
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики высоких энергий

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладная математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

ОБРАЗОВАНИЕ СИГМА0 ГИПЕРОНА В PP СТОЛКНОВЕНИЯХ НА LHC В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE

(бакалаврская работа)

Студент:

Гладин Никита Олегович

(подпись студента)

Научный руководитель:

Борисов Александр,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2024

Аннотация

В работе впервые изучается образование Σ^0 гиперона в протон-протонных столкновениях при энергии 7 ТэВ в системе центра масс в эксперименте ALICE (LHC).

Σ^0 восстанавливается по электромагнитному распаду на Λ гиперон и фотон. Испускаемый фотон регистрируется методом фотонной конверсии. Особенностью данного распада является низкая энергия излучаемого фотона.

Данное исследование ставит своей целью изучение образования частиц, содержащих странные кварки, что необходимо для углубления понимания того, как образуется кварк-глюонная плазма - состояние вещества в первые мгновения существования Вселенной.

В результате были получены дифференциальный спектр Σ^0 гиперона по поперечному импульсу. С помощью моделирования методом Монте-Карло получена эффективность их реконструкции. Вычислено отношение сечений образования Σ^0 гиперона к сечению образования Λ гиперона.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю, Александру Борисовичу Борису, за переданный опыт, а также сотрудникам лаборатории фундаментальных взаимодействий МФТИ и ИФВЭ (Протвино) за плодотворные семинары с обсуждением результатов, изложенных ниже.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 22-42-04405.

Содержание

1	Введение	5
2	Эксперимент ALICE	7
2.1	Внутренняя трековая система	7
2.2	Время-проекционная камера	8
2.3	Прочие детекторы	9
2.4	Система вычислений GRID	10
3	Анализ экспериментальный данных	11
3.1	Отбор событий	11
3.2	Используемые переменные	12
3.3	Распределение Арментероса-Подольянского	12
3.4	Реконструкция Λ гиперона	13
3.5	Реконструкция фотона методом фотонной конверсии	14
4	Анализ результатов моделирования	16
4.1	Результаты моделирования Σ^0	16
4.2	Методы вычитания фона	16
4.2.1	Метод гауссовской аппроксимации	17
4.2.2	Метод смешанного фона	17
4.3	Методы описания пика инвариантной массы	19
4.4	Эффективность регистрации	20
4.5	Предварительный спектр	20
4.6	Коэффициент коррекции	21
5	Анализ реальных данных	23
5.1	Реконструкция Σ^0 гиперона с конверсионным фотоном	23
5.2	Коррекция светимости	23
5.3	Расчет статистических погрешностей	23
5.4	Анализ систематических погрешностей	24
5.5	Вычисление интегрального спектра Σ^0	25
6	Итоговые результаты	30
7	Заключение	32

1 Введение

При нормальных условиях кварки и глюоны заключены в нуклонах, однако при экстремальных значениях плотности и температуры начинается процесс *деконфайнмента*, то есть их высвобождения из протонов и нейтронов. Так образуется *кварк-глюонная плазма*. Считается, что именно в этом состоянии пребывала Вселенная в течение первых 10 микросекунд после Большого взрыва. Её воссоздания можно добиться, сталкивая тяжёлые ионы на ускорителях. Именно этот факт стал мотивацией для разработки и строительства ALICE - эксперимента по столкновению тяжёлых ионов на Большом адронном коллайдере. Эволюция такой плазмы описывается уравнениями гидродинамики [1].

Изучение поколений кварков, которые не обычно встречаются в материи - в частности, странных кварков, позволяет исследовать свойства материи, взаимодействующей сильно. В нормальных условиях странные кварки образовать тяжелее, чем лёгкие u, d кварки. Ситуация меняется при высоких плотностях энергии в кварк-глюонной плазме: вероятность образования всех типов кварков «выравнивается».

Более того, исследования показали, что интенсивность образования странных адронов с ростом общего числа рождённых частиц увеличивается быстрее, чем для других кварковых ароматов. Данные показывают, что чем больше в адроне странных кварков, тем сильнее проявляется этот эффект. Так как зависимости от энергии столкновения и массы образовавшихся частиц обнаружено не было, было сделано предположение о том, что причина этого явления - именно в количестве содержащихся странных кварков [2]. Для понимания образования этих гиперонов необходимо получить их спектры в столкновениях высокоэнергетичных протонов и сравнить полученные результаты с моделированием.

Рассмотрим один из странных барионов - Σ^0 гиперон [3]. Он состоит из верхнего, нижнего и странного кварков и имеет изоспин, равный единице. Данная частица всегда распадается по электромагнитному каналу на Λ гиперон с тем же кварковым составом и изоспином, равным нулю. В отличие от Λ гиперона, данные о Σ^0 при максимальной рабочей энергии Большого адронного коллайдера анализируются впервые.

Для данных частиц $m_{\Sigma^0} = 1192.6 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, $m_{\Lambda} = 1115.6 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, то есть $m_{\Sigma^0} - m_{\Lambda} \approx 77 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, следовательно фотон, испускаемый Σ^0 гипероном при распаде, является крайне «мягким», то есть низкоэнергетичным.

Λ гиперон [3], в свою очередь, в основном распадается в каналах $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (BR $\approx 64\%$) и $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ (BR $\approx 36\%$). Остальные каналы распада имеют много меньшую вероятность. У эксперимента ALICE отсутствует возможность регистрации нейтронов, поэтому при реконструкции Λ используется первый канал.

Фотон же регистрируется методом фотонной конверсии (то есть по рождению электрон-позитронных пар в веществе ITS - внутренней трековой системы ALICE) Такие фотоны имеют отличное разрешение по энергии, но вероятность конверсии составляет порядка 10^{-2} , то есть для набора значимой статистики необходимо обработать огромное количество данных;

Использование моделирования Монте-Карло позволяет определить эффективность реконструкции указанных выше частиц, а следовательно, и оценить число частиц, утерянных при анализе данных столкновений. Данная информация поз-

воляет вычислить спектр Σ^0 . Используя опубликованный спектр Λ , становится возможным вычислить отношение (p_T - поперечный импульс) сечений рождения этих частиц:

$$\frac{\sigma(\Sigma^0) + \sigma(\bar{\Sigma}^0)}{\sigma(\Lambda) + \sigma(\bar{\Lambda})}(p_T),$$

где под $\sigma(\Sigma^0)$, $\sigma(\bar{\Sigma}^0)$, $\sigma(\Lambda)$ и $\sigma(\bar{\Lambda})$ подразумевается сечение рождения частиц соответствующего типа в данном интервале поперечного импульса p_T , и сравнить его с предсказаниями теории и результатами моделирования.

2 Эксперимент ALICE

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [4] является одним из четырёх основных детекторов Большого адронного коллайдера в CERN. Его основная задача - изучение кварк-глюонной плазмы, речь о которой пойдёт ниже. Детектор длиной 26 метров, шириной 16 метров и высотой 16 метров весит более 10 тысяч тонн и состоит из нескольких десятков детекторов, заключённых в корпус с магнитом, создающим постоянное магнитное поле с индукцией 0.5 тесла (см. Рис. 1).

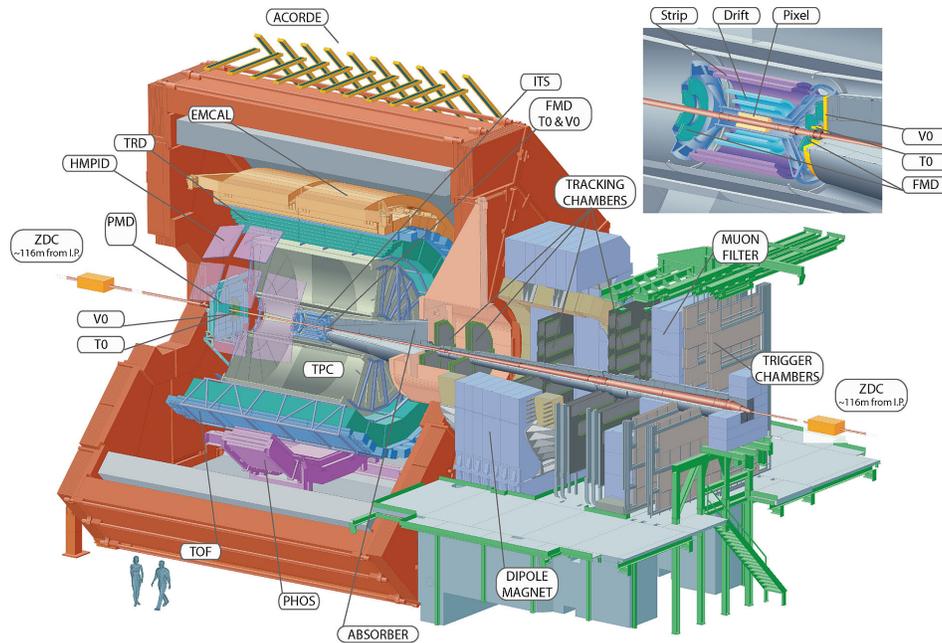


Рис. 1: Эксперимент ALICE в разрезе (источник: https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment)

Далее приведены характеристики детекторов эксперимента, необходимые для изучения Σ^0 гиперона.

2.1 Внутренняя трековая система

Точку взаимодействия протонных пучков окружает внутренняя трековая система ITS (Inner Tracking System) [5]. Её основная задача - определение положения вершины взаимодействия, реконструкция вторичных вершин распада странных и очарованных частиц, а также восстановление частиц с низким импульсом (меньше $200 \frac{\text{MeV}}{c}$). ITS состоит из шести цилиндров с общей осью. ITS¹ делится на 3 подсистемы:

- внутренние два слоя (SPD, Silicon Pixel Detector) радиусами 3.9 и 7.6 см состоят из кремниевых пиксельных детекторов и используются для определения положения вершины распада частицы и реконструкции треков дочер-

¹В 2021 году ITS была существенно обновлена, однако данная работа посвящена анализу данных, набранных в течение 2010 года, когда ITS имела характеристики, приведённые в тексте

них частиц. 10 миллионов ячеек, составляющих эти слои, позволяют добиться точности определения вершины 12 мкм в радиальном направлении и 100 мкм в направлении оси пучка;

- центральные два слоя (SDD, Silicon Drift Detector) радиусами 15.0 и 23.9 см представляют собой кремниевые дрейфовые трубки, используемые для реконструкции трека и определения типа частицы. В отличие от предыдущих слоёв имеет низкую гранулярность (всего порядка 133 тысяч ячеек);
- внешние два слоя (SSD, Silicon microStrip Detector) радиусами 38.0 и 43.9 см состоят из кремниевых микростриповых детекторов и используются для реконструкции трека частицы, а также для определения её типа. Содержит порядка 2.6 миллионов ячеек.

Центральные и внешние слои имеют аналоговое считывание и потому могут быть использованы для определения энергетических потерь частиц в нерелятивистской области:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2}, \quad (1)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ - отношение скорости частицы к скорости света в вакууме.

Детекторы этих слоёв имеют толщину порядка 300 мкм, чтобы свести к минимуму рассеяние на материале детектора и дать приемлемое отношение сигнала к шуму [4].

ITS имеет скорость считывания ≈ 1 кГц. Выбор технологии изготовления внутренних слоёв связан с высокой плотностью частиц в столкновениях тяжёлых ионов (оценка даёт 50 частиц/см²). Минимальный радиус внутреннего слоя определяется размером трубы для пучков, максимальный - необходимостью совмещения треков между внутренней трековой системой и *время-проекционной камерой*.

2.2 Время-проекционная камера

Далее идёт время-проекционная камера TPC (Time Projection Chamber) [6] объёмом 88 м³, покрывающая область $|\eta| < 0.9$. Её основная задача - определение типа заряженных частиц, определение импульса заряженных частиц в диапазоне от $100 \frac{\text{МэВ}}{c}$ до $100 \frac{\text{ГэВ}}{c}$.

Камера предназначена для работы при крайне высоких множественностях в столкновениях ядер свинца и заполнена смесью неона (85%), углекислого газа (10%) и азота (5%) в соотношении и разделена на две половины центральным электродом, который поддерживает постоянную напряжённость поля $400 \frac{\text{В}}{\text{см}}$. В рабочем объёме камеры поддерживается постоянное магнитное поле величиной 0.5 Т. Заряженные частицы, проходящие сквозь детектор, ионизируют молекулы газовой смеси; освобождённые электроны под действием электрического поля дрейфуют со скоростью $3 \frac{\text{см}}{\text{мкс}}$ к торцевым пластинам камеры, где определяются точка и время их попадания на пластину [4]. Таким образом, могут быть определены траектория (с разрешением порядка 1 мм в радиальном направлении и 1.2 мм в направлении оси пучка) и энергетические потери (с точностью 5%) всех заряженных частиц, попадающих в TPC, см. Рис. 2.

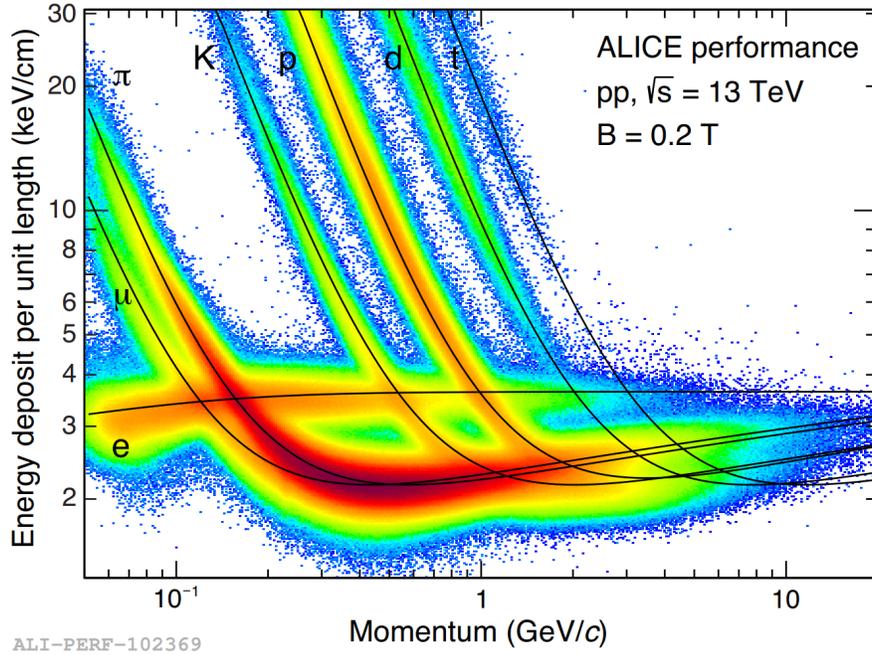


Рис. 2: Зависимость удельной потери частицей энергии в TPC от её импульса (источник: [ALI-PERF-102369](#))

2.3 Прочие детекторы

Помимо вышеперечисленных детекторов, в распоряжении ALICE находятся также:

- быстрый триггер взаимодействия FIT (Fast Interaction Trigger), определяющий положение вершины взаимодействия и точное время взаимодействия;
- детектор переходного излучения TRD (Transition Radiation Detector), предназначенный для точного отделения электронов от прочих заряженных частиц с импульсом более $1 \frac{\Gamma \Delta B}{c}$;
- детектор времени пролёта TOF (Time Of Flight), состоящий из массива камер с резистивными пластинами и измеряющий время пролёта частицы от вершины взаимодействия до детектора для определения их скорости;
- электромагнитный калориметр шапльчного типа EMCAL (ElectroMagnetic CALoreimeter), необходимый для реконструкции высокоэнергетичных фотонов, электронов и нейтральных пионов;
- кольцевой черенковский детектор частиц с большим импульсом HMPID (High Momentum Particle Identification Detector), который регистрирует заряженные частицы с импульсом больше $1 \frac{\Gamma \Delta B}{c}$;
- мюонный спектрометр (Muon Spectrometer), разработанный для изучения распада кваркония на $\mu^+ \mu^-$;

- передний мюонный трекер MFT (Muon Forward Tracker), предназначенный специально для улучшения поиска вершин распада в мюонном спектрометре;
- калориметры нулевого угла ZDC (Zero Degree Calorimeter) - адронные калориметры из металлических пластин для определения светимости детектора и центральности столкновений;
- детектор V0 даёт триггер минимального искажения, а также используется при определении светимости;
- детектор T0, состоящий из двух массивов черенковских счётчиков и определяющий начало отсчёта времени для детектора TOF.

2.4 Система вычислений GRID

Для анализа большого объёма данных в эксперименте ALICE предусмотрена специальная распределённая вычислительная сеть, известная как *Grid* - глобальное объединение компьютерных вычислительных центров. С его помощью обработка данных производится в 3 этапа:

- непосредственный анализ каждого отдельно взятого (порядка 5000 событий) файла с данными;
- объединение результатов в общий файл;
- скачивание объединённого файла на персональный компьютер.

Данная система активно используется всеми участниками коллаборации ALICE, а потому существует ограничение на количество памяти и вычислительной мощности, которые могут использоваться одновременно одним пользователем.

Анализ результатов проводился с использованием именно этой системы.

3 Анализ экспериментальный данных

Для поиска Σ^0 гиперона были использованы данные о столкновениях протонных пучков при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, набранные в 2010 году. Анализ производился с помощью пакета AliROOT, а также системы распределённых вычислений Grid.

Для восстановления Σ^0 по электромагнитному распаду необходимо зарегистрировать Λ гиперон и фотон (см. Рис. 3). Восстановление $\bar{\Sigma}^0$ осуществляется по зарядово сопряжённому каналу: $\bar{\Sigma}^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\gamma$. Далее подробно описаны процедуры реконструкции данных частиц.

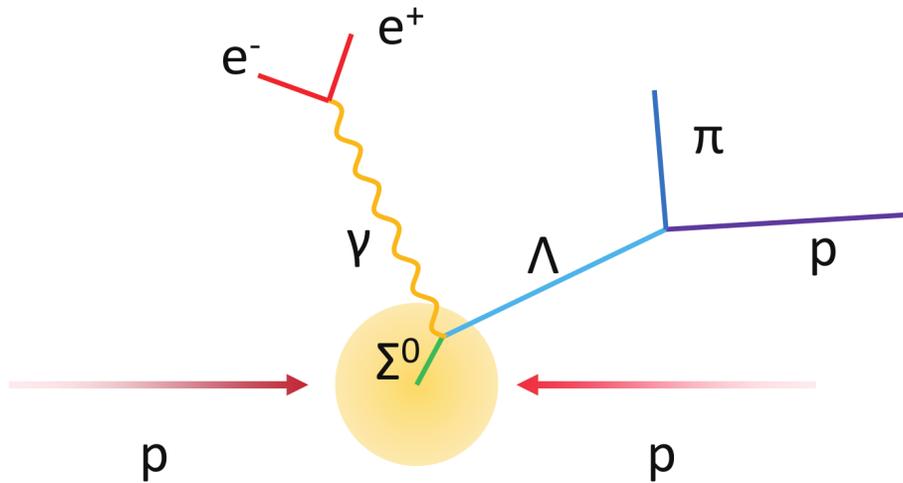


Рис. 3: Схема распада Σ^0 гиперона (источник: [INDICO CERN 741164](#))

3.1 Отбор событий

Для анализа было отобрано 0.54 миллиарда протон-протонных столкновений, набранных экспериментом в 2010 году при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, а также 0.51 миллиарда событий, смоделированных методом Монте-Карло для той же энергии. Информация о столкновениях хранится в формате AOD (Analysis Object Data), он представляет собой логическое развитие прежнего формата ESD (Event Summary Data): удаляя из файлов ESD информацию, не требующуюся для анализа, и применяя дополнительные фильтры (например, на мюоны, адронные струи и т.д.), можно получить более легковесный файл с быстрым вводом-выводом - AOD. События включались в анализ при соблюдении следующих условий:

- был активирован так называемый триггер минимального искажения MBor (Minimum Bias 'Or') [7], то есть необходим сигнал либо в SPD, либо в детекторе V0 (см. рис. 1). Время принятия решения составляет примерно 0.9 мкс [4]. Данное ограничение позволяет избавиться от фона, вызванного взаимодействием протонного пучка с веществом трубы, содержащей пучок, а также с остатками газа, находящимися с трубе пучка;

- Координата события вдоль оси пучка Z_{vertex} должна быть менее 10 см;
- Последовательные события не накладываются друг на друга (так называемый pile-up rejection).

3.2 Используемые переменные

В анализе событий используется определённый набор переменных, характеризующих каждую вершину распада и каждую частицу.

- Псевдобыстрота η определяется как $-\ln \tan \frac{\theta}{2}$, где θ - угол между импульсом частицы и осью пучка. Ограничение данной переменной позволяет ограничить геометрическую область поиска трека частицы;
- Поперечный импульс $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ позволяет изучать кинематику частицы в плоскости, поперечной оси пучка (отсюда и название);
- Поперечный радиус вершины $r_{V_0} = \sqrt{x_{V_0}^2 + y_{V_0}^2}$ позволяет определить местоположение первичной вершины относительно слоёв внутренней трековой системы;
- Ближайшее расстояние между дочерними треками DCA_{TR} помогает отбросить пересекающиеся треки от ложных кандидатов (в реальности треки никогда не сходятся точно с связи с конечным разрешением трековой системы);
- Ближайшее расстояние от заряженного дочернего трека до вершины распада DCA_{\pm} характеризует геометрию распада частицы, связанную с движением в магнитном поле заряженных продуктов распада нейтральной частицы, позволяя избавиться от фона, исходящего от точки взаимодействия;
- Косинус угла между суммарным суммарным импульсом дочерних треков и вектором, направленным из точки взаимодействия протонных пучков в вершину распада $\cos \theta$ даёт возможность отбрасывать плохо восстановленные в ITS треки;
- Число стандартных отклонений N_i от сигнала частиц сорта i определяет, насколько энергетические потери частицы отличается от среднего для данного вида частиц и разрешает исключить из набираемой статистики частицы, других типов.

Также используются переменные α и q_T распределения Армента-Подольского, физический смысл которых изложен в следующем разделе.

3.3 Распределение Армента-Подольского

В 1954 году Армента и Подольский предложили метод для анализа динамики нейтральных частиц, распадающихся на две заряженные дочерние частицы (так называемые V_0 частицы) [8]. Данный метод изначально был использован для

разделения K_S^0 мезонов и Λ гиперонов; в данной работе метод используется для отбора Λ гиперонов и конверсионных фотонов. Распределение строится в осях $(\alpha-q_T)$, где q_T - поперечная компонента импульса дочерних частиц относительно вершины распада, а параметр α , определяющий меру асимметрии продуктов распада, есть

$$\alpha = \frac{p_L^+ - p_L^-}{p_L^+ + p_L^-}, \quad (2)$$

где p_L^\pm - продольная составляющая положительно (соответственно отрицательно) заряженных дочерних частиц относительно вершины распада. При анализе распада нейтральных частиц на два заряженных трека получено распределение, представленное на Рис. 4:

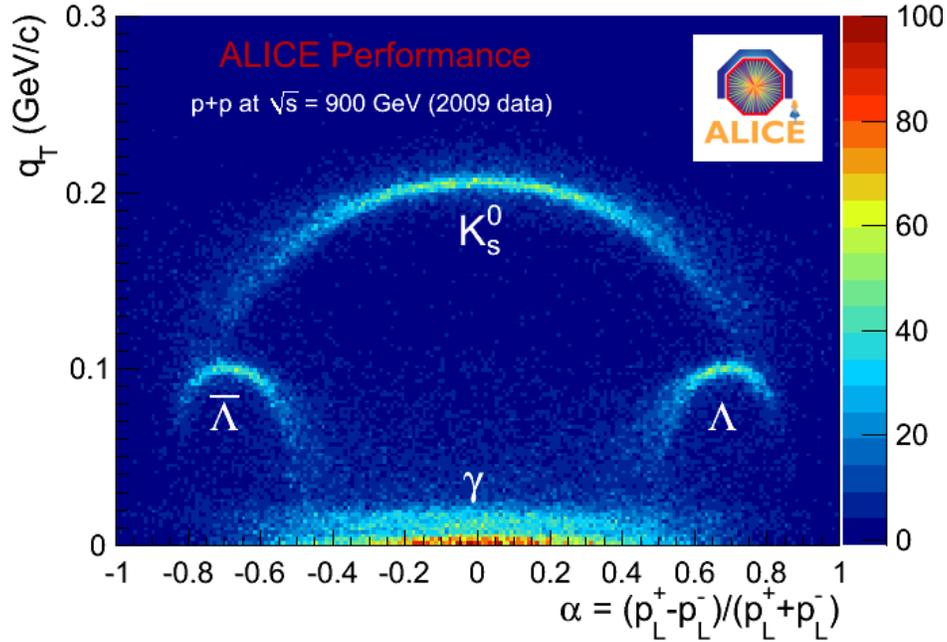


Рис. 4: Распределение Арментероса-Подольянского (источник: [arXiv:1101.3276](https://arxiv.org/abs/1101.3276))

3.4 Реконструкция Λ гиперона

Непосредственная регистрация Λ гиперона невозможна ввиду его нейтральности и малого времени жизни (порядка 10^{-10} секунд). Λ гиперон регистрируется по своему основному каналу распада $\Lambda \rightarrow p^+ \pi^-$ с $BR \approx 64\%$ (соответственно, $\bar{\Lambda}$ восстанавливается по распаду $\bar{\Lambda} \rightarrow p^- \pi^+$).

Отбор начинается с поиска вершин распада, зарегистрированных с помощью ITS. Рассматриваются только вершины, удовлетворяющие следующим ограничениям:

- Вершина дала два заряженных трека;
- Суммарный заряд треков равен нулю;
- Треки не имеют изломов.

Далее накладываются определённые ограничения на кинематику и топологию восстанавливаемой частицы:

- Псевдобыстрота дочерних частиц $|\eta_{p,\pi}| < 0.8$;
- Поперечный импульс восстанавливаемой частицы $0.5 \frac{\text{ГэВ}}{c} < p_T < 10 \frac{\text{ГэВ}}{c}$
- Поперечный радиус вершины $r_{V_0} < 180$ см;
- Ближайшее расстояние между дочерними треками $\text{DCA}_{\text{TR}} < 1.5$ см;
- Ближайшее расстояние от заряженного дочернего трека до вершины распада $\text{DCA}_{\pm} > 0.02$ см;
- Косинус угла между суммарным суммарным импульсом дочерних треков и вектором, направленным из точки взаимодействия протонных пучков в вершину распада $\cos \theta > 0.995$;
- Число стандартных отклонений для кандидата-протона $N_{\sigma_p} < 4$;
- Число стандартных отклонений для кандидата-пиона $N_{\sigma_\pi} < 4$;
- $|M(p^+\pi^-) - m_{\text{PDG}}| < 5 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

где $M(p^+\pi^-)$ - инвариантная масса комбинации протона и пиона, а m_{PDG} - масса Λ гиперона, указанная в Particle Data Group [3].

Для того чтобы уменьшить примесь нейтральных каонов и конверсионных фотонов, имеет смысл использовать ограничение на параметры распределения Арменгерса-Подольянского:

- $0.2 < |\alpha| < 0.95$;
- $50 \frac{\text{МэВ}}{c} < q_T < 140 \frac{\text{МэВ}}{c}$,

причём для Λ $\alpha > 0$, а для $\bar{\Lambda}$ $\alpha < 0$.

3.5 Реконструкция фотона методом фотонной конверсии

Метод фотонной конверсии основан на том факте, что при прохождении гамма-кванта сквозь вещество существует вероятность (порядка 8%) рождения им электрон-позитронной пары в поле ядер материала вещества: $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Отбор кандидатов во многом аналогичен описанному в предыдущем разделе. Так же рассматриваются вершины с двумя противоположно заряженными дочерними треками без изломов.

- Псевдобыстрота дочерних частиц $|\eta_{e^+,e^-}| < 0.8$;
- Поперечный импульс восстанавливаемой частицы $0.1 \frac{\text{ГэВ}}{c} < p_T < 10 \frac{\text{ГэВ}}{c}$
- Поперечный радиус вершины $3 \text{ см} < r_{V_0} < 220$ см;

- Ближайшее расстояние между дочерними треками $DCA_{TR} < 1.5$ см;
- Ближайшее расстояние от заряженного дочернего трека до вершины распада $DCA_{\pm} > 0$ см;
- Косинус угла между суммарным суммарным импульсом дочерних треков и вектором, проведённым из точки взаимодействия пучков до вершины распада $\cos \theta > 0.98$;
- Число стандартных отклонений для электронов и позитронов $N_{\sigma_e} < 3$;
- $|M(e^+e^-)| < 100 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$,

где $M(e^+e^-)$ - инвариантная масса комбинации электрона и позитрона. Следующие ограничения на параметры распределения Арментероса-Подольянского позволяют избавиться от фоновых событий:

- $|\alpha| < 0.7$;
- $q_T < 25 \frac{\text{МэВ}}{c}$.

4 Анализ результатов моделирования

4.1 Результаты моделирования Σ^0

После восстановления кандидатов в Λ гипероны и фотоны, образуются их комбинации, и строится двумерная гистограмма инвариантных масс $M_{\Lambda\gamma}$ против импульса восстановленного кандидата $p_T^{\Sigma^0}$. Причем моделирование позволяет получить эти распределения не только для действительно восстановленных Σ^0 , но и для фоновых событий.

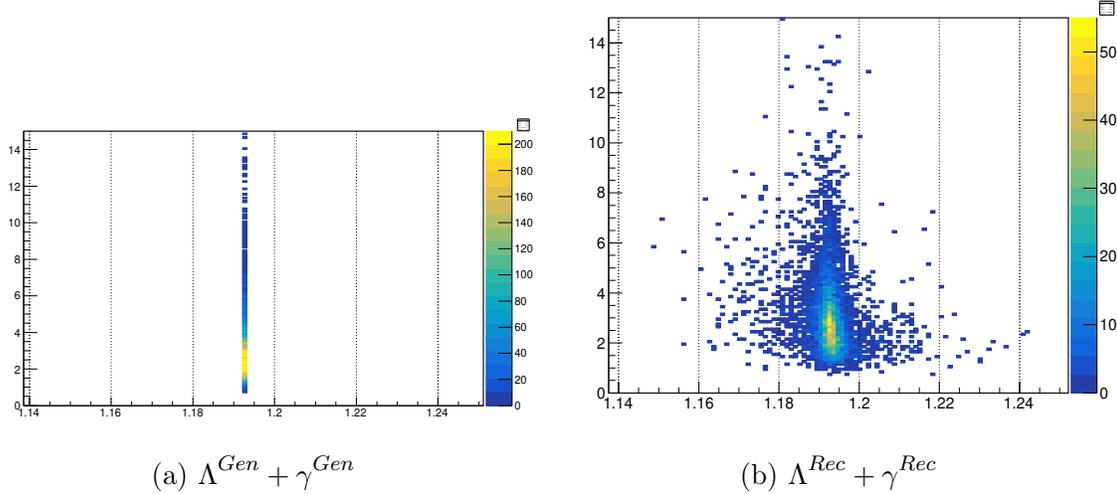


Рис. 5: Результаты моделирования

На рисунке 5 слева приведено распределение инвариантной массы генерированных Σ^0 . Распределение, как и должно быть, имеет вид δ -функции.

На рисунке 5 справа можно увидеть распределение инвариантной массы реконструированных фотона и Λ гиперона, образовавшихся от Σ^0 . Это распределение отличается большой асимметрией и сильной зависимостью от поперечного импульса. Так же "хвосты" распределения расходятся довольно широко и явно имеют не-гауссовскую форму, что усложняет их описание и учет.

Для дальнейшего анализа строятся проекции этой гистограммы на массовую ось в различных интервалах поперечного импульса. Границы этих интервалов задаются в пределах: 1.5, 2.2, 3.0, 3.5, 4.0, 5.5, 7.0 ГэВ.

4.2 Методы вычитания фона

В анализе отбираются кандидаты на Λ и фотон, и строится распределение их инвариантной массы против p_T . Затем для подсчета зарегистрированных Σ^0 нужно выполнить процедуру вычитания фона, применяющуюся и в обработке реальных данных, и в анализе моделирования. Для оценки выходов Σ^0 использовались следующие методы.

4.2.1 Метод гауссовской аппроксимации

Полученные распределения в каждом интервале p_T аппроксимируются суммой гауссовского распределения (отвечает сигналу) и многочленом третьей степени (отвечает фону), см. рис. 6. При этом масса Σ^0 равна среднему гауссовского распределения μ (далее обозначена как m), а ширина этого резонанса - средне-квадратичному отклонению σ .

$$g(x) = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times e^{-(x-m)^2/2\sigma^2} + \text{polynome}(3)$$

Разность интегралов суммарного распределения и фона определяет число восстановленных частиц (Yield).

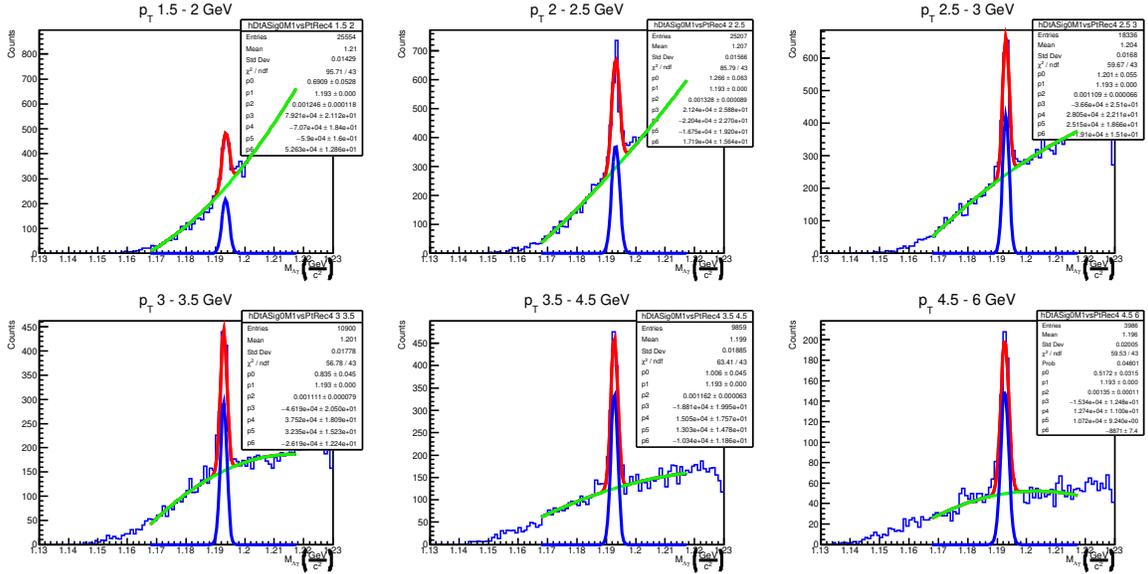


Рис. 6: Фит пика, фона и полного распределения инвариантной массы $\Lambda + \gamma$

4.2.2 Метод смешанного фона

В процессе отбора кандидатов на дочерние частицы строится еще одна гистограмма - с распределением масс Λ и γ , взятых из заведомо разных событий. В итоге получают распределения, представленные на рисунке 7.

За счет количества возможных комбинаций Лямбда-гиперона и фотона, не дающих пик в области масс нейтрального Сигма-гиперона, удается добиться гладкости полученной гистограммы, а ее форма принимается аналогичной комбинаторному фону при восстановлении Σ^0 .

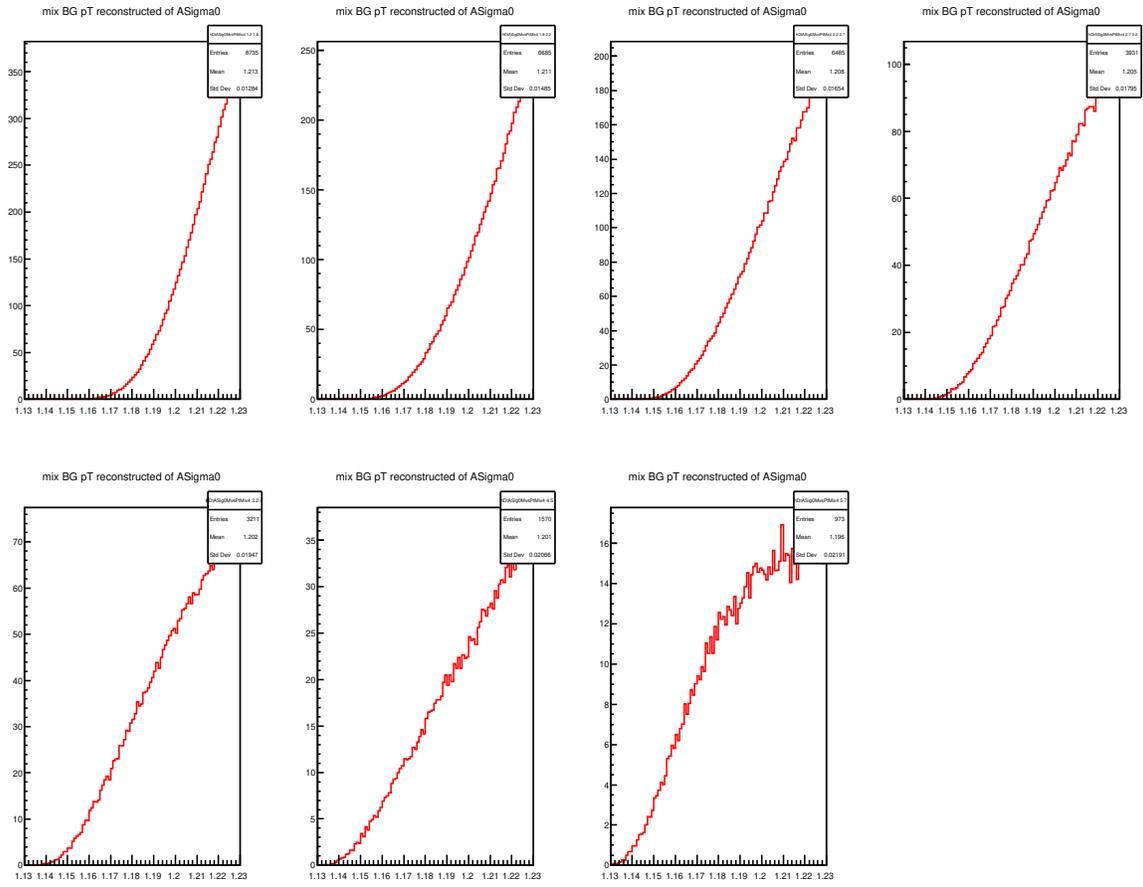


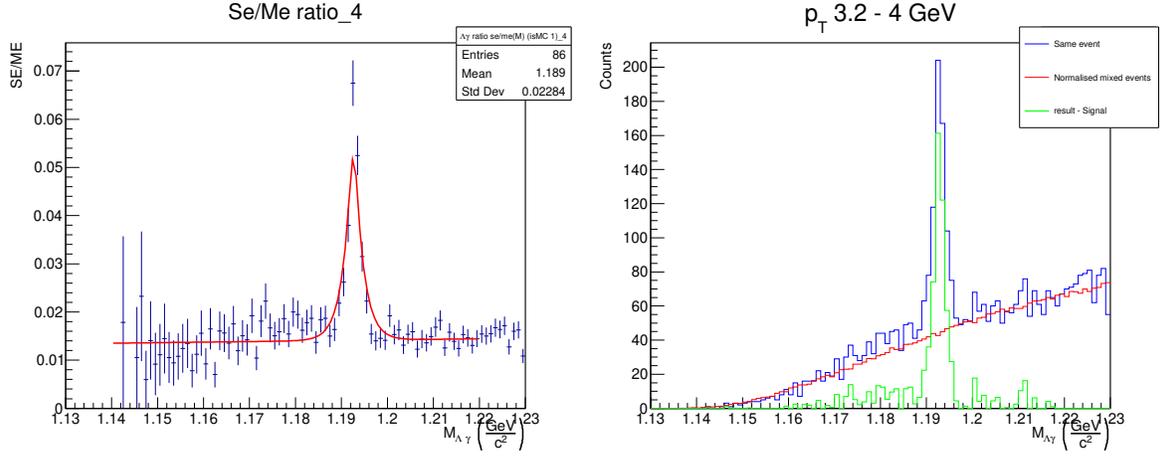
Рис. 7: Распределение смешанных событий (ME)

Для получения пика инвариантной массы Σ^0 -гиперона фон вычитают следующей процедурой:

- Рассчитывается отношение распределений масс $\Lambda + \gamma$ из одного события (Same Event - SE) к распределению масс $\Lambda + \gamma$ из разных (Mixed Event - ME)
- Производится фитирование (Рис. 8а) полученного отношения суммой полинома 3 степени и двух экспоненциальных функций, "склеенных" в области пика

$$f(x) = \begin{cases} N \times e^{-(x-m)/a}, & x > m \\ N \times e^{(x-m)/b}, & x < m \end{cases}, \text{ где } m - \text{масса } \Sigma^0 \quad (3)$$

- Распределение масс Λ и γ из разных событий нормируется на полиномиальную функцию из предыдущего пункта
- Нормированное распределение вычитается из распределения масс $\Lambda + \gamma$ из одного события (Рис. 8б)



(a) Фит отношения SE/ME

(b) SE, нормированное ME и результат вычитания

Рис. 8: Стадии процедуры вычитания фона

4.3 Методы описания пика инвариантной массы

Для подбора более точного метода подсчета количества зарегистрированных Σ^0 - для более точного учета хвостов, и для оценки систематической погрешности определения выходов (Yields) Σ^0 гиперона проводилась вариация способов подсчета событий в пике.

После вычитания смешанного фона выход Σ^0 подсчитывался следующими методами:

- как побиновая сумма гистограммы (**Sum**)
- как интеграл под экспоненциальной функцией, аппроксимирующей пик (**Exponent**)

$$f(x) = \begin{cases} N \times e^{-(x-m)/a}, & x > m \\ N \times e^{(x-m)/b}, & x < m \end{cases}, \text{ где } m - \text{ масса } \Sigma^0 \quad (4)$$

- как интеграл под распределением Джонсона, аппроксимирующим пик (**Johnson**)

$$\text{PDF}[\text{Johnson } S_U] = \frac{\delta}{\lambda\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x-\mu}{\lambda}\right)^2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\gamma + \delta \sinh^{-1} \left(\frac{x-\mu}{\lambda} \right) \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Каждый из описанных выше способов, как и гауссовская аппроксимация, применялась в 2 различных областях массы Σ^0 гиперона - в границах 5 МэВ от $M_{\Sigma^0}^{P.D.G.}$ - для рассмотрения только событий из пика - и в границах 25 МэВ от $M_{\Sigma^0}^{P.D.G.}$ - для учета полного числа событий.

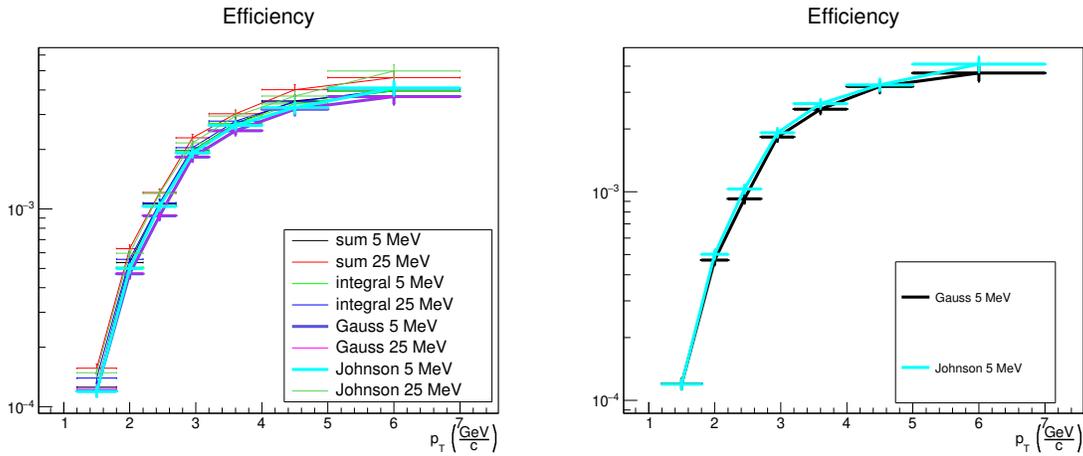
4.4 Эффективность регистрации

В реальном эксперименте часть рождённых частиц неизбежно не будет зарегистрирована; это связано с неидеальностью электроники, с ограниченной областью работы детектора и так далее. Моделирование Монте-Карло позволяет определить эффективность регистрации частиц - важный параметр, необходимый для восстановления спектра интересующего типа частиц.

Определим эффективность регистрации $A \times \epsilon \times B.R.$, где A - отвечает доли области работы детектора, ϵ - эффективности работы оборудования, а $B.R.$ - брэнчингу (который, в нашем случае, равен 1 с достаточной точностью), как

$$A \times \epsilon \times B.R. = \frac{\text{Yield}_{\text{MC}}^{\text{Bounds}}}{N_{\text{gen}}},$$

где $\text{Yield}_{\text{MC}}^{\text{Bounds}}$ - число верно реконструированных Σ^0 в границах 5 или 25 МэВ, а N_{gen} - число Σ^0 , сгенерированных в области псевдобыстроты $|\eta| < 0.5$.



(a) Эффективность всех рассматриваемых методов (b) Эффективность гауссовской аппроксимации и **Johnson** 5 МэВ

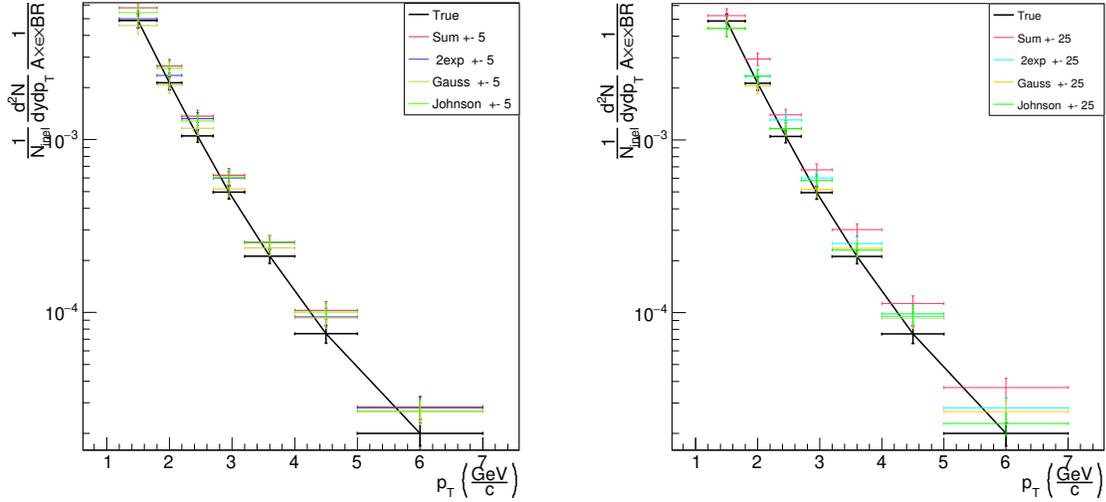
Рис. 9: Эффективность методов регистрации Σ^0 гиперона

4.5 Предварительный спектр

С помощью полученных значений эффективности становится возможным восстановить дифференциальный спектр Σ^0 , определённый как

$$\frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{N_{ev}} \times \frac{\text{Yield}_{\text{MC}}^{\text{Bounds}}}{\Delta p_T \Delta y} \times \frac{1}{A \times \epsilon \times B.R.}, \quad (6)$$

где $\text{Yield}_{\text{MC}}^{\text{Bounds}}$ - число кандидатов в Σ^0 и $\bar{\Sigma}^0$ гипероны, восстановленных в данном интервале псевдобыстроты $\Delta\eta$, поперечного импульса Δp_T и массы.



(a) Спектр Σ^0
(выход в границах 5 МэВ от M_{PDG})

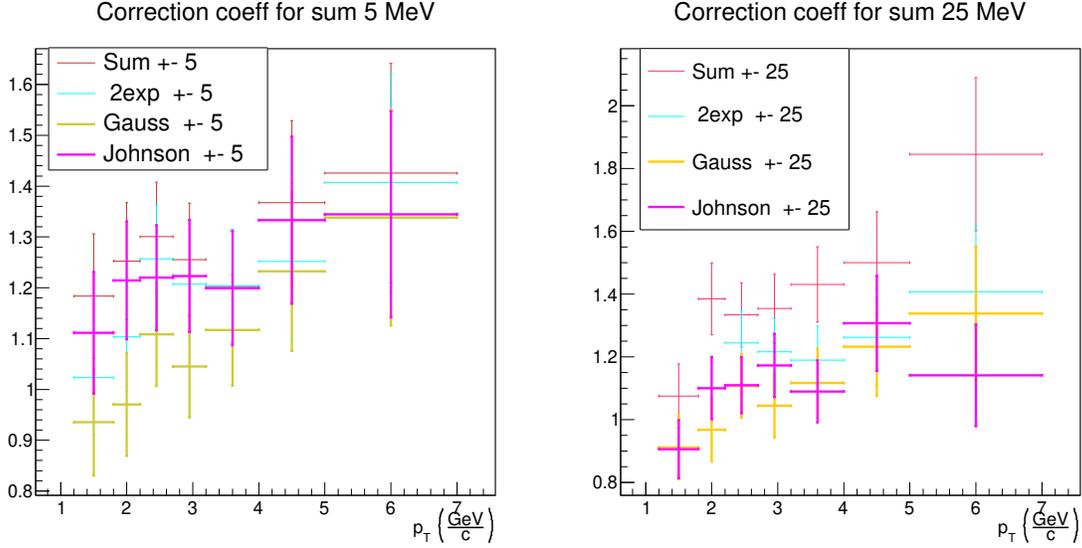
(b) Спектр Σ^0
(выход в границах 5 МэВ от M_{PDG})

Рис. 10: Спектры Σ^0 в различных границах рассматриваемой массы в сравнении со спектром действительных Σ^0

4.6 Коэффициент коррекции

В полученных спектрах явно наблюдается рост отношения спектра, полученного из результатов моделирования, к спектру действительных Σ^0 . Это проблема сохраняется при всех методах, поэтому необходимо ввести еще один корректировочный коэффициент, определяемый следующим образом:

$$\text{Coeff} = \frac{\text{Yield}_{\text{MC}}^{\text{Bounds}}}{\text{Yield}_{\text{True}}} \quad (7)$$



(a) Коэффициент коррекции (выход в гра- (b) Коэффициент коррекции (выход в гра-
ницах 5 МэВ от M_{PDG}) нциях 5 МэВ от M_{PDG})

Рис. 11: Коэффициент коррекции в различных границах рассматриваемой массы

Как видно из рисунка, данный коэффициент - отличие является p_T -зависимым и плавно возрастает с ростом поперечного импульса.

То есть, на высоких p_T выход Σ^0 -гиперона систематически получается больше, чем этих частиц есть на самом деле. Поэтому для уточнения результатов, подсчитанный выход нужно дополнительно делить на этот коэффициент.

При его учете в данных моделирования во всех методах получаются тождественные спектры генерированных Σ^0 :

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 N}{dp_T dy} &= \frac{1}{N_{ev}} \times \frac{\text{Yield}_{MC}^{\text{Bounds}}}{\text{Coeff}} \times \frac{1}{A \times \epsilon \times B.R.} = \frac{1}{N_{ev}} \times \frac{\text{Yield}_{MC}^{\text{Bounds}}}{\frac{\text{Yield}_{MC}^{\text{Bounds}}}{\text{Yield}_{\text{True}}^{\text{Bounds}}}} \times \frac{1}{\Delta p_T \Delta y} \times \frac{1}{A \times \epsilon \times B.R.} = \\
 &= \frac{1}{N_{ev}} \times \frac{\text{Yield}_{\text{True}}^{\text{Bounds}}}{\Delta p_T \Delta y} \times \frac{1}{A \times \epsilon \times B.R.},
 \end{aligned} \tag{8}$$

поэтому в анализе МС этот фактор применяется как проверка корректности работы алгоритма, а действительно важную роль играет в анализе реальных данных, о чем будет сказано подробнее далее.

5 Анализ реальных данных

5.1 Реконструкция Σ^0 гиперона с конверсионным фотоном

Реальные экспериментальные данные обрабатываются таким же образом, что и результаты моделирования.

Конечная формула для расчета спектра Σ^0 , реконструированного из результатов эксперимента, с учетом коррекции, имеет следующий вид:

$$\frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{N_{ev}} \times \frac{\text{Yield}_{\text{Data}}^{\text{Bounds}}}{\frac{\text{Yield}_{\text{MC}}^{\text{Bounds}}}{\text{Yield}_{\text{True}}^{\text{Bounds}}}} \times \frac{1}{\Delta p_T \Delta y} \times \frac{1}{A \times \epsilon \times B.R.} \quad (9)$$

Основным методом вычисления выхода Σ^0 гиперона была выбрана гауссовская аппроксимация из-за наилучшей стабильности результатов работы алгоритма и наименьших флуктуаций коэффициента коррекции. Аппроксимация распределением Джонсона после вычитания фона в границах 5 МэВ рассматривается как хорошая альтернатива, свидетельствующая о стабильности результатов.

5.2 Коррекция светимости

Полное число событий N_{ev} , которое используется в нормировке при вычислении спектра, при анализе реальных данных так же требует корректировки.

Как уже обсуждалось выше, одним из требований для включения события в рассмотрение является то, что координата реконструированной вершины Z_{vertex} должна быть меньше 10 см. Однако при обработке результатов эксперимента не во всех событиях удается восстановить первичную вершину, но эти события должны быть учтены.

Поэтому к событиям с реконструированной первичной вершиной добавляется еще такая же часть из событий без реконструированной вершины [9]:

$$N_{ev} = N_{zvtx < 10} + \frac{N_{zvtx < 10}}{N_{zvtx < 10} + N_{zvtx > 10}} N_{novtxcontr} \quad (10)$$

5.3 Расчет статистических погрешностей

Для данного анализа важно вычислить статистическую погрешность определения выхода восстановленных частиц. Как было указано в предыдущем разделе, оно равно разности интеграла суммарного и фонового распределений или интегралу сигнального распределения после вычитания фона. Считая, что ошибка определения интеграла распределена по Пуассону, получим в первом приближении абсолютную и относительную погрешности:

$$\delta(\text{Yield}) = \sqrt{\text{Yield}}, \quad \varepsilon(\text{Yield}) = \frac{1}{\sqrt{\text{Yield}}} \quad (11)$$

Полная статистическая ошибка определяется как

$$\varepsilon(\text{Spectrum}) = \sqrt{\varepsilon^2(\text{Yield}_{corrected}) + \varepsilon^2(A \times \epsilon \times B.R.)}, \quad (12)$$

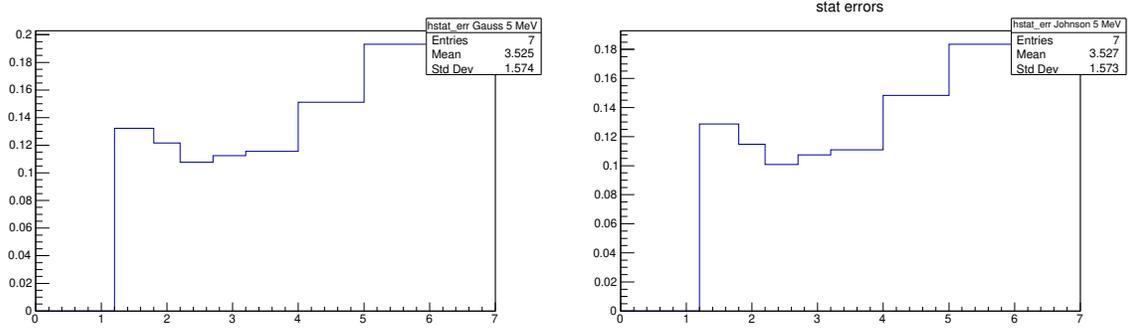
где $Yield_{corrected}$ - второй множитель формулы 9. Принимается, что N_{ev} , Δp_T , Δy определены точно.

$$\varepsilon(A \times \epsilon \times B.R.) = \varepsilon(Yield_{MC}^{Bounds}), \quad (13)$$

$$\varepsilon(Yield_{corrected}) = \sqrt{\varepsilon^2(Coeff) + \varepsilon^2(Yield_{Data}^{Bounds})} \quad (14)$$

$$\varepsilon(Coeff) = \varepsilon(Yield_{True}^{Bounds}) + \varepsilon(Yield_{MC}^{Bounds}), \quad (15)$$

из-за скоррелированности определения $Yield_{True}^{Bounds}$ и $Yield_{MC}^{Bounds}$



(a) Статистические погрешности для гауссовской аппроксимации 5 МэВ

(b) Статистические погрешности для **Johnson 5 МэВ**

Рис. 12

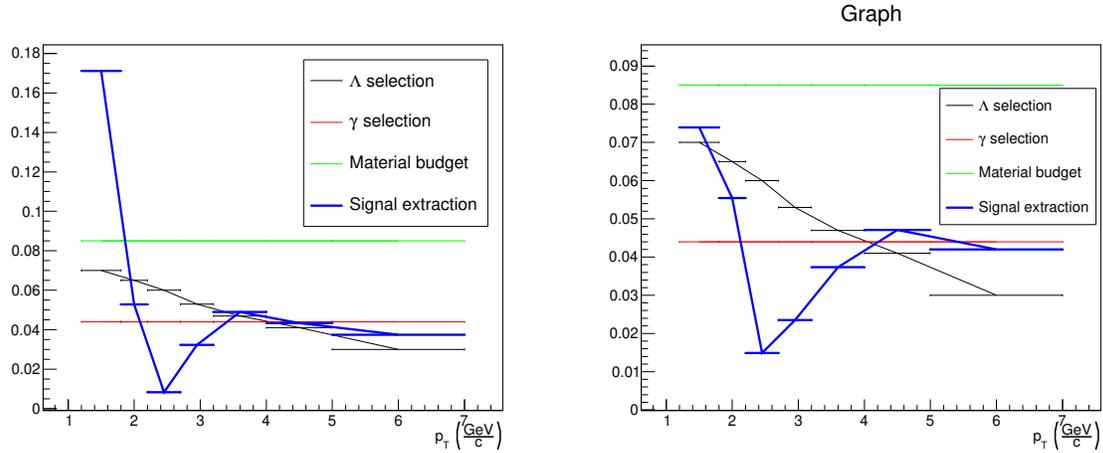
5.4 Анализ систематических погрешностей

Для оценки систематики вычитания фона для каждого метода, описанного в разделе 4.1 и 4.3, (**Sum**, **Exponent**, **Johnson** и гауссовская аппроксимация) в одних границах массы вычисляется спектр, а затем считается среднее и среднее квадратичное относительные отклонения спектров, полученных остальными методами.

Для получения финальных результатов считается полная относительная систематическая ошибка:

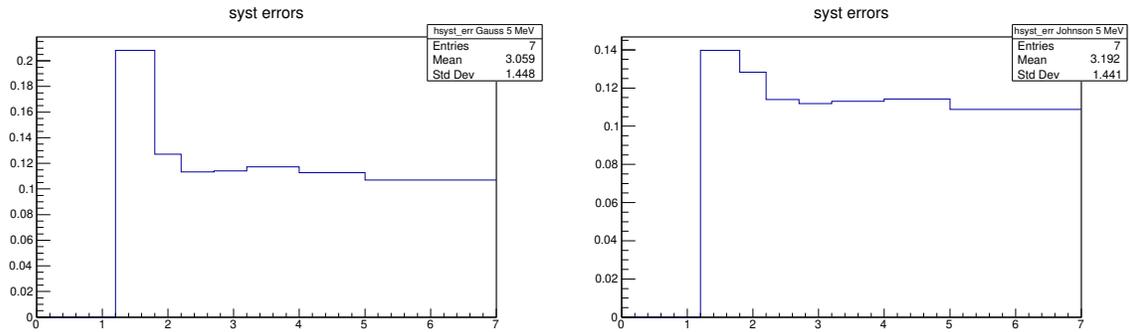
$$\varepsilon_{syst} = \sqrt{\varepsilon_{\Lambda}^2 + \varepsilon_{\gamma}^2 + \varepsilon_{\Sigma^0}^2 + \varepsilon_{MB}^2}, \quad (16)$$

где ε_{Λ} - систематическая погрешность в определении выхода Λ , ε_{γ} - выхода γ , ε_{Σ^0} - выхода Σ^0 после вычитания фона, ε_{MB} - систематическая погрешность в определении количества вещества.



(a) Относительные систематические погрешности для гауссовской аппроксимации 5 МэВ (b) Относительные систематические погрешности для **Johnson 5 МэВ**

Рис. 13



(a) Полная относительная систематическая погрешность для гауссовской аппроксимации 5 МэВ (b) Полная относительная систематическая погрешности для **Johnson 5 МэВ**

Рис. 14

а затем полная ошибка

$$\varepsilon_{full} = \sqrt{\varepsilon_{syst}^2 + \varepsilon_{stat}^2}, \quad (17)$$

5.5 Вычисление интегрального спектра Σ^0

Для определения интегрального спектра и среднего импульса рожденных Σ^0 , а так же для определения погрешности экстраполяции спектра на области p_T , не затронутые в эксперименте, проводится аппроксимация спектра с полными ошибками следующими функциями:

- Распределением Леви-Цаллиса (Рис. 15а, 17а) [10]

$$\frac{1}{N_{ev}} \frac{d^2 N}{dy dp_T} = \frac{(n-1)(n-2)}{nC(nC + m_0(n-2))} \frac{dN}{dy} p_T \left(1 + \frac{m_T - m_0}{nC}\right)^{-n} \quad (18)$$

- Распределением Больцмана-Гиббса (Рис. 15b, 17b) [11]

$$\frac{dN}{dp_T} \sim \int_0^R r dr m_T p_T K_I\left(\frac{m_T \cosh(\rho)}{T}\right) I_0\left(\frac{p_T \sinh(\rho)}{T}\right) \quad (19)$$

- Распределением mT-экспонент (Рис. 15с, 17с):

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T \frac{1}{e^{m_T/T}} \quad (20)$$

- Распределением Бозе-Эйнштейна (Рис. 16а, 18а):

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T m_T \frac{1}{e^{m_T/T} - 1} \quad (21)$$

- Распределением Максвелла-Больцмана (Рис. 16b, 18b):

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T m_T \frac{1}{e^{m_T/T}} \quad (22)$$

- Распределением Ферми-Дирака (Рис. 16с, 18с):

$$\frac{dN}{dp_T} \sim p_T m_T \frac{1}{e^{m_T/T} + 1} \quad (23)$$

где $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$

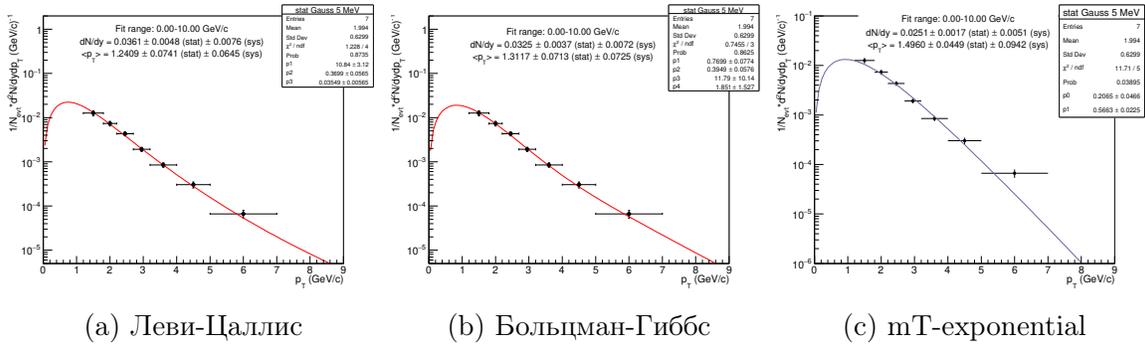


Рис. 15: Фиты для гауссовской аппроксимации 5 МэВ

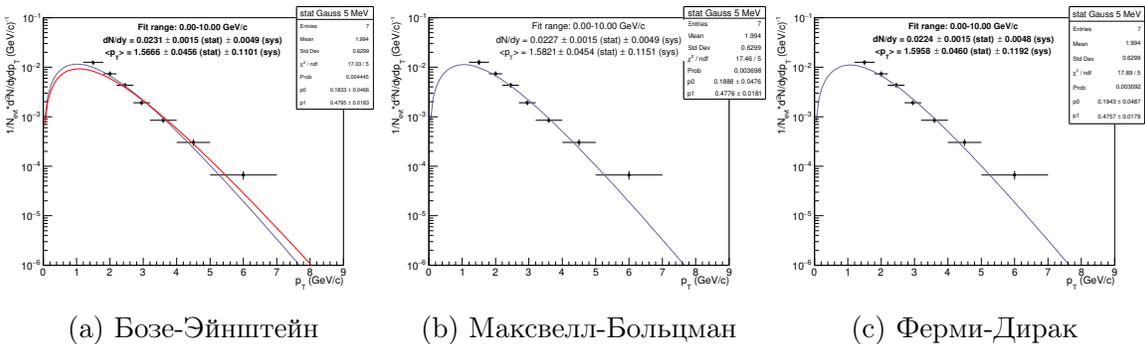


Рис. 16: Фиты для гауссовской аппроксимации 5 МэВ

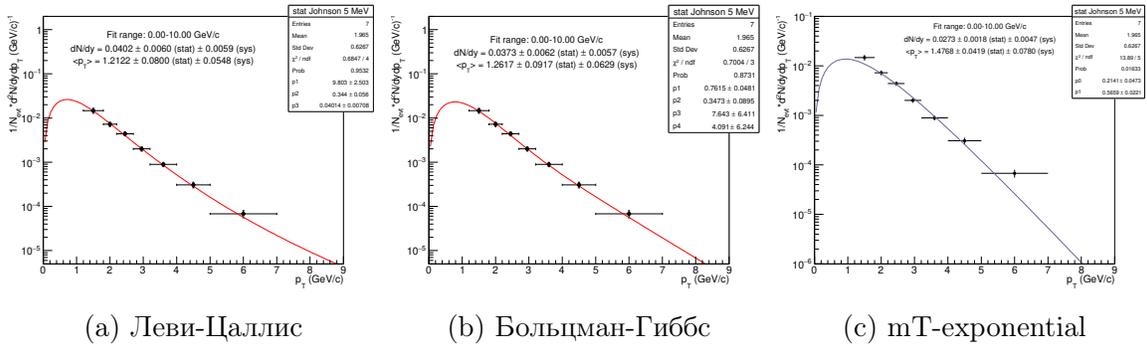


Рис. 17: Фиты для Johnson 5 МэВ

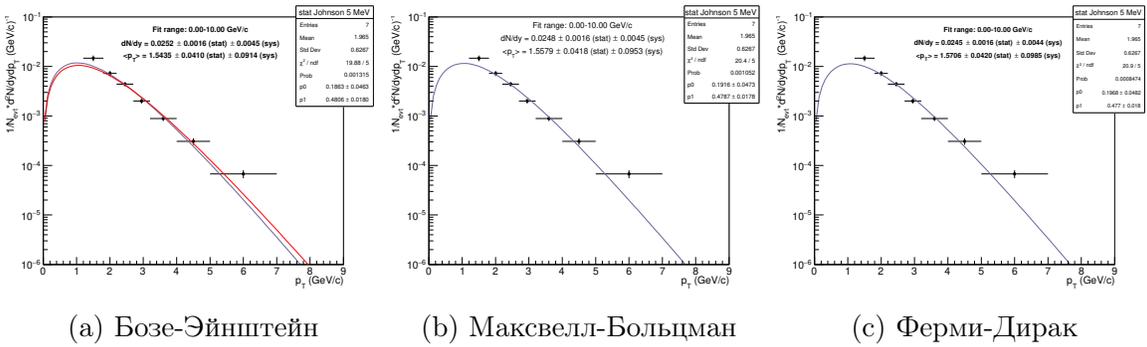


Рис. 18: Фиты для Johnson 5 МэВ

Суммарные параметры фитирования приведены на рисунках 19 и 20.

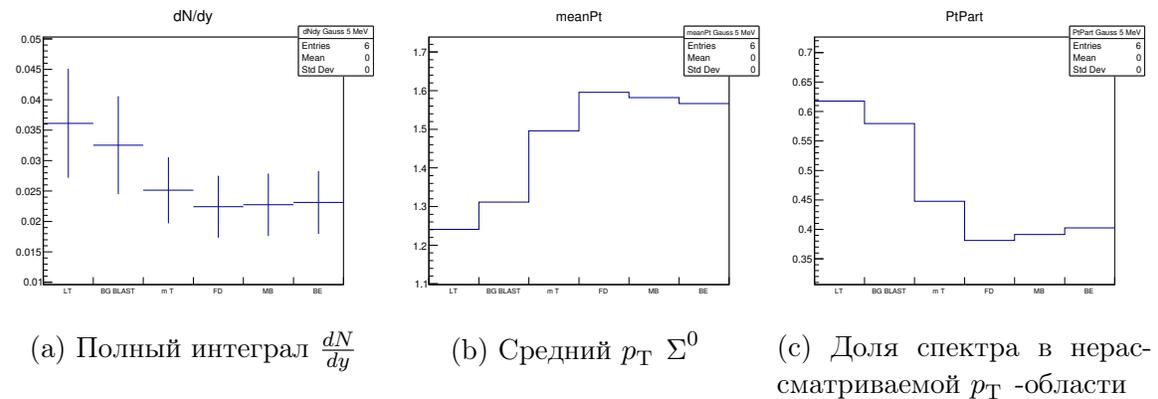


Рис. 19: Параметры для гауссовской аппроксимации 5 МэВ

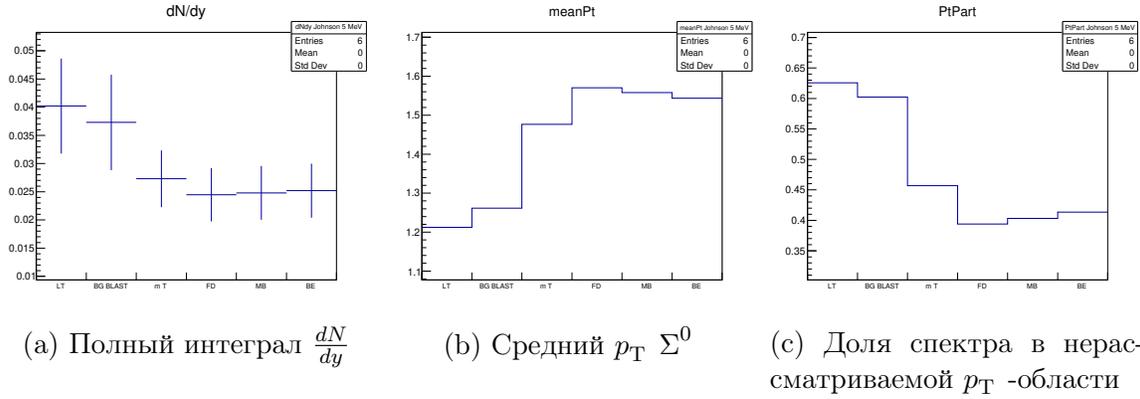


Рис. 20: Параметры для **Johnson 5 МэВ**

Результатом принимается фит Леви-Цаллиса и его параметры. Для определения систематической погрешности считается взвешенная сумма отклонений соответствующих параметров фитов, где весом выступает вероятность фита, см. Рис. 21.

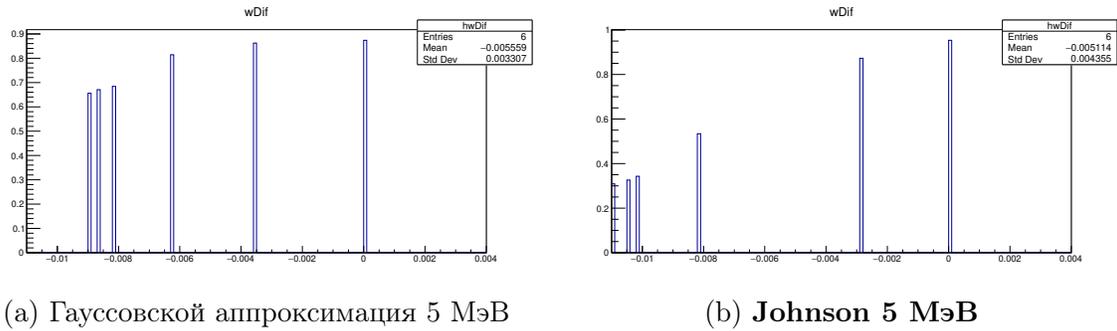


Рис. 21: Отклонения полного интеграла фитов от фита Леви-Цаллиса

Отметим, что в различных аппроксимациях Σ^0 спектра (Рис. 14, 15, 18) наблюдается небольшое расхождение основного параметра - полного интеграла - при фитировании распределением Леви-Цаллиса и при допущении Больцмановской статистики. Поскольку полный интеграл сильно зависит от первых бинов, была предпринята попытка использовать для аппроксимации лишь первые 5 из 7 бинов (см. Рис. 22ab).

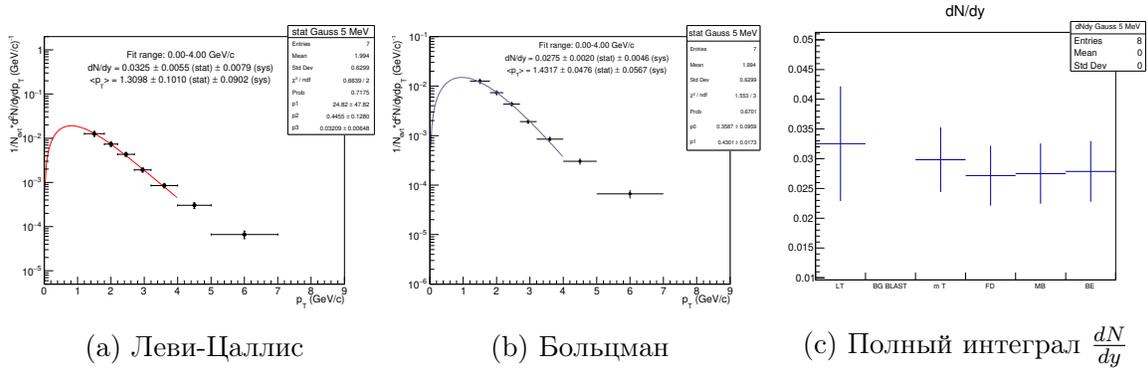


Рис. 22: Результаты аппроксимации по первым 5 бинам для гауссовской аппроксимации

Как видно из рисунка 22с и сравнения параметров функций, результаты становятся гораздо ближе. Это подтверждает правильность алгоритма и выбора функции Леви-Цаллиса для определения финального результата, так как на высоких p_T в образовании Σ^0 существенны вклады высоких резонансов, которые не учитываются больцмановским распределением, но учтены в выбранном.

6 Итоговые результаты

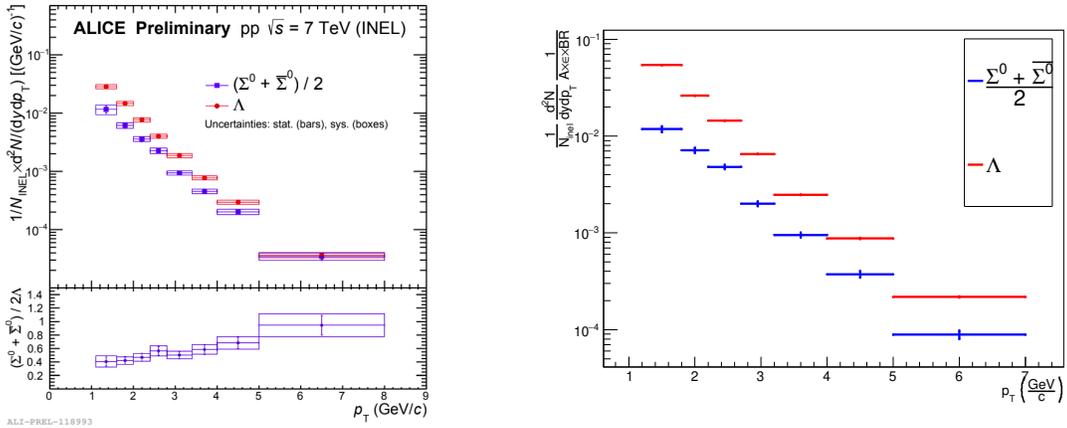
Итоговый интегральный спектр Σ^0 получается

$$\frac{dN}{dy} = 0.0361 \pm 0.0095(\text{full}) = 0.0361 \pm 0.0048(\text{stat}) \pm 0.0082(\text{syst}) \quad (24)$$

Финальным дифференциальным спектром Σ^0 принимается спектр, изображенный на рисунке 15а.

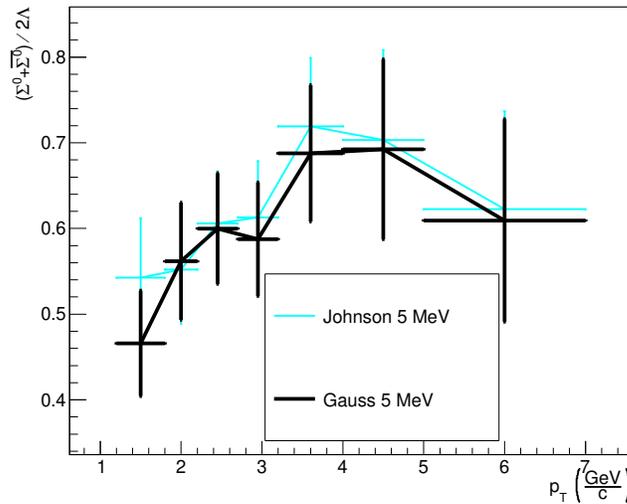
Отметим, что доля неизмеренного спектра в области $0 < p_T < 1.2 \frac{\text{GeV}}{c}$ составляет до 60%, что существенно увеличивает погрешность его интегрального значения.

Используя спектр Λ и финальные спектры Σ^0 (Рис. 23b), можно получить $R(p_T)$ - отношение сечений $\frac{\Sigma^0}{\Lambda}$ (Рис. 23с):



(a) Зависимость отношения R от p_T при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (источник: [ALI-PREL-118993](#))

(b) Спектры Σ^0 и Λ



(c) $R(p_T)$ для гауссовской аппроксимации и **Johnson** 5 МэВ

Рис. 23

Полученные отношения являются продолжением и уточнением исследования образования Σ^0 гиперона в столкновениях протонов при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [12] (см. Рис 23а).

Зависимость отношения $R(p_T)$ еще нуждается в уточнении, которое, в частности, требует гораздо большей статистики - например, данных из Run 3. Однако на текущий момент, с учетом больших погрешностей, имеет намеки как на согласованность с предыдущим анализом, так и на использование модели статистической адронизации [13] ($\frac{\Sigma^0}{\Lambda} \approx 0.27$).

7 Заключение

В данной работе было изучено образование Σ^0 гиперона в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. С помощью моделирования методом Монте-Карло определена эффективность его реконструкции, что позволило восстановить дифференциальный спектр гиперона. Так же проведена полная оценка систематических погрешностей и оценено отношение $\frac{\Sigma^0}{\Lambda}$

Логическим продолжением данной работы станет обсуждение результатов в коллаборации ALICE и подготовка их к публикации.

Список Литературы

- [1] Kondratev V.P. и Feofilov G.A. “Strange Particle Production in Relativistic Collisions of Heavy Ions”. В: *Physics of Particles and Nuclei Volume 42* (2011), с. 911–962.
- [2] ALICE collab. J. Adam и др. “Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions”. В: *Nature Physics* 13.6 (апр. 2017), с. 535–539. DOI: [10.1038/nphys4111](https://doi.org/10.1038/nphys4111). URL: <https://doi.org/10.1038/2Fnpophys4111>.
- [3] R. L. Workman и др. “Review of Particle Physics”. В: *PTEP* 2022 (2022), с. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [4] K. ALICE collab. Aamodt и др. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. В: *JINST* 3 (2008), S08002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).
- [5] ALICE collab. “Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks”. В: *Journal of Instrumentation* 5.03 (март 2010), P03003–P03003. DOI: [10.1088/1748-0221/5/03/p03003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/p03003). URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/03/p03003>.
- [6] J. ALICE collab. Alme и др. “The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events”. В: *Nucl. Instrum. Meth. A* 622 (2010), с. 316–367. DOI: [10.1016/j.nima.2010.04.042](https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.042). arXiv: [1001.1950](https://arxiv.org/abs/1001.1950) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1001.1950)].
- [7] J. ALICE collab. Conrad и др. “Minimum bias triggers in proton-proton collisions with VZERO and pixel detectors”. В: (2005).
- [8] J. Podolanski и R. Armenteros. “III. Analysis of V-events”. В: *Philosophical Magazine Series 1* 45 (1954), с. 13–30.
- [9] N.V. Schmidt и др. “Neutral meson and direct photon measurements using the photon conversion method with ALICE in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”. В: *ALICE analysis note* 567 (2016).
- [10] Constantino Tsallis. “Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics”. В: *Journal of Statistical Physics* 52 (1-2 1988). ISSN: 00224715. DOI: [10.1007/BF01016429](https://doi.org/10.1007/BF01016429).
- [11] S. Uthayakumaar. “Preliminary Comparison of the Effectiveness of the Boltzmann-Gibbs Blast Wave-Model with the Tsallis Blast-Wave Model of pp Collisions at 7 TeV”. В: (2018).
- [12] For the ALICE collab. Borissov A. “Production of Σ^0 Hyperons at LHC with ALICE”. В: *EPJ Web Conf.* 222 (2019). Под ред. D. Melikhov и др., с. 02002. DOI: [10.1051/epjconf/201922202002](https://doi.org/10.1051/epjconf/201922202002).
- [13] ALICE collab. S. Acharya и др. “Production of light-flavor hadrons in pp collisions at $s=7$ and $s=13$ TeV”. В: *European Physical Journal C* 81 (3 2021). ISSN: 14346052. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-08690-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08690-5).