



МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ ИМЕНИ Д. В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

КУРГАНОВ АЛЕКСАНДР АНДРЕЕВИЧ
МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
МНОГОКАНАЛЬНЫМИ СИСТЕМАМИ КРЕМНИЕВЫХ
ДЕТЕКТОРОВ

Специальность 1.3.15
Физика атомных ядер и элементарных частиц, Физика высоких энергий
Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н.

Александр Дмитриевич Панов

Москва 2023

Содержание

1	Введение	3
1.1	Введение	3
1.2	Космические лучи	11
1.3	Исследование изотопного состава космических лучей	12
1.4	Обзор существующих данных	16
1.4.1	LDEF	16
1.4.2	HEAO-3-C3	17
1.4.3	SuperTIGER	18
1.4.4	CRIS	19
1.5	Миссия НУКЛООН-2	21
2	Модельно-зависимый метод анализа	24
2.1	Постановка задачи	24
2.2	Прямой подход	25
2.3	Двумерный метод	29
3	Оптимизация спектрометра	32
3.1	Схема модели	32
3.2	Оптимизация толщины детекторов и поиск допустимого уровня шумов	33
3.3	Разделение изотопов в моделировании	34
4	Прототип СТИКЛ	36
4.1	Прототип СТИКЛ и проведенные тесты	36
4.2	Моделирование прототипа НУКЛООН-2	38
4.3	Моделирование мишени	39
5	Предварительная обработка и калибровка	41
5.1	Схема анализа	41
5.2	Первичная обработка экспериментальных данных	42
5.3	Калибровка экспериментальных данных	44
6	Анализ пучковых данных	48
6.1	Анализ теста с изотопами Ar	48
6.2	Обработка Хе и модельно-независимая методика	50
6.3	Результаты обработки Хе	55
6.4	Выводы	57

7	Проект ДЧС-НИКА	59
7.1	Описание проекта ДЧС-НИКА	59
7.2	Моделирование проекта ДЧС-НИКА	60
7.3	Влияние фрагментации	62
7.4	Точность установки ЛПЭ	63
7.5	Пространственное разрешение и реконструкция координат ядер	65
7.6	Работа методики ядерной “томографии”	67
7.7	Юстировка (алаймент) координатных плоскостей	69
7.8	Пучковый эксперимент с ДЧС-НИКА	76
7.9	Возможность параллельной работы с НУКЛОН-2	79
8	Результаты и заключение	83
9	Благодарности	85
10	Список использованных сокращений	86
11	Список использованных источников	87

1 Введение

1.1 Введение

Актуальность темы и степень ее разработанности

Впервые явление космических лучей (КЛ) – разреженного релятивистского газа стабильных частиц и ядер атомов в космосе, ускоренных до высоких энергий различными процессами во вселенной, было отмечено в начале XX века английским физиком Ч.Вильсоном. Отправной точкой подробного изучения данного явления можно считать эксперименты В.Гесса в 1912 году. С тех пор во многих экспериментах изучались энергетический спектр, химический и изотопный составы, а также угловое распределение частиц КЛ и эксперименты продолжаются до сих пор. Отдельно стоит отметить интерес к химическому и изотопному составу сверхтяжелых ядер КЛ.

Сверхтяжелые ($Z > 26$) и тяжелые ядра КЛ образуются различными путями. Тяжелые ядра образуются преимущественно в недрах звезд путем ядерного синтеза, осуществляемого за счет высоких температур и давления, достаточных для преодоления кулоновского отталкивания. Сверхтяжелые ядра КЛ образуются в основном через процесс нейтронного захвата (r - и s - процессы нуклеосинтеза). Эти процессы имеют существенно иную физику и происходят не в недрах звезд, а в ходе взрыва сверхновых и слияния нейтронных звезд. Тем самым, изучение сверхтяжелых ядер КЛ не только проливает свет на процессы их нуклеосинтеза, но и предоставляет важную информацию о физике взрывов сверхновых, слиянии нейтронных звезд, а также может дать ценную информацию о физике r - и s - процессов.

В некоторых современных моделях предполагается, что взрывы сверхновых часто происходят не одиночно, а в тесных ОВ-ассоциациях. В данных условиях порождаются аномалии в изотопном и химическом составе ядер КЛ, подробное изучение которых позволит исследовать данный процесс и среду, в которой происходит ускорение. Кроме того, в таких коллективных взрывах могут становиться более эффективными нестандартные механизмы ускорения КЛ, изучение которых важно для современной физики.

Важно отметить, что среди изотопов сверхтяжелых ядер КЛ имеется несколько удобных радиоизотопных часов. С их помощью можно установить возраст космических лучей, а при помощи ядер, распад которых происходит через процесс e -захвата, можно определить время, проведенное частицами КЛ до момента существенного ускорения.

Также, ядерная длина взаимодействия сверхтяжелых ядер КЛ меньше, чем у тяжелых ядер. Это означает, что их распространенность чувствительна к локальному окружению Солнца (в пределах 1 кпс). Изучение локального

окружения Солнца важно для таких задач, как описание распространения лептонной компоненты КЛ.

Для более полного изучения перечисленных проблем предложен космический эксперимент НУКЛООН-2, основным регистрирующим прибором которого должен стать одноименный спектрометр тяжелых и сверхтяжелых ядер КЛ - НУКЛООН-2. Рассмотрению вопросов оптимизации его конструкции и методик анализа его данных посвящена первая часть представленной работы.

С другой стороны, изучение физики сверхтяжелых ядер важно не только для астрофизики, но и в прикладных целях. Так, например, большой интерес представляет изучение особенностей их взаимодействия с электроникой в рамках исследований радиационной стойкости интегральных микросхем (ИМС), в особенности, предназначенных для установки на космические аппараты. Несмотря на низкий вклад в общую дозовую нагрузку тяжелых и сверхтяжелых ядер КЛ, случайное попадание такой частицы в ИМС может привести к существенной нестабильности или полному выходу из строя компонента электроники. На сегодняшний момент эта проблема весьма актуальна и требуются дополнительные экспериментальные данные, которые, в частности, предполагается получить в ходе работ с детекторной частью станции для облучения микросхем в ускорительном комплексе NICA (ДЧС-NICA) в ОИ-ЯИ. Вопросы оптимизации конструкции этого прибора и методик анализа его данных также рассмотрены в представленной работе.

В целом, перечисленные астрофизические и прикладные научные задачи показывают необходимость разработки методик регистрации и исследования сверхтяжелых ядер, что определяет **актуальность данной работы**.

Объект и предмет исследования

Объектами данного исследования являются спектрометр НУКЛООН-2 (и его прототип), спектрометр ДЧС-NICA, а также математические алгоритмы обработки данных с этих приборов.

Предмет исследования — изучение в разработанных моделях и в пучковых экспериментах основных физических характеристик указанных спектрометров и методик анализа их данных.

Цели и задачи исследования

Целью исследования является разработка методик регистрации тяжелых и сверхтяжелых ядер в космических и наземных экспериментах для спектрометров на основе многослойных тонких кремниевых детекторов. Задачи ис-

следования следующие:

1. Разработка математической модели спектрометра НУКЛОН-2, предназначенного для изучения зарядового и изотопного состава тяжелых и сверхтяжелых ядер космических лучей, и представляющего собой ионизационный калориметр полного поглощения из большого числа одинаковых слоев кремниевых детекторов;
2. Разработка модельно-зависимой и модельно-независимой методик обработки данных спектрометра НУКЛОН-2 для разделения регистрируемых ядер по заряду и массе;
3. Проведение оптимизации конструкции этого спектрометра на основе созданной модели и методик обработки данных с целью повышения зарядового и массового (изотопного) разрешения прибора при регистрации тяжелых и сверхтяжелых ядер.
4. Определение, с применением предложенных методик обработки, зарядового и массового разрешения прототипа спектрометра НУКЛОН-2 при регистрации различных ядер в экспериментах на пучках ускорителя;
5. Разработка математической модели спектрометра ДЧС-НИСА, предназначенного для определения заряда, массы и точки попадания ядер пучка ускорителя в образцы ИМС.
6. Разработка методики определения взаиморасположения координатных кремниевых детекторов в созданной аппаратуре ДЧС-НИСА по данным регистрации в ней пролетных ядер (без остановки в объеме микросхемы), которая позволит реализовать оптимальное координатное разрешение созданного прибора (т.н. методика юстировки).
7. Разработка методики определения расположения конструктивных элементов ИМС по данным регистрации в аппаратуре ДЧС-НИСА пролетных ядер, которая позволит определять точку попадания ядер ускорителя в исследуемую ИМС без вскрытия корпуса (т.н. методика ядерной “томографии”).
8. Проверка работоспособности разработанной методики юстировки на экспериментальных данных, полученных в ходе первых испытаний ДЧС-НИСА на пучках ядер.

Научная новизна

В работе представлены результаты разработки и испытаний новой аппаратуры: спектрометров НУКЛОН-2 и ДЧС-НИСА, а также новые, созданные для этих приборов методики работы и анализа данных. В том числе:

- Для новых спектрометров НУКЛОН-2 и ДЧС-НИСА были разработаны математические модели, которые позволили оптимизировать их конструкции;
- Для анализа данных спектрометра НУКЛОН-2 предложен модельно-зависимый метод определения массового состава регистрируемых ядер, который имеет много новых деталей по сравнению с использованными ранее методами этого типа и позволяет работать со сверхтяжелыми ядрами;
- Также, для анализа данных спектрометра НУКЛОН-2 предложен новый, не имеющий аналогов модельно-независимый метод анализа массового состава сверхтяжелых ядер;
- Для работы с аппаратурой ДЧС-НИСА предложен новый метод юстировки положения координатных детекторов в составе аппаратуры;
- Также для работы с ДЧС-НИСА предложен новый, полностью оригинальный метод ядерной “томографии”.

Методология исследования

Методология данной работы основана на математическом Монте-Карло моделировании аппаратуры и условий её работы в экспериментах НУКЛОН-2 и ДЧС-НИСА. Моделирование выполнено в пакете CERN Geant4. Алгоритмы анализа созданы с использованием пакета CERN ROOT с опорой на математическое моделирование. Прототип спектрометра НУКЛОН-2 и аппаратура спектрометра ДЧС-НИСА испытаны на пучках ядер ускорителей в Дубне и CERN.

Положения, выносимые на защиту

Для спектрометра НУКЛОН-2:

1. По результатам моделирования, для конструкции прибора, состоящего из одинаковых слоев кремниевых детекторов, изотопное разрешение для тяжелых и сверхтяжелых ядер достигает оптимума при толщине

одного слоя кремниевого детектора 2 миллиметров (для максимально допустимого шума электроники – 5 МэВ).

2. Согласно результатам работы созданных методик обработки данных, модельное изотопное разрешение для ядер от неона до диспрозия в оптимальной конструкции прибора составляет от 0.24 до 1.6 атомных единиц массы (а.е.м.).
3. Массовое разрешение в результатах обработки экспериментальных данных, полученных на пучке ядер аргона с прототипом спектрометра НУКЛОН-2 и предложенными методиками обработки, составило 0.28 а.е.м.

Для аппаратуры ДЧС-NISA :

4. По результатам моделирования ожидаемая ошибка измерения ЛПЭ в тестируемых микросхемах не превышает 7% с учетом эффектов многократного рассеяния ядер-снарядов в материале детекторов спектрометра.
5. Конструктивные сдвиги и повороты координатных детекторов в аппаратуре ДЧС-NISA компенсируются при применении предложенной методики юстировки, с ожидаемыми ошибками не превышающими 0.04 мм и 0.2 микро радиан соответственно.
6. Созданная методика ядерной “томографии” для аппаратуры ДЧС-NISA позволяет определять координаты основных конструктивных элементов исследуемых ИМС без вскрытия корпуса микросхемы по результатам анализа прохождения пролетных ядер от ускорителя.

Теоретическая и практическая значимость

Разработанные автором методики для анализа данных спектрометра НУКЛОН-2, а также проведенная оптимизация спектрометра позволит получить новые данные по изотопному составу сверхтяжелых ядер, а также улучшить статистику химического состава ядер космических лучей.

Работа автора по созданию методик для работы с аппаратурой ДЧС-NISA позволит получить больше экспериментальных данных по воздействию высоких ЛПЭ на современные интегральные микросхемы, что, в свою очередь, может способствовать разработке новой радиационно-стойкой элементной базы, в том числе, для использования в космических аппаратах.

Личный вклад автора

Все выносимые на защиту результаты и положения получены лично автором или при его определяющем участии:

1. Для спектрометра НУКЛОН-2 автором выполнено моделирование его изотопного разрешения с различными толщинами кремниевых слоев.
2. Для спектрометра НУКЛОН-2 автором разработаны модельно-зависимая и модельно-независимая методики обработки данных для анализа изотопного состава регистрируемых ядер.
3. Модельно-зависимая методика обработки данных для спектрометра НУКЛОН-2 применена автором в ходе обработки экспериментальных данных, полученных на пучке ядер аргона с прототипом спектрометра НУКЛОН-2.
4. Для аппаратуры ДЧС-NICA автором выполнено моделирование точности измерения линейной передачи энергии (ЛПЭ).
5. Для аппаратуры ДЧС-NICA автором разработана методика юстировки плоскостей детекторов. Работоспособность данной методики проверена автором при её применении к экспериментальным данным, полученным в ходе первых испытаний аппаратуры ДЧС-NICA на пучках ядер.
6. Также, для аппаратуры ДЧС-NICA автором разработана т.н. методика ядерной “томографии”.

Степень достоверности результатов

Достоверность результатов, представленных в работе, подтверждалась в ходе пучковых экспериментов с прототипом спектрометра НУКЛОН-2 и с аппаратурой ДЧС-NICA. В частности:

- в ходе эксперимента с пучком ядер аргона было подтверждено модельное значение изотопного разрешения конструкции спектрометра НУКЛОН-2, а также проверена работоспособность модельно-зависимой методики анализа данных;
- в ходе эксперимента с пучком ядер ксенона была подтверждена работоспособность модельно-независимой методики обработки данных;
- в ходе испытаний аппаратуры ДЧС-NICA на пучке ядер ксенона подтверждена работоспособность предложенной методики юстировки на пролетных ядрах.

Апробация работы

Результаты диссертации были доложены на следующих конференциях:

- Heavy isotopes cosmic ray spectrometer (HICRS) for the NUCLEON-2 mission (Устный). Авторы: Карманов Д., Ковалев И., Курганов А., Панасюк М., Панов А., Подорожный Д., Седов Г., Ткачев Л., Турундаевский А. 35th International Cosmic Ray Conference, Busan, Корея, Республика, 12-20 июля 2017
- The current status of the NUCLEON-2 mission (Устный). Авторы: Булатов В.Л., Курганов А.А., Васильев О.А., Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Панасюк М.И., Панов А.Д., Подорожный Д.М., Полков Д.А., Седов Г.Е., Ткачев Л.Г., Ткачев П.Л., Турундаевский А.Н., Филиппов С. 26th Extended European Cosmic Ray Symposium and 35th Russian Cosmic Ray Conference, Барнаул/Белокуриха, Россия, 6-19 июля 2018
- Применение трековых методов при исследовании параметров чувствительности интегральных микросхем к воздействию тяжелых заряженных частиц (Стендовый). Авторы: Васильев О.А., Воронин А.Г., Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Курганов А.А., Меркин М.М., Панов А.Д., Подорожный Д.М., Турундаевский А.Н. Приоритетные направления инновационной деятельности в промышленности, г. Казань, Россия, 30 июня - 30 сентября 2020
- V. Bulatov, S. Fillipov, D. Karmanov, I. Kovalev, A. Kurganov, M. Panasyuk, A. Panov, D. Podorozhny, D. Polkov, L. Tkatchev, P. Tkatchev, A. Turundaevskiy, and O. Vasiliev. Nucleon-2 mission for the investigation of isotope and charge composition of cosmic ray ions. *Advances in Space Research*, 64(12):2610–2618, 2019.
- Детекторная часть станции для исследований и облучений перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники пучками ионов высокой энергии (Устный). Авторы: Васильев О.А., Воронин А.Г., Карманов Д.Е., Ковалев И.М., Курганов А.А., Меркин М.М., Панов А.Д., Подорожный Д.М., Сливин А.А., Сыресин Е.М., Ткачев П.Л., Турундаевский А.Н., Филатов Г.А. IX ВСЕРОССИЙСКАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «ЭКБ-2020», город Москва, конференц-зал теплохода «Порт Артур», Россия, 10-11 сентября 2020
- Текущий статус миссии НУКЛОН-2 (Устный). Авторы: Карманов Д., Ковалев И., Курганов А., Панов А., Подорожный Д., Ткачев П., Турун-

даевский А., Васильев О. 36-я Всероссийская конференция по космическим лучам, НИИЯФ МГУ, Россия, 28 сентября - 2 октября 2020

Результаты работы были также опубликованы в 6 статьях[30, 31, 32, 33, 34, 42].

1.2 Космические лучи

Космические лучи (КЛ) - разреженный релятивистский газ из стабильных частиц и ядер атомов в космосе, ускоренный до высоких энергий различными процессами во Вселенной. [1]

Впервые данное явление было отмечено в начале XX века английским физиком Ч. Вильсоном. В экспериментах по проводимости газов им был замечен спонтанный электрический ток, объяснить который ионизацией газа от гамма-излучения от естественной радиоактивности Земли не удавалось. Существование данного спонтанного тока даже в условиях сильно экранированной установки толстым слоем свинца привело Ч. Вильсона к предположению, что данное излучение имеет внеземную природу. [2]

Наличие внеземного излучения было подтверждено в нескольких экспериментах, среди которых эксперименты Д. Гоккеля на воздушном шаре и Г. Вульфа на Эйфелевой башне. Однако, наиболее результативный эксперимент был проведен австрийским физиком В. Гессом в 1912 году. Именно в них было обнаружено, что показания ионизационного тока с высотой сначала резко падают из-за ослабления влияния радиации Земли, а потом начинают расти за счет увеличения доли космического излучения. Кроме того, во время одного из экспериментов произошло солнечное затмение, при котором ионизационный ток не упал, из чего В. Гесс сделал верный вывод, что источником излучения (основным) является не Солнце. В 1936 году за открытие явления космических лучей В. Гессу была присуждена Нобелевская премия.

Работы В. Гесса продолжил Р. Милликен в 1922-1926 годах. Именно он ввел термин "Космические лучи". В его экспериментах высота измерения была существенно выше, чем в предыдущих - до 15.5 км и была показана определенная закономерность, связанная с поглощением КЛ в атмосфере. Р. Милликену принадлежит также и идея о зарождении космических лучей в межзвездном пространстве, но не в звездах. Вслед за В. Гессом Р. Милликен также полагал, что космические лучи - это гамма-кванты, и по аналогии называл их проникающее излучение "космическими лучами", хотя по факту они не имеют ничего общего с лучами света. [3]

Космические лучи принято разделять на две категории - галактические (ГКЛ) и солнечные (СКЛ). Основным источником ГКЛ, согласно современным представлениям [4], являются разлетающиеся оболочки сверхновых звезд, разгоняющих частицы до энергий выше 10^{15} эВ/нуклон. Взрывы сверхновых звезд помимо этого являются и главным источником практически всех элементов тяжелее гелия во вселенной.

Суммарный по всем родам частиц спектр резко падает с ростом энергии и имеет степенной вид (рис. 1) $\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 E^{-\gamma}$. Степенной показатель γ несколько

меняется и претерпевает два существенных излома на энергиях около $3 \cdot 10^{15}$ эВ и $10^{18} - 10^{19}$ эВ. Эти два излома называют “коленом” и “лодыжкой” соответственно. В области до колена $\gamma = 2.71$, после чего γ плавно меняется от 3.1 до 3.2 вплоть до второго излома. Теоретический верхний предел энергии космических лучей для протонов определяется пределом Грайзена-Зацепина-Кузьмина (так называемое ГЗК-обрезание) на энергии $5 \cdot 10^{19}$ эВ. Выше этой энергии протоны взаимодействуют с реликтовыми фотонами с рождением пионов, пока их энергия не упадет ниже порога данной реакции. Однако, на деле Земли достигают и лучи, превышающие данный энергетический порог; факт существования таких частиц называют парадоксом ГЗК и объясняется различными предположениями, рассмотрение которых в данной работе не предусмотрено.

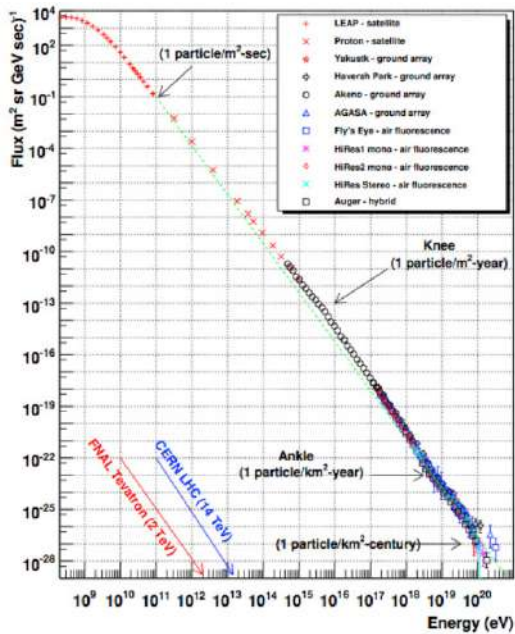


Рис. 1: Суммарный спектр космических лучей [5].

данного порога в более высокие энергии и увеличение точности измерений в области колена.

1.3 Исследование изотопного состава космических лучей

Изучение галактических космических лучей дает большое количество данных, важных не только для физики космоса, но и в других областях науки.

Основные методики изучения космических лучей делятся на два типа - косвенные измерения при помощи наземных установок, регистрирующих каскад частиц, образованный в атмосфере от первичной иноземной частицы и прямые, регистрирующие непосредственно сами частицы на спутниках вне плотных слоев атмосферы. Ограничением первого рода установок является ограниченный размер установки, в то время как ограничением установок второго рода является косвенная природа измерений и, как следствие, меньшая точность. В связи с тем, что поток космических лучей резко падает с ростом энергии, выше определенной энергии все экспериментальные данные предоставлены исключительно наземными установками, и в настоящее время активно разрабатываются эксперименты, направленные на сдвиг

Особый интерес представляют данные по изотопному и зарядовому составу сверхтяжелых ($Z \geq 26$) и тяжелых ядер ГКЛ по ряду ниже перечисленных причин.

Стоит отметить, во-первых, различные пути образования тяжелых (до железа включительно) и сверхтяжелых ядер ГКЛ. Первые образуются преимущественно в недрах звезд путем ядерного синтеза, осуществляемого за счет преодоления кулоновского отталкивания ядер из-за высокой температуры и давления. Сверхтяжелые ГКЛ же образуются в основном через процесс нейтронного захвата ядрами. Этот процесс (r- и s- процессы нуклеосинтеза) имеет существенно иную физику и происходит не в недрах звезд, а в ходе взрыва сверхновых[6, 7] и слиянии нейтронных звезд[8, 9]. Тем самым, изучение сверхтяжелых ядер ГКЛ не только проливает свет на процессы их нуклеосинтеза, но и также предоставляет важную информацию о физике взрывов сверхновых.

Изучение изотопного спектра космических лучей в области зарядов $Z \in [40, 65]$ представляет особый интерес, поскольку на нее приходится двойной пик распространенности элементов, связанный с быстрым r- ($Z \in [52, 54]$, Te-Xe) и медленным s- ($Z = 56$, Ba) процессами нуклеосинтеза[6][7]. Детальное изучение данного диапазона позволит прояснить относительный вклад r- и s- процессов нуклеосинтеза.

Среди изотопов сверхтяжелых изотопов ядер имеется несколько удобных радиоизотопных часов, некоторые из которых показаны в таблице 1. В данной таблице также отражены среднее время свободного пробега по каналу ядерного взаимодействия λ и время полураспада $T_{1/2}$. С помощью данных радиоизотопных часов возможно установить возраст космических лучей, а при помощи ядер, распад которых происходит через процесс электронного захвата (93Mo, например) можно определить и время, проведенное КЛ до момента ускорения до высоких энергий. В области зарядов $Z \in [32, 66]$ существует также несколько преимущественно вторичных ядер, изучение распространенности которых позволяет определить средний путь, пройденный КЛ до регистрации и коэффициент диффузии КЛ.

Ядерная длина взаимодействия сверхтяжелых ядер ГКЛ, к тому же, меньше, чем у тяжелых ядер. В таблице 1 представлены соответствующие расстояния, с которых частица могла достигнуть Земли для различных сверхтяжелых ионов. Данные расстояния были вычислены при помощи соотношения $R^2 = 3 \times 2Dt$, где D - коэффициент диффузии КЛ (для расчетов было использовано значение $D = 3 \times 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}$), а t - среднее время до ядерного взаимодействия¹ для частиц с энергией 1 ГэВ/нуклон и плотности межзвездного

¹Для ядер 93Mo и 99Tc среднее время распада меньше, чем время до ядерного взаимодействия и потому определяет R . Для них было использовано именно оно. Для остальных ядер в таблице время до ядерного

вещества 0.5см^{-3} . Как видно из данной таблицы, расстояния R для сверхтяжелых ядер лишь слегка превышают 1 кпс. В связи с этим их распространенность сильно чувствительна к локальному окружению Солнца, что означает, что измеренные параметры, такие, как коэффициент диффузии и возраст космических лучей будут определены не для всей галактики в среднем, а лишь для локального окружения Солнца. Изучение локального окружения Солнца крайне важно для, например, верного описания распространения лептонной компоненты космических лучей (электронов и позитронов), важного в исследованиях, связанных с нестандартными и экзотичными источниками КЛ, такими, как нейтронные звезды и темная материя.

Изотоп	Z	$\lambda, \text{г/см}^2$	$R, \text{кпс}$	$T_{1/2}, \text{млн. лет}$
^{93}Zr	40	2.2	1.21	1.53
^{93}Mo	42	2.2	0.06	0.004
^{98}Tc	43	2.1	1.18	4.2
^{99}Tc	43	2.1	0.43	0.21
^{129}I	53	1.77	1.09	15.7
^{135}Cs	55	1.72	1.07	2.3
^{150}Gd	66	1.60	1.03	1.8

Таблица 1: Ядерные длины взаимодействия (λ), периоды полураспада ($T_{1/2}$) и расстояния, с которых ядра могут достичь Земли (R) различных нестабильных сверхтяжелых ядер, которые могут быть использованы как радиоизотопные часы.[10]

В некоторых современных моделях взрывы сверхновых происходят чаще не в одиночных звездах, а в тесных ОВ-ассоциациях. В них можно выделить особую эпоху, когда сверхновые взрываются не одиночно, а массовым, коллективным образом в среду, существенно обогащенную тяжелыми элементами от звезд Вольфа-Райе [11] и элементами, выброшенными в результате прошлых взрывов соседних сверхновых. Данные условия порождают аномалии в зарядовом и изотопном составе тяжелых и сверхтяжелых ядер ГКЛ, изучение которых позволяет отвечать на вопросы о возрасте космических лучей, продолжительности ускорения после завершения нуклеосинтеза и среде, в которой оно происходило, деталях механизма синтеза сверхтяжелых элементов. Примером таких исследований могут служить работы [11], [12], [13].

Кроме того, в таких (коллективных) взрывах сверхновых возникают особые условия для взаимодействия множества ударных волн от взрывов сверхновых с интенсивными звездными ветрами звезд Вольфа-Райе[11]; ситуация

взаимодействия существенно превышает среднее время распада.

осложняется и возникновением остатков молекулярных облаков с концентрацией $10^3 - 10^6 \text{ см}^{-3}$, играющих роль центров отражения и рассеяния ударных волн. В данных условиях нестандартный механизм ускорения КЛ, напоминающий механизм Ферми второго рода, может стать эффективным. Молекулярные облака при этом дадут особый вклад в процесс инъекции ядер, а из-за обогащения среды данные процессы повлияют, прежде всего, на распространенность и состав тяжелых и сверхтяжелых ГКЛ.

В настоящее время также активно обсуждается модель ускорения на обратной ударной волне [14]. Такая ударная волна распространяется в обратном направлении по среде, уже обогащенной выбросом тяжелых элементов, являющихся продуктами нуклеосинтеза поздних стадий эволюции предсверхновой или тяжелыми элементами, образовавшимися уже в процессе взрыва. Вклад ускорения на обратной ударной волне может влиять на содержание тяжелых элементов в космических лучах. Детали механизма ускорения в обратной волне могут иметь сигнатуры в содержании изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов, которые могут быть обнаружены путем сравнения изотопного состава КЛ в этой области с изотопным составом солнечного окружения, и пролить свет на детали работы механизма обратной ударной волны.

Аномалии изотопного состава ГКЛ в самом деле обнаруживаются и позволяют отвечать на такие вопросы, как: “Каков возраст зарегистрированных космических лучей?”, “Сколько времени продолжалось ускорение?”, “Каковы свойства среды, в которой происходило ускорение?”, “Каковы особенности синтеза сверхтяжелых ядер?”. Известно несколько примеров таких исследований.

Была обнаружена аномалия в относительной распространенности изотопов $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$: величина, измеренная для космических лучей в пять раз превышает ее же, измеренную для солнечной системы. В работе [11] было показано, что данная аномалия является свидетельством взрывов сверхновых в среду, обогащенную тяжелыми элементами от звездного ветра звезд Вольфа-Райе, что говорит о том, что ОВ-ассоциации и соответствующие им суперпузыри имеют существенный вклад в источники космических лучей.

Измерение относительной распространенности изотопов ^{59}Ni и ^{59}Co в ГКЛ позволило показать, что в оболочках сверхновых время ускорения до релятивистских энергий для ^{59}Ni превышает время К-захвата (7.6×10^4 лет); тем самым, была установлена нижняя граница на время ускорения [15]. С другой стороны, измерение распространенности β^- -нестабильного изотопа ^{60}Fe обсерваторией CRIS позволило установить и верхний предел на время ускорения в несколько миллионов лет [16].

1.4 Обзор существующих данных

Исследование тяжелых ядер ГКЛ проводилось во множестве экспериментов; в частности, их изотопный состав был измерен в экспериментах CRIS [17, 18, 19, 20, 16], Ulisses [21, 22], ISEE 3 [23, 24]. Однако, всегда актуально повышение статистики и точности измерений и, более того, имеются требующие уточнения или подтверждения аномалии в изотопном составе. Для низких энергий представляет интерес и изучение зависимости распространенности ядер и их изотопов в зависимости от солнечной активности. По указанным причинам изучение зарядового и изотопного состава тяжелых ядер ГКЛ с увеличенной точностью сохраняет свою актуальность.

На текущий момент основной массив данных для сверхтяжелых ГКЛ низких энергий был получен в четырех экспериментах: LDEF [25], HEAO-3-C3 [26], SuperTIGER [27] и CRIS [28]. Все они основаны на использовании различных методик.

1.4.1 LDEF

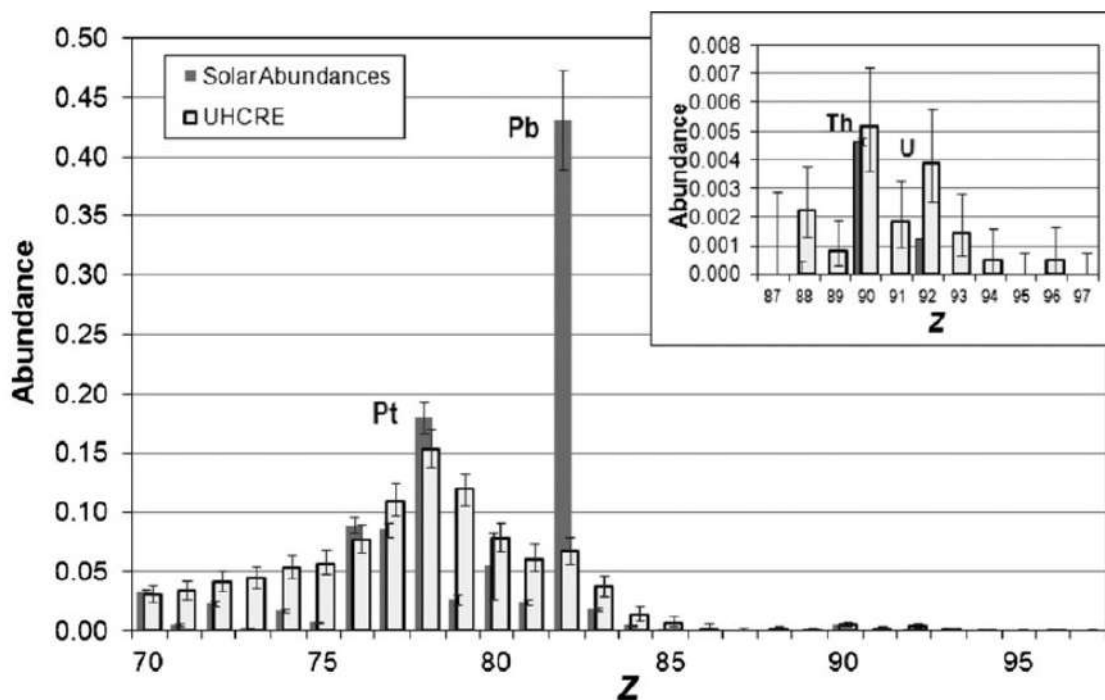


Рис. 2: Сравнение химического состава ГКЛ в области актинилов и субактинилов с химическим составом вещества в околосолнечном пространстве по данным эксперимента LDEF [25]

Эксперимент LDEF основан на длительной (с 1984 по 1990 года) экспо-

зиции твердотельного трекового детектора в условиях открытого космоса. Главной целью эксперимента было измерение зарядового состава ГКЛ низких энергий в области актинидов ($Z \in [88, 103]$) и субактинидов ($Z \in [70, 87]$). Несмотря на крайне низкие потоки ядер в данной области зарядов, комбинация большого геометрического фактора и высокая общая экспозиция ($170 \text{ м}^2 \text{ ср} \cdot \text{год}$) позволили зарегистрировать 35 событий актинидов в области энергий 1-2 ГэВ/нуклон, а в области субактинидов -получить более высокую и детальную статистику. На рис. 2 показан измеренный химический состав ГКЛ в сравнении с распространенностью в Солнечной системе. Техника эксперимента позволяла производить измерения лишь зарядового, но не изотопного состава.

1.4.2 НЕАО-3-С3

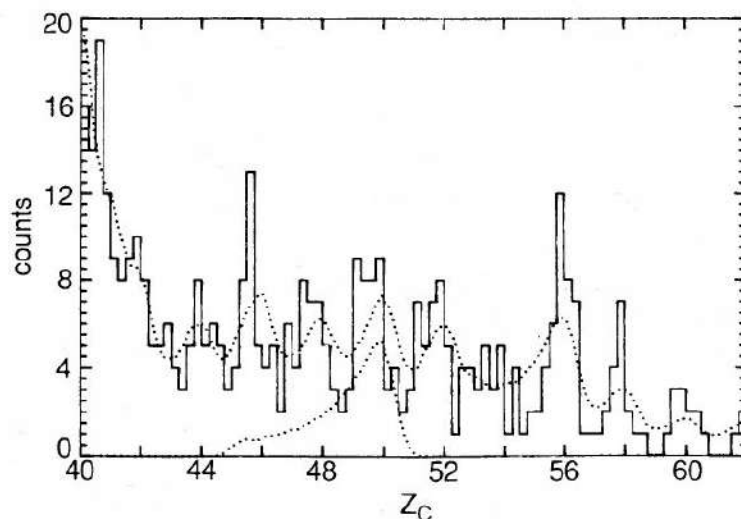


Рис. 3: Зарядовый спектр сверхтяжелых ядер с энергией более 1.5 ГэВ/нукл в области зарядов от 40 до 62 по данным эксперимента НЕАО-3-С3 [26]

С3 - спектрометр для измерения энергетического и зарядового спектра ядер в широкой области зарядов $Z \in [17, 120]$ с энергией не менее 1.5 ГэВ/нукл, установленный на космической обсерватории НЕАО-3. НЕАО-3 работала с 1979 года по 1981 год на низкой околоземной орбите. Помимо С3, на обсерватории были установлены гамма-рентгеновский спектрометр С1 и спектрометр С2 для изучения химического состава более легких ядер $Z \in [4, 26]$ до энергий около 35 ГэВ/нуклон.

В спектрометре С3 заряд частицы определялся при помощи черенковских счетчиков, энергия - при помощи пропорциональных камер по релятивистскому росту ионизации, а для определения угла прилета частицы и ее тра-

ектории использовались годоскопы из многопроволочных ионизационных камер. Эксперимент не позволял производить разделение изотопов. Конкретный геометрический фактор зависел от решаемой задачи и триггера и составлял величину масштаба $5\text{м}^2\text{ср}$.

На рис. 3 приведен зарядовый спектр сверхтяжелых ядер в области зарядов от 40 до 62 по данным HEAO-3-C3. Как видно, в области зарядов от 44 до 60 имеется своеобразное плато в распространенности различных ядер. В данной области эксперимент зарегистрировал от 30 до 10 событий для основных четных ядер.

1.4.3 SuperTIGER

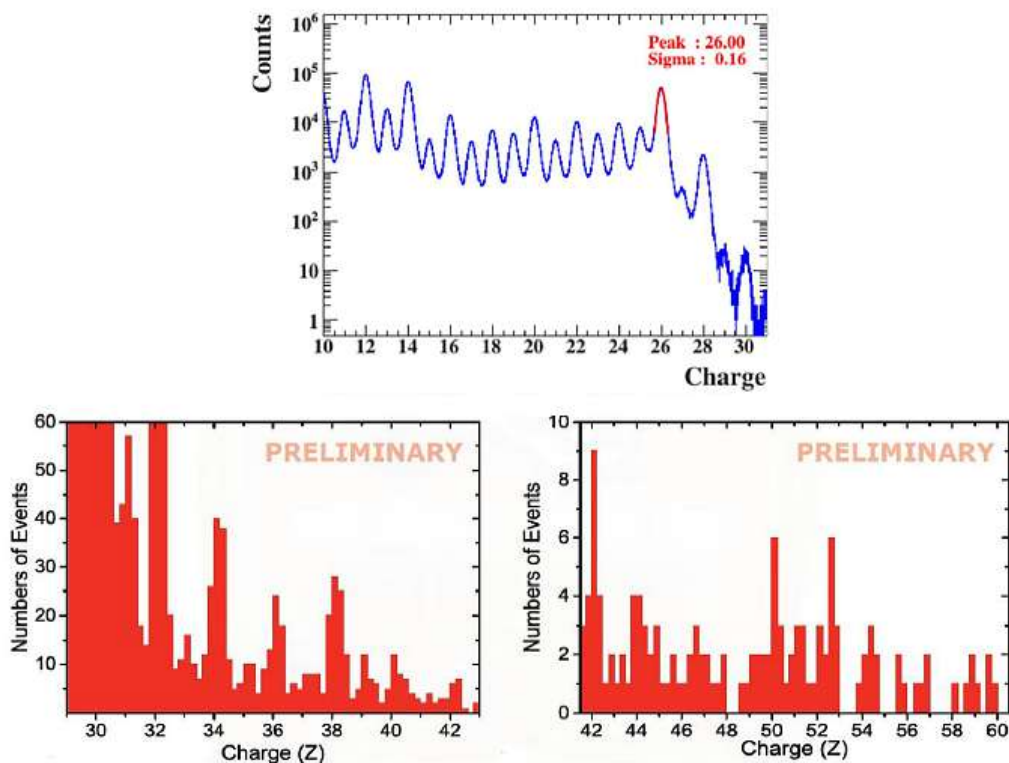


Рис. 4: Зарядовые распределения в области тяжелых и сверхтяжелых ядер по данным эксперимента SuperTiger [27]

Эксперимент SuperTIGER - балонный стратосферный эксперимент, являющийся идейным продолжителем эксперимента Trans-Iron Galactic Element Recorder (регистратор трансжелезных галактических элементов, TIGER), совершавшим полеты в 1998, 2001 и 2003 годах. Эксперимент основан на регистрации частиц черенковскими счетчиками. Прибор экспонировался в течение 55 суток над Антарктидой в 2012-2013 годах. Эффективный геометрический фактор SuperTIGER составляет $2.5\text{м}^2\text{ср}$ - вдвое меньше, чем у HEAO-3-C3.

Химический состав для энергий ядер выше 2-3 ГэВ/нуклон показан на рис. 4. Зарядовые распределения были получены в очень широком диапазоне зарядов, однако для сверхтяжелых ядер $Z > 40$ эксперимент не позволил улучшить статистику. Как и в прошлых двух, в данном эксперименте исследование изотопного состава ГКЛ не проводилось.

1.4.4 CRIS

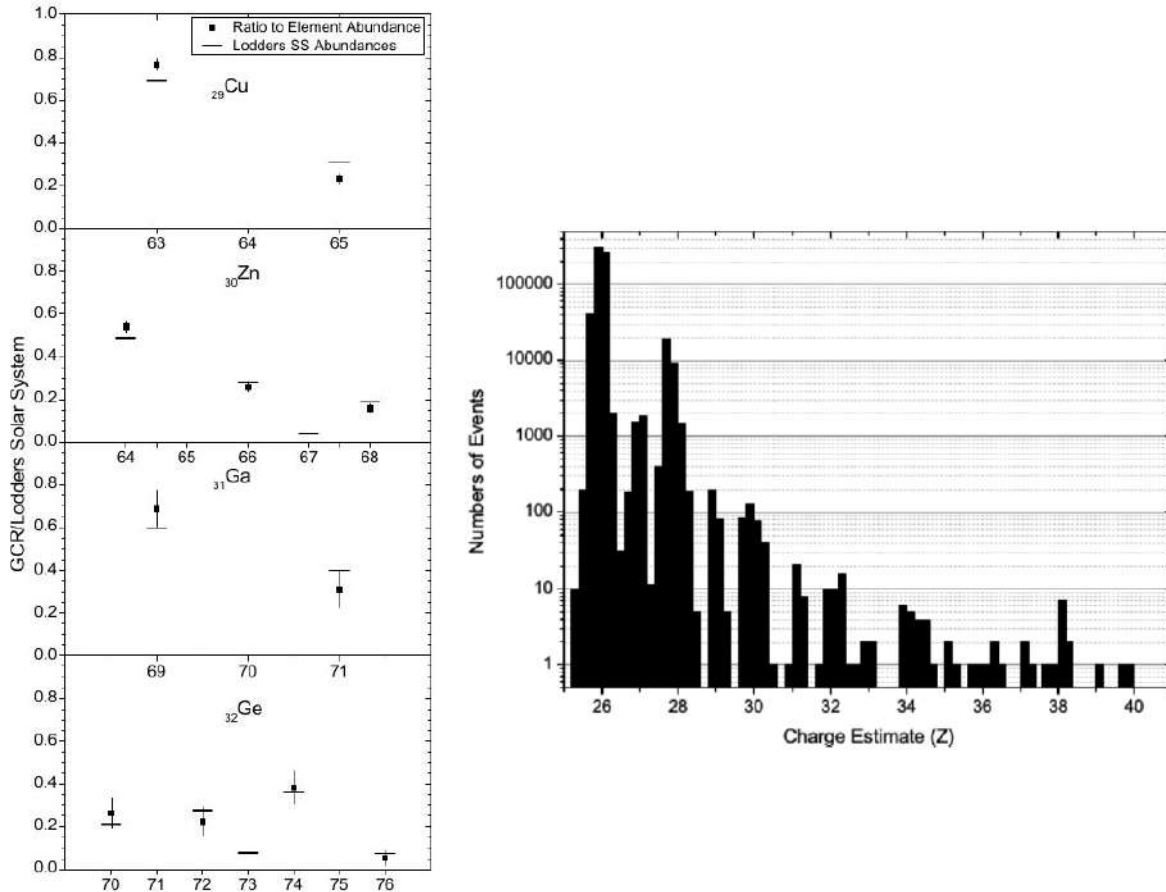


Figure 3—Ratio of GCR abundance relative to solar system abundances [9] for Cu, Zn, Ga, and Ge isotopes.

Рис. 5: Отношение распространенности изотопов Cu, Zn, Ga, Ge (точки с ошибками) к распространенности в Солнечной Системе (горизонтальные линии) и зарядовый спектр ядер в диапазоне $Z \in [26, 40]$ по данным эксперимента CRIS. [29]

Информация по изотопному составу сверхтяжелых ядер ГКЛ была получена в эксперименте CRIS [28], установленном на борту космического аппарата ACE, запущенного в 1997 году в точку Лагранжа L1. Методика эксперимента основана на полном поглощении ядер в стопке тонких кремниевых детек-

торов и регистрации соответствующего пика Брэгга. Для выработки триггера и реконструкции траектории частицы используются сцинтиляционные треке-ры. Спектрометр работает до сих пор, и полное время экспозиции на текущий момент превышает 20 лет. Прибор обладает сравнительно небольшим геомет-рическим фактором ($0.025 \text{ м}^2\text{ср}$), что частично компенсируется длительным временем экспозиции. С помощью CRIS удалось получить как химический состав до $Z = 40$, так и изотопный состав сверхтяжелых ядер до $Z = 32$ для энергий несколько сотен МэВ на нуклон (рис. 5). Зарядовые спектры CRIS имеют очень низкую статистику в сравнении с результатами эксперимента SuperTIGER, но данные по изотопному составу пока остаются уникальными. Точные диапазоны энергий, покрываемые экспериментом CRIS в режиме измерения изотопного состава ядер, в режиме измерения зарядового состава и в режиме измерения интегральных потоков по заряду представлены на рис. 6.

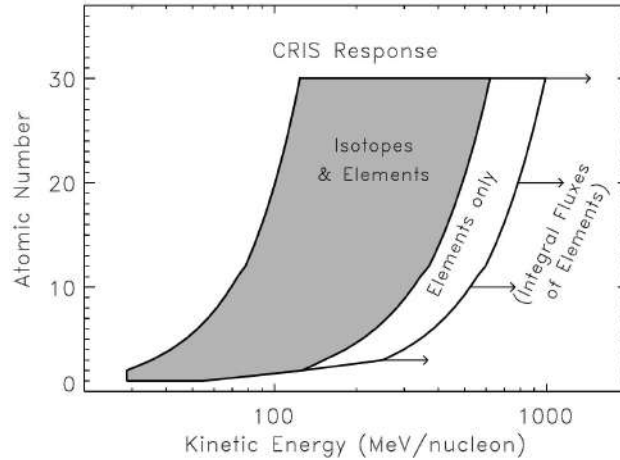


Рис. 6: Диапазоны энергий, покрываемые экспериментом CRIS в различных режимах. [28]

Из данного обзора видно, что по-прежнему наблюдается серьезный недостаток экспериментальных данных. Для $Z > 40$ химический состав измерен со сравнительно низкой статистикой, а изотопный состав измерялся среди перечисленных экспериментов лишь в эксперименте CRIS для области зарядов $Z \leq 32$ (Ge). Данных по изостопному составу ядер ГКЛ для более высоких зарядов на текущий момент нет. Следует отметить, что упомянутые выше результаты для Ga и Ge (рис. 5) имеют большие ошибки и требуют уточнения. С учетом того, что эти данные представляют большой интерес (см. раздел 1.2) и на текущий момент экспериментов для их покрытия не планируется, требуется новый эксперимент для продолжения исследований, при этом такой эксперимент заведомо на многие годы займет лидирующее положение в миро-

вой науке в этой области знаний. Актуальным остается и уточнение данных по изотопному составу и до железа, и уточнение химического состава ядер, поэтому для эксперимента по сверхтяжелым ядрам было бы очень полезно обладать возможностью измерять как изотопный состав более легких ядер космических лучей, так и химический состав ГКЛ в широком диапазоне Z . Для решения поставленных задач предлагается эксперимент НУКЛОН-2.

1.5 Миссия НУКЛОН-2

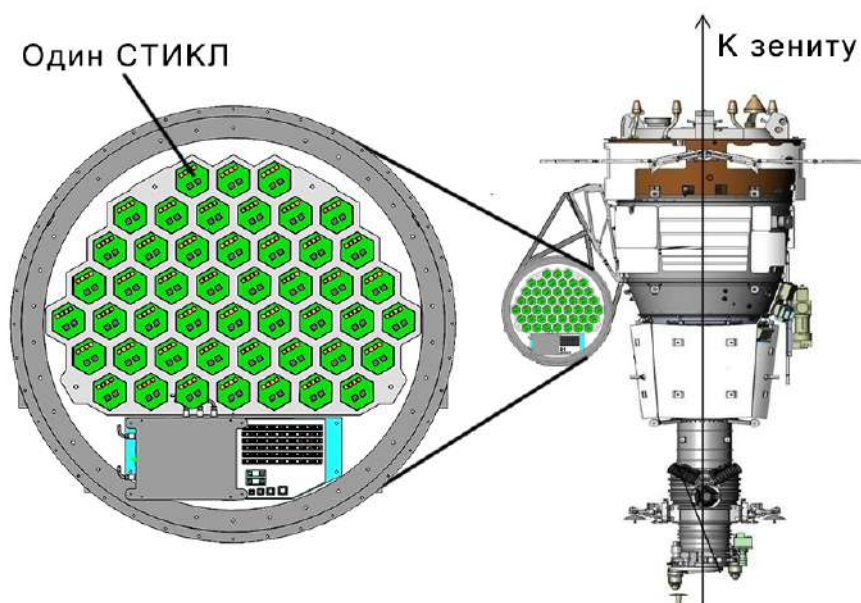


Рис. 7: Конструкция научной аппаратуры эксперимента НУКЛОН-2 и возможный вариант ее установки в качестве дополнительной полезной нагрузки.

Миссия «НУКЛОН-2» - это предлагаемый спутниковый эксперимент [30, 31, 32, 33, 34] по прямому измерению химического и изотопного состава космических лучей при сравнительно низких энергиях (от 0.1 до 1-3 ГэВ в зависимости от конкретного ядра). Основными задачами эксперимента являются:

- определение химического состава ГКЛ вплоть до границы стабильных ядер;
- исследование изотопного состава сверхтяжелых ядер КЛ за пиком железа (до $Z \sim 60$).

Для уменьшения стоимости научная аппаратура планируется к установке в качестве дополнительной полезной нагрузки на российский коммерческий

спутник. Планируемая орбита - солнечно-синхронная с низкой высотой 400-600 км и наклоном 97 градусов. Планируется экспозиция не менее 5 лет с геометрическим фактором $0.8\text{ м}^2\text{ ср}$. Полная планируемая экспозиция эксперимента превышает ее у эксперимента CRIS в 20 раз. Наиболее оптимальная ориентация космического аппарата (КА) достигается при главной оси эксперимента, параллельной поверхности Земли.

Возможная конструкция научной аппаратуры КА с гермоконтейнером и возможным вариантом установки на спутник показана на рис. 7. Научная аппаратура состоит из 48 идентичных модулей Спектрометров Тяжелых Изотопов КЛ (СТИКЛ, на английском - HICRS). Каждый СТИКЛ представляет собой шестиугольную стопку из 40 кремниевых детекторов, включающей 32 калориметрические пары детекторов толщиной 1мм (эф-эффективная толщина пары 2мм) и 8

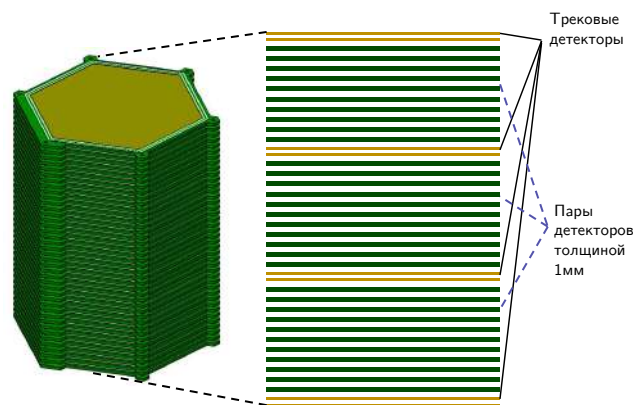


Рис. 8: Конструкция СТИКЛ

стриповых детекторов различной ориентации толщиной 300 мкм с шагом стрипов 0.9 мм. Каждый детектор при этом представляет собой правильный шестиугольник со внутренним диаметром в 122 миллиметра. Полная высота одного СТИКЛ составляет 242 миллиметра, а его внешний диаметр с учетом электроники – 168 миллиметров. Конструкция СТИКЛ показана на рис. 8.

Приблизительный расчет ожидаемой статистики эксперимента показан в табл. 2. Моделью научной аппаратуры в данном расчете являлся кремниевый цилиндр диаметром 119 см и высотой 30 см. Выбирались только частицы, полностью поглощаемые в аппаратуре. Ожидаемая статистика была вычислена в предположении круговой орбиты с наклоном 97 градусов и высотой 475км с использованием параметризации потоков КЛ, данной в [35] с учетом солнечной модуляции согласно [36] при средней солнечной активности. Геомагнитное обрезание учитывалось согласно классической теории Штермера для данной орбиты.

Измерение массы и заряда частицы в эксперименте основано на измерении ее энерговыделения в каждом из детекторов вплоть до ее полного поглощения и остановки с соответствующим пиком Брэгга. Энергия измеряется через сумму энерговыделений во всех детекторах, причем имеется возможность измерения энергии частицы по мере прохождения ей каждого детектора через частичную сумму. Таким образом, измеряется полная кривая ионизационных потерь частицы $(dE/dx)(E)$ вплоть до остановки, что должно увеличить точ-

Z	N	Z	N	Z	N	Z	N
24	364500	42	53	60	13	78	18
25	207600	43	5	61	3	79	13
26	4059000	44	19	62	11	80	12
27	18150	45	23	63	4	81	7
28	157900	46	29	64	18	82	13
29	3454	47	25	65	4	83	5
30	2514	48	32	66	15	84	6
31	363	49	8	67	2	85	1
32	468	50	32	68	8	86	2
33	114	51	9	69	2	87	0
34	214	52	36	70	9	88	1
35	136	53	5	71	4	89	0
36	118	54	22	72	7	90	1
37	62	55	10	73	4	91	0
38	176	56	43	74	8	92	4
39	63	57	4	75	6		
40	64	58	17	76	12		
41	37	59	3	77	12		

Таблица 2: Приблизительная ожидаемая статистика эксперимента при экспозиции 5 лет

ность по сравнению с классической распространенной методикой $E - dE$, предполагающей измерение энерговыделение частицы лишь в одной точке и ее полной энергии. Приблизительная связь между линейными потерями энергиями dE/dx и полной энергией частицы E следует из широко известной формулы Бете-Блоха [37] и выглядит следующим образом:

$$E \frac{dE}{dx} \sim MZ^2 [\ln E + const.]$$

Видно, что измерив E и dE/dx , можно определить произведение MZ^2 . Схожая методика успешно используется и в описанном выше эксперименте ACE/CRIS, состоящем из четырех параллельных стопок кремниевых детекторов, каждая из которых состоит из 15 кремниевых детекторов толщиной 3мм. Однако, как будет показано дальше, использование приведенной формулы напрямую слишком сильно упрощает реальную ситуацию и анализ, в особенности для тяжелых ядер с $Z \geq \approx 30$, должен быть гораздо сложнее и требует более тщательного и тонкого подхода.

2 Модельно-зависимый метод анализа

Результаты данной главы опубликованы в [30, 31].

2.1 Постановка задачи

Перед моделированием и анализом коллаборацией были поставлены следующие задачи:

1. Выбор оптимальной толщины детекторов СТИКЛ;
2. Вычисление допустимого уровня шумов электроники;
3. Определение модельного и экспериментального разрешения по Z ;
4. Определение модельного и экспериментального разрешения по A ;
5. Моделирование условий пучковых экспериментов и определение возможности их проведения.

Для решения поставленных задач было создано несколько моделей, описанных в дальнейших разделах. Все модели были созданы в пакете Geant [38]. В качестве набора физических моделей (physics list) был выбран QGSP_BERT. Точности пакетов электромагнитных взаимодействий standard и opt1-opt3 оказались критически недостаточно; opt4 показал себя лучше, однако выбран был электромагнитный пакет G4EmLivermore специально предназначенный для высоких точностей моделирования, в особенности на низких энергиях, верное моделирование которых критически важно в поставленной задаче, поскольку работа идет с полной остановкой частицы и важно сохранение точности на всем ее пути для верного позиционирования пика Брэгга в моделировании. Набор физических моделей при этом был переписан так, чтобы обеспечить возможность отключить неупругие ядерные взаимодействия.

Для анализа смоделированных и экспериментальных данных была разработана методика, задача которой - восстановление зарядового и массового чисел частицы по портрету события (набору энерговывделений во всех детекторах), соответствующему ей. Методика анализа также производит фильтрацию событий: выделение из общего набора событий только тех, в которых частица влетела в аппаратуру и остановилась в ней без ядерных взаимодействий; примеры портретов “плохого” и “хорошего” событий приведены на рис. 9.

В моделировании, а также в методиках анализа используется немного упрощенная конструкция аппаратуры, состоящая только из стопки кремниевых детекторов без конструкционного вещества, а частицы влетают лишь

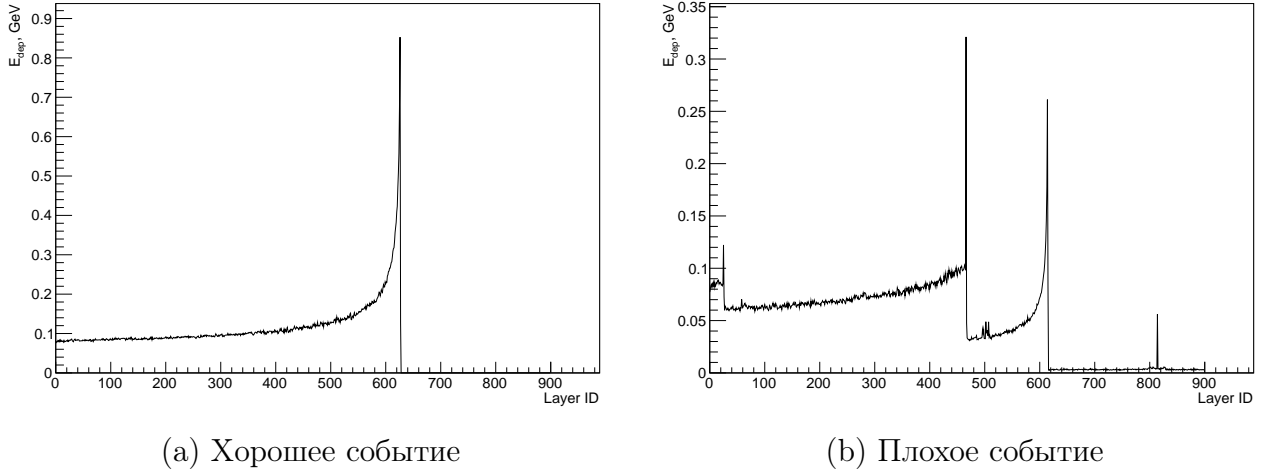


Рис. 9: Пример плохого и хорошего события

вдоль главной оси научной аппаратуры. Этого было достаточно, так как на текущем этапе исследований не предполагалось и не было возможности изучать прохождение частиц через аппаратуру прототипа под разными углами. Портрет события при таких упрощениях целиком описывается энергосвечениями в каждом из калориметрических детекторов, которые далее будем называть просто “детекторами” или “слоями” для краткости.

В дальнейшем будут использованы следующие обозначения:

- n - полное количество слоев (детекторов) в калориметре;
- $\Delta E_i, i \in [1..n]$ - энергосвечение в каждом из калориметрических детекторов (данный набор чисел целиком описывает портрет события), где индекс 1 обозначает первый слой по пути частицы, а n - последний;
- $\Delta x_i, i \in [1..n]$ - толщина каждого из калориметрических детекторов;
- M, Z - реальные масса и заряд частицы соответственно;
- M_{an}, Z_{an} - восстановленные масса и заряд частицы соответственно.

2.2 Прямой подход

Как ранее было сказано, эксперимент НУКЛОН-2 базируется на модифицированной методике $dE - E$, заключающейся в измерении линейных потерь энергии dE/dx и полной энергии частицы E в каждой точке. Как уже упоминалось, из формулы Бете-Блоха можно получить приближенное выражение

$$E \frac{dE}{dx} \sim MZ^2(\ln E + const.), \quad (1)$$

где E - энергия частицы, dE/dx - удельные ионизационные потери, M - масса частицы, а Z - ее заряд. Зная E и dE/dx , можно определить произведение массы частицы на ее заряд $M_{an}Z_{an}^2$. Введем константные коэффициенты α и β , отвечающие за коэффициент пропорциональности и константу в сумме с $\ln(E)$ соответственно и, проведя несложные выкладки, получим

$$E \frac{dE}{dx} = \alpha M_{an} Z_{an}^2 (\ln E + \beta) \Rightarrow M_{an} Z_{an}^2 = E \frac{dE}{dx} / (\alpha (\ln E + \beta)). \quad (2)$$

Данное значение $M_{an}Z_{an}^2$ измеряется в каждом слое. Однако, ввиду конечной толщины детекторов, следует иметь в виду, что реальная энергия частицы при пролете детектора и удельные ионизационные потери заменяются на приближенные значения, реально измеряемые в эксперименте. Энергию частицы при пролете слоя i можно рассчитать как среднее арифметическое между энергией на влете и вылете из детектора, а удельные ионизационные потери считать примерно равными на всей толщине детектора. Тогда:

$$E_i^{in} = \sum_{j \geq i} \Delta E_j; \quad E_i^{out} = \sum_{j > i} \Delta E_j$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_i \approx \frac{\Delta E_i}{\Delta x_i}; \quad E_i \approx \frac{\Delta E_i}{2} + \sum_{j > i} \Delta E_j, \quad i \in [1, n]$$

Стоит отметить, что реально сумму по детекторам можно вычислять не до $n = 31$, а лишь до последнего детектора, затронутого частицей, поскольку в хороших событиях (см. рис. 9) после него $\Delta E_i \sim 0$. Пока что мы не можем дальше упростить это выражение, но в следующем разделе, поскольку в нем мы будем сравнивать экспериментальные данные с модельными, член $\frac{\Delta E_i}{2}$ можно опустить, если вычислять энергию одинаково и в эксперименте, и в симуляции.

Подставив эти значения в формулу (2), можно получить значение величины $(M_{an}Z_{an}^2)_i$. Определить M_{an} и Z_{an} из этого произведения не составит существенного труда, поскольку зависимость от заряда частицы Z значительно круче, чем от ее массы и можно выделить области значений этой величины для каждого конкретного заряда, в особенности для тяжелых и сверхтяжелых ядер. Окончательные Z_{an} и M_{an} можно получить, усреднив данную величину по всем слоям, а фильтрацию событий организовать через отслеживание дисперсии этой величины: поскольку в плохих событиях через аппаратуру пролетает несколько частиц (рис. 9), то MZ^2 будет отличаться в различных слоях и дисперсия в плохих событиях будет заметно больше, чем в хороших.

Коэффициенты α и β легко определяются как из эксперимента, так и из моделирования. Величина $1/\alpha$ входит в (2) линейно, и потому лишь дает равномерное растяжение и является калибровочным коэффициентом. Его легко

определить, искусственно зафиксировав положение какого-либо пика в распределении $M_{an}Z_{an}^2$ для известной частицы. β подбирается из условия, что в хороших событиях величины $(M_{an}Z_{an}^2)_i$ во всех детекторах должны быть равны.

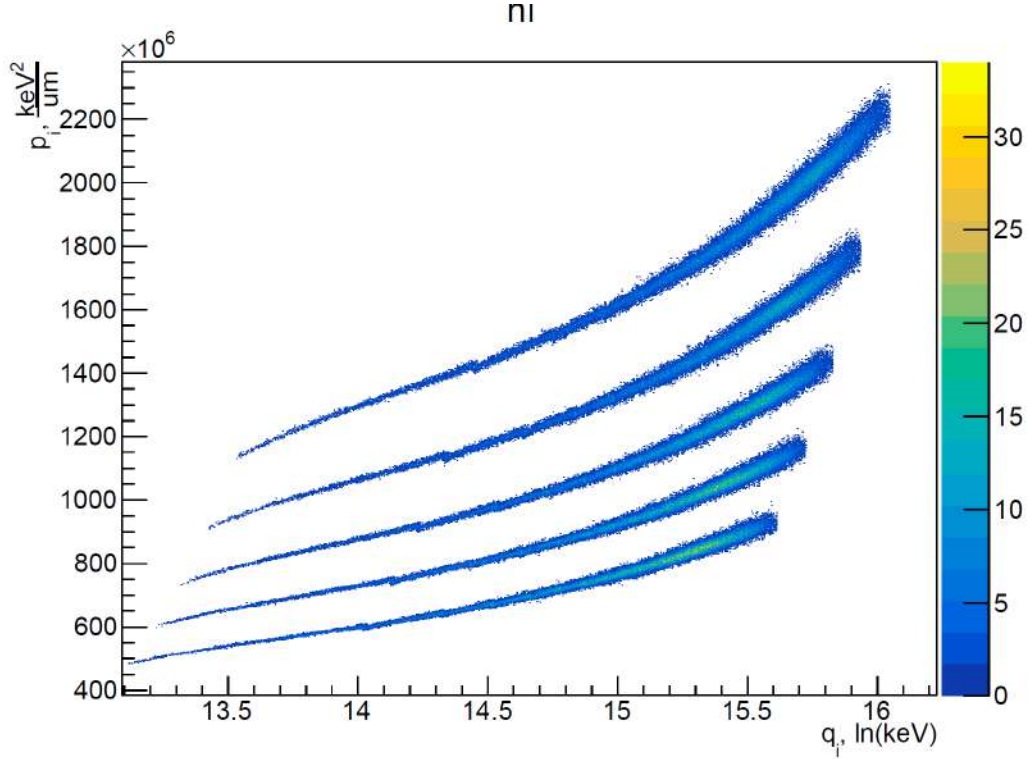


Рис. 10: Зависимость $p_i = E \frac{dE}{dx}$ от $q_i = \ln(E)$ для разных ионов в монте-карло симуляции, $Z \in [14, 18]$

Однако, данная формула плохо отражает реальную ситуацию и не подходит для конечного анализа, и чем выше Z , тем сильнее ситуация ухудшается. Это легко показать. Пусть $p_i = E_i \frac{\Delta E_i}{\Delta x_i}$, $q_i = \ln(E_i)$. Тогда из (1) видно, что зависимость между этими двумя величинами должна быть линейна:

$$E_i \frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} = \alpha(MZ^2)_i(\ln E_i + \beta) \Rightarrow p_i = \alpha(MZ^2)(q_i + \beta). \quad (3)$$

Коэффициенты данной линейной зависимости изменяются только для разных типов пролетевших частиц, поэтому, теоретически, если построить двумерное распределение для p_i и q_i , мы должны получить набор прямых, каждая из которых принадлежит одному конкретному типу частиц. Такое распределение, полученное в монте-карло симуляции в Geant4 для зарядов $Z \in [14, 18]$ показано на рис. 10. Действительно, четко видны отдельные участки для каждого Z , однако, зависимость p_i от q_i линейна лишь в области $q < \sim 15$, а дальше

кривые “загибаются” вверх с ростом q . Есть несколько путей решения данной проблемы:

- Использовать методику анализа лишь в области $q \leq 15$; однако, такой метод не дает хорошего разрешения. Была совершена обработка этим методом двух смоделированных банков данных, полученных в Geant4. В одном из них запускались ядра с различными $Z \in [14, 18]$ для определения получаемого зарядового разрешения, а в другом - изотопы аргона с $^{36}_{18}\text{Ar}$ по $^{42}_{18}\text{Ar}$. На рис. 11а и 11б показаны полученное зарядовое и изотопное разрешение соответственно. На зарядовом разрешении видны четкие пики: зарядовое разрешение составило около 0.1 зарядовой единицы. Изотопное разрешение же значительно хуже, даже в сравнительно мягких условиях: данное разрешение модельное, а не экспериментальное (и экспериментальное будет хуже), а заряд довольно мал (в эксперименте планируется изучать изотопы до $Z = 60$), и с ростом Z , как будет показано дальше, разрешение падает. С учетом того, что условия мягкие, такое изотопное разрешение на $Z = 18$ показывает, что методика неприменима.
- Использовать более точную формулу вместо (1) или ввести эмпирические поправки в нее. Позже мы перейдем к этому методу, однако гораздо проще (и поскольку на текущий момент речь идет о модельно-зависимых методиках) получить необходимые портреты событий в моделировании и сравнивать их с экспериментом.

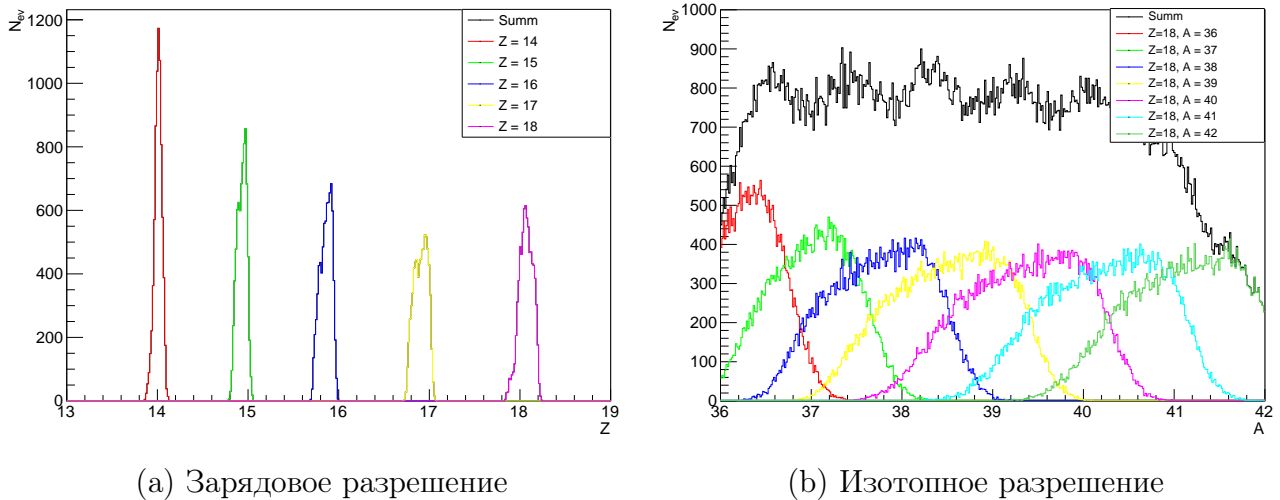


Рис. 11: Зарядовое и изотопное разрешение, полученные прямым методом анализа.

2.3 Двумерный метод

Данный метод основан на сравнении смоделированных и экспериментальных портретов событий. Получив экспериментальное событие, можно найти наиболее близко соответствующий ему портрет в смоделированном банке данных и, тем самым, определить M_{an} и Z_{an} . Можно было бы напрямую сравнивать портреты по значению энерговыделения в каждом из детекторов, тем самым работая в пространстве с размерностью n , однако такой подход крайне громоздок и никак не использует физических свойств портретов частиц. Имеет смысл некоторая редукция пространства, уменьшающая его размерность. Пространство портретов можно сократить до двумерного (2D), строя портреты событий в пространстве переменных $(\frac{dE}{E}, E)$. Аппроксимации данных величин из энерговыделений в детекторах были даны ранее, однако, был опущен член $\frac{\Delta E_i}{2}$ для удобства:

$$E_i \approx \frac{\Delta E_i}{2} + \sum_{j=i+1}^n \Delta E_j, \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \approx \frac{\Delta E_i}{\Delta x_i}.$$

Стоит отметить, однако, что для хороших событий энерговыделение, как и энергия во всех слоях за слоем с пиком Брэгга ~ 0 и потому лишь дадут набор точек $(0, 0)$, не дающий никакого вклада в процесс анализа, и потому их можно опустить. Далее количество точек в портрете анализируемого события с учетом опущенных точек будем обозначать как n_{an} .

Первым шагом анализа является построение гипотез в Монте-Карло симуляции. Диапазон энергий частиц при этом выбирается так, чтобы частицы останавливались в модели аппаратуры. В названном пространстве портреты событий тогда будут выглядеть как размытые физическими флуктуациями кривые зависимостей $(\frac{dE}{dx})(E)$, по сути являющиеся кривыми Бете-Блоха в данном пространстве, параметрами которых являются Z и M (оно же массовое число A). Данные кривые, полученные в моделировании для различных $Z \in [14, 18]$, показаны на рис. 12. Четко видны отдельные облака точек, каждое из которых соответствует отдельному типу частиц и отдельной гипотезе. Можно было бы приблизительно вычислить плотность распределения точек для каждого из облака точек (через, например, расстояние до ближайшей соседней точки) и использовать ее для сравнения экспериментальных событий и вычисления вероятности P_k принадлежности экспериментального события к гипотезе k , однако, анализ можно существенно упростить, воспользовавшись фактом, что облака точек для каждой гипотезы описывают однозначные гладкие функции.

Каждая кривая интерполировалась кусочно-линейной функцией, точки которой определялись через разбиение пространства на бины вдоль оси E_i и

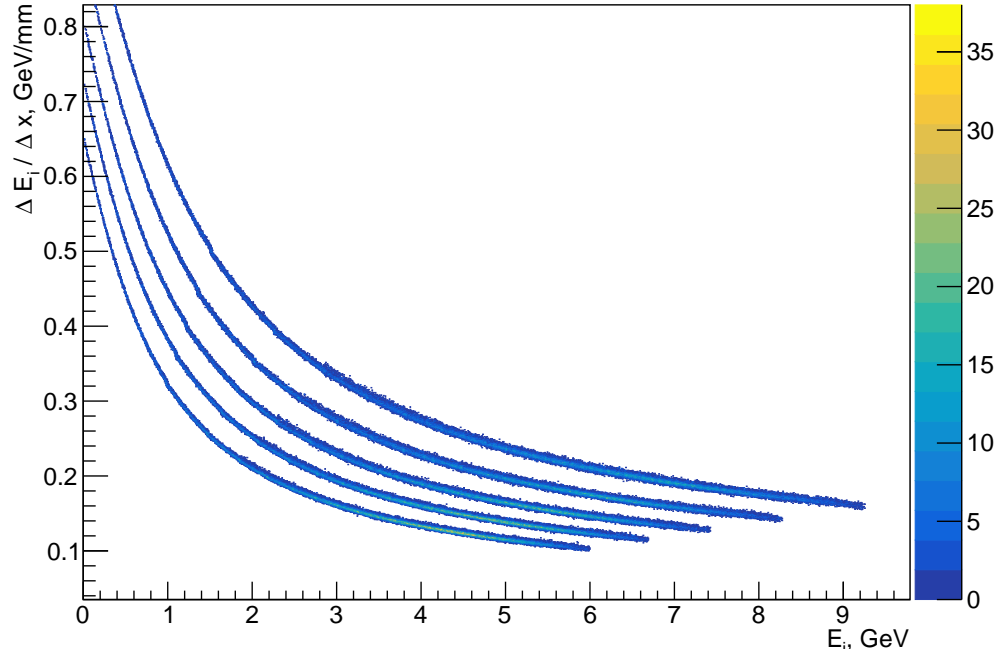


Рис. 12: Облака точек в двумерном методе в виде двумерной гистограммы. Изображены кривые для ядер с различными Z от 14 до 18.

затем поиском среднего значения и дисперсии вдоль оси $\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i}$ в каждом бине. При достаточной статистике бины, как и точки интерполяции, можно равномерно расположить вдоль оси E_i , при этом средние значения дадут сами точки интерполяции, а дисперсии - ширины кривой, которую также можно интерполировать кусочно-линейной функцией. Далее будем обозначать интерполированные кривые для каждой гипотезы k как $f_k(E)$, а их ширины как $\sigma_{f_k}(E)$.

Кривые считались “размытыми” вдоль оси $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ в соответствии с распределением Гаусса. Таким образом, плотность вероятности принадлежности экспериментального события к гипотезе k (она же - плотность распределения для данной гипотезы k) в некоторой точке $(E, \frac{\Delta E}{\Delta x})$ будет зависеть от расстояния до кривой вдоль оси $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ и будет равна

$$W_k \left(E, \frac{\Delta E}{\Delta x} \right) = \frac{1}{2\pi\sigma_{f_k}(E)} \exp \left(-\frac{\left(\frac{\Delta E}{\Delta x} - f_k(E) \right)^2}{(\sigma_{f_k}(E))^2} \right) \quad (4)$$

Полную вероятность P_k принадлежности экспериментального события к гипотезе k можно получить, вычислив значение W_k для каждой из точек его портрета $(E_i^{exp}, (\frac{\Delta E}{\Delta x})_i^{exp})$ и затем перемножив их:

$$P_k = \prod_{i=1}^{n_{an}} W_k \left(E_i^{exp}, \left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_i^{exp} \right) \quad (5)$$

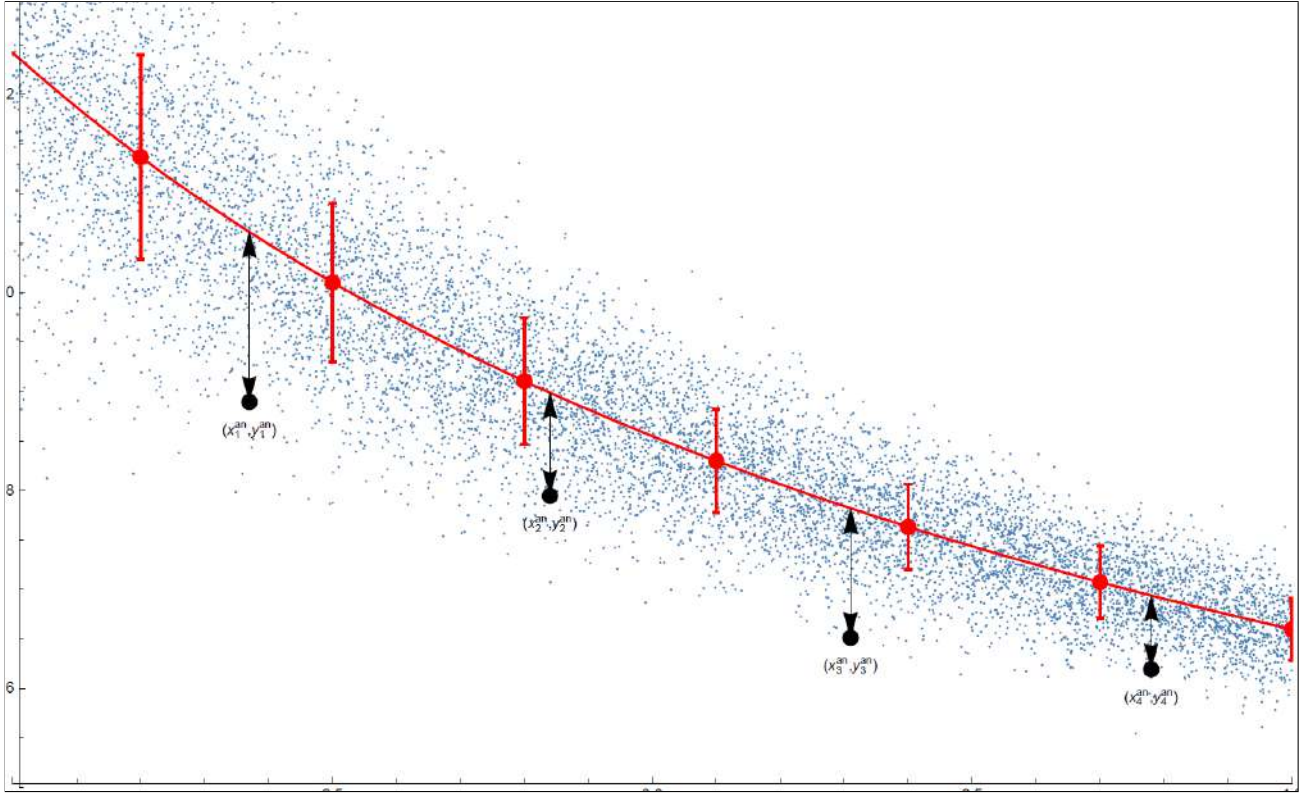


Рис. 13: Визуализация процесса нахождения P_k для некоторой гипотезы в двумерном методе. Синими точками показаны точки в облаке смоделированных событий для некоторой гипотезы, красной линией и точками - кусочно-линейная интерполяция для нее, черными точками - портрет события, черными стрелками обозначены расстояния $\frac{\Delta E}{\Delta x} - f_k(E)$.

Для ясности данный процесс показан на рис. 13. Реконструированные Z_{an} и M_{an} после определения всех вероятностей P_k можно определить через взвешенное среднее:

$$Z_{an} = \frac{\sum_k Z_k P_k}{\sum_k P_k}, M_{an} = \frac{\sum_k M_k P_k}{\sum_k M_k} \quad (6)$$

Фильтрацию событий в данной методике можно организовать, вычислив максимальное P_k по всем гипотезам и наложив на него порог: для хороших событий $\max_k P_k > P_{threshold}$, поскольку, если максимальная вероятность слишком мала, то это означает, что событие не принадлежит четко ни к одной из гипотез.

3 Оптимизация спектрометра

Результаты данной главы опубликованы в [30, 31].

3.1 Схема модели

При разработке эксперимента и написании эскизного проекта коллаборацией были подняты следующие вопросы:

- При какой толщине детекторов обеспечивается максимальное изотопное разрешение для различных Z ?
- Каков максимальный уровень шумов в терминах энерговыделения (которые затем можно конвертировать в милливольты шумов тракта электроники) допустим при сохранении изотопного разрешения для необходимого диапазона Z ?
- Каково модельное изотопное разрешение эксперимента при различных Z при оптимальной толщине детекторов?

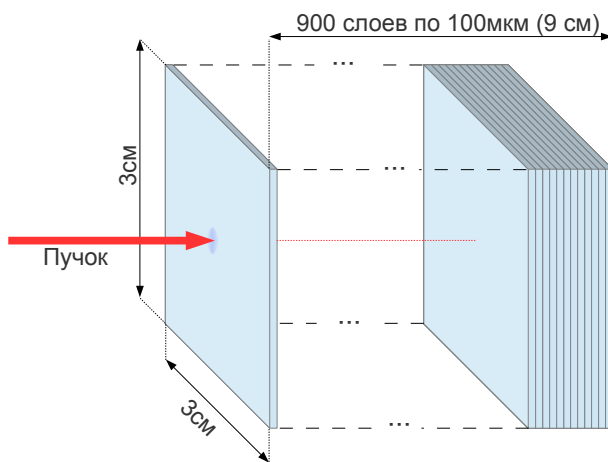


Рис. 14: Схема модели для решения задач оптимизации спектрометра

Для ответа на данные вопросы и решения поставленных задач была разработана модель в Geant 4.10.3, конструкция которой показана на рис. 14. Модель должна обеспечивать возможность быстро менять толщину детектора, в идеале - без моделирования отдельных банков данных для каждой толщины; поэтому конструкция модели состоит из 900 кремниевых чувствительных слоев толщиной 100 микрон каждый, стоящих вплотную друг к другу. При любых операциях со смоделированными

банками данных предварительно производилось суммирование наборов по t слоев для получения $\frac{900}{t}$ "виртуальных" слоев толщиной $t * 100$ мкм. Такое приближение приемлемо, поскольку слои стоят вплотную друг к другу и оно сильно ускоряет исследование, поскольку моделирование отдельного банка данных для каждой толщины - крайне продолжительный процесс. В дальнейшем в этой главе слоями или детекторами будем называть полученные "виртуальные" слои $t * 100$ мкм, их число обозначим как n , а к 100-микронным слоям возвращаться более не будем.

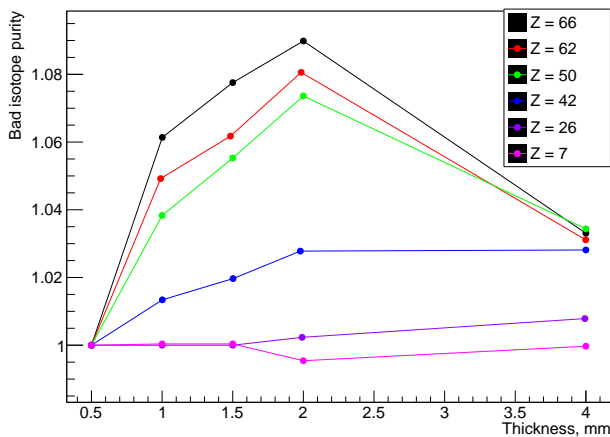
3.2 Оптимизация толщины детекторов и поиск допустимого уровня шумов

Для решения поставленных задач были смоделированы банки данных для различных зарядовых чисел от 7 (N) до 66 (Dy). Банки данных при этом моделировались с 7 изотопами, два из которых стоят через один друг от друга, а 5 - рядом для проверки разрешения изотопов как через один, так и соседних.

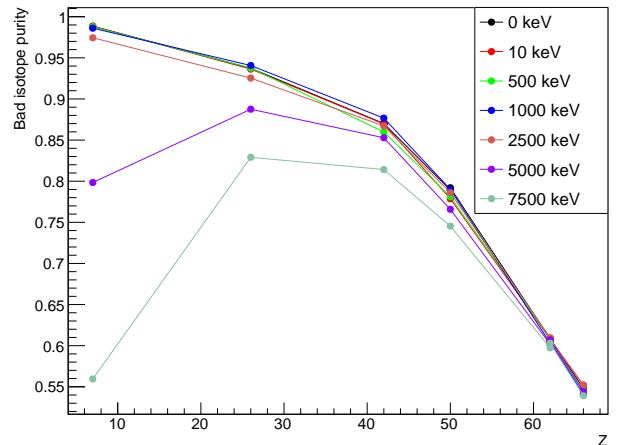
Для численного сравнения изотопного разрешения в зависимости от шумов электроники и толщины детекторов, необходимо ввести величины, отражающие эффективность анализа. Введем следующие понятия:

- Ширина пиков или разрешение - полная ширина на половине высоты пиков;
- Число сигнальных событий S - число событий в пике, действительно принадлежащих ядру, которое связано с этим пиком;
- Число фоновых событий B - число событий в пике, которые не принадлежат ядру, которое связано с этим пиком, то есть, неверно определенные;
- Чистота (purity) - отношение количества сигнальных событий ко всем в данном пике, $\frac{S}{S+B}$.

Для определения оптимальной толщины детекторов и максимальных допустимых шумов, сравнивалась чистота для худшего случая - изотопа, стоящего посередине группы из пяти изотопов.



(a) Определение оптимальной толщины



(b) Определение допустимого шума

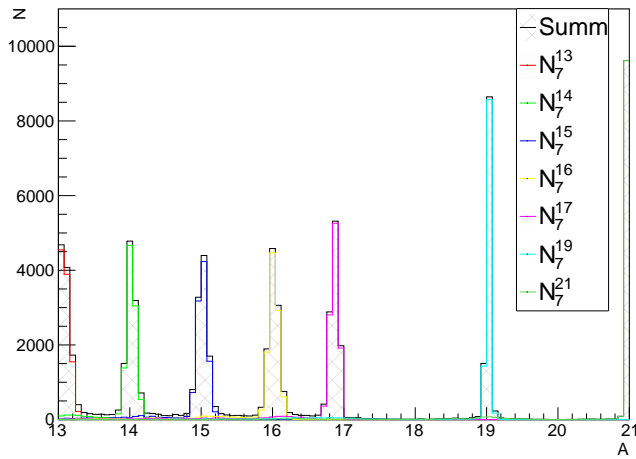
Рис. 15: Построенные зависимости для оптимизации конструкции СТИКЛ.

На рис. 15а показаны зависимости чистоты от толщины детекторов для худшего случая для различных Z . Поскольку эффективность анализа сильно зависит и от Z , то каждая кривая была нормирована на значение на толщине детекторов в 0.5мм. Видно, что эффективность анализа для низких Z не сильно зависит от Z , однако для более тяжелых ядер зависимость уже существенна и видно, что наиболее оптимальной толщиной является 2мм. Для реального эксперимента была выбрана именно она, как было указано в описании научной аппаратуры в разделе 1.4, однако, поскольку производство толстых кремниевых детекторов проблематично, вместо одного толстого детектора используется два толщиной 1мм, сигнал с которых суммируется перед АЦП.

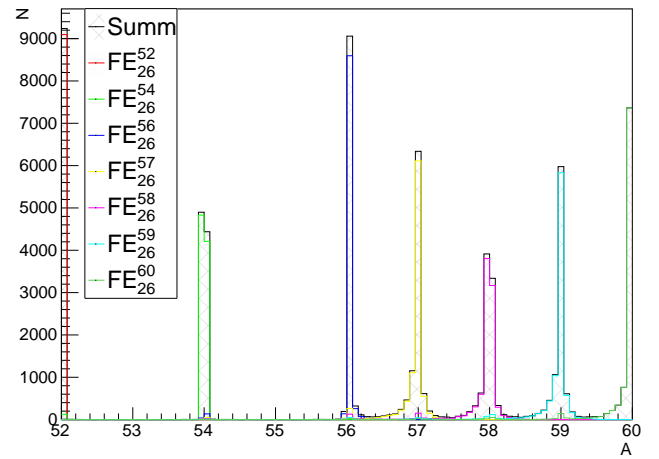
Для определения максимальных допустимых шумов к энерговыделениям в анализируемом банке данных добавлялась величина, распределенная согласно распределению Гаусса с различным σ . На рис. 15b показано влияние шумов на эффективность анализа в зависимости от заряда Z при оптимальной толщине детекторов 2мм. Видно, во-первых, что эффективность анализа действительно падает с ростом Z , что ожидаемо. Во-вторых, наиболее чувствительны к шуму низкие Z , что связано с тем, что энерговыделение в детекторах для них ниже ($\Delta E/\Delta x \sim Z^2$), и отношение сигнал/шум при фиксированном шуме получается ниже. До 5 МэВ влияние шума невелико, а при 7.5 МэВ чистота уже сильно ухудшается и для Ne она опускается до 0.55. Исходя из этого, было установлено, что максимальный допустимый уровень шумов для оптимальной толщины детекторов в 2мм составляет 5 МэВ. При таком шуме все еще сохраняется адекватная эффективность анализа для различных Z .

3.3 Разделение изотопов в моделировании

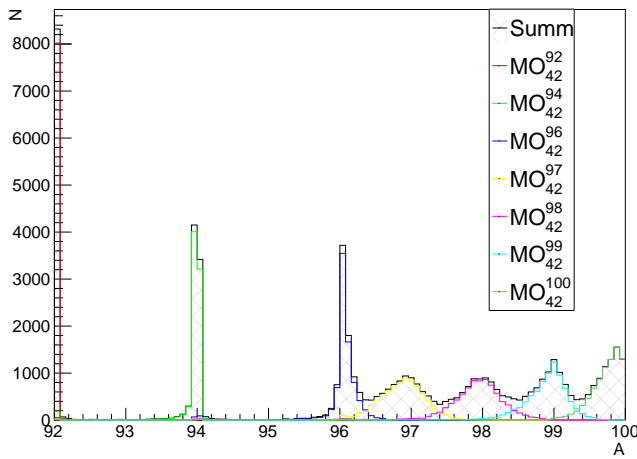
Полученное разрешение изотопов в моделировании для различных Z показано на рис. 16. Толщина детекторов на данном рисунке - 2мм, дополнительный шум не накладывался. Изотопное разрешение падает с ростом Z . Для худшего случая (изотопа, стоящего посередине группы из 5 изотопов) полная ширина на середине высоты (FWHM) для изотопов $_{13}^7\text{N} \dots _{21}^7\text{N}$ составляет 0.24 массовых единиц. Для изотопов $_{156}^{66}\text{Dy} \dots _{164}^{66}\text{Dy}$ разрешение уже 1.6 массовых единиц.



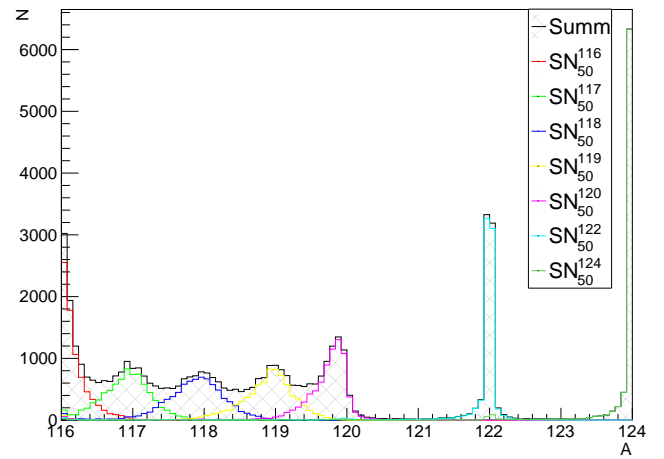
(a) Изотопы $^{13}\text{N} \dots ^{21}\text{N}$



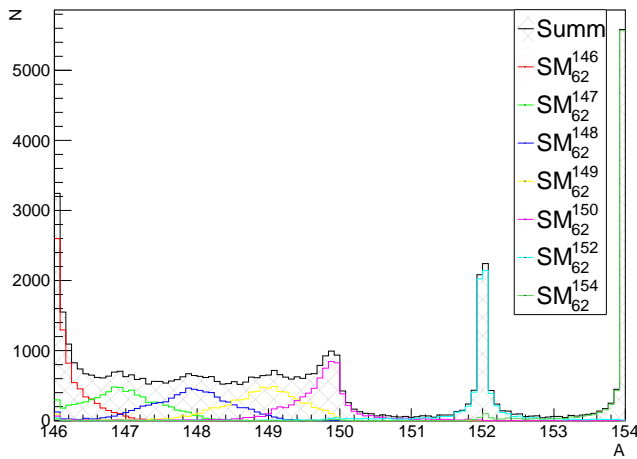
(b) Изотопы $^{52}\text{Fe} \dots ^{60}\text{Fe}$



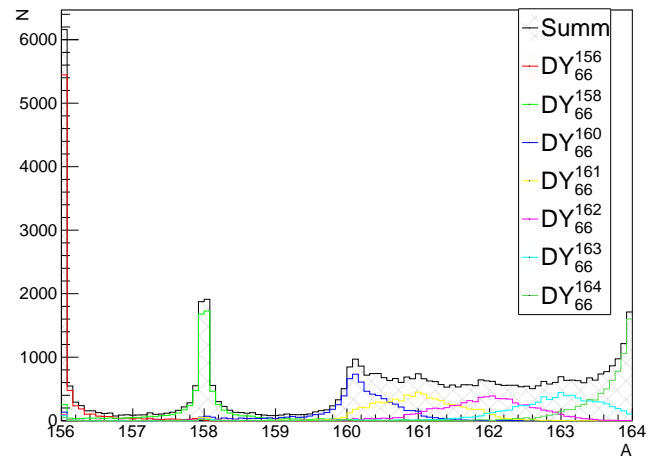
(c) Изотопы $^{92}\text{Mo} \dots ^{100}\text{Mo}$



(d) Изотопы $^{116}\text{Sn} \dots ^{124}\text{Sn}$



(e) Изотопы $^{146}\text{Sm} \dots ^{154}\text{Sm}$



(f) Изотопы $^{156}\text{Dy} \dots ^{164}\text{Dy}$

Рис. 16: Полученное изотопное разрешения для различных ядер по модели. Толщина детекторов - 2мм, шум не наложен.

4 Прототип СТИКЛ

4.1 Прототип СТИКЛ и проведенные тесты

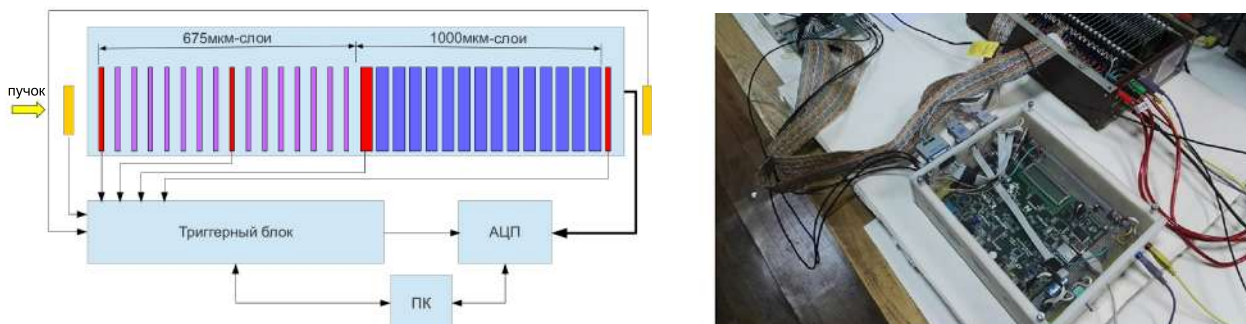


Рис. 17: Схема (слева) и фотография (справа) прототипа СТИКЛ.

Для получения экспериментального разрешения, а также проверки работоспособности электроники был разработан прототип СТИКЛ. Прототип состоит из (см. рис 17) стопки основных кремниевых детекторов, двух дополнительных пучковых кремниевых детекторов, стоящих до и после основного детектора для формирования триггера, 32-канального 16-битного аналого-цифрового преобразователя (АЦП), триггерного блока на ПЛИС SPARTAN-3E и ПК, записывающем данные.

Сам детекторный блок состоит из 31 кремниевого детектора, 18 из которых толщиной 675 мкм, а 13 оставшихся - 1мм. Толщина детекторов была выбрана чисто их технических соображений, однако все равно позволяет оценить изотопное разрешение. Последний слой толщиной 675 мкм (за слоями толщиной 1мм) в анализе не участвует и нужен только для формирования триггера. 32й канал АЦП используется при калибровке электроники от генератора импульсов и регистрирует амплитуды подаваемых импульсов.

Триггерный блок на ПЛИС позволяет настроить его как на регистрацию останавливающихся в миллиметровых слоях низкоэнергетичных ядер (триггерные плоскости до миллиметровых детекторов включены в совпадение, оставшиеся - в антисовпадение), так и на регистрацию релятивистских пролетных событий (все триггерные плоскости включены в совпадение). Второй режим используется для калибровки аппаратуры с использованием соотношения $dE/dx \propto Z^2$; позже этот процесс будет подробно описан.

С данным прототипом было проведено в общей сложности три пучковых эксперимента (таблица 3) на различных ядрах с различными энергиями на ускорителях SPS (CERN) и НУКЛОТРОН (ОИЯИ). Первый пучковый тест проводился с тонкой мишенью для получения фрагментированных

Ускоритель	Частицы	Энергия, ГэВ/нуклон	d, мм
CERN SPS, Швейцария	Фрагментированный Pb	150	—
CERN SPS, Швейцария	$^{129}_{54}\text{Xe}$	13	329
НУКЛОТРОН, Дубна	$^{40}_{18}\text{Ar}$	3.5	214

Таблица 3: Проведенные тесты

ядер Pb и использовался для калибровки аппаратуры и проверки зарядового разрешения. Изотопное разрешение проверялось в последних двух тестах, приведенных в таблице. Поскольку энергия пучка в них слишком высокая (для остановки ядер в аппаратуре энергия ядер должна быть порядка сотен МэВ/нуклон), то перед прототипом устанавливался дополнительный свинцовый деградер энергии, толщина которого в мм также указана в таблице 3. Толщина деградера (мишени) подбиралась такой, чтобы в аппаратуре регистрировалось максимальное количество полностью поглощаемых частиц (рис. 18) Далее в работе будут приведены результаты обработки данных как для теста на изотопах Ar, так и для теста на изотопах Xe.

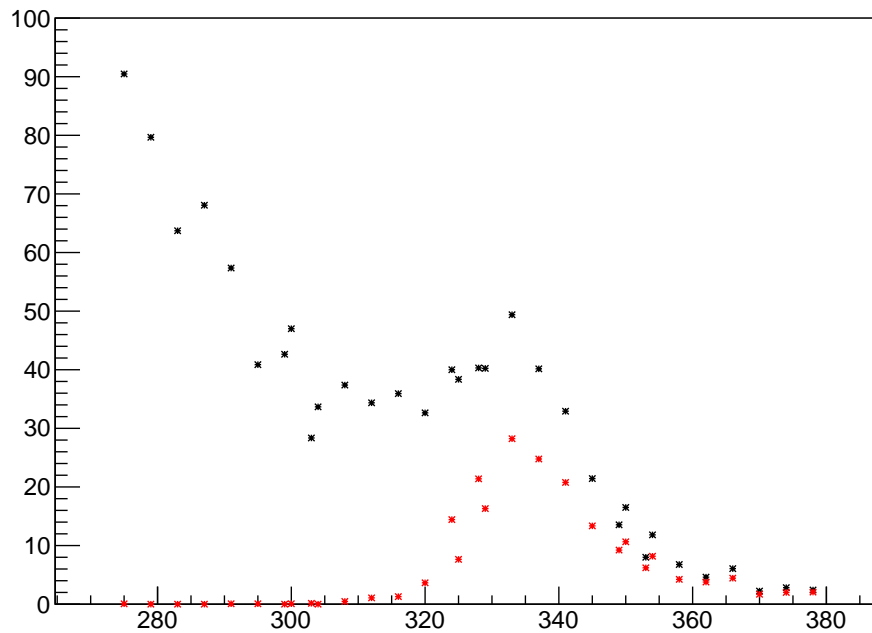


Рис. 18: Количество событий за сброс для всех событий (черные точки) и событий с поглощением частицы (красные точки) в тесте на $^{129}_{54}\text{Xe}$ в CERN в зависимости от толщины мишени в мм.

Для ускорения экспериментального подбора толщины деградера его толщина сначала примерно предсказывалась в Geant4. Кроме того, была раз-

работана специальная механизированная система (см. рис. 19), позволяющая менять толщину мишени дистанционно, не заходя в радиоактивную зону и делать экспериментальный подбор толщины полностью автоматически. График на рис. 18 был получен при помощи такого автоматического подбора. Автор принимал прямое участие в разработке данного робота, сделанного на Arduino Mega, плате-шилде RAMPS для управления шаговыми двигателями Nema17 и стандартном АТХ блоке питания.

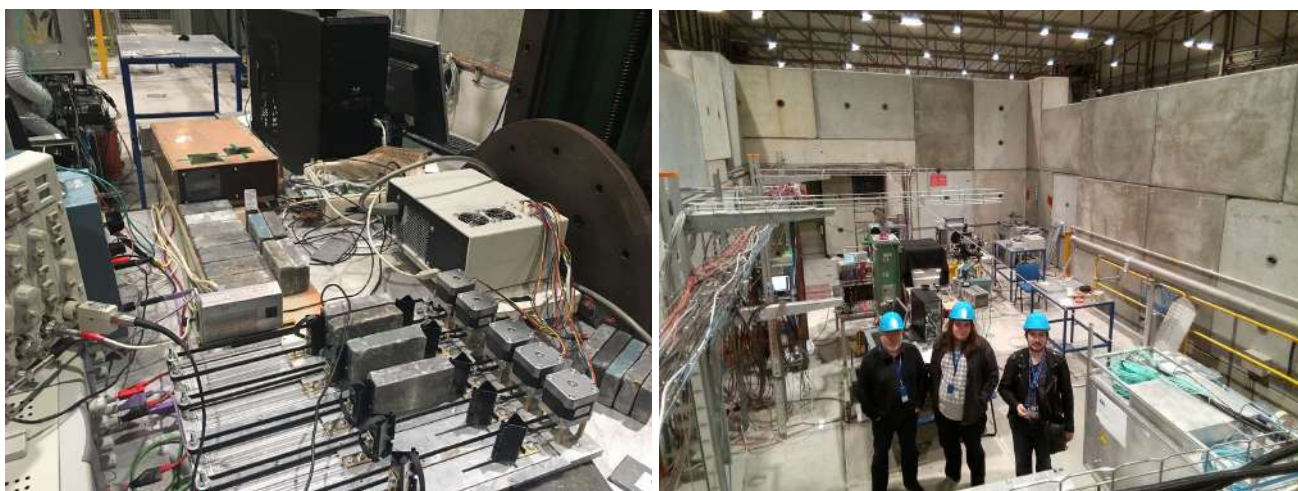


Рис. 19: Фотография прототипа, установленного на пучок (слева) и фотография с теста, проведенного в CERN. На фотографии прототипа: пучок входит снизу справа, первым стоит робот для установки толщины мишени, затем - неизменная мишень (на фотографии все блоки свинца лежат и ее толщина равна нулю), далее - детекторный блок прототипа СТИКЛ в медном корпусе для экранировки. На фотографии с теста в CERN: слева - начальник лаборатории и эксперимента Подорожный Д.М, справа - м.н.с. Ковалев И. М, посередине - автор данной работы, Курганов А. А.

4.2 Моделирование прототипа НУКЛОН-2

Для обучения и проверки метода анализа при обработке пучковых данных требуется создание модели с конструкцией, идентичной прототипу. Данная модель была разработана также в Geant4 с применением physics list G4EmLivermore; ее конструкция показана на рис. 20. Порядок, толщины и поперечный размер детекторов в модели соответствуют им в реальном прототипе, за исключением отсутствия пучковых триггерных детекторов и последнего триггерного слоя в основной стопке детекторов. Данные различия несут незначительные последствия, поскольку эти детекторы нужны лишь для выработки триггера и не являются частью спектрометра. Как и в модели, использованной

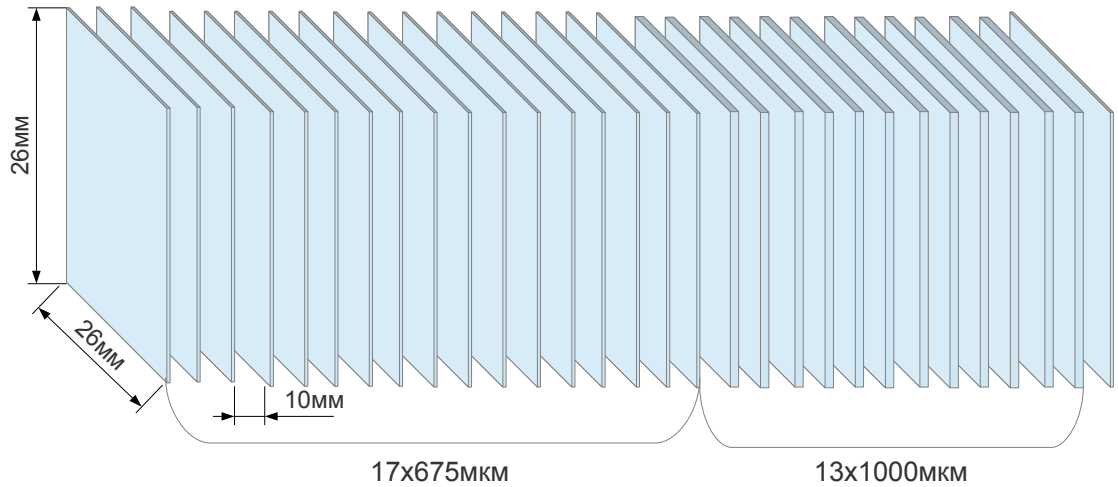


Рис. 20: Схема модели прототипа эксперимента НУКЛОН-2.

для оптимизации спектрометра (глава 3), частицы запускались только вдоль главной оси ровно в центр, и никакое конструкционное вещество в нее не было заложено кроме вещества детекторов (вклад воздуха между детекторами в реальности крайне мал). В модель была также добавлена возможность установки мишени перед прототипом для симуляции реальных условий пучкового эксперимента.

4.3 Моделирование мишени

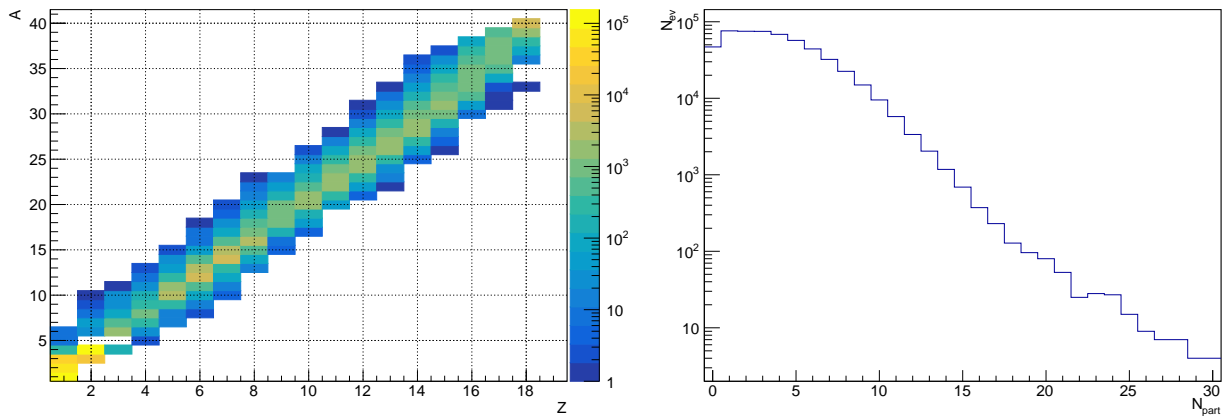


Рис. 21: Распределение AZ частиц после фрагментации в мишени (слева) и распределение количества влетевших в аппаратуру частиц (справа)

Перед пучковыми экспериментами с Хе и Аг (в данном разделе показано лишь для Аг) проводилось моделирование для определения, образуются ли в мишени изотопы основного ядра, в каком количестве они образуются

и возможна ли их регистрация на фоне плохих событий. В модели частицы, соответствующие свойствам частицам пучка, запускались в мишень и наблюдались частицы, входящие в аппаратуру. На рис. 21 показано распределение частиц по A и Z после фрагментации на мишени ядер $^{40}_{18}\text{Ar}$, а также распределение количества влетевших в аппаратуру фрагментов N_{part} . На AZ -диаграмме видно, что больше всего в аппаратуру влетает ионов H и He , на втором месте - изначальное ядро и его изотопы. На распределении количества влетевших фрагментов видно, что явно фоновых событий (с $N_{part} > 1$) значительно больше, чем с $N_{part} = 1$. Как показало моделирование, после применения триггера на останавливающиеся частицы остаются в основном лишь события с $N_{part} = 1$: при влете нескольких фрагментов один из них в подавляющем большинстве случаев пролетает аппаратуру насквозь. Стоит отметить, что то, что $N_{part} = 1$ еще не означает, что событие сигнальное: частица могла, например, вылететь через бок детектора или фрагментироваться внутри него — требуется дополнительная фильтрация, обеспечиваемая самим методом анализа данных. Распределение частиц по A и Z для событий с $N_{part} = 1$ показано на рис. 22. Видно, что, согласно моделированию, изотопы основного ядра должны наблюдаться в достаточном количестве.

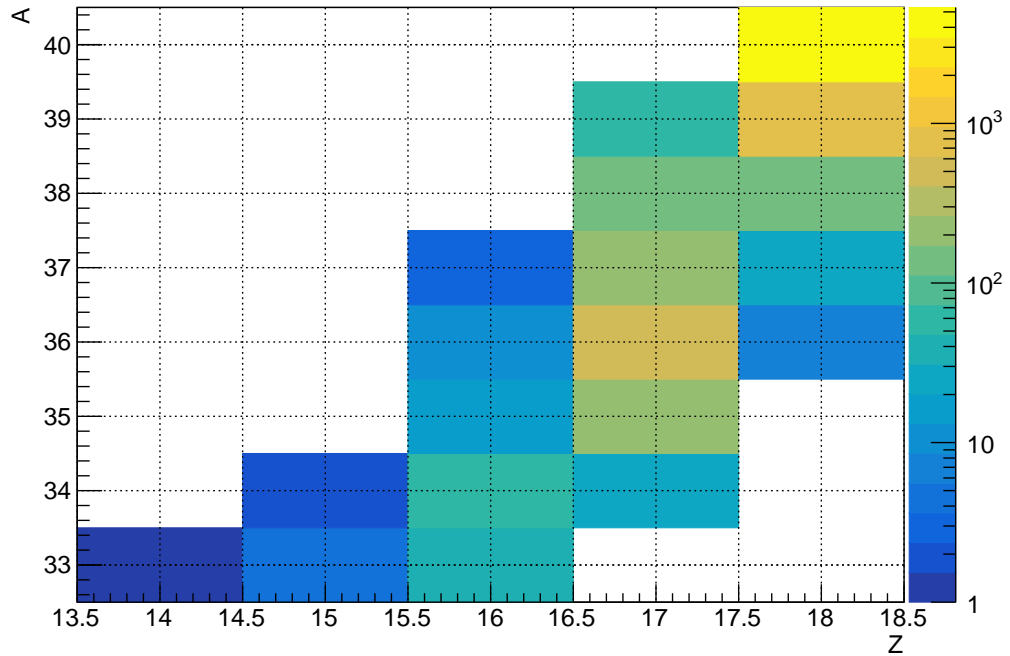


Рис. 22: Распределение AZ для событий с одной влетевшей частицей.

5 Предварительная обработка и калибровка

Результаты данной главы опубликованы в [32].

5.1 Схема анализа

Были проанализированы два последних теста прототипа: на изотопах ядра $^{40}_{18}\text{Ar}$ на ускорителе НУКЛОТРОН в Дубне и на изотопах ядра $^{129}_{54}\text{Xe}$ на ускорителе SPS в Швейцарии. Однако, перед тем, как перейти непосредственно к анализу данных, необходимо сначала провести их предварительную (первичную) обработку и калибровку аппаратуры. Полная схема анализа данных вместе с предварительной обработкой событий показана на рис. 23.

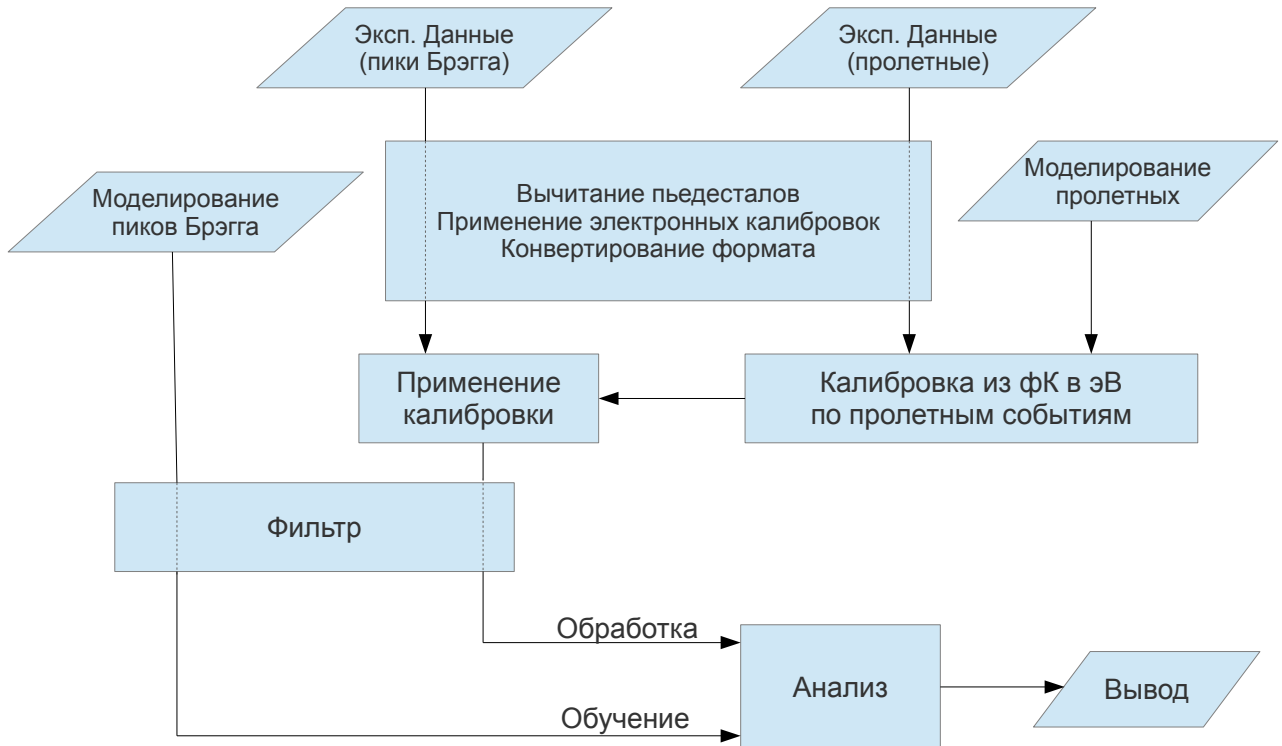


Рис. 23: Разработанная схема анализа

Было использовано всего четыре банка данных для каждого эксперимента: два модельных и два экспериментальных. Два из них (модельный и экспериментальный) - с релятивистскими частицами, пролетающими аппаратуру насквозь и еще два (также, модельный и экспериментальный) - с частицами, целиком поглощаемыми в аппаратуре. Первые два используются для калибровки аппаратуры, последние два - для финального анализа и обучения метода анализа. Оба банка данных перед использованием проходят через первичную обработку, включающую в себя конвертацию в формат файла, соответ-

ствующий смоделированным данным, вычитание пьедесталов и применение электронной калибровки. Затем из экспериментального и модельного банков с пролетными частицам строится калибровочная характеристика из единиц заряда в единицы энергосвечения в эВ. Эта калибровка применяется к экспериментальным данным с поглощением частиц, которые в дальнейшем проходят фильтрацию и обрабатываются. Далее в этой главе подробнее описаны процессы первичной обработки данных и калибровки аппаратуры.

5.2 Первичная обработка экспериментальных данных

Особенности усилительного тракта, подробное обсуждение которого выходит за рамки этой работы, приводят к тому, что у каждого из каналов АЦП (а, значит, и у каждого детектора) возникает некоторое смещение нуля, постоянное напряжение даже в отсутствии сигнала — так называемый “пьедестал”. Требуется его предварительное вычитание.

В аппаратуре прототипа реализована возможность измерения пьедесталов за счет того, что ускоритель работает в импульсном режиме и выдает частицы не постоянно, а отдельными сбросами с перерывами между ними. В этих перерывах полезного сигнала на детекторах, поскольку частицы не проходят через аппаратуру, наблюдаться не должно и можно измерить пьедестальный уровень. Для реализации этого программа сбора данных наблюдает за триггерами и если их не было какое-то время (порядка нескольких секунд), то считается, что пучок в текущий момент находится в режиме паузы между сбросами и аппаратура переходит в режим измерения пьедесталов: триггер форсируется с частотой порядка нескольких кГц, что запускает измерение АЦП напряжений, поступающих от усилительных трактов каждого из каналов. Данные измеренные напряжения и будут пьедесталами или смещением нуля.

Пьедесталы могут меняться из-за множества факторов, таких как, например, нестабильность блока питания или температура микросхем и пассивных компонентов. Однако, изменение достаточно медленно, чтобы считать пьедесталы постоянными за весь перерыв или весь сброс. Поэтому при предварительной обработке параллельно с переводом в более удобный формат файла пьедесталы за все измерение во время одного перерыва усредняются; в измеренных напряжениях при этом могут иметься выбросы, которые фильтруются по отклонению от среднего значения пьедесталов в данном перерыве, превышающему некоторую долю их же дисперсии. После этого усредненные пьедесталы применяются для следующего сброса (до следующего перерыва и измерения пьедесталов) и вычитаются из всех событий из всех детекторов. Стоит отметить, что усреднение пьедесталов ведется лишь по измерениям в

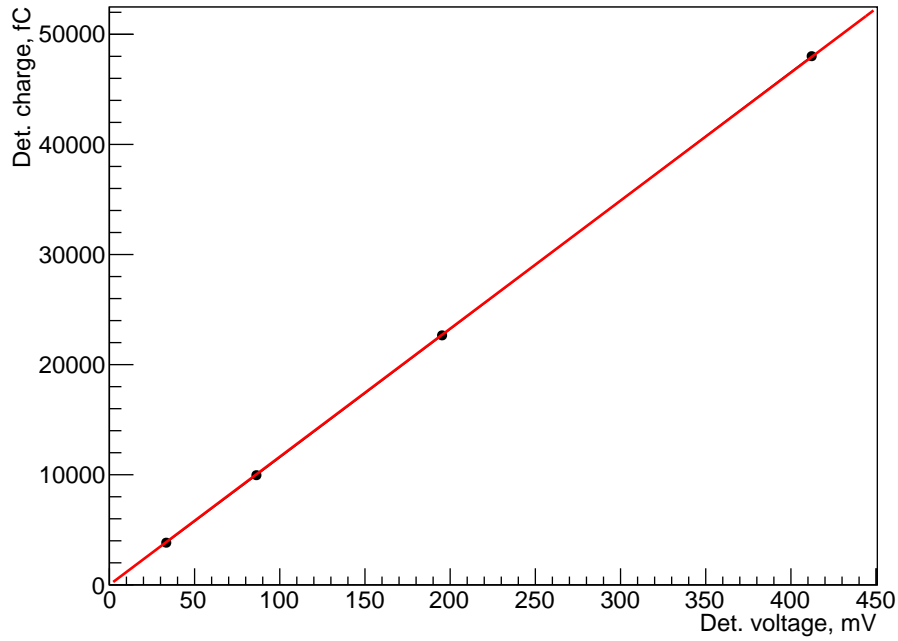


Рис. 24: Зависимость выделенного в детекторе заряда от измеренной амплитуды в одном из слоев. Точки - измерения, красная линия - проведенная аппроксимация. По оси X - регистрируемая АЦП амплитуда, по оси Y - выделенный в детекторе заряд.

каждом конкретном канале, но не по каналам: пьедестал в каждом канале свой и отличается от остальных.

Следующим шагом является восстановление из измеренной амплитуды сигнала в милливольтгах (за перевод из кодов АЦП в мВ отвечают драйвер АЦП и программа сбора данных) выделенного частицей заряда в детекторе. В предположении, что усилительные тракты, в частности - зарядочувствительные усилители (ЗЧУ) линейны, зависимость заряда от напряжения также является линейной:

$$Q_i = k_i U_i, \quad (7)$$

где U_i - измеренная амплитуда сигнала в слое i , k_i - коэффициент пропорциональности, Q_i - выделенный заряд. Коэффициент нулевой степени здесь отсутствует, поскольку по определению является смещением нуля, уже вычтенным в прошлом шаге.

Для определения коэффициентов k_i перед тестом аппаратура калибровалась от генератора импульсов напряжения через известную и заранее измеренную калибровочную емкость C_{cal} . Заряд, который выделится в детекторе от импульса тогда будет (в предположении отсутствия утечек, влияние которых мало) $Q_{cal} = C_{cal} U_{cal}$. Калибровка производилась при нескольких амплитудах импульсов.

Полученная зависимость затем аппроксимировалась линейной функцией без члена нулевой степени $y = kx$ для каждого из каналов в отдельности и использовалась при предварительной обработке событий. Полученная зависимость с построенной аппроксимацией показана на рис. 24. Стоит отметить предварительный характер данной калибровки (из-за предположения ее линейности, а также предположения, что с абсолютной точностью известны емкости конденсаторов и толщины детекторов), и в дальнейшем шаге она уточняется.

5.3 Калибровка экспериментальных данных

После учета эффектов, связанных с особенностями электроники и получения величины сигнала в детекторах в терминах заряда необходимо произвести ее привязку к единицам энерговыделения (эВ). Для этого использовался экспериментальный банк данных с пролетными событиями, в нем анализировались события (определялся заряд Z каждого ядра) и затем сопоставлялись с соответствующим смоделированным банком данных. Грамотно проведя это сопоставление, можно для каждого слоя установить связь энерговыделения в детекторе с выделенным в нем зарядом.

Поскольку частицы, регистрируемые в пролетных событиях, имеют ультрарелятивистские энергии, то удельные ионизационные потери частицы dE/dx можно считать неизменными на всем пути частицы и четко пропорциональными квадрату заряда Z^2 . Усреднив $\Delta E_i/\Delta x_i$ по всем слоям и построив распределение данной величины, можно было бы получить необходимую привязку, а по дисперсии данных величин по слоям построить фильтр событий. Однако, на момент проведения калибровки ΔE_i мы не знаем, но можно предположить, что $Q_i \propto \Delta E_i \Rightarrow Q_i \propto Z^2$ и работать с величиной $Q_i/\Delta x_i$. При этом необходимо учесть, что коэффициенты пропорциональности $Q_i \propto E_i$ меняются от слоя к слою, что также дает вклад в дисперсию Q_i по слоям. Покажем, к чему именно это приводит, введя коэффициент пропорциональности $Q_i = p_i \Delta E_i$ и считая Q_i и p_i независимыми случайными величинами в одном событии, причем первая из величин пропорциональна Z^2 :

$$M \left[\frac{Q_i}{\Delta x_i} \right] = M \left[p_i \frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right] = M[p_i] M \left[\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right] \approx M[p_i] \frac{dE}{dx} \propto Z^2;$$

$$D \left[\frac{Q_i}{\Delta x_i} \right] = D \left[p_i \frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right] = D[p_i] D \left[\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right] + M[p_i]^2 D \left[\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right] + M \left[\frac{\Delta E_i}{\Delta x_i} \right]^2 D[p_i];$$

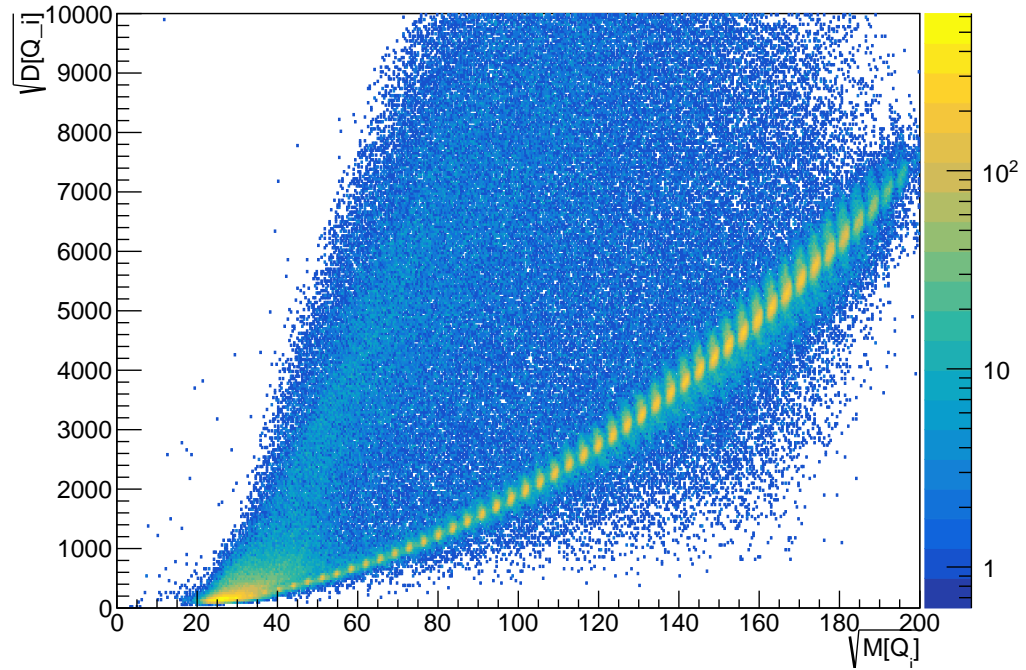


Рис. 25: Зависимость стандартного отклонения Q_i от $\sqrt{M[Q_i]} \sim Z$, полученная при проведении первого шага калибровки. На гистограмме четко видно кривую из сигнальных событий для различных Z (желтая линия), имеющую степенной характер.

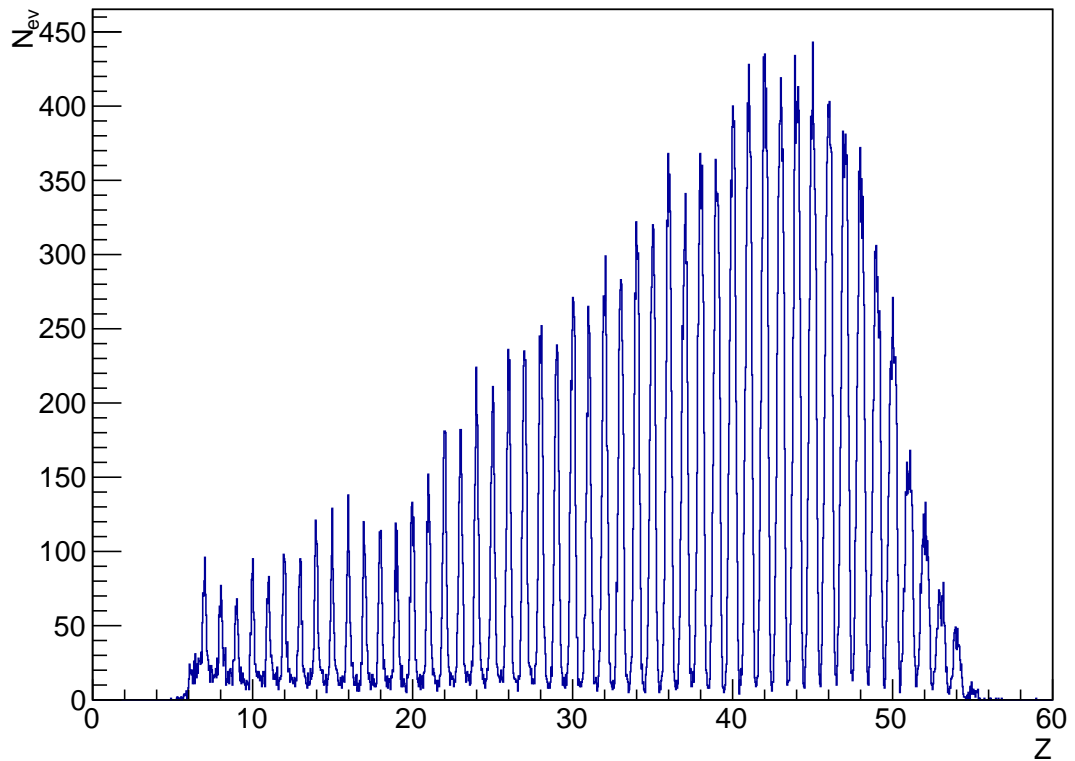


Рис. 26: Полученное распределение Z во втором шаге калибровки.

Здесь $M[x]$ - математическое ожидание случайной величины x (по всем слоям), $D[x]$ - ее дисперсия. Усредненное значение $M\left[\frac{Q_i}{\Delta x_i}\right]$ остается пропорциональным Z^2 за счет того, что p_i не зависит от Q_i и, следовательно, Z события можно восстановить. Дисперсия, однако, тоже оказывается зависимой от Z , в основном из-за последнего быстро растущего члена, пропорционального Z^4 . Стандартное отклонение тогда будет приблизительно пропорционально Z^2 и порог для фильтрации событий необходимо ставить тоже зависимый от Z , и с этой оговоркой можно проводить анализ, работая со средним и стандартным отклонением Q_i по слоям. Различные толщины детекторов Δx_i дадут ровно такой же вклад. Зависимость стандартного отклонения Q_i от $\sqrt{M[Q_i]} \propto Z$ в виде двумерной гистограммы показана на рис. 25. Первым шагом калибровки является фильтрация событий согласно данной гистограмме, построение распределения $\sqrt{M[Q_i]}$ и поиск пиков в нем для получения итоговой предварительной калибровки в терминах Z , усредненной по всем слоям.

Во втором шаге калибровки аналогичный анализ проводится заново, но используя уже откалиброванные в среднем слое - в каждом событии для каждого слоя используется полученная в первом шаге калибровка, определяется среднее по всем слоям $M[Z_i] = Z_{an}$ и вычисляется дисперсия. Стандартное отклонение уже не будет так сильно зависеть от Z , а потому по нему можно поставить более точный постоянный порог для фильтрации событий. Полученное во втором шаге калибровки распределение Z_{an} показано на рис. 26.

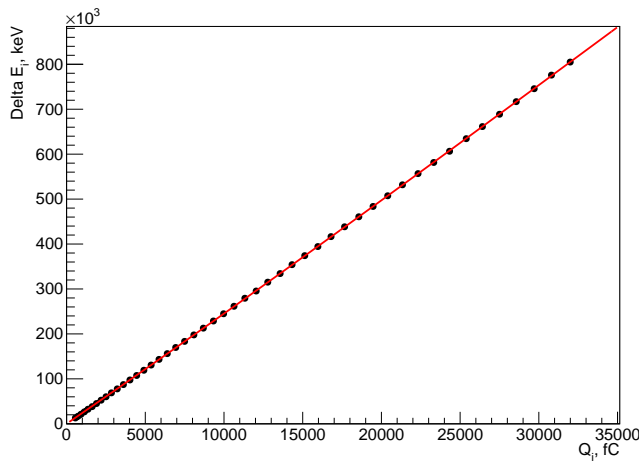


Рис. 27: Пример калибровочной характеристики для одного из слоев. По оси X - Q_i в фК, по оси Y - ΔE_i в кэВ. Красной линией показан аппроксимация калибровочной характеристики.

Последний этап калибровки заключается в сопоставлении моделирования и эксперимента, которое теперь можно провести, поскольку Z_{an} известно для каждого события, набор которых теперь хорошо отфильтрован. В экспериментальном банке данных Q_i усредняется по всем событиям с конкретным Z_{an} для каждого слоя (то есть, вычисляется среднее значение $Q_{i,Z_{an}}$ в отдельности для каждого слоя, усреднения по слоям не происходит). Та же операция проводится и с банком смоделированных данных, но уже в единицах энерговыделения $\Delta E_{i,Z_{an}}^{sim}$. Сопоставляя данные величины для каждого Z и по-

строив зависимость одной величины от другой, можно для каждого слоя определить зависимость $\Delta E_i(Q_i)$. Данная зависимость аппроксимировалась полиномом третьей степени с фиксированной точкой $(0, 0)$. Пример полученной зависимости с проведенной аппроксимацией показаны на рис. 27.

6 Анализ пучковых данных

Результаты данной главы опубликованы в [32, 33, 34].

6.1 Анализ теста с изотопами Ar

После предварительной обработки и калибровки данные готовы к обработке. Данные обрабатывались и фильтровались $2D$ методом, описанным ранее в разделе 2.3. Поскольку данная методика основывается на прямом сравнении экспериментальных и смоделированных данных, важно их хорошее соответствие. При обработке данных, однако, было обнаружено, что вне зависимости от выбранной физической модели (physics list) и установленных энергетических порогов соответствие есть, но не идеальное (см. рис. 28a): энерговыделение в смоделированном банке данных заметно ниже, чем в экспериментальном, хотя и повторяет форму в пространстве (dE, E) достаточно хорошо. Для разрешения данного конфликта был введен коэффициент домножения энерговыделения в каждом детекторе в экспериментальных данных. Коэффициент был выбран равным для всех детекторов, поскольку их различия уже были учтены при предварительной обработке данных. Определение данного коэффициента не составляет труда, а его введение обосновано тем, что разница сравнительно невелика (около 6%). Результат введения данного корректирующего коэффициента показан на рис. 28b.

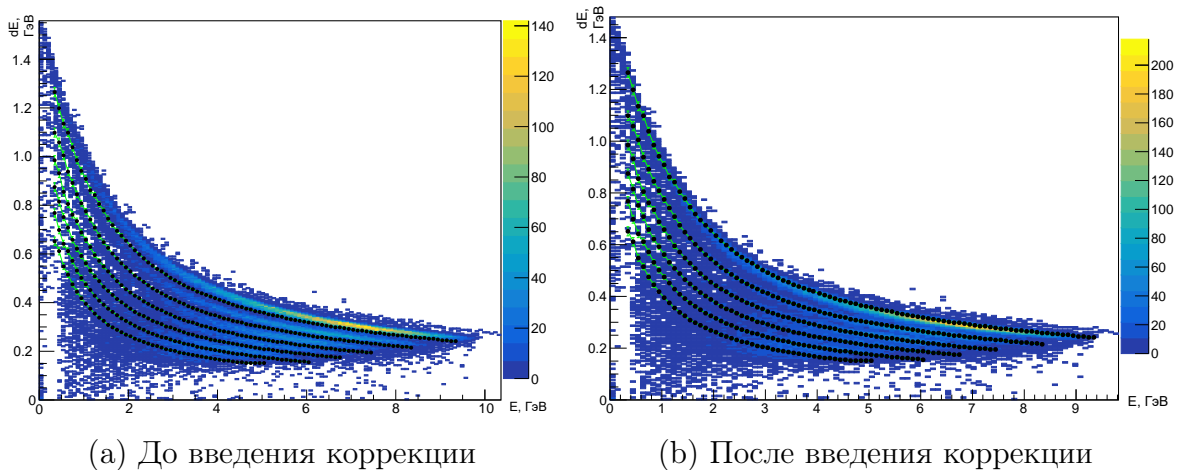
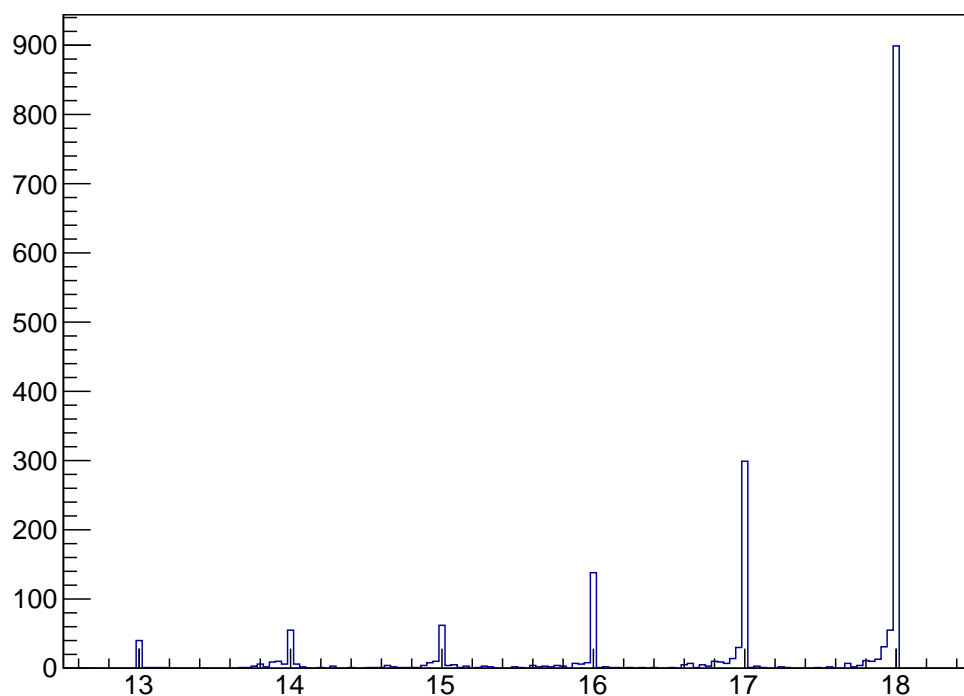


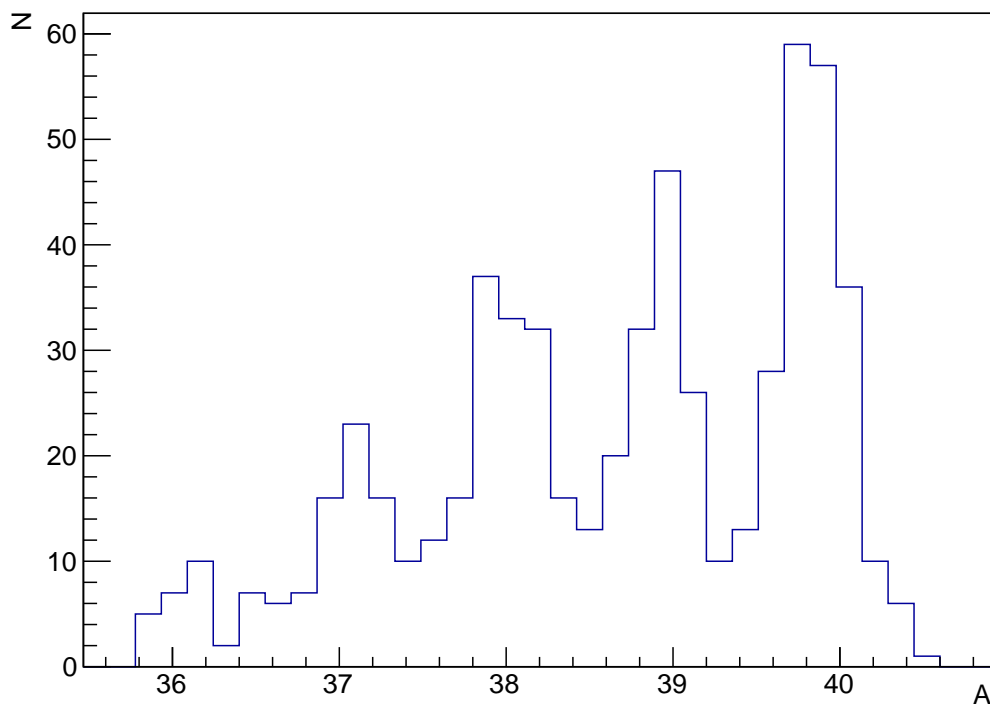
Рис. 28: Сравнение модельных и экспериментальных данных для ядер с $Z \in [13, 18]$ до и после введения коррекции. Черными линиями показаны кусочно-линейные интерполяции, полученные из моделирования, гистограммой - экспериментальные данные.

После указанной корректировки данные можно обрабатывать. Полученное экспериментальное зарядовое разрешение для ядер с $Z \in [13, 18]$ очень

хорошее и показано на рис. 29а. Итоговое экспериментальное изотопное разрешение для изотопов аргона от $^{18}_{36}\text{Ar}$ до $^{18}_{40}\text{Ar}$ показано на рис. 29б. Разрешение составляет 0.28 массовых единиц.



(а) Зарядовое разрешение для ядер с $Z \in [13, 18]$.



(б) Массовое разрешение изотопов аргона от $^{18}_{36}\text{Ar}$ до $^{18}_{40}\text{Ar}$.

Рис. 29: Полученные результаты при обработке теста с Ar.

6.2 Обработка Xe и модельно-независимая методика

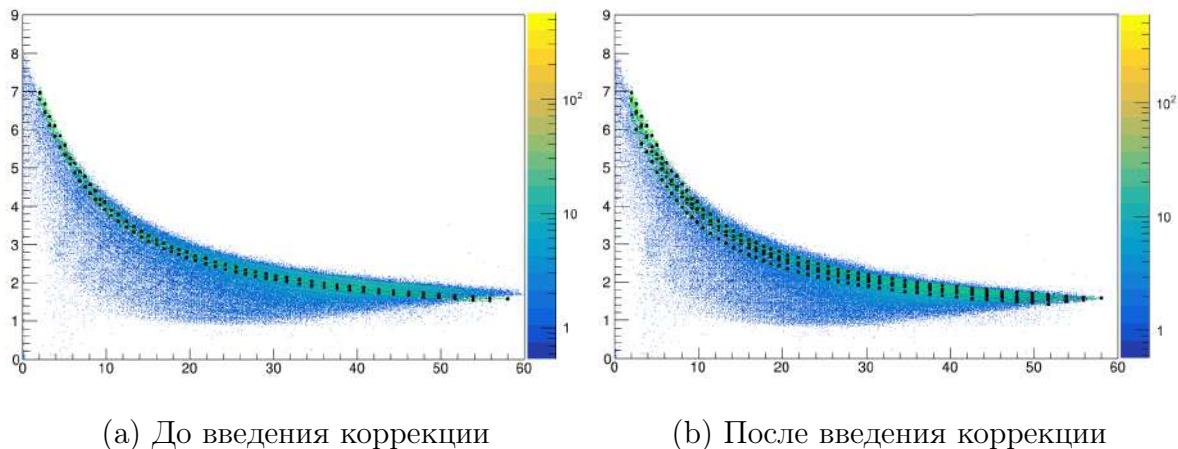


Рис. 30: Сравнение модельных и экспериментальных данных для ядер ксенона и нескольких более низких зарядов. Черными точками показаны точки кусочно-линейных интерполяций, полученных из моделирования, гистограммой - экспериментальные данные.

Перед обработкой ксенона было проведено аналогичное сравнение смоделированных и экспериментальных данных, показанное на рис. 30а. Видно, что модельные энерговыделения так же лежат ниже, чем экспериментальное. Была проведена попытка введения аналогичного с обработкой аргона корректирующего коэффициента (рис. 30b), однако, оказалось, что для ксенона такое приближение (постоянная относительная разница между моделью и экспериментом) уже не работает: несмотря на то, что визуально различие между данными моделирования и эксперимента мало, кривая смоделированных энерговыделений слева идет немного выше, чем экспериментальные данные, а справа - чуть ниже. Это приводит к некорректности использования, и, более того, неработоспособности модельно-зависимого 2D-метода. Ситуацию также усугубляют следующие факторы:

- С ростом заряда все более существенный вклад начинают давать побочные процессы, такие, как перезарядка атома [39] и требуется их верный учет в моделировании;
- С ростом заряда уменьшается разница в энерговыделении между соседними изотопами, что ведет к более высоким требованиям к точности моделирования;
- Проблематична привязка выделенного заряда в детекторах к энерговыделению, поскольку необходимая для этого пучковая калибровка на

релятивистских ядрах даже из фрагментов свинца не достигает энерговыделений ядер Хе в пике Брэгга и потому требует экстраполяции.

Для разрешения перечисленных проблем была разработана полностью модельно-независимая методика анализа¹ изотопного состава ядер, описанная далее в этом разделе. В чем-то она схожа с прямой методикой, описанной в 2.2, однако включает в себя введение эмпирических поправок.

Как было показано раньше, детектор прототипа НУКЛОН-2 по сути регистрирует семейство тормозных кривых в пространстве $(E, \Delta E/\Delta x)$, зависящих только от A и Z : нет других параметров, от которых они могли бы зависеть. Данный факт верен независимо ни от теоретических соображений, ни от выбора какой-либо модели (для смоделированных данных). В модельно-зависимом методе мы получали эти тормозные кривые из Монте-Карло моделирования и сравнивали экспериментальные данные с ними. Для модельно-независимого метода было бы логично тоже получить семейство двухпараметрических, уже аналитически определенных, кривых, описывающих данные тормозные кривые.

Предположим, из каких угодно, в том числе и чисто феноменологических, соображений нам удалось найти это семейство двухпараметрических кривых. Обозначим параметры этих кривых p и q ; следует отметить, что природа параметров p и q не обязательно должна иметь физический смысл и они могут иметь нетривиальную физическую размерность. Поскольку p и q однозначно соответствуют семейству кривых, как и параметры частицы Z и A , то есть и однозначное соответствие между пространствами параметров (p, q) и (Z, A) . Тогда, аппроксимируя (фитируя) экспериментальные кривые семейством найденных кривых, в пространстве (p, q) мы получим набор облаков точек, каждое из которых будет соответствовать каждому (Z, A) , то есть, каждому конкретному ядру. Задача анализа далее сводится к определению, какое из облаков принадлежит каким Z и A и выделению областей.

Вопрос заключается в конкретном выборе семейства кривых $dE/dx(E) = f(E, p, q)$. Простейшая мысль заключается в том, чтобы отталкиваться от кривой Бете-Блоха, несмотря на то, что она явно не даст точного описания семейства кривых торможения, в том числе и из-за сторонних от ионизации процессов и менее точна, чем моделирование методом Монте-Карло. Однако, поскольку описание кривых теперь аналитическое, а не численно-модельное, то возможно введение в нее необходимых эмпирических поправок. Данные эмпирические поправки можно при этом ввести точнее, чем просто коррекция энерговыделений в экспериментальном банке данных на заданный коэффициент.

¹Предварительная обработка данных, однако, все еще модельно-зависима.

Аппроксимирующая функция Бете-Блоха записывалась в следующем виде:

$$\frac{dE}{dx}(Z_{fit}, A_{fit}, E) = \frac{Z_{fit}^2}{\beta^2} \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \right] - \ln[1 - \beta^2] - \beta^2 \right\}, \quad (8)$$

где

$$Z_{fit}^2 = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e c^2}; \quad \beta^2(E, A_{fit}) = \frac{(1 + E/A_{fit})^2 - 1}{(1 + E/A_{fit})^2} = \frac{v^2}{c^2}, \quad (9)$$

m_e - масса электрона, I - эффективный ионизационный потенциал вещества детектора, e - заряд электрона, n_e - концентрация электронов вещества детектора, v и c - скорости ядра и света. На рис. 31 показаны тормозные кривые двух “хороших” событий в пространстве $(E, \Delta E/\Delta x)$ с аппроксимацией данной функцией. Видно, что кривые Бете-Блоха хорошо описывают форму экспериментальных кривых, хотя некоторые систематические отклонения имеются. На краях тормозной кривой экспериментальные точки лежат чуть ниже аппроксимации, а в центре - наоборот, чуть выше.

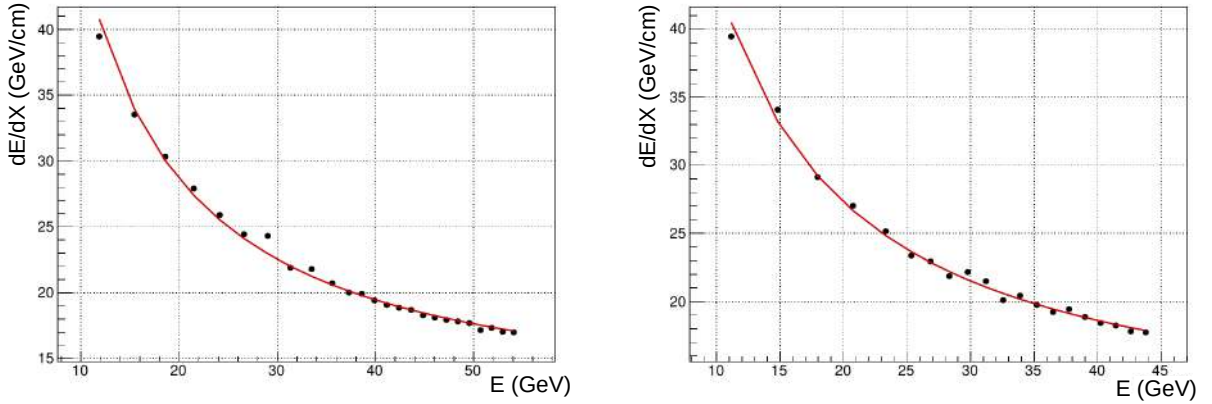


Рис. 31: Кривые $(dE/dx)(E)$ для двух событий и соответствующие им аппроксимации функцией Бете-Блоха (8).

В данном случае роль параметров p и q играют параметры Z_{fit} и A_{fit} - заряд и масса, определенные из аппроксимации. Безусловно, они косвенно связаны с зарядом и массой ядра, однако связь эта далеко не прямая и эти параметры Z_{fit} и A_{fit} , как и p и q , не стоит рассматривать с физической точки зрения: как минимум из-за того, что функции (8) не идеально описывают реальные тормозные кривые и не учитывают множество процессов, свойственных взаимодействию сверхтяжелых ионов с веществом, Z_{fit} будет сильно отличаться от реального заряда ядра.

Работоспособность метода сначала была проверена на изотопах Аргона ($Z = 18$) и двух соседних ядер под ним ($Z = 17, Z = 16$) в моделировании.

Полученное распределение в пространстве параметров кривых показано на рис. 32. Четко видны три отдельные зарядовые группы, в каждой из которых выделяется 5 отдельных облаков точек, по одному на каждый изотоп. Каждое облако точек имеет нетривиальную форму с сильной статистической корреляцией между Z_{fit} и A_{fit} внутри него. Видна структура, ожидать которую стоит и в обработке ксенона: отдельные зарядовые области с тонкой структурой распределения внутри каждой из них, связанную с разными массовыми числами.

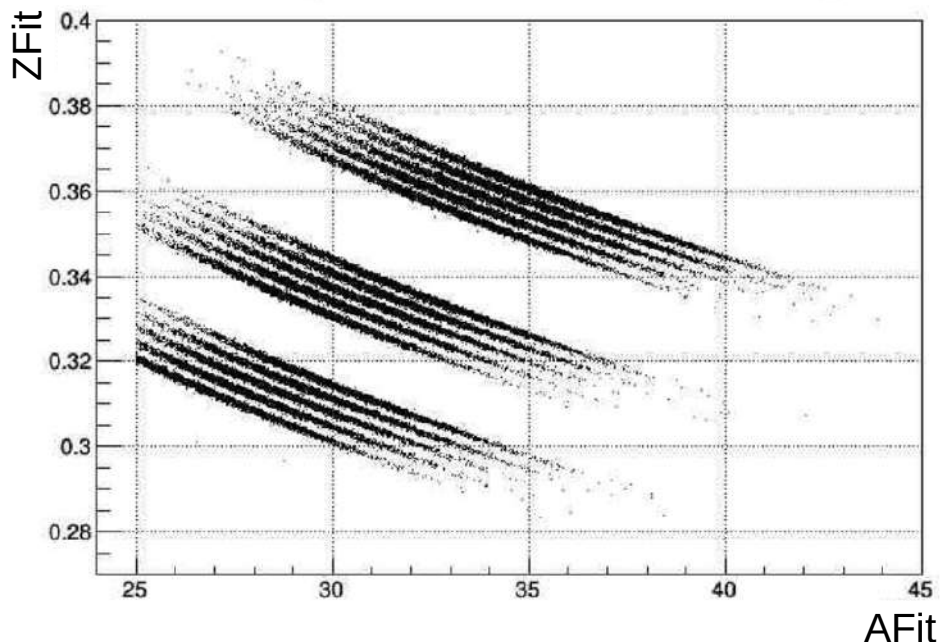
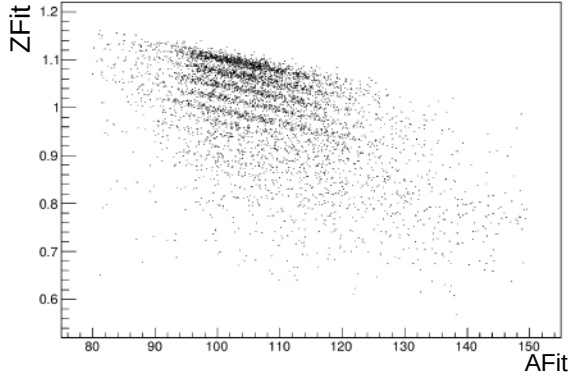


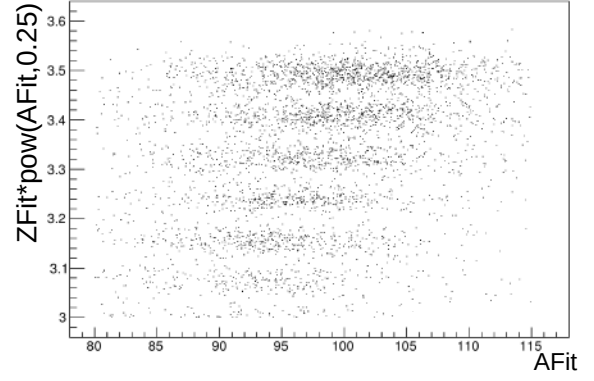
Рис. 32: Распределение точек в пространстве (Z_{fit}, A_{fit}) для различных ядер изотопов $Z \in [16, 18]$.

Перед тем, как мы перейдем к непосредственно обработке экспериментальных данных, следует упомянуть несколько вещей. Во-первых, в анализ шли лишь события, в которых пик Брэгга оказывался в 22-27 слоях, поскольку для событий с более ранним пиком брэгга точек тормозной кривой слишком мало для адекватного качества аппроксимации. Во-вторых, обработанная статистика невелика: после прохождения фильтрации в анализ пошло лишь 5615 событий для всех Z , из которых лишь 500 было определено как ксенон, что крайне мало для реальной оценки изотопного разрешения.

На рис. 33а показано полученное распределение событий в пространстве параметров (Z_{fit}, A_{fit}) для экспериментального банка данных с ксеноном после фильтрации событий. Видны отдельные зарядовые группы, верхняя из которых соответствует самому ксенону $Z = 54$. Изотопы же внутри зарядовых групп визуально не различимы, поскольку и статистика невысокая, и



(a) До преобразования координат



(b) После преобразования координат

В

Рис. 33: Распределение событий в пространстве параметров (Z_{fit}, A_{fit}) для экспериментального банка данных с ксеноном. Слева - до введения преобразования координат, справа - после (показаны только верхние 6 зарядов)

разрешение ожидается (согласно проведенному ранее моделированию) сильно хуже, чем у аргона. Для разрешения изотопов ксенона внутри облака, соответствующего $Z = 54$, необходимо ввести некоторые апостериорные эмпирические поправки.

Первым шагом стоит выделить нужную зарядовую группу, для чего удобно провести преобразование координат пространства параметров такое, чтобы зарядовые облака были горизонтальными. Форма облаков близка к степенным функциям $Z_{fit}(A_{fit})$, так что и преобразование координат имеет смысл искать в виде степенной функции. Действительно, преобразование

$$Z_{Fit} \rightarrow Z_{Fit} \times (A_{Fit})^{0.25} \quad (10)$$

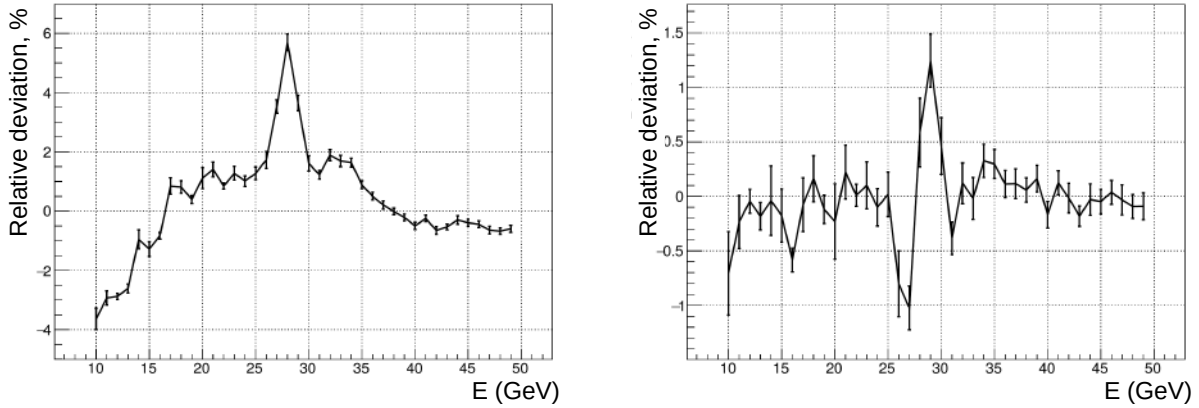
решает поставленную задачу: результат показан на рис. 33b. Необходимое зарядовое облако в таком пространстве легко выделяется по величине параметра $Z_{fit}(A_{fit})^{0.25}$.

Следующим шагом вводится эмпирическая коррекция самой функции (8). Поправка вводилась отдельно для каждой зарядовой группы и отдельно для каждой группы событий с пиками Брэгга в каждом из слоев 22-27. Для определения поправки находилась относительная разница α между экспериментальными кривыми и аппроксимирующей кривой при различных энергиях:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{exp} (E) = [1 + \alpha(E)] \frac{dE}{dx} (Z_{Fit}, A_{Fit}, E). \quad (11)$$

Функция $\alpha(E)$ затем усреднялась по всем использованным событиям, что дает среднее отклонение бете-блоховских аппроксимаций от эксперименталь-

ных кривых. Ввести данную эмпирическую поправку в функцию (8) можно, просто поделив ее на $[1 + \alpha(E)]$. На рис. 34а показана полученная функция $\alpha(E)$ для событий с пиком Брэгга в 27м слое. Видно, что $\alpha(E)$ сильно зависит от энергии и достигает по модулю 6%. На соседнем рисунке 34b показана та же функция, но аппроксимация проводилась уже функциями с учетом поправки (далее будем их называть модифицированными функциями Бете-Блоха). Видно, что отклонения упали в несколько раз и стали более стабильны по энергии, за исключением небольшого всплеска посередине.



(a) До коррекции

(b) После коррекции

Рис. 34: Систематическое среднее относительное отклонение $\alpha(E)$ экспериментальных кривых от аппроксимации до и после введения коррекции на $[1 + \alpha(E)]$.

С использованием данных модифицированных функций Бете-Блоха распределение событий в пространстве параметров (Z_{fit}, A_{fit}) , аналогичное приведенным на рис. 33, строилось снова. Далее можно предположить, что облака точек имеют такую же структуру, как и на рис. 32 и потому после преобразования координат в каждом из зарядовых облаков должны наблюдаться горизонтальные тонкие облака точек, соответствующие различным изотопам ядра. Для определения конечного изотопного разрешения тогда достаточно построить одномерное распределение по параметру $Z_{fit}(A_{fit})^{0.5}$ для выбранного зарядового облака.

6.3 Результаты обработки Хе

Итоговое экспериментальное разрешение ксенона показано на рис. 35. Видны два пика, указывающих, что некоторое изотопное разрешение есть, однако имеющая статистика не позволяет это утверждать с полной уверенностью.

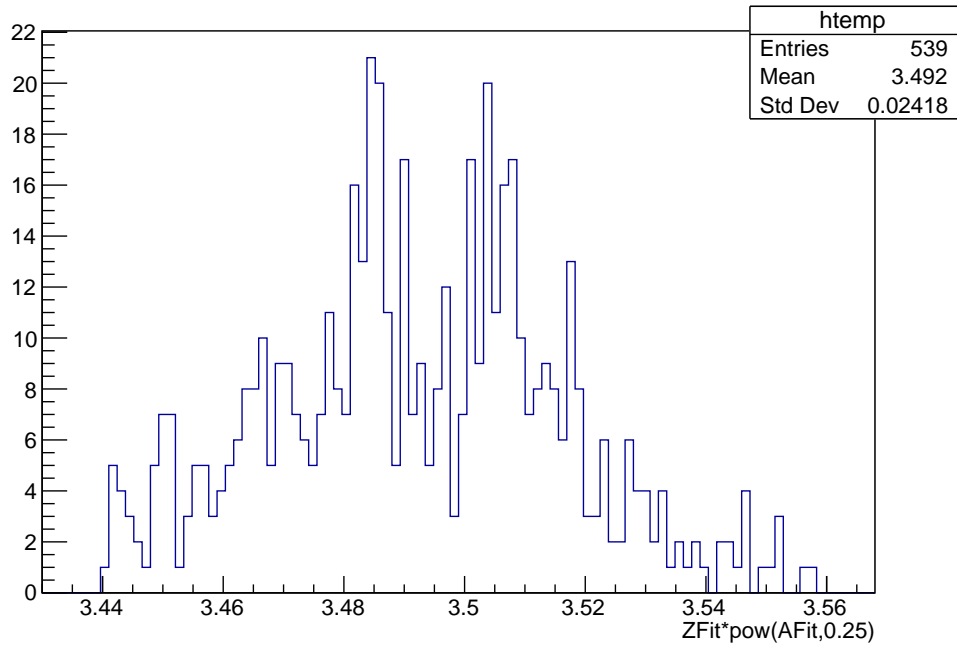
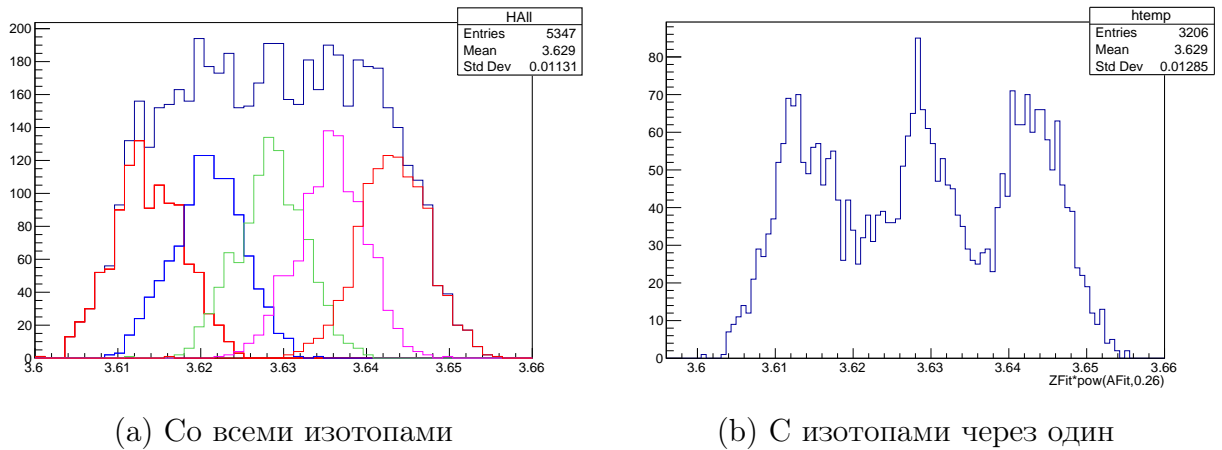


Рис. 35: Результаты обработки модельно-независимым методом экспериментального банка данных с ксеноном. Изотопное разрешение.

Более того, на графике отсутствует какая-либо привязка к реальным массовым числам: неясно, какой из пиков соответствует какому ядру. В реальном космическом эксперименте задача такой привязки значительно проще, потому как в космических лучах могут присутствовать лишь стабильные или долгоживущие изотопы; на выходе же из деградера могут образовываться и регистрироваться и короткоживущие и, тем самым, нет какой-либо опорной точки.



(a) Со всеми изотопами

(b) С изотопами через один

Рис. 36: Результаты обработки модельно-независимым методом смоделированного банка данных с изотопами ксенона.

Имеет смысл также проверить работоспособность метода и в моделирова-

нии. С использованием пакета FLUKA [40, 41] моделировался банк данных с изотопами от $^{54}_{129}\text{Xe}$ до $^{54}_{133}\text{Xe}$ и проверялось разрешение изотопов как соседних, так и стоящих через один (“выкидывались” изотопы $^{54}_{130}\text{Xe}$ и $^{54}_{132}\text{Xe}$) и затем обрабатывался аналогично экспериментальным данным. Стоит отметить, что при преобразовании координат при обработке смоделированных данных оптимальная степень в (10) оказалась равна 0.26, а не 0.25, что показывает масштаб неточности моделирования. Результаты показаны на рис. 36. Видно, что хорошего разрешения соседних изотопов не наблюдается, однако, есть разрешение изотопов, стоящих через один. Важно сказать, что данный вывод никак не противоречит выводам, сделанным ранее с модельно-зависимым методом (см. рис. 16): там так же уже с зарядов ~ 50 изотопного разрешения соседних изотопов не наблюдалось.

6.4 Выводы

Было получено модельное изотопное разрешение и его зависимость от Z , экспериментальное разрешение для $Z = 18$ (аргон) в 0.26 массовых единиц и, в некотором роде (подтверждено его наличие в принципе для неизвестного изотопного состава) для $Z = 54$ (ксенон). Последний результат для ксенона был получен модельно-независимой методикой, поскольку модельно-зависимая на таких зарядах уже не работает. Качественно экспериментальные результаты не противоречат модельным. На низких Z для тяжелых ядер соседние изотопы различаются и в моделировании, и в эксперименте. Для сверхтяжелых, начиная с некоторого Z (определить которое экспериментально из текущих данных невозможно) разрешение остается лишь для изотопов, стоящих через один. Стоит отметить, что последнее ограничение не означает, что у эксперимента нет научных задач в этом диапазоне зарядов, поскольку в космических лучах наблюдается множество ситуаций, когда между двумя стабильными или метастабильными изотопами стоит нестабильный и изучение соотношения распространенности двух стоящих через один изотопов также может быть актуально с научной точки зрения.

Для того, чтобы сказать что-то более конкретное, для дальнейшей работы требуется расширение экспериментального набора данных по следующим причинам:

- Требуется более глубокая проверка работоспособности модельно-независимого метода, а также его калибровка (и в плане введения эмпирических поправок, и в плане привязки полученных результатов к реальным массовым числам) на хорошей статистике;
- Требуется проведение эксперимента на изотопах большего количества

ядер различных зарядов;

Явный недостаток экспериментальных данных планируется восполнить в рамках проекта ДЧС-НІСА.

7 Проект ДЧС-НИКА

Результаты данной главы опубликованы в [42].

7.1 Описание проекта ДЧС-NICA

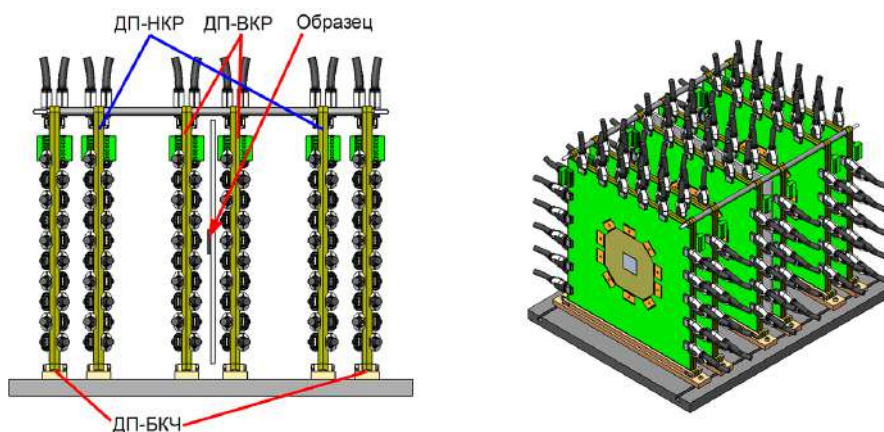


Рис. 37: Конструкция детектора проекта ДЧС-NICA. ДП-БКЧ — пары детекторов без координатной чувствительности (падовые), ДП-ВКР и ДП-НКР — ортогональные пары стриповых детекторов с высоким и низким координатным разрешением соответственно.

Проект «Детекторная часть станции для исследований и облучения перспективных изделий полупроводниковой микро- и наноэлектроники пучками высокой энергии» (сокр. ДЧС-NICA) [42] направлен на исследование влияния радиации на специализированные большие интегральные схемы, а именно - расширение экспериментального материала в области воздействия одиночных случайных эффектов (Single Event Effects или Single Event Upsets, SEE/SEU) для создания более точных моделей взаимодействия микросхем с радиацией. В рамках проекта планируется также разработка методики, позволяющей проводить проверку микросхем на радиационную стойкость прецизионно (точность установки линейных потерь энергии частицы - 10%) и локально (для конкретного элемента СБИС, а не всей микросхемы в целом). В качестве источника частиц планируется использование ресурсов ускорительного комплекса NICA. Широкие возможности выбора ядер пучка от углерода до золота (^6C , ^{18}Ar , ^{26}Fe , ^{36}Kr , ^{54}Xe , ^{79}Au) с энергиями до 350 МэВ/нуклон позволяют осуществлять моделирование воздействия большей части видов воздействия КЛ на микросхемы в наземных условиях, а планируемая плотность пучка частиц от 10^2 до 10^4 $1/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$ достаточна для решения задач проекта.

Конструкция детекторной части проекта показана на рис. 37 сбоку и в трехмерном виде. Детекторы смонтированы на платах предусиления и оцифровки сигнала; цифровые данные затем передаются на набор контроллеров, которые, в свою очередь, передают их на ПК. Посередине установки располагается изучаемый образец (микросхема). По обе стороны от него симметрично располагаются пары детекторных плоскостей с высоким координатным разрешением (ДП-ВКР) — стриповые кремниевые детекторы с шагом стрипов 100 мкм, в каждой паре ориентации стрипов в двух плоскостях взаимно перпендикулярны. Далее — стриповые детекторы с шагом стрипов 1мм (детекторная плоскость с низким координатным разрешением, ДП-НКР) и падовые детекторные плоскости без координатной чувствительности (ДП-БКЧ) для измерения энерговыделения проходящих частиц.

Для прецизионной локализации трека частицы в образце и определения энерговыделения частиц в нем требуется точное позиционирование кристалла образца относительно координатной системы детекторов. Для решения этой задачи аппаратура может работать во втором режиме, для которого была разработана специализированная методика — ядерная “томография”, заключающаяся в регистрации количества вещества, пройденного частицей на выходе из образца в зависимости от координат прохождения ее через образец, что позволяет восстановить его внутреннюю структуру с привязкой к системе координат детекторов и определить точное количество вещества в образце, знать которое критически важно для точного определения энерговыделения в образце и локализации пика Брэгга в нем вдоль главной оси системы. Количество вещества определяется по величине потерь энергии частицами, проходящими образец, через величину dE/dx в падовых детекторах за образцом.

Важно отметить, что и детекторы, и методики ДЧС-НИСА имеют много общего с НУКЛОН-2. То же можно сказать и о планируемых низкоэнергетичных пучках. Работа над данным проектом позволит продолжить исследование методик, необходимых для реализации НУКЛОН-2.

7.2 Моделирование проекта ДЧС-НИСА

Перед моделированием установки были поставлены следующие вопросы:

- Какова реальная точность установки энерговыделения в основном режиме работы?
- Работоспособна ли методика ядерной “томографии” и при каких энергиях пучка?

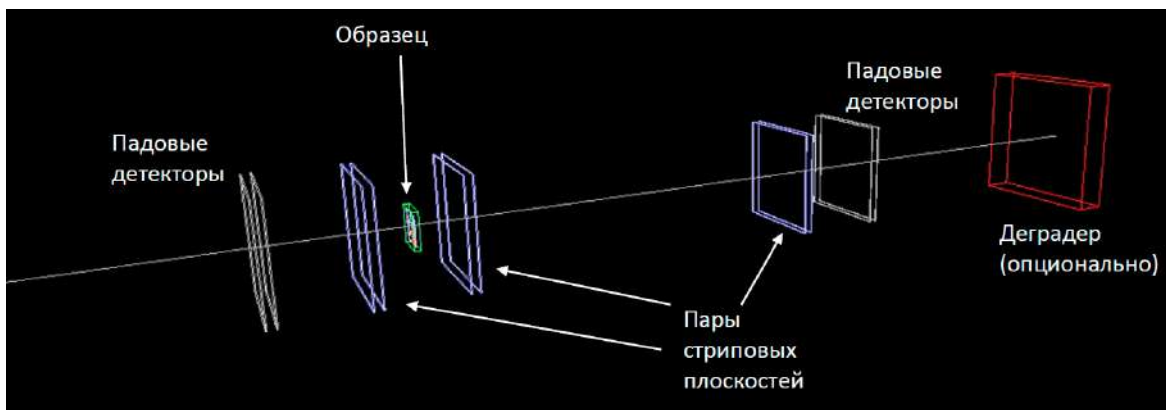


Рис. 38: Схема модели проекта ДЧС-NICA в Geant4.

- Какое пространственное разрешение обеспечивается в обоих режимах работы?
- Каково влияние фрагментационных процессов?
- Возможна ли работа экспериментов НУКЛОН-2 и ДЧС в параллельном режиме?

Отдельно был также поднят вопрос о разработке методики, проводящей юстировку положения плоскостей относительно друг друга (известную как алаймент детекторов) для обеспечения максимальной точности локализации треков частиц и проверки методики в моделировании.

Для решения поставленных задач была разработана модель в Geant4, конструкция детекторов в которой повторяет реальную конструкцию детектора ДЧС за исключением отсутствия конструкционных материалов, таких, как текстолит, на который установлены детекторы (рис. 38, пучок входит справа). В качестве входного пучка ядер в моделировании использовались ядра $^{79}_{196}\text{Au}$ при энергиях от 120 до 350 МэВ/нуклон в зависимости от задачи. Источник частиц имеет форму квадрата с сечением $3 \times 3 \text{ см}^2$. Между детекторами и пучком в некоторых сеансах моделирования устанавливался деградер из вольфрама для оценки его влияния; стоит сразу отметить, что здесь он значительно тоньше, чем в прототипе НУКЛОН-2 в предыдущих экспериментах, поскольку энергии пучка ниже и, к тому же, есть возможность ее выбирать с некоторым шагом.

За деградером следуют два кремниевых детектора толщиной 300 мкм. Следом за ними - пара кремниевых детекторов ДП-НКР толщиной также 300 мкм с шагом стрипа 1мм, расположение стрипов в паре взаимно перпендикулярно и направлено вдоль координатных осей X и Y. Затем, после продольного промежутка в 10см, располагается еще пара стриповых детекторов ДП-ВКР с шагом стрипов 100мкм. Затем располагается исследуемый

образец и последняя пара ДП-ВКР, аналогичная первой на расстоянии 2см от первой. Последняя пара падовых детекторов стоит за ДП-ВКР.

В качестве образцов в моделировании использовались две конструкции, приблизительно передающие две распространенные структуры микросхем: монолитную микросхему, в которой кремний СБИС целиком залит пластиком и микросхему в керамическом корпусе с крышкой. Конструкция образцов показана на рис. 39, а их реализация в Geant4 в трехмерном виде - на рис. 40. Все моделирование, если не указано иначе, проводилось с монолитным образцом. На данном этапе работы требовалась только качественная проверка работоспособности новой методики ядерной “томографии”, и для этого достаточно было использовать любой гетерогенный образец со структурой, напоминающей микросхему. В будущем, когда на пучок будут устанавливаться реальные микросхемы, по той же методике нетрудно будет промоделировать именно те микросхемы, которые будут устанавливаться на пучок, для тех реальных параметров пучка, который будет использован

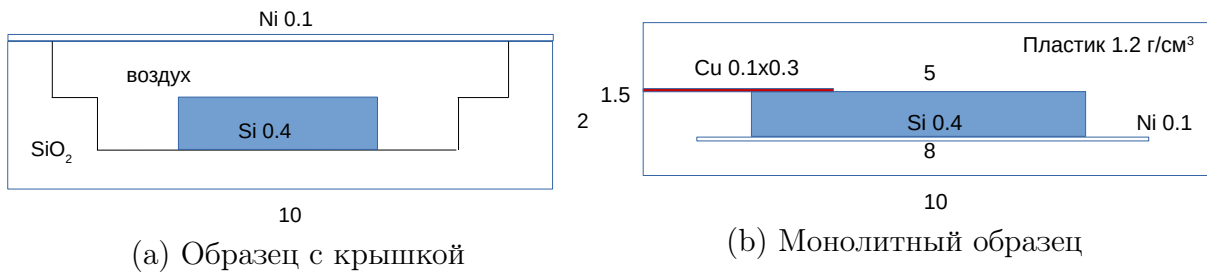


Рис. 39: Образцы в моделировании ДЧС-NICA. Все размеры указаны в миллиметрах.

7.3 Влияние фрагментации

Важным вопросом для проведения эксперимента является, как и в прототипе НУКЛОН-2, изучение влияния и фильтрации фона событий, в которых имела место фрагментация изначального пучка на набор более легких ядер. Для его изучения в Geant4 был реализован специальный маркер, помечающий события с фрагментацией для подсчета. На рис. 41а показана полученная зависимость доли событий с фрагментацией от энергии частицы после деградера для различных его толщин. Энергия пучка регулировалась от 130 до 350 МэВ/нуклон. Видно, что фон есть, однако вне зависимости от энергии пучка и толщины деградера его доля невелика, поскольку деградер сравнительно тонкий и доля не превышает 14%.

При фрагментации ядро разлетается на более легкие фрагменты. Так как энерговыделение частицы $\propto Z^2$, а при фрагментации энергия на нуклон ме-

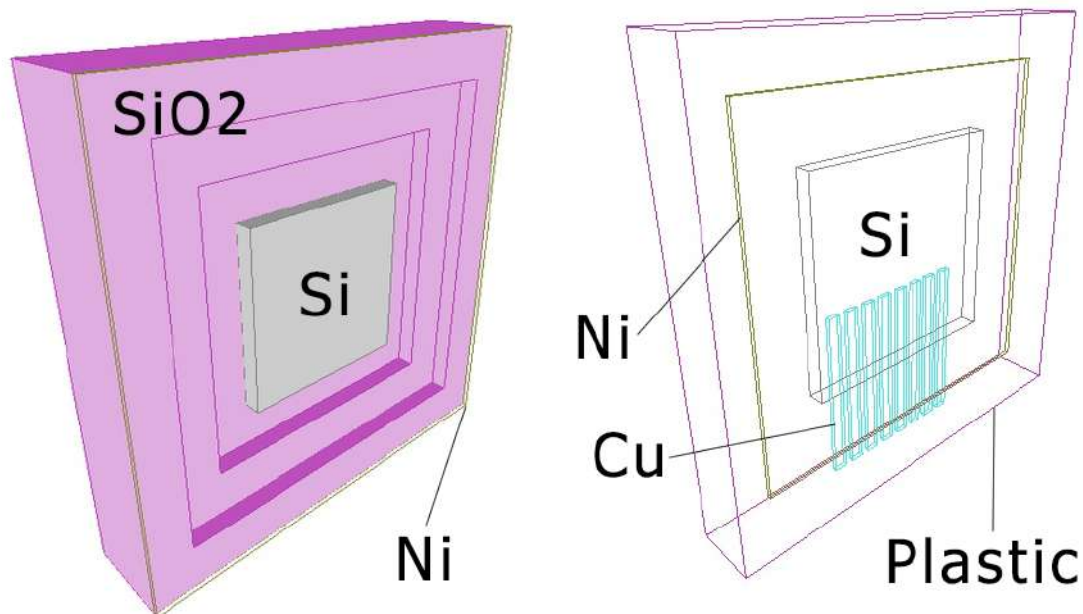
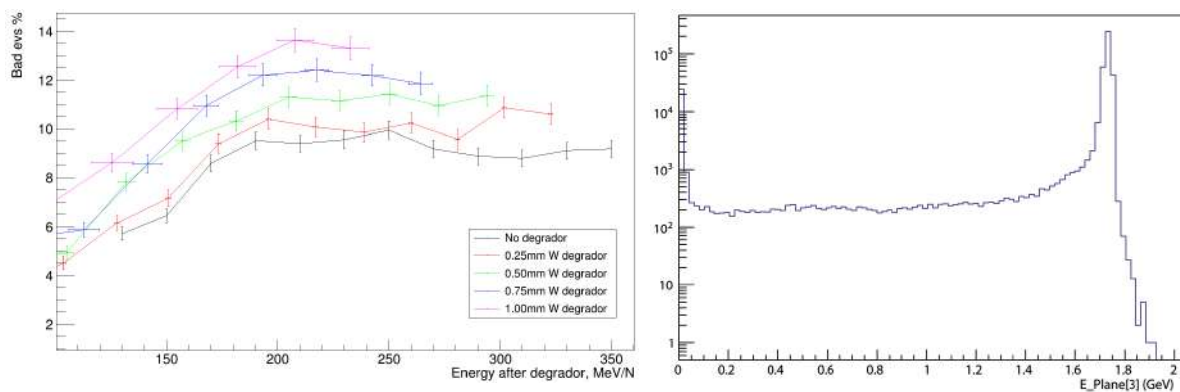


Рис. 40: Образцы в моделировании ДЧС-NICA в трехмерном представлении. Слева - образец с крышкой (крышка сделана прозрачной), справа - монолитный.

няется слабо, то в событиях с фрагментацией ядра суммарное энерговыделение в детекторах существенно падает. Это легко обнаружить и позволяет эффективно произвести фильтрацию событий: на рис. 41b показано в логарифмическом масштабе распределение энерговыделения в последнем перед образцом детекторе. Основной пик в правой части распределения отвечает за ядра, прошедшие установку без фрагментации. Плато соответствует различным вариантам фрагментации ядра, а узкий пик около нуля соответствует фрагментации ядер на мелкие фрагменты с зарядами 1-2. Стоит отметить, что структура гистограммы по своей сути напоминает рис. 21, построенный для фрагментации ядер Аргона. При исследовании дозовых нагрузок на микросхему событиями с фрагментацией можно пренебречь, поскольку они не только немногочисленны, но и их энерговыделение в образце сравнительно мало.

7.4 Точность установки ЛПЭ

Точность и диапазон установки ЛПЭ в образце проверялись в тонком слое кремния монолитного образца толщиной 25мкм для широкого набора энергий ядер золота: с шагом 1 МэВ/нуклон при энергиях 124-149 МэВ/нуклон и с шагом в 10 МэВ/нуклон при больших энергиях. Для увеличения доли событий, попадающий в кремний, размер источника частиц был уменьшен до



(a) Зависимость доли событий с фрагментацией от энергии частицы для различных толщин деградера. (b) Распределение энергосодержания в детекторе до образца.

Рис. 41: Моделирование влияния фрагментации и ее фильтрации в проекте ДЧС-NICA.

0.5 × 0.5 мм.

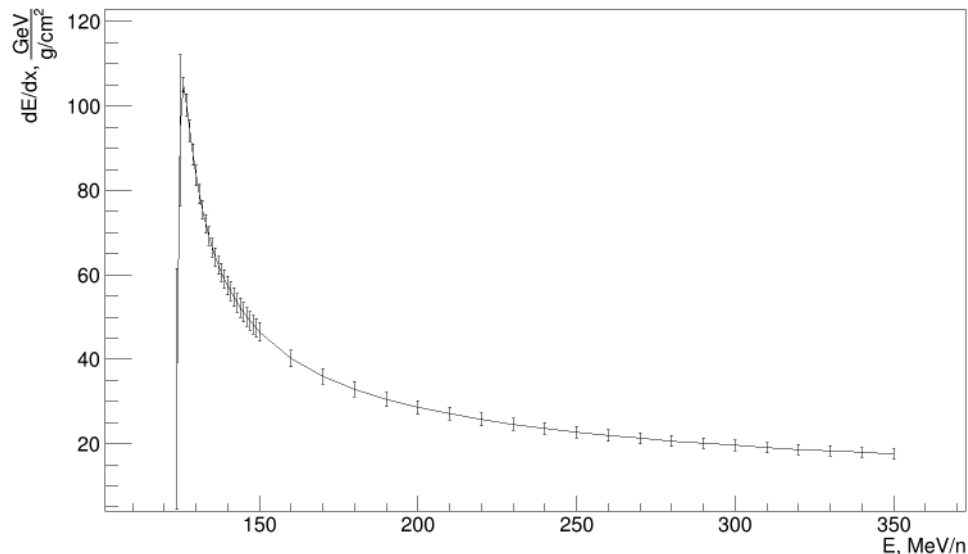


Рис. 42: Зависимость ЛПЭ от энергии частиц

На рис. 42 показана зависимость среднего ЛПЭ (ошибки указаны согласно его стандартному отклонению) от энергии. Видно, что можно обеспечить любой желаемый уровень ЛПЭ в микросхеме. Более низкие ЛПЭ можно получить, используя пучок с более легкими ядрами.

На рис. 43 показана зависимость относительной ошибки установки уровня ЛПЭ от ЛПЭ, то есть, зависимость отношения стандартного отклонения ЛПЭ к средним потерям. Видно, что точность составляет единицы процентов вне зависимости от величины ЛПЭ и что необходимая точность (10%)

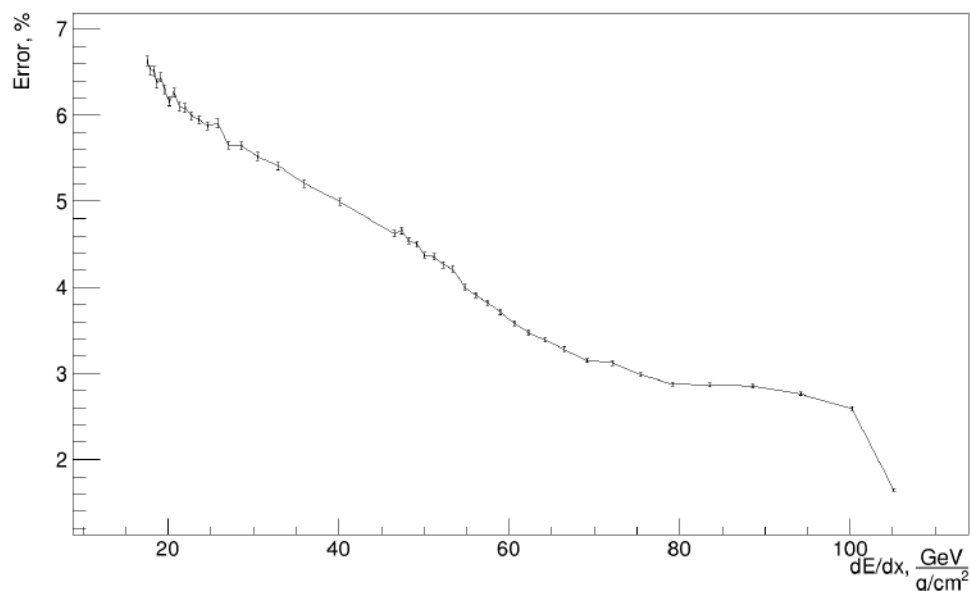


Рис. 43: Зависимость точности установки ЛПЭ от ЛПЭ

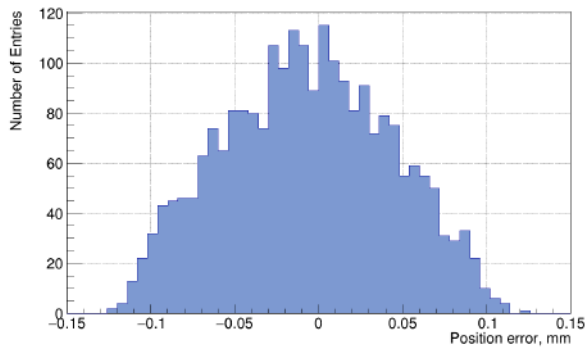
обеспечивается по всем диапазонам.

7.5 Пространственное разрешение и реконструкция координат ядер

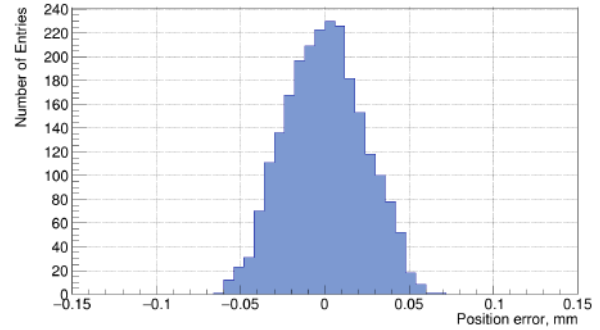
К восстановлению координат ядра при прохождении микросхемы есть два подхода. Можно либо использовать исключительно координатные плоскости до образца и экстраполировать траекторию до плоскости микросхемы (под плоскостью микросхемы понимается положение геометрического центра кремния в ней), либо использовать две пары ДП-ВКР около образца и восстанавливать координату интерполяцией. Минус второго подхода заключается в том, что частица должна иметь достаточное энерговыведение в обеих плоскостях пары ДП-ВКР и потому подход неприменим в режиме установки ЛПЭ в образце при высоких ЛПЭ. Также стоит отметить, что главным опасением в применении второго метода является потенциально сильное упругое рассеяние частицы в образце из-за низкой энергии. Оба подхода были исследованы, проверены и сравнены.

На пространственное разрешение влияют два фактора:

1. Дискретность определения координаты частицы в ДП-ВКР и ДП-НКР из-за конечного шага стрипов (конструкционный фактор);
2. Физические процессы и флуктуации, влияющие на траекторию частицы (множественное рассеяние). Влияние данного фактора зависит от энергии частицы.



(a) Первый метод реконструкции



(b) Второй метод реконструкции

Рис. 44: Распределение ошибки определения координаты X для первой и второй методики реконструкции траектории для ядер золота при энергии 205 МэВ/нуклон.

В моделировании была реализована возможность записи реальной координаты частицы при пролете ей любой плоскости (а также кремния образца). Используя не стрипы для определения координаты частицы в плоскости, а реальную координату можно исключить влияние конструкционного фактора и исследовать физический фактор отдельно (моделирование “без стрипов”). Пространственное разрешение определялось путем сравнения реальной координаты частицы при пролете ей кремния образца с реконструированной любым из методов. Энергии пучка ядер золота, при которых проводилось исследование - от 125 МэВ/нуклон до 305 МэВ/нуклон с шагом в 10 МэВ/нуклон; такой энергетический диапазон покрывает работу установки и в режиме установки ЛПЭ, и в режиме ядерной “томографии”. Полученные распределения ошибки для координаты X для обоих методов реконструкции для энергии 205 МэВ/нуклон показаны на рис. 44.

На рис. 45 показана зависимость координатного разрешения от энергии для координат X и Y , для различных методов реконструкции (первого и второго) как для моделирования со стрипами (сплошные линии), так и без них (штрихованные линии). Стоит отметить, что подход с применением плоскостей как до, так и после образца (второй) перестает работать ниже 165-175 МэВ/нуклон, поскольку частица перестает долетать до пары стриповых плоскостей после образца, полностью в нем поглащаясь. Видно, во-первых, что вне зависимости от энергии конструкционный фактор является решающим в координатном разрешении, поскольку разрешение в моделировании со стрипами заметно хуже, чем без них. Во-вторых, поскольку и шаг стрипов во второй методике меньше, и интерполяция дает большую точность, чем экстраполяция, а влияние множественного рассеяния оказывается мало, то вторая методика дает лучшее разрешение. В-третьих, координатное разрешение не сильно

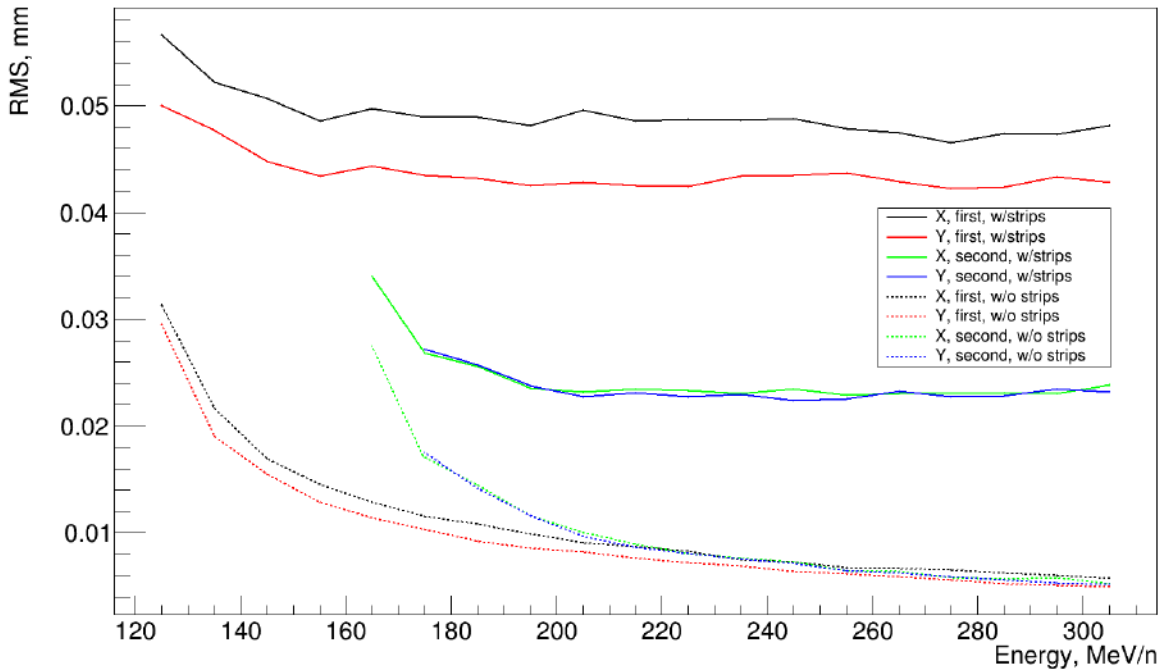


Рис. 45: Зависимость координатного разрешения от энергии в различных условиях.

зависит от энергии до определенного момента, однако ухудшается при приближении к пику Брэгга в стриповых плоскостях.

В дальнейшем при обработке использовалась первая методика, поскольку она работает в более широком диапазоне энергий и дает результаты для худшего случая.

7.6 Работа методики ядерной “томографии”

Рис. 46 дает общее представление о принципе работы методики ядерной “томографии”. На рисунке показана зависимость энерговывделений ядер золота в первой и второй падовой плоскостях после образца для образца с крышкой. По осям X и Y отложены реконструированные координаты ядра в кремнии. Хорошо видно, как разрешаются основные структуры образца по уровню энерговывделения: чем больше энерговывделение, тем с меньшей энергией ядро дошло до пада и, следовательно, тем больше толща вещества, ей пройденная.

На рис. 47 показаны боковые срезы этих же диаграмм для $y \in [-2 \text{ мм}, +2 \text{ мм}]$. На них более четко видно отдельные слои. Видно также, что верхний (по энерговывделению) слой во втором паде заметно сильнее размыт. Это связано с тем, что тормозная кривая близка к Брэгговскому пику, что приводит к большим флуктуациям. Данное размывание можно обойти грамотным подбором энергии пучка.

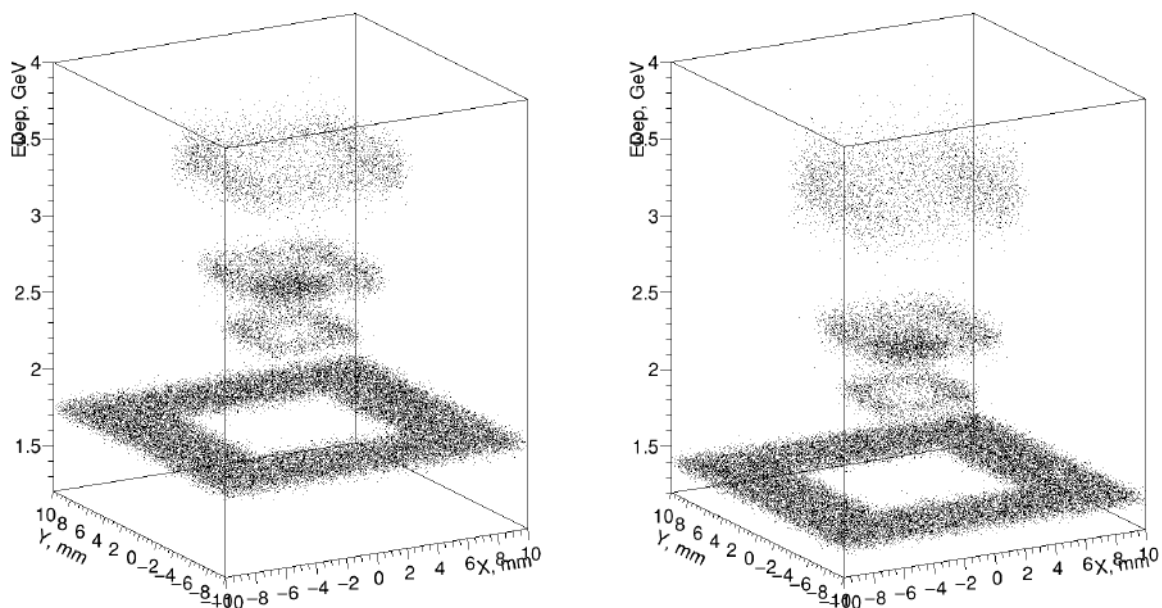


Рис. 46: Ядерная “томография” образца с крышкой, трехмерный вид. Слева - энерговыведение в предпоследней падовой плоскости, справа - в последней.

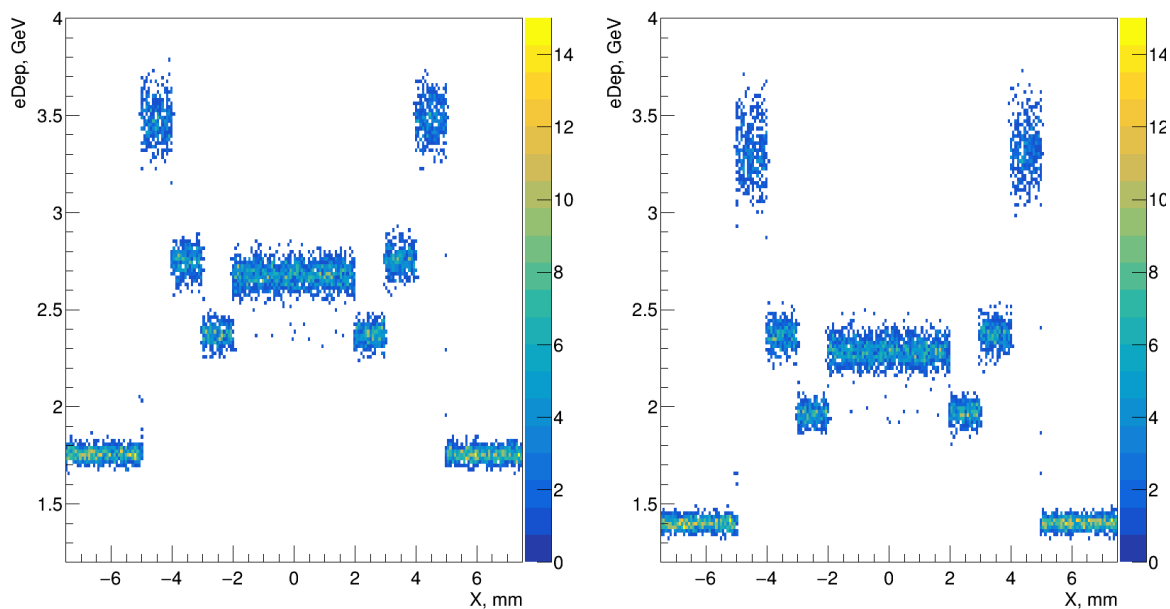


Рис. 47: Ядерная “томография” образца с крышкой, вид сбоку. Слева - энерговыведение в предпоследней падовой плоскости, справа - в последней.

На рис. 48а показано такое же трехмерное распределение (только для последней падовой плоскости) для монолитного образца. Основные структуры образца разрешаются и в этом случае; более того, размытые облака - сигнал от тонких медных проводников. Значительно лучше их видно на виде сверху (рис. 48b), на котором цветом обозначено энерговыведение. На рис. 49 показан

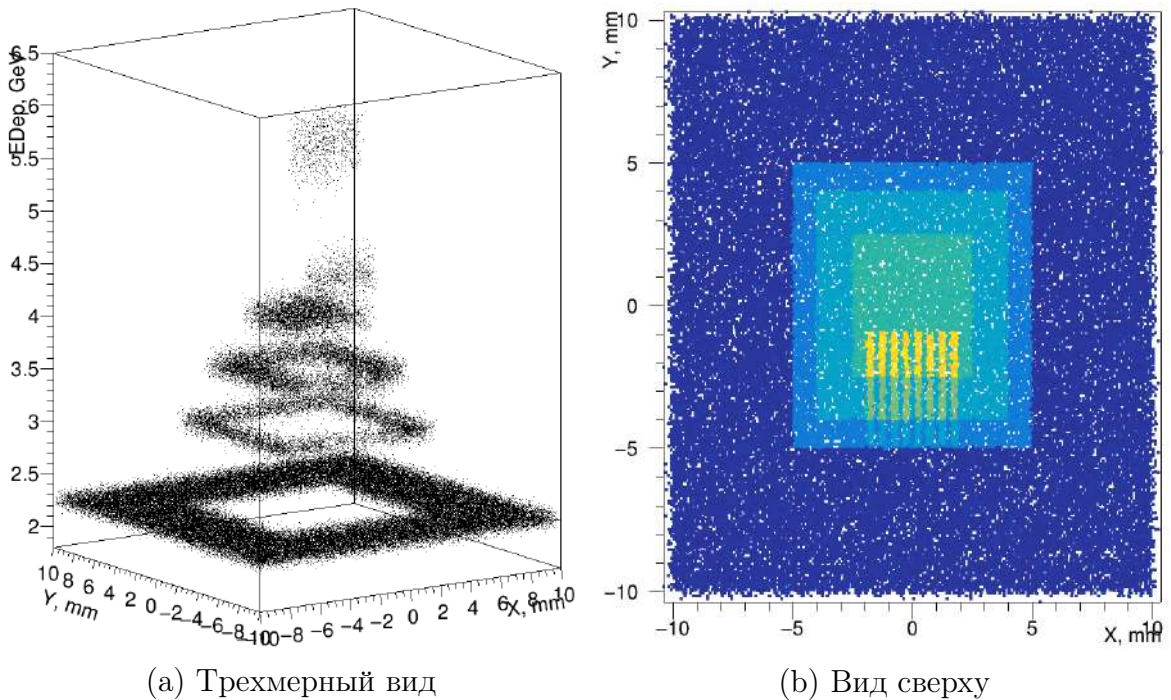


Рис. 48: Ядерная “томография” монолитного образца, энерговыделение в последнем падовом слое. Слева - трехмерный вид, справа - вид сверху.

вид сбоку, аналогичный рис. 47.

Важно отметить, что изображения как для монолитного образца, так и для образца с крышкой были построены для статистики в 90000 событий, что порядка количества ядер в двух сбросах ускорителя. Легко может быть обеспечена на порядки более высокая статистика и более высокое качество изображения.

Для оценки зависимости разрешения от энергии считалось отношение разницы в энерговыделении различных пар слоев к среднему среднестатистическому отклонению для них для монолитного образца. Результат показан на рис. 50. При слишком высоких энергиях слои слишком сильно сближаются друг к другу, и остаются хорошо различимы лишь пары слоев промах (образец вообще не задет частицей)/корпус и корпус/кремний. Для разрешения более тонкой структуры требуется снижение энергии пучка, и уже на 200-220 МэВ/нуклон все структуры разрешаются хорошо.

7.7 Юстировка (алаймент) координатных плоскостей

Конструкционные особенности, такие, как люфты, допуски, особенности установки детекторов на плату и т.д. приводят к тому, что расположение стриповых плоскостей относительно друг друга точно неизвестно. Они могут ока-

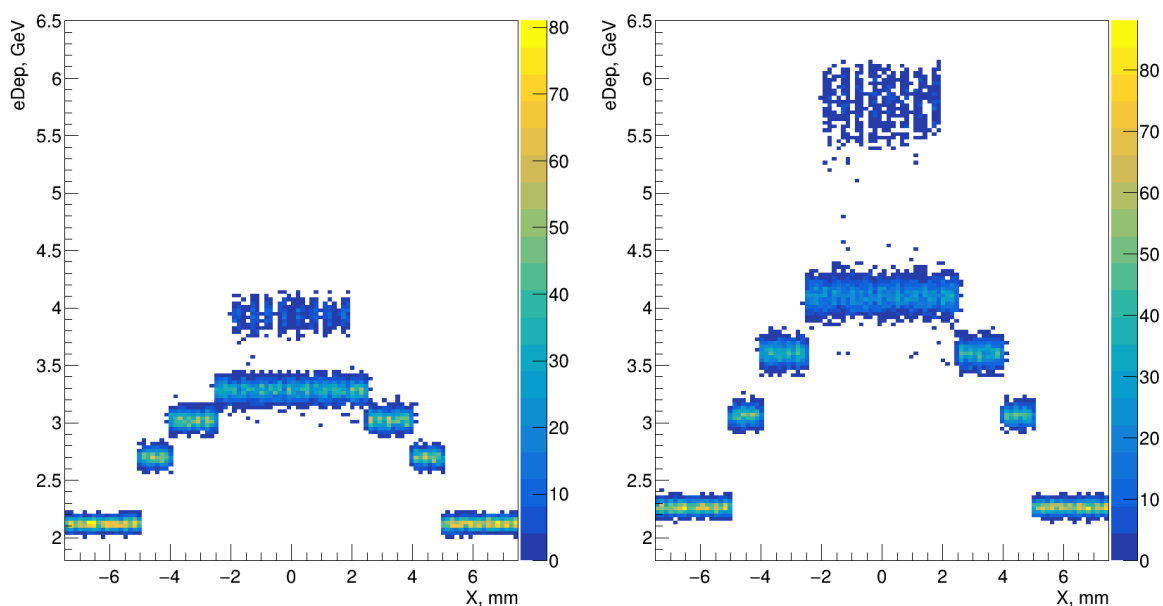


Рис. 49: Ядерная “томография” монолитного образца, вид сбоку. Слева - энергосвечение в предпоследней падовой плоскости, справа - в последней.

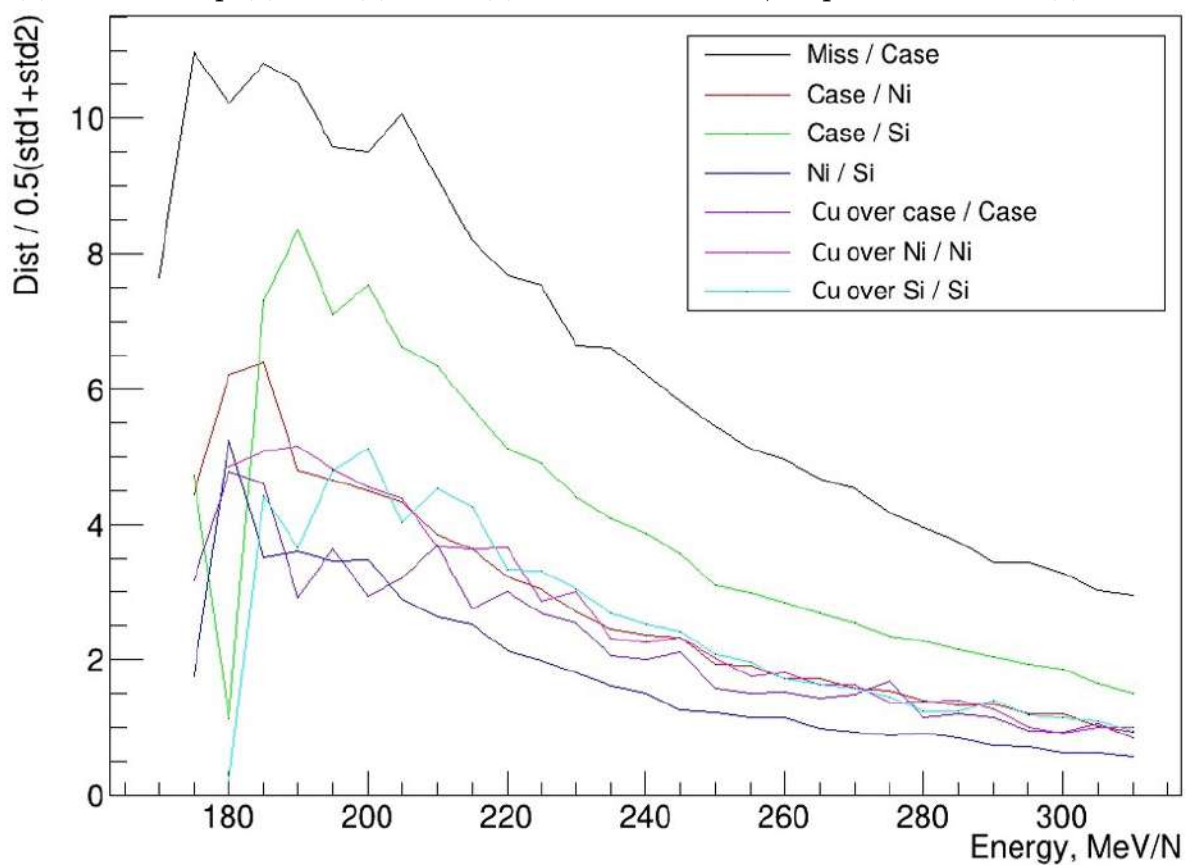


Рис. 50: Зависимость разрешения различных пар слоев для монолитного образца.

заться случайно сдвинутыми на малые расстояния (~ 1 мм) или повернутыми на малые углы ($\sim 1^\circ$). Для работы установки в полную силу требуется реконструкция данных сдвигов и поворотов из пучковых данных; такая операция называется юстировкой плоскостей; общепринятой практикой является также использование русской кальки с английского слова *alignment*, “алаймент”. Для ее проведения был разработан следующий алгоритм:

- Предположить нулевые сдвиги и повороты плоскостей.
- Провести аппроксимации треков по всем координатным плоскостям при текущих сдвигах и поворотах.
- Из отклонений аппроксимаций от точек попадания частицы в стриповые плоскости выяснить сдвиги и углы наклона плоскостей.
- При недостаточной точности алаймента (аппроксимации все еще плохо попадают в точки попадания частиц) вернуться к шагу 2 и провести следующую итерацию.

На практике оказалось, что при относительно малых сдвигах и поворотах (порядка названных выше) достаточно одной итерации алгоритма. Методика проверялась как на трех парах плоскостей (первая ДП-НКР и две ДП-ВКР), так и на четырех парах (дополнительная ДП-НКР за образцом согласно конструкции реального детекторного блока ДЧС-НИСА). При описании методики будем работать с тремя парами плоскостей для простоты, для четырех пар процесс ровно аналогичный и, как будет показано ниже, работает не хуже. Все операции проводились дважды, отдельно для плоскостей со стрипами вдоль оси X и со стрипами вдоль оси Y (где ось Z - главная ось системы), но при этом стоит отметить, что для каждой операции информация о аппроксимациях используется как из плоскостей со стрипами вдоль оси, с которой мы работаем, так и из перпендикулярной.

Под аппроксимациями здесь понимается определение траектории частиц при помощи метода наименьших квадратов (МНК) из конкретных стрипов, в которые они попали. Рассмотрим случай, когда две плоскости ВКР идеально выровнены, а плоскость НКР сдвинута вверх относительно них. Даже при прямом попадании частицы при изначальном предположении нулевых сдвигов, как видно на рис. 51, аппроксимации пойдут с некоторым отклонением от точек попадания частицы. Видно, что точка попадания в первую плоскость стоит чуть ниже аппроксимации, во вторую - чуть выше и в третью - снова чуть ниже. В среднем по всем частицам данные отклонения будут говорить о сдвигах плоскостей, а сам метод МНК обеспечит минимальность среднеквадратичного значения установленных сдвигов.

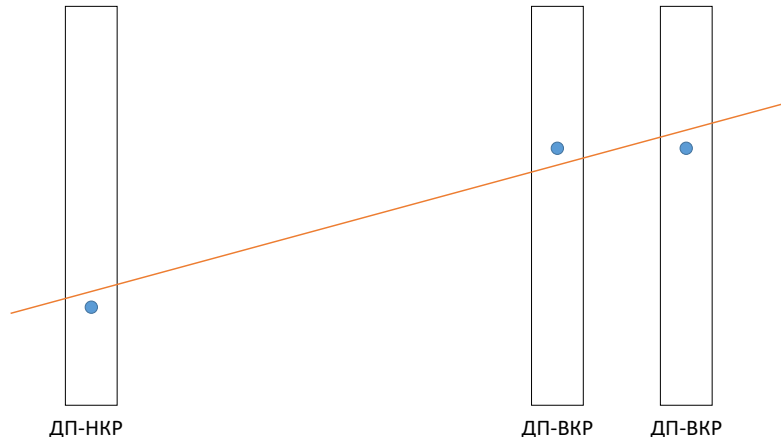


Рис. 51: Проведение аппроксимации при изначальном предположении нулевых сдвигов со сдвинутой первой плоскостью для прямого попадания частицы (масштаб утрирован).

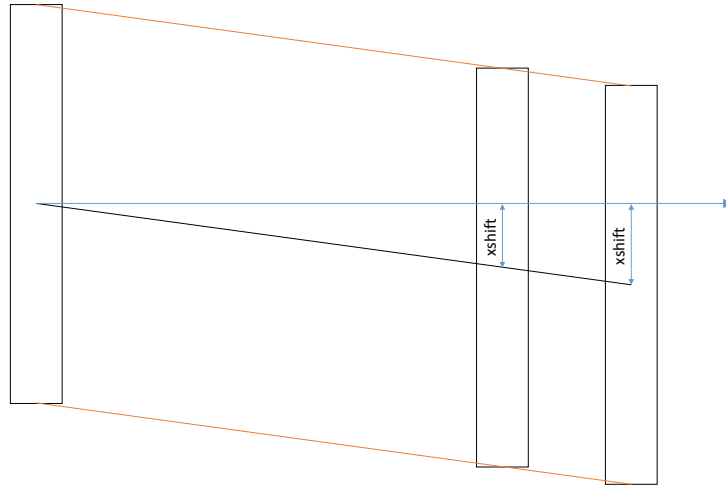


Рис. 52: “Параллелепипедный” сдвиг плоскостей (масштаб утрирован).

Здесь стоит отметить, что в данном случае появляется мода “параллелепипедного” сдвига плоскостей (рис. 52): $x_{shift} = k_p z + b_p$, где x_{shift} - сдвиг некоторой плоскости, z - ее координата вдоль главной оси системы, k_p и b_p - свободные параметры, последний из которых методом наименьших квадратов сводится к нулю. Определение значения k_p невозможно, однако, возможно провести коррекцию, которая будет гарантировать зануление данного параметра: угол наклона прямой x_{shift} будет равен среднему углу наклона аппроксимаций, и это можно учесть. Однако, делать это неверно, поскольку в ходе такой коррекции теряется информация о направлении пучка и, по сути, предполагается его идеальная параллельность главной оси системы, что, в общем случае, неверно. При случайных сдвигах плоскостей, а не повороте всей установки, возникновение большого значения данной моды маловероят-

но и в среднем для всех возможных сдвигов оно равно нулю. Поэтому было принято решение данную коррекцию не совершать.

Углы поворота учитывались только вдоль главной оси системы и определялись следующим образом. При повороте плоскости и изначальном предположении его отсутствия с одной стороны плоскости аппроксимации пойдут выше точек попадания, а с другой - ниже (рис. 53). Можно построить в каждой плоскости зависимость данного отклонения от положения точки попадания по оси Y : $x_{shift} = k_a y + b_a$. Тогда угол наклона этой зависимости k_a будет говорить об угле поворота плоскости, а b_a - о ее сдвиге. Тем самым, можно определить сдвиги и углы поворота плоскостей одновременно, построив облако точек зависимости $x_{shift}(Y)$ для всех событий в банке данных и затем проведя аппроксимацию данного облака точек прямой.

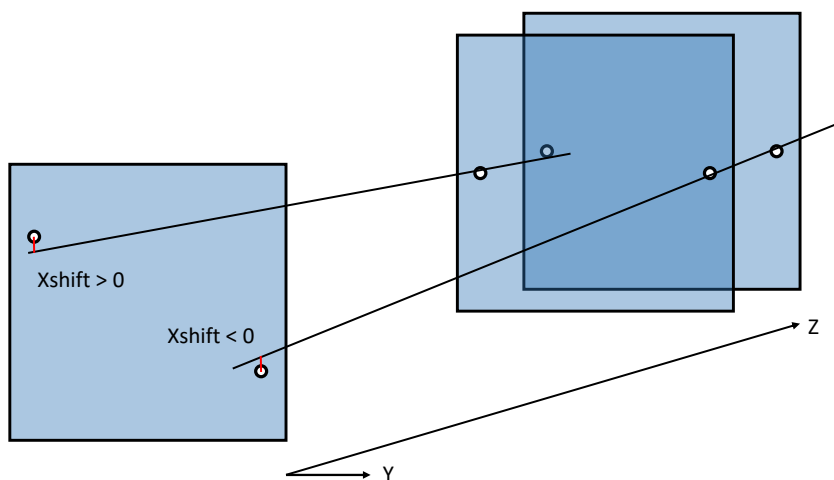


Рис. 53: Проведение аппроксимаций при повороте первой плоскости и изначальном предположении отсутствия поворотов (масштаб утрирован).

В поворотах плоскостей, как и в их сдвигах, возникает мода “винта”, в чем-то аналогичная “параллелепипедному” сдвигу плоскостей: угол поворота плоскости линейно растет вдоль главной оси, $k_a = k_{ap}z + b_{ap}$. Ее физическое возникновение из свойств пучка крайне маловероятно (по сути, ротор в векторном поле направлений полета частиц из ускорителя должен быть не равен нулю), и поэтому компенсировать данную моду следует. Сделать это можно, построив зависимость не отклонения положения от аппроксимации, а коэффициента наклона аппроксимаций k от их положения вдоль оси Y в какой-то плоскости (не обязательно детекторной, любой перпендикулярной Z) $z = z_s$: в одной половине они пойдут немного выше, в другой - немного ниже (см. рис. 54). Для компенсации данной моды можно построить зависимость $k(Y)$ и аппроксимировать ее линией $k = k_{tw}y + b_{tw}$, где k - углы наклона аппроксимаций, k_{tw} и b_{tw} - коэффициенты аппроксимации, второй при этом (по сути,

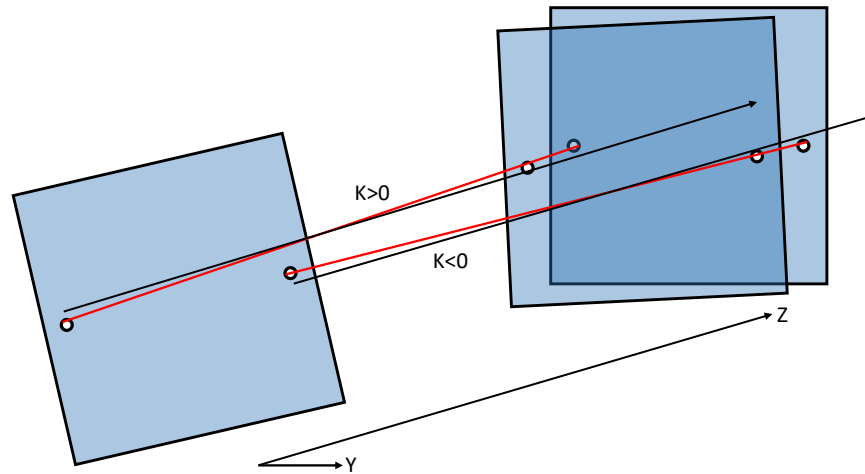


Рис. 54: Мода “винта” и положение аппроксимаций при ее наличии. Черными линиями показаны линии вдоль оси Z , красными около них - аппроксимации (слева $k > 0$, справа $k < 0$).

средний поворот плоскостей) за счет применения метода МНК сводится к нулю. При компенсации данной моды дополнительные повороты плоскостей будут определяться формулой $(z_p - z_s) \times k_{tw}$, где z_p - компенсируемая плоскость, z_s и k_{tw} были определены ранее. После компенсации данной моды итерация алгоритма завершена.

Пример работы алгоритма для трех плоскостей показан на рис. 55. На данных изображениях показаны облака точек и их аппроксимации для зависимостей $x_{shift} = k_a y + b_a$ (восстановление сдвига и поворота плоскости) и $k = k_{tw} y + b_{tw}$ (компенсация моды винта, две нижние правые зависимости) как для плоскостей со стрипами вдоль оси X , так и со стрипами вдоль оси Y . Первая плоскость в изначальном предположении была сдвинута на 1мм и повернута на 0.03 радиана. Видно, что облака точек действительно имеют вид линейной зависимости с широким распределением и хорошо аппроксимируются. Эти же графики после проведения одной итерации алгоритма показаны на рис. 56. Видно, что все зависимости перешли в прямые вида $y = kx + b$ с минимальными по модулю коэффициентами k и b , что говорит об успешном проведении операции алаймента.

Моделирование аппаратуры с множеством различных сдвигов и поворотов плоскостей проблематично и очень затратно по времени, поэтому для тестирования алгоритма был предпринят другой подход. В конструкции модели все сдвиги и повороты были нулевыми, а менялось изначальное предположение. Тем самым, алгоритм пытался реконструировать нулевые сдвиги из случайных; по сути, нет разницы между реконструкцией реального сдвига в 1мм при изначальном предположении нулевых сдвигов и реконструкцией

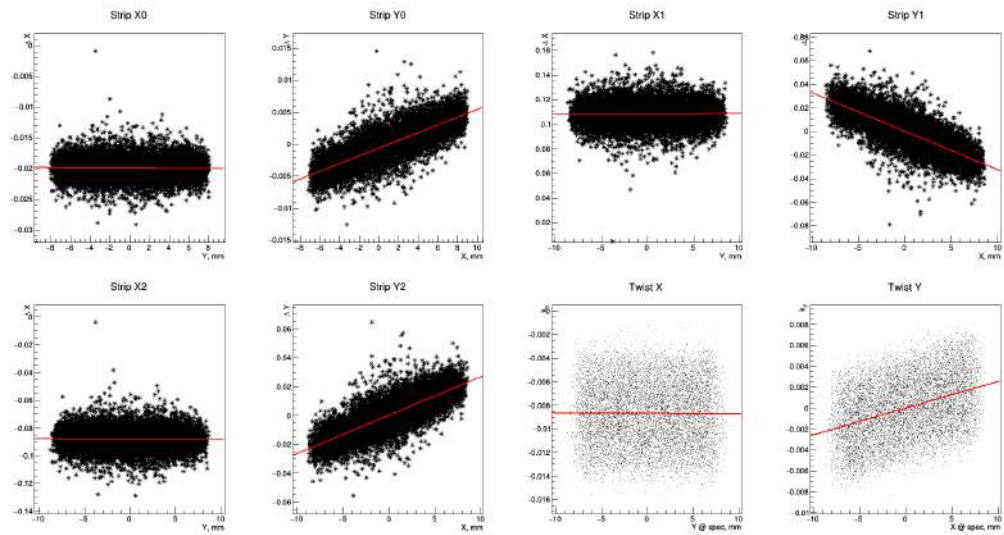


Рис. 55: Все зависимости в процедуре алаймента до введения юстировки.

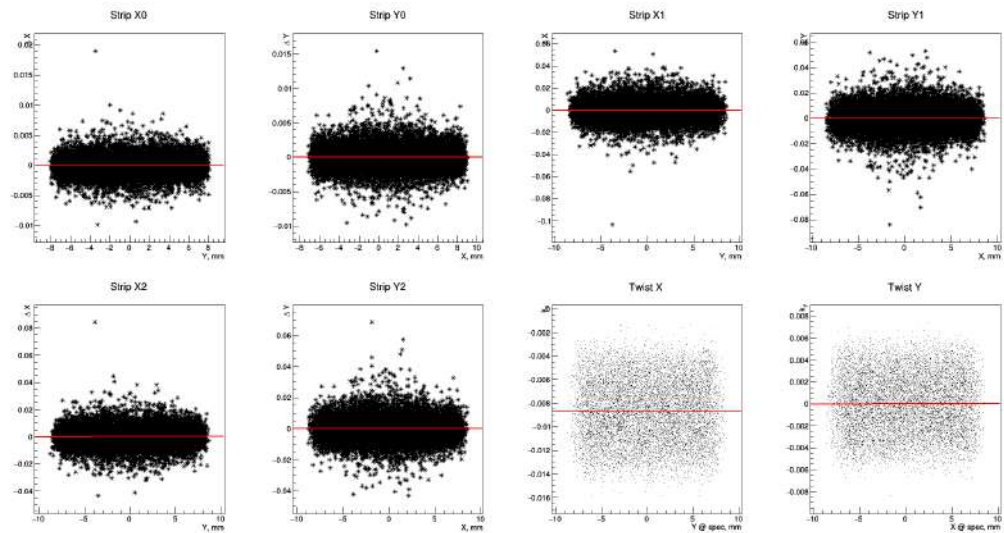
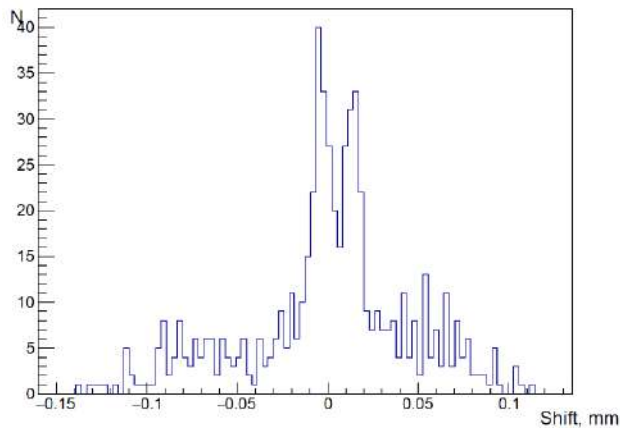


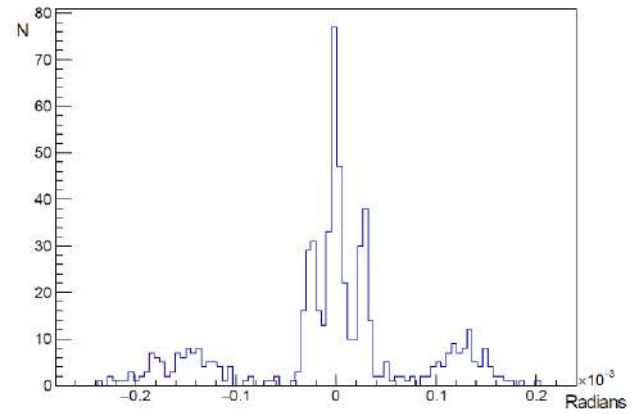
Рис. 56: Все зависимости в процедуре алаймента после введения юстировки для одной итерации алгоритма.

нулевого сдвига из изначального предположения сдвига в 1мм. Однако, случайные сдвиги плоскостей при тестировании предварительно аппроксимировались для компенсации в них параллелепипедного сдвига, поскольку, как было сказано раньше, сам алгоритм эту моду не компенсирует. Далее было построено распределение разницы между задаваемым и полученным из алаймента сдвигом (рис. 57a) и поворотом (рис. 57b) для всех плоскостей. Видно, что ошибка определения позиции детектора не превышает 0.04мм RMS, а ошибка определения угла - 0.2 микро радиана.

Алгоритм был проверен также и для четырех пар плоскостей, ошибки определения позиции и поворота не изменились. На рис. 58 и 59 показаны за-



(a) Ошибка восстановления сдвига



(b) Ошибка восстановления поворота

Рис. 57: Ошибки восстановления сдвигов и поворотов плоскостей для одной итерации алгоритма для трех плоскостей.

висимости, аналогичные рис. 55 и 56 без зависимостей для компенсации моды винта для четырех плоскостей. Видно, что ширина облаков точек возросла, однако алгоритм работает не хуже. Стоит отметить, что разработанная процедура алаймента без значительных доработок может быть адаптирована к юстировке стриповых детекторов СТИКЛ в эксперименте НУКЛОН-2.

7.8 Пучковый эксперимент с ДЧС-NICA

В декабре 2022 года был проведен пучковый эксперимент с прототипом спектрометра ДЧС-NICA. Из пучка выходили частицы ядер ксенона ($Z = 54$) с энергией 3.7 ГэВ/нуклон. Для снижения энергии частиц перед ДЧС-NICA был установлен свинцовый деградер толщиной в 6 см. К сожалению, такая толщина деградера не позволяет провести проверку методики ядерной “томографии” из-за сильных флуктуаций энергии, а также из-за большого количества событий с ядрами, отличными от первоначального. Однако, на данных этого пучкового эксперимента возможна проверка методики юстировки плоскостей.

Практический интерес в анализе представляют лишь события, где через аппаратуру пролетает только одна частица, без посторонних фрагментов и без фрагментации в области самой аппаратуры. Наличие у прототипа координатно-чувствительных плоскостей ВКР и НКР позволяют провести очень эффективную фильтрацию событий. Фильтрация производилась следующим образом: в каждой координатно-чувствительной плоскости выделялись “кластеры” стрипов, стоящих рядом без пропусков - то есть, сигнал наблюдается в нескольких стрипах подряд. После этого выделялись события, где в

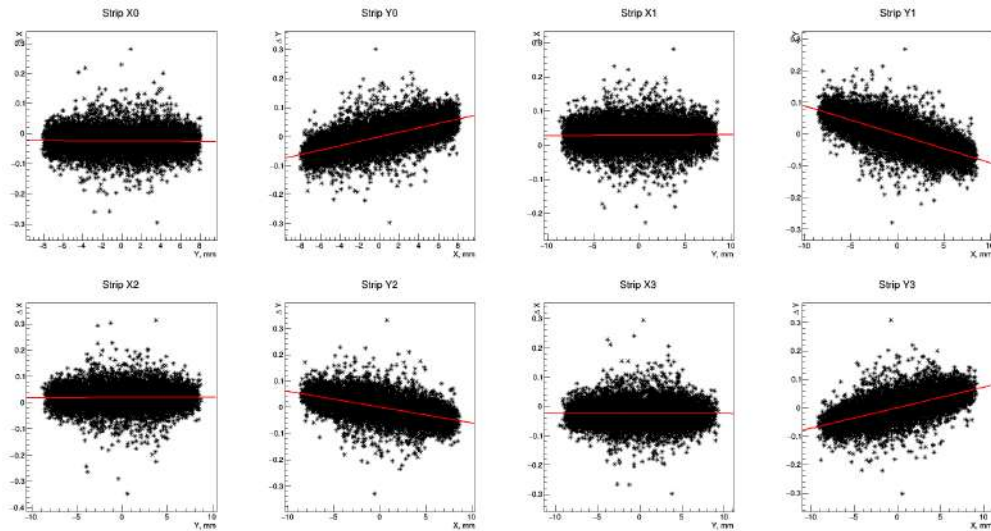


Рис. 58: Все зависимости (кроме компенсации моды винта) в процедуре алаймента до введения юстировки для четырех плоскостей.

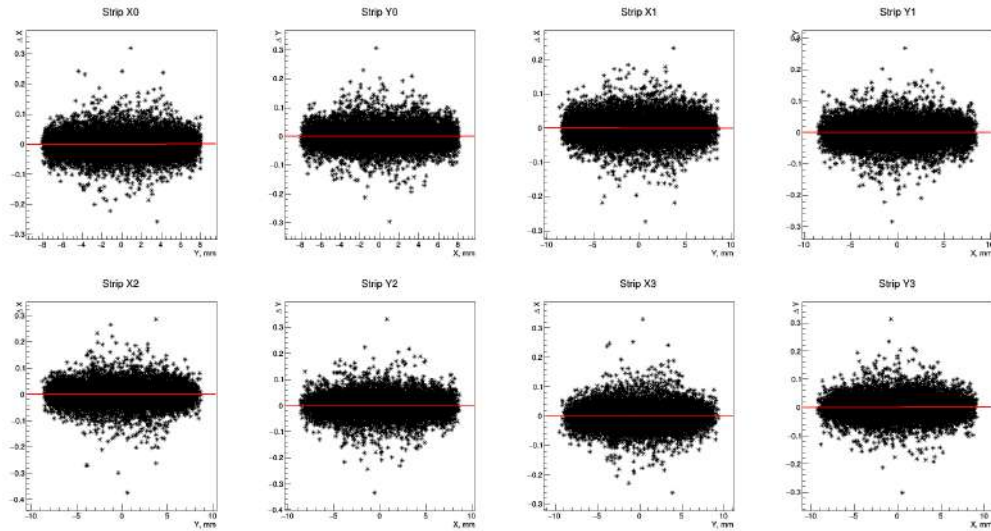


Рис. 59: Все зависимости (кроме компенсации моды винта) в процедуре алаймента после введения юстировки для четырех плоскостей.

каждой координатно-чувствительной плоскости наблюдался ровно один кластер. На рис. 61 показаны портреты как “хорошего”, так и “плохого события.

После фильтрации событий по кластерам проводились треки частиц методом наименьших квадратов; при этом использовались данные из всех координатно-чувствительных плоскостей. После этого применялась описанная ранее методика юстировки плоскостей.

На рис. 63 и 62 показаны графики, аналогичные рис. 58 и 59, проведенные по экспериментальным событиям. Видно, что имеется заметный сдвиг плоскостей (отраженный в виде отклонения прямой от $y = 0$ на рис. 63), а

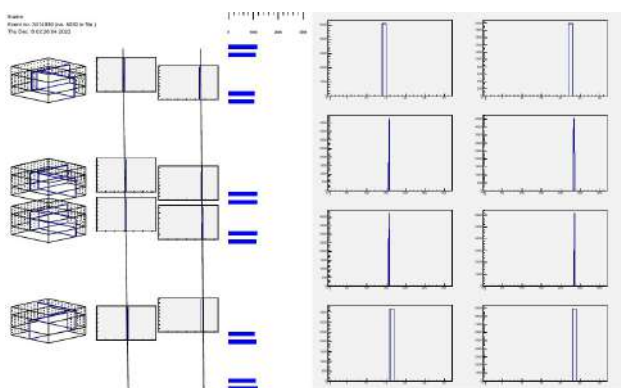


(a) Вид прототипа сбоку

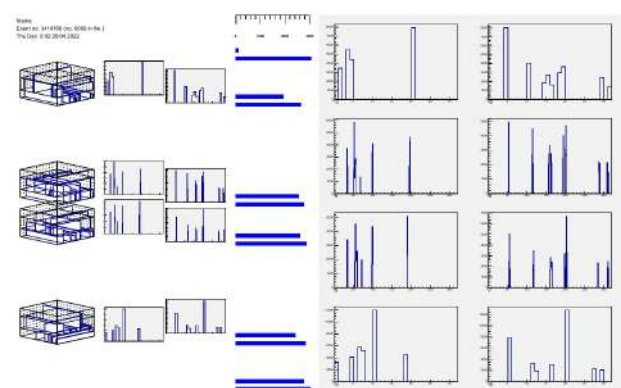


(b) Прототип на пучковых испытаниях

Рис. 60: Прототип ДЧС-НІСА на пучковых испытаниях. На изображении справа прототип находится сверху справа в медном коробе; снизу слева находится блок электроники для сбора данных.



(a) Портрет “хорошего” события



(b) Портрет “плохого” события

Рис. 61: Портреты “хорошего” и “плохого” события. Гистограммами показаны зависимости уровня сигнала от номера стрипа в каждой из 8 координатно-чувствительных плоскостей (две пары НКР, две пары ВКР). На портрете “хорошего” события слева линией показан проведенный трек.

угол их наклона на деле небольшой (отраженный в виде наклона проведенной прямой). После юстировки все линии, действительно, приходят в $y = 0$ что говорит об успешной операции. Итоговые сдвиги составили от 60 до 158 микрон, а повороты - от 0.12 до 0.41 градусов.

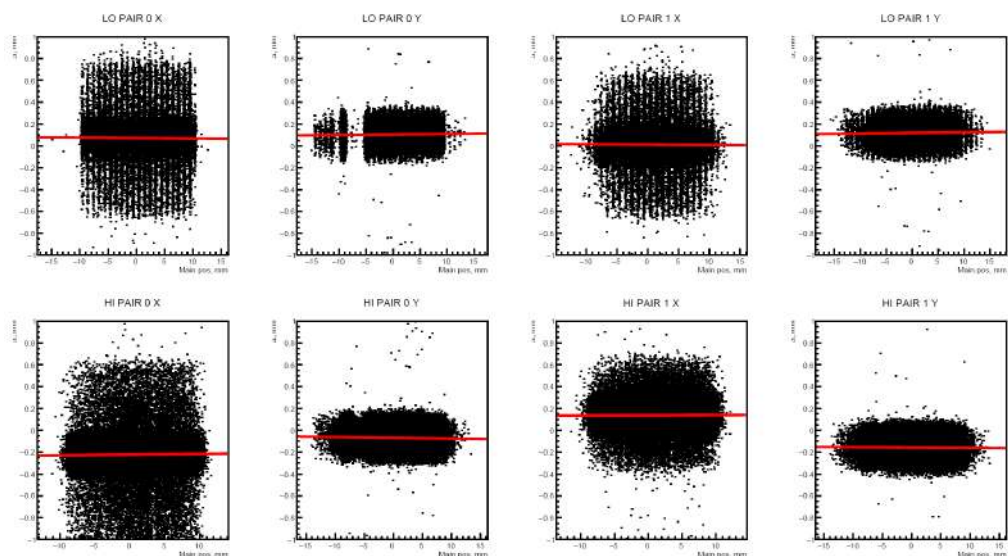


Рис. 62: Зависимости, аналогичные рис. 58 до процедуры юстировки.

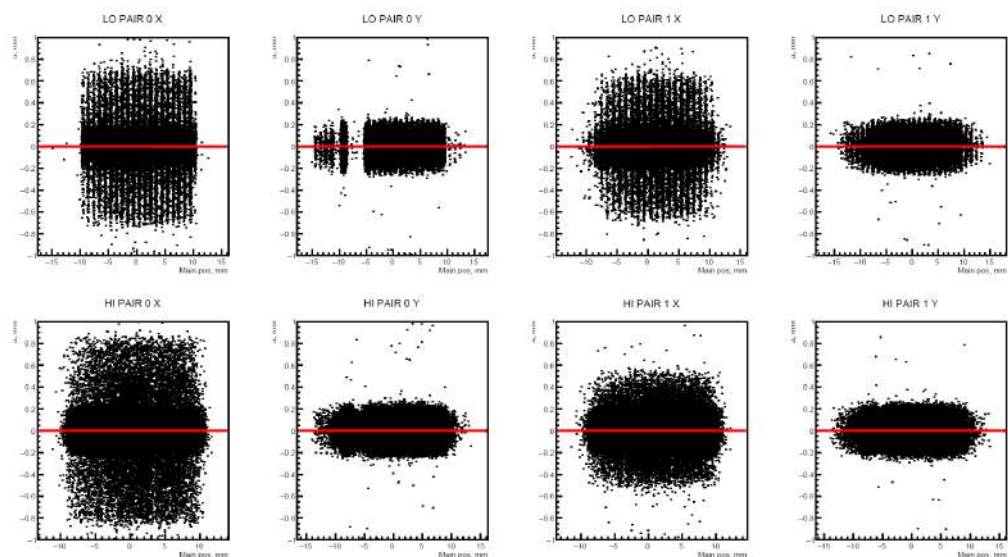


Рис. 63: Зависимости, аналогичные рис. 59 после процедуры юстировки.

7.9 Возможность параллельной работы с НУКЛОН-2

Помимо исследований, полезных для НУКЛОН-2, которые можно проводить непосредственно с установкой ДЧС-НІСА (такие, как прецизионное измерение тормозной кривой различных ядер и изучение множественного рассеяния частиц), пучок ДЧС-НІСА полезно было бы использовать и для прототипа НУКЛОН-2. Пучок ДЧС-НІСА покрывает широкий диапазон зарядов ядер (от углерода до золота), а энергии пучка позволяют работать прототипу НУКЛОН-2 с минимальной толщиной деградера, необходимой только для производства изотопов изначального ядра, что существенно снижает количе-

ство “плохих” событий в прототипе НУКЛОН-2, повышает точность установки пика Брэгга и, как следствие, существенно повышает полезную статистику в сравнении с более высокоэнергетичными пучками (таблица 3). Однако, задача обеспечения прототипа НУКЛОН-2 статистикой и данными в рамках миссии ДЧС-НИСА является для нее вторичной, поэтому важно обеспечить возможность параллельной, или даже взаимодополняющей, работы этих двух установок.

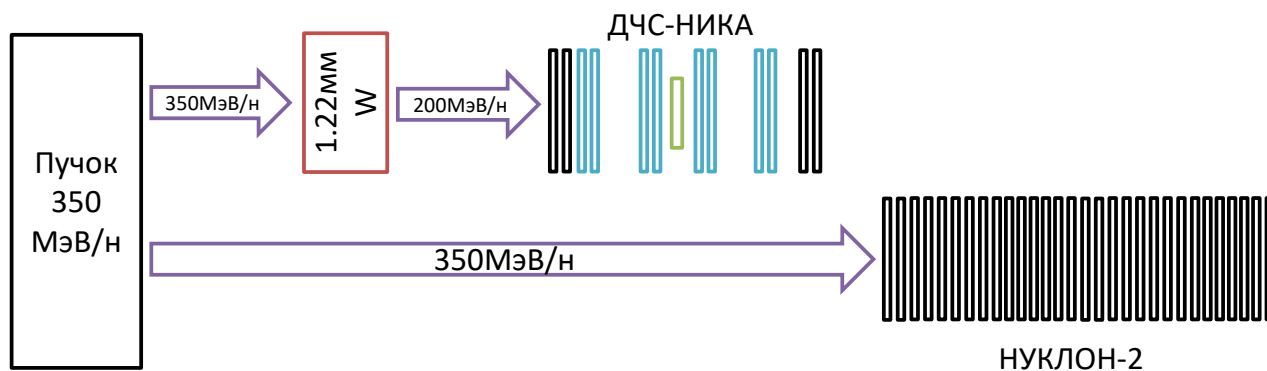
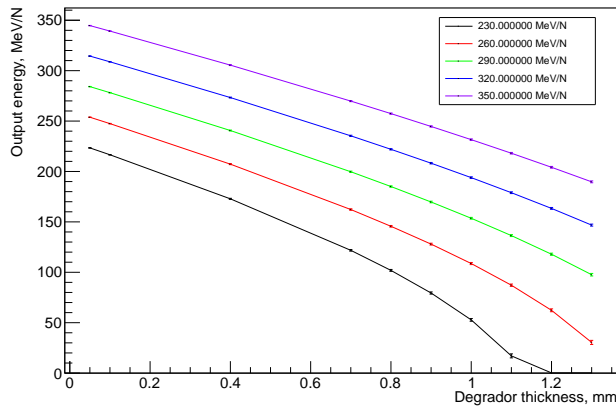


Рис. 64: Потенциальная схема работы установок ДЧС-НИСА и НУКЛОН-2 в параллельном режиме.

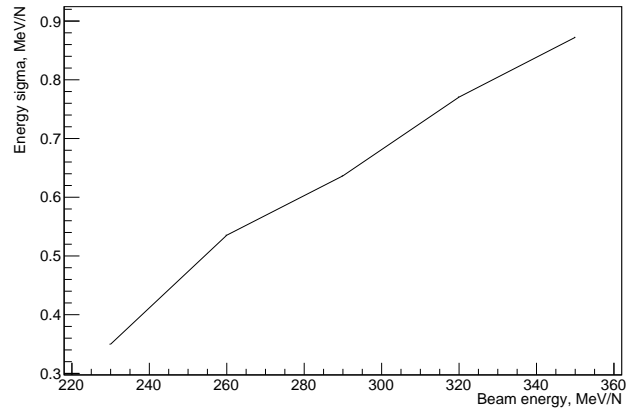
Одним из вариантов обеспечения параллельного режима работы является схема, представленная на рис. 64. Размер пучка ДЧС-НИСА превышает размер рабочей области детекторов для него, поэтому возможно поперечное разделение пучка. При работе ДЧС-НИСА в режиме установки ЛПЭ требуется минимальная дисперсия энергии ядер и максимальная точность их энергии, поэтому параллельная работа возможна лишь в режиме ядерной “томографии”.

Работа в этом режиме также зависима от энергии, однако требования к точности значительно более лояльные; поэтому возможна установка более толстого деградера перед ДЧС-НИСА, энергия частиц после которого будет необходимой для работоспособности ядерной “томографии” (как было показано ранее - около 200 МэВ/нуклон). В худшем случае (толщина деградера максимальна) установка НУКЛОН-2 тестируется при максимальной энергии пучка 350 МэВ/нуклон с минимальной толщиной деградера, и важно проверить, каково будет влияние деградера перед ДЧС-НИСА.

Для начала вычислялись необходимая толщина вольфрамового деградера и флуктуации энергии частиц после него. На рис. 65а показана зависимость выходной энергии после деградера от его его толщины и энергии пучка. Видно, что толщина деградера составляет 1.22мм для выходной энергии в 200

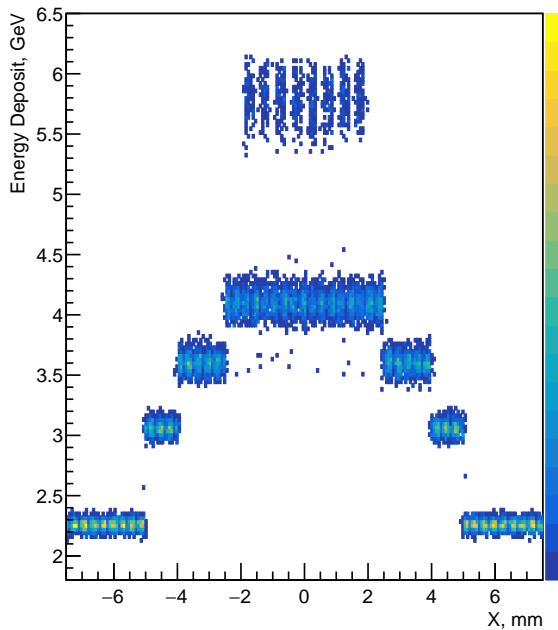


(a) Зависимость энергии частиц

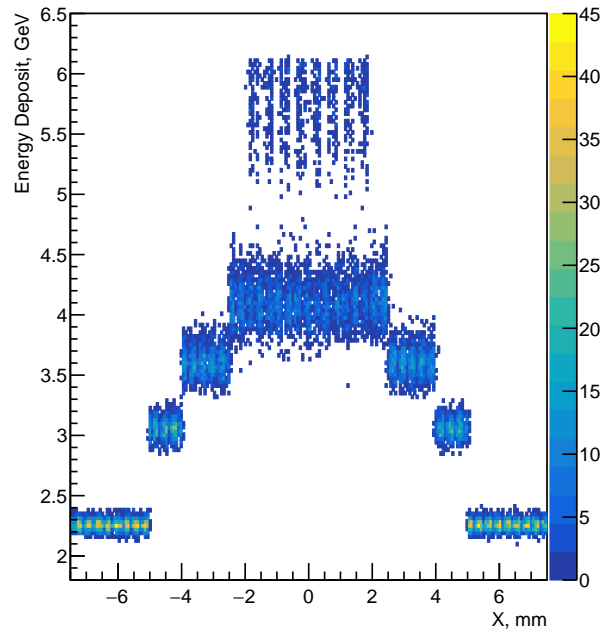


(b) Флуктуации энергии

Рис. 65: 65а: зависимость энергии частиц после вольфрамового деградера от его толщины при различных энергиях пучка. Рис. 65б: зависимость флуктуаций энергии частиц от энергии частиц в пучке при энергии частиц после деградера 200 МэВ/нуклон.



(a) $\sigma = 0$ МэВ/нуклон



(b) $\sigma = 0.9$ МэВ/нуклон

Рис. 66: Влияние ожидаемых флуктуаций энергии частиц от деградера на разрешение ядерной “томографии”.

МэВ/нуклон и максимальной энергии пучка. На рис. 65б показана зависимость флуктуаций энергии частиц после деградера от энергии пучка (толщина деградера подбиралась снова так, чтобы выходная энергия была равна 200 МэВ/нуклон). В худшем случае стандартное отклонение флуктуаций не

превышает 0.9 МэВ/нуклон.

На рис. 66 показаны боковые виды для ядерной “томографии” монолитного образца, аналогичные показанным ранее в прошлом разделе для нулевой флуктуации энергии частиц и флуктуации в 0.9 МэВ/нуклон. Видно, что влияние однозначно есть, однако оно невелико и слои все еще хорошо различимы. Тем самым, возможен параллельный набор данных прототипом НУКЛОН-2 и устенровкой ДЧС-НИСА при работе последней в режиме ядерной “томографии”.

8 Результаты и заключение

В результате проделанной работы был успешно изучен, а также протестирован на прототипе эксперимент НУКЛОН-2. Созданы модели для задач оптимизации, реализованы модельно-независимая и модельно-зависимая методики анализа с фильтрацией событий, разработан программный пакет для первичной обработки пучковых данных.

Все поставленные перед моделированием задачи были решены. Была определена оптимальная толщина детекторов – 2мм – и максимальный допустимый шум электроники в 5 МэВ. Определено модельное разрешение изотопов, зависящее от Z и меняющееся от 0.24 до 1.6.

Были также обработаны банки экспериментальных данных пучковых экспериментов. Получено экспериментальное разрешение изотопов ^{18}Ar – 0.28. Для обработки изотопов ^{54}Xe была разработана модельно-независимая методика, поскольку на высоких Z количественное расхождение между моделью и экспериментом велико. Показано наличие в принципе разрешения на изотопах ксенона, но не соседних изотопов.

Для того, чтобы более конкретно сказать, с какого Z соседние изотопы перестают разрешаться в прототипе, требуется расширение банка экспериментальных данных. Кроме того, методы анализа требуют калибровки и подстройки, а также полезно было бы экспериментальное изучение множественного рассеяния. Данную нехватку экспериментальных данных было решено решать в рамках проекта ДЧС-НИСА.

Методика проекта ДЧС-НИСА была подробно исследована в моделировании. Показана работа установки в режиме точного ЛПЭ (предсказываемая погрешность ЛПЭ - 7%). Показано, что множественное рассеяние в установке ДЧС-НИСА дает малый вклад в координатное разрешение, составляющее либо 42-56мкм, либо 22-32мкм в зависимости от энергии и метода определения координаты. Исследована методика ядерной “томографии” для двух образцов со структурами, аналогичными широко распространенным структурам микросхем - монолитной и с крышкой.

Для проекта ДЧС-НИСА была разработана методика юстировки плоскостей, позволяющая работать установке в полную силу и с максимальной точностью. Методика протестирована на случайных сдвигах и поворотах плоскостей. Неточность установки сдвигов - 0.04мм RMS, поворотов - 0.2 микрорадиана. Методика была также успешно протестирована на экспериментальных пучковых данных, итоговые скомпенсированные (скорректированные) сдвиги составили от 60 до 158 микрон, а итоговые углы поворота плоскостей - от 0.12 до 0.41 градусов.

В проекте ДЧС-НИСА можно не только проводить исследования на са-

мой установке, полезные для НУКЛОН-2 (прецизионное измерение тормозных кривых сверхтяжелых ядер и множественного рассеяния частиц), но и обеспечить использование пучка ДЧС-НИСА прототипом НУКЛОН-2 в параллельном режиме, что было показано в моделировании. Влияние установки прототипа НУКЛОН-2 при работе ДЧС-НИСА в режиме ядерной “томографии” минимально.

Полученные результаты были использованы при написании эскизных проектов миссии НУКЛОН-2 и проекта ДЧС-НИСА. Разработанные методы анализа и программные пакеты будут использоваться коллаборацией и в дальнейшем.

9 Благодарности

Автор выражает свою благодарность:

- Своему научному руководителю - Панову Александру Дмитриевичу;
- Своим прошлым научным руководителям - Кудряшову Илье Анатольевичу и Подорожному Дмитрию Михайловичу;
- Всем работникам лаборатории галактических космических лучей отдела космических наук НИИЯФ МГУ;
- Работникам лаборатории детекторных систем и электроники отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ, в особенности - Карманову Дмитрию Евгеньевичу;
- Всем друзьям и родственникам, поддерживавших автора, в том числе финансово, на нелегком пути научного становления.

10 Список использованных сокращений

КЛ – Космические лучи

ГКЛ – Галактические космические лучи

СКЛ – Солнечные космические лучи

LDEF – Long Duration Exposure Facility

HEAO – High Energy Astronomy Observatory

CRIS – Cosmic Ray Isotope Spectrometer

СТИКЛ – Спектрометр тяжелых изотопов космических лучей

2D – Двумерный

АЦП – Аналогово-цифровой преобразователь

ПК – Персональный компьютер

SPS – Super Proton Synchrotron

ЛПЭ – Линейные потери энергии

11 СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Список литературы

- [1] Мурзин, В. С. Введение в физику космических лучей. М.: Атомиздат, 1979.
- [2] В.Л. Гинзбург. Астрофизика космических лучей (история и общий обзор). Успехи физических наук, 1996, том 166, номер 2, 169–183
- [3] Панасюк, М. И. Странники вселенной или эхо Большого взрыва. Фрязино: Век 2, 2005.
- [4] В.Л. Гинзбург, С.И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. Изд-во Академии Наук СССР, Москва, 1963.
- [5] Alicia Lopez Oramas. Multi-year Campaign of the Gamma-Ray Binary LS I +61 303 and Search for VHE Emission from Gamma-Ray Binary Candidates with the MAGIC Telescopes. PhD Thesis.
- [6] У.А. Фаулер. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения тяжелых элементов. УФН, Т. 145, вып. 3 (1985), стр. 441-488.
- [7] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. Reviews of Modern Physics, V. 29, No 4 (1957), P. 547-654.
- [8] Matteo Bonetti, Albino Perego, Pedro R. Capelo, Massimo Dotti, M. Coleman Miller. r-process nucleosynthesis in the early Universe through fast mergers of compact binaries in triple systems. arXiv:1801.03506 [astro-ph.HE].
- [9] F.-K. Thielemann, M. Eichler, I.V. Panov, and B. Wehmeyer. Neutron Star Mergers and Nucleosynthesis of Heavy Elements. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2017, Vol. 67:253-274.
- [10] Bulatov V., Fillippov S., Karmanov D. et. al. NUCLEON-2 mission for the investigation of isotope and charge composition of cosmic ray ions. Advances in Space Research, V. 64, no. 12, p. 2610-2618. 2019.
- [11] J.C. Higdon, R.E. Lingemfelter. The Superbubble Origin of ^{22}Ne in Cosmic Rays. ApJ, V. 590, P. 822-832. 2003.
- [12] M.E. Wiedenbeck, J.S. George, W.R. Binns et al. The isotopic composition of cosmic-ray calcium. 27th ICRC, 2001, V.5, P.1679-1682.

- [13] M.H. Israel, W.R. Binns, E.R. Christian, et al. Measurements of the elemental abundances of ultra-heavy galactic cosmic rays from Cu through Sr from the CRIS experiment on the ACE satellite. 32nd ICRC, 2011, V.6, P.32
- [14] Zirakashvili, V. Role of reverse shocks for the production of galactic cosmic rays in SNRs. International Cosmic Ray Conference 6, p. 167-170., 2011.
- [15] Wiedenbeck, M.E., Binns, W.R., Christian, E.R., et al., 1999. Constraints on the Time Delay between Nucleosynthesis and Cosmic-Ray Acceleration from Observations of ^{59}Ni and ^{59}Co . *Astrophys. J. Lett.* 523, L61-L64.
- [16] Binns, W.R., Israel, M.H., Christian, E.R., et al., 2016a. Observation of the ^{60}Fe nucleosynthesis-clock isotope in galactic cosmic rays. *Science* 352, 677-680.
- [17] W.R. Binns, M.E. Wiedenbeck, E.R. Christian et. al Constrains on the time delay between nucleosynthesis and cosmic-ray acceletation from observations of ^{59}NI and ^{59}Co . *Apj*, V.523 (1999), PL61-L64.
- [18] N.E. Yanasak, M.E. Wiedenbeck, R.A. Mewaldt et. al Measurement of the secondary radionuclides ^{10}Be , ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{54}Mn , and ^{14}C and implications for the Galactic cosmic-ray age. *Apj*, V.563 (2001), P768-792.
- [19] W.R. Binns, M.E. Wiedenbeck, E.R. Christian et al. GCR Neon Isotopic Abundances: Comparison with Wolf-Rayet Star Models and Meteoritic Abundances. *AIP Conference Proceedings*, V.598 (2001), P.257
- [20] S.M. Neburg, W.R. Binns, E.R. Shristian et al. CRIS measurements of electron-capture-decay isotopes: ^{37}Ar , ^{44}Ti , ^{49}V , ^{51}Cr , ^{55}Fe , and ^{57}Co . 27th ICRC, 2001, V.5, P.1675-1678
- [21] J.J. Connell, J.A. Simpson. Isotopic Abundances of Fe and Ni in Galactic Cosmic-Ray Sources. *The Astrophysical Journal*, Volume 475 (1997) pp. L61-L64.
- [22] J. Connell, M.A. Du Vernois; J.A. Simpson. The Galactic Cosmic Ray ^{36}Cl Clock: ULYSSES HET Results. 25th ICRC, 1997, Vol. 3, p.397-400
- [23] R.A. Leske. The elemental and isotopic composition of Galactic cosmic-ray nuclei from scandium through nickel. *ApJ*, V. 405, no. 2 (1993), P. 567-583
- [24] R.S. Selesnick, A.C. Cummings, J.R. Cummings, R.A. Leske, et al. Coronal Abundances of Neon and Magnesium Isotopes from Solar Energetic Particles. *ApJ Lett.*, v.418 (1993), p.L45.

- [25] J. Donnelly, A. Thompson, D. O’Sullivan, et al. Actinide and ultra-heavy abundances in the local galactic cosmic rays: an analysis of the results from the Idef ultra-heavy cosmic-ray experiment. *ApJ*, 747:40, 2012
- [26] W.R. Binns, T.L. Garrard, et al. Abundances of ultraheavy elements in the cosmic radiation - Results from HEAO 3. *Astrophysical Journal*, 346, P.997-1009, 1989
- [27] W. R. Binns, R. G. Bose, D. L. Braun, et al. The SuperTIGER instrument: measurement of elemental abundances of ultra-heavy galactic cosmic rays. *ApJl*, 788:18 2014.
- [28] Stone, E.C. et al. The Cosmic-Ray Isotope Spectrometer for the Advanced Composition Explorer. *Space Science Reviews*, V. 86, Issue 1 (1998), P. 285–356
- [29] W.R. Binns, E.R. Christian, A.C. Cummings, et al. First Measurements of the Isotopic Composition of the Ultra-heavy Galactic Cosmic Ray Nuclei ^{31}Ga and ^{32}Ge from the CRIS Experiment on ACE. 32nd ICRC, 2011, V.6, P.29
- [30] Определение изотопного состава сверхтяжелых ядер галактических космических лучей в эксперименте НУКЛОН-2 / Д. Е. Карманов, А. А. Курганов, М. И. Панасюк и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. — 2017. — Т. 81, № 4. — С. 436–438.
- [31] Nucleon-2 mission for the investigation of heavy cosmic rays’ nuclei / V. Bulatov, S. Filipov, D. Karmanov et al. // *Journal of Instrumentation*. — 2018. — Vol. 13, no. 11. — P. 11–21.
- [32] V. Bulatov, S. Fillippov, D. Karmanov, I. Kovalev, A. Kurganov, M. Panasyuk, A. Panov, D. Podorozhny, D. Polkov, L. Tkatchev, P. Tkatchev, A. Turundaevskiy, and O. Vasiliev. Nucleon-2 mission for the investigation of isotope and charge composition of cosmic ray ions. *Advances in Space Research*, 64(12):2610–2618, 2019.
- [33] Текущий статус миссии НУКЛОН-2 / А. А. Курганов, В. Л. Булатов, О. А. Васильев и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. — 2019. — Т. 83, № 5. — С. 694–695.
- [34] О. А. Васильев, Д. Е. Карманов, И. М. Ковалев, И. А. Кудряшов, А. А. Курганов, А. Д. Панов, Д. М. Подорожный, П. Л. Ткачев, and А. Н. Турундаевский. Текущий статус миссии НУКЛОН-2. *Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 18(1), 2021.

- [35] Horandel J.R. On the Knee in the Energy Spectrum of Cosmic Rays. *Astropart. Phys.* 2003. V. 19. P. 193–220.
- [36] Bonino G., Castagnoli C., Cane G. et al. Solar Modulation of the Galactic Cosmic Ray Spectra since the Maunder Minimum. *Intern. Cosmic Ray Conf.* 2001. V. 9. P. 3769–3772.
- [37] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016) and 2017 update, p. 441
- [38] <https://geant4.web.cern.ch/> Geant4 - A simulation toolkit.
- [39] B.A. Weaver , A.J. Westphal. Energy loss of relativistic heavy ions in matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Volume 187, Issue 3, 2002, p. 285-301.
- [40] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, and J. Ranft. FLUKA: a multi-particle transport code. CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773
- [41] Böhlen T. T., Cerutti F., Chin M. P.W. et al. The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications. *Nucl. Data Sheets.* 2014. V. 120. P. 211–214.
- [42] Васильев О.А., Карманов Д. Е., Ковалев И.М. и др. Результаты предварительного моделирования проекта ДЧС-НИСА. *Письма в ЭЧАЯ.* 2020. Т. 40, №6.