm -бозонов), рождение топ-кварков (одиночных или пары), SUSY-процессы и многое другое. Данный генератор был выбран по причине учета жестких КХД-процессов, в результате которых и рождаются интересующие $\bar{\Lambda}$ -гипероны.

Обработка данных осуществлялась с помощью пакета библиотек ROOT [7], который был создан благодаря развитию языка C++ и объектно-ориентированного программирования. Пакет ROOT включает в себя широкий спектр возможностей для работы с матрицами, функциями, 4-векторами, гистограммами, графиками, а также позволяет анализировать данные

статистическими методами. Поэтому ROOT используется как в исследованиях по физике элементарных частиц, так и в исследованиях в других областях физики и астрономии.

3.1 Спектр $\bar{\Lambda}$ -гиперона

Спектры поперечных импульсов $\bar{\Lambda}$ -гиперонов и их дочерних антинейтронов при моделировании pp-столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в диапазоне быстрот $|y| < 0.5$ представлены на рисунке 3. Спектры аппроксимированы функцией Леви-Цаллиса [8]:

$$\frac{d^2N}{dydp_T} = \frac{dN}{dy} \cdot C \cdot p_T \cdot \left[1 + \frac{(m_T - m)}{nT} \right]^{-n}, \quad (1)$$

где dN / dy – выход частиц на единицу быстроты, $C = \frac{(n-1)(n-2)}{nT[nT + (n-2)m]}$, m –

масса частицы, m_T – поперечная масса, n – показатель, определяющий хвост функции, T – параметр наклона, определяет поведение функции при малых p_T .

Такая аппроксимация позволяет получить интегрированный выход dN / dy , а также средний поперечный импульс частиц $\langle p_T \rangle$. Параметры фитирования представлены в таблице 3.

Таблица 3 – параметры аппроксимации

Частица	dN / dy	$\langle p_T \rangle$, ГэВ	χ^2 / ndf
$\bar{\Lambda}$	0.036 ± 0.001	0.598 ± 0.008	1615/11
\bar{n}	0.014 ± 0.001	0.497 ± 0.011	433/11

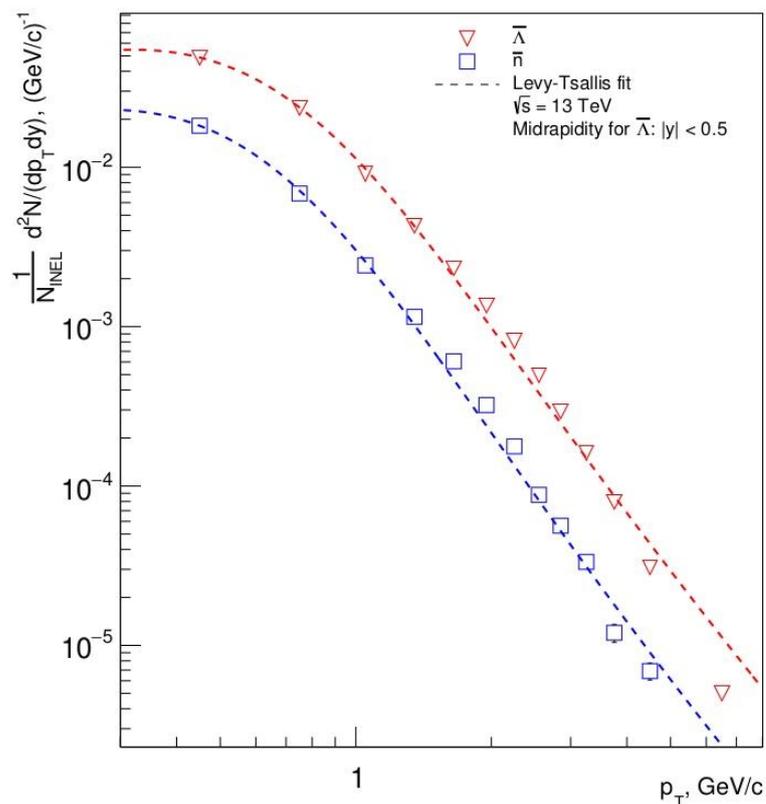


Рисунок 3 – p_T -спектры $\bar{\Lambda}$ -гиперонов и дочерних \bar{n}

На рисунке 4 в свою очередь, представлено отношение \bar{n} к $\bar{\Lambda}$. С увеличением энергии $\bar{\Lambda}$ интегральный выход \bar{n} спадает, т.к. \bar{n} с поперечным импульсом p_T , рождается от распада $\bar{\Lambda}$ с поперечными импульсами большими, чем p_T .

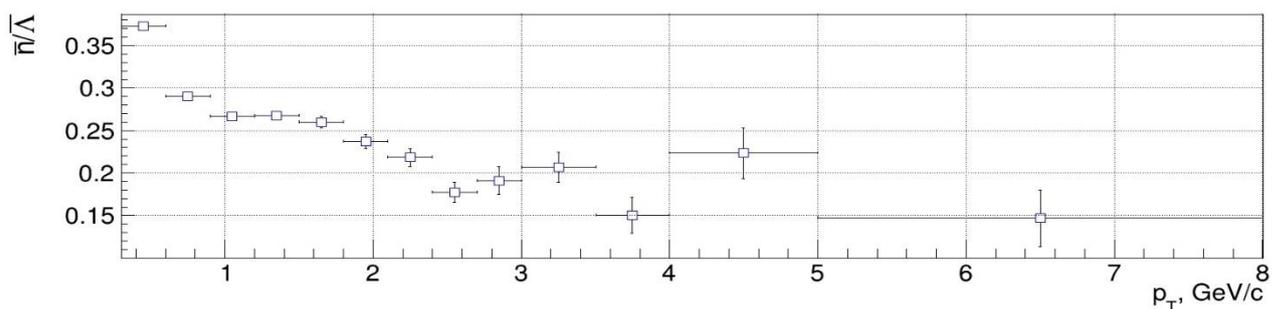


Рисунок 4 – отношение \bar{n} к $\bar{\Lambda}$

3.2 Регистрация продуктов распада $\bar{\Lambda}$ -гиперона в PHOS

Из закона сохранения 4-импульса в реакции распада $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$ косинус угла разлета дочерних частиц выражается как:

$$\cos \alpha = \frac{\vec{p}_{\bar{n}} \vec{p}_{\pi^0}}{p_{\bar{n}} p_{\pi^0}} = \frac{E_{\bar{n}} E_{\pi^0} - q}{p_{\bar{n}} p_{\pi^0}}, \quad (2)$$

где $E_{\bar{n}}$ – энергия антинейтрона, E_{π^0} – энергия π^0 ; $p_{\bar{n}}, p_{\pi^0}$ – импульсы антинейтрона и π^0 соответственно; $q = 1/2 \cdot (M_{\Lambda}^2 - m_{\bar{n}}^2 - m_{\pi^0}^2)$.

Постановка задачи предполагает, что в калориметре восстановлены импульс π^0 , а также угол открытия между π^0 и \bar{n} . Учитывая во внимание, что энергия частицы связана с ее импульсом как $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, получим:

$$(a^2 - 1) \cdot p_{\bar{n}}^2 + 2ab \cdot p_{\bar{n}} + (b^2 - m_{\bar{n}}^2) = 0, \quad (3)$$

где $a = p_{\pi^0} / E_{\pi^0} \cdot \cos \alpha$, $b = q / E_{\pi^0}$. Решения квадратного уравнения (3) следующие:

$$p_{\bar{n} 1,2} = \frac{ab \pm \sqrt{(ab)^2 + (1 - a^2) \cdot (b^2 - m_{\bar{n}}^2)}}{(1 - a^2)}. \quad (4)$$

Выбор решения выполняется по восстановлению инвариантной массы в системе $\bar{n}\pi^0$.

На рисунке 5 представлен ацептанс PHOS в зависимости от поперечного импульса $\bar{\Lambda}$, для частиц $\bar{n}\pi^0 \rightarrow \bar{n}\gamma\gamma$, т.к. время жизни π^0 составляет $(8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17}$ сек [4], то регистрация π^0 и восстановление его импульса происходит по его дочерним фотонам.

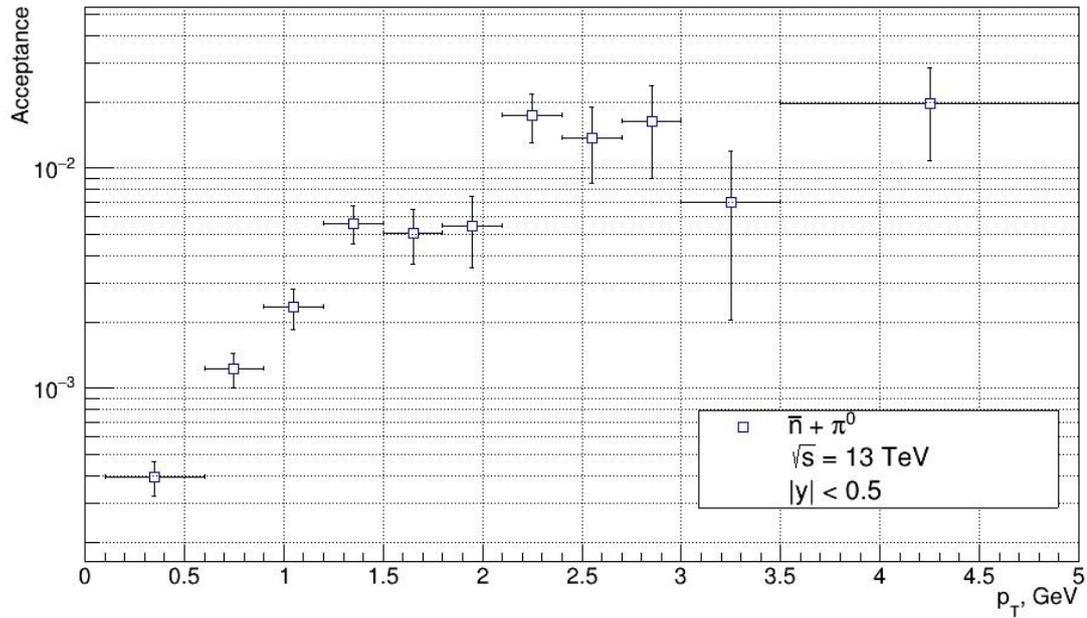


Рисунок 5 – ацептанс RHOS для \bar{n} и π^0

При увеличении энергии $\bar{\Lambda}$ угол разлета дочерних частиц сужается в направлении $\bar{\Lambda}$ (см. рисунок 6), соответственно геометрическая эффективность RHOS на принятие двух частиц одновременно растет, выходя на плато начиная с $p_T > 3.5$ ГэВ и достигая $(2 \pm 0.9)\%$.

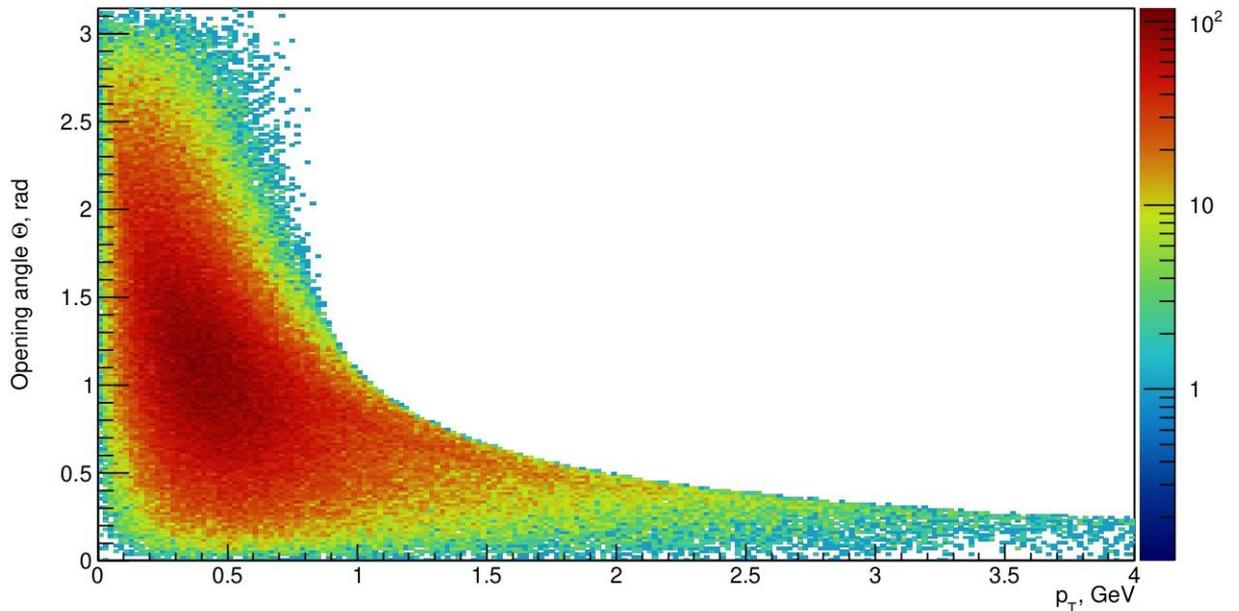


Рисунок 6 – Распределение угла разлета \bar{n} и π^0 в зависимости от поперечного $\bar{\Lambda}$

Для восстановления импульсов \bar{n} были попарно отобраны \bar{n} и π^0 , по формуле (1) были рассчитаны углы открытия между отобранными частицами.

По полученным углам открытия и импульсам π^0 по формуле (4) восстановлены импульсы \bar{n} . На рисунке 7 отложены реконструированные и сгенерированные импульсы \bar{n} . На диаграмме прослеживается корреляция между импульсами.

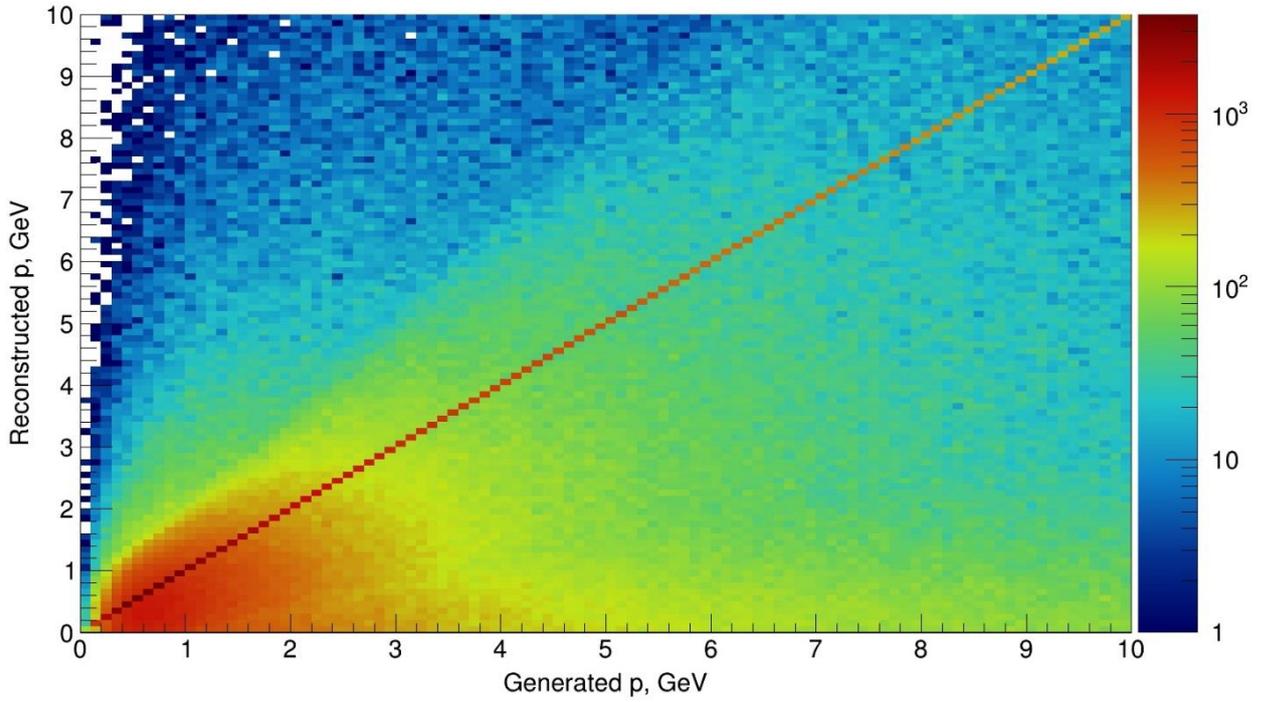


Рисунок 7 – реконструированные и сгенерированные импульсы \bar{n}

По восстановленным импульсам \bar{n} и сгенерированным импульсам π^0 построен спектр инвариатных масс, изображенный на рисунке 8. На общем комбинаторном фоне заметна корреляция между реконструированным и сгенерированным импульсами. Выход $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, который можно оценить как число вхождений в диагональную прямую ко всем вхождениям на гистограмме, согласно рисунку 7, составляет 0.03.

Заключения

В настоящей работе, с помощью МС-генератора РУТНІА8 был получен p_T -спектр $\bar{\Lambda}$ -гиперонов при рр-столкновения с энергией в центре масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Полученный спектр аппроксимирован функцией Леви-Цаллиса, при этом из параметров фитирования получены интегральный выход $\bar{\Lambda}$ -гиперонов на единицу быстроты $dN / dy = 0.036 \pm 0.001$, а также среднее значение поперечного импульса частиц $\langle p_T \rangle = 0.6 \pm 0.1$ ГэВ. Оценена геометрическая эффективность электромагнитного калориметра PHOS на одновременное принятие дочерних частиц распада $\bar{\Lambda}$ -гиперона \bar{n} и π^0 , которая достигает $(2 \pm 0.9)\%$ при поперечных импульсах $\bar{\Lambda}$ $p_T > 3.5$ ГэВ. Далее по сгенерированным импульсам π^0 и углу открытия с \bar{n} восстановлены импульсы \bar{n} . Восстановленные импульсы \bar{n} коррелируют с сгенерированными: на фоне комбинаторного фона $\bar{n}\pi^0$ на диаграмме импульсов отчетливо прослеживается линейный тренд совпадений сгенерированных и реконструированных импульсов. По полученной двумерной гистограмме оценен выход $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, который составил 0.03 от всех сгенерированных событий в диапазоне импульсов \bar{n} до 10 ГэВ.

В дальнейшем планируется проверить данный метод на реальных данных эксперимента ALICE.

Список используемых источников

1. Cabibbo N., Parisi G. Exponential hadronic spectrum and quark liberation //Physics Letters B. – 1975. – Т. 59. – №. 1. – С. 67-69.
2. Adams J. et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions //Nuclear Physics A. – 2005. – Т. 757. – №. 1-2. – С. 102-183.
3. Alice Collaboration et al. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment //arXiv preprint arXiv:1902.06145. – 2019.
4. P. A. Zula et al. (Particle Data Group) Review of particle physics //Progress of Theoretical and Experimental Physics. – 2020. – Т. 2020. – №. 8. – С. 083C01.
5. Pinkenburg C. et al. Search for the with PHENIX //Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2004. – Т. 30. – №. 8. – С. S1201.
6. Sjöstrand T. et al. An introduction to PYTHIA 8.2 //Computer physics communications. – 2015. – Т. 191. – С. 159-177.
7. ROOT. — <https://root.cern.ch>.
8. Tsallis C. Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics //Journal of statistical physics. – 1988. – Т. 52. – №. 1-2. – С. 479-487.