

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«Гомельский государственный университет
имени Франциска Скорины»

Факультет физики и информационных технологий
Кафедра теоретической физики

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____
подпись
" ____ " _____ 20 ____ г.
число *месяц* *год*

Анализ измерений событий фрагментации ядер ^{14}N в ядерной эмульсии

Дипломная работа

Исполнитель:
студентка группы КФ-57

О.Н. Кашанская

Научный руководитель:
заведующий кафедрой теоретической физики,
к.ф.-м. наук, доцент

Г.Ю. Тюменков

Рецензент:
профессор кафедры оптики
д.ф.-м.н., профессор

С.С. Гергель

Консультант (ОИЯИ):
к.ф.-м. наук

А.А. Зайцев

Гомель 2022

Реферат

Дипломная работа содержит 60 страницы, 22 рисунка, 21 источник.

Ключевые слова: ядерная фотографическая эмульсия, релятивистская диссоциация, кластеризация, множественная фрагментация, периферические взаимодействия, пространственный угол.

Объект исследования: релятивистская диссоциация ядер ^{14}N , зарядовая топология каналов диссоциации, распределения относительных углов разлета одно- и двухзарядных фрагментов налетающего ядра.

Цель работы: на основе экспериментальных данных по диссоциации релятивистских ядер ^{14}N на ядрах из состава ядерной эмульсии провести анализ распределений относительных углов разлета одно- и двухзарядных фрагментов налетающего ядра. Получить основные параметры угловых распределений и оценить вклад событий с предельно узкими углами разлета групп треков вторичных фрагментов.

Задачи дипломной работы: с помощью просмотровых и измерительных микроскопов МБИ-9 и KSM-1 дополнить существующую статистику неупругих взаимодействий и выполнить измерения пространственных координат XYZ первичных и вторичных треков в объеме ядерной эмульсии. Провести качественный анализ измеренных событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора для последующего физического анализа. На основе полученного массива данных рассчитать плоский и глубинный углы вторичных фрагментов. Проведенный анализ представить в графическом виде, подготовленный с помощью программного пакета ROOT.

Область применения: в диссоциации релятивистских ядер особенно ценными являются события с множественным образованием ядер-фрагментов He и H без наблюдения фрагментов ядра мишени. Источником образования легчайших фрагментов налетающего ядра могут служить распады нестабильных ядер $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ ($\tau = 6.7 \cdot 10^{-17}$ с) и $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}(2\alpha)p$ ($\tau = 8 \cdot 10^{-16}$ с). Выполненный в настоящей работе анализ угловых корреляций фрагментов He и H станет неотъемлемой частью исследовательской программы эксперимента БЕККЕРЕЛЬ на ускорительном комплексе Нуклотрон-НИКА, одна из задач которой изучение образования нестабильных и изобар-аналоговых состояний в диссоциации релятивистских ядер ^{14}N . Полученная таким образом информация представляет огромный интерес для ядерной физики и астрофизики, в том числе для решения проблемы распространенности изотопов во Вселенной.

Вывод: в работе выполнен анализ измерений направлений вылета вторичных одно и двухзарядных фрагментов в релятивистской диссоциации ^{14}N ядер в ядерной эмульсии. Существенно дополнена статистика событий с множественным образованием фрагментов He и H. Определен критерий отбора событий на первичном этапе поиска. При анализе вторичных треков было определено условие выборки, исключающее рассеяние на большие углы. Проведен расчет пространственных углов испускания фрагментов налетающего ядра. Обнаружены события с предельно узкими струями фрагментов He и H, источником которых могут служить распады нестабильных ядер $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ и $^9\text{B} \rightarrow \alpha + \alpha + p$.

Содержание

Реферат	2
Содержание	3
Обозначения и сокращения	4
Введение	5
1 Методика	8
1.1 Метод ядерных фотоэмульсий	8
1.2 Общая характеристика ядерной фотоэмульсии	9
1.3 Механизм образования следов	11
2 Кластеризация и фрагментация легких ядер	14
2.1 Типы кластеризации	14
2.2 Типы наблюдаемых событий	15
2.3 Кластеризация при фрагментации легких ядер	16
3 Поиск и отбор событий диссоциации релятивистских ядер ^{14}N	19
3.1 Поиск событий	19
3.2 Определение зарядов	20
3.3 Зарядовая топология	21
4 Процедура измерения углов и реконструкция событий	23
5 Анализ	28
5.1 Анализ экспериментальных данных	28
5.2 Точность измерения углов	32
Заключение	36
Список использованных источников	37
Приложение А	39
Приложение Б	44
Приложение В	47
Приложение Г	50
Приложение Д	53
Приложение Е	59

Обозначения и сокращения

μ - микро, 10^{-6} ;

кэВ - килоэлектронвольт;

МэВ - мегаэлектронвольт;

ГэВ - гигаэлектронвольт;

ОИЯИ - Объединенный Институт Ядерных Исследований;

мрад - мили(10^{-3}) радиан;

ТВ - терабайт;

RMS/ σ – среднеквадратичное отклонение;

Введение

В последнее время активное развитие получили концепции разряженной ультрахолодной ядерной материи, которая основывается на явлении конденсации нуклонов и легчайшие ядра [1–3]. В качестве аналога атомных квантовых газов рассматривается α -частичный конденсат Бозе-Эйнштейна [3,4]. Данные разработки стали основой для открытия вопроса об изучении всевозможных кластерных групп и несвязанных ядер как фундаментальных компонент новых квантовых сред. В нуклеосинтезе когерентные ансамбли кластеров в макроскопическом масштабе могут представлять переходную роль. Таким образом это придает исследованию ядерной кластеризации весомое значение, значительно выходящее за рамки проблем ядерной структуры. Изучение ядерных систем многих тел выглядит невозможным в лабораторных условиях при поверхностном рассмотрении данного вопроса. Тем не менее, в процессах развала ядер при возбуждении выше соответствующего порога их можно исследовать непрямым образом. Конфигурационное перекрытие основного состояния фрагментирующего ядра с конечными кластерными состояниями полно проявляется при взаимодействиях на периферии ядра мишени, когда вносимое возмущение минимально. Можно предположить, что явление периферической диссоциации релятивистских ядер может служить альтернативной площадки для изучения небывалого разнообразия кластерных ансамблей.

Наличие в земной атмосфере ядер N и частиц высоких энергий, проникающих в атмосферу из космоса, является причиной появления легких редкоземельных элементов, таких как Li, Be, B и дейтерий. Поэтому изучение фрагментации ^{14}N в удобных условиях, обеспечиваемых в обратной кинематике, могут иметь приложения для решения проблемы распространенности изотопов.

Современный интерес к $N\alpha$ -частичным состояниям мотивирован поиском разреженного состояния холодной ядерной материи – альфа-частичного конденсата Бозе-Эйнштейна. Периферическая фрагментация релятивистских ядер может оказаться полезной и удобной для исследования холодной и разреженной ядерной материи, проявляющей аналогию с квантовыми газами атомной физики.

Коллективные степени свободы, в которых группы из нескольких нуклонов ведут себя как составляющие кластеры являются одними из ключевых моментов ядерной структуры. Основными составляющими кластеризации являются легчайшие ядра, не имеющие возбужденных состояний – прежде всего это ядра ^4He (α -частицы), дейтроны (d), тритоны (t) и ядра ^3He (гелионы) и эта особенность отчетливо проявляется в легких ядрах, где число возможных кластерных конфигураций невелико (рис.1). Можно утверждать, что пороги отделения кластеров в ядрах ^7Be , $^{6,7}\text{Li}$, $^{11,10}\text{B}$, $^{11,12}\text{C}$ и ^{16}O оказываются ниже порогов отделения нуклонов. Стабильное ядро ^9Be и несвязанные ядра ^8Be и ^9B имеют ярко выраженную кластерную природу. Кластерные ядра ^7Be , ^7Li , ^8Be и ^9B выступают в качестве основ в изотопах ^8B и ^{9-12}C . Взаимодополняющим является описание основных состояний легких ядер в оболочечной и кластерной модели. В кластерной картине легкие ядра представляются как суперпозиции

различных конфигураций кластеров и нуклонов. Интерес к таким состояниям связан с предсказанием их свойств, как молекулярно-подобных [5,6]. Кластеризация ядер традиционно рассматривается как прерогатива физики ядерных реакций низких энергий [7]. Кластерные ансамбли, возникающие при фрагментации релятивистских ядер, наиболее полно наблюдаются в ядерной эмульсии.

Согласно наблюдениям, в ядерной эмульсии степень диссоциации как легких ядер, так и самых тяжелых, может достигать полного развала на легчайшие ядра и нуклоны. До сих пор информация об этом явлении неполна, а его интерпретация не предложена. Легкие ядра служат источниками для генерации простейших конфигураций легчайших кластеров и нуклонов. Будучи интересным само по себе, их исследование создает основу для понимания динамики множественной фрагментации тяжелых ядер. Качественно разнообразить «томографию» ядерной структуры позволяет ядерная эмульсия, облученная радиоактивными ядрами.

В 2002 г. вновь образованным сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ была выдвинута программа облучения на нуклотроне ОИЯИ стопок ядерной эмульсии в пучках релятивистских изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных, пример на рисунке 1.

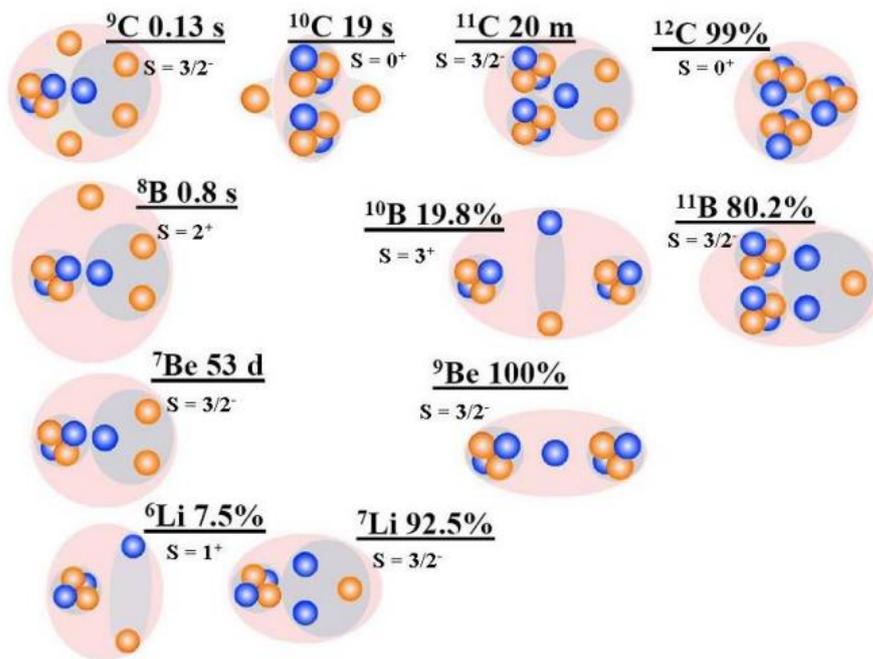


Рисунок 1 – Диаграмма кластерных степеней свободы в стабильных и нейтронодефицитных ядрах; указаны распространенности или времена жизни изотопов, их спины и четности; оранжевые кружки соответствуют протонам, голубые – нейтронам; кластеры выделены темным фоном.

Физический замысел программы состоял в систематической проверке предположения о том, что при диссоциации легких релятивистских ядер возможно исследование особенностей их кластерной структуры. Эта идея не очевидна, а ее реализация, иными средствами, чем ядерная эмульсия, сталкивается с объективными трудностями. Анализ облучений эмульсии

позволяет наиболее полно исследовать состав и кинематические характеристики разнообразных ансамблей релятивистских кластеров. Конечная цель использования эмульсии – это наиболее полная идентификация и метрология необычных конфигураций кластеров. Детальные сведения о структуре диссоциации будут весьма полезны для обоснования электронных экспериментов с высокой статистикой событий.

1 Методика

1.1 Метод ядерных фотоэмульсий

Метод ядерных фотографических эмульсий используется для регистрации и анализа следов заряженных частиц практически любой энергии. По измерениям характеристик этих следов можно сделать выводы: о числе и природе образующихся при расщеплении ядра заряженных частиц, об их угловых и энергетических распределениях, о энергии и импульсе передаваемых ядру при столкновении и т.д. Метод ядерных эмульсий заключается в том, что при прохождении через фотоэмульсию заряженная частица активирует на своем пути кристаллы серебра и делает их способными к проявлению. После специальной химической обработки эмульсионных слоев в них появляются следы частиц в виде цепочки проявленных зерен (трек), хорошо различимых под микроскопом.

К достоинствам методики можно отнести то, что ядерная эмульсия регистрирует все заряженные частицы, проходящие через нее в течение определенного промежутка времени, так как время чувствительности фотоэмульсии, по сути, определяется временем экспозиции, которое может быть от нескольких секунд до нескольких недель. По точности измерения малых углов метод ядерных эмульсий не имеет себе равных. Этот метод обладает рекордным пространственным разрешением, который с успехом применяется для определения углов разлета частиц, фрагментов и ядер, образующихся в результате ядерного взаимодействия. Еще одним достоинством метода ядерной фотографической эмульсии является то, что при проведении экспериментов на ускорителях он не требует больших затрат времени работы самого ускорителя. Расходы на аппаратуру также сравнительно невелики. Положительной чертой исследования процесса фрагментации ядер с помощью эмульсии является то, что следы частиц в желатине остаются навсегда и исследователь может изучать их снова и снова, чего не невозможно сделать машинным методом. Объем накопленной информации в слое ядерной эмульсии площадью 125 см^2 оценивается на уровне 10 ТБ. Для сравнения, dvd диск площадью 111 см^2 вмещает в себя 9 Гб информации.

Среди множества достоинств данного метода, имеется ряд недостатков. А именно, сложность состава вещества фотоэмульсии не позволяет точно определить с каким ядром произошло взаимодействие налетающей частицы. Его устраняют введением дополнительных элементов и критериев отбора обрабатываемых событий. Одним из главных недостатков метода является невысокая скорость обработки слоев ядерной эмульсии и как следствие необходимость длительного времени для набора статистики. Как правило, это компенсируется получаемым результатом. Тем самым, позволяя проводить планирование электронных экспериментов.

Тем не менее стоит отметить, что в последнее время ведутся разработки полностью автоматизированных считывающих комплексов, с целью ускорения процедуры сканирования слоев ядерных эмульсий. Например, в Нагойском

университете разработана система Hyper Track Selector (HTS), способная сканировать слои ядерных эмульсий со скоростью 4000 см²/ч [8], в то время как ручной метод сканирования ограничен скоростью в несколько мм² в час.

Во время исследований следует точно знать состав эмульсии в реальных условиях ее облучения, так как это может существенно влиять на точность измерений, которая может быть достигнута при помощи фотометода и которая требуется при точном определении энергии однородной группы частиц по их средним пробегам. Одним из препятствий, возникающих при определении химического состава эмульсий, является то, что желатина достаточно быстро обменивается водой с находящейся с ней в контакте газообразной или жидкой средой. Это затрудняет определение плотности при помощи обычного метода, основанного на взвешивании образца сначала в воздухе, а затем в жидкости с известной плотностью.

Тем не менее значительную роль в развитии существующих представлений о механизме взаимодействия частиц большой энергии с ядрами сыграло использование ядерных фотографических эмульсий.

1.2 Общая характеристика ядерной фотоэмульсии

Ядерные эмульсии представляют собой высококонцентрированные и высокодисперсные эмульсии из бромистого серебра. Концентрация AgBr, который находится в форме микрокристаллов почти сферической формы пример представлен на рисунке 2, в большинстве изготавливаемых в настоящее время эмульсий составляет около 83% по весу. В качестве среды, в которой распределены микрокристаллы AgBr, наиболее широко используется желатин с пластификатором. Средние размеры микрокристаллов бромистого серебра для большинства ядерных эмульсий находятся в пределах 0.12-0.3 мкм, эмульсии НИКФИ, Ильфорд, Кодак, Агфа, Истмен и др.

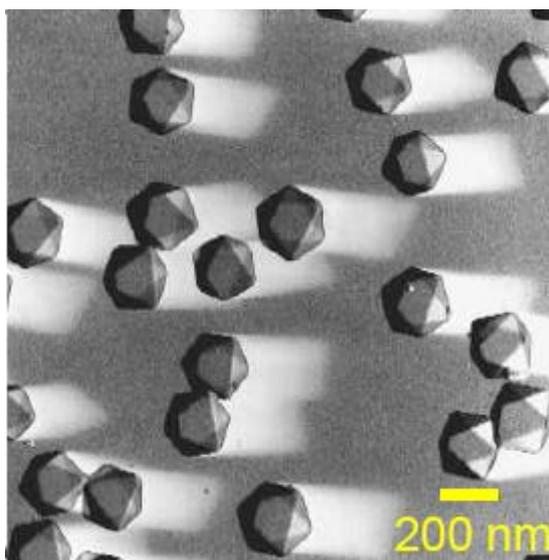


Рисунок 2 – Фотография микрокристаллов галогенида серебра под микроскопом.

Удельная плотность всех эмульсий с нормальным составом находится в пределах 3.8 – 4.0 г/см³.

Ядерные эмульсии изготавливаются либо на стеклянной подложке с толщиной эмульсионного слоя от 50 до 400 мкм, либо без подложки с толщиной слоя 400-600 мкм.

Анализ элементарного состава ядерных эмульсий показывает, что в эмульсии главным образом содержится две далеко отстоящих по атомному весу группы атомов: H, C, N, O и Ag, Br при весьма незначительном количестве атомов S, J, Au.

Основными компонентами ядерной эмульсии являются:

а) галоидное серебро – главным образом бромистое, обладающее плотностью 6.47 г/см³. Галоидное серебро находится в эмульсии в виде микрокристаллов (или «зерен») кубической или почти сферической формы в зависимости от метода приготовления.

б) желатин и пластификатор (например, глицерин). Желатин и пластификатор содержат следующие элементы: углерод, азот, кислород, водород и серу. Желатин представляет собой сложное вещество, вследствие чего неизбежно существует незначительная разница в химическом составе желатина, поставляемой различными изготовителями. Глицерин вводится в эмульсию в качестве пластифицирующего вещества. Он уменьшает хрупкость эмульсии и способствует появлению пластических деформаций при возникновении напряжений в слое. Последнее имеет особенно большое значение в тех случаях, когда пластинки должны экспонироваться в вакууме, поскольку в подобных условиях эмульсия без пластификатора часто отрывается от стекла. Сцепление между эмульсией и стеклом настолько велико, что последнее часто разрушается под действием натяжений, появляющихся при высыхании эмульсии, причем из пластинок вырываются чешуйки стекла, прочно прилипшие к эмульсии.

в) вода.

По своим фотографическим характеристикам все ядерные эмульсии разделяются на три основные типа [9].

- 1) Эмульсии низкой чувствительности, предназначенные для регистрации сильноионизирующих частиц с потерями энергии ≥ 50 кэВ на 1мкм пробега (осколков деления, многозарядных ионов, медленных α -частиц).
- 2) Эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с ионизацией ≥ 2 кэВ на 1мкм пробега (протоны с энергией 50-100МэВ).
- 3) Эмульсии высокой чувствительности, регистрирующие следы частиц с минимальной ионизацией (0,55 кэВ на 1 мкм).

Эмульсии, применяемые в настоящее время для регистрации следов заряженных частиц, отличаются от обычных фотоэмульсий двумя особенностями:

а) отношение количества галоидного серебра к желатине в ядерной эмульсии приблизительно в восемь раз больше, чем в обычной;

б) толщина слоя ядерной эмульсии превышает, как правило, в 10 – 100 раз толщину обыкновенной эмульсии. Кроме того, в современных условиях ядерные эмульсии часто применяются в виде отдельных слоев, лишенных стеклянной подложки.

Одной из основных используемых ядерных фотоэмульсий является эмульсия типа БР-2, обеспечивающая чувствительность вплоть до релятивистских однозарядных частиц и дающих минимум ионизационных потерь. Основные характеристики этой эмульсии приведены в табл. 1.

Таблица 1 – Химический состав эмульсии (литературные данные по составу ядерной фотоэмульсии БР-2; относительная влажность 58%)

Элемент	Z	10^{22} атомов/см ³
Серебро/ Ag	47	1.02
Бром/ Br	35	1.01
Йод/ I	53	0.006
Углерод/ C	6	1.39
Водород/ H	1	3.19
Кислород/ O	8	0.94
Сера/ S	16	0.014
Азот/ N	14	0.32

Выбор типа эмульсии зависит от ее предполагаемого применения. Чувствительность эмульсии должна быть достаточно велика, чтобы обеспечить плотность зерен, необходимую для регистрации следа частицы. При излишней чувствительности плотность зерен может оказаться настолько большой, что отдельные зерна станут неразличимыми и их нельзя будет сосчитать.

1.3 Механизм образования следов

В процессе образования следов заряженных частиц в эмульсии решающую роль играет возникновение δ -электронов (электроны, выбитые из атомов в процессе ионизации и в свою очередь способные ионизировать атомы среды, через которую они движутся) пример на рисунке 3, при наличии которых в данном зерне может выделиться количество энергии, намного превышающее то максимальное значение, которое оказалось бы возможным, если бы энергетические потери частиц были равномерно распределены вдоль ее пути. Так, например, в минимуме ионизации удельная ионизация частицы с зарядом составляет около 700 кэВ/мм. При равномерных потерях максимальное количество энергии, которое может быть поглощено зернами диаметром 0,3 μ , должно быть порядка 300 эВ (при прохождении частицы по диаметру зерна). С другой стороны, пробег δ -электрона с энергией меньше 5 кэВ оказывается настолько коротким, а его траектория настолько искривленной вследствие рассеяния, что при возникновении такого электрона внутри зерна он может

остановиться, не выходя за пределы последнего. Таким образом, в отдельных зернах выделится значительно большее количество энергии, которое может быть затрачено на образование скрытого изображения. Вследствие описанного эффекта оказывается возможным, что почти во всех эмульсиях некоторые зерна станут способными к проявлению после прохождения через них одной частицы, удельная ионизация которой близка к минимальной; однако для образования следа, достаточно хорошо различимого под микроскопом, число таких зерен не единице длины траектории должно быть довольно велико по сравнению с общим «фоном». Изображения событий множественной фрагментации релятивистских ядер были получены еще в 40х годах в слоях ядерной эмульсии при воздействии космических лучей в стратосфере [10]. С коллекцией фотографий ядерных взаимодействий в ядерной эмульсии и их полным описанием можно ознакомиться в фундаментальном труде С. Пауэлла, П. Фаулера и Д. Перкинса [11].

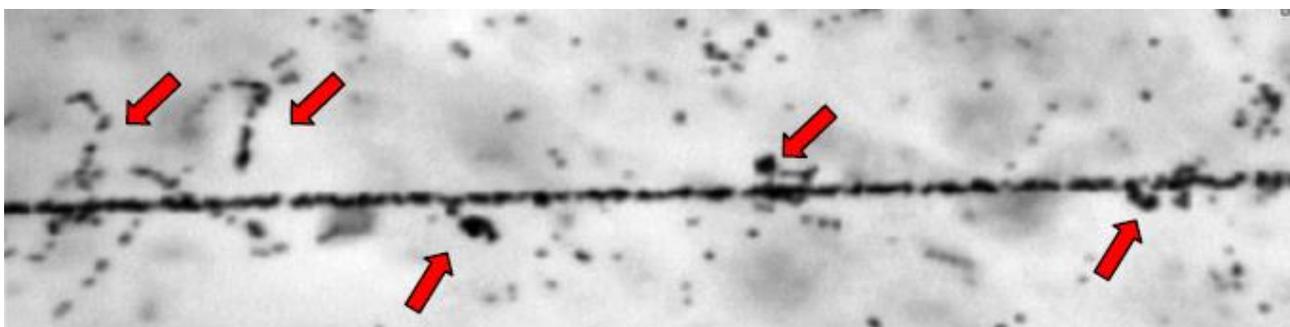


Рисунок 3 – Первичный трек релятивистского ядра ^{14}N в ядерной эмульсии. Вдоль следа стрелками указаны треки δ -электронов.

При анализе данных в фотоэмульсионной методике заряженные частицы принято делить на 4 типа, в зависимости от их относительной ионизации I/I_0 и скорости β :

а) “черные” (b -частицы) - представляют собой следы фрагментов ядра мишени с относительной ионизацией $I/I_0 \geq 7.0$ и $\beta < 0.23$, где I_0 - ионизация на треках релятивистских частиц с зарядом $Z=1$. Однако в практическом плане, b -частицы зачастую удобно идентифицировать по величине их пробега в объеме ядерной фотоэмульсии - $L \leq 0.3$ см;

б) “серые” (g - частицы) - в основном это протоны, выбитые из ядра-мишени, с относительной ионизацией $6.8 > I/I_0 \geq 1.4$ и $\beta < 0.7$, с остаточным пробегом ≥ 0.3 мм. Также к этому типу частиц относится небольшая примесь π -мезонов, зависящая от начальной энергии взаимодействия;

в) “релятивистские” (ливневые или s - частицы) - к этому классу заряженных частиц относят провзаимодействовавшие протоны налетающего ядра и однозарядные ($Z=1$) непровзаимодействовавшие фрагменты налетающего ядра с относительной ионизацией $I/I_0 < 1.4$ и $\beta > 0.7$.

г) “фрагменты” (f - частицы) - многозарядные фрагменты налетающего ядра с зарядом $Z \geq 2$. Они не входят в число b - и g - частиц которым соответствует по производимой ими ионизации. Треки релятивистских однозарядных частиц и

фрагменты ядра-снаряда с $Z=2$ легко различимы под микроскопом числом проявленных зерен на единицу длины трека, представлены на рисунке 4.

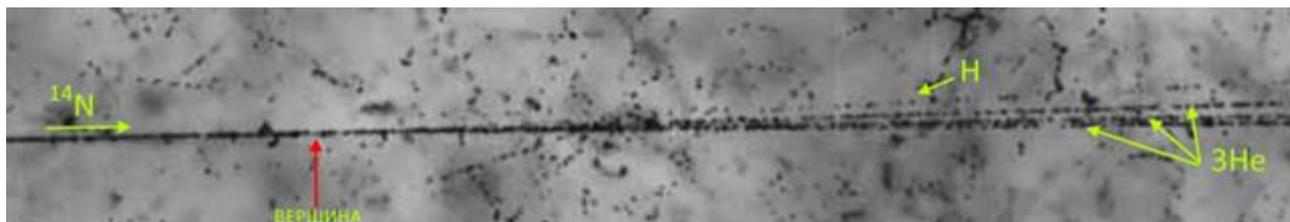


Рисунок 4 – Фотография события фрагментации ядра ^{14}N с образованием трех фрагментов He и одного H без наблюдения следов ядра-мишени.

2 Кластеризация и фрагментация легких ядер

2.1 Типы кластеризации

Прогресс в исследованиях на пучках релятивистских ядер выявляет новые подходы к решению актуальных проблем структуры ядра. Одной из проблем является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры. Указанная особенность – *кластеризация* в возбужденных ядрах особенно отчетливо проявляется в легких ядрах, где возможное число кластерных конфигураций относительно невелико.

Кластеры. Естественными компонентами такой картины являются малонуклонные системы, не имеющие собственных возбужденных состояний. Прежде всего это ядра ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, а также дейтроны, тритоны, примеры представлены на рисунке 5, парные состояния протонов и нейтронов. Вероятно, изучение процессов фрагментации стабильных и радиоактивных ядер на кластерные фрагменты при релятивистских энергиях выявит новые особенности их возникновения и роль в процессах нуклеосинтеза.

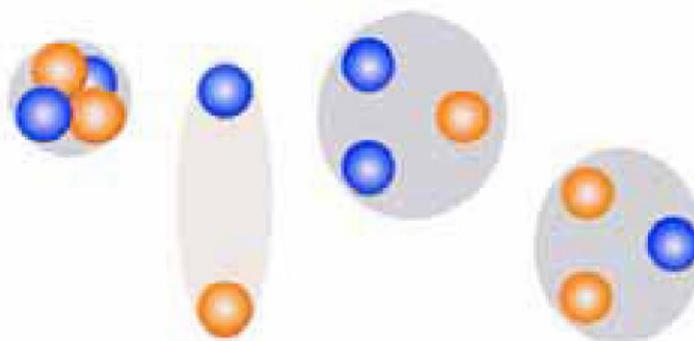


Рисунок 5 – Кластерные структуры: ${}^4\text{He}$, дейтрон, тритон, ${}^3\text{He}$.

Характеристики событий диссоциации легких ядер в периферических взаимодействиях были исследованы методом фотоэмульсии для ядер ${}^{12}\text{C}$ (3α) [12, 13], ${}^{16}\text{O}$ (4α) и ${}^6\text{Li}$ ($\alpha+d$) при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон. Все эти результаты имеют уникальную полноту и достоверность и могут оказаться полезными при планировании исследований по мультифрагментации ядер с высокой статистической обеспеченностью.

Наиболее выигрышными для исследования кластеризации являются взаимодействия релятивистских ядер, происходящие при минимальном взаимном возбуждении сталкивающихся ядер без образования заряженных мезонов. При этом достигается четкое разделение по импульсу продуктов фрагментации ядер снаряда и мишени. Основным критерием для отбора таких событий является требование сохранения электрического заряда и массового числа налетающего ядра в узком угловом конусе фрагментации.

Фотоэмульсионный метод позволяет идентифицировать релятивистские изотопы водорода и гелия по их массе, используя возможность оценки импульса частицы методом многократного кулоновского рассеяния.

Для иллюстрации критериев отбора событий на рисунке 6 представлено событие периферической фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$.

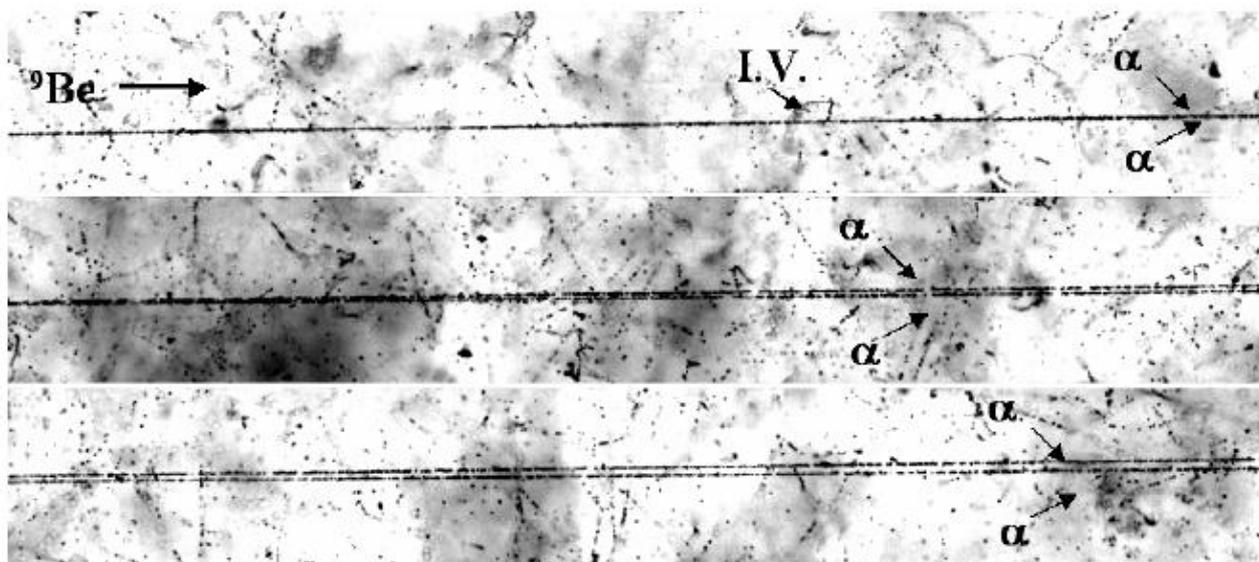


Рисунок 6 – Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ типа «белая звезда». На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.) и узкая пара альфа частиц, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1.2 А ГэВ.

2.2 Типы наблюдаемых событий

При наборе статистики для изучения явления мультифрагментации ядер отбираются события без рожденных частиц, что визуально проявляется в отсутствии однозарядных треков в широком угловом конусе. Как правило, в таких событиях происходит полная передача заряда первичного ядра в узкий угловой конус фрагментации. Угол разворота такого конуса определяется отношением, где $p_{fr} = 0.2$ ГэВ/с – величина, характеризующая Ферми-импульс нуклонов, а p_0 – импульс на нуклон ядра-снаряда. Наиболее ясная интерпретация обеспечивается для событий, которые не содержат следов и от фрагментов ядер мишени. Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру. События без фрагментов и рожденных частиц из-за их вида традиционно называются «белыми» звездами, пример такого события находится на рисунке 7. Всего, для изучения и анализа, на практике было отобрано *80 событий*. Стоит также отметить, что доля «белых» звезд составляет несколько процентов от общего числа неупругих событий. Название отражает не только внешний вид события, но и резкое уменьшение потерь на ионизацию при переходе от следа первичного ядра к узкому конусу вторичных следов. Наиболее ярко такие события наблюдаются при множественной фрагментации тяжелых ядер (см. рисунок 8). Образование «белых» звезд происходит при электромагнитных взаимодействиях посредством виртуальных фотонов от ядер мишени и при дифракционном рассеянии.

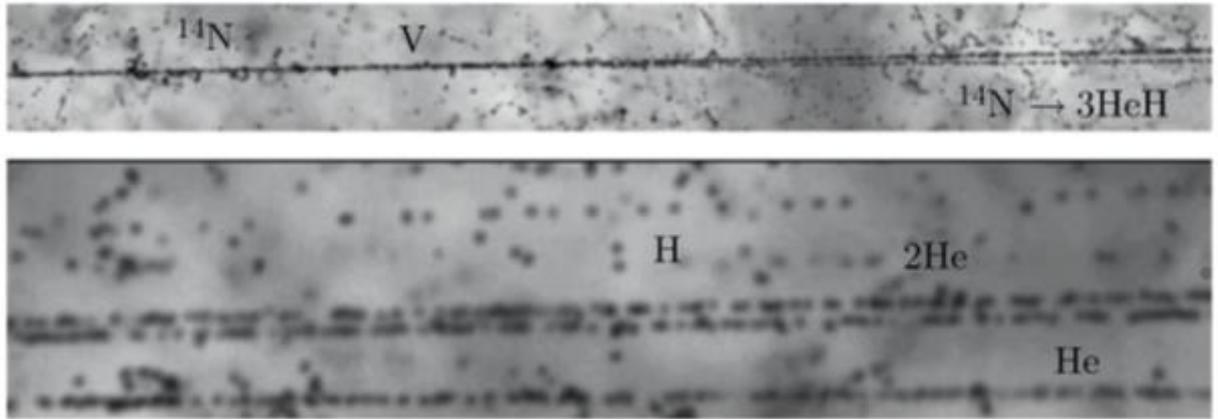


Рисунок 7 – Макрофотография когерентной диссоциации ядра ^{14}N с импульсом 2.9А ГэВ/с; размер зерна не более 0,5 мкм. На верхней фотографии слева виден первичный след ^{14}N , сопровождаемый короткими следами δ -электронов; отмечено положение вершины с резким снижением ионизации (V). При 1 мм в направлении струи фрагментов их следы различимы (нижнее фото); узкая пара He+He отвечает распаду ^8Be .

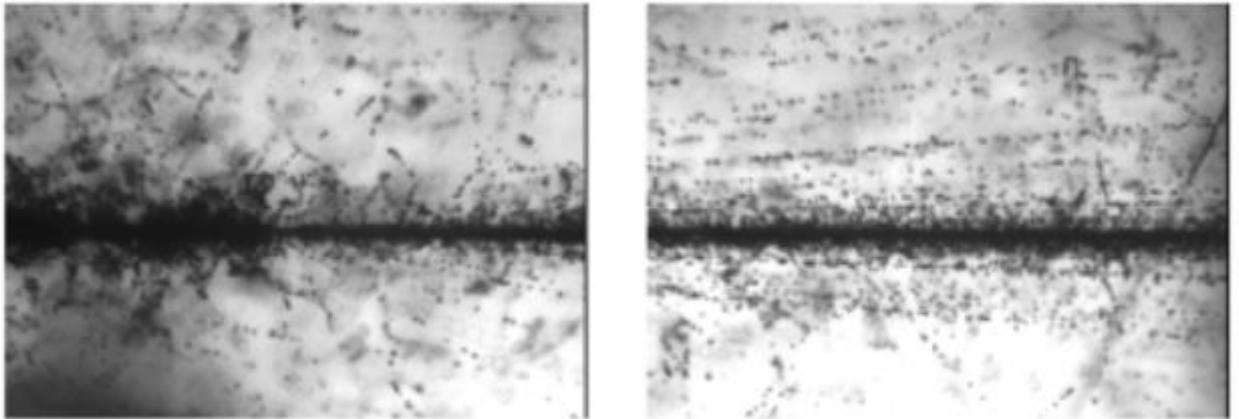


Рисунок 8 – Последовательно сфотографированное событие периферического взаимодействия ядра ^{194}Au с энергией 10 А ГэВ в ядерной эмульсии.

Важным практическим удобством при поиске событий такого типа является требование сохранения заряда в конусе фрагментации, что позволяет исключить вклад в пучке от примеси более легких ядер с близким отношением заряда к массе. Это существенно при облучении эмульсии во вторичных пучках радиоактивных ядер, имеющих достаточно сложный состав.

2.3 Кластеризация при фрагментации легких ядер

Особенности структуры радиоактивного ядра ^{10}C в процессах его когерентного распада при энергии 1.2 ГэВ на нуклон (см. рисунок 9) изучены в работе [14]. Было установлено, что в распределении по инвариантной массе приблизительно 60 событий в канале два альфа и два протона соответствуют 75 каскадному распаду ядра ^9B через ядро ^8Be . Таким образом, в структуре ядра ^{10}C с вероятностью не менее чем $(30 \pm 4) \%$ проявляется нестабильное ядро ^9B , а нестабильное ядро ^8Be проявляет себя как компонента ^9B .

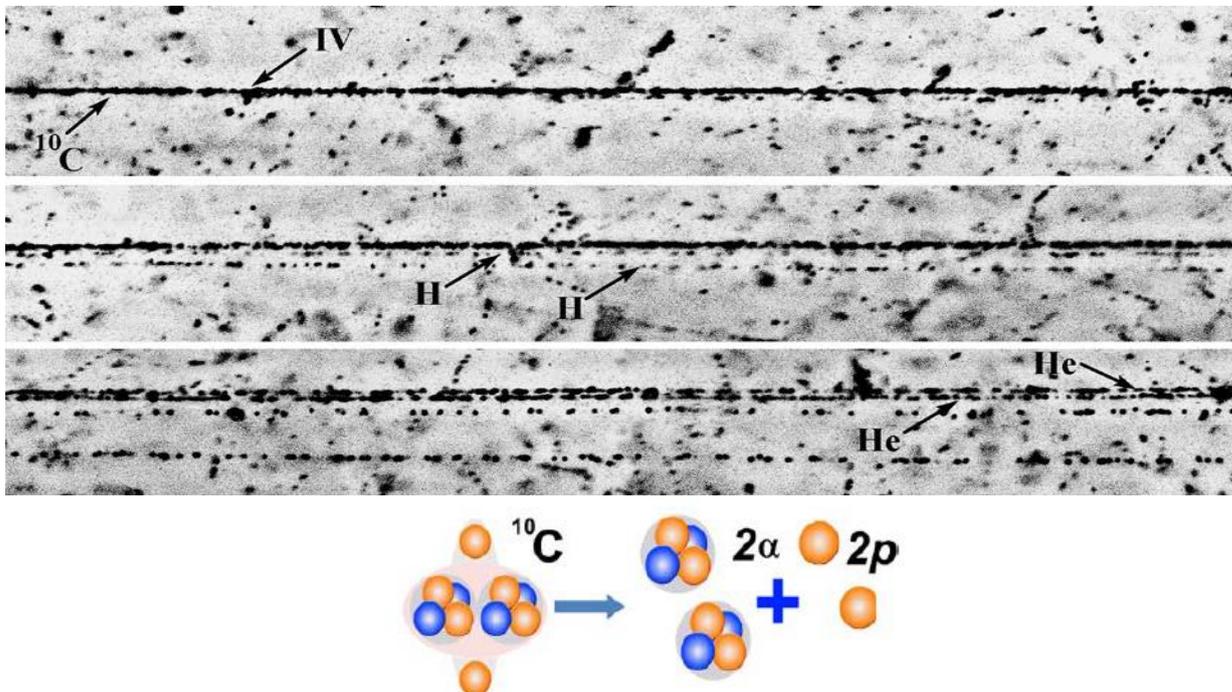


Рисунок 9 – Микрофотография «белой» звезды события $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$.

Фрагментация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при энергии 3.65 А ГэВ изучалась в работах [13] (рисунок 10). Данная работа была выполнена еще на синхрофазотроне ЛФВЭ ОИЯИ в конце 80х начале 90х годов двадцатого века. Одним из результатов работы, было продемонстрирована роль канала $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$ сопровождаемого образованием промежуточного нестабильного ядра ^8Be .

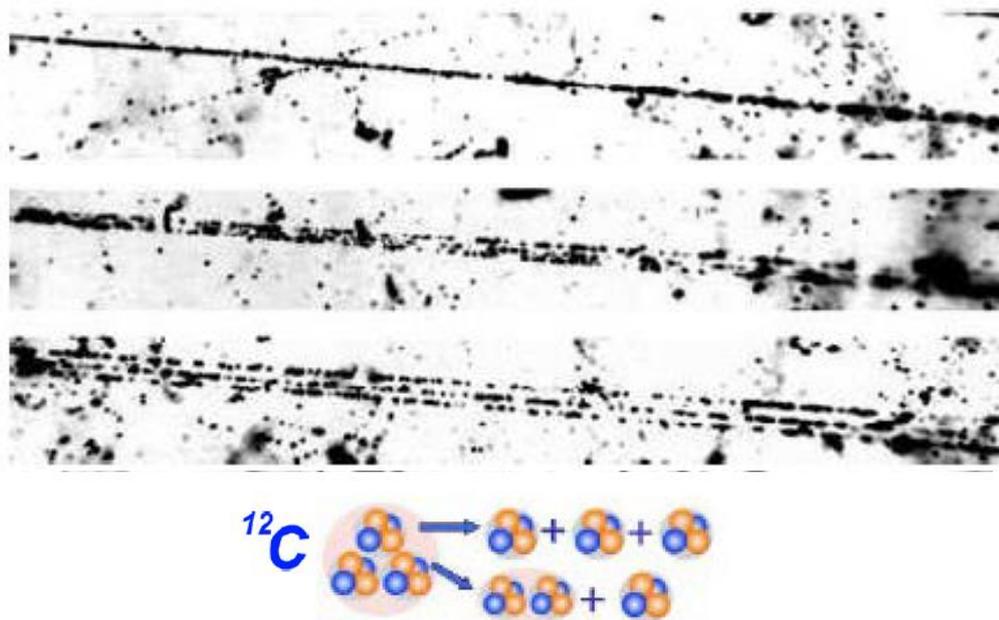


Рисунок 10 – Фотография события фрагментации ядра ^{12}C с энергией 4.5 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии на три α -частицы. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 3 фрагмента He. Кластеризация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$.

В работе [12] изучались распределения по поперечному импульсу и связанные характеристики релятивистских α -частиц из реакции когерентной диссоциации ядра углерода («белые» звезды) на три α -частицы при $p_0=4.5$ А ГэВ/с в эмульсии, обогащенной свинцом. Установлено, что среднее поперечное сечение для диссоциации $^{12}\text{C}\rightarrow 3\alpha$ увеличивается при разбавлении эмульсии ядрами Рb примерно вдвое. Кластеризация в распадах $^{12}\text{C}^*\rightarrow 3\alpha$ отражает известный « 3α процесс» в звездах. В работе [15] не наблюдалось ни одного случая бинарного расщепления через единственно возможный канал $^{12}\text{C}\rightarrow ^6\text{Li}+^6\text{Li}$ на статистике 2757 неупругих взаимодействий.

Продолжением исследований мультифрагментации легких четно-четных ядер с диссоциацией только на α частицы является изучение вклада дейтронов в распады нечетно-нечетных ядер ^{14}N . Как в экспериментальном, так и в теоретическом плане представляет интерес исследование мультифрагментации релятивистских ядер ^{14}N в условиях полного наблюдения и измерения характеристик заряженных фрагментов.

3 Поиск и отбор событий диссоциации релятивистских ядер ^{14}N

3.1 Поиск событий

Материалом для настоящей работы послужила стопка слоев ядерной фотоэмульсии, продольно облученная ядрами ^{14}N с импульсом 2.9А ГэВ/с на Нуклотроне Лаборатории физики высоких энергий (ОИЯИ). Для облучения были использованы слои ядерной фотоэмульсии типа БР-2 толщиной 600 мкм и размерами 10x20 см². Стопка слоев была сориентирована таким образом, что направление пучка было перпендикулярно торцу стопки. Просмотр слоев был осуществлен с помощью оптического микроскопа МБИ-9 с сухо-иммерсионным объективом увеличением 20х. Существующая статистика событий была дополнена 80 событиями.

В зависимости от задачи эксперимента, сканирование облученных ядерных эмульсий может осуществляться методами «по следу», «по площади» или «по полоскам».

Метод просмотра «по следу» реализуется в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от пространства входа в эмульсионный слой, до взаимодействия или до пространства выходы трека из эмульсии. Просмотр «по следу» дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействия без дискриминации, что позволяет определить длину свободного пробега для определенного типа взаимодействия с высокой точностью. Способа просмотра «по следу» значительно увеличивает время просмотра.

Суть способа просмотра «по площади» заключается в поиске событий из интересующих каналов реакций поочередно во всем объеме эмульсионного слоя. Объективы просмотрных микроскопов обеспечивают сравнительно узкое поле зрения, поэтому просмотр «по площади» эффективен при применении объективов с невысоким увеличением (x10), при поиске событий с большой множественностью возникающих треков. Данный способ позволяет значительно увеличить статистику интересующих событий, так как при нем регистрируются события не только от пучковых треков, вошедших в эмульсионный слой с его торца, но и появившихся в любом месте из соседних слоев.

Более быстрый набор статистики (по сравнению с просмотром «по следу») дает также способ просмотра «по полоскам». Процедура поиска «по полоскам» отличается от просмотра «по площади» тем, что просмотр осуществляется в определенных частях эмульсионного слоя отстоящих друг от друга на некотором шаге так, что сканированные области напоминают полосы. Ширина шага подбирается в зависимости от условий облучения (тип ядра, энергия) и исследуемого процесса. Поиск событий данным методом опирается на особенности в расположении треков, идущих от вершины взаимодействия. Взаимная конфигурация группы вторичных треков, сохраняющаяся на достаточно большом расстоянии от вершины взаимодействия и наблюдаемая в соседних по отношению к вершине полях зрения, позволяет быстро находить взаимодействия исследуемых типов. Длина вторичных треков должна быть много больше шага (ширины полосы). Метод обладает высокой надежностью и позволяет ускорить набор статистики для определенных каналов реакций.

Существенными недостатками метода просмотра «по полоскам» являются трудности в определении значения величины свободного пробега до взаимодействия, а также меньшая, по сравнению с методами просмотра «по следу» и «по площади», эффективность нахождения событий [16]. Современные автоматические микроскопные комплексы позволяют существенно ускорить процесс сканирования [17, 18].

В данной работе, для поиска событий применялся метод просмотра «по полоскам». Было установлено, что основная ветвь диссоциации ядер ^{14}N с образованием трех фрагментов He и 1 фрагмента H. Вклад таких событий в общую топологию был оценен на уровне 35%. Полная картина топологии каналов диссоциации ядер ^{14}N представлена в разделе 3.3.

3.2 Определение зарядов

В используемой фотоэмульсии БР-2 визуально (по плотности проявленных зерен) легко идентифицируются однозарядные (25-30 зерен на 100 мкм) и двухзарядные релятивистские частицы (100-120 зерен на 100 мкм), так как однократная ионизация ($I \approx Z^2$) релятивистских однозарядных частиц H надежно отличается от четырехкратной ионизации частиц He с зарядом $Z=2$ (рисунок 11).

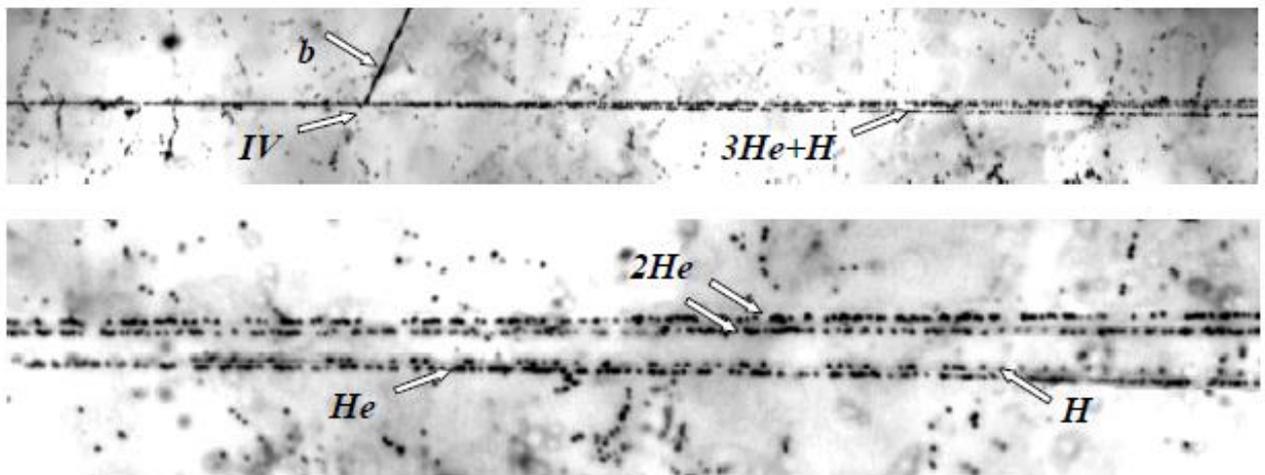


Рисунок 11 – Полупериферическое взаимодействие ядра азота с импульсом 2.86 А ГэВ/с во взаимодействии с тяжелым ядром эмульсии, $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H} + 1b$.

Ядра с зарядами $Z \geq 3$ можно различить методом счета δ -электронов (N_δ) на единице длины исследуемого трека. Ввиду возможного различия условий проявления ядерных фотоэмульсий, в разных пластинках на треках, оставляемых частицами с одной и той же величиной заряда, число N_δ может несколько отличаться. Даже в одной и той же пластинке число N_δ для одинаковых частиц, лежащих на разной глубине, может отличаться. Поэтому, при определении зарядов фрагментов, производится калибровка. Для этого считается N_δ на треках, оставляемых частицами с заведомо известным зарядом. Зная N_δ для $Z=1$ и $Z=2$, легко подсчитать ожидаемые значения N_δ для других величин зарядов. Полуэмпирическое соотношение: число δ -электронов на единицу длины (плотность δ - электронов) – заряд может быть написано в виде $N_\delta = aZ^2 + b$, где N_δ

- число δ - электронов на следе релятивистской частицы на единицу длины, Z - электрический заряд ядра.

Для определения зарядового состава пучка, было произведено измерение заряда первичных ядер в рабочей области фотоэмульсионного слоя. Измерения проводились на треках длиной 3 - 5 см. Доля ядер ^{14}N составила 81 %, остальные 15 % и 4 % приходятся на изотопы углерода и бора соответственно (см. рис.12, а). Такая же процедура была выполнена и для вторичных треков (см. рис.12, б)[19].

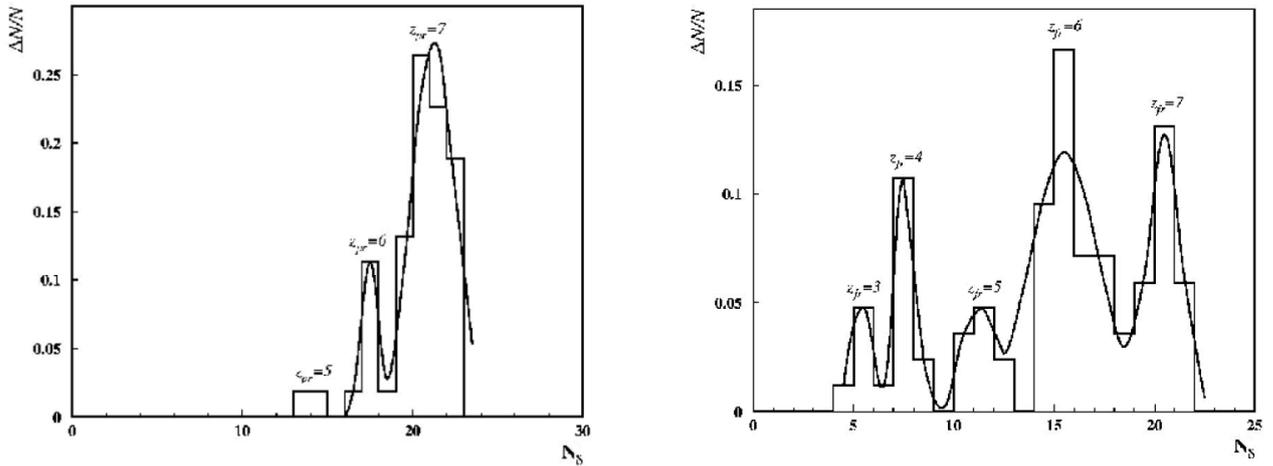


Рисунок 12 – Распределение по числу δ -электронов для следов: а) пучковых частиц и б) вторичных фрагментов. Сплошная линия соответствует аппроксимации суммой функций Гаусса [19].

3.3 Зарядовая топология

При поиске событий проводится классификация событий по зарядовому составу ядер в конусе фрагментации (определение конуса фрагментации дано в разделе 2.2). В идеальном случае суммарный заряд вторичных фрагментов в конусе фрагментации должен равняться заряду ядра-снаряда. В некоторых случаях, вторичное ядро-фрагмент может испытать сильное кулоновское рассеяние на массивном ядре и выйти из конуса фрагментации. Однако доля таких событий невелика. Ранее было получено распределение по каналам фрагментации ядер ^{14}N (таблица 2). Важной особенностью этого распределения является преобладание каналов с множественным образованием одно и двухзарядных фрагментов, среди которых $\text{He}+\text{He}+\text{He}+\text{H}$ доминируют (35%). Этот факт множественной фрагментации ядра ^{14}N очень интересен и заслуживает внимания для детального изучения. Также в процессе поиска событий были найдены события с суммарным зарядом, отличающимся от заряда ядра-снаряда. Этот факт можно объяснить наличием примеси вторичных ядер в ускоренном пучке, а также возможному процессу неупругой перезарядки. Доля событий такого характера не превышает 3% от общей статистики найденных взаимодействий [19].

Таблица 2. Распределение событий по зарядовому составу в неупругих событиях $^{14}\text{N}+\text{Em}$ с импульсом 2.86 А ГэВ/с.

$N(Z_{fr})$	1(6)	1(5)	1(5)	1(4)	1(3)	1(3)	-	-	-
$N_{Z=1}$	1	-	2	1	4	2	3	1	5
$N_{Z=2}$	-	1	-	1	-	1	2	3	1
ВСЕГО	40	9	8	7	3	3	27	56	8

В верхней строке указано число фрагментов, в скобках их заряд. В двух нижних строках число заряженных фрагментов с $Z=1$ и $Z=2$.

4 Процедура измерения углов и реконструкция событий

На стадии просмотра производится поиск и набор материала в ядерной эмульсии, предшествующего непосредственным измерениям, с целью выделения определенных типов событий. Анализ угловых распределений играет значительную роль в описании физической картины изучаемой реакции. Эмульсионная методика позволяет проводить измерения углов треков как первичных частицы, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-3}$ рад. Измерения угловых характеристик треков проводятся в системе координат, связанной с микроскопом.

Измерение углов вылета вторичных релятивистских частиц относительно первичной частицы (*полярного θ , азимутального ψ , плоского ϕ и глубинного α*) проводилось на специальном измерительном микроскопе для ядерных исследований KSM-1 фирмы Karl Zeiss, представлен на рисунке 13.



Рисунок 13 – Внешний вид микроскопа для точных измерений KSM-1 фирмы Karl Zeiss.

В данной работе измерения углов вылета вторичных частиц производились координатным методом. Существуют ситуации, когда невозможно провести угловые измерения. Чаще всего это связано с местоположением события в эмульсии. К примеру «звезда» расположена слишком близко к краю пластинки и т.д. Далее предполагаем, что условия для измерения благоприятные. Углы вторичных частиц, измеряемые в эмульсиях, и их обозначения приведены на рисунке 14.

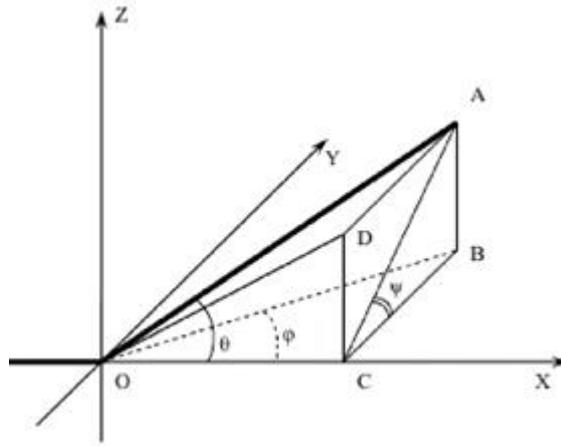


Рисунок 14 – Определение углов вторичных частиц. OX - направление первичной частицы, $\angle AOC$ - полярный угол θ , $\angle ACB$ - азимутальный угол ψ , $\angle BOC$ угол в плоскости эмульсии (плоский угол) ϕ , $\angle DOC$ - глубинный угол α . (Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей).

Эмульсионный слой на стеклянной подложке закрепляется на столике микроскопа. При этом пластинка разворачивается таким образом, чтобы направление первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью (0.1 – 0.2 мкм на 100 мкм). Перед началом измерений выбирают прямоугольную декартову систему координат следующим образом. Ось OX – направлена по ходу пучка вдоль проекции первичного следа. Ось OZ – перпендикулярно плоскости эмульсии и направлено от стекла, на котором закреплена эмульсия к поверхности. Ось OY – таким образом, чтобы получилась правая система координат. За начало координат выбирается «вершина» события. В данной системе координат можно определить координаты точек, как трека первичной частицы, так и треков фрагментов. В зависимости от величины угла трека в плоскости эмульсии ϕ используют один из двух методов измерения: координатный – для измерения малых значений углов и угловой для измерения больших углов. Координатный метод основан на измерении трех координат (x,y,z) точки трека в эмульсии на основе которых вычисляются углы треков. Для перехода в систему координат связанную с первичной частицей проводятся измерения углов первичного трека. Затем, по известным значениям полярного угла θ и азимутального угла ψ первичного трека переходят в систему координат, связанную с первичной частицей по формулам (1):

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos \theta^0 + y' \cdot \sin \theta^0 \cdot \cos \psi^0 + z' \cdot \sin \theta^0 \cdot \sin \psi^0 \\ y &= -x' \cdot \sin \theta^0 + y' \cdot \cos \theta^0 \cdot \cos \psi^0 + z' \cdot \cos \theta^0 \cdot \sin \psi^0 \\ z &= -y' \cdot \sin \psi^0 + z' \cdot \cos \psi^0 \end{aligned} \quad (1)$$

Координаты со штрихом – в системе, связанной с эмульсией, без штриха в системе координат связанной с первичной частицей. По сути представленные выше формулы представляет собой поворот системы координат на угол θ_0 вокруг оси OZ и на угол ψ_0 вокруг оси OX. Вычисление углов можно провести исходя из следующих соотношений (2):

$$\begin{aligned}
\cos \theta &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} ; & \tan \theta &= \frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{x} ; \\
\cos \psi &= \frac{y}{\sqrt{y^2 + z^2}} ; & \tan \psi &= \frac{z}{y} ; \\
\cos \varphi &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} ; & \sin \varphi &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} ; \\
\cos \alpha &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}} ; & \sin \alpha &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}} .
\end{aligned} \tag{2}$$

При угловых расчетах необходимо учитывать изменения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. Поэтому при определении z координат точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии Δ , представляющий собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя к ее толщине во время проведения измерений. Предварительно перед сборкой стопки измеряется толщина каждого эмульсионного слоя в нескольких точках. Далее по формуле (3), рассчитывают коэффициент усадки Δ :

$$\Delta = \frac{h_0}{h} \tag{3}$$

— где h_0 и h толщины слоя в точке измерения до и после проявки соответственно.

Предполагая линейную зависимость ($y = a_y x + b_y$ и $z = a_z x + b_z$) координат точек трека, методом наименьших квадратов находились коэффициенты a и b аппроксимирующего полинома первой степени зависимостей координат $z(x)$, $y(x)$. По найденным коэффициентам a_y , a_z определялись углы (α , φ) для следов пучковых ядер ^{14}N и вторичных фрагментов. На рисунке 15 а), б) приведены примеры восстановленных направлений вылета фрагментов в событии $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ по измеренным координатам точек на треках в плоскостях XOZ и XOY , соответственно. Цветными линиями обозначены треки двухзарядного фрагмента, черным — однозарядного.

Все вычисления и графики были созданы и построены с помощью математического программного обеспечения MathCad (Приложение А), который предназначен для проведения численных и аналитических расчетов и их графической визуализации.

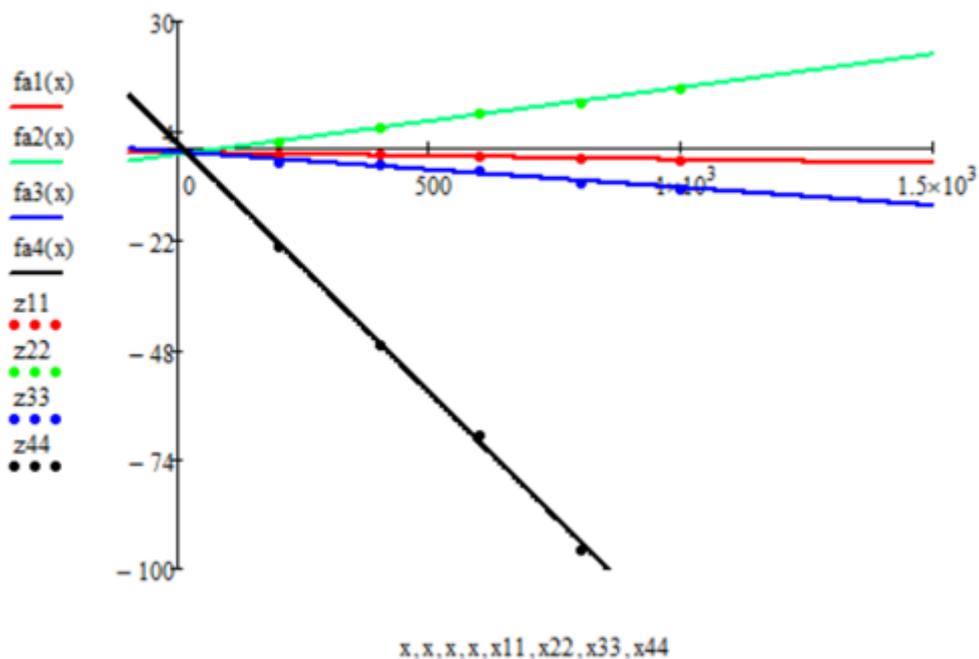


Рисунок 15 – а) Восстановленные направления вылета фрагментов в событии $^{14}\text{N} \rightarrow ^3\text{He} + \text{H}$ по измеренным координатам точек на треках в плоскости XOZ.

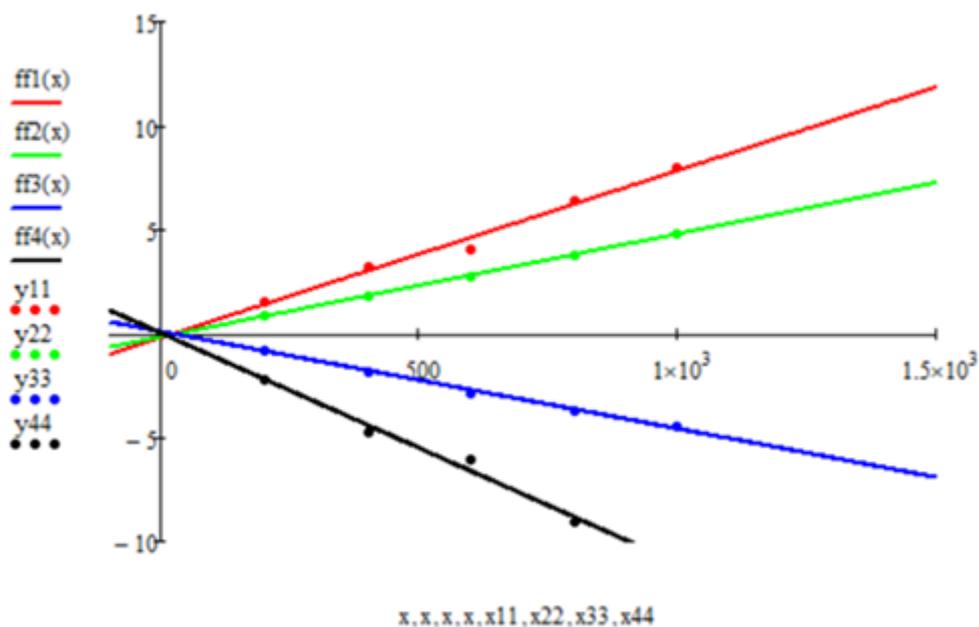


Рисунок 15 – б) Восстановленные направления вылета фрагментов в событии $^{14}\text{N} \rightarrow ^3\text{He} + \text{H}$ по измеренным координатам точек на треках в плоскости XOY.

Не всегда реконструкция является корректной (пример на *рисунке 16*). В основном это связано с не зависящими от измерителя явлениями: шум перефокусировки, ложное рассеяние, шум зёрен, тепловой шум, шум столика, шум отсчета, внешние факторы (вибрации пола). Особенно часто эти явления наблюдаются при измерениях в плоскости, перпендикулярной слою ядерной фотоэмульсии. В частности, реконструированные вторичные треки могут не

проходить через установленную координату вершины события. Такого рода события отсеиваются на стадии первичного анализа измерений.

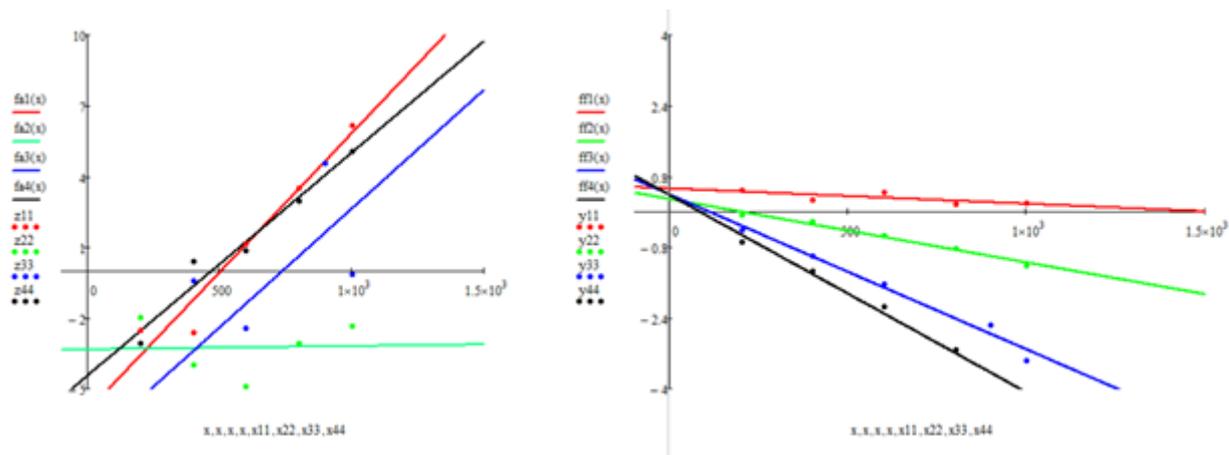


Рисунок 16 – Пример события, не прошедшего критерий отбора.

5 Анализ

Для анализа экспериментальных данных в работе был использован пакет объектно-ориентированных программ ROOT.

ROOT - пакет объектно-ориентированных программ и библиотек, разработанных в Европейском центре ядерных исследований. Пакет был разработан специально для использования в качестве платформы обработки экспериментальных данных физики высоких энергий и содержит специфичные для этой области продукты, однако также может быть использованы для анализа других данных, например, в астрономии. ROOT имеет графический интерфейс пользователя, классы-контейнеры, скриптовый язык на основе C++, командный интерпретатор (CINT), систему долговременного сохранения данных.

Научные инструменты и компьютерное имитационное моделирование порождают огромные объемы данных, для анализа и организации которых требуются новые научные методы. Каждый год объемы данных почти удваиваются. Поскольку новые научные инструменты обладают исключительной точностью, так же быстро улучшается качество данных. Для анализа этих данных с целью нахождения тонких эффектов, упущенных в предыдущих исследованиях, требуются алгоритмы, которые одновременно могут работать с огромными наборами данных и обнаруживать при этом очень тонкие эффекты. В настоящее время ROOT стал практически стандартом программного обеспечения для современных ускорительных экспериментов.

5.1 Анализ экспериментальных данных

Распределения углов разлета α и ϕ для вторичных треков из событий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ представлены на рисунке 17 а) и б) соответственно (Приложение Б.). Распределения плоского (ϕ) и глубинного (α) углов для описывается средними значениями $\langle \alpha \rangle = 3.18$, RMS 10.9 мрад и $\langle \phi \rangle = 0.0145$, RMS 10.7 мрад.

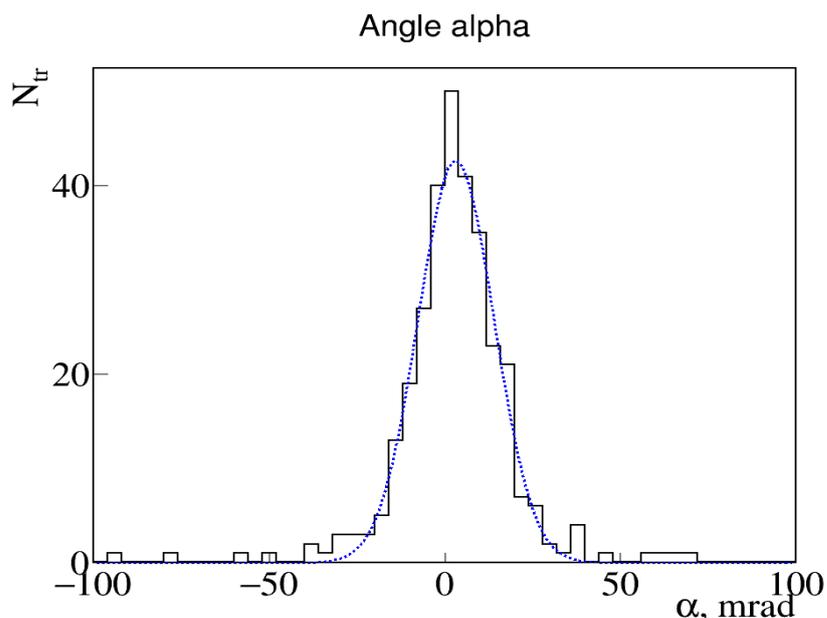


Рисунок 17 – а) Распределения фрагментов по углам α в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$.

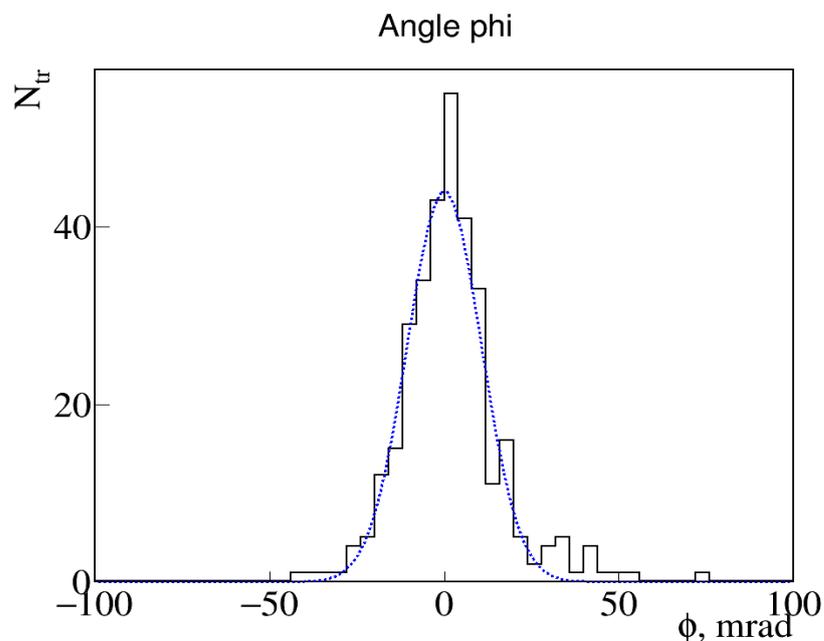


Рисунок 17 – б) Распределения фрагментов по углам ϕ в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$.

Одночастичные распределения по глубинному и плоскому углам должны соответствовать гипотезе независимой выборке, соответствующей нормальному распределению.

Действительно, в эксперименте не наблюдается статистических корреляций между величинами среднего значения (рисунок 18). Ошибки в определении угла погружения (α) и планарного угла (ϕ) для треков фрагментов в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ приближены к нулю, это видно для средних значений $\langle \Delta\alpha \rangle = -0.36 \pm 0.078$ мрад и $\langle \Delta\phi \rangle = 0.028 \pm 0.014$ (0) мрад. Ошибка по углу погружения (α) значительно больше ошибки по планарному углу (ϕ), это связано с тем, что точность измерения угла (α) ниже.

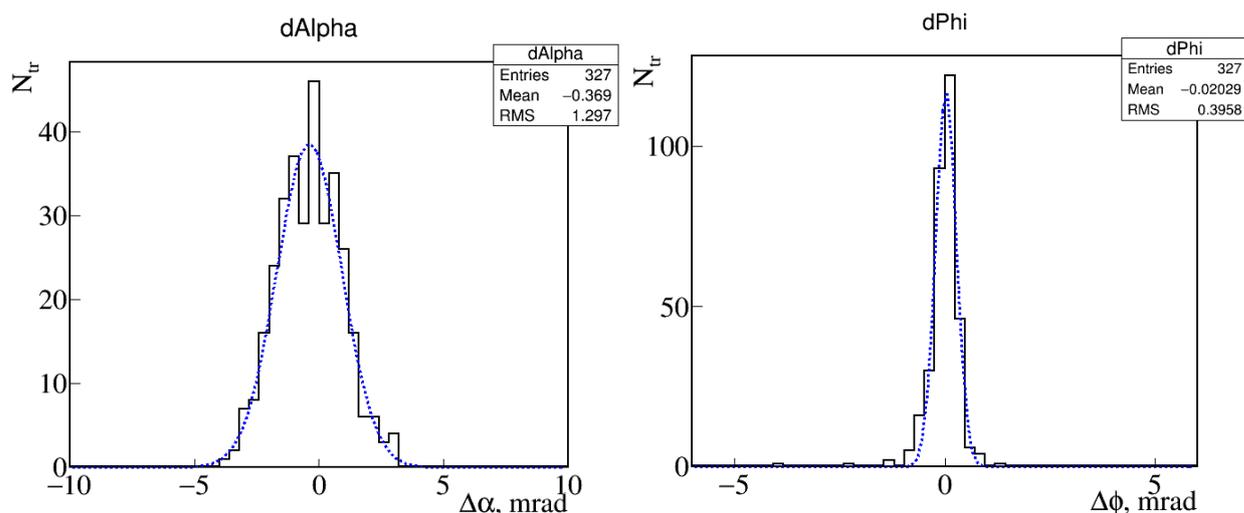


Рисунок 18 – Ошибки в определении угла погружения (α) и планарного угла (ϕ) для треков фрагментов в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. $\langle \Delta\alpha \rangle = -0.36 \pm 0.078$ мрад и $\langle \Delta\phi \rangle = 0.028 \pm 0.014$ (0) мрад. Приложение В.

По измеренным плоским и глубинным углам можно построить распределение (рисунок 19) по относительному пространственному углу θ (4):

$$\theta = \arccos(\cos \alpha \cdot \cos \varphi) \quad (4)$$

Из данных, представленных на рисунке видно, что распределение для однозарядных фрагментов шире, чем для двухзарядных фрагментов. Данный результат легко объясним: чем легче вторичный фрагмент, тем больший средний угол относительно первичного ядра-снаряда он имеет. Распределения описываются распределением Рэля со значениями параметра $\sigma\Theta_{\text{He}} = (9.6 \pm 0.5)$ мрад и $\sigma\Theta_{\text{H}} = (25 \pm 9)$ мрад. Код программы, реализующий данные распределения представлен в Приложении Г.

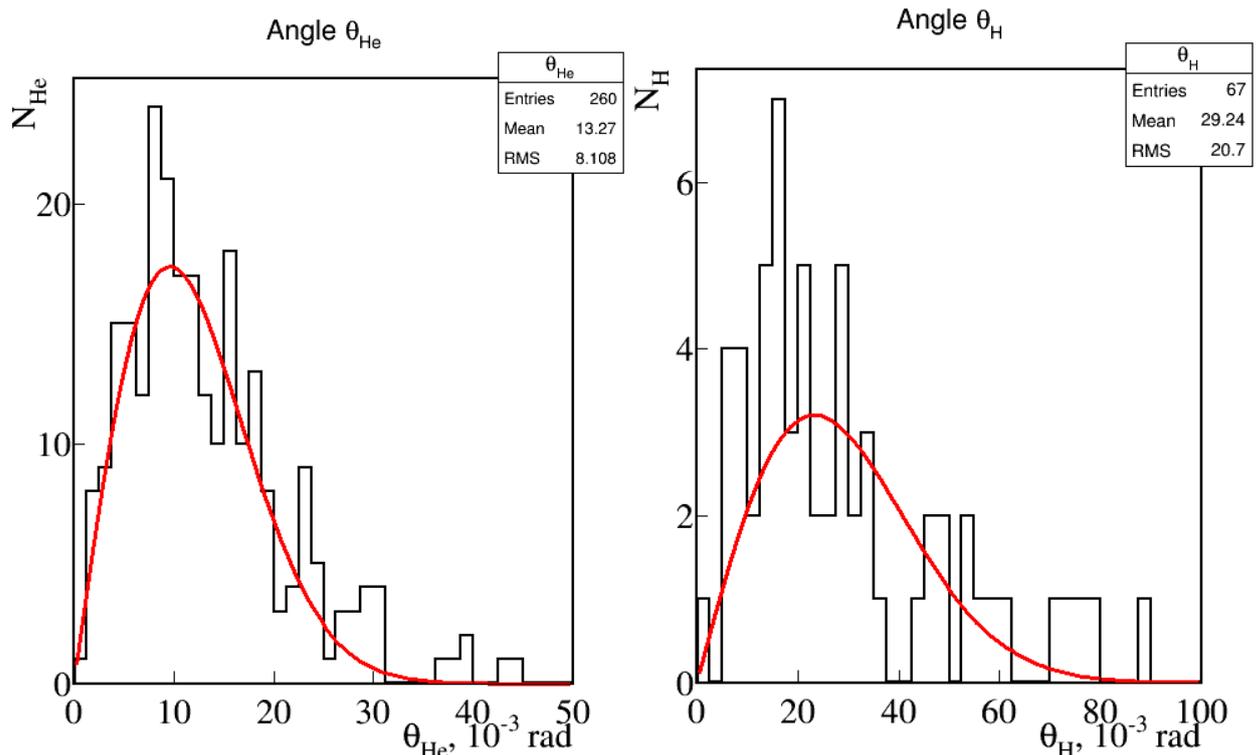


Рисунок 19 – Распределения фрагментов из диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ по полярным углам θ_{He} (а) и θ_{H} (б); красные кривые — распределение Рэля.

Особенности образования вторичных фрагментов могут проявляться в корреляциях по относительному углу комбинаций таких фрагментов. Приведем такой анализ для пар двухзарядных фрагментов в исследуемом канале диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$. Заметим, что для первичного анализа, предполагается соответствие наблюдаемым фрагментам He изотопу ^4He . Это допущение не является критичным, поскольку вклад образования изотопов ^3He с предельно малым углом вылета относительно направления первичного ядра не превышает нескольких процентов. Распределение пар фрагментов He по относительному пространственному углу $\Theta_{2\text{He}}$ представлено на рис. 10 (Приложение Д.) рассчитано по формулам (5), (6), (7):

$$\begin{aligned}
 P_x &= P_0 \cdot A \cdot \cos \alpha \cos \varphi , \\
 P_y &= P_0 \cdot A \cdot \sin \varphi \cdot \cos \alpha , \\
 P_z &= P_0 \cdot A \cdot \sin \alpha ,
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

$$P_{tot} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} ,
 \tag{6}$$

$$\Theta_{2He} = \arccos \left(\frac{P_{x1} \cdot P_{x2} + P_{y1} \cdot P_{y2} + P_{z1} \cdot P_{z2}}{P_{tot1} \cdot P_{tot2}} \right)
 \tag{7}$$

, где P_0 - импульс на нуклон первичного ядра ^{14}N , A - массовое число фрагмента, P_{tot} - полярный угол.

Для 30 событий, удовлетворяющих условию $\Theta_{2He} < 6$ мрад среднее значение составляет $\langle \Theta_{2He} \rangle = (3.2 \pm 0.4)$ мрад при RMS 2.2 мрад. Такие пары были интерпретированы как события с распадом нестабильного ядра ^8Be из основного состояния 0^+ . Энергия распада ядра $^8\text{Be}(0^+) \rightarrow 2\text{He}$ составляет 90 кэВ. Стоит отметить, что такой тип событий, с предельно узкими парами фрагментов He, наблюдались и в диссоциации других ядер [11].

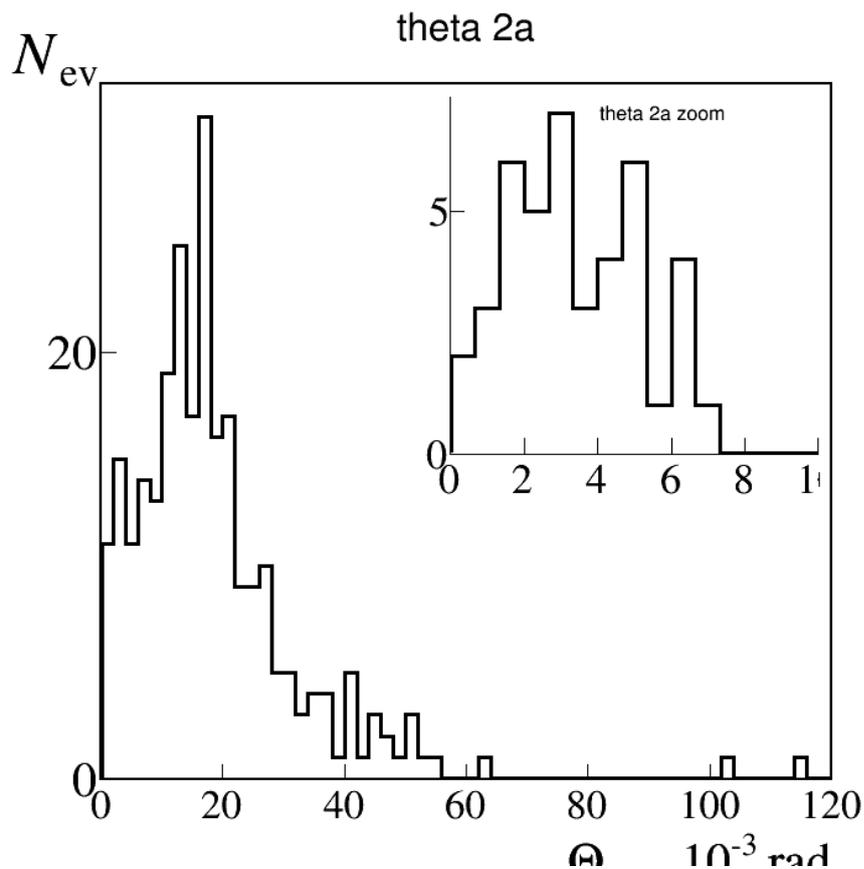


Рисунок 20 – Распределение по относительному пространственному углу Θ_{2He} для комбинаций пар фрагментов He в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$; на вставке увеличенная область наименьших значений Θ_{2He} ; штриховая кривая аппроксимация функцией Гаусса (Приложение Д).

На Рисунке 21 (Приложение Д) представлено распределение по углу разлета между направлением вылета узкой пары фрагментов He ($\Theta_{2\text{He}} < 10.5$ мрад) и треком однозарядного фрагмента Н. В области до 10 мрад выделена группа из 22 события для которых $\langle \Theta(^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + \text{H}) \rangle = (6.1 \pm 0.7)$ мрад. Образования узких струй троек $2\text{He} + \text{H}$ возможно из распадов нестабильного ядра ^9B .

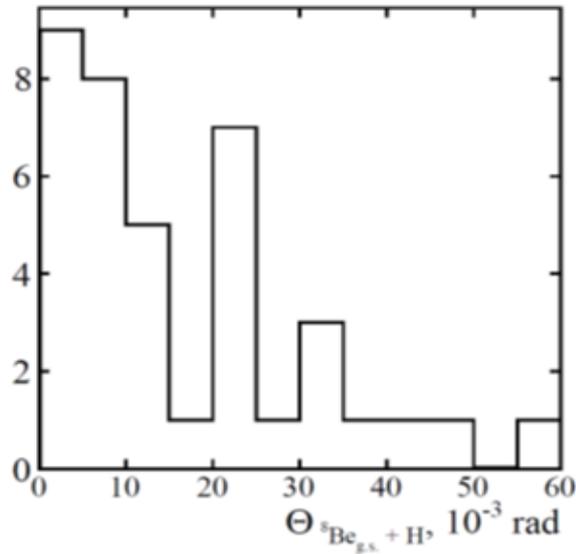


Рисунок 21 – Распределения по углу разлета $\Theta(^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + \text{H})$ между направлением вылета узкой пары фрагментов He ($\Theta_{2\text{He}} < 6$ мрад) и треком однозарядной частицы Н.

5.2 Точность измерения углов

Подробное описание возможных ошибок, возникающих при измерении координат треков в эмульсиях, связанных с особенностями методики, приводится в работах [20, 21]. При измерении координат точек всегда присутствует разного рода ошибки: перефокусировка, ложное рассеяние, шум зёрен, тепловой шум, шум столика, шум отсчета. Все эти ошибки имеют различную природу, статистические свойства и величину.

Рассмотрим несколько факторов, влияющих на точность измерений углов. Оценивание истинной формы следа предполагает, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В реальности же качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации.

При измерении координаты z (глубины) необходимо учитывать кривизну поля зрения объектива. Объясняется это тем, что участок объекта, резко видимый в поле зрения микроскопа не является плоским. Поэтому резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для устранения этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Это связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы. Чаще

всего для угловых измерений используются объективы с масляной иммерсией. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла ($n=1.52$) и желатины. По завершении работы пластинки очищаются от масляной иммерсии, для предотвращения впитывания эмульсией жидкости и изменения толщины.

Экспериментальные точки, полученные при измерениях, аппроксимированы полиномом первой степени. Коэффициенты полинома определялись по методу наименьших квадратов. На рисунке () приведены распределения величин отклонений Δy , Δz координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек определяемых аппроксимирующими полиномами ($y=a_y x+b_y$ и $z=a_z x+b_z$). При значениях $\langle \Delta y \rangle$ и $\langle \Delta z \rangle$ близких к нулю, значения величин среднеквадратических отклонений для выборки из 1534 измеренных треков α -частиц составили $\sigma \Delta y=(0.119 \pm 0.002)$ мкм, $\sigma \Delta z=(0.49 \pm 0.008)$ мкм. Распределения величин Δz и Δy подчиняются нормальному закону (рисунок) для которого среднеквадратичные отклонения равны соответственно для $\Delta z=(0.35 \pm 0.01)$ мкм и для $\Delta y=(0.08 \pm 0.002)$ мкм. Данный результат является подтверждением обоснованности метода наименьших квадратов для определения коэффициентов аппроксимирующей линейной зависимости.

Разброс величин Δy и Δz (рисунок 22 а) и б)) отличается, приблизительно в 4 раз, но не превышает более чем в 2 - 3 раза толщину измеряемого трека. Различие объясняется тем, что при измерении координат точек треков z -координата определяется менее точно. Причина заключается в наличии коэффициента усадки и искажениях формы трека (в основном вертикальных) во время проявки эмульсионного слоя, а также в шумах, возникающих при вертикальных перемещениях тубуса микроскопа [21].

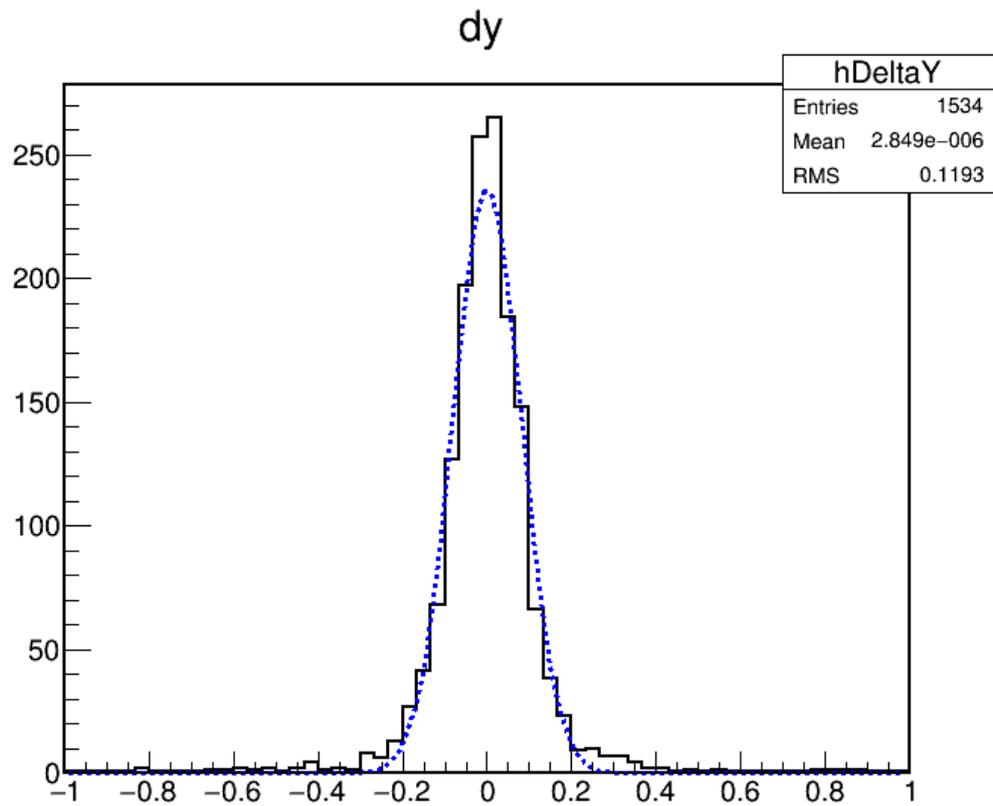


Рисунок 22 – а) Распределения величин отклонений Δy , координат экспериментальных точек от Y координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами (Приложение Е).

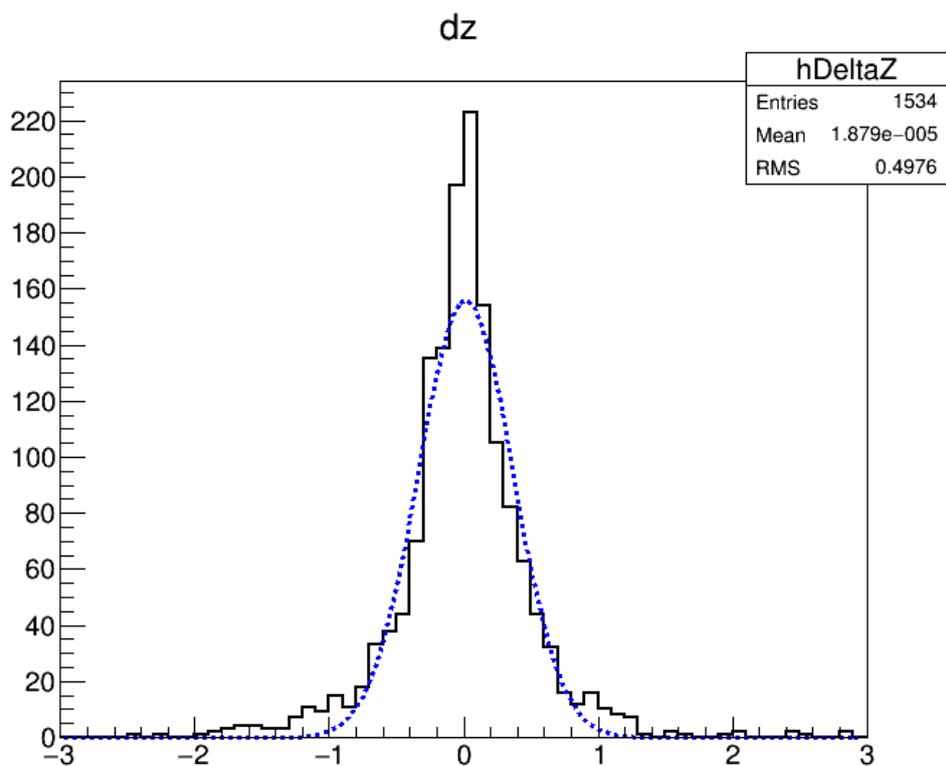


Рисунок 22 – б) Распределения величин отклонений Δz , координат экспериментальных точек от Z координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами (Приложение Е).

При длине трека, используемой при измерениях равной 1 мм, установленная точность измерения углов α , f лежит в интервале (1.1, 4.4) мрад. Нижняя граница указанного интервала определяется инструментальными возможностями микроскопа KSM-1, размером зерна эмульсии, базой измерения.

Заключение

В представленной работе был изучен и описан метод ядерной фотографической эмульсии, его возможности и перспективы. Кроме того, он был применен для исследования фрагментации релятивистских ядер ^{14}N . Для анализа данных в работе был освоен пакет ROOT и его возможности в обработке экспериментальных данных физики высоких энергий.

Основные выводы данной работы состоят в следующем:

- 1) была изучена детальная картина релятивистской диссоциации ядер ^{14}N в ядерной фотографической эмульсии, облученной на нуклотроне ОИЯИ;
- 2) систематически изучены одночастичные угловые распределения, благодаря уникальным возможностям эмульсионного метода;
- 3) определены критерии отбора треков;
- 4) проведен анализ парных углов;
- 5) дана оценка событиям с установленными узкими парами He для релятивистских фрагментов ядер ^{14}N в событиях с образованием фрагментов ядер мишени;
- 6) были построены распределения относительных углов разлета одно- и двухзарядных фрагментов налетающего ядра на основе экспериментальных данных по диссоциации релятивистских ядер ^{14}N на ядрах из состава ядерной эмульсии;
- 7) получены основные параметры угловых распределений и оценен вклад событий с предельно узкими группами треков вторичных фрагментов.

Для исследования событий диссоциации релятивистских ядер ^{14}N с импульсом $2.86 \text{ A ГэВ}/c$ (Нуклотрон ОИЯИ) угловой анализ испускания He частиц указал на возможный вклад распада ядер ^8Be во фрагментацию ядер на уровне $(52 \pm 4) \%$ событий.

Полученные результаты указывают на перспективность дальнейших исследований многочастичных систем легчайших ядер методом релятивистской фрагментации.

Кроме того, эти результаты будут опубликованы в **сборнике научных статей «Творчество молодых»**, а также в соавторстве подготовлена и принята к публикации в 2022 году статья *“Prospects of searching for unstable nucleus states in relativistic nuclear fragmentation”* для журнала **«Physics of Atomic Nuclei»**. Русскоязычный вариант статьи будет опубликован журнале **«Ядерная физика»**.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Dynamical response of the nuclear “pasta” in neutron star crusts / C. J. Horowitz, M. A. Pérez-García, D. K. Berry, and J. Piekarewicz // *Physical Review* – 2005. – С 72, 035801.
- 2 Effect of medium dependent binding energies on inferring the temperatures and freeze-out density of disassembling hot nuclear matter from cluster yields / S. Shlomo, G. Röpke, J. B. Natowitz, L. Qin, K. Hagel, R. Wada, and A. Bonasera // *Physical Review* – 2009 – С 79, 034604.
- 3 Nuclear Alpha-Particle Condensates / T. Yamada, Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki // *Lecture Notes in Physics* – 2012 – 848, 109.
- 4 Oertzen, Clustering Effects Within the Dinuclear Model / W. von Oertzen // *Lecture Notes in Physics* – 2012 – 848, 109.
- 5 Freer, The clustered nucleus—cluster structures in stable and unstable nuclei / M. Freer // *Reports on Progress in Physics* – 2007 – 70, 2149.
- 6 Oertzen, Nuclear clusters and nuclear molecules / W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En’yo // *Phys. Rep* – 2006 – 432, 43.
- 7 Beck, Present status of nuclear cluster physics and experimental perspectives / C. Beck and P. Papka // *Lecture Notes in Physics* – 2012 – 848, 229.
- 8 Latest nuclear emulsion technology / H. Rokujo, H. Kawahara, R. Komatani, M. Morishita и Т. Nakano // *EPJ Web of Conferences* – 2017 – 145, 19020.
- 9 Перфилов, Н.А. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий / Н.А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов; АН СССР, Ленинградское отделение – 1962.
- 10 Bradt, The Heavy Nuclei of the Primary Cosmic Radiation / H. L. Bradt, B. Peters // *Physical Review Journal Archive* – 1950 – т. 77 – р. 54.
- 11 Powel, C.F. The Study of Elementary Particles by the Photographic Method / C. F. Powel, P. H. Fowler, D. H. Perkins // Pergamon Press – 1959.
12. Белага, В.В. Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом/ В.В. Белага // *Ядерная Физика* – 1995 – №58.
- 13 Белага, В.В. Эффективные массы и относительные углы пар альфа-частиц из реакции когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон / В.В. Белага // *Препринт ОИЯИ* – 1995 – Р1-95-40, Дубна.
- 14 Маматкулов, К. З. Диссоциация ядер ^{10}C с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной фотографической эмульсии/ К. З. Маматкулов // *Ядерная физика* – 2013 – т. 76, № 10, с. 1286–1291. – [Phys. At. Nucl. Vol. 76, No. 10, pp. 1224-1229 (2013)]; – arXiv: 1309.4241 [nucl-ex].
- 15 Богданов В. Г. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. – 1986 – Т. 44. С. 306.
- 16 Артеменков, Д.А. Исследование фрагментации ядер ^9Be на альфа – частичные пары в ядерной фотоэмульсии при энергии 1.2 А ГэВ/ Д.А. Артеменков // кандидатская диссертация, ЛФВЭ ОИЯИ – 2008 г.
- 17 Aleksandrov A.B. et al., Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing/ Aleksandrov A.B. et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* – 2004 – А 535, 542-545.

18 Serio M. De et al., High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes / Serio M. De et al. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research – 2005 – A 554, 247-254.

19 Щедрина, Т.В. Исследование фрагментации релятивистских ядер ^{14}N методом ядерной фотографической эмульсии / Т.В. Щедрина // кандидатская диссертация, Дубна – 2008.

20 Пауэлл, С. Исследование элементарных частиц фотографическим методом / С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс – Издательство иностранной литературы М., 1962.

21 Воинов, В.Г. Многократное рассеяние частиц в ядерной фотоэмульсии / В.Г. Воинов, И.Я. Часников – Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата, 1969.

Приложение А

Реконструкция треков в MathCad

$n1 := 5$ $n2 := 5$ $n3 := 5$ $n4 := 3$ $nt := 5$
 $ORIGIN := 1$ $i := 1..nt$ $k1 := 1..n1$ $k2 := 1..n2$ $k3 := 1..n3$
 $tol := 581$ $k4 := 1..n4$ nt - первичный трек n - вторичные
 $Za1 := 1$ $Za2 := 2$ $Za3 := 2$ $Za4 := 2$

Переменные индексов и матрицы данных: X, Nследа, Nповерхность, Y

$$\text{tr} := \begin{pmatrix} 25340 & 2463.30 & 2499.70 & 17.00 \\ 25540 & 2460.60 & 2498.10 & 17.00 \\ 25740 & 2456.90 & 2496.50 & 17.00 \\ 25940 & 2453.80 & 2494.80 & 17.00 \\ 26140 & 2451.10 & 2493.10 & 16.85 \end{pmatrix} \quad a1 := \begin{pmatrix} 26340 & 2448.70 & 2491.80 & 16.18 \\ 26540 & 2447.10 & 2490.40 & 15.43 \\ 26740 & 2445.10 & 2489.00 & 14.89 \\ 26940 & 2443.60 & 2487.70 & 14.41 \\ 27140 & 2442.00 & 2486.30 & 14.00 \end{pmatrix}$$

$$a2 := \begin{pmatrix} 26340 & 2448.20 & 2491.80 & 16.60 \\ 26540 & 2446.90 & 2490.40 & 16.30 \\ 26740 & 2445.10 & 2489.00 & 15.80 \\ 26940 & 2443.30 & 2487.70 & 15.59 \\ 27140 & 2441.00 & 2486.30 & 15.38 \end{pmatrix} \quad a3 := \begin{pmatrix} 26340 & 2454.10 & 2491.80 & 16.71 \\ 26540 & 2456.90 & 2490.40 & 16.40 \\ 26740 & 2460.30 & 2489.00 & 15.99 \\ 26940 & 2464.00 & 2487.70 & 15.74 \\ 27140 & 2467.40 & 2486.30 & 15.39 \end{pmatrix} \quad a4 := \begin{pmatrix} 26340 & 2447.50 & 2491.80 & 20.28 \\ 26540 & 2444.50 & 2490.40 & 23.67 \\ 26740 & 2440.90 & 2489.00 & 27.04 \\ 26940 & 2437.70 & 2487.70 & 30.40 \\ 27140 & 2434.80 & 2486.30 & 33.92 \end{pmatrix}$$

$$\text{toll} := \begin{pmatrix} 2244.70 & 2499.70 \\ 2238.90 & 2493.10 \\ 2235.10 & 2486.30 \end{pmatrix} \quad dd := 1..3 \quad \text{tol2} := \frac{\sum_{dd} (\text{toll}_{dd,2} - \text{toll}_{dd,1})}{3} \quad \text{tol2} = 253.467$$

$$\text{ev} := (26140 \ 2451.10 \ 2493.10 \ 16.85) \quad \text{+} \\
 \text{xtr}_i := \text{tr}_{i,1} - \text{ev}_{1,1} \quad \text{ytr}_i := -(\text{tr}_{i,4} - \text{ev}_{1,4}) \quad \text{ztr}_i := [(\text{tr}_{i,2} - \text{tr}_{i,3}) - (\text{ev}_{1,2} - \text{ev}_{1,3})] \cdot \frac{\text{tol}}{\text{tol2}}$$

Координаты первичного трека

$$\text{xtr} = \begin{pmatrix} -800 \\ -600 \\ -400 \\ -200 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{ytr} = \begin{pmatrix} -0.15 \\ -0.15 \\ -0.15 \\ -0.15 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{ztr} = \begin{pmatrix} 12.836 \\ 10.315 \\ 5.501 \\ 2.292 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Пересчитываем координаты треков частиц в системе отсчета связанной с эмульсикой

$$\text{x1}_{k1} := a1_{k1,1} - \text{ev}_{1,1} \quad \text{y1}_{k1} := -(a1_{k1,4} - \text{ev}_{1,4}) \quad \text{z1}_{k1} := [(a1_{k1,2} - a1_{k1,3}) - (\text{ev}_{1,2} - \text{ev}_{1,3})] \cdot \frac{\text{tol}}{\text{tol2}}$$

$$\text{x1} = \begin{pmatrix} 200 \\ 400 \\ 600 \\ 800 \\ 1000 \end{pmatrix} \quad \text{y1} = \begin{pmatrix} 0.67 \\ 1.42 \\ 1.96 \\ 2.44 \\ 2.85 \end{pmatrix} \quad \text{z1} = \begin{pmatrix} -2.521 \\ -2.98 \\ -4.355 \\ -4.814 \\ -5.272 \end{pmatrix}$$

$$x_{k2}^2 := a_{k2,1}^2 - ev_{1,1} \quad y_{k2}^2 := -(a_{k2,4}^2 - ev_{1,4})$$

$$z_{k2}^2 := [(a_{k2,2}^2 - a_{k2,3}^2) - (ev_{1,2} - ev_{1,3})] \cdot \frac{tol}{tol2}$$

$$x2 = \begin{pmatrix} 200 \\ 400 \\ 600 \\ 800 \\ 1000 \end{pmatrix} \quad y2 = \begin{pmatrix} 0.25 \\ 0.55 \\ 1.05 \\ 1.26 \\ 1.47 \end{pmatrix} \quad z2 = \begin{pmatrix} -3.668 \\ -3.438 \\ -4.355 \\ -5.501 \\ -7.564 \end{pmatrix}$$

$$x_{k3}^3 := a_{k3,1}^3 - ev_{1,1} \quad y_{k3}^3 := -(a_{k3,4}^3 - ev_{1,4})$$

$$z_{k3}^3 := [(a_{k3,2}^3 - a_{k3,3}^3) - (ev_{1,2} - ev_{1,3})] \cdot \frac{tol}{tol2}$$

$$x3 = \begin{pmatrix} 200 \\ 400 \\ 600 \\ 800 \\ 1000 \end{pmatrix} \quad y3 = \begin{pmatrix} 0.14 \\ 0.45 \\ 0.86 \\ 1.11 \\ 1.46 \end{pmatrix} \quad z3 = \begin{pmatrix} 9.857 \\ 19.484 \\ 30.486 \\ 41.948 \\ 52.95 \end{pmatrix}$$

$$x_{k4}^4 := a_{k4,1}^4 - ev_{1,1} \quad y_{k4}^4 := -(a_{k4,4}^4 - ev_{1,4})$$

$$z_{k4}^4 := [(a_{k4,2}^4 - a_{k4,3}^4) - (ev_{1,2} - ev_{1,3})] \cdot \frac{tol}{tol2}$$

$$x4 = \begin{pmatrix} 200 \\ 400 \\ 600 \end{pmatrix} \quad y4 = \begin{pmatrix} -3.43 \\ -6.82 \\ -10.19 \end{pmatrix} \quad z4 = \begin{pmatrix} -5.272 \\ -8.94 \\ -13.983 \end{pmatrix}$$

Расчет плоского и глубинного угла первичного трека

$$\phi_0 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_i (x_{tr_i} \cdot y_{tr_i})}{nt} - \frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \cdot \frac{\sum_i y_{tr_i}}{nt}}{\frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt} - \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt}\right)^2} \right] \quad \phi_0 = 0.00015$$

$$\Delta\phi_0 := \cos(\phi_0)^2 \cdot \frac{1}{nt-1} \cdot \frac{\left(\frac{\sum_i y_{tr_i}^2}{nt} - \frac{\sum_i (y_{tr_i})^2}{nt}\right) - \tan(\phi_0)^2 \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}^2}{nt} - \frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt}\right)}{\left(\frac{\sum_i x_{tr_i}^2}{nt} - \frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt}\right)} \quad \Delta\phi_0 = 7.5 \times 10^{-5}$$

$$\frac{\Delta\phi_0}{\phi_0} = 0.5$$

$$\alpha_0 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_i (x_{tr_i} \cdot z_{tr_i})}{nt} - \frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \cdot \frac{\sum_i z_{tr_i}}{nt}}{\frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt} - \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt}\right)^2} \right] \quad \alpha_0 = -0.0168$$

$$\Delta\alpha_0 := \cos(\alpha_0)^2 \cdot \frac{1}{nt-1} \cdot \frac{\left(\frac{\sum_i z_{tr_i}^2}{nt} - \frac{\sum_i (z_{tr_i})^2}{nt}\right) - \tan(\alpha_0)^2 \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}^2}{nt} - \frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt}\right)}{\left(\frac{\sum_i x_{tr_i}^2}{nt} - \frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt}\right)} \quad \Delta\alpha_0 = 1.01 \times 10^{-3}$$

$$\frac{\Delta\alpha_0}{\alpha_0} = -0.06$$

$$x11_{k1} := x1_{k1} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) + y1_{k1} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z1_{k1} \cdot \sin(\alpha0)$$

$$y11_{k1} := -x1_{k1} \cdot \sin(\phi0) + y1_{k1} \cdot \cos(\phi0)$$

$$z11_{k1} := -x1_{k1} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) - y1_{k1} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z1_{k1} \cdot \cos(\alpha0)$$

$$x22_{k2} := x2_{k2} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) + y2_{k2} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z2_{k2} \cdot \sin(\alpha0)$$

$$y22_{k2} := -x2_{k2} \cdot \sin(\phi0) + y2_{k2} \cdot \cos(\phi0)$$

$$z22_{k2} := -x2_{k2} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) - y2_{k2} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z2_{k2} \cdot \cos(\alpha0)$$

$$x33_{k3} := x3_{k3} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) + y3_{k3} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z3_{k3} \cdot \sin(\alpha0)$$

$$y33_{k3} := -x3_{k3} \cdot \sin(\phi0) + y3_{k3} \cdot \cos(\phi0)$$

$$z33_{k3} := -x3_{k3} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) - y3_{k3} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z3_{k3} \cdot \cos(\alpha0)$$

$$x44_{k4} := x4_{k4} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) + y4_{k4} \cdot \cos(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z4_{k4} \cdot \sin(\alpha0)$$

$$y44_{k4} := -x4_{k4} \cdot \sin(\phi0) + y4_{k4} \cdot \cos(\phi0)$$

$$z44_{k4} := -x4_{k4} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \cos(\phi0) - y4_{k4} \cdot \sin(\alpha0) \cdot \sin(\phi0) + z4_{k4} \cdot \cos(\alpha0)$$

$$x11 = \begin{pmatrix} 200.0141941 \\ 399.9936482 \\ 599.9885162 \\ 799.9679299 \\ 999.9473331 \end{pmatrix} \quad y11 = \begin{pmatrix} 0.64 \\ 1.36 \\ 1.87 \\ 2.32 \\ 2.7 \end{pmatrix} \quad z11 = \begin{pmatrix} 0.8480007 \\ 3.7587021 \\ 5.7526472 \\ 8.6633478 \\ 11.5740483 \end{pmatrix}$$

$$x22 = \begin{pmatrix} 200.0334 \\ 400.0012 \\ 599.9884 \\ 799.9793 \\ 999.9857 \end{pmatrix} \quad y22 = \begin{pmatrix} 0.22 \\ 0.49 \\ 0.96 \\ 1.14 \\ 1.32 \end{pmatrix} \quad z22 = \begin{pmatrix} -0.29795 \\ 3.30032 \\ 5.75264 \\ 7.97578 \\ 9.28216 \end{pmatrix}$$

$$x33 = \begin{pmatrix} 199.8056031 \\ 399.615093 \\ 599.40143 \\ 799.1800203 \\ 998.9663482 \end{pmatrix} \quad y33 = \begin{pmatrix} 0.11 \\ 0.39 \\ 0.77 \\ 0.99 \\ 1.31 \end{pmatrix} \quad z33 = \begin{pmatrix} 13.224202 \\ 26.2192155 \\ 40.5893629 \\ 55.4178877 \\ 69.7880349 \end{pmatrix}$$

$$x44 = \begin{pmatrix} 200.0599151 \\ 400.0928069 \\ 600.1488696 \end{pmatrix} \quad y44 = \begin{pmatrix} -3.46 \\ -6.88 \\ -10.28 \end{pmatrix} \quad z44 = \begin{pmatrix} -1.9022769 \\ -2.2002311 \\ -3.8733189 \end{pmatrix}$$

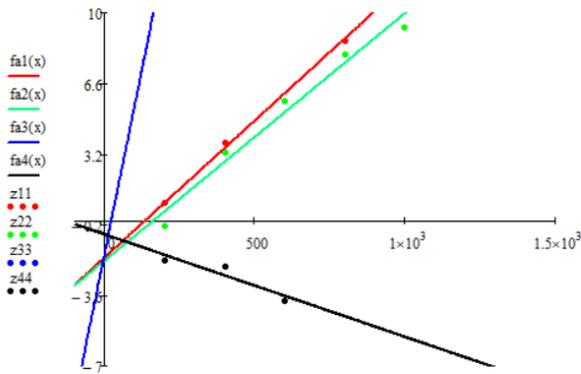
$$\phi1 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k1} (x11_{k1} \cdot y11_{k1})}{n1} - \frac{\sum_{k1} x11_{k1}}{n1} \cdot \frac{\sum_{k1} y11_{k1}}{n1}}{\frac{\sum_{k1} (x11_{k1})^2}{n1} - \left(\frac{\sum_{k1} x11_{k1}}{n1} \right)^2} \right] \quad \phi1 = 0.00254$$

$$bf1 := \frac{\sum_{k1} y11_{k1}}{n1} - \tan(\phi1) \cdot \frac{\sum_{k1} x11_{k1}}{n1}$$

$\alpha_1 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}} \cdot z_{11_{k_1}})}{n_1} - \frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1} \cdot \frac{\sum_{k_1} z_{11_{k_1}}}{n_1}}{\frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}})^2}{n_1} - \left(\frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1} \right)^2} \right]$	$\alpha_1 = 0.01318$	$ba_1 := \frac{\sum_{k_1} z_{11_{k_1}}}{n_1} - \tan(\alpha_1) \cdot \frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1}$
$\phi_2 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}} \cdot y_{22_{k_2}})}{n_2} - \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \cdot \frac{\sum_{k_2} y_{22_{k_2}}}{n_2}}{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}})^2}{n_2} - \left(\frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \right)^2} \right]$	$\phi_2 = 0.00143$	$bf_2 := \frac{\sum_{k_2} y_{22_{k_2}}}{n_2} - \tan(\phi_2) \cdot \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2}$
$\alpha_2 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}} \cdot z_{22_{k_2}})}{n_2} - \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \cdot \frac{\sum_{k_2} z_{22_{k_2}}}{n_2}}{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}})^2}{n_2} - \left(\frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \right)^2} \right]$	$\alpha_2 = 0.01192$	$ba_2 := \frac{\sum_{k_2} z_{22_{k_2}}}{n_2} - \tan(\alpha_2) \cdot \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2}$
$\phi_3 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_3} (x_{33_{k_3}} \cdot y_{33_{k_3}})}{n_3} - \frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3} \cdot \frac{\sum_{k_3} y_{33_{k_3}}}{n_3}}{\frac{\sum_{k_3} (x_{33_{k_3}})^2}{n_3} - \left(\frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3} \right)^2} \right]$	$\phi_3 = 0.0015$	$bf_3 := \frac{\sum_{k_3} y_{33_{k_3}}}{n_3} - \tan(\phi_3) \cdot \frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3}$
$\alpha_3 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_3} (x_{33_{k_3}} \cdot z_{33_{k_3}})}{n_3} - \frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3} \cdot \frac{\sum_{k_3} z_{33_{k_3}}}{n_3}}{\frac{\sum_{k_3} (x_{33_{k_3}})^2}{n_3} - \left(\frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3} \right)^2} \right]$	$\alpha_3 = 0.07112$	$ba_3 := \frac{\sum_{k_3} z_{33_{k_3}}}{n_3} - \tan(\alpha_3) \cdot \frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3}$
$\phi_4 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_4} (x_{44_{k_4}} \cdot y_{44_{k_4}})}{n_4} - \frac{\sum_{k_4} x_{44_{k_4}}}{n_4} \cdot \frac{\sum_{k_4} y_{44_{k_4}}}{n_4}}{\frac{\sum_{k_4} (x_{44_{k_4}})^2}{n_4} - \left(\frac{\sum_{k_4} x_{44_{k_4}}}{n_4} \right)^2} \right]$	$\phi_4 = -0.01704$	$bf_4 := \frac{\sum_{k_4} y_{44_{k_4}}}{n_4} - \tan(\phi_4) \cdot \frac{\sum_{k_4} x_{44_{k_4}}}{n_4}$
$\alpha_4 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_4} (x_{44_{k_4}} \cdot z_{44_{k_4}})}{n_4} - \frac{\sum_{k_4} x_{44_{k_4}}}{n_4} \cdot \frac{\sum_{k_4} z_{44_{k_4}}}{n_4}}{\frac{\sum_{k_4} (x_{44_{k_4}})^2}{n_4} - \left(\frac{\sum_{k_4} x_{44_{k_4}}}{n_4} \right)^2} \right]$	$\alpha_4 = -0.00493$	$ba_4 := \frac{\sum_{k_4} z_{44_{k_4}}}{n_4} - \tan(\alpha_4) \cdot \frac{\sum_{k_4} x_{44_{k_4}}}{n_4}$

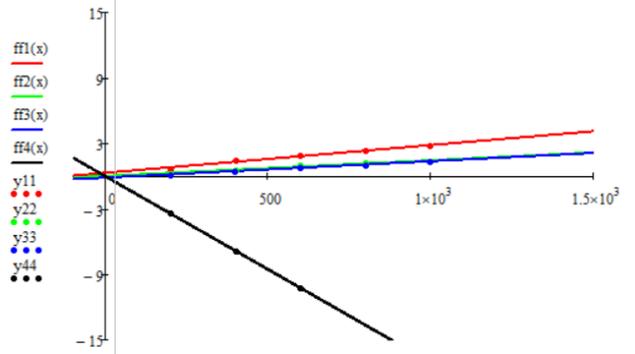
Результат:

$\alpha_1 = 0.01318$ $\alpha_2 = 0.01192$ $\alpha_3 = 0.07112$ $\alpha_4 = -0.00493$
 $\phi_1 = 0.00254$ $\phi_2 = 0.00143$ $\phi_3 = 0.0015$ $\phi_4 = -0.01704$
 $ba_1 = -1.78806$ $ba_2 = -1.94845$ $ba_3 = -1.65211$ $ba_4 = -0.68748$
 $bf_1 = 0.25392$ $bf_2 = -0.02904$ $bf_3 = -0.18604$ $bf_4 = -0.05314$
 $fa_1(x) := \alpha_1 \cdot x + ba_1$ $fa_2(x) := \alpha_2 \cdot x + ba_2$ $fa_3(x) := \alpha_3 \cdot x + ba_3$ $fa_4(x) := \alpha_4 \cdot x + ba_4$
 $ff_1(x) := \phi_1 \cdot x + bf_1$ $ff_2(x) := \phi_2 \cdot x + bf_2$ $ff_3(x) := \phi_3 \cdot x + bf_3$ $ff_4(x) := \phi_4 \cdot x + bf_4$
 $ff_1(0) = 0.254$ $ff_2(0) = -0.029$ $ff_3(0) = -0.186$ $ff_4(0) = -0.053$
 $fa_1(0) = -1.788$ $fa_2(0) = -1.948$ $fa_3(0) = -1.652$ $fa_4(0) = -0.687$



x, x, x, x, x11, x22, x33, x44

$fa_4(x) := \alpha_4 \cdot x + ba_4$
 $ff_4(x) := \phi_4 \cdot x + bf_4$
 $ff_4(0) = -0.053$
 $fa_4(0) = -0.687$



x, x, x, x, x11, x22, x33, x44

Приложение Б

Код программы, строящий гистограммы по углам α и φ

```
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <iomanip>
#include <stdlib.h>
using namespace std;
int alpha_phi()
{
    fstream F;
    F.open("alphaphi.dat",ios::in);
    Double_t ntrek,name,type,alpha,phi,a,p;
    TH1F* hAngleAlpha = new TH1F("alpha","Angle alpha",50,-100,100);
    TH1F* hAnglePhi = new TH1F("phi","Angle phi",50,-100,100);
    if (F)
    {
        while(!F.eof())
        {
            F >> ntrek;
            F >> name;
            F.ignore(1024, '\n');
            if(!F) break;
            for(Int_t i=0; i<ntrek; i++){
                F >> type >> alpha >> phi;
                F.ignore(1024, '\n');
                a=alpha*1000;
                p=phi*1000;
                hAngleAlpha->Fill(a);
                hAnglePhi->Fill(p);
                //cout<<alpha<<" "<<phi<<endl;
            }
        }
        F.close();
    }else cout<<"No file"<<endl;
```

```

TCanvas* c1 = new TCanvas("c1","c1",1000,800);
hAngleAlpha->Fit("gaus");
c1->cd(1);hAngleAlpha->Draw();
hAngleAlpha->SetLineColor(kBlack);
hAngleAlpha->GetFunction("gaus")->SetLineColor(kRed);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetTitle("#alpha, mrad");
hAngleAlpha->GetYaxis()->SetTitle("N_{tr}");
hAngleAlpha->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetNdivisions(5);

hAngleAlpha->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetLabelFont(132);

hAngleAlpha->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetLabelSize(0.06);

hAngleAlpha->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);

hAngleAlpha->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);

hAngleAlpha->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.75);

hAngleAlpha->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
hAngleAlpha->GetXaxis()->SetTitleFont(132);

TCanvas* c2 = new TCanvas("c2","c2",1000,800);
hAnglePhi->Fit("gaus");
hAnglePhi->GetFunction("gaus")->SetLineColor(kRed);
c2->cd(1); hAnglePhi->Draw();
hAnglePhi->SetLineColor(kBlack);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetTitle("#phi, mrad");

```

```

hAnglePhi->GetYaxis()->SetTitle("N_{tr}");
hAnglePhi->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetNdivisions(5);

hAnglePhi->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetLabelFont(132);

hAnglePhi->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetLabelSize(0.06);

hAnglePhi->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);

hAnglePhi->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);

hAnglePhi->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.75);

hAnglePhi->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
hAnglePhi->GetXaxis()->SetTitleFont(132);

c1->Print("a2.png");
c2->Print("p2.png");
return 0;
}

```

Приложение В

Код программы реализующий нормальное распределение ошибки в определении угла погружения (α) и планарного угла (ϕ) для треков фрагментов в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$

```
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <iomanip>
#include <stdlib.h>
using namespace std;
int babp()
{
    fstream F;
    F.open("babp.dat",ios::in);
    int n=0;
    double ntrek,name,type,a,p;
    TH1D* hDeltaAlpha = new TH1D("dAlpha","dAlpha",50,-10,10);
    TH1F* hDeltaPhi = new TH1F("dPhi","dPhi",50,-6,6);
    if (F)
    {
        while (true)
        {
            F >> ntrek;
            F >> name;
            F.ignore(1024, '\n');
            if(!F) break;
            for(Int_t i=0; i<ntrek; i++){
                F >> type >> a >> p;
                F.ignore(1024, '\n');
                hDeltaAlpha->Fill(a);
                hDeltaPhi->Fill(p);
            }
        }
        F.close();
    }
    else cout<<"No file"<<endl;

    TCanvas* c1 = new TCanvas("c1","c1",700,600);
    hDeltaAlpha->Fit("gaus");
    c1->cd(1);hDeltaAlpha->Draw();
    hDeltaAlpha->SetLineColor(kBlack);
    hDeltaAlpha->GetFunction("gaus")->SetLineColor(kRed);
    hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetTitle("#Delta#alpha, mrad");
    hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetTitle("N_{tr}");
    hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
```

```

hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetNdivisions(5);

hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetLabelFont(132);

hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetLabelSize(0.06);

hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);

hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);

hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.75);

hDeltaAlpha->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
hDeltaAlpha->GetXaxis()->SetTitleFont(132);

TCanvas* c2 = new TCanvas("c2","c2",700,600);
hDeltaPhi->Fit("gaus");
hDeltaPhi->GetFunction("gaus")->SetLineColor(kRed);
c2->cd(1); hDeltaPhi->Draw();
hDeltaPhi->SetLineColor(kBlack);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetTitle("#Delta#phi, mrad");
hDeltaPhi->GetYaxis()->SetTitle("N_{tr}");
hDeltaPhi->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetNdivisions(5);

hDeltaPhi->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetLabelFont(132);

hDeltaPhi->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetLabelSize(0.06);

hDeltaPhi->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);

hDeltaPhi->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);

hDeltaPhi->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.75);

```

```
hDeltaPhi->GetYaxis()->SetTitleFont(132);  
hDeltaPhi->GetXaxis()->SetTitleFont(132);  
  
c1->Print("da.png");  
c2->Print("dph.png");  
return 0;  
}
```

Приложение Г

Распределение Реллея для планарного угла фрагментов *H* и *He*

```
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <iomanip>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>

using namespace std;
Double_t fit_Rel(Double_t *x,Double_t *par)
{
    double Rel = par[0]*x[0]/(pow(par[1],2))*exp(-
pow(x[0],2)/(2*pow(par[1],2)));
    return Rel;
}

int tettaHeH_2()
{
    fstream F;
    F.open("alphaphi.dat",ios::in);
    Double_t ntrek, name,type,alpha,phi,tettaH, tettaHe, a, p;

    TH1F* hetettaHe = new TH1F("#theta_{He}","Angle #theta_{He}",40,0,50);
    TH1F* hetettaH = new TH1F("#theta_{H}","Angle #theta_{H}",40,0,100);
    if (F)
    {
        while(!F.eof())
        {
            F >> ntrek;
            F >> name;
            F.ignore(1024, '\n');
            if(!F) break;
            for(Int_t i=0; i<ntrek; i++){
                F >> type >> alpha >> phi;
                F.ignore(1024, '\n');
                if (type==4) {

                    tettaHe=(acos(cos(alpha)*cos(phi)))*1000;
                    hetettaHe->Fill(tettaHe);
                }

                if (type==6) {
                    tettaH=(acos(cos(alpha)*cos(phi)))*1000;
                    hetettaH->Fill(tettaH);
                }
            }
        }
    }
}
```

```

        }
    }
}
F.close();
}else cout<<"No file"<<endl;

TF1 *func1 = new TF1("fit1",fit_Rel,-3,3,3);
func1->SetParameters(500,hetettaHe->GetMean(),hetettaHe->GetRMS());
func1->SetParNames ("Constant","Mean_value","Sigma");

TCanvas* c1 = new TCanvas("c1","c1",500,400);
c1->cd(1);
hetettaHe->Fit("fit1");
hetettaHe->Draw();
hetettaHe->GetYaxis()->SetTitle("N_{He}");
hetettaHe->GetXaxis()->SetTitle("#theta_{He}, 10^{-3} rad");

hetettaHe->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
hetettaHe->GetXaxis()->SetNdivisions(5);

hetettaHe->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hetettaHe->GetXaxis()->SetLabelFont(132);

hetettaHe->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hetettaHe->GetXaxis()->SetLabelSize(0.06);

hetettaHe->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hetettaHe->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);

hetettaHe->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hetettaHe->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);

hetettaHe->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hetettaHe->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.75);

hetettaHe->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
hetettaHe->GetXaxis()->SetTitleFont(132);

TF1 *func2 = new TF1("fit2",fit_Rel,-3,3,3);
func2->SetParameters(500,hetettaH->GetMean(),hetettaH->GetRMS());
func2->SetParNames ("Constant","Mean_value","Sigma");
TCanvas* c2 = new TCanvas("c2","c2",500,400);
c2->cd(1);
hetettaH->Fit("fit2");
hetettaH->Draw();

```

```

hetettaH->GetYaxis()->SetTitle("N_{H}");
hetettaH->GetXaxis()->SetTitle("#font[16]{#theta}_{H}, 10^{-3} rad");

hetettaH->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
hetettaH->GetXaxis()->SetNdivisions(5);

hetettaH->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hetettaH->GetXaxis()->SetLabelFont(132);

hetettaH->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hetettaH->GetXaxis()->SetLabelSize(0.06);

hetettaH->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hetettaH->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);

hetettaH->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hetettaH->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);

hetettaH->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hetettaH->GetXaxis()->SetTitleOffset(0.75);

hetettaH->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
hetettaH->GetXaxis()->SetTitleFont(132);

c1->Print("tettaHe.png");
c2->Print("tettaH.png");

return 0;
}

```

Приложение Д

Код программы, строящий гистограммы для комбинаций пар фрагментов
He в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$

```
#include <math.h>
#include <vector.h>
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <iomanip>
#include <stdlib.h>
using namespace std;
int Tetta_2Angle()
{
    struct Pv{
        Float_t px;
        Float_t py;
        Float_t pz;
        Float_t ptot;
    };

    ifstream in;
    in.open("alphaphi.dat");
    Float_t alpha, phi;
    Int_t ntrek, type;
    Int_t name, nb, ng, ns, nf, na, n6;
    Int_t nAg=0, nCNO=0, nH=0, sb9;

    vector<Pv>He;

    TH1F *hThetaTwoAlpha = new TH1F("hThetaTwoAlpha","theta 2a",60,0,120);
    TH1F *hThetaTwoAlphaZoom = new TH1F("hThetaTwoAlphaZoom","theta 2a
zoom",15,0,15);
```

```

while (!in.eof())
{
    in >>ntrek;
    in.ignore(1024,'\n');
    if(!in.good())break;
    in >>name>>nb>>ng>>ns>>nf>>na>>n6;
    in.ignore(1024,'\n');
    Float_t px=0, py=0, pz=0, ptot=0, p0=2.1;
    Int_t evtype;

    if(nb==0 && ng==0 && ns==0){evtype=1;} else{evtype=0;}
    if(nb==0 && ng==0 && ns==0){ nAg++;}
    else if(nb==0 && ng==1 && ns==0){ nH++;}
    else{ nCNO++;}

    for(Int_t i=0; i<ntrek; i++){
        in >>type>>alpha >>phi;
        in.ignore(1024,'\n');

        if(type==4){ //IF alpha particles
            Pv ln;
            int const A4 = 4;
            ln.px=p0*A4*cos(alpha)*cos(phi);
            ln.py=p0*A4*cos(alpha)*sin(phi);
            ln.pz=p0*A4*sin(alpha);
            ln.ptot=sqrt(ln.px*ln.px+ln.py*ln.py+ln.pz*ln.pz);
            He.push_back(ln);
        }
    }
}

```

```

for (int i=0; i<He.size()-1; i++)
for (int j=i+1; j<He.size(); j++)
{
    for (int k=0; k<He.size(); k++)
        {
            Float_t
theta_2a=acos((He[i].px*He[j].px+He[i].py*He[j].py+He[i].pz*He[j].pz)/(He[i].ptot
*He[j].ptot))*1000.; // mrad

            hThetaTwoAlpha->Fill(theta_2a);

            if(theta_2a<=7 && H.size()!=0){

                hThetaTwoAlphaZoom->Fill(theta_2a);
                //if(H.size()!=0){
                    Float_t
ang=acos(((He[i].px+He[j].px)*H[0].px+(He[i].py+He[j].py)*H[0].py+(He[i].pz+He
[j].pz)*H[0].pz)

                /(sqrt((He[i].px+He[j].px)*(He[i].px+He[j].px)+(He[i].py+He[j].py)*(He[i].py
+He[j].py)+(He[i].pz+He[j].pz)*(He[i].pz+He[j].pz))*H[0].ptot))*1000.; // mrad

                    h->Fill(ang);
                //}
            }
        }
    }
He.clear();
}

in.close();

```

```

TCanvas *c3 = new TCanvas("c3", "theta 2a",8,30,550,558);
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetTitle("#font[12]{#Theta}_{2He}, 10^{-3}
rad");
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetNdivisions(10);
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetLabelFont(132);
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetLabelSize(0.05);
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);
hThetaTwoAlpha->GetXaxis()->SetTitleFont(132);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetNdivisions(3);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
hThetaTwoAlpha->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
hThetaTwoAlpha->SetLineWidth(3);
hThetaTwoAlpha->SetLineColor(1);
hThetaTwoAlpha->SetLineStyle(1);
hThetaTwoAlpha->Draw();

TLatex *tex11 = new TLatex(-14.5,33,"#font[12]{N}_{ev}");
tex11->SetTextFont(132);
tex11->SetTextSize(0.07462017);
tex11->SetLineColor(0);
tex11->SetLineWidth(2);
tex11->Draw();

TPad *pad22 = new TPad("pad22", "clip",0.3908046, 0.3389831, 0.8793103,
0.8855932);

```

```
pad22->Draw();
pad22->cd();
pad22->Range(-2.794474,-5.235684,15.04271,16);
pad22->SetFillColor(0);
pad22->SetBorderMode(0);
pad22->SetBorderSize(0);
pad22->SetLeftMargin(0.1566657);
pad22->SetRightMargin(0.002394233);
pad22->SetTopMargin(0);
pad22->SetBottomMargin(0.2465983);
pad22->SetFrameLineColor(0);
pad22->SetFrameLineWidth(3);
pad22->SetFrameBorderMode(0);
pad22->SetFrameLineColor(0);
pad22->SetFrameLineWidth(3);
pad22->SetFrameBorderMode(0);

hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetNdivisions(5);
hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetLabelFont(132);
hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetLabelSize(0.1);
hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetTitleSize(0.1);
hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetTickLength(0.04);
hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.05);
hThetaTwoAlphaZoom->GetXaxis()->SetTitleFont(132);
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetNdivisions(3);
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetLabelSize(0.1);
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetTitleSize(0.1);
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetTickLength(0.04);
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.69);
```

```
hThetaTwoAlphaZoom->GetYaxis()->SetTitleFont(132);  
hThetaTwoAlphaZoom->SetLineWidth(3);  
hThetaTwoAlphaZoom->SetLineColor(1);  
hThetaTwoAlphaZoom->SetLineStyle(1);  
hThetaTwoAlphaZoom->Draw();  
}
```

Приложение Е

Код программы, строящий Распределения величин отклонений Dy , Dz координат экспериментальных точек от соответствующих координат точек, определяемых аппроксимирующими полиномами

```
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <iomanip>
#include <stdlib.h>
#include <math.h>
using namespace std;
int dZdY()
{
    ifstream in;
    in.open("dzdyfull.dat");
    Float_t rad=3.1415926/180.;

    TCanvas *c1 = new TCanvas("c1", "DzDy",8,30,699,498);
    Float_t dz, dy;
    Int_t ntrek, stype, type;
    Int_t nlines = 0;
    Int_t name, nb, ng, ns, nf, na, n6, ss;
    TH1F *hDeltaZ = new TH1F("hDeltaZ","dz ",60,-3,3);
    TH1F *hDeltaY = new TH1F("hDeltaY","dy ",60,-1,1);
    hDeltaZ->StatOverflows(kTRUE);
    hDeltaY->StatOverflows(kTRUE);

    while (!in.eof())
    {
        in >>ntrek>>stype>>name;
        if(!in.good())exit;
```

```

        in.ignore(1024, '\n');
        for(Int_t i=0; i<ntrek; i++){
            in >>dz>>dy;
            in.ignore(1024, '\n');
            if (!in.good()) break;
            hDeltaZ.Fill(dz);
            hDeltaY.Fill(dy);
            nlines++;
        }

    }

    printf("nlines= %1i \n", nlines);

    in.close();

    TCanvas* c1 = new TCanvas("c", "c", 700, 600);
    hDeltaZ->Fit("gaus");
    c1->cd(1);
    hDeltaZ->Draw();

    TCanvas *c2 = new TCanvas("c2", "Open angle_cut", 700, 600);
    hDeltaY->Fit("gaus");
    c2->cd(1);
    hDeltaY->Draw();

    c1->Print("dz.png");
    c2->Print("dy.png");

}

```