

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

УДК 539.17

ОТЧЁТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ АСПИРАНТА
И ПОДГОТОВКЕ К ЗАЩИТЕ ДИССЕРТАЦИИ НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ
КАНДИДАТА НАУК
ЗА 2 СЕМЕСТР

**ИЗУЧЕНИЕ АДРОННЫХ РЕАКЦИЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ
УСКОРИТЕЛЕЙ NICA И U-70**

Научный руководитель
к.ф.-м.н., доц.

_____ Д. Ю. Пересунько

Аспирант

_____ П. А. Бахтин

Москва 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Актуальность	6
Структура работ	7
Повышенный выход странных частиц	8
Свойства наблюдаемых частиц	10
Описание экспериментальной установки	13
Подготовка критериев идентификации частиц в электромагнитном калориметре	15
Заключение	26
Список литературы	27

ВВЕДЕНИЕ

В рамках экспериментов на ускорителе NICA планируется изучать явления, возникающие при столкновении протонов с протонами, протонов и ядер и ядро-ядерных столкновений в диапазоне импульсов нуклонов с 4 до 11 ГэВ/с. Исследования столкновений адронов на высоких энергиях стали экспериментальным методом исследования ядерной материи после появления гипотезы о кварках для их поиска. В рамках этих исследований, были обнаружено множество частиц, которые используются для проверок описания теориями сильного взаимодействия наблюдаемых массовых адронных состояний. Впоследствии, серия наблюдаемых экспериментальных эффектов (таких, например, как массовый скейлинг — фактически наблюдение предельной температуры для адронного газа в зависимости от числа кварков), положила начало идее о том, что экспериментально есть возможность пронаблюдать материю без конфайнмента - кварк-глюонную материю. Далее, были предложены следующие сигнатуры этого состояния материи - следующие экспериментальные эффекты, которые можно было бы измерить:

- 1) Повышенный выход странных частиц
- 2) Прямые термальные фотоны из КГМ
- 3) Многокварковые состояния
- 4) Изменения ширин и масс
- 5) Подавление чармониев
- 6) Подавление Джетов

Эксперимент MPD — из трех экспериментов ускорительного комплекса NICA, создан для следующих физических целей[1]

- 1) Наблюдение флуктуаций в событийных выходах адронов
- 2) Фемтоскопии
- 3) Измерения направленного и эллиптического потока для разных адронов
- 4) Выходов странных и мульти-странных барионов и гиперядер
- 5) Измерения прямых фотонов
- 6) Измерения дилептонов — коррелированных электрон-позитронных пар

Несложно заметить, что экспериментальная программа нацелена на то, чтобы по максимальному числу заранее известных каналов исследовать свойства горячей материи, и сделать вывод о том, существует ли она в состоянии деконфайнмента. В качестве особого предмета интереса для различных моделей адронизации, в первую очередь для статистической модели, представляют собой выходы как можно большего числа частиц, в том числе за пределами средних (малых) быстрот.[2]

Дополнительной целью экспериментальной программы является поиск критической точки на рекордных барионных плотностях - их признаками являются нестандартные флуктуации наблюдаемых.

В рамках эксперимента NA49 были обнаружен всплеск и резкое падение направленного потока протонов и немонотонное в зависимости от энергии столкновения поведение соотношение выходов заряженных каонов к пионам - так называемый "рог"[3]. Все это создает потребность измерить как можно большее число каналов, дающих дополнительную информацию о состоянии материи при столкновениях. Текущие применяемые модели (например, UrQMD) - не позволяют воспроизвести как выходы странных частиц в этом диапазоне при их сравнении с данными AGS, так и не воспроизводят результаты NA49 по их зависимостям от энергии. Следовательно, есть смысл проводить измерения этих выходов.

АКТУАЛЬНОСТЬ

Традиционными каналами для измерения странных частиц являются заряженные каоны - они распадаются достаточно далеко от точки взаимодействия и напрямую регистрируются время-проекционной камерой, типом детекторов, позволяющим регистрировать пролетающие через него заряженные частицы. Также (лямбда)-барионы часто используются для этой же цели - хотя они сами не заряжены, живут достаточно недолго и распадаются в 2 заряженные частицы. Также в них есть брэнчинги у мультистранных (кси) и (омега) барионов. Однако, таким образом, мы лимитированы исключительно данными, которые собираются время-проекционной камерой. Есть возможность добавить к этому дополнительный канал - сигма-барионы. Их регистрация будет опираться на существующие у барионов обоих каналов распадов, включающие в себя нейтрон (или - антинейтрон). Тем самым, с одной стороны, восстановление спектра сигма-барионов будет соответствовать физическим целям эксперимента, и позволит увеличить число наблюдаемых на эксперименте.

Также решение технических задач, возникающих в процессе решения этой задачи физической, дает возможности для улучшения обработки прочих задач, для которых можно применять электромагнитный калориметр. Также открывается доступ к возможности набирать большую статистику по выходам нейтронов с его помощью и иным измерениям, для которых можно использовать нейтронные спектры, при этом верифицировав их идентификацию на основе экспериментальных данных в рамках этой работы.

СТРУКТУРА РАБОТ

По итогам обсуждения и планирования с руководителем, было решено предварительно построить следующий план работ по диссертации:

- 1) Разработка критериев отбора регистрируемых напрямую с помощью электромагнитного калориметра частиц
- 2) Разработка алгоритма восстановления Σ - гиперонов на основании регистрируемых сигналов, измерение его эффективности
- 3) Оценка выходов странных частиц в ядро-ядерных столкновениях на основании модельных предсказаний
- 4) Измерение выходов регистрируемых странных частиц в ядерно-ядерных столкновениях при помощи выбранной модели

ПОВЫШЕННЫЙ ВЫХОД СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

Для объяснения этого эффекта, будем опираться на объяснение, данное автором идеи [4] Предполагая химическое равновесие в кварковой плазме, увидим, что плотность странных кварков будет:

$$\frac{N_s}{V} = \frac{N_{\bar{s}}}{V} = 6 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \cdot \exp \frac{-\sqrt{p^2 + m_s^2}}{T} = 3 \frac{T m_s^2}{\pi^2} \cdot K_2(m_s/T) \quad (1)$$

Пренебрегая пертурбативными поправками и слабыми распадами в связи со скоростью события. В силу того, что масса s-кварка 280-300 мэв, такое допущение обоснованно. В уравнении (1), мы могли использовать распределение Больцмана, поскольку плотность странных кварков относительно невелика. Соответственно, можно также записать для легких антикварков:

$$\frac{N_{\bar{q}}}{V} \exp^{-\mu_q/T} \cdot T^3 \frac{6}{\pi^2} \quad (2)$$

Где химический потенциал кварков - это треть от бариохимического потенциала. Эта экспонента подавляет рождение кварк-антикварковых пар, поскольку лишь для энергий выше хим потенциала кварка есть свободное пространство состояний для кварков. Тогда соотношение для анти-странных кварков к легким антикваркам будет:

$$\frac{N_{\bar{s}}}{N_{\bar{q}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_s}{T} \right)^{2 \cdot K_2(m_s/T)} \exp^{\mu_B/3T} \quad (3)$$

В многих интересующих нас случаях, это отношение может достигать пяти. Однако, важным условием было достижение химического равновесия. Это, однако, не так очевидно: довольно быстро Йозеф Зымяны показал [5], что исключительно в кварковом канале, химическое равновесие устанавливалось бы существенно дольше, чем существовал горячий файерболл. Однако, в этом рас-

чете не принимался во внимание канал рождения кварк-антикварковых пар из глюонов. Так, в сумме получалось, что одним из признаков деконфайнмента - и присутствия глюонов - будет соответствие предположению о химическом равновесии между частицами, тогда как оно же не будет присутствовать в адронном газе.

Таким образом, если у нас есть желание понять, есть ли в получаемом экспериментально горячем файерболле химическое равновесие в статистическом смысле - которое и есть указание на то, что степенями свободы системы являются кварки и глюоны, а не отдельные адроны - то странные частицы дают относительно простой и надежный в экспериментальном смысле канал для подобных измерений.

СВОЙСТВА НАБЛЮДАЕМЫХ ЧАСТИЦ

Выше оговаривалось о том, какие странные частицы предлагается исследовать. Следует разъяснить, в чем состоит удобство их измерения в рамках экспериментальной программы измерений на детекторе MPD. Для этого, необходимо сначала рассмотреть, каковы основные моды распадов для сигма-гиперонов:

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. Тогда рассмотрим для нейтронов и антинейтронов, каковы вероятности взаимодействия с различными материалами.

В эксперименте OBELIX, работавшем на установке CERN LEAR с 1991 до 1996 года, исследовалось сечение поглощения антинейтронов в веществе [6].

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 происходит 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:

$$\sigma_{ann}(p_{\bar{n}}, A) = (a + b/p_{\bar{n}} + c/p_{\bar{n}}^2) \cdot A^x \quad (4)$$

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 харак-

тер. 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 [7].

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

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Эксперимент MPD — один из 2 планируемых детекторов на ускорителе NICA, создан для исследования свойств материи, возникающей в условиях высокой барионной плотности при высоких энергиях.

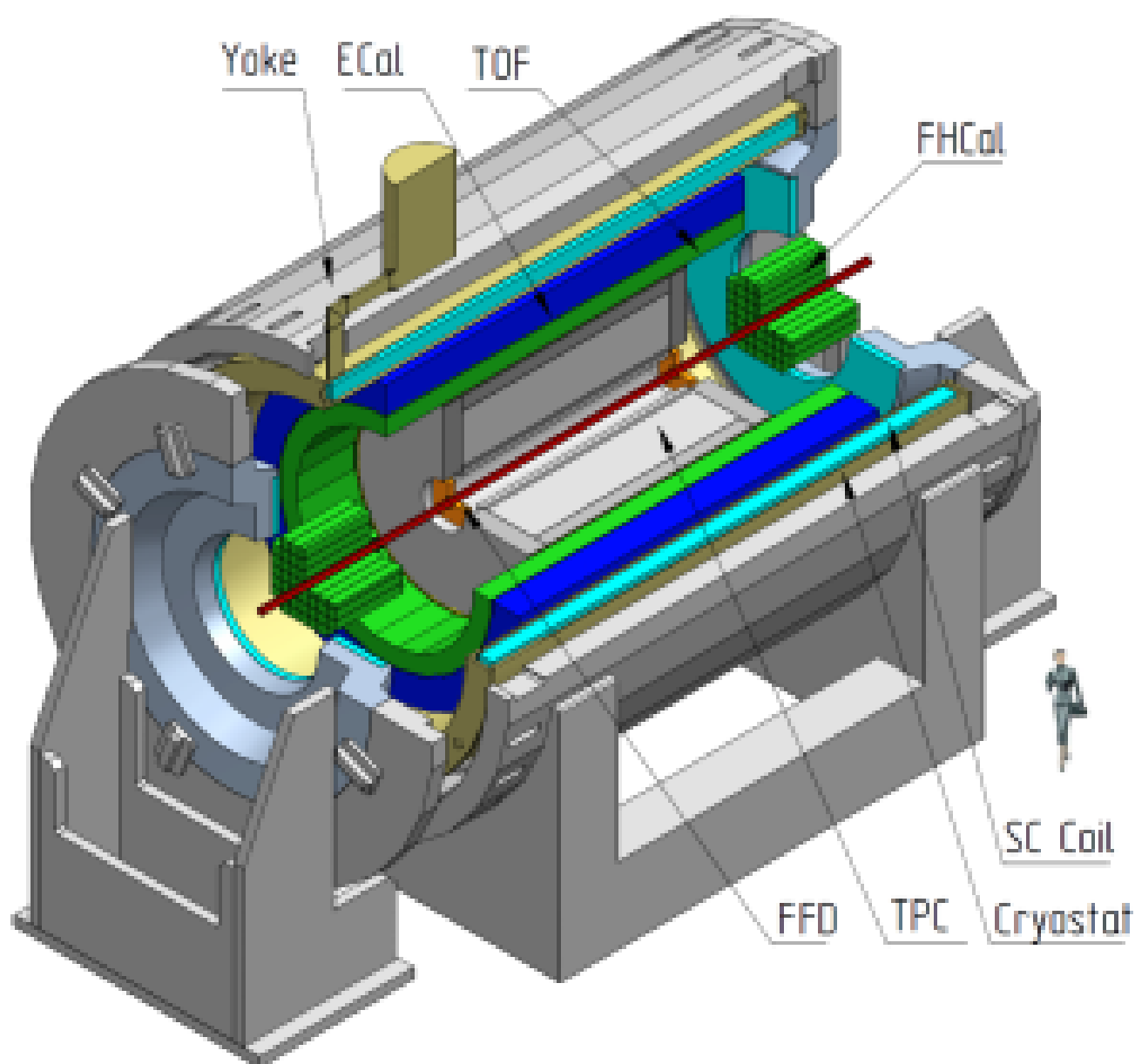


Рисунок 1 — Устройство эксперимента MPD

Будем рассматривать для применения электромагнитный калориметр ECal,

поскольку эта установка способна решить интересующие нас процессы детектирования.

Устройство детектора [8] оптимизировано для регистрации одного из самых значимых наблюдаемых в столкновениях тяжелых ионов - спектра фотонов, содержащих информацию о массе самых различных явлений - как сведения о потоке нейтральных мезонов и прямых фотонов, так и дополнительное измерение энергий электрона и времени пролета для частиц.

ESal — электромагнитный калориметр высокого разрешения типа "шашлык регистрирующий фотоны и электроны с p_T от 40 МэВ/с до 3 ГэВ/с. Его основные характеристики следующие:

Область покрытия по псевдобыстроте: $-1.2 > \eta > 1.2$

Расстояние до точки взаимодействия: 460 см

Область покрытия по азимуту: $\Delta\phi = 360^\circ$

Модульность: 2400 модулей 8 различных типов

Обладает проекционной геометрией

Материал изготовления: Сцинтиллятор - полистирол, Pb как радиатор для развития электромагнитного ливня

Глубина в единицах радиационных длин: $11 X_0$

Число ячеек энерговыделения (башен): 38400

Установка из-за малости места внутри основного магнита имеет некоторую нехватку по радиационной длине - ожидаются потери энергии через заднюю стенку калориметра порядка 10% от регистрируемых. Доля собираемой энергии составляет порядка 34-39% от выделяемой в световыделяющем элементе. При этом статистическая неопределенность получающегося результата невелика. Ожидаемое энергетическое разрешение составляет 5-7%, временное разрешение 0.5 нс с ростом до 0.2 при росте энергии. Координатное разрешение потенциально может достигать 1 мм.

ПОДГОТОВКА КРИТЕРИЕВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ КАЛОРИМЕТРЕ

Сама задача идентификации, при рассмотрении ее с точки зрения отдельного детектора (и калориметр здесь является неплохой отправной точкой в силу своей способности регистрировать любую проходящую частицу) может быть математически сформулирована следующим образом:

- Введем понятие $GPIB$ - глобального бина регистрации.

Это всевозможная совокупность прямо измеренных характеристик кластера. В силу конечности измеряемого диапазона энергий и конечности разрешений детектора, можно создать универсальную дискретную нарезку областей регистрации этого детектора и учетом погрешностей при регистрации этих параметров. Эту область в пространстве параметров можно назвать областью наблюдаемых параметров. В таком случае, каждый кластер можно поместить в некоторый дискретный фрагмент этой области. Следовательно, используя некоторый набор статистики, можно построить заполняющую всю область детектирования вектором плотности населения каждым типом частиц и добавить там долю заселения конкретного бина от доли заселения всего пространства. Тогда решением задачи станет фрагмент этой глобальной области, в котором будет достаточное количество статистики от общей при максимальной плотности искомых частиц. Несложно заметить, что алгоритм, который будет находить такую область, можно построить так: Решаем задачу на глобальную оптимизацию доли искомых частиц. Затем добавляем соседние бины, которые обладают наилучшим соотношением между частицами, до тех пор, пока не выполним требование на необходимый статистический объем.

Несложно заметить, что такое решение подразумевает, что подлежащая под детекторным сэмплированием плотность соотношений - непрерывна и не

обладает сразу несколькими максимумами. Такой метод, при своей формальной красоте, к сожалению требует весьма значимых вычислительных ресурсов, а также весьма требователен к объему статистики для своего запуска.

Более консервативный подход предполагает эвристическое решение, не ищущее оптимальности с одной стороны, с другой весьма нетребовательное к технической стороне вопроса. Будем идти по нему как по рабочему варианту. Поскольку на текущий момент, никаких критериев для идентификации еще не сформулировано для этого детектора, то сформулируем их в самом общем виде списка из доступных:

- 1) Диапазон энергий
- 2) Число ячеек
- 3) Форма кластера
- 4) Время пролета
- 5) Нейтральность кластера

Будем уделять отдельное внимание доле нейтронов и антинейтронов в выборке, в силу наибольшего интереса к нашей проблеме.

Вопрос о числе ячеек следует временно отложить в сторону, поскольку он внутренне связан с геометрическим критерием, создавая запутанную трехмерную задачу - тем более, что доля нейтронных кластеров выше именно при небольшом числе ячеек.

Форма представляет собой несколько более простой вопрос. Можно построить отношение доли нейтронов относительно всей выборки в детекторе в зависимости от дисперсии по двум осям. Распределение выглядит следующим образом:

Relative neutron purity on dispersion

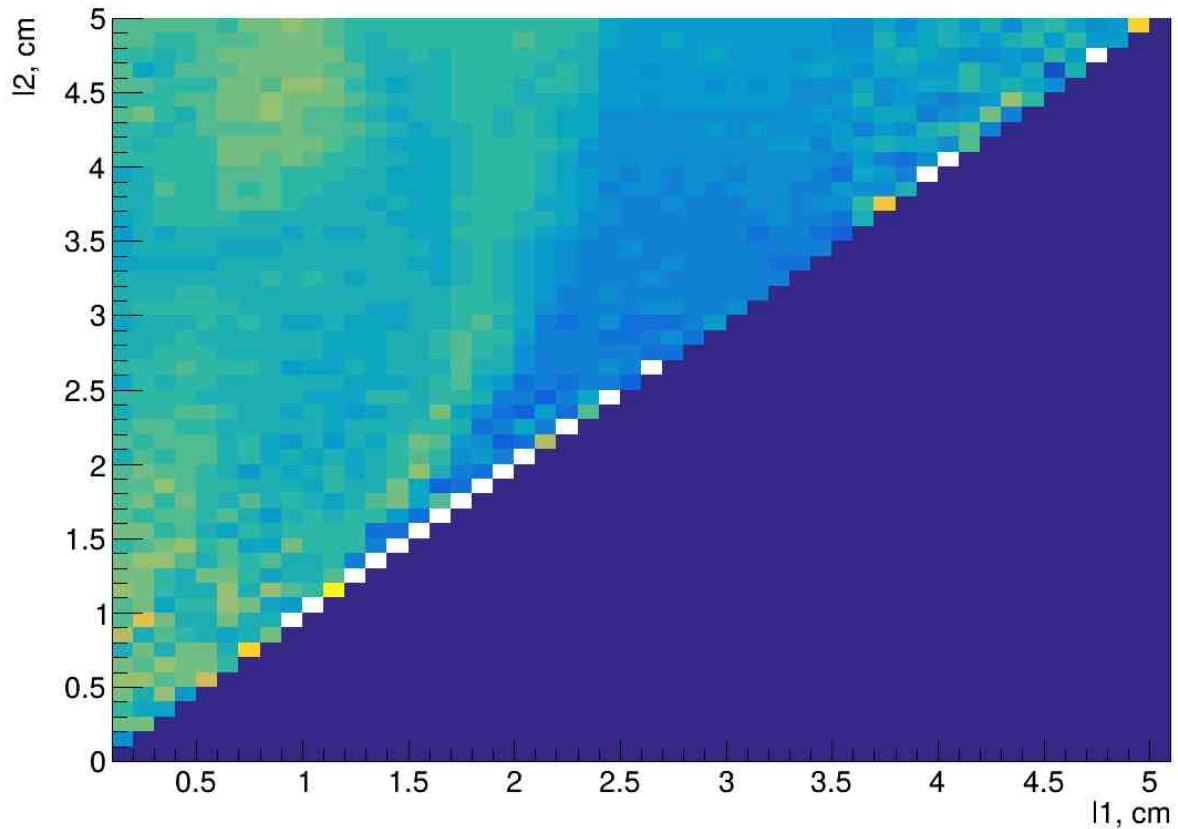


Рисунок 2 — Отношение числа нейтронов ко всем частицам, кластеры с определенным размером по двум дисперсиям

К сожалению, несмотря на то, что можно выделить области, где на некоторые проценты вырастает число нейтронов в выборке, это кат с довольно-таки низкой эффективностью и малым выигрышем в чистоте, к тому же, его форма будет весьма нетривиальной.

Энергия для отбора нейтронных кластеров весьма интересный инструмент. Связь между выделенной энергией нейтроном в калориметре и собственной энергией нейтрона весьма слабая:

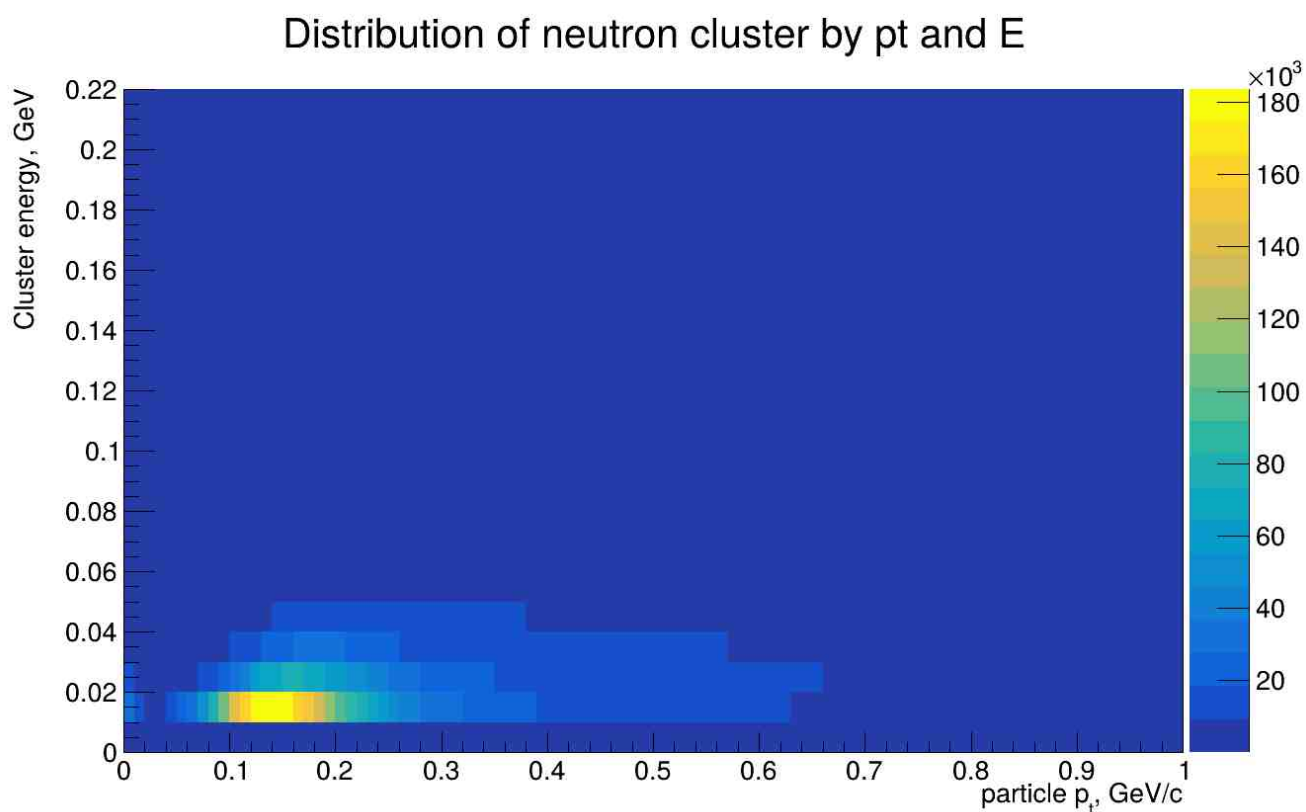


Рисунок 3 — Распределение нейтронных кластеров в зависимости от энергии и p_t частицы

Это значит, что для восстановления импульса нейтронов придется применять вместо выделенной энергии - время пролета, следовательно, распределение по нему будет давать спектр, а энергию кластера можно использовать в качестве переменной отбора.

На картинке ниже, можно увидеть, что нейтронные кластеры, в значительной мере занимают область мягких кластеров - где даже доминируют над остальным вкладами.

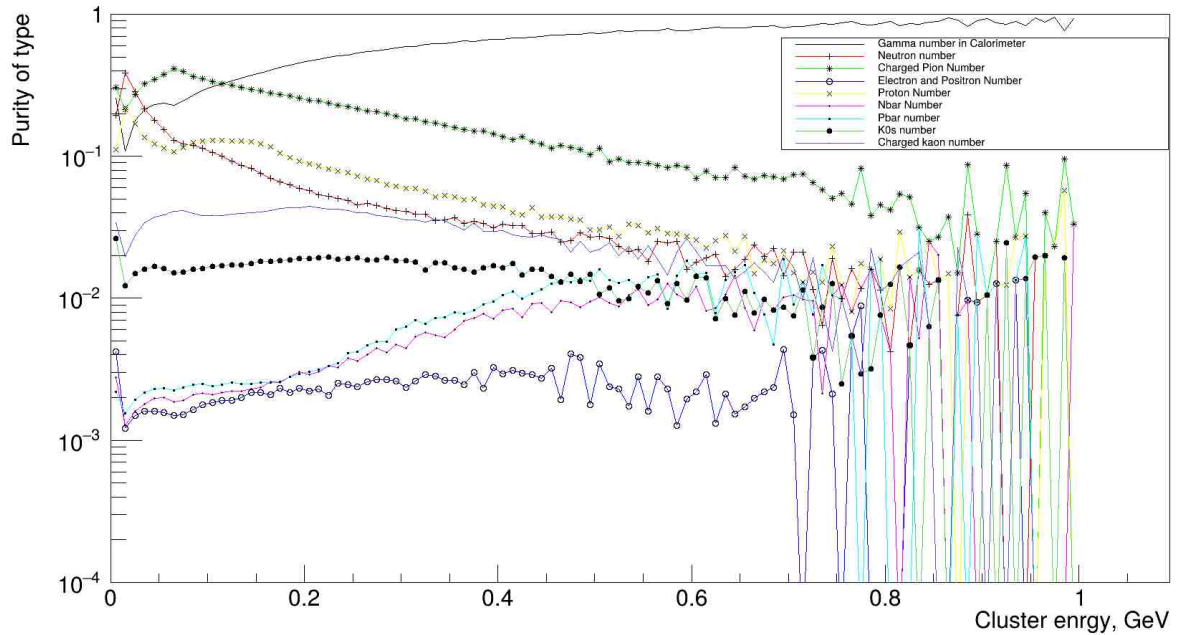


Рисунок 4 — Доли разных типов кластеров в зависимости от энергий

Выбирая всего лишь просто область мягких кластеров, можно будет получить примерно 30-40% purity для нейтронов.

Наконец, самый интересный из всех - это комбинирование с сигналом находящегося на 20 см ближе к точке взаимодействия чем калориметр детектора TOF. Этот детектор имеет исключительно сигнал от заряженных частиц, в отличие от калориметра, а потому может служить в роли вето-детектора. При этом, его быстроедействие также велико. Следовательно, он будет весьма подходящим инструментом для классификации кластеров на оставленные заряженными и незаряженными частицами.

Выработка критерия будет происходить следующим образом: Изучим корреляции между наличием тоф-хитов и кластеров Проверим, что для незаряженных частиц, будет оставаться только фоновое распределение по координатной разности между частицами

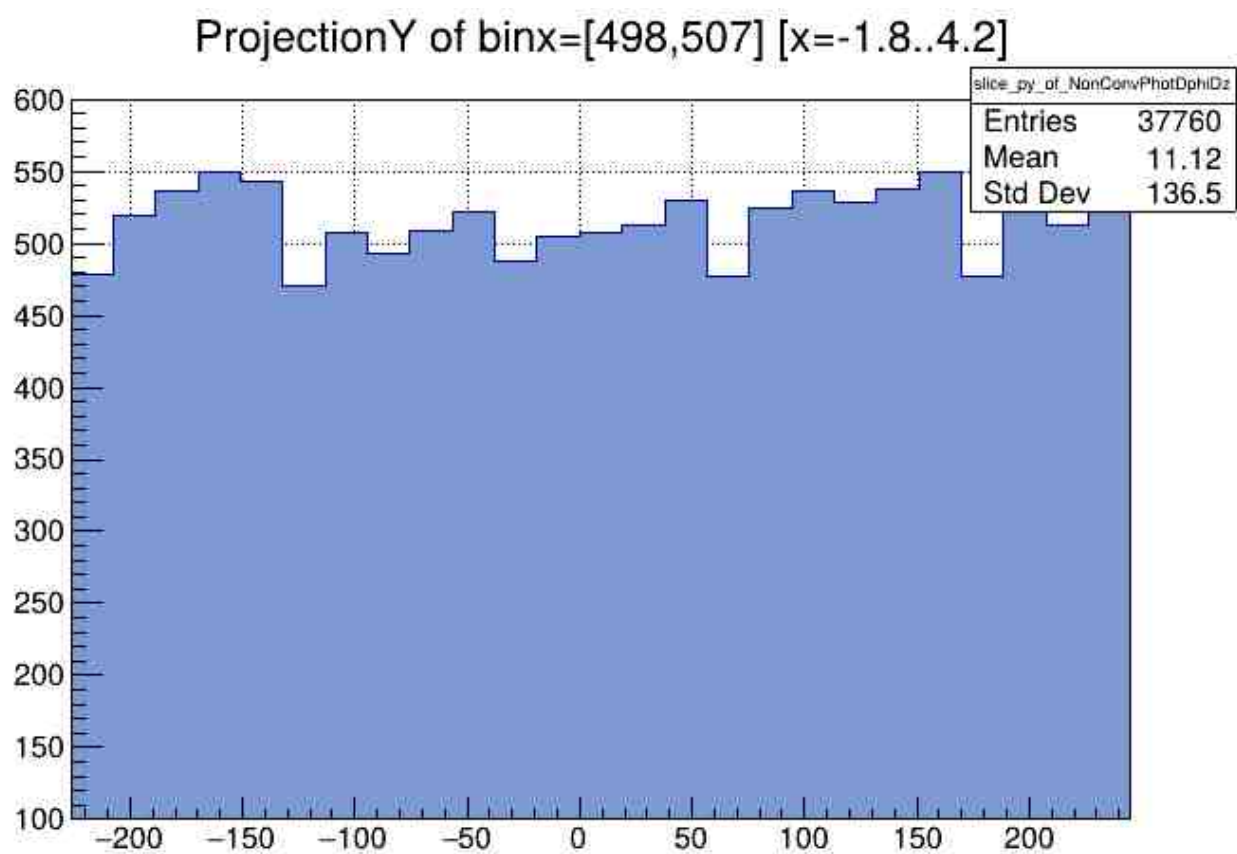


Рисунок 5 — Распределение по разности регистрации координаты между кластерами и проекциями TOF-хитов на поверхность калориметра для фотонов, попавших в детектор

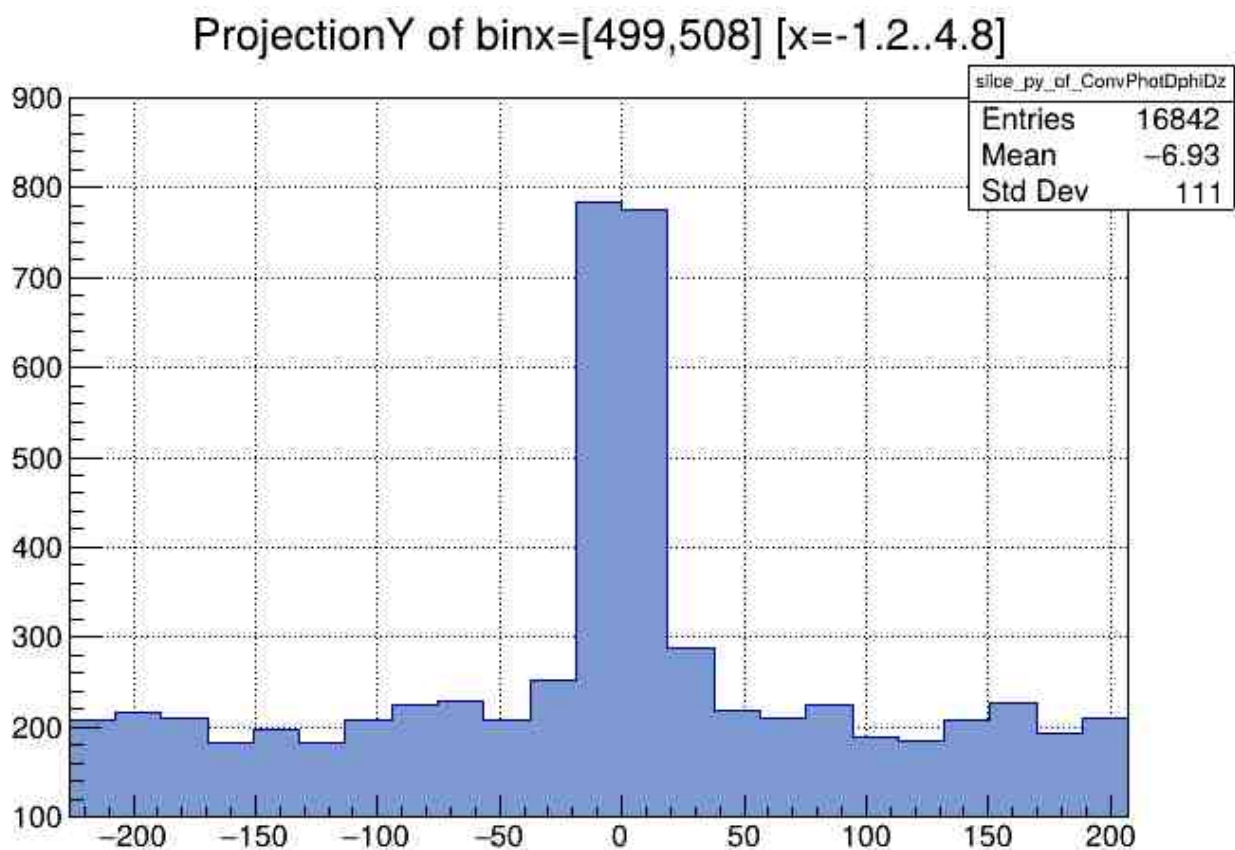


Рисунок 6 — Распределение по разности регистрации координаты между кластерами и проекциями TOF-хитов на поверхность калориметра для электронов и позитронов, полученных в результате конверсии из фотона в детекторе TRD

Этот результат также валидирует выбранный мэтчинг по ближайшему TOF-хиту к зарегистрированному кластеру, поскольку демонстрирует между ними явную разницу.

Затем обрабатываем зависимость между параметрами корреляционных пиков в зависимости от энергии кластеров, получающихся в детекторе, получая поведение параметров запрещенной TOF-области.

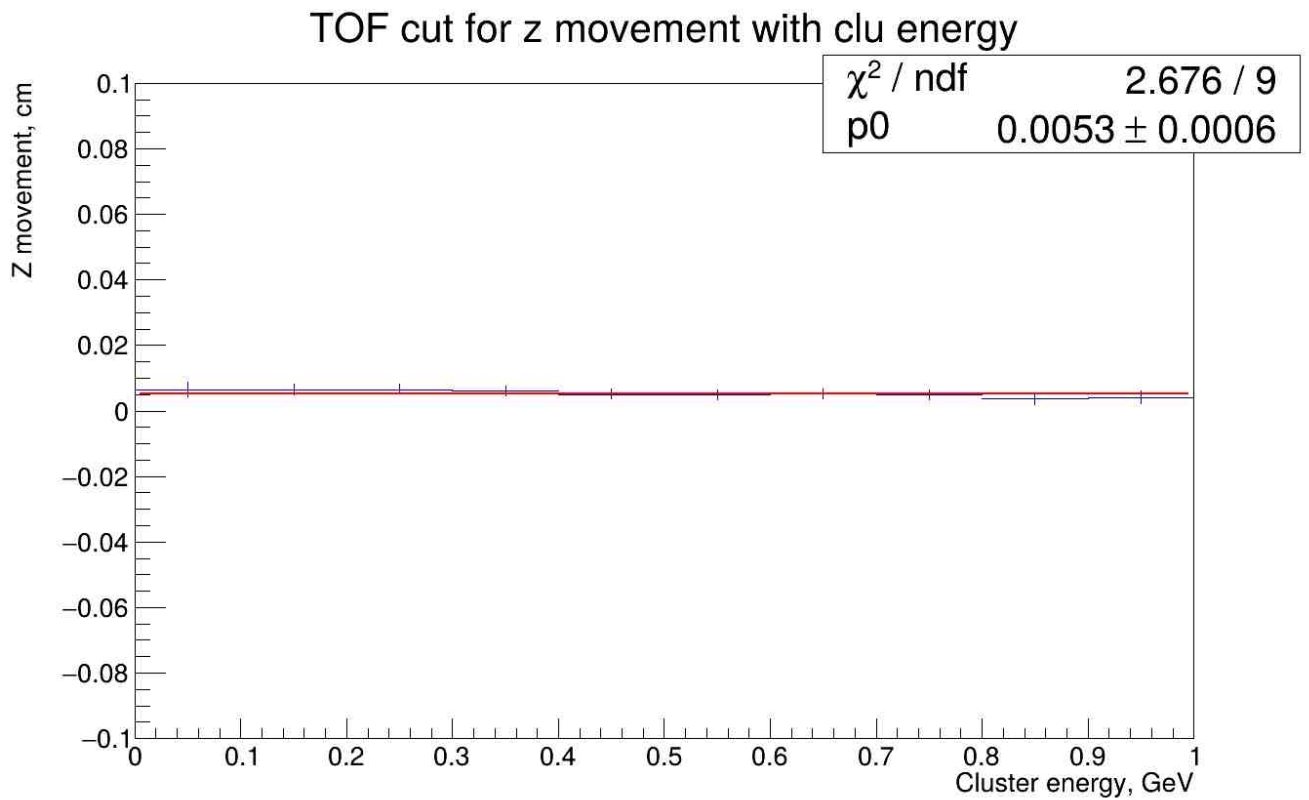


Рисунок 7 — Среднее смещение проекции TOF-хита от кластера в калориметре в зависимости от энергии, ось z

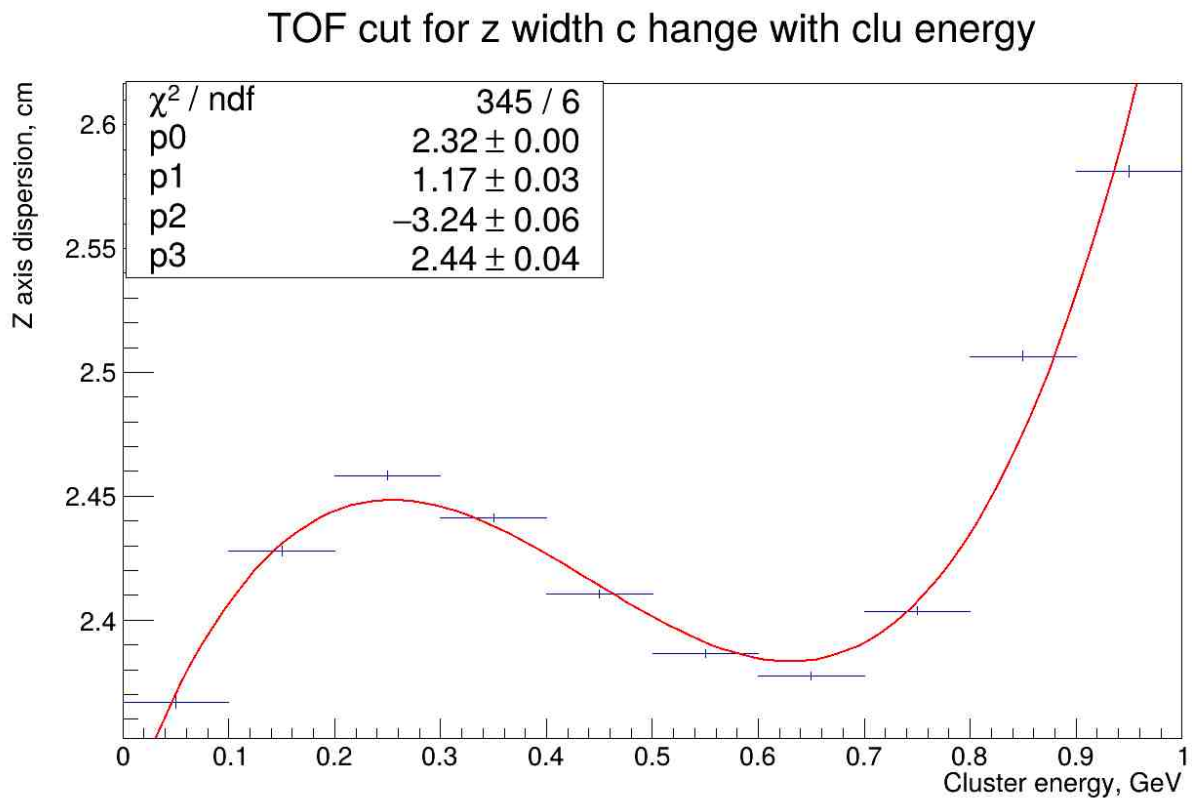


Рисунок 8 — Дисперсия проекции TOF-хита на клаориметр от кластеров в калориметре в зависимости от энергии, ось z

Эта зависимость, вероятно, является следствием использования проективной геометрии в калориметре.

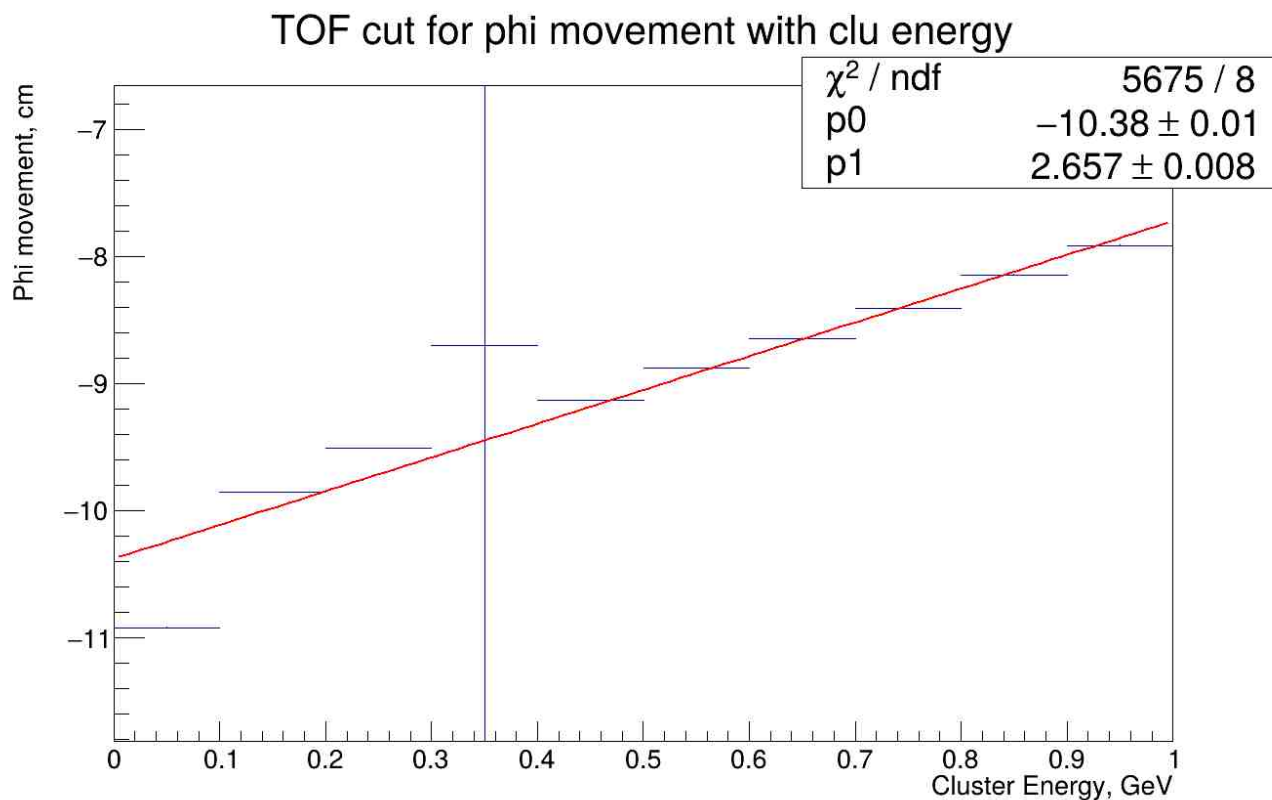


Рисунок 9 — Среднее смещение проекции TOF-хита от кластера в калориметре в зависимости от энергии, ось ϕ

TOF cut for phi width change clu energy

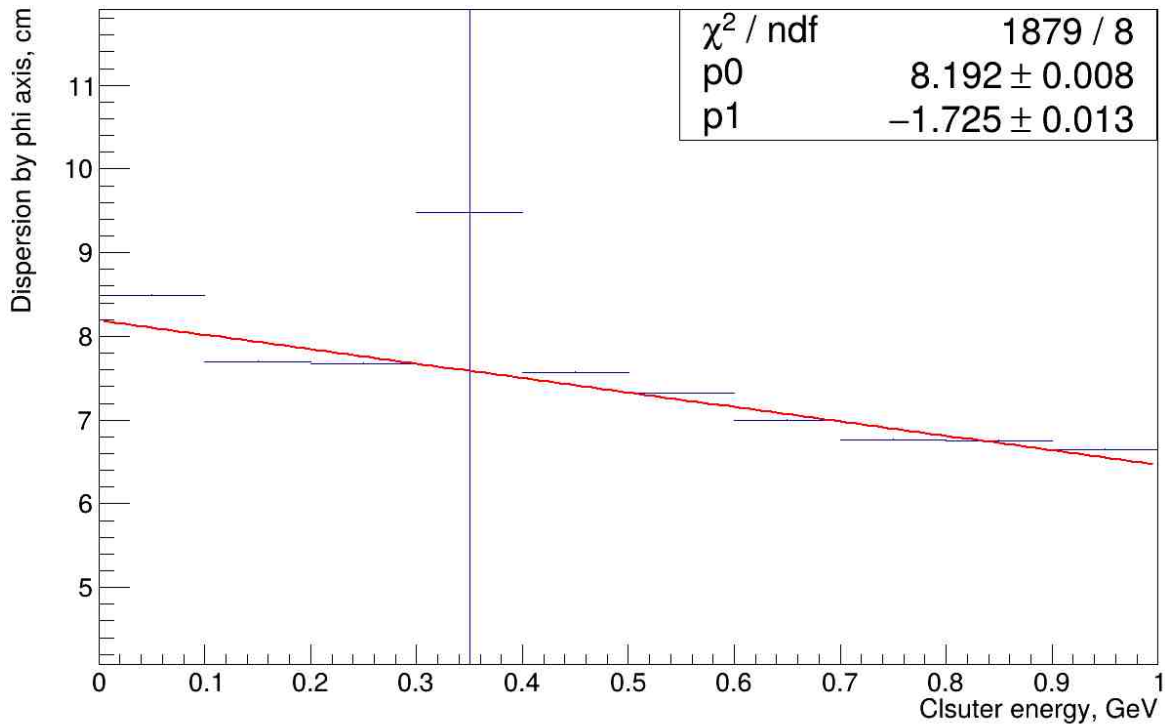


Рисунок 10 — Дисперсия проекции TOF-хита на клаориметр от кластеров в калориметре в зависимости от энергии, ось ϕ

Следует отметить, что форма этого ката есть следствие удаления одного детектора от другого. В нормальной ситуации, veto-детектор располагается точно перед калориметром и работает с ним в паре. Форма, фактически, представляет собой два эллипса, у которых полуоси - дисперсии, направление обнаруженного хита отвечает за знак.

В данных, однако, нет возможности выяснить, какой именно TOF-хит следует мэтчить с кластером для наложения требований. Простейшим образом, будем считать, что ближайший, однако, это не такой очевидный вопрос, как может показаться. Посмотрим, как TOF-кат влияет на соотношение частиц в спектре кластеров. Результат довольно-таки положительный:

Gamma number in Calorimeter

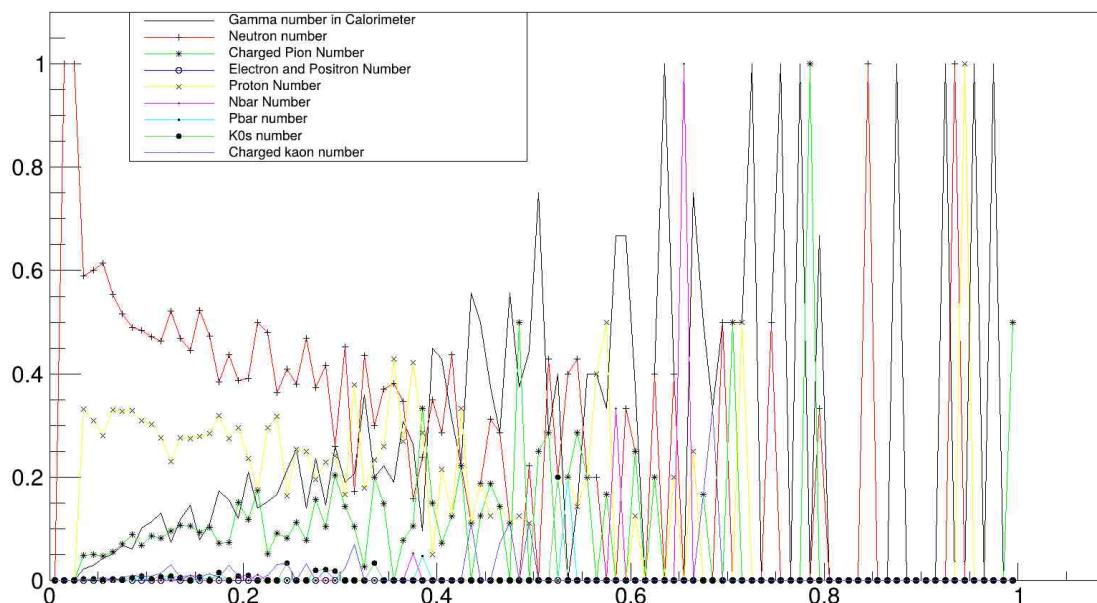


Рисунок 11 — Соотношение между числом различных частиц после ката на нейтральность (малая выборка)

В целом, этот результат объясним. Мягкие фотонные кластеры и сами в ощутимой мере состоят из конверсионных фотонов, превратившихся в электрон-позитронную пару в детекторе TRD, так что эффективно подавляются требованием на нейтральность, наряду с заряженными пионами, которые составляют второй вклад в спектр кластеров. Несколько неожиданным в этом смысле будет сохранение значительного количества протонов в выборке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована планируемая структура работ и проведен первичный обзор материалов, необходимых для формулирования плана работ и подбора нового еще не проведенного измерения.

Начат процесс формулирования и описания отборов, которые помогут увеличить интересующую статистику по регистрируемым частицам при наблюдении на данных. Текущие полученные критерии:

- 1) Энергетический диапазон кластеров от 30 до 200 МэВ
- 2) Кат на нейтральность в виде двух эллипсов со смещениями при помощи данных с детектора TOF

Также обнаружено, что соотношений, которые бы позволили получить повышение доли нейтронов на основании двумерной формы кластера, в очевидном виде, не наблюдается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vereschagin S. V.* MPD: Multi-Purpose Detector of the NICA Collider // Physics of Particles and Nuclei. — 2025. — Т. 56. — ISSN 1531-8559.
2. *Becattini F., Stock R.* Investigating the QCD phase diagram with hadron multiplicities at NICA // Eur. Phys. J. A. — 2016. — Т. 52, № 8. — С. 234.
3. *Lungwitz B.* NA49 Results on Hadron Production: Indications of the Onset of Deconfinement? // AIP Conference Proceedings. — 2006. — Т. 828. — С. 321—326.
4. *Rafelski J.* Strangeness enhancement // The European Physical Journal Special Topics. — 2008. — Т. 155, № 1. — С. 139—166.
5. *Biró T., Zimányi J.* Quarkochemistry in relativistic heavy-ion collisions // Physics Letters B. — 1982. — Т. 113, № 1. — С. 6—10.
6. 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.
7. 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.
8. Electromagnetic calorimeter for MPD spectrometer at NICA collider / A. Semenov [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2020. — Т. 15, № 05. — С. C05017.