

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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

На правах рукописи

БАХТИН ПАВЕЛ АНДРЕЕВИЧ

**РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ
АНТИСИГМА-ГИПЕРОНОВ С ПОМОЩЬЮ КАЛОРИМЕТРА
PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE В RUN3**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доцент

_____ Д. С. Блау

Научный консультант,
к.ф.-м.н.,

_____ Д. Ю. Пересунько

Москва 2024

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ
АНТИСИГМА-ГИПЕРОНОВ С ПОМОЩЬЮ КАЛОРИМЕТРА
PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE В RUN3**

Студент	_____ П. А. Бахтин
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доцент.	_____ Д. С. Блау
Научный консультант, к.ф.-м.н.,	_____ Д. Ю. Пересунько
Рецензент, д.ф.-м.н., проф.	_____ В. В. Куликов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Взаимодействие антинейтронов с веществом с импульсом ниже 400 МэВ/С	6
Обзор способов детектирования антинейтрона электромагнитными калориметрами	9
Описание экспериментальной установки	13
Метод реконструкции анти-сигма-гиперонов	16
Контроль этапов анализа и его результаты	22
Заключение	38
Список литературы	39

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальных исследованиях столкновений тяжелых ионов сверхвысоких энергий были обнаружены физические эффекты, которые не получается объяснить при масштабировании результатов протон-протонных столкновений. Некоторые из них показывают существование кварк-глюонной материи — такие, например, как гашение адронных струй, некоторые могут указывать на ее свойства и параметры — как поведение спектра прямых фотонов. В их числе также находится явление повышенного выхода странных частиц при сравнении с протон-протонными столкновениями, показанное на легких странных мезонах [1]. Естественно желание измерить подобный эффект также с помощью регистрации барионов, содержащих странный или анти-странный кварки. Среди наиболее легких из них — сигма-гипероны, содержащие один странный кварк, и соответствующие античастицы.

Данные частицы имеют следующие моды распадов:

Частица	Мода распада	Вероятность моды
Σ^+	$p\pi^0$	$(51.57 \pm 0.30)\%$
	$n\pi^+$	$(48.31 \pm 0.30)\%$
	$p\gamma$	$(1.23 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
Σ^-	$n\pi^-$	$(99.848 \pm 0.005)\%$

Несложно заметить, что существует единообразный способ регистрации для обеих частиц - по комбинированию нейтрона и заряженного пиона, причем вероятность достаточно велика.

В рамках эксперимента ALICE для детектирования частиц, родившихся в результате столкновения, используются следующие установки:

- 1) ITS
- 2) TPC
- 3) TOF
- 4) CPV
- 5) ECAL
- 6) PHOS
- 7) ZDC

8) TRD

ITS, TPC - детекторы треков заряженных частиц, TRD подходит для отделения заряженных пионов от электронов. В то же время, электромагнитный калориметр PHOD, являясь детектором полного поглощения, регистрирует нейтральные частицы с высокой эффективностью. CPV - парный с PHOS детектор, используемый для отделения кластеров нейтральных частиц от заряженных. Эксперимент не имеет адронного калориметра. Однако - антинейтроны можно регистрировать при помощи электромагнитного калориметра: указания на возможность подобного были обнаружены в данных RUN 2 [2] этого же эксперимента - а обновление системы анализа и некоторых электронных компонентов калориметра PHOS дают причины рассчитывать на возможность детектирования антинейтронов с его помощью. Обнаружение пика инвариантной массы для комбинаций пар предполагаемых антинейтронов с заряженным пи-мезонами укажет на то, работает ли метод реконструкции анти-сигма-гиперонов.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИНЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

В эксперименте OBELIX, работавшем на установке CERN LEAR с 1991 до 1996 года, исследовалось сечение поглощения антинейтронов в веществе [3].

Пучок антинейтронов получался с помощью реакции обмена зарядами при протон-антипротонных столкновениях на мишени из жидкого водорода, где импульс антипротона составлял $406 \frac{MeV}{c}$. В результате обмена зарядами между протоном и антипротоном получаются нейтрон и антинейтрон. Сама мишень из жидкого водорода обладала длиной 400 мм и находилась внутри сцинтилляционной вето-ячейки. Внутренняя поверхность была покрыта 5 мм слоем свинца. В этой установке антипротоны тормозятся, в процессе чего просиходит эмиссия антинейтронов с вероятностью $36 \cdot 10^{-6} \bar{n}/\bar{p}$. Коллиматор соответствующей формы отбирал антинейтроны, летящие в прямом направлении.

Эксперимент OBELIX состоит из нескольких детекторов, выполняющих свои задачи, которые расположены между двумя полюсами аксиального открытого магнитного поля. Использовались только две части времяпролетного детектора - для триггера первого уровня, и детектор JDC (Jet Drift Chamber) - для измерения импульсов частиц, родившихся в результате аннигиляции и для определения вершины взаимодействия в мишенях, расположенных внутри спектрометра. Соответствующий набор измерений позволяет различать разные процессы взаимодействия в веществе и провести желаемые измерения.

Соответственно, в таблице далее приведены сечения, полученные данным экспериментом.

$P_{\bar{n}}$ (MeV/c)	σ_{ann} (mb)	stat unc (mb)	syst unc (mb)	Вещество
76	2088	175	126	C
128	1281	92	38	C
178	889	39	18	C
227	794	34	16	C
277	699	15	14	C
327	649	14	13	C
327	626	14	13	C
76	12678	632	760	Pb
128	7189	352	216	Pb
178	5750	192	115	Pb
227	4813	116	96	Pb
277	4381	87	88	Pb
327	4187	73	84	Pb
327	3957	66	79	Pb

Здесь следует заметить, что сечение факторизуется следующей формулой:

$$\sigma_{ann}(p_{\bar{n}}, A) = (a + b/p_{\bar{n}} + c/p_{\bar{n}}^2) \cdot A^x \quad (1)$$

Где значение параметров фита такой функцией с $\chi^2 = 0.7$ будет следующее:

Параметр	Значение
a (mb)	(88.4 ± 4.7)
b (mb MeV/c)	$(9.9 \pm 1.7) \times 10^3$
c (mbMeV ² /c ²)	$(9.9 \pm 1.6) \times 10^5$
x	(0.6515 ± 0.0053)

Несложно заметить, что функциональная зависимость от массы ядер вещества представляет собой типичный пример зависимости от площади ядер. Иначе говоря, взаимодействие носит поверхностный близкодействующий характер. Тогда, для случая составного вещества, можно вычислить эти величины, просто взвесив значения для соответствующих ядер, поскольку зависимость есть следствие лишь площади ядерной поверхности, не связана с атомами или структурой кристаллов.

При этом, пользуясь существующими измерениями, можно привести сходную таблицу измерений сечения любого неупругого (с передачей энергии - т.е.

потенциально интересующего нас) взаимодействия для нейтронов [4].

P_n (MeV/c)	σ (mb)	unc (mb)	Вещество
76	255	33	C
128	223	20	C
150	222	17	C
76	2137	118	Pb
128	1919	106	Pb
178	1803	99	Pb

Несложно заметить, что вероятность взаимодействия антинейтрона с последующей аннигиляцией больше от 2 до 4 раз, чем значение вероятности неупругого взаимодействия нейтрона с веществом. Это дает причины рассчитывать, что с помощью имеющихся экспериментальных установок в детекторе ALICE можно, не имея специализированного адронного калориметра, детектировать антинейтроны низкой энергии, тогда как видимый сигнал от нейтронов будет одновременно, как редок, так и относительно невелик.

ОБЗОР СПОСОБОВ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ АНТИНЕЙТРОНА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ КАЛОРИМЕТРАМИ

Первый пример метода детектирования из рассмотренных далее реализован в рамках эксперимента BESIII на электрон-позитронном коллайдере. Он настроен определенным образом, чтобы при столкновениях давать высокий выход J/ψ -мезонов - также именуется по этой причине фабрикой J/ψ -мезонов. С брэнчингом в $(2.12 \pm 0.09) \times 10^{-3}$ этот мезон, создаваемый с заведомо известным небольшим импульсом, распадается по моде на протон, антинейтрон и отрицательно заряженный π -мезон. Эта мода распада может быть зарегистрирована с помощью следующей детектирующей системы [5].

Установка в форме цилиндра перекрывает 93% всех плоских углов вылета и состоит из дрейфовой камеры - газового ионизационного трекового детектора на основе гелия, системы пластиковых сцинтилляторов для измерения времени пролета и электромагнитного калориметра из кристаллов CsI(Tl). Все регистрирующие системы установлены внутри магнитного поля величиной 1 Т. Благодаря тому, что для изначального мезона хорошо известен его 4-импульс, измеренный трекером - он же известен для заряженных частиц, вместе с информацией от времяпролетного детектора, данные используются для идентификации частиц (формулировании и расчета вероятности соответствия комбинации 4-импульса той или иной частице). Следовательно, зная изначальные параметры мезона и заряженных треков, можно восстановить 4-импульс и инвариантную массу для "недостающей части". Результат - наличие однозначного пика в районе 938 МэВ [6].

Получается, возможно изучение того, как в кристаллическом калориметре

ведет себя сигнал от антинейтрона. Для изготовления своей выборки, где, как утверждается, удалось добиться чистоты - вероятности кластера быть оставленным антинейтроном - в 99%, использовались следующие критерии:

- 1) Энергия кластера не меньше 25 МэВ для $|\cos(\theta)| < 0.8$, для прочих плоских углов доступных калориметру предел составил 50 МэВ
- 2) Кластер в калориметре должен иметь энергию не менее 0.4 ГэВ
- 3) Кластер не должен иметь трека заряженной частицы, которому соответствует (изолированный кластер)

Этого становится достаточно, чтобы отбросить все варианты сигналов, если скомбинировать с условием на расположение в соответствии с тем, как должен распадаться J/ψ -мезон. Далее также приводится распределение по квадрату дисперсии отобранных ливней в электромагнитном калориметре. Следует отметить, что получающаяся эффективность регистрации - если, естественно, не брать во внимание брэнчинг самой моды распада, очень велика. Число отобранных по инвариантной массе недостающего осколка частиц превышает просто произведение брэнчинга на объем статистики, и значимая часть из них далее идентифицируется как антинейтроны. К сожалению, параметры явным образом не приведены, однако, судя по распределениям параметров антинейтронов далее, это значение примерно составляет 7%. Это неудивительно, учитывая, что авторы добивались в первую очередь максимальной чистоты отобранной статистики, в ущерб возможно пропущенным событиям, в которых аннигиляция в калориметре не произошла.

Вторым ценным примером рассмотрим исследование сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ с помощью детектора SND на ускорителе VEPP-2000. Отбор производился с помощью измерений времен срабатывания многоканального электромагнитного калориметра на основе кристаллов из NaI(Tl).

Детектор представляет собой следующую установку: в центре вокруг точки взаимодействия расположена трековая система, следом за ней аэрогелевый счетчик на основе излучения черенкова. Затем — кристаллический калориметр, следом за которым железный поглотитель. Снаружи расположены пропорциональные трубки, используемые для регистрации и измерения мюонов.

Для данного измерения ключевым является именно калориметр. Его цель — измерение электромагнитных ливней, однако длина аннигиляции антинейтрона с низкой энергией в веществе калориметра составляет всего 20 см, тогда

как толщина кристаллов - 35 см, что позволяет считать, что с высокой вероятностью антинейтрон, попавший в детектор будет обнаружен и зарегистрирован. В этом анализе сигнал нейтронов не используется, хотя и он обнаружим при такой низкой энергии в калориметре.

В анализе используются несколько специфических понятий, которые необходимо ввести перед тем как описать критерии отбора.

Импульсом события называют величину:

$$P_{EMC} = \sum_i E_i r_i \quad (2)$$

Где E_i - энерговыделение в i -ой ячейке, r_i - вектор расположения соответствующей ячейки, где центр координат - точка взаимодействия.

Для отбора интересующих событий приводятся следующие критерии [7]:

- 1) Нет заряженных треков в дрейфовой камере
- 2) Реконструированный полярный угол антинейтрона $36^\circ < \theta_\alpha < 144^\circ$
- 3) Отсутствует сигнал в мюонной системе
- 4) Полная выделенная энергия должна находиться в пределах от 900 до 1800 МэВ
- 5) Параметр P_{EMC} кластера, должен превышать 0.4 полных выделенных энергии в калориметре
- 6) Наиболее энергетически значимый фотон в событии (Фотоном называют любой сигнал в калориметре, не прошедший специальной идентификации) имеет противоположное направление предполагаемому антинейтрону
- 7) Профиль энерговыделения не соответствует электромагнитному ливню. Логарифмическая функция вероятности соответствия должна быть больше -2.5

Еще три условия используются для того, чтобы подавить вероятность регистрации сигнала от космического излучения. Следует заметить, что наиболее интересные критерии отбора в данном случае следующие - отсутствие сигнала в мюонной системе, ограничение на форму ливня и очень высокие пределы на выделенную энергию. Также применяемая техника измерения энергии - используя фит сигнала с калориметра, можно определить его амплитуду и время регистрации, тем самым определяя не только выделенную энергию, но и импульс, а по расположению кристаллов и точки взаимодействия — также и

направление. Как результат - частица может быть идентифицирована на основании исключительно сигнала электромагнитного калориметра.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — один из 4 детекторов на Большом адронном коллайдере, создан для исследования свойств материи, возникающей при ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов [8].

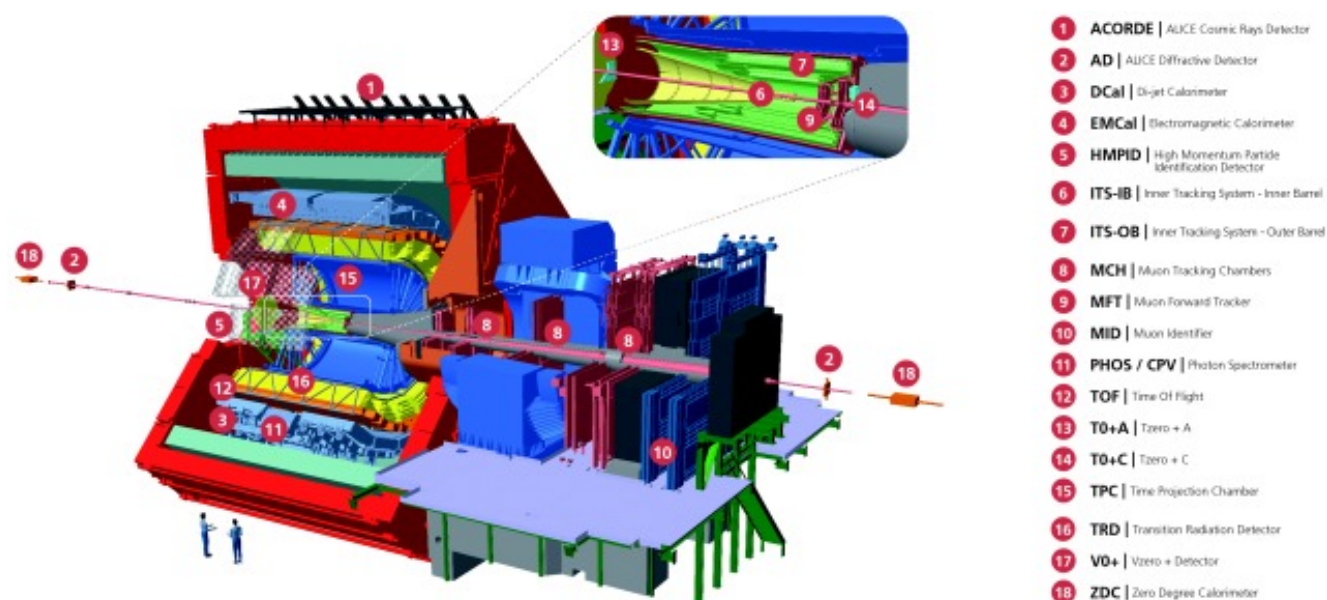


Рисунок 1 — Устройство эксперимента ALICE

Данная задача требует от устройств детектора одновременно регистрировать мягкое излучение, характеризующее поведение материи как целого, и жёсткие одиночные выбросы энергии, связанные с процессами в области наивысшей плотности энергии. В частности, в эксперименте представлены два электромагнитных калориметра:

1. Фотонный Спектрометр (PHOS) [9]
2. Электромагнитный калориметр (EmCal) [10] и Двухлучевой калориметр (Dcal)

PHOS — электромагнитный калориметр высокого разрешения, регистрирующий фотоны и электроны с p_T от 100 МэВ/с до 100 ГэВ/с. Его основные характеристики следующие:

Область покрытия по псевдобыстроте: $-0.125 > \eta > 0.125$

Расстояние до точки взаимодействия: 460 см

Область покрытия по азимуту: $\Delta\phi = 70^\circ$

Модульность: три модуля по 3584 и один в 1782 ячейки

Материал изготовления: PbWO_4

Размеры кристаллов: $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$

Глубина в единицах радиационных длин: $20 X_0$

Число кристаллов: 12 544

Площадь: 6.0 м^2

Рабочая температура: -25°C

На грани каждого из кристаллов расположено по фотодиоду, сигнал с которого направляется на предусилитель. Он создаёт аналоговый сигнал, который передаётся из специальной холодной зоны, где находятся кристаллы, в тёплую, где находится электроника, преобразующая сигнал в заданную форму. Имеются два независимых друг от друга аналого-цифровых преобразователя с разными диапазонами, один до 5 ГэВ, второй до 80 ГэВ.

Соответственно, сохраняется оцифрованный сигнал для дальнейшей обработки. Амплитуда сигнала связана с энергией, высвеченной в ячейке, время же его регистрации позволяет вычислять пространственные характеристики излучения. Тем самым, возникает задача с некоторой заданной точностью определить два параметра сигнала, наиболее часто выделяемые при параметризации явным образом: его амплитуду и время его регистрации. То есть, помимо измерения энергии и положения частицы - по номеру ячейки калориметра, у нас так же есть время, когда частица попала в вещество калориметра - по началу сигнала.

Следует отметить также, что вещество калориметра обладает высокой плотностью - $7.8 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Из-за высокой вероятности аннигиляции с последующим рождением пары фотонов, можно ожидать, что антинейтроны, попавшие в калориметр, также оставят в нем значимый сигнал.

Также перед PHOS расположена установка, называемая CPV - Charged Particle Veto. Это система газовых камер в гейгеровском режиме, регистрирующая факт прохождения заряженных частиц через свой активный объем. Этот детектор, будучи расположен прямо перед калориметром, достаточно невелик, однако ценен для разделения сигналов от любых заряженных частиц и ней-

тральных в калориметре.

Значимую роль в эксперименте - в исследовании особенностей столкновения тяжелых ионов, играет трековая система, представляемая в виде ITS - внутренней трековой системы, и TPC [11] - время-проекционной камеры. Первый детектор обладает возможностью определять положение вершины взаимодействия с повышенной точностью, тогда как время-проекционная камера с лучшей точностью способна проводить идентификацию заряженных частиц. Впрочем, оба детектора способны выполнять обе задачи, поскольку являются трековыми детекторами.

Однако ее разделяющая способность ограничена, как можно увидеть далее:

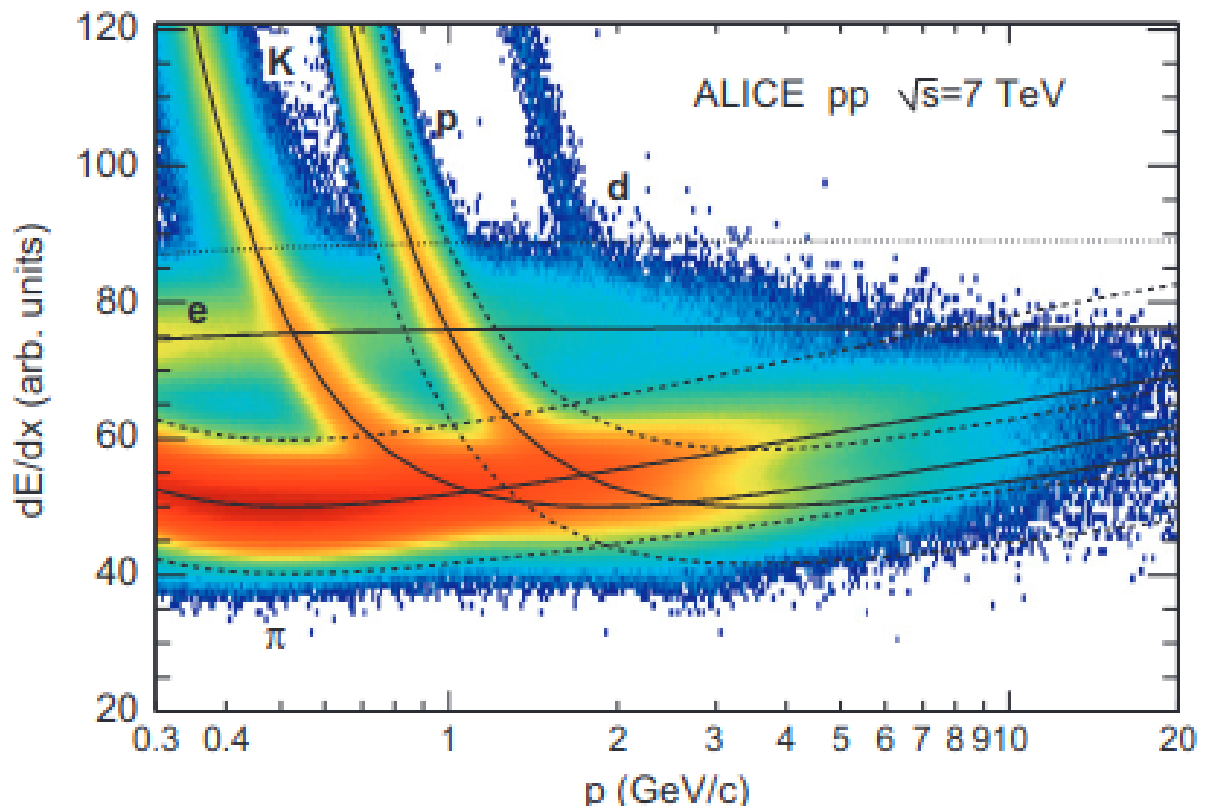


Рисунок 2 — Ионизационный сигнал в PP-столкновениях

МЕТОД РЕКОНСТРУКЦИИ АНТИ-СИГМА-ГИПЕРОНОВ

В силу устройства установки и предмета исследования, в столкновениях на адронном коллайдере нет возможности использовать параметры типа суммарного импульса частиц в столкновении в таком смысле, в каком это удобно делать при столкновениях лептонных, в особенности это неудобно при столкновениях с множественностью частиц выше 100. Также из-за особенностей установки ALICE калориметры не перекрывают все телесные углы, также на установке нет адронного калориметра полного поглощения и системы детектирования мюонов. Так что применять подход поиска нехватящего поперечного импульса нельзя.

Однако, для проверки критериев идентификации, можно применить сами эти распады - использовать инвариантные массы частиц, которые распадаются с участием антинейтронов. Наиболее простым примером для регистрации станут сигма-гипероны и их античастицы. У частиц обоих зарядов высокий брэнчинг распада в нейтрон и заряженный пион - и, соответственно, антинейтрон с заряженным пионом для античастиц.

Однако же, тут возникнет проблема - какими наблюдаемыми станут отличаться антинейтрон и нейтрон? За фотонным спектрометром нет детектора, который мог бы регистрировать факт аннигиляции частицы - причем, хватило бы даже такого простого варианта, как сцинтиляционный счетчик факта пролета.

Поэтому можно упростить задачу до того, чтобы отделить кластеры нейтральных адронов от кластеров фотонов на основе данных калориметра. Разницу же между адронными кластерами стоит рассмотреть впоследствии отдельно - предположительно, из-за того, что в калориметре лишь 1 адронная длина, простая установка нижнего предела на величину кластера отделит нейтрон от антинейтрона.

Анализ для Run 3 реализуется с помощью программного пакета O2Physics. Его ключевая особенность - хранение сырых данных в виде AO2D-файлов. Этот

формат представляет собой систему межсвязных таблиц со сквозной нумерацией, где данные детекторов хранятся в виде отдельных таблиц. Формат позволяет свободно объединять таблицы, которые связаны с одинаковыми физическими объектами - к примеру, к таблице Track, содержащей основные данные о треках, можно добавить расширение TrackExtra - содержащее более детальные данные, а после процедуры оценки вероятности того, что трек принадлежит частице с некоторой инвариантной массой, добавить эту вероятность к таблице треков после выполнения соответствующего промежуточного анализа. Все это, вместе с преобразованием данных калориметра в кластеры - предполагаемый цельный сигнал, выделенный одной частицей в детекторе, проводится предварительно, до того, как начинает работать написанный мной анализ. Итак, следовательно, можно подвести предварительно то, какие данные доступны для проведения анализа. Они делятся на три категории: данные вершины, данные треков, данные калориметра.

Из таблиц треков можно найти следующее:

Name		Getter	Type	Comment
o2::soa::Index	GI	globalIndex	int64_t	
o2::aod::track::CollisionId	I	collisionId	int32	Collision to which this track belongs
o2::aod::track::TrackType		trackType	uint8_t	Type of track. See enum TrackTypeEnum. This cannot be used to decide which detector has contributed to hasTPC, etc.
o2::aod::track::X		x	float	
o2::aod::track::Alpha		alpha	float	
o2::aod::track::Y		y	float	
o2::aod::track::Z		z	float	
o2::aod::track::Snp		snp	float	
o2::aod::track::Tgl		tgl	float	
o2::aod::track::Signed1Pt		signed1Pt	float	(sign of charge)/Pt in c/GeV. Use pt() and sign() instead
o2::aod::track::IsWithinBeamPipe	D	isWithinBeamPipe	bool	Is the track within the beam pipe (= successfully propagated to a collision vertex)
o2::aod::track::Px	D	px	float	Momentum in x-direction in GeV/c
o2::aod::track::Py	D	py	float	Momentum in y-direction in GeV/c
o2::aod::track::Pz	D	pz	float	Momentum in z-direction in GeV/c
o2::aod::track::Energy	D	energy	float	Track energy, computed under the mass assumption given as input
o2::aod::track::Rapidty	D	rapidity	float	Track rapidity, computed under the mass assumption given as input
o2::aod::track::Sign	D	sign	short	Charge: positive: 1, negative: -1
o2::aod::track::Pt	E	pt	float	Transverse momentum of the track in GeV/c
o2::aod::track::P	E	p	float	Momentum in GeV/c
o2::aod::track::Eta	E	eta	float	Pseudorapidity
o2::aod::track::Phi	E	phi	float	Phi of the track, in radians within [0, 2pi)

Рисунок 3 — Основная таблица данных трека

Также там есть расширение - там, в первую очередь, интересны такие параметры, как линия выделенной энергии в ТРС, наличие отклика от трека в различных детекторах. Линия выделенной энергии используется для вычисления вероятности частицы иметь инвариантную массу, соответствующую одной из частиц.

У кластеров калориметра есть следующие параметры:

Name		Getter	Type	Comment
o2::soa::Index	GI	globalIndex	int64_t	
o2::aod::calocluster::CollisionId	I	collisionId	int32	collisionID used as index for matched clusters
o2::aod::calocluster::Px		px	float	momenta components
o2::aod::calocluster::Py		py	float	
o2::aod::calocluster::Pz		pz	float	
o2::aod::calocluster::E		e	float	
o2::aod::calocluster::Module		mod	uint8_t	module/supermodule number
o2::aod::calocluster::Ncell		ncell	uint8_t	cluster multiplicity
o2::aod::calocluster::X		x	float	cluster local coordinates
o2::aod::calocluster::Z		z	float	
o2::aod::calocluster::GlobalX		globalx	float	cluster global coordinates
o2::aod::calocluster::GlobalY		globaly	float	cluster global coordinates
o2::aod::calocluster::GlobalZ		globalz	float	cluster global coordinates
o2::aod::calocluster::Time		time	float	cluster time (seconds)
o2::aod::calocluster::NLM		nlm	uint8_t	number of local maxima
o2::aod::calocluster::M02		m02	float	longer dispersion axis
o2::aod::calocluster::M20		m20	float	shorter dispersion axis
o2::aod::calocluster::TrackDist		trackdist	float	distance to closest track
o2::aod::calocluster::TrackIndex		trackIndex	uint8_t	index of closest track
o2::aod::calocluster::FiredTrigger		firedTrigger	uint8_t	Matched with trigger tile
o2::aod::calocluster::DistBad		distBad	float	distance to closest bad channel

Рисунок 4 — Основная таблица данных кластеров

Из данных таблиц столкновений - в которых хранятся подробные параметры определения вершины - будут интересны лишь ее координаты. Калориметр откалиброван, поэтому ноль в измерениях времени регистрации кластера соответствует моменту времени, когда произошло столкновение.

Можно отметить, что поскольку мы ставим целью поиск анти-сигма-гиперонов, то можно достаточно легко поставить ограничения для треков, из соображения о том, что нужны треки пионов, рожденных при распаде анти-бариона.

1) Трек зарегистрирован ITS

Длина ct для Σ^+ бариона - лишь 2.4 сантиметра, для Σ^- - 4.4 сантиметра, тогда как радиус этого детектора - 0.9 метров. Пионный трек с большой

вероятностью должен начаться здесь, кроме частиц с энергией порядка сотен ГэВ.

2) Трек зарегистрирован в ТРС

Здесь причина очевидна - для трека без этого сигнала будет трудно разделить заряженные частицы.

3) Расстояние между линией трека энерговыделения и линией энерговыделения пиона должно, в единицах ширины распределения, быть меньше 3 единиц.

Смысл здесь достаточно прост - с таким ограничением, мы оставим 95% всех пионов в нашей выборке. Пусть чистота такой выборки будет невелика, но это можно компенсировать более жесткой выборкой для кластеров. Критерии отборов кластеров можно в качестве нулевой версии использовать такие же, какие применялись в анализе в Run2 [2]. Однако каждый из них будет требовать отдельного пояснения - и должен быть рассмотрен по отдельности. Для этого дополнительно будет использоваться таблица с сведениями о монте-карло частицах, а также присоединяемые к трекам лейблы - указатели на монте-карло частицы, создавшие тот или иной сигнал.

К рассмотрению берутся следующие критерии:

1) Кластер должен быть нейтрален

Мера нейтральности — расстояние между кластером в калориметре и ближайшим кластером в детекторе CPV. Измеряется в безразмерных величинах ширины распределения расстояний между кластерами калориметра и системы CPV. Будем требовать, чтобы в нашей выборке были лишь 5% всех заряженных кластеров - 3 сигма расстояния.

Критерий очевиден - и нейтроны, и антинейтроны - являются заряженными частицами.

2) Выделенная энергия должна превышать 0.3 ГэВ

3) Кластер должен иметь сигнал как минимум в 3 ячейках

4) Большой из моментов кластера должен превышать 0.2 см

По смыслу, это - так называемые минимальные пределы.

5) Время регистрации частицы калориметром должно быть большим, чем время, которое тратит фотон для того, чтобы добраться до калориметра. Следует отметить, что, строго говоря, из-за временного разрешения, эта величина - время относительно времени прилета фотона из вершины - мо-

жет быть даже отрицательной. В таком случае, разумеется, регистрация невозможна, как и любое дальнейшее разумное использование кластера - поскольку именно из временного измерения калориметра и происходит вычисление параметров предполагаемого антибариона.

- б) Дисперсионный кат: положение на распределении по осям максимальной и минимальной дисперсий должно удовлетворять выражению $m_{02} + m_{20} > 4.0$, величины измеряются в сантиметрах.

Отметим, что вычисляется значение импульса для отобранного предположительно антинейтронного кластера по его времени пролета по следующей формуле:

$$P_{\bar{n}} = \frac{m_{\bar{n}}}{\sqrt{\left(\frac{t \cdot c}{r}\right)^2 - 1}} \quad (3)$$

где r - вычисляется через координаты кластера в калориметре, t - время пролета.

Схему распада можно представить следующим образом:

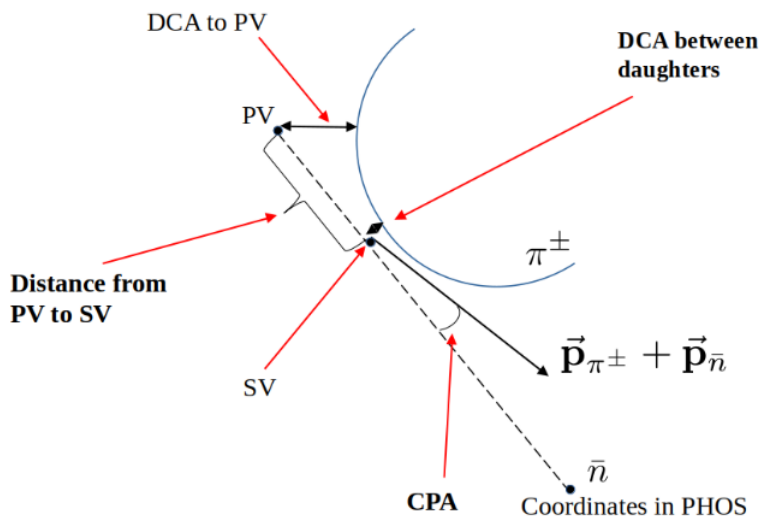


Рисунок 5 — Схема распада и ее основные параметры

В соответствии с этим описанием необходимо с помощью алгоритма определить точку вторичной вершины и переопределить значение 4-импульса. Для решения этой задачи существуют два метода: метод максимизации косинуса угла между направлением от вторичной вершины к точке распада и суммарным углом, и метод минимизации расстояния между треком заряженного π -мезона

и прямой, соединяющей кластер и первичную вершину.

Первый метод опирается на то, что за короткое время жизни частица не успеет повернуть в магнитном поле слишком сильно, следовательно, косинус угла между направлением из первичной вершины ко вторичной и суммарным Z -импульсом для пары частиц должен быть близок к единице.

Второй метод предполагает в качестве вторичной вершины использовать точку, в которой трек заряженного π -мезона максимально близко подходит к прямой, соединяющей вершину взаимодействия и кластер в калориметре. Эта идея опирается на тот факт, что в силу короткого времени жизни, анти-сигма-барион не успеет преодолеть большое расстояние.

Соответственно, для каждого из алгоритмов применяется свой отбор. Для СРА - существует минимальное значение косинуса, равное 0,96. Для ДСА - используется максимальное значение в 0,2 сантиметра.

Первый метод не вполне работает хотя бы по той причине, что искомый антибарион - заряжен, и за время своей жизни в магнитном поле должен успеть изменить направление. Второй метод опирается на то, что длина трека искомого бариона невелика по сравнению с расстоянием до калориметра. Это справедливое предположение - однако трудно не отметить, что выбор такой точки не очевиден в любом случае.

Соответственно, два этих метода далее используются для восстановления.

КОНТРОЛЬ ЭТАПОВ АНАЛИЗА И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Сначала анализ был применен к данным, чтобы проверить, будут ли найдены хоть какие-то сигналы от частиц. Используется по умолчанию метод минимизации СРА - за время жизни магнитное поле может успеть не сильно повернуть трек, поэтому этот метод выглядит более обоснованным для использования. Следует заметить, что строятся два типа распределений пар по инвариантной массе. Первый - Real распределение, где вычисляется инвариантная масса для пар частиц, которые предположительно являются анти-сигма-гиперонами. Второй тип - комбинация пар, состоящих из частиц из разных событий - это Mixed-распределение по инвариантной массе.

Наблюдаемые результаты:

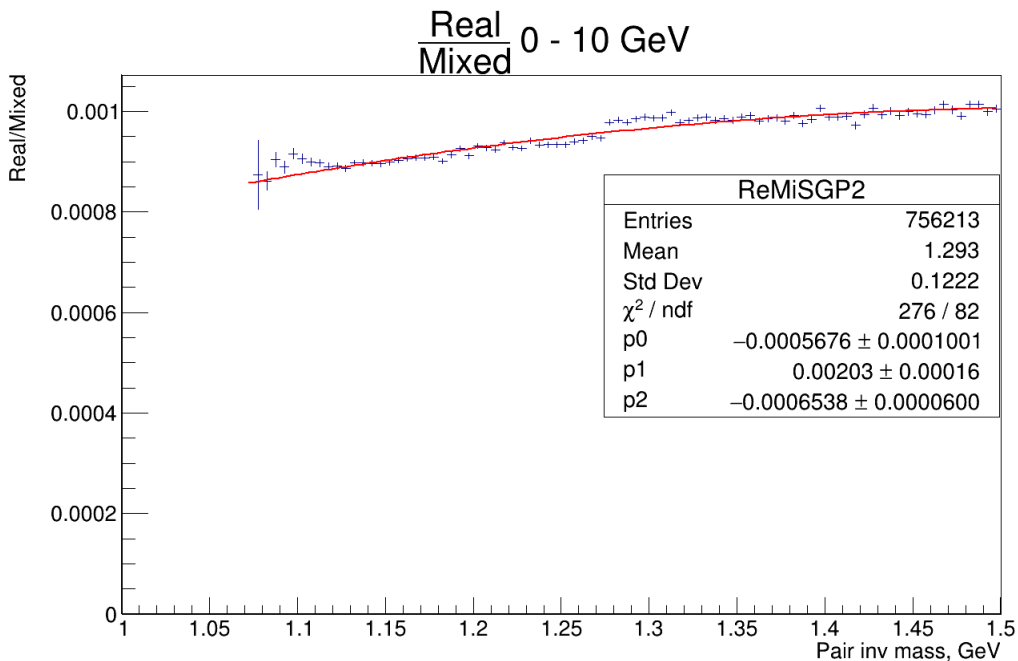


Рисунок 6 — Отношение гистограмм Real к Mixed для пар отобранных кластеров и положительно заряженных пионов

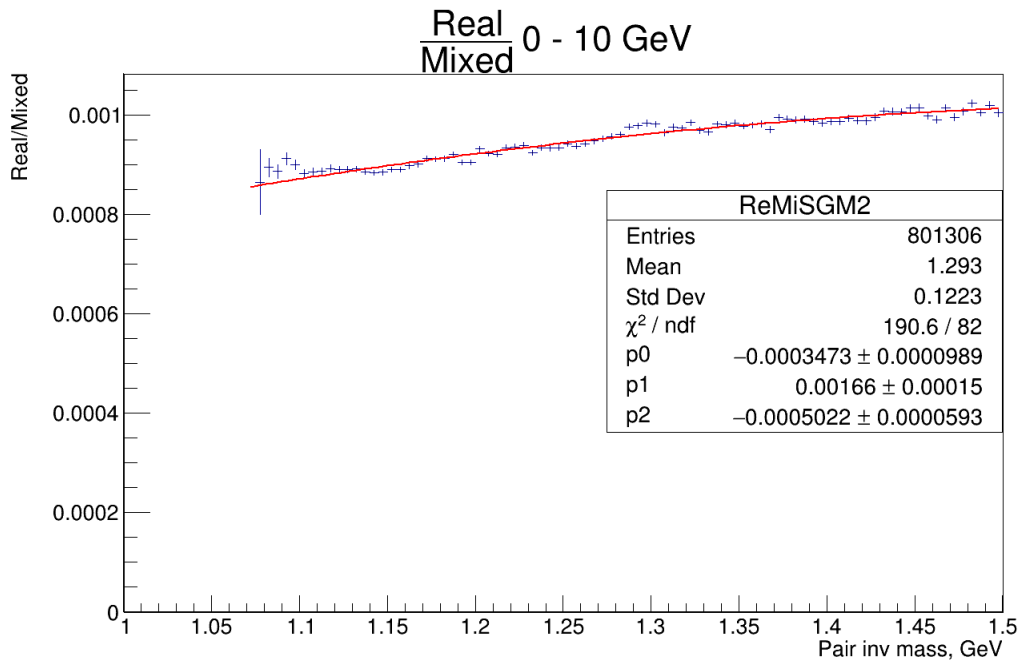


Рисунок 7 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и отрицательно заряженных пионов

На рис. 5 и 6 достаточно слабо заметно наличие или отсутствие пика иско- мой частицы. Тогда имеет смысл рассмотреть различные p_T -диапазоны для вос- станавливаемых частиц. Получаются следующие спектры для положительно- заряженных античастиц:

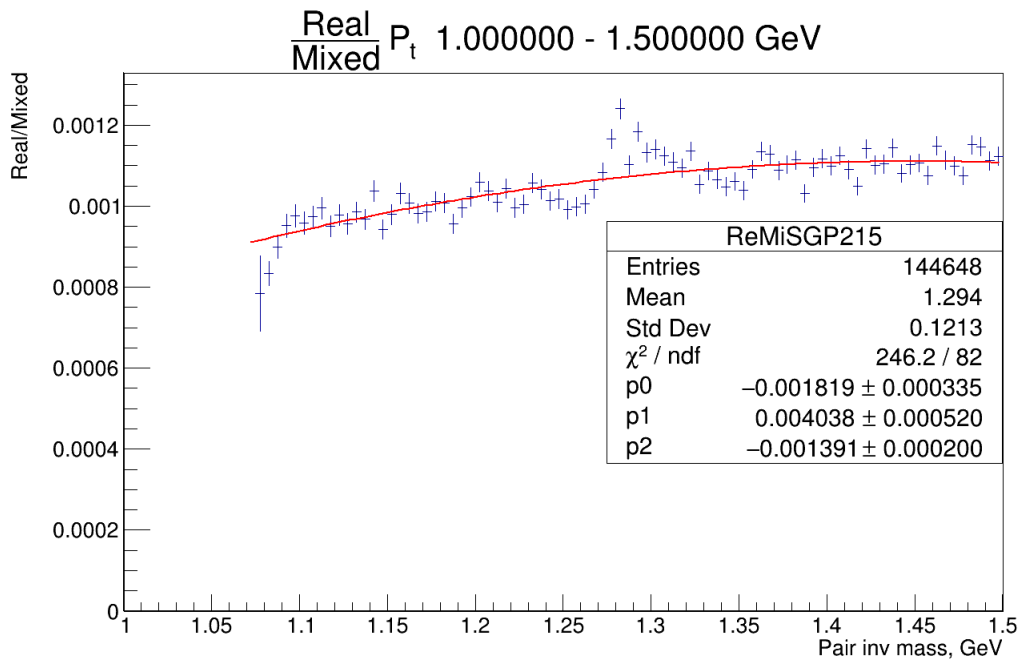


Рисунок 8 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и положительно заряженных пионов с p_T от 1 до 1.5 ГэВ/с

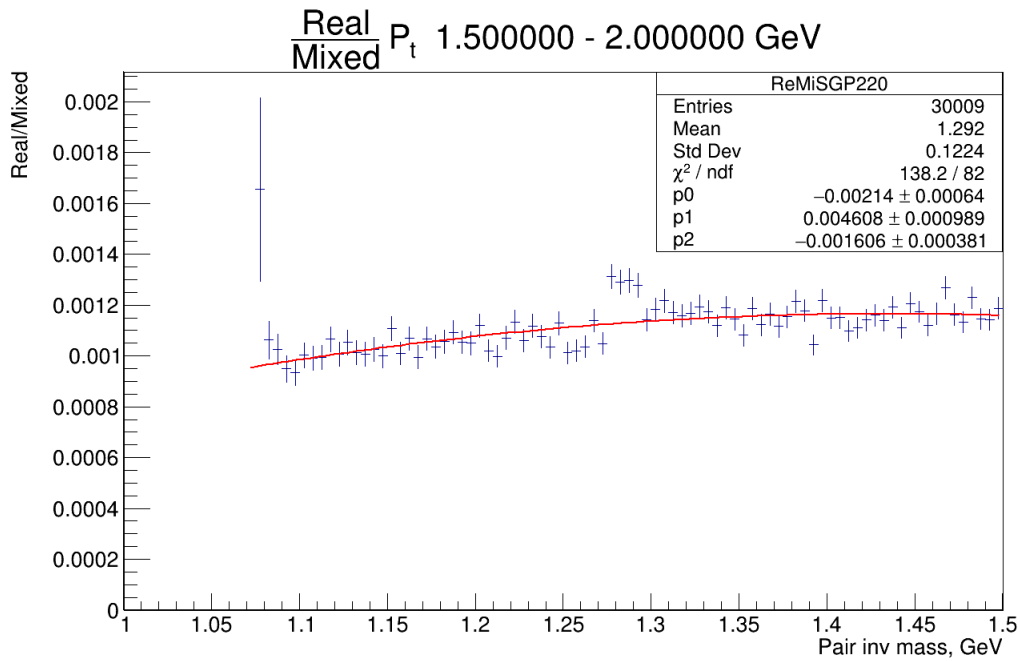


Рисунок 9 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и положительно заряженных пионов с p_T от 1.5 до 2 ГэВ/с

Можно заметить, что в p_T -диапазоне от 1 до 2 ГэВ можно увидеть небольшой пик. Однако он смещен относительно инвариантных масс, соответствующих искомому гиперону. Рассмотрим также распределения по разным p_T -бинам для отрицательно заряженных пар инвариантных масс.

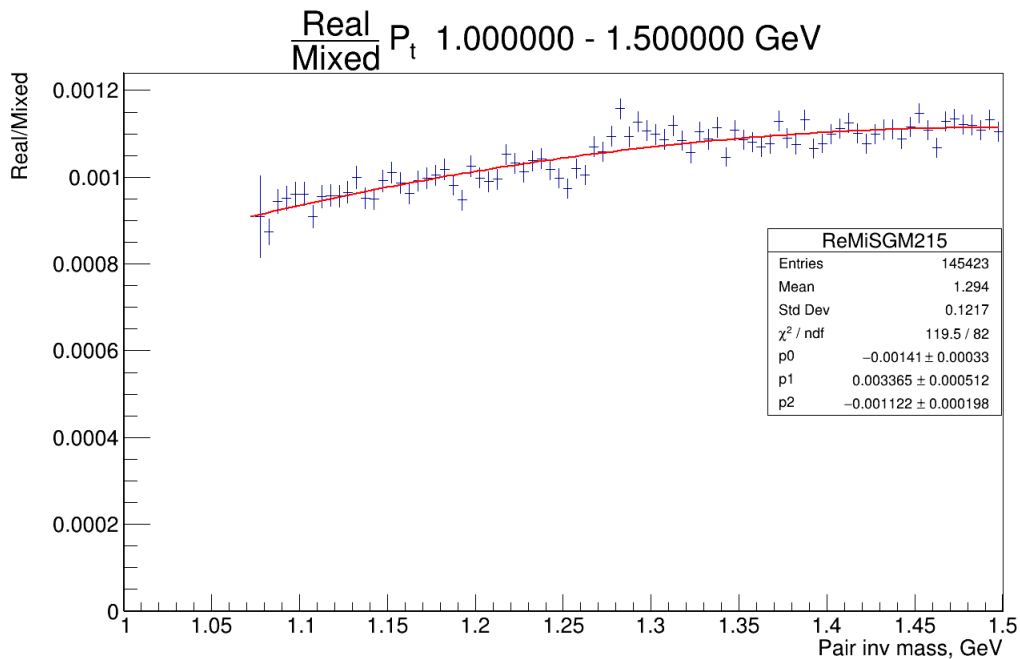


Рисунок 10 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и отрицательно заряженных пионов с p_T от 1 до 1.5 ГэВ/с

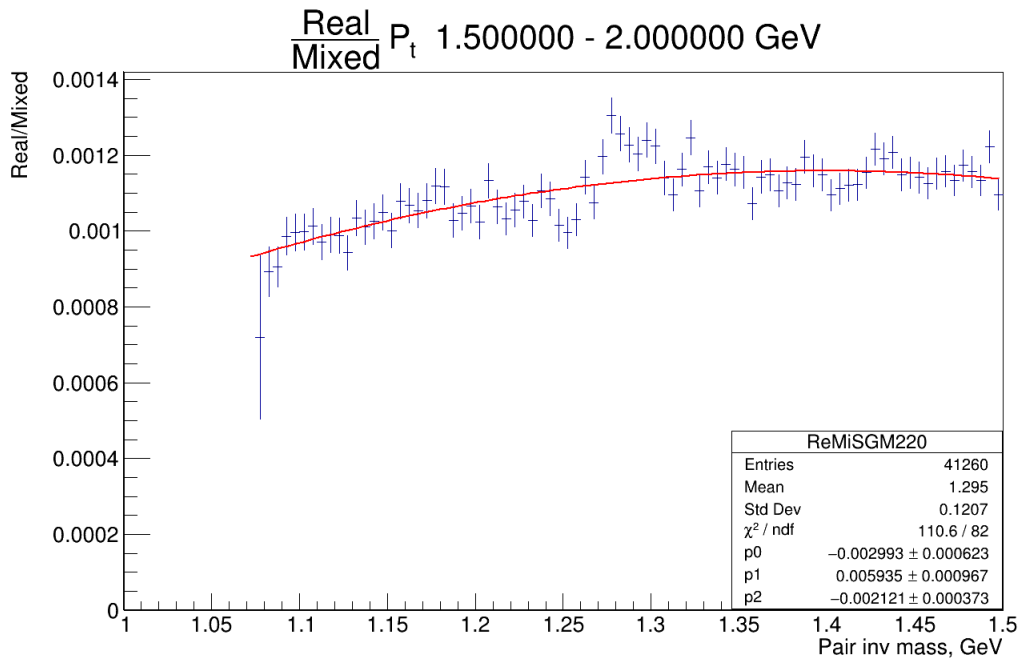


Рисунок 11 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и отрицательно заряженных пионов с p_T от 1.5 до 2 ГэВ/с

Далее можно построить спектры инвариантных масс пар, опираясь на данные выше, и получить значение инвариантной массы частицы:

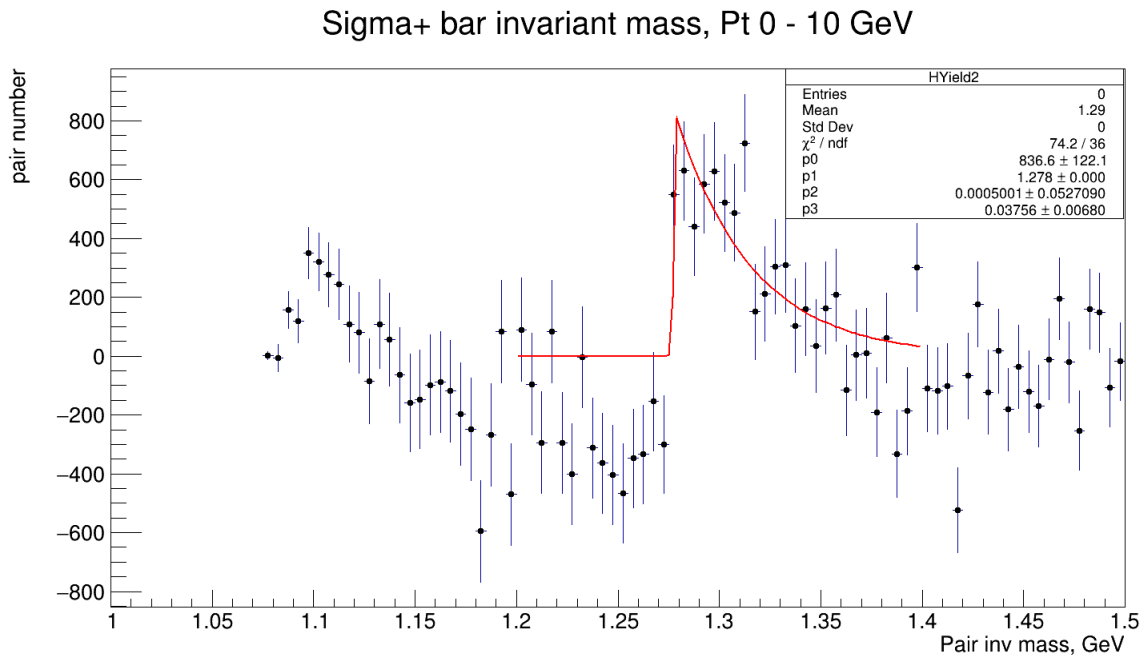


Рисунок 12 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, все p_T , $\bar{\Sigma}^+$

Для положительно заряженных анти-гиперонов величина инвариантной массы смещена относительно известной. Рассмотрим, что происходит с инвариантной массой для отрицательно заряженных частиц.

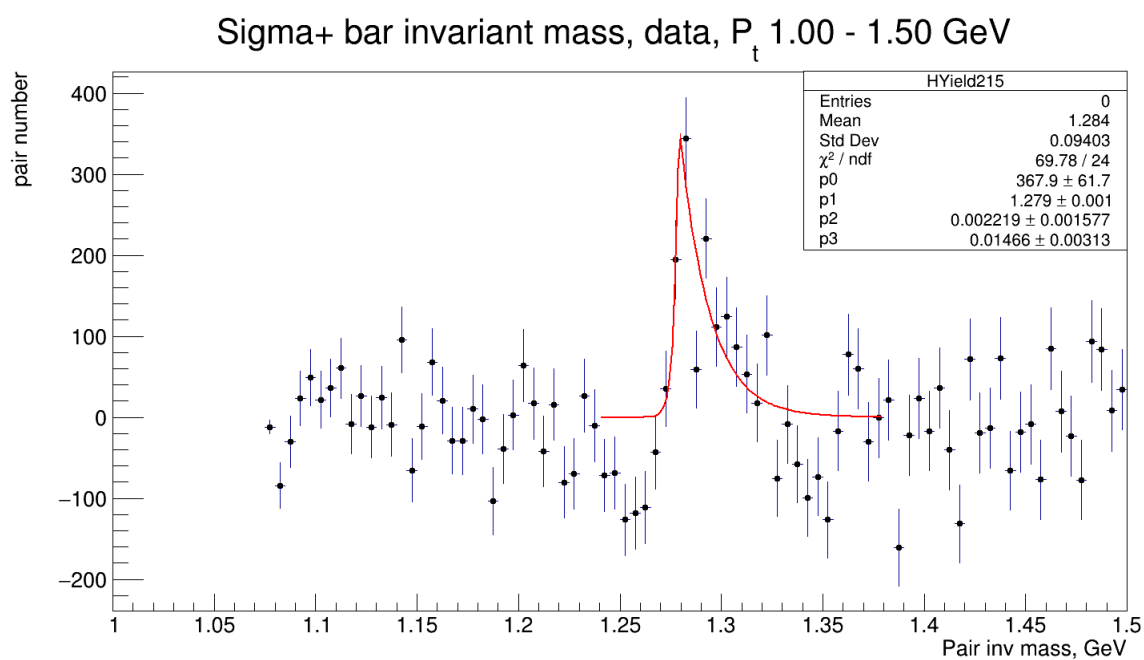


Рисунок 13 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1 - 1.5 ГэВ/с, Σ^+

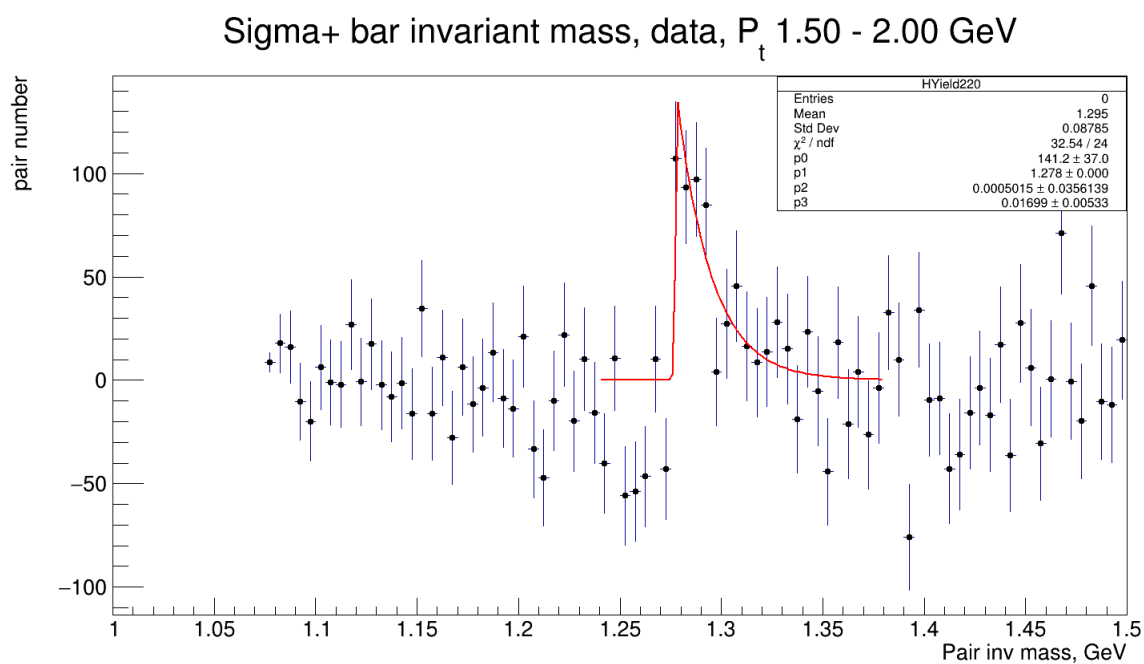


Рисунок 14 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1.5 - 2.0 ГэВ/с, Σ^+

Sigma- bar invariant mass, Pt 0 - 10 GeV

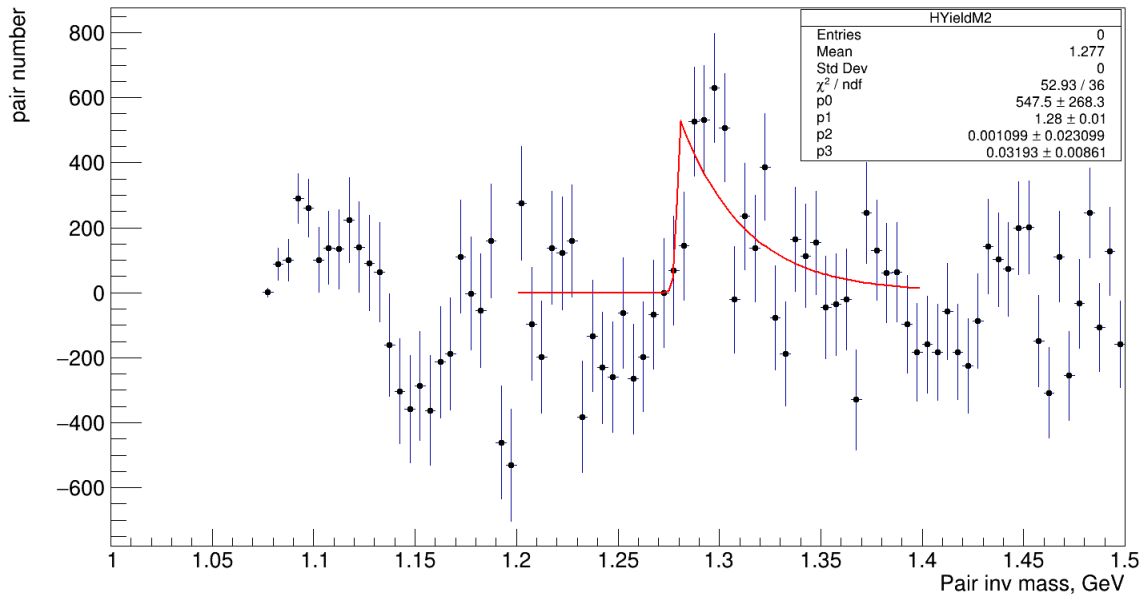


Рисунок 15 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, Σ^-

Оценкой выхода искомых антибарионов будет интеграл под этой функцией.

Sigma- bar invariant mass, data, P_t 1.50 - 2.00 GeV

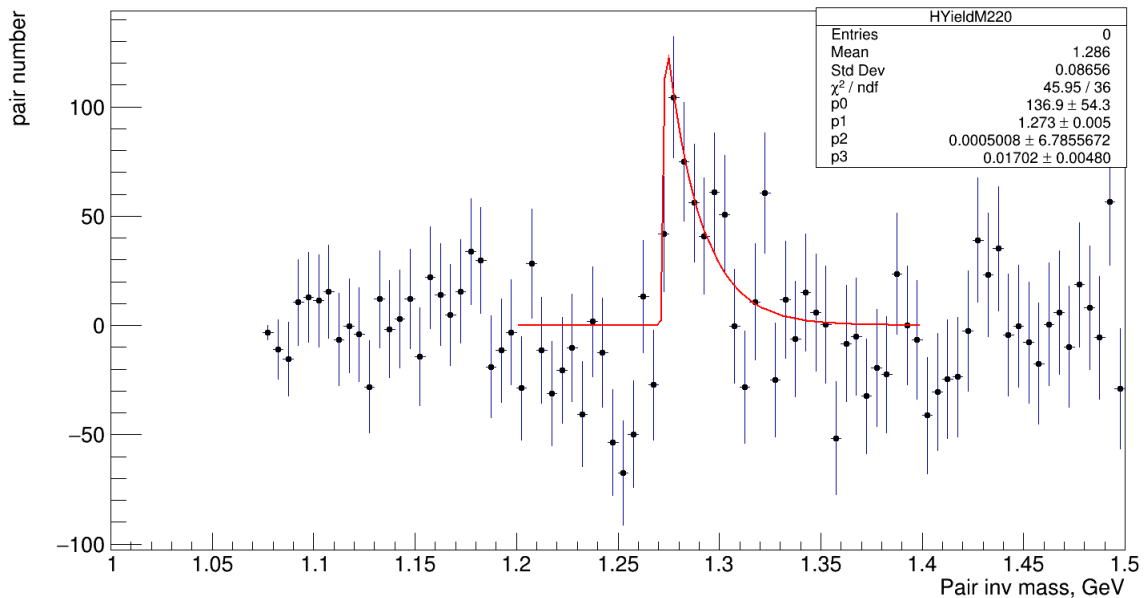


Рисунок 16 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1 - 1.5 ГэВ/с, Σ^-

Sigma- bar invariant mass, data, P_t 1.00 - 1.50 GeV

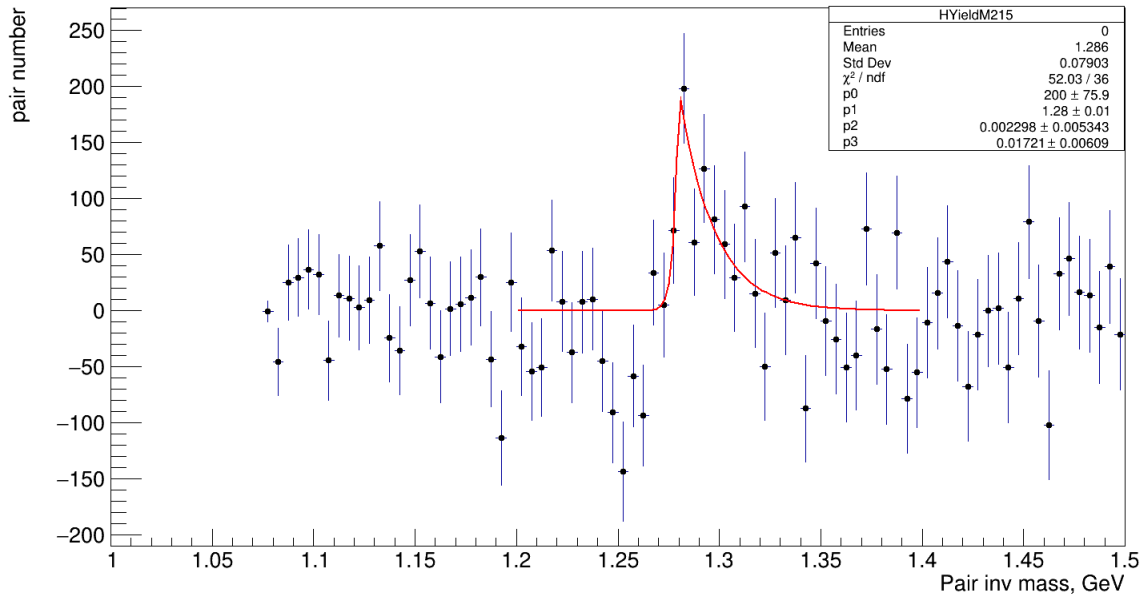


Рисунок 17 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1.5 - 2.0 ГэВ/с, Σ^-

В диапазоне от 1 до 2 ГэВ/с, также наблюдаемы пики и для отрицательно заряженных предполагаемых антибарионов. Более того, они менее выражены - что объяснимо, ведь брэнчинг у этого распада вдвое ниже. Однако, при этом, повторяется та же проблема - инвариантная масса вычисляется больше на несколько десятков МэВ: 1197 МэВ для положительно заряженного антигиперона и 1189 МэВ для отрицательно заряженного антигиперона — результат же фитирования представляет 1280 МэВ.

При применении метода DCA к большему объему данных были получены следующие результаты:

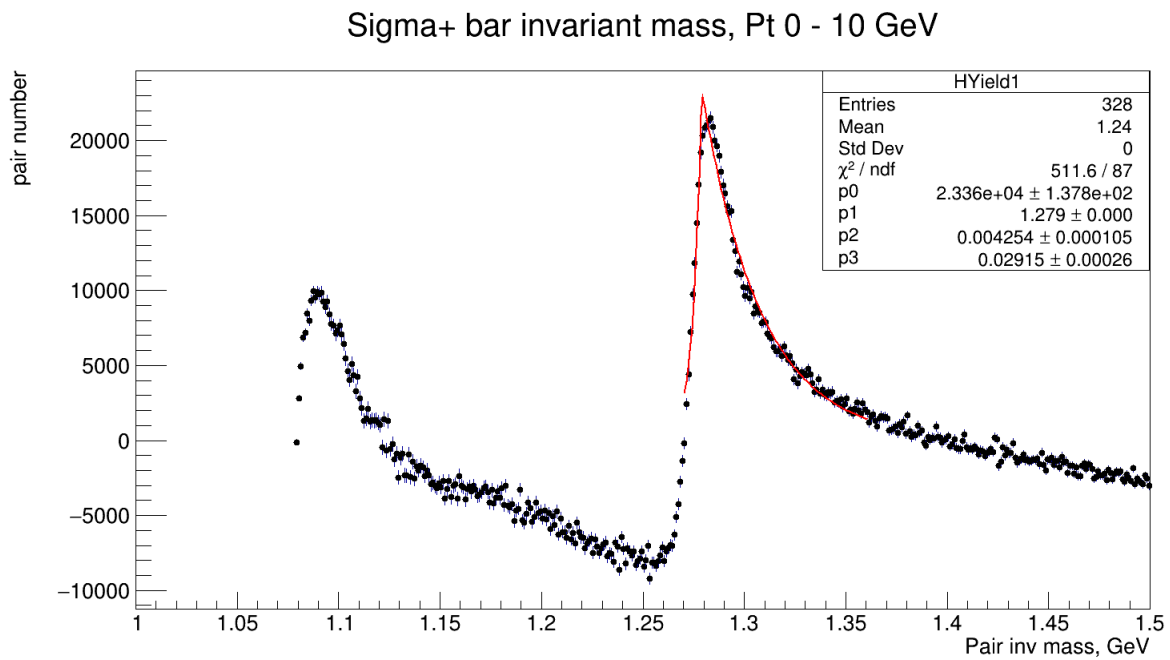


Рисунок 18 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, Σ^+

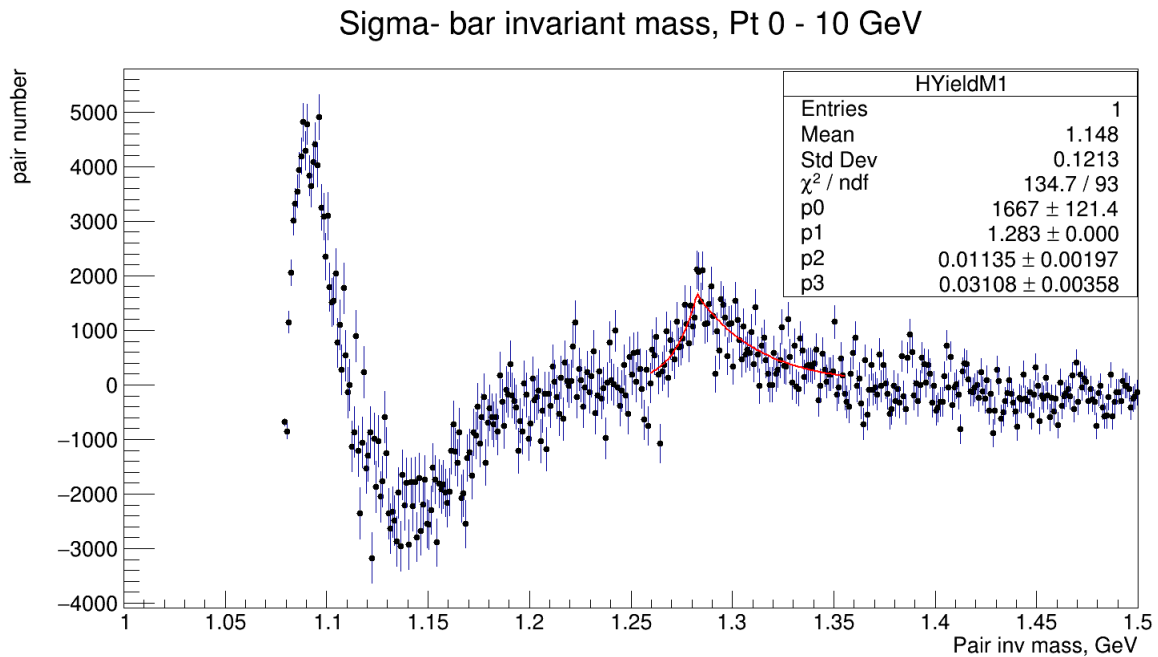


Рисунок 19 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, Σ^-

Значения инвариантных масс, получаемые таким методом, соотносятся со значениями, получаемыми при помощи метода СРА. Однако, если рассмотреть разные p_T -диапазоны, то в одном из них наблюдается следующая картина:

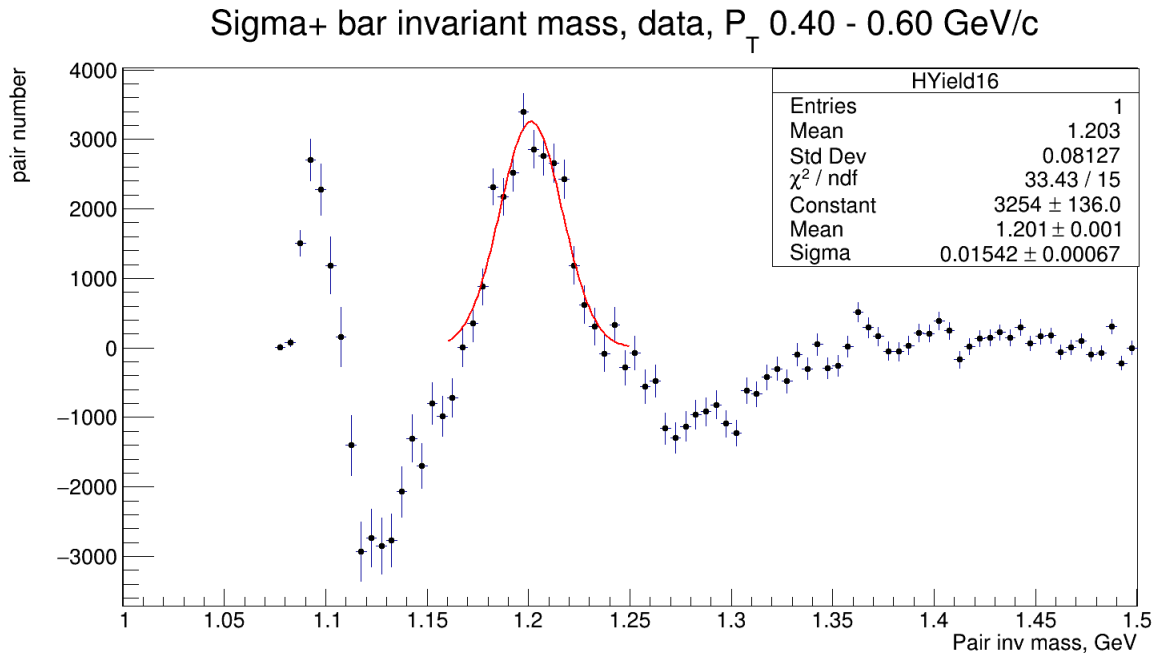


Рисунок 20 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 0.4 - 0.6 ГэВ/с, Σ^+

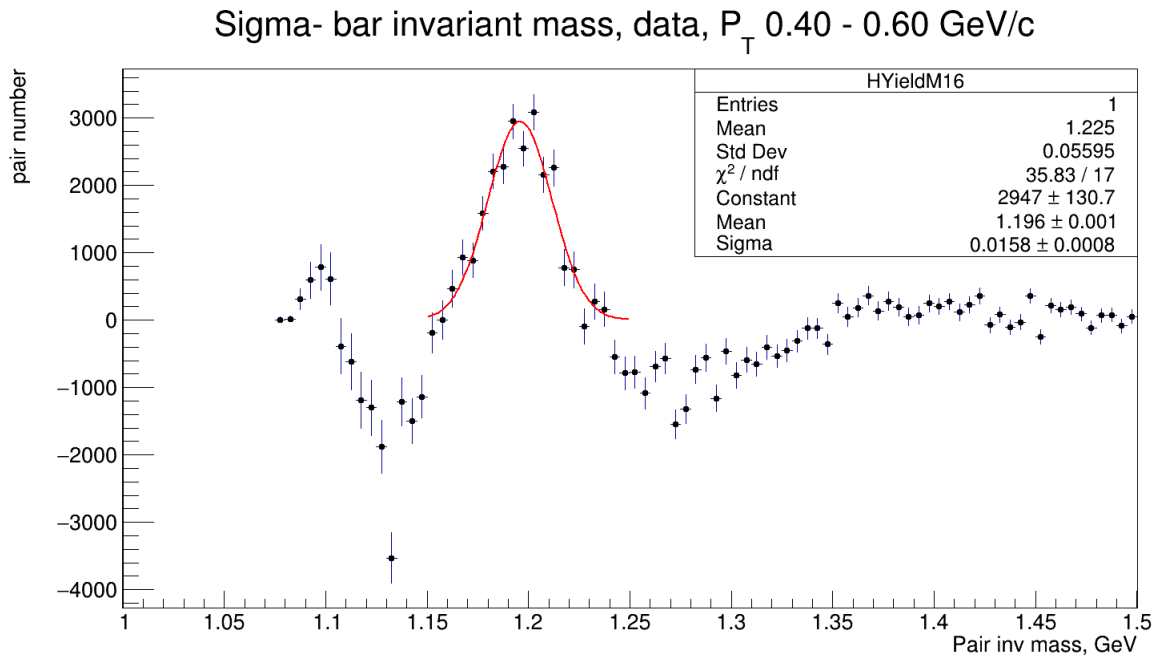


Рисунок 21 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 0.4 - 0.6 ГэВ/с, Σ^-

Возникает пик, более похожий по форме на функцию Гаусса, расположенный на значениях инвариантной массы, соответствующих Σ^+ . Он не соответствует тому диапазону p_T , в котором наблюдался пик методом CPA и тому, что видно на общем диапазоне. Ценным наблюдением могут послужить следующие измерения:

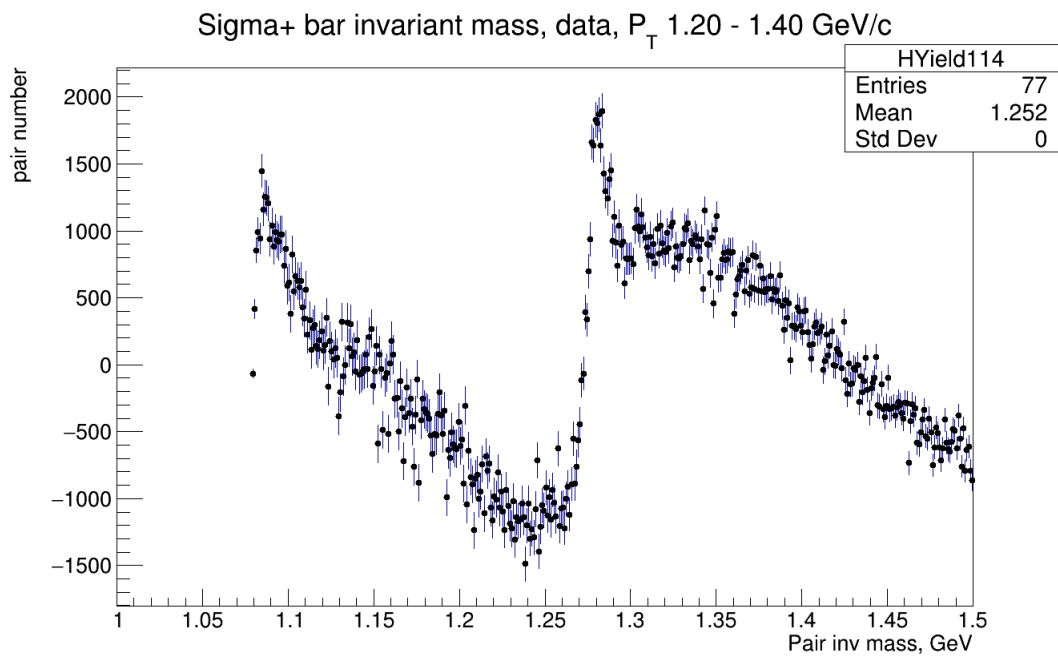


Рисунок 22 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1.2 - 1.4 ГэВ/с, Σ^+

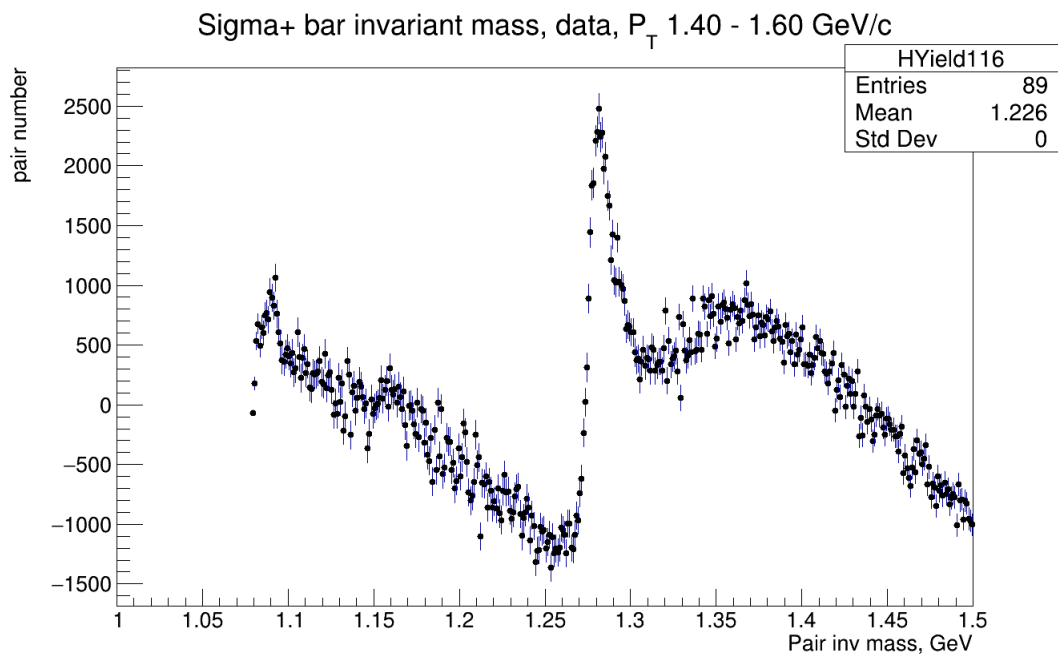


Рисунок 23 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1.4 - 1.6 ГэВ/с, Σ^+

Sigma+ bar invariant mass, data, P_T 1.60 - 1.80 GeV/c

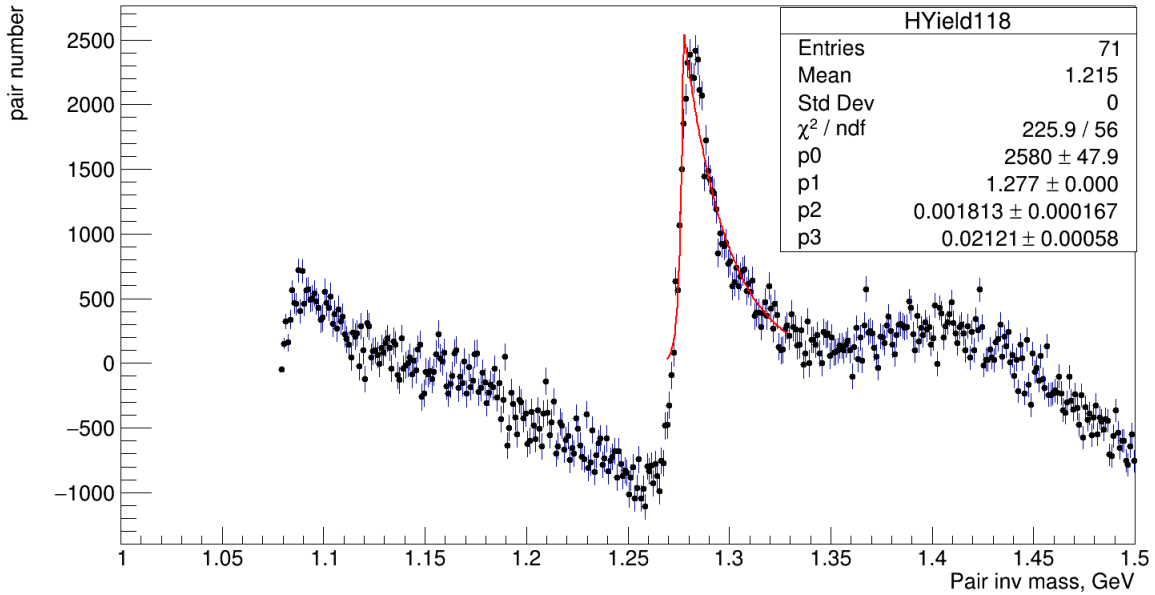


Рисунок 24 — Аппроксимация пика спектра инвариантных масс, p_T 1.6 - 1.8 ГэВ/с, Σ^+

Здесь становится уж очень наглядна ситуация: p_T -зависимый гауссов пик и выделяющийся пик, который можно связать с искомой частицей, не смещающийся в зависимости от p_T . Тем самым, возникают две проблемы: смещение пиков и фон, зависящий от p_T .

Для того, чтобы отыскать эти проблемы и провести вычисления чистоты отборов, эффективностей регистрации, уточнения того, какие критерии отбора можно модифицировать, нужно рассмотреть результат обработки данных МС-моделирования. Используется вычисляемый с помощью РУТНІА сигнал от рр-столкновений. Отдельно следует отметить: процедура определения времени регистрации отсутствует в модели. Как следствие - время пролета для кластеров абсолютно точное. Это делает невозможным сравнение результатов анализа МС и данных, поэтому применяется процедура принудительного размывания значения сигнала таким образом, чтобы временное разрешение соответствовало имеющемуся у электромагнитного калориметра PHOS.

Отношение Real к Mixed выглядит следующим образом для всех p_T бинах:

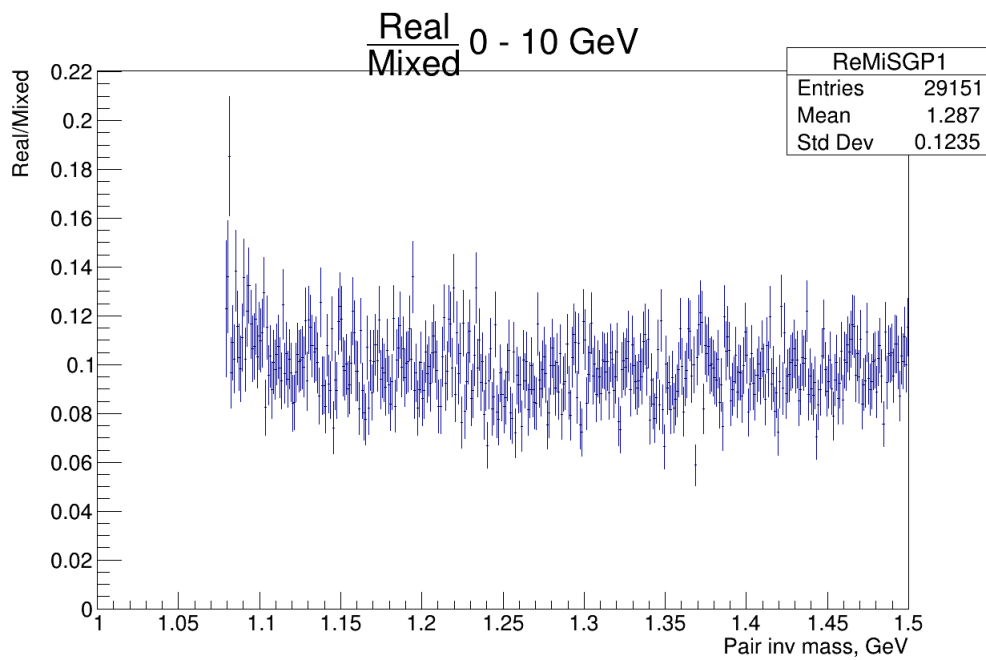


Рисунок 25 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и положительно заряженных пионов, MC

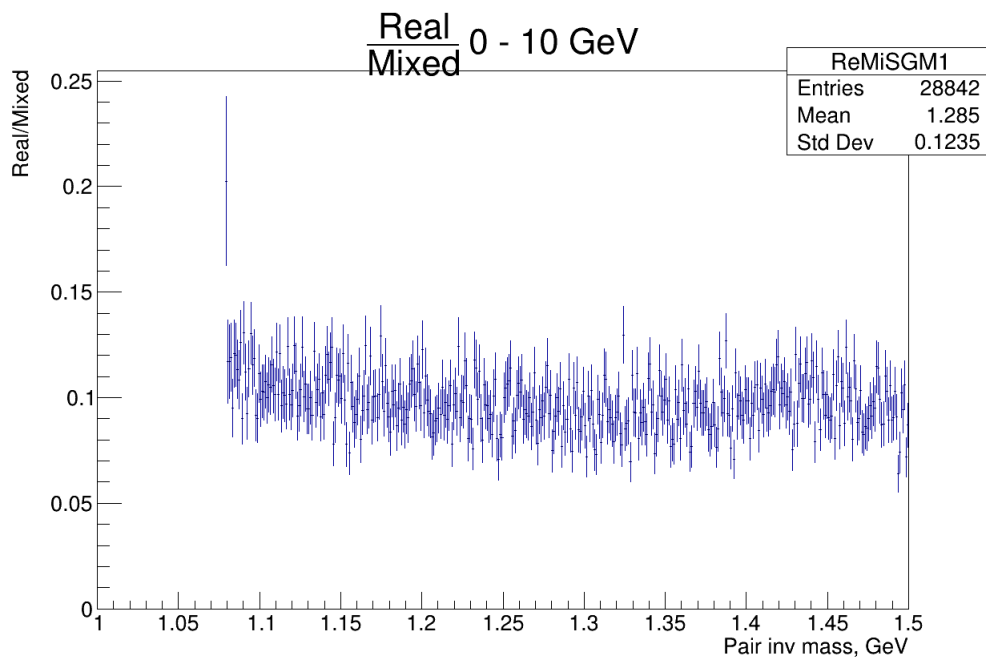


Рисунок 26 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и отрицательно заряженных пионов, MC

В этих спектрах нет следов искомых MC-частиц. Для начала, посмотрим на аналогичные p_T -распределения.

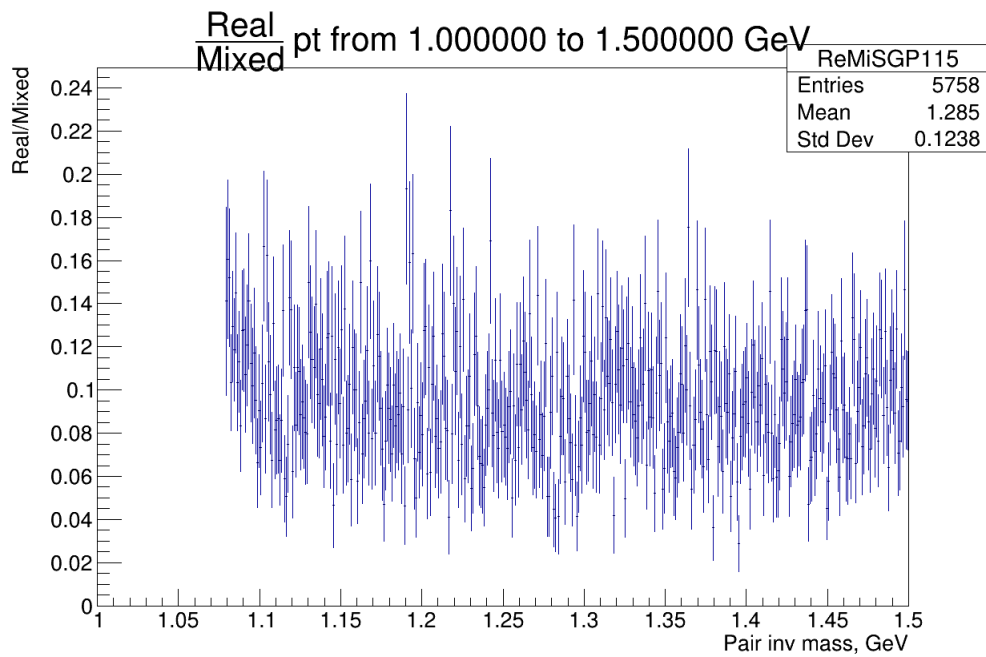


Рисунок 27 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и положительно заряженных пионов с p_T от 1 до 1.5 ГэВ/с, МС

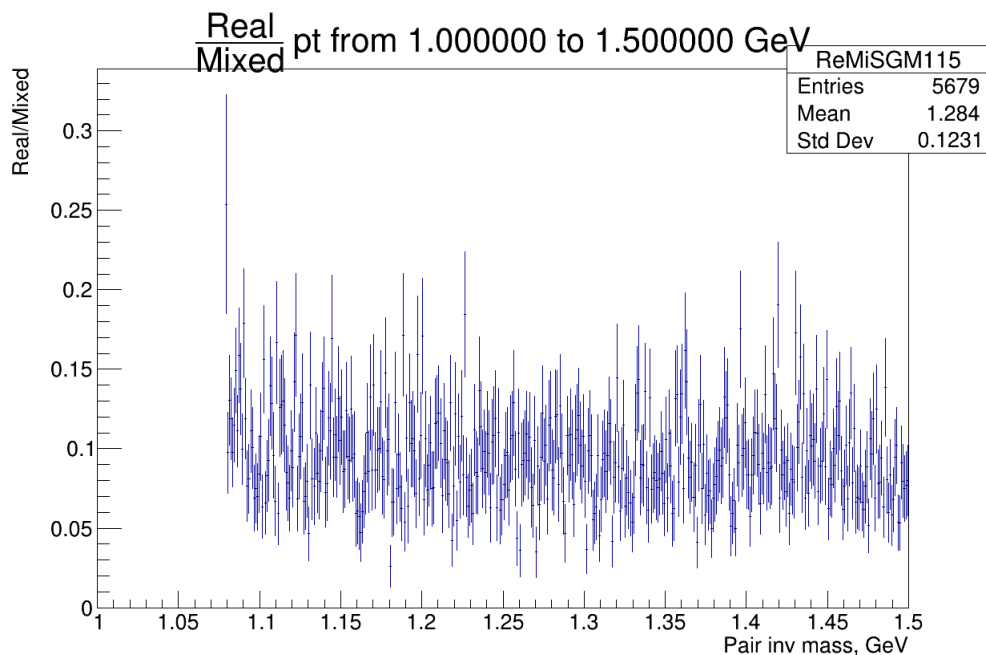


Рисунок 28 — Отношение гистограмм Real к Mixed пар отобранных кластеров и отрицательно заряженных пионов с p_T от 1 до 1.5 ГэВ/с, МС

Необходимо также проверить, что, используя СРА-метод и отбор по типам выбранных частиц, можно построить полный спектр анти-сигма-гиперонов в выборке и фитировать результаты восстановления его инвариантной массы, чтобы увидеть, заложены ли в расчеты потенциальные причины сдвига значений инвариантной массы.

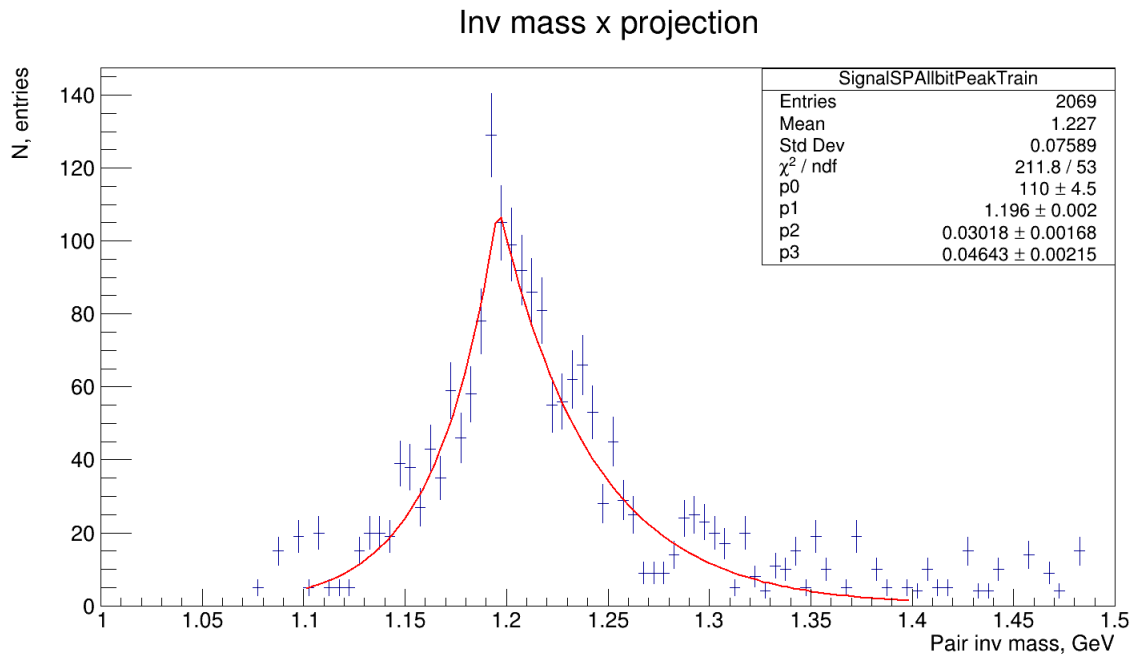


Рисунок 29 — Аппроксимация спектра инвариантных масс Σ^+ , весь диапазон, True-МС, CPA-метод

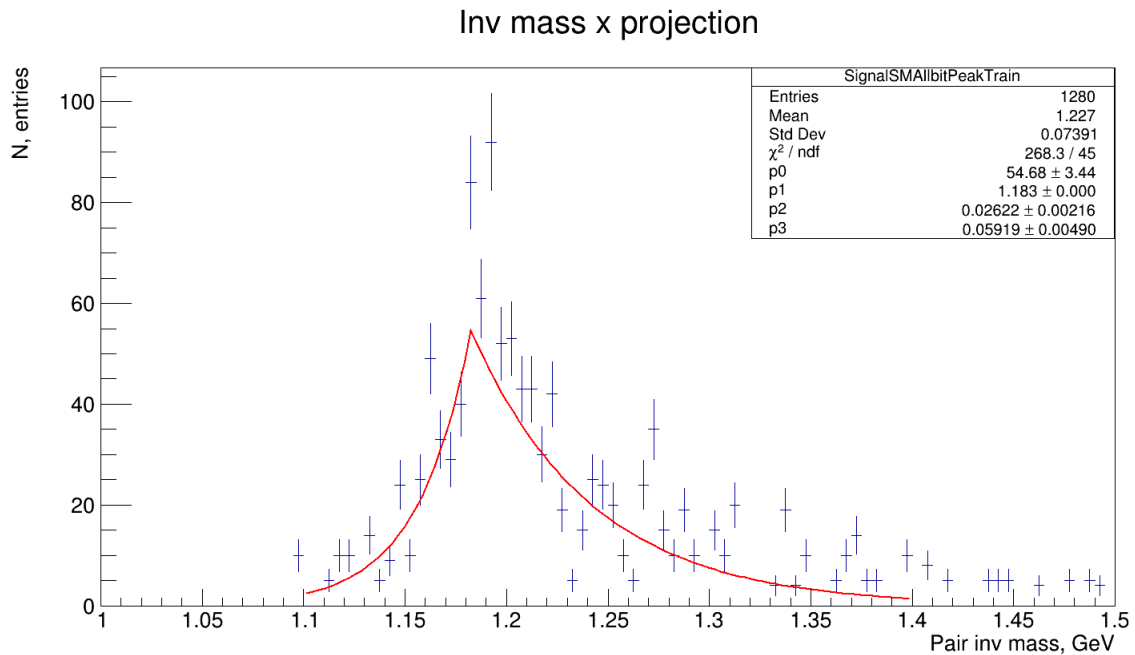


Рисунок 30 — Аппроксимация спектра инвариантных масс Σ^- , весь диапазон, True-МС, CPA-метод

Результат хорошо фитируется, а инвариантная масса восстанавливается корректно алгоритмом, если предположения, заложенные в МС-модель, верны.

Также применялся метод минимизации значения DCA. К сожалению, он еще не проверялся на свою работоспособность в данных. Он также позволяет,

отобраз true-МС анти-сигма-гипероны, увидеть их восстановленную инвариантную массу.

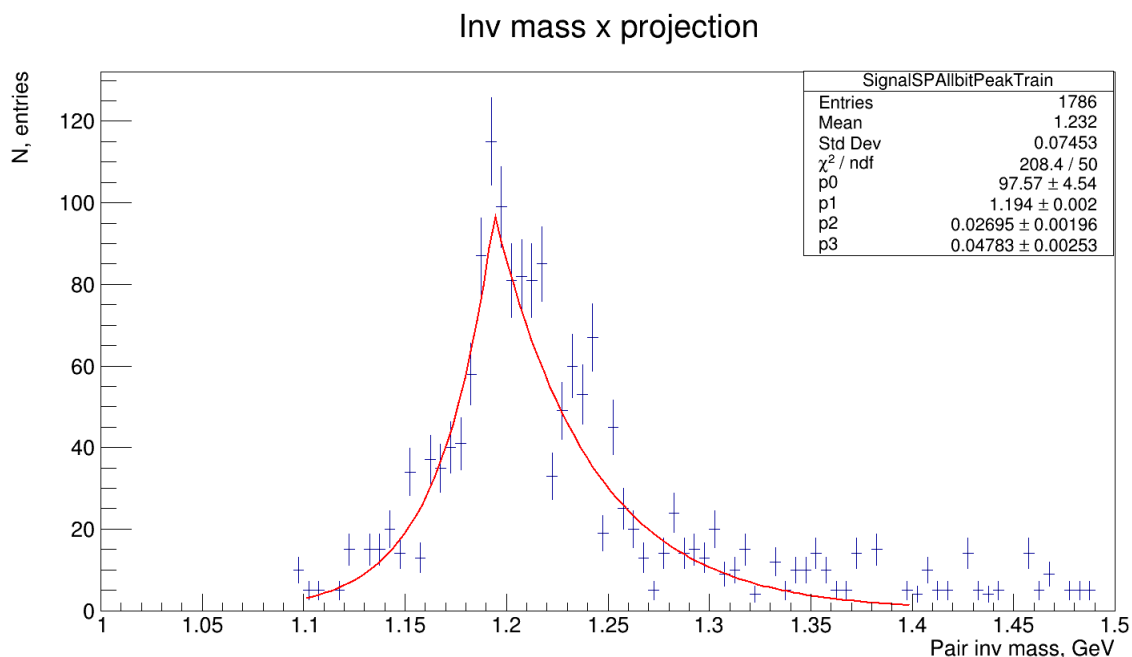


Рисунок 31 — Аппроксимация спектра инвариантных масс Σ^+ , весь диапазон, True-МС, DCA-метод

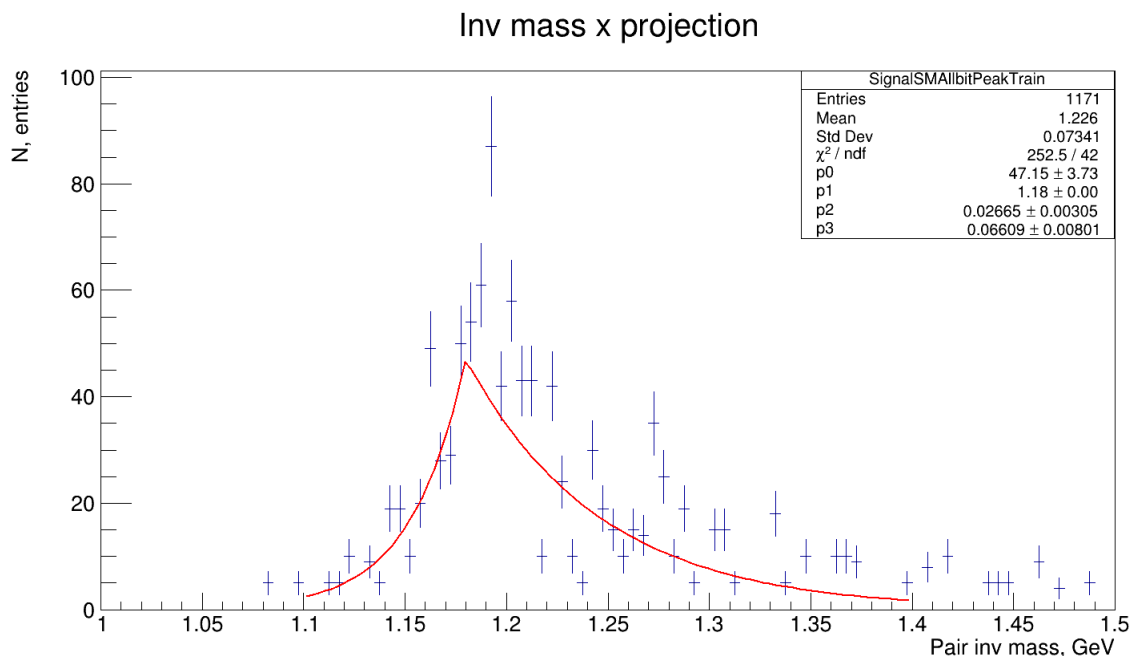


Рисунок 32 — Аппроксимация спектра инвариантных масс Σ^- , весь диапазон, True-МС, DCA-метод

Сигналы фитируются и восстанавливаются. Инвариантная масса восстанавливается корректно в рамках процессов, заложенных в МС-генератор.

Далее можно обратить внимание на параметры фитов спектров полученных в процессе обработки МС-данных - а если точнее, то сравним ширины получивших спектров, которые отвечают за разрешение значения инвариантной массы. P2 - характерная ширина роста спектра при низких значениях инвариантной массы. P3 - характерная ширина падения спектра при высоких значениях инвариантной массы. Их удобно представить в виде таблицы:

Параметр	CPA	DCA
P2 ($\bar{\Sigma}^+$)	0.030 ± 0.002	0.0267 ± 0.002
P3 ($\bar{\Sigma}^+$)	0.046 ± 0.003	0.047 ± 0.003
P2 ($\bar{\Sigma}^-$)	0.026 ± 0.003	0.027 ± 0.003
P3 ($\bar{\Sigma}^-$)	0.059 ± 0.005	(0.066 ± 0.008)

Несложно заметить, что если для положительно заряженных анти-гиперонов, разрешение очень схожее, то для отрицательно заряженных, разрешение для метода DCA хуже. Из этих двух перспективнее выглядит именно метод CPA.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были разработаны в программном пакете O2 методы реконструкции анти-сигма-гиперонов по инвариантной массе пары $n\pi$. Первый метод основывается на минимизации косинуса направляющего угла (CPA), второй на минимизации расстояния между треком и прямой соединяющей первичную вершину и кластер антинейтрона в электромагнитном калориметре. Был построен набор распределений, которые должны помогать в проверке процесса анализа - контролировать распределения параметров, проверять его ход.

Метод CPA был применен к данным pp-столкновений при $\sqrt{s} = 13.6$ ТэВ, однако получившийся сигнал смещен относительно табличного значения инвариантной массы на 80-90 МэВ. При использовании контроля результата по мета-информации моделирования pp-столкновений смоделированных при помощи PYTHIA, видно, что алгоритм восстанавливает значение инвариантной массы близкое к табличному значению для $\bar{\Sigma}$ -гиперонов

В следующей таблице представлены результаты применения обоих методов для поиска обоих $\bar{\Sigma}$ -гиперонов в данных и MC-моделировании:

Параметр	$\bar{\Sigma}_+$	$\bar{\Sigma}_-$
Инв. Масса (Данные) ГэВ	1.28	1.28
Инв. Масса (MC, CPA) ГэВ	1.196 ± 0.002	1.183 ± 0.002
Инв. Масса (MC, DCA) ГэВ	1.194 ± 0.002	1.180 ± 0.002
Инв. Масса (PDG) ГэВ	1.197	1.189
Выход (Pч/соб)	$(7, 6 \pm 1, 34) \times 10^{-5}$	$(4.38 \pm 1, 45) \times 10^{-5}$
Выход (MC, CPA) (Pч/соб)	2.55×10^{-6}	1.58×10^{-6}
Выход (MC, DCA) (Pч/соб)	2.20×10^{-6}	1.44×10^{-6}

Можно сделать следующие выводы:

- 1) Метод максимизации CPA дает больший выход, а следовательно, его эффективность выше, чем у минимизации DCA
- 2) Соотношение между выходами $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$ соответствует брэнчингам их распадов
- 3) Правая часть распределений по инвариантной массе при использовании DCA шире, чем для CPA, значит, его разрешение хуже.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Comparative analysis of strange meson production in heavy ion collisions / V. Borisov [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — т. 2103. — с. 012134.
2. *Gordeev P.* Antineutron Reconstruction and Identification in Electromagnetic Calorimeter // Phys. Atom. Nucl. — 2023. — т. 86, № 5. — с. 827–831.
3. Antineutron–nucleus annihilation cross sections below 400 MeV/c / M. Astrua [и др.] // Nuclear Physics A. — 2002. — т. 697, № 1. — с. 209–224. — ISSN 0375-9474.
4. TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology / A. Koning [и др.] // Nuclear Data Sheets. — 2019. — т. 155. — с. 1–55. — ISSN 0090-3752. — Special Issue on Nuclear Reaction Data.
5. *Yuan C.-Z., Karliner M.* Cornucopia of antineutrons and hyperons from a super J/ ψ factory // Physical Review Letters. — 2021. — т. 127, № 12003.
6. *Liu L., Zhou X., Peng H.* Development of a data-driven method to simulate the detector response of anti-neutron at BESIII // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2022. — т. 1033. — с. 166672. — ISSN 0168-9002.
7. Experimental study of the $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ process at the VEPP-2000 e^+e^- collider with the SND detector / M. Achasov [и др.] // The European Physical Journal C. — 2022. — т. 82.
8. Alice Technical Design Report of the Photon Spectrometer PHOS / D. Czerwinski [и др.]. — 1999.
9. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment / S. Acharya [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2019. — т. 14. — P05025.
10. ALICE electromagnetic calorimeter technical design report / P. Cortese [и др.]. — 2008.

11. *Yu W.* Particle identification of the ALICE TPC via dE/dx // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — т. 706. — с. 55—58. — ISSN 0168-9002.