



Министерство образования Российской Федерации

Томский политехнический университет

Факультет Естественных наук и математики
Направление: Физика
Кафедра Общей физики

Изучение особенностей взаимодействия релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотоэмульсии

(Тема выпускной квалификационной работы)

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
к выпускной квалификационной работе

Магистерская диссертация

(Обозначение документа)

Студент: гр. 13М230

_____ (Подпись)

_____ (Дата)

Корнегруца Н. К.

(Фамилия И.О.)

Руководитель

научный сотрудник НЭОФТИ

Отделения №2 ЛФВЭ ОИЯИ

к.ф.-м.н.

Артеменков Д. А.

Допустить к защите:

Заведующий кафедрой

д. ф.м. н., проф.

(Подпись)

(Дата)

/Чернов И.П./

(Фамилия И.О.)

Томск – Дубна, 2009 г.

Министерство образования Российской Федерации

Томский политехнический университет

Кафедра _____

УТВЕРЖДАЮ:

Зав.кафедрой _____

(Подпись, дата)

ЗАДАНИЕ

на выполнение выпускной квалификационной работы

Студенту Корнегруца Надежде Константиновне

1. Тема выпускной квалификационной работы Изучение особенностей взаимодействия релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотоэмульсии.

утверждена приказом ректора (распоряжением декана) от 16.02.09 № 3

2. Срок сдачи студентом готовой работы 10 июня 2009 г.

3. Исходные данные к работе

Программа исследований эксперимента Беккерель, стопка эмульсий, облученных релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$; методические рекомендации; публикации, описывающие применение фотометода к исследованиям свойств релятивистских ядер при высоких и промежуточных энергиях.

4. Содержание расчетно-пояснительной записки (перечень подлежащих разработке вопросов)

Введение

1 Метод ядерных фотоэмульсий

2 Цели и задачи исследования

3 Периферические взаимодействия релятивистских ядер

4 Результаты работы, по исследованию фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на

Нуклотроне ОИЯИ

Заключение

Литература

Приложение

5. Перечень графического материала (с точным указанием обязательных чертежей)

5.1. Изучение особенностей взаимодействия релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотоэмульсии

5.2. Цели и задачи исследовательской работы

- 5.3. Положение, выносимое на защиту
- 5.4. Введение
- 5.5. Эмульсионная методика
- 5.6. Измерительный микроскоп для ядерных исследований KSM-1 фирмы Zeiss
- 5.7. Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по (глубинному) α , (плоскому) ϕ углам
- 5.8. Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса $P_{T\text{sum}}$ пары α -частиц для групп AgBr, H
- 5.9. Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц
- 5.10. Заключение
- 5.11. Приложение

6. Дата выдачи задания на выполнение выпускной квалификационной работы

«02» февраля 2009 г.

Руководитель _____
(подпись, дата)

Задание принял к исполнению (студент)

(подпись, дата)

Реферат

Выпускная квалификационная работа магистра 00 страниц, 00 рисунка, 00 таблиц, 00 источников, 00 приложения.

Ключевые слова:

Объектами исследования являются: события фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, на ядрах фотоэмульсии, наблюдаемые в фотоэмульсионном слое при помощи оптического микроскопа.

Цель работы – изучение особенностей фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ на ядрах фотоэмульсии на основе анализа данных по сопровождению событий фрагментами мишени.

В эксперименте использовались фотоэмульсии ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ БР-2

В процессе работы проводились измерения на микроскопе KSM-1 фирмы Zeiss, приспособленном к исследованиям в области физики высоких энергий.

В результате исследования были получены экспериментальные данные, описанные в данной работе, которые могут быть использованы в дальнейших экспериментах по физике тяжелых ионов, на ускорительных комплексах в Дубне, Дармштадта и др.

Содержание

Введение	6
1 Метод ядерных фотоэмульсий	8
1.1 Типы ядерных эмульсий	8
1.2 Состав эмульсии.....	8
1.2.1 Состав эмульсии БР-2	10
1.3 Достоинства и недостатки метода ядерных эмульсий	11
1.4 Механизм образования следов	13
1.5 Ионизационные потери заряженных частиц в эмульсии.....	14
1.6 Классификация треков по типам вторичных частиц	16
1.7 Процедура сканирования эмульсий, облученных релятивистскими ядрами	18
2 Периферические взаимодействия релятивистских ядер	21
2.1 Кластеры.....	24
2.2 Кластерные степени свободы в легких ядрах.....	25
2.3 Классификация наблюдаемых событий.....	26
2.4 Ядро ${}^9\text{Be}$ как источник простейшей $\text{N}\alpha$ системы	28
2.5 Облучение ядрами ${}^9\text{Be}$	30
2.6 Статистическая модель фрагментации релятивистских ядер.....	31
2.6 Средства анализа экспериментальных данных	32
3 Результаты работы, по исследованию фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на Нуклотроне ОИЯИ.....	34
3.1 Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\alpha$ по глубинному и плоскому углам.....	37
3.2 Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц.	41
3.3 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц	42
Заключение	45
Литература.....	46
Приложение	62

Введение

Одним из актуальных направлений исследования в области современной ядерной физики является изучение структурных особенностей легких ядер при релятивистских энергиях. Исследования такого уровня в лабораторных условиях стали возможны благодаря современному развитию технологий ускорения ядер. Проект Беккерель, реализуемый на Нуклотроне ОИЯИ, направлен на изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры.

Цель научно-исследовательской работы состояла в изучении особенностей фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ на ядрах фотоэмульсии на основе анализа данных по сопровождению событий фрагментами мишени.

Среди всего разнообразия ядерных взаимодействий периферические процессы позволяют получать уникальную по полноте информацию о возбужденных состояниях ядер над порогами распадов на нуклоны. В этом отношении особый интерес вызывают взаимодействия ядер с энергией выше 1А ГэВ. Периферические взаимодействия отличает образование узких (по углу) струй фрагментов ядра-снаряда с суммарным зарядом и барионным числом близким к их значениям для первичного ядра. Несмотря на релятивистскую скорость движения, относительные скорости фрагментов в струе являются нерелятивистскими [1]. В таких взаимодействиях исследуемые ядра получают весьма малые значения энергии возбуждения вблизи энергетических порогов развала с образованием различных конфигураций ядерных фрагментов. Данные о генерации таких фрагментных ансамблей могут быть востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики, а также в сценариях нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния. Важной особенностью исследуемых периферических процессов при фрагментации релятивистских ядер в эмульсии, является их нетривиальная природа, включающая электромагнитные и ядерные механизмы реакций. В дальнейшем, употребляя понятия «периферические

процессы, фрагментация» будем подразумевать вышеописанный класс явлений, включающий ядерные и электромагнитные взаимодействия.

Возможность наблюдения и спектроскопии конечных состояний струй ядерных фрагментов в исследованиях фрагментации легких ядер при релятивистских энергиях определяется точностью угловых измерений. Благодаря наилучшему пространственному разрешению ($\sim 0,5$ мкм), ядерная эмульсия может обеспечить угловое разрешение следов релятивистских фрагментов $\sim 10^{-4}$ – 10^{-3} рад. Точность измерения импульсов при релятивистском подходе, в данном случае, не столь критична - достаточно предположить сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон [2-4].

Данное допущение позволяет свести рассмотрение исследуемых процессов к анализу угловых распределений частиц-фрагментов первичного ядра. Рассмотрим подробнее применяемую фотоэмульсионную методику применительно к тематике исследования.

Для достижения поставленной цели, необходимо было решить следующие задачи:

1. освоение методики ядерных фотоэмульсий, применяемой в эксперименте;
2. поиск событий периферической фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$;
3. проведение идентификационных и измерительных процедур для выделения канала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ реакции фрагментации;
4. набор статистики;
5. анализ и представление результатов.

1 Метод ядерных фотоэмульсий

1.1 Типы ядерных эмульсий

По своим фотографическим характеристикам все ядерные эмульсии разделяются на три основных типа:

1. Эмульсии низкой чувствительности, предназначенные для регистрации сильноионизирующих частиц с потерями энергии > 50 кэВ на 1 мкм пробега.
2. Эмульсии средней чувствительности, способные регистрировать следы частиц с ионизацией > 2 кэВ на 1 мкм пробега.
3. Эмульсии высокой чувствительности, регистрирующие следы частиц с минимальной ионизацией.

1.2 Состав эмульсии

Ядерные фотоэмульсии представляют собой высококонцентрированные и высокодисперсные эмульсии, включающие в себя бромистое серебро AgBr. В качестве среды, в которой распределены микрокристаллы AgBr, наиболее широко используется желатина с пластификатором. Средние размеры микрокристаллов бромистого серебра для большинства ядерных эмульсий (эмульсии НИКФИ, Илфорд, Кодак и др.) находятся в пределах 0,12 – 0,3 мкм. Удельная плотность всех эмульсий с нормальным составом находится в пределах 3,8 – 4,0 г/см³.

Ядерные эмульсии изготавливаются либо на подложке (стекло, лавсан и др.) с толщиной эмульсионного слоя от 50 до 400 мкм, либо без подложки с толщиной слоя 400 – 600 мкм.

Основными компонентами ядерной эмульсии является:

1. галоидное серебро – главным образом бромистым, обладающее плотностью 6,47 г/см³;
2. желатина и пластификатор (например, глицерин);

3. вода.

Галоидное серебро находится в эмульсии в виде микрокристаллов кубической или почти сферической формы. Желатина и пластификатор содержат такие элементы как: углерод, азот, кислород, водород и серу. Желатина представляет собой сложное вещество. Глицерин вводится в эмульсию в качестве пластифицирующего вещества. Он уменьшает хрупкость эмульсии и способствует появлению пластических деформаций при возникновении напряжения в слое.

Современные экспериментальные методы ядерной физики, разработанные на основе электроники, обладая преимуществами в накоплении большой статистики успешно применяются для исследований. Однако, они являются малоэффективными и уступают трековым приборам в получении детальной информации о картине ядро-ядерных взаимодействий. При исследовании неупругих взаимодействий при высоких энергиях значительную роль играет метод ядерной эмульсии, который с одинаковым успехом применяется как в области космических лучей, так и в области энергий, достижимых на ускорителях. Методика ядерных эмульсий всегда обеспечивала обзорные наблюдения по физике микромира благодаря высокой достоверности наблюдаемых событий, прекрасному пространственному разрешению и максимально полной наблюдаемости следов заряженных частиц. Эта методика позволяет измерять углы, импульсы и заряды частиц, тем самым обеспечивая их идентификацию. Именно она представляется эффективным способом для изучения процессов релятивистской фрагментации благодаря высокому разрешению эмульсий и возможности наблюдения реакций в 4π геометрии. Несмотря на известные недостатки (трудность набора большой статистики, трудности с измерениями импульсов) эмульсионная методика позволяет сравнительно просто и быстро получить широкий набор характеристик изучаемого процесса. Положительной чертой исследования процесса фрагментации ядер с помощью эмульсии является то, что следы частиц в желатине сохраняются, и новый исследователь может изучать их снова и снова,

что зачастую невозможно сделать в рамках электронных методов. Использование ядерных фотографических эмульсий при изучении взаимодействия частиц большой энергии с ядрами сыграло значительную роль в развитии существующих представлений о механизме этих взаимодействий.

1.2.1 Состав эмульсии БР-2

В нашем эксперименте использовалась ядерная фотоэмульсия типа БР-2 (производство России). Ее основные характеристики приведены в таблице 1. Эмульсия типа БР-2 обеспечивает чувствительность вплоть до релятивистских однозарядных частиц, имеющих минимум ионизационных потерь. Использовались эмульсионные слои размером 10×20 см², толщиной порядка 550 мкм. Эти слои собирались в стопки и складывались в специальные кассеты для облучения. В наших облучениях пучок направляется параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны (рисунок 1.1 и рисунок 1.2).

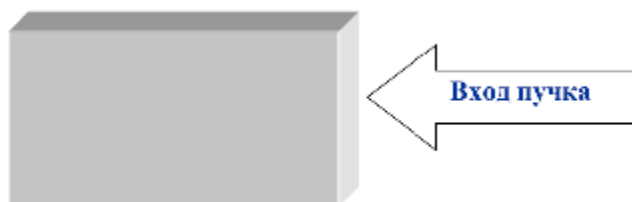


Рисунок 1.1 Положение кассеты во время облучения (вид сверху).

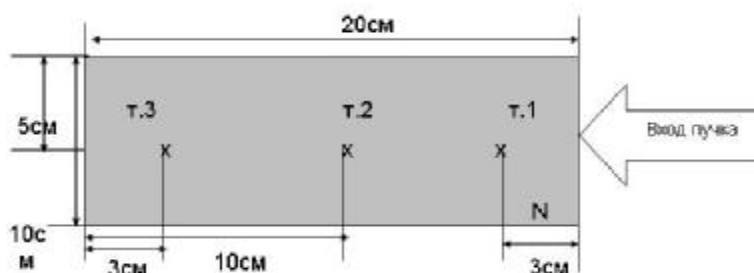


Рисунок 1.2 Схематическое изображение эмульсионного слоя, где N – номер пластинки, т.1, т.2, т.3 – точки, в которых измеряется толщина эмульсии до и после химической проявки для определения коэффициента усадки.

Состав ядерной фотоэмульсии БР-2 при относительной влажности 58%.

Элемент	A	Z	10^{22} атомов/см ³
Серебро/Ag	108	47	1.028
Бром/Br	80	35	1.028
Йод/I	127	53	0.002
Углерод/C	12	6	1.4
Водород/H	1	1	2.968
Кислород/O	16	8	1.083
Сера/S	32	16	0.004
Азот/N	14	7	0.374

1.3 Достоинства и недостатки метода ядерных эмульсий

Метод фотоэмульсий широко используется в физике высоких энергий, как на ускорителях, так и при изучении космических лучей. Сравнительная простота в обращении, небольшой вес, непрерывная чувствительность, высокое пространственное разрешение делают эмульсии незаменимыми во многих исследованиях.

Большое преимущество метода – его наглядность. Изучая пластинку под микроскопом, наблюдатель видит все те превращения, которые испытала частица, проходя через эмульсионный слой: ионизационное торможение, рассеяние, спонтанный распад; может наблюдать рождение новых частиц, изучать угловое и энергетическое распределение частиц.

Изучение вышеперечисленных явлений иногда возможно только в тех случаях, когда след частицы можно проследить на значительном расстоянии, для чего требуется достаточно большая толщина. Увеличение толщины эмульсии выше ≈ 600 мкм приводит к трудностям в проявлении, так как трудно добиться равномерного проявления слоя такой толщины, и в просмотре, так как для измерений требуются объективы с большим увеличением, а такие объективы имеют малое рабочее расстояние и не пригодны для работы с толстыми эмульсиями.

Трудности в наборе статистики в этой методике компенсируется возможностью полного наблюдения состава фрагментных струй, что обычно невозможно в других методах. Содержание в ядерной эмульсии в близких концентрациях групп тяжелых ядер Ag и Br, легких ядер C, N и O и водорода оказывается полезным при сравнении периферических взаимодействий различных типов. В одинаковых условиях можно наблюдать как развал ядра электромагнитным полем тяжелого ядра мишени, т. е. без перекрытия плотностей сталкивающихся ядер, так и в столкновениях с протонами мишени.

Фрагментация ядер эмульсии характеризуется множественностью их сильноионизирующих фрагментов, включая α -частицы, протоны с энергией ниже 26 МэВ и осколки ядра - n_b (b-частицы), а также нерелятивистские протоны с энергией свыше 26 МэВ - n_g (g-частицы). Кроме того, реакции характеризуются множественностью заряженных мезонов n_s (s-частицы).

Особый интерес представляют события, в которых отсутствуют следы фрагментов мишени и не наблюдаются мезоны ($n_b=0$, $n_g=0$, $n_s=0$). Они получили наименование «белых» звезд и составляют начальную основу для поиска событий электромагнитной диссоциации.

Диссоциация на протоне должна приводить к появлению его следа, т. е. $n_b=0$, $n_g=1$. Присутствие в вершине следов сильноионизирующих частиц ($n_b>0$) и/или следов релятивистских частиц вне конуса фрагментации ($n_s>0$) указывает на то, что взаимодействие произошло с перекрытием сталкивающихся ядер или же с ядрами CNO в случаях предельно коротких следов ядер отдачи. Из-за малости кулоновского поля легких ядер такие события могут служить основой для оценки вклада ядерных дифракционных взаимодействий в полное сечение. В принципе, в периферическом взаимодействии возможно взаимное возбуждение и одновременная фрагментация обоих сталкивающихся ядер.

1.4 Механизм образования следов

Ионизирующие частицы, проходя через фотоэмульсию, воздействуют на кристаллы бромистого серебра таким образом, что после проявления они образуют ряд чёрных зёрен галоидного серебра, расположенных вдоль траекторий частиц, хорошо видных под микроскопом.

Впервые фотоэмульсии для регистрации следов частиц применил Райнганум, который нашёл, что зёрна бромистого серебра, встречающиеся на пути α -частицы, становятся способными к проявлению. Эта работа частично основывалась на результатах более раннего исследования. Мичл сделал первые количественные оценки следов α -частиц. Следы протонов в эмульсии впервые наблюдаются в 1925 г. Обзор развития фотодетекции ядерных частиц дан Шапиро[5-7].

Первые фотопластинки регистрировали только α -частицы. Затем были изготовлены пластинки, регистрирующие следы низкоэнергетичных протонов и даже более чувствительные эмульсии [8].

В 1948 г. были получены эмульсии, чувствительные ко всем заряженным частицам независимо от их энергии. Область использования ядерных эмульсий непрерывно расширялась и в настоящее время они являются важным методом исследования в ядерной физике[9]

Чем сильнее ионизационная способность частицы, тем больше удельное количество таких зёрен вдоль ее следа и чем больше энергия частицы, тем длиннее её след. Между этими величинами существует связь, которая при благоприятных условиях позволяет идентифицировать частицу и определить её энергию. В случаях, когда измерения пробега и плотности зёрен недостаточны, для лёгких частиц с достаточно большой энергией используется более сложный метод, основанный на измерениях многократного рассеяния на малые углы. Для измерения импульса возможно так же использование отклонение заряженных частиц сильным магнитным полем.

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), 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 $|e|$ 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. С другой стороны, пробег δ – электрона с энергией меньше 5000 эВ оказывается настолько коротким, а его траектория настолько искривленной вследствие рассеивания, 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.

1.5 Ионизационные потери заряженных частиц в эмульсии

Следы, оставляемые заряженными частицами в ядерной эмульсии, образуются в результате передачи энергии от движущейся частицы к атомам светочувствительных зерен. Заряженная частица, движущаяся в любой материальной среде, участвует в ряде взаимодействий с полями атомов и ядер, через которые она проходит; эмульсия сохраняет след каждой частицы и таким образом делает видимой «запись» этих взаимодействий. Характеристики следа зависят от сорта частицы и ее скорости. Поскольку эти характеристики можно

измерять, появляется возможность идентификации частицы. Кроме ядерных реакций, которые могут иметь место при прохождении частицы в области действия ядерных сил, движущаяся заряженная частица теряет энергию на возбуждение или ионизацию атомов вдоль своего пути; при этом она, вследствие кулоновского многократного рассеяния, много раз слегка меняет направление своего движения.

Заряженные частицы при прохождении через среду теряют энергию на ионизацию и средний пробег частиц с энергией E_p равен:

$$I = \int_0^{E_p} -\frac{dE}{dE/dx} \text{см}, \quad (1.1)$$

где соотношение для средней потери энергии на ионизацию для частицы с зарядом z и скоростью $v = \beta c$ имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4pN_e z^2 e^4}{m_e u^2} \left[\ln \frac{2m_e u^2}{I_{em}(1-b^2)} - b^2 - \sum_i C_i - d \right] \frac{MэВ}{\text{см}}, \quad (1.2)$$

где $N_e = \sum_i N_i Z_i$ и $N_e \ln I_{em} = \sum_i N_i Z_i \ln I_i$, а N_i – плотность атомов с порядковым номером Z_i и ионизационным потенциалом I_i ; $\sum_i C_i$ – малый член, учитывающий то, что сильно связанные электроны не участвуют в процессе замедления частиц; δ – небольшая поправка, учитывающая влияние плотности среды.

Плотность следа также непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию, но на образование зерен вдоль следа идет только часть полных ионизационных потерь. Чтобы участвовать в образовании первичного следа, атомный электрон образует свой собственный ответвленный след, называемый следом δ -электрона. Для определения параметров частиц можно измерять как плотность зерен вдоль следа, так и плотность δ -электронов.

1.6 Классификация треков по типам вторичных частиц

В данном исследовании треки вторичных заряженных частиц подразделялись согласно принятым в методе ядерных фотоэмульсий критериям на следующие типы [10]:

1. ливневые или s-частицы (ионизация $J < 1.4J_0$, где J_0 -ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц) – это вновь рожденные частицы. Большинство ливневых частиц составляют π -мезоны, в небольших количествах среди них встречаются K-мезоны, быстрые протоны, антипротоны и гиперядра;

2. серые или g-частицы ($J \geq 1.4J_0$, остаточный пробег ≥ 3000 мкм) – это легкие фрагменты мишени, главным образом – протоны. Также серые следы могут оставлять дейтроны, ядра трития, ^3He и т. д., большинство которых образуется в результате нуклонного каскада, происходящего в ядре после попадания в него быстрой частицы;

3. черные или b-частицы (остаточный пробег ≤ 3000 мкм.) – это более тяжелые или медленные фрагменты мишени;

Частицы с серыми и черными следами объединяются в группу h-частицы (группа всех фрагментов мишени, включающая в себя g- и b-частицы, т.е. $n_h = n_b + n_g$).

Следы однозарядных релятивистских частиц s-частицы отделяются от серых g-частицы по счету зерен на изучаемом следе это для случая однозарядной первичной частицы. Черные следы отделяются от серых по длине остаточного пробега частицы ($R_b \leq 3000$ мкм.). Из-за высокого пространственного разрешения фотоэмульсии регистрируются также ядра отдачи и δ -электроны.

4. однозарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z=1$);

5. двухзарядные фрагменты ядра-снаряда ($Z=2$) – частицы с ионизацией $J \approx 4J_0$, не изменяющейся на длине ≥ 2 см (эти частицы легко отличить от других фрагментов визуально), вылетающие в пределах переднего фрагментационного конуса, т. е. имею углы вылета $\theta < \theta_{fv}$, определяемого по формуле:

$$\sin q_{fv} = \frac{0.2 \Gamma \Delta B}{P_0} \quad (1.3)$$

б. многозарядные ($Z \geq 3$) фрагменты ядра-снаряда – частицы с ионизацией $J > 7J_0$, эти фрагменты разделялись по заряду с помощью методики подсчета δ -электронов, они также вылетают в пределах переднего фрагментационного конуса $\theta \leq 3^\circ$.

Появлению более тяжелых ядер среди частиц, образующих серые следы, способствует фермиевское движение нуклонов внутри ядра. Вследствие этого какой – либо нуклон может оказаться движущимся лишь с очень небольшой скоростью относительно другой частицы, приближающейся к границе ядра и обладающей энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае два нуклона могут вылететь как связанная пара. Реже три нуклона в виде ядер ${}^3\text{H}$ или ${}^3\text{He}$.

Большинство работ по изучению сильно ионизирующих вторичных частиц было выполнено в ранних опытах с малочувствительными эмульсиями. Эти эмульсии были настолько тонки, что энергию вторичного протона редко удавалось определить, измеряя длину пробега, и приходилось полагаться на счет числа зерен. Поэтому лишь в немногих случаях удавалось установить различие между протонами, дейтронами и ядрами трития.

В первой работе Блау и Вамбахер [11] применялись «полутонные» пластинки фирмы Ильфорд и не делалось попыток установить различие между протонами и α -частицами ввиду сильной регрессии скрытого изображения при облучении, производившемся в горах. В 1949 году Хардинг и др. [12] произвели детальные измерения, пользуясь концентрированными эмульсиями и нашли, что 30 % всех черных следов и большинство следов с коротким пробегом обусловлены ядрами с зарядом $Z \sim 2$.

Перечисленные выше особенности легко понять, исходя из основных процессов, происходящих при нуклонном каскаде внутри ядра. Именно нуклоны отдачи вносят наибольший вклад в число частиц образующих серые и черные следы.

1.7 Процедура сканирования эмульсий, облученных релятивистскими ядрами

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

Способ просмотра «по следу» состоит в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от места входа в эмульсионный слой, до взаимодействия либо до места 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. Способ просмотра «по следу» значительно увеличивает время просмотра.

Суть метода просмотра «по площади» заключается в поиске событий из интересующих каналов реакций последовательно во всем объеме эмульсионного слоя. Объективы просмотровых микроскопов обеспечивают относительно узкое поле зрения, поэтому просмотр «по площади» эффективен при использовании объективов с невысоким увеличением ($\times 10$), при поиске событий с большой множественностью образующихся треков.

Этот метод позволяет существенно увеличить статистику интересующих событий, т.к. 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 так же метод 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 расстоянии (шаге) так, что сканируемые 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 полоски). 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 так же меньшая, по сравнению с методами просмотра «по следу» и «по площади», эффективность нахождения событий. В работе [3] для увеличения скорости набора статистики взаимодействий $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ использовался метод просмотра «по полоскам». Расстояние между полосками составляло 0,5 см, при сканировании искались группы из трех-четырех близких треков с небольшим углом расхождения и, примерно, четырехкратной ионизацией. После обнаружения такой группы ее треки протягивались в направлении входа пучка с целью поиска вершины взаимодействия.

Современные автоматические микроскопные комплексы позволяют существенно ускорить процесс сканирования [13-14].

Поиск и набор материала в ядерной фотоэмульсии производится на стадии просмотра, предшествующего непосредственным измерениям, иногда с целью выделения определенных типов событий. Анализ угловых характеристик играет важную роль в описании физической картины изучаемой реакции. Эмульсионная методика позволяет проводить измерения углов треков, как первичных частиц, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-3}$ радиана. Измерения угловых характеристик треков проводятся в системе координат, связанной с декартовыми координатами микроскопа.

Стоит отметить, что 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.

Описанный вариант измерения углов не является единственным. Выбор методики зависит от конкретной задачи и имеющихся ресурсов.

2 Периферические взаимодействия релятивистских ядер

Периферические взаимодействия легких ядер с энергией ≈ 1 А ГэВ вызывают особый интерес как оптимальные для измерения и интерпретации конечных состояний. Для реализации этой возможности эксперимент должен обеспечить полноту наблюдения фрагментов.

Наблюдаемый результат периферического столкновения состоит в образовании узкой струи, состоящей из ядерных фрагментов с суммарным зарядом равным заряду начального ядра. При таком столкновении ядро получает возбуждение в энергетическом диапазоне вблизи порогов диссоциации в различные конфигурации фрагментов. Относительное движение фрагментов в струе является нерелятивистским, несмотря на их релятивистскую скорость в лабораторной системе. Релятивистский масштаб соударения не только не препятствует исследованиям ядерных взаимодействий вплоть до энергетических масштабов характерных для ядерной астрофизики, но, напротив, дает особые методические преимущества. Принципиальной является достижимость наблюдения и исследования многочастичных ансамблей из фрагментов релятивистского ядра. Систематические представления о генерации таких ансамблей легких ядер востребованы в непрямых подходах ядерной астрофизики, а также в сценариях быстрого нуклеосинтеза на основе многочастичного слияния [15-19].

В целом, периферические реакции весьма сложны из-за комбинированного действия различных физических механизмов. Эти механизмы включают в себя электромагнитные и ядерные дифракционные взаимодействия, их интерференцию, а также, с нарастанием перекрытия ядер, реакции срыва нуклонов (стриппинга). В наиболее периферических соударениях ядра взаимодействуют между собой через зависящее от времени электромагнитное поле, создаваемое движущимися ядрами. С ростом энергии пучка кулоновским взаимодействием могут возбуждаться все более

высоколежащие по энергии состояния, что ведет к новым каналам диссоциации ядер в добавление к возбуждениям с сохранением связи нуклонов.

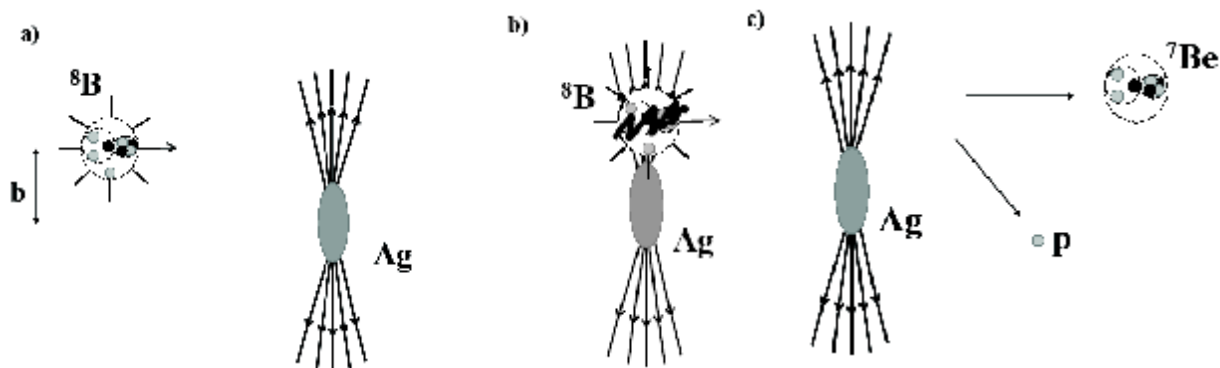


Рисунок 2.1 Схема периферической диссоциации релятивистского ядра ${}^8\text{B}$ в электромагнитном поле ядра Ag : сближение ядер с прицельным параметром b (а), поглощение ядром ${}^8\text{B}$ квазиреального фотона (b), диссоциация на два фрагмента p и ${}^7\text{Be}$ (с).

Такие исследования становятся практически единственными возможными во вторичных пучках радиоактивных ядер. Они позволяют изучить взаимодействия нестабильных ядер с квазиреальными фотонами ядер мишени или даже их когерентными группами (многофотонные процессы). Например, ядро ${}^8\text{B}$ является наиболее чувствительным пробником для электромагнитных взаимодействий с тяжелыми ядрами благодаря рекордно малой энергии связи протона (всего 138 кэВ). В этом случае процесс кулоновской диссоциации является особенно простым и в то же время ценным механизмом, так как возмущение, вносимое полем ядра-мишени, известно достаточно точно (рисунок 2.1). В очень сильных полях тяжелых ядер могут происходить развалы ускоренного ядра ${}^8\text{B}$ на пару ${}^7\text{Be}+p$ (рисунок 2.2) или легчайшие ядра He и H (рисунок 2.3).

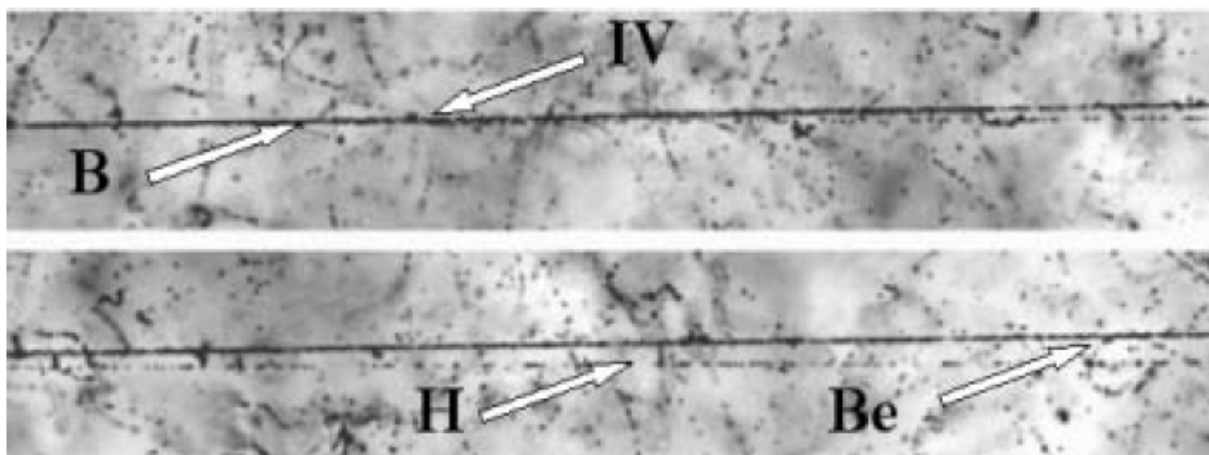


Рисунок 2.2 Диссоциация ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + \text{p}$ с энергией 1,2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии указана вершина взаимодействия IV. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить фрагмент Be и фрагмент H.

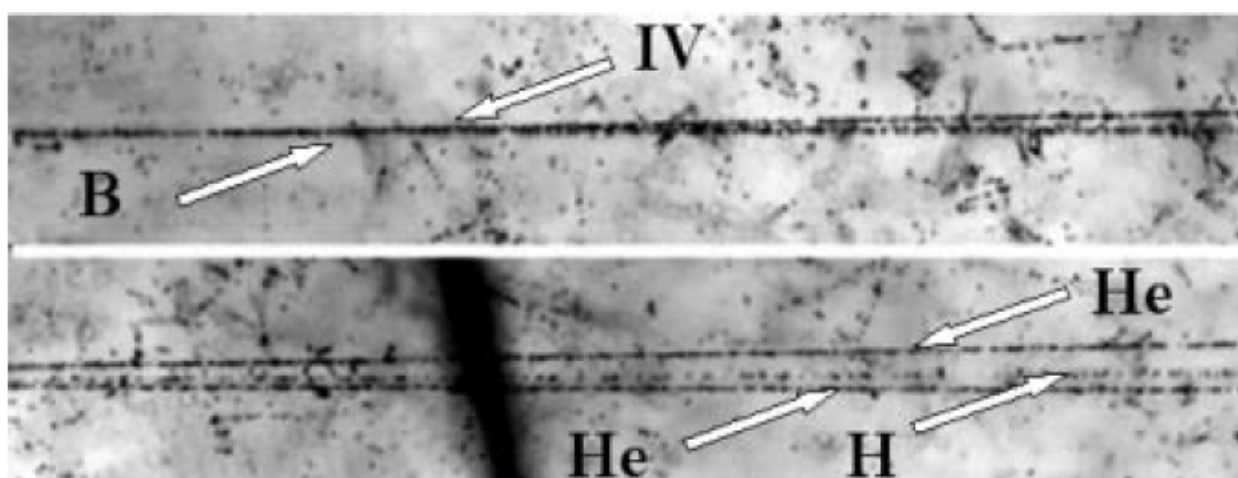


Рисунок 2.3 Диссоциация ${}^8\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ с энергией 1,2 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 2 фрагмента He и фрагмент H (трек в середине).

При практической реализации релятивистского подхода в изучении нерелятивистских аспектов физики ядра принципиальная трудность состоит в следующем. Нарастание степени диссоциации релятивистского ядра с зарядом Z_{pr} приводит к радикальному снижению сигнала ионизации в любом типе детектора релятивистских фрагментов пропорционально квадрату их зарядов

Z_{fr}^2 . Это обстоятельство затрудняет детектирование, требуемое вплоть до изотопов He и H.

Следующая проблема – это идентификация возбужденного состояния по суммарной инвариантной массе струи фрагментов. Кроме идентификации масс фрагментов требуется наилучшая точность измерения углов вылета фрагментов. Точность измерения импульсов при релятивистском подходе не столь критична – зачастую достаточно предположить сохранение фрагментами первичного импульса на нуклон. Для отбора предельно периферических столкновений требуется принципиальная возможность наблюдения фрагментов ядер мишени и рожденных мезонов в полном телесном угле при минимальном пороге наблюдения.

2.1 Кластеры

Естественными компонентами такой картины являются малонуклонные системы, не имеющие собственных возбужденных состояний. Прежде всего это ядра ^4He и ^3He , а также дейтроны, тритоны, и, кроме того, парные состояния протонов и нейтронов (рисунок 2.4). Возможно, что изучение процессов фрагментации стабильных и радиоактивных ядер на кластерные фрагменты при релятивистских энергиях выявит новые особенности их возникновения и роль в процессах нуклеосинтеза.

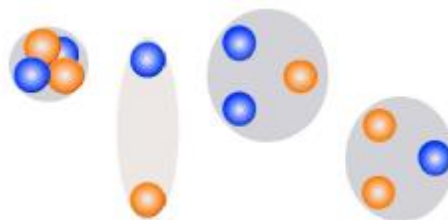


Рисунок 2.4 Кластерные структуры: ^4He , дейтрон, тритон и ^3He .

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.

2.2 Кластерные степени свободы в легких ядрах

Представляется, что в связи с возрастающими перспективами работ на пучках радиоактивных релятивистских ядер кластерные степени стабильных и нейтронодефицитных изотопов Be, B, C и N (рисунок 2.5) должны быть максимально полно исследованы при эксклюзивных измерениях методом ядерных эмульсий. Наше предложение об использовании эмульсии для исследования ядер на границе протонной стабильности носит полностью оригинальный характер.

В процессах мультифрагментации стабильных изотопов Li, Be, B, C, N и O установлены особенности образования систем из легчайших ядер α , d и t. Для этих ядер установлена важная роль многочастичных диссоциаций. В дополнение к α кластеризации установлена кластеризация нуклонов в виде дейтронов в периферической диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$, а также тритонов для ${}^7\text{Li}$. Проявление ${}^3\text{He}$ кластеризации может быть обнаружено в «белых звездах» от диссоциации нейтронодефицитных изотопов Be, B, C и N. Выполнены облучения эмульсий ядрами ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$. Анализ «белых звезд» от ядер ${}^7\text{Be}$ указывает на проявление кластеризации ${}^3\text{He}$.

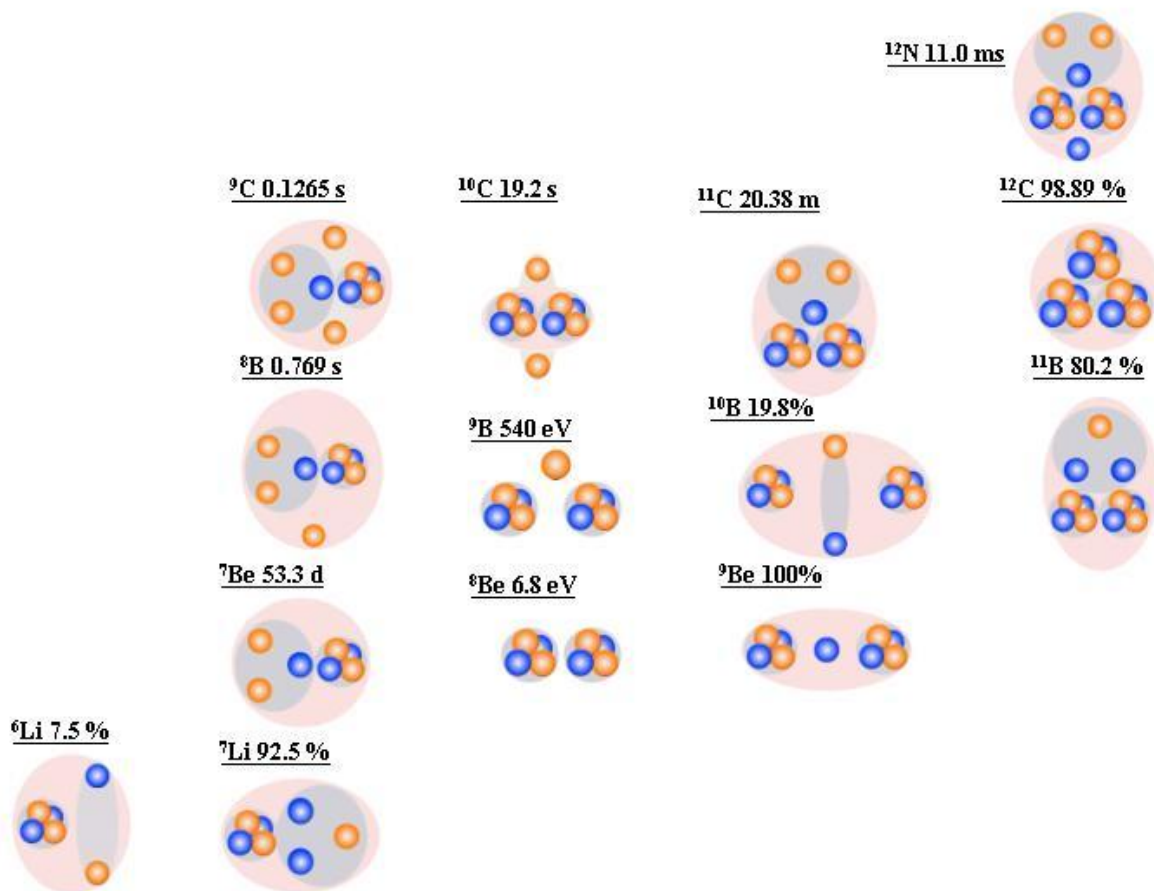


Рисунок 2.5 Диаграмма кластерных степеней свободы в легких ядрах. Приведены времена жизни и распространенности изотопов.

2.3 Классификация наблюдаемых событий

При наборе статистики для изучения мультифрагментации ядер отбираются события без вновь 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. 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 такого типа из-за их вида называются «белыми» звездами. Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название отражает не только внешний вид события, но и резкое уменьшение потерь на ионизацию (в предельном случае в Z раз) при переходе от следа первичного

ядра к узкому конусу вторичных следов. Образование «белых» звезд происходит при электромагнитных взаимодействиях с виртуальными фотонами ядер мишени и при дифракционном рассеянии на периферических нейтронах мишени.

Важным практическим удобством при поиске событий такого типа является требование сохранения заряда, при измерении которых появляется возможность 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. Описанные критерии отбора «белых» звезд совместно с условием сохранения потока энергии в конусе фрагментации могут быть использованы в будущем эксперименте по исследованию глобальных особенностей фрагментации тяжелых ядер в процессах периферической диссоциации.

Органическая основа и светочувствительная компонента эмульсии имеют сложный химический состав. При этом практически значимыми по концентрации являются атомы Ag, Br, H, C, N, O. Сложный состав эмульсии является серьезным затруднением для идентификации типа ядра мишени при взаимодействиях пучковых частиц (таблица 1). Число частиц $n_h = n_b + n_g$, являющихся фрагментами ядра-мишени, указывает, на какой из групп ядер произошло взаимодействие. В связи с этим, всю совокупность наблюдаемых событий принято подразделять на:

- взаимодействия с ядрами водорода (H), ($n_g = 0 \div 1$) с характеристиками $\langle A \rangle_H = 1$ и $\langle Z \rangle_H = 1$;
- взаимодействия с легкими (C, N, O) ядрами и периферические взаимодействия с ядрами Ag и Br, ($n_h = 1 \div 6$), со средними характеристиками $\langle A \rangle_{C,N,O} = 14$ и $\langle Z \rangle_{C,N,O} = 7$;
- события с $n_h \geq 7$, составляют класс непериферических взаимодействий с ядрами Ag и Br, со средними характеристиками $\langle A \rangle_{Ag,Br} = 94$ и $\langle Z \rangle_{Ag,Br} = 41$.

$$I_{Ap} = \frac{1}{\sum_t N_t \sigma_{ApAt}} \quad (2.1)$$

где λ – средняя длина пробега, A_p и A_t - массовые числа ядра-снаряда и ядра-мишени, σ_{ApAt} – сечение их взаимодействия, а N_t – концентрация ядер A_t в эмульсии. Сечения вычислены согласно перекрывающейся геометрической модели Брадта-Питерса [20]

$$\sigma_{ApAt} = pr^2 \left(A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}} - b \right)^2, \quad (2.2)$$

где $r = 1,23$ фм и $b = 1,56 - 0,2 \left(A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}} \right)$ - параметр перекрытия. Такая аппроксимация удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широком интервале массовых чисел ядер-снарядов.

Меньшие значения экспериментально полученных значений пробегов по сравнению с величинами, вычисленными по формуле Брадта-Питерса, объясняются тем, что при просмотре эмульсии кроме неупругих взаимодействий регистрируются так же события когерентной диссоциации.

2.4 Ядро ${}^9\text{Be}$ как источник простейшей Na системы

Изотоп ${}^9\text{Be}$ представляет огромный интерес для исследований в области кластерных степеней свободы в физике легких ядер. Отличаясь по составу нуклонов от ${}^8\text{Be}$ на один нейтрон, ядро ${}^9\text{Be}$ демонстрирует свойства слабосвязанной $2\alpha+n$ системы. Энергетический порог развала ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha+n$ составляет 1,57 МэВ. Конфигурация ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии в оболочечной модели имеет вид $(1s_{1/2})^4(1p_{3/2})^5$. Спин и четность J^P ядра ${}^9\text{Be}$ $-3/2^-$.

Низкий порог отделения нейтрона для изотопа ${}^9\text{Be}$ позволяет получить уникальную информацию о кластерной структуре ядра. В работах [21-22] приводится сравнение теоретических описаний свойств изотопа ${}^9\text{Be}$ на основе

использования двухчастичной (${}^8\text{Be}+n$) и трехкластерной ($\alpha+\alpha+n$) моделей. Опираясь на данные модельные описания, можно получить вклад различных состояний $2\alpha+n$ системы в структуру ${}^9\text{Be}$, оценить среднее расстояние между ${}^8\text{Be}$ и нейтроном, получить значения магнитного и электрического квадрупольного моментов. В двухчастичной (core+n) модели [22-23] ядро ${}^9\text{Be}$ может быть представлено в виде системы нейтрона в состоянии $p_{3/2}$ и кора ${}^8\text{Be}$ в состояниях $0^+(\text{g.s.})$ и 2^+ с порогами отделения нейтрона 1,67 и 4,71 МэВ, соответственно. Отличительной особенностью модели является незначительный вклад 4^+ состояния ${}^8\text{Be}$ [22]. Волновая функция ${}^9\text{Be}$ в основном состоянии (2.3) может быть представлена в виде

$$|{}^9\text{Be}(3/2^-)\rangle = v_0^+ | [{}^8\text{Be}(0^+) \otimes n_{p(3/2)}]_{3/2^-} \rangle + v_2^+ | [{}^8\text{Be}(2^+) \otimes n_{p(3/2)}]_{3/2^-} \rangle, \quad (2.3)$$

где $\omega_{0^+}=0,535$ и $\omega_{2^+}=0,465$ - весовые коэффициенты [21].

Интересным для проверки, является предположение о возможности наблюдения ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ , при «мягком удалении» нейтрона из $2\alpha+n$ системы ${}^9\text{Be}$. Образование изотопа ${}^8\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ может происходить в периферических процессах при фрагментации релятивистского ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha+n$ систему, наблюдаемую в конечном состоянии [4, 24]. Наряду с образованием не связанного ${}^8\text{Be}$ существует возможность образования промежуточного ядра ${}^5\text{He}$ [25-26].

Соответствующий энергетический порог равен 2,44 МэВ. Продуктом диссоциации ${}^5\text{He}+\alpha$ в конечном состоянии также будет являться $2\alpha+n$ система [27]. Для высокоспиновых состояний ${}^9\text{Be}$ ($J \geq 7/2$) конфигурация ${}^5\text{He}+\alpha$ в работе [28] отмечена как энергетически более выгодная. Однако, в работах [29-32] отмечается незначительный вклад канала ${}^5\text{He}+\alpha$ в развал ${}^9\text{Be}$, при энергиях порядка сотен МэВ, по сравнению с каналом ${}^8\text{Be}+n$.

Существенным для подобных исследований является возможность наблюдения и измерения всех трех частиц образующейся $2\alpha+n$ системы [29,32].

2.5 Облучение ядрами ${}^9\text{Be}$

Ядро ${}^9\text{Be}$ представляет собой слабосвязанную $n+\alpha+\alpha$ систему. Энергетический порог диссоциации по каналу ${}^9\text{Be}\rightarrow n+\alpha+\alpha$ составляет 1,57МэВ. Исследования фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ представляют интерес для астрофизики, в частности, для проблем ядерного синтеза химических элементов с атомным номером $A>8$. Изучение фрагментации ядер ${}^9\text{Be}$ при релятивистских энергиях открывает возможность наблюдения фрагментов реакции, являющихся продуктами распада несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^5\text{He}$. Ядро ${}^9\text{Be}$ является лучшим источником для изучения в основном и возбужденных состояний нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$. Выводы о фрагментации ${}^9\text{Be}$ помогут прояснить сценарий его синтеза в трехтельном слиянии $\alpha+n+\alpha$.

Информация о генерации релятивистских 2α систем в условиях отсутствия комбинаторного фона имеет важное методическое значение при анализе сложных $N\alpha$ систем. Современный интерес мотивирован поисками α конденсата Бозе-Эйнштейна, в котором сильнодеформированное основное 0^+ и первое возбужденное 2^+ состояния ядра ${}^8\text{Be}$ должны играть роль базовых элементов. Несомненно, обнаружение такого квантового состояния материи должно будет сыграть важную роль в развитии представлений о нуклеосинтезе.

В эмульсии облученной релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$ было проанализировано 500 событие фрагментации ${}^9\text{Be}$ в узкую пару релятивистских ядер He в предположении их соответствия 2α [33-35]. Наблюдается отчетливое разделение двух пиков в распределении по инвариантной массе над массовым порогом пары α -частиц $Q_{2\alpha}$ (рисунок 3.6). Был сделан вывод о проявлении 0^+ и 2^+ состояний ядра ${}^8\text{Be}$ в спектрах по $Q_{2\alpha}$. Возможность разделения зарегистрированных событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ на электромагнитные и нуклонные взаимодействия позволяет сравнить для них проявление 0^+ и 2^+ состояний ядра ${}^8\text{Be}$.

2.6 Статистическая модель фрагментации релятивистских ядер

Анализируя экспериментальные данные по изучению фрагментации легких релятивистских ядер ^{12}C , ^{16}O на различных ядрах мишенях [36, 37] Фешбахом, Гольдхабером и Хуангом была предложена статистическая модель фрагментации (ФГХ) [38]. В данной модели релятивистская фрагментация представляется как «быстрый» процесс, не зависящий от энергии первичного ядра и определяемый импульсами образующихся фрагментов, которые они имели в ядре до взаимодействия, существуя в виде виртуальных кластеров [39]. Зависимость дисперсии σ_F^2 импульсного распределения для фрагмента с массовым числом A_F ядра A_0 от дисперсии импульсного распределения нуклонов в данном ядре σ_0^2 определяется параболическим законом Гольдхабера (2.4).

$$s_F^2 = s_0^2 \frac{A_F (A_0 - A_F)}{A_0 - 1} \quad (2.4)$$

Величина σ_0 может быть оценена по величине Ферми импульса p_F как $s_0 = p_F / \sqrt{5}$ [22]. Обсуждение онтологического статуса ядерных процессов в рамках данной модели опускаем.

Статистическая модель (ФГХ) часто используется при планировании эксперимента по фрагментации релятивистских ядер [1]. Расчеты с использованием статистической модели позволяют оценить долю выхода определенного типа фрагментов для изучаемого ядра, получить предсказания об угловых и импульсных распределениях образующихся фрагментов. В работе [22] приводится описание одного из вариантов статистической модели применительно к оценке доли канала фрагментации с образованием промежуточного ^8Be по отношению к другим возможным каналам для ядер ^9Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{16}O . Соответствующая оценка вероятности для канала $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$ составляет 30.8%. Для сравнения, оценка вероятности канала $^8\text{Be} + d$ при фрагментации ^{10}B составляет 16.4%, притом, что доля канала $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + X$

дается на уровне $(18\pm 3)\%$ [40]. Описанная модель не чувствительна к существованию возбужденных состояний промежуточных ядер-фрагментов, оценки выхода изотопа ^8Be приведены для его основного состояния. Для дополнительной информации рекомендуем обратиться также к публикациям [41-46].

2.6 Средства анализа экспериментальных данных

Root – современное средство анализа данных использующееся в физике высоких энергий, разработанное и поддерживаемое в CERN - европейском научно-физическом центре. Первоначально ROOT развивался в контексте эксперимента NA49 в CERN. Данный проект с хорошей платформой для создания современного объектно-ориентированного средства для анализа данных, базируется на использовании CINT. CINT – C++ интерпретатор используемый для работы в командной строке ROOT и исполнения скриптов. Подробное описание и дистрибутивы ROOT доступны на сайте проекта (<http://root.cern.ch>). Имея развитую систему классов, интерфейсов, реализованных статистических методов, ROOT предоставляет широкие возможности для анализа данных, построения графиков, гистограмм. Являясь системой с постоянно развивающимися возможностями, ROOT обеспечивает единый интерфейс для работы пользователя в операционных системах: Windows, Unix/Linux, MacOS (скрипты платформо-независимые). Обладая проектом с богатой базой примеров, данное средство анализа не сложно в освоении, не требовательно к строгости используемого синтаксиса C/C++ (Приложение Б).

Mathcad — программа для выполнения и документации инженерных и научных расчётов. Появившись в 1986 году для платформы MS-DOS, Mathcad впервые среди программ подобного рода использовал наборную математическую нотацию, совмещённую с автоматической системой вычислений. Кроме того, впервые было реализовано автоматическое

вычисление и проверка единиц измерения. Например, СИ. На сегодняшний день Mathcad включает некоторые возможности алгебраических систем для ЭВМ, но при этом сохраняет ориентацию на инженерные приложения. Изначально Mathcad был создан Алэном Рэздоу из Массачусетского технологического института (MIT), который впоследствии стал одним из основателей фирмы Mathsoft, ныне являющейся частью корпорации Parametric Technology. Рабочая область программы представляется как обыкновенный лист, на котором уравнения и выражения отображаются графически, а не в текстовом виде. Mathcad создавался как мощный микрокалькулятор, позволяющий легко справляться с рутинными задачами инженерной практики, ежедневно встречающимися в работе. Главными достоинствами пакета Mathcad и его колоссальным преимуществом перед подобными системами, являются: легкость и наглядность программирования задач; запись сложных математических выражений в том виде, в котором они обычно записываются инженерами на листе бумаги (т.е. отсутствие специального языка программирования); простота в использовании; возможность создания встроенными средствами высококачественных технических отчетов с таблицами, графиками текстом. Несмотря на то, что данная программа ориентирована на пользователей, мало знакомых с программированием, она всё же находит применение в достаточно сложных проектах для визуализации результатов математического моделирования с использованием распределенных вычислений и традиционных языков программирования. Также Mathcad часто используется в крупных инженерных проектах, где большое значение имеет трассируемость и соответствие стандартам (Приложение В).

3 Результаты работы, по исследованию фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\alpha$ на Нуклотроне ОИЯИ

Настоящая работа является логическим продолжением исследований на Нуклотроне ОИЯИ свойств ядра ${}^9\text{Be}$, проявляющихся в периферической фрагментации на ядрах фотоэмульсии. Облучение эмульсий релятивистскими ядрами ${}^9\text{Be}$ с энергией 1,2 А ГэВ, было выполнено на Нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ в марте 2004 г.

Так как химический элемент Ве является токсичным, вторичный пучок релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ был получен в реакции фрагментации ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{Be}$ при импульсе на нуклон $P_0 = 2 \text{ А ГэВ/ нуклон}$. Фрагментация ядер происходила в фокусе f3 выведенного пучка ВП-1 на мишени из полиэтилена. Далее вторичный пучок с кратностью $Z_{pr}/A_{pr} = 4/9$ транспортировался и отклонялся на канал 3v (рисунок 3.1). Значение начального импульса было выбрано как оптимум между возможностями магнитных элементов и стремлением к более высокой энергии пучка.

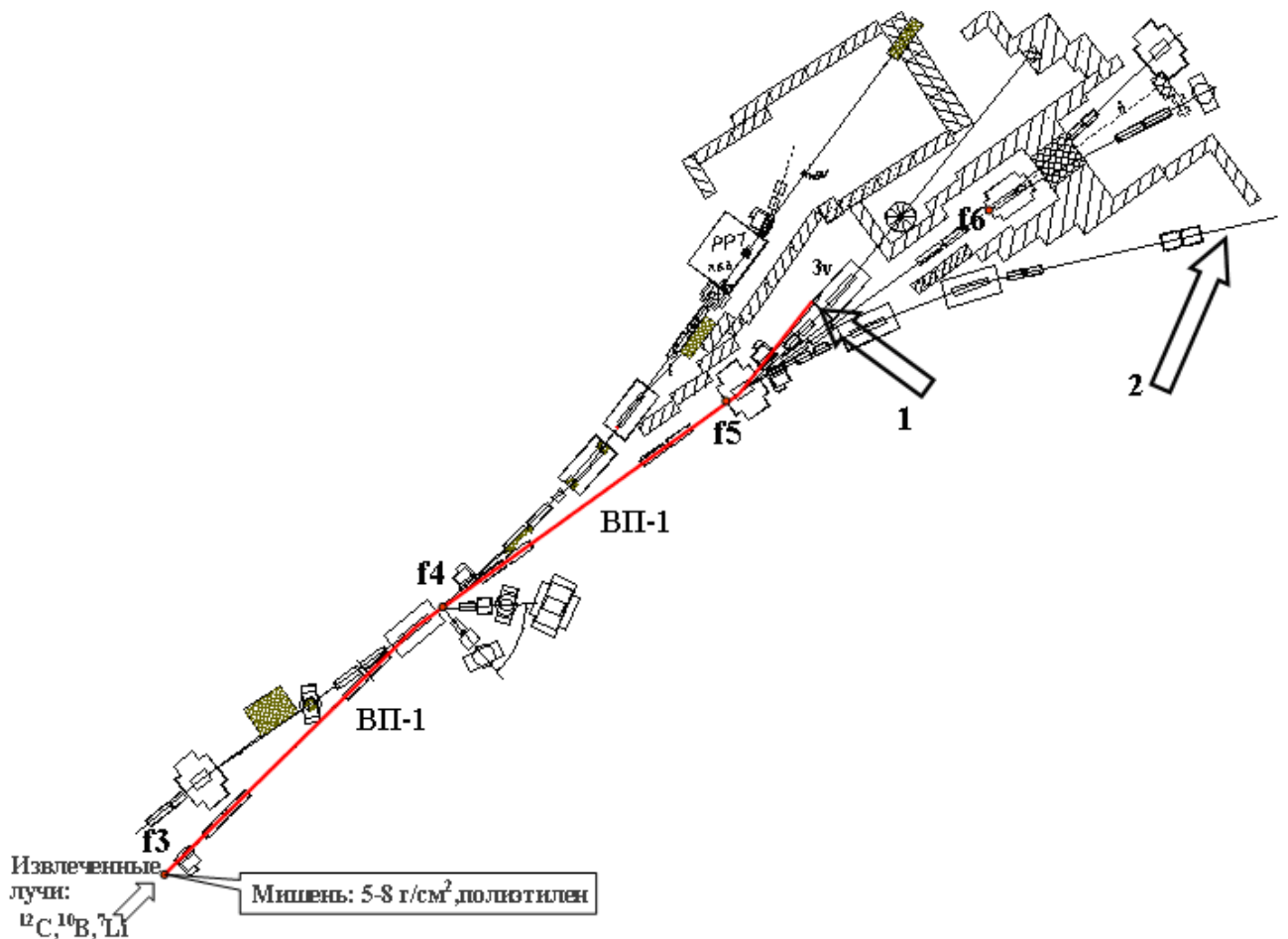


Рисунок 3.1 Фрагмент схемы разделения: схема линии пучка. Стрелками указаны ответвления 1 (канал 3v) и 2 (канал 4v) при облучении эмульсии.

Ускорение пучка ^{10}B является неординарной ускорительной задачей. Первоначально полностью ионизованные ядра изотопа ^{10}B , имеющего малую распространенность (19,9 %), создаются под воздействием мощного импульса CO_2 - лазера. Вещество лазерной мишени должно обладать высокой термической стойкостью и не содержать ядер ^{12}C и ^{16}O , имеющих те же отношения заряда к весу. Выполнение последнего условия необходимо для устранения из ускорения фоновых ядер с более высокой ионизацией. Поэтому в качестве лазерной мишени был использован гексаборид лантана LaB_6 – тугоплавкое вещество, используемое в катодах электронных микроскопов.

Доля ядер ^9Be в пучке составила 67 %, остальные 33 % приходились на изотопы He и Li. Таким образом, сформированный пучок представлял так называемый пучковый «коктейль» (beam “cocktail” согласно признанному

определению). Его состав был признан удовлетворительным для последующего анализа, поскольку ускоренный поиск по площади слоев эмульсии был ориентирован только на события ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ [35].

Экспериментальные результаты, обсуждаемые в работе, получены в рамках исследовательского проекта БЕККЕРЕЛЬ.

Поиск событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ осуществлялся просмотром «по полоскам». Для поиска взаимодействий в эмульсиях использовался микроскоп МБИ-9. В результате сканирования найдено 500 событий фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$, идущих с образованием двух фрагментов He в переднем конусе фрагментации. Изучались события, идущие с образованием двух α -частиц в переднем конусе фрагментации с полярным углом до $\approx 6^\circ$. Для измеряемых событий допускалось до 5-7 треков различных типов (b-, g-, s-типов) в широком конусе ($\theta > 6^\circ$). В статистике анализируемых взаимодействий представлены события фрагментации на различных ядрах эмульсии - групп H, CNO, AgBr. Измерение углов вылета вторичных релятивистских частиц относительно первичной частицы (полярного θ и азимутального ψ) проводилось на специальном измерительном микроскопе для ядерных исследований KSM-1 фирмы Zeiss (рисунок 3.2). Так как микроскоп предназначен для измерения импульсов частиц высокой энергии по многократному кулоновскому рассеянию, то шумы микроскопа при измерении координат следов можно не учитывать.

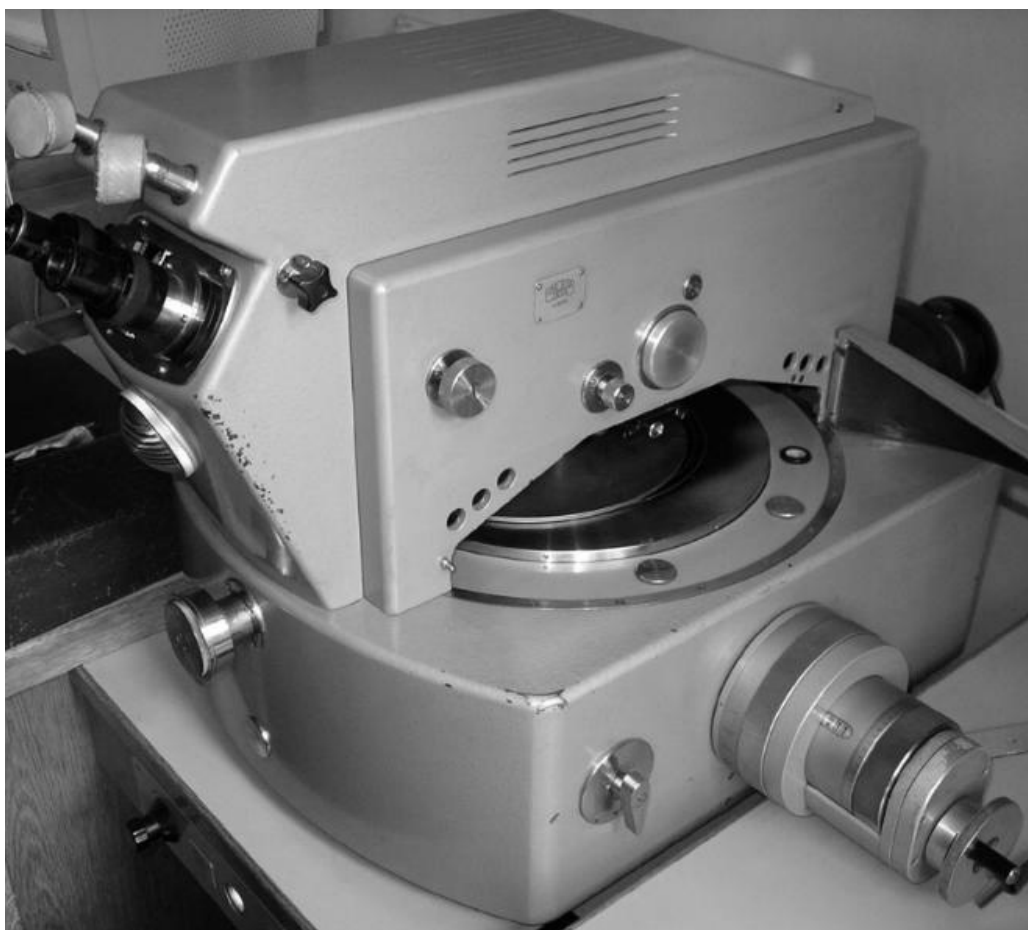


Рисунок 3.2 Измерительный микроскоп для ядерных исследований KSM-1 фирмы Zeiss.

В эксперименте был использован координатный метод угловых измерений [10,36].

3.1 Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} @ 2\alpha$ по глубинному и плоскому углам

Эмульсионный слой, наклеенный на стекло закрепляется на столике микроскопа. При этом пластинка разворачивается таким образом, что бы направление первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью (0,1 – 0,2 мкм). Перед началом измерений выбирают прямоугольную декартову систему координат следующим образом. Ось OX направлена по ходу пучка вдоль проекции первичного следа. Ось OZ

перпендикулярна плоскости эмульсии и направлена от стекла, на котором закреплена эмульсия к поверхности. Ось OY направлена таким образом, чтобы получилась «правая» система координат (рисунок 3.3). За начало координат принимается «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.

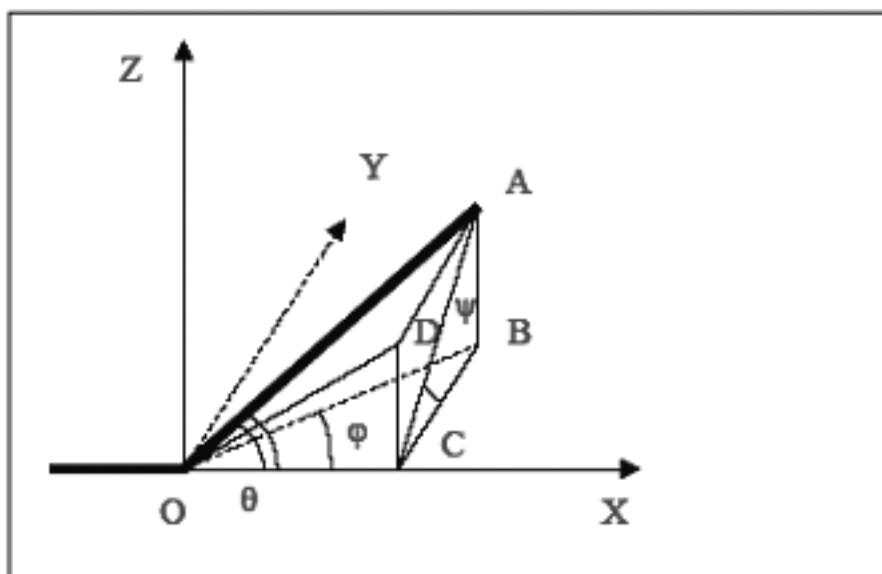


Рисунок 3.3 Определение углов вторичных частиц. OX – направление первичной частицы, $\angle AOC$ – полярный угол θ , $\angle ACB$ – азимутальный угол ψ , $\angle BOC$ – угол в плоскости эмульсии (плоский угол) φ , $\angle DOC$ – глубинный угол α . (Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей).

Для перехода в систему координат, связанную с первичной частицей, проводятся измерения углов первичного трека. Затем, по известным значениям полярного угла θ^0 и азимутального угла ψ^0 первичного трека переходят в систему координат, связанную с первичной частицей по формулам 3.1

$$\begin{aligned}
x &= x' \cdot \cos(q^0) + y' \cdot \sin(q^0) \cdot \cos(y^0) + z' \cdot \sin(q^0) \cdot \sin(y^0) \\
y &= -x' \cdot \sin(q^0) + y' \cdot \cos(q^0) \cdot \cos(y^0) + z' \cdot \cos(q^0) \cdot \sin(y^0) \\
z &= -y' \cdot \sin(y^0) + z' \cdot \cos(y^0)
\end{aligned}
\tag{3.1}$$

Координаты со штрихом – в системе связанной с эмульсией, без штриха – в системе координат связанной с первичной частицей. По сути (3.1) – 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 (3.2).

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}(q) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(q) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
\operatorname{tg}(y) &= \frac{z}{y}, & \cos(y) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
\cos(j) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(j) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
\cos(a) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(a) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
\end{aligned}
\tag{3.2}$$

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 (3.3), рассчитывают коэффициент усадки Δ .

$$\Delta = \frac{h_0}{h},
\tag{3.3}$$

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

При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности же качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и т.д. При

измерении глубин (координаты z) необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок резкой видимости в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются иммерсионные объективы. 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 с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать и при работе).

Описанный вариант измерения углов не является единственным. Выбор методики зависит от конкретной задачи и имеющихся ресурсов.

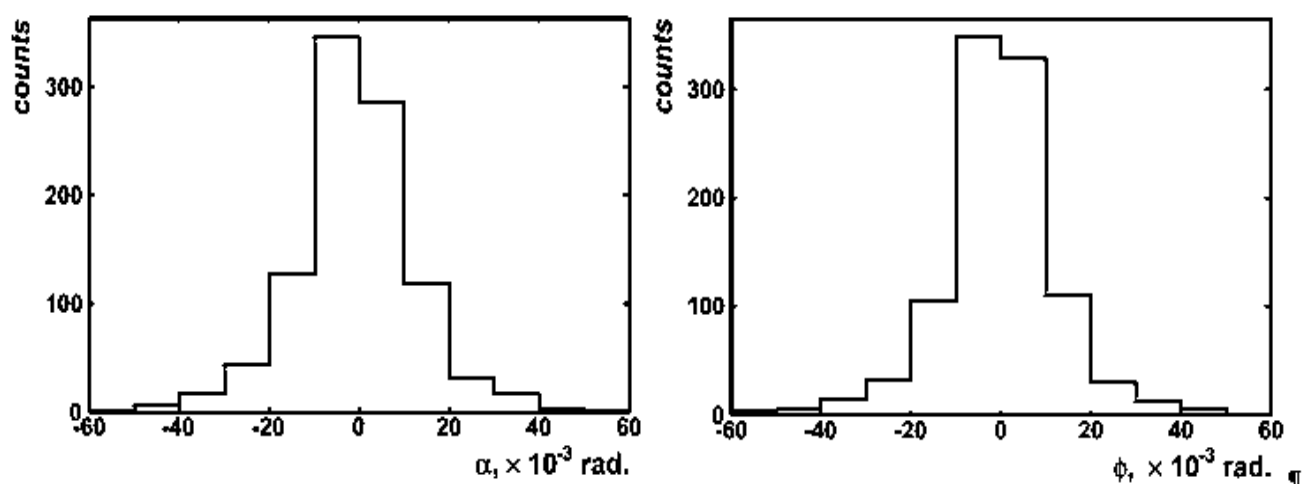


Рисунок 3.4 Распределения α -частиц в реакциях фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по углам α , ϕ .

3.2 Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц.

На рисунке 3.5 представлено распределение по величине суммарного поперечного импульса α -пары для групп взаимодействий с ядрами AgBr и H. Из гистограмм видно, что распределения отличаются по форме это показывает различие кинематических условий образования альфа пар в реакциях на группах ядер с разным A.

Характеристики наборов значений величин P_{Tsum} для данных групп взаимодействий свидетельствуют о наличии релеевского закона распределения [3].

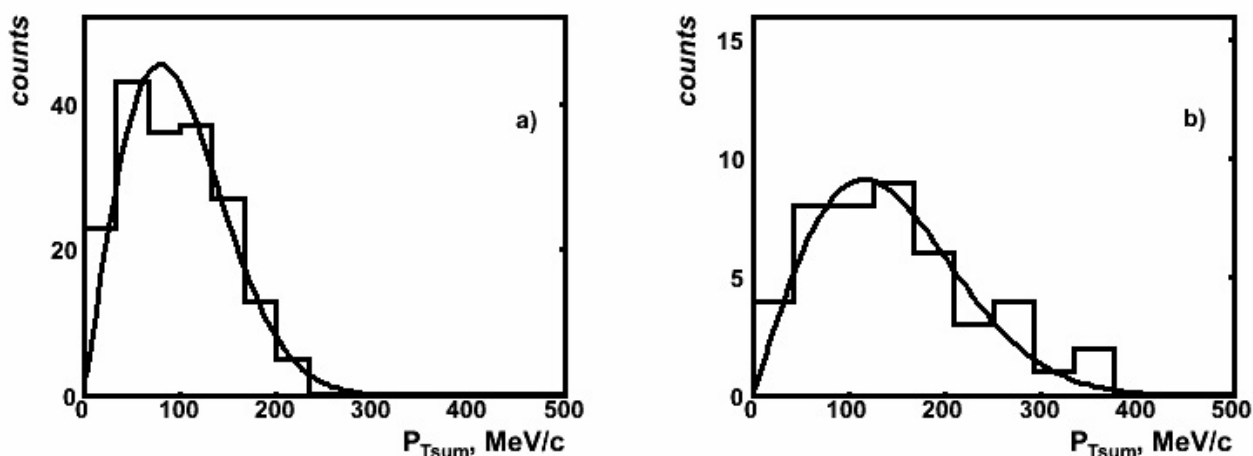


Рисунок 3.5 Распределение α -частиц по суммарному поперечному импульсу P_{Tsum} для групп мишеней: а) AgBr, б) H.

Большинство взаимодействий на ядрах группы AgBr характеризуются для P_{Tsum} величиной параметра релеевского распределения $\sigma_{AgBr}(P_{Tsum})=(76\pm 6)$ МэВ/с. Такое значение данного параметра объяснимо, в рамках, упоминавшейся ранее, статистической модели. Предположительно, величина P_{Tsum} может определяться недостающим поперечным импульсом «невидимого» в эмульсии нейтрона канала ${}^9\text{Be}\rightarrow 2\alpha+n$. Выражение 3.4 для оценки значения параметра σ , получено по методу максимального правдоподобия. Максимум функции $f(x)$, достигается при $x=\sigma$.

$$s^2 = \frac{\sum_{i=1}^N x_i^2}{2N} \quad (3.4)$$

$$f(x) = \frac{x}{s^2} \exp\left(\frac{-x^2}{2s^2}\right)$$

Распределение событий по величине суммарного поперечного импульса P_{Tsum} для групп Н, характеризуется величиной $\sigma_H(P_{Tsum})=(120\pm 18)$ МэВ/с. Наблюдаемое различие в спектрах поперечных импульсов пар α -частиц для событий на группах ядер Н и AgBr, показывает тенденцию к увеличению суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц при переходе от событий на ядрах AgBr к событиям на Н, что свидетельствует о нетривиальном «механизме» взаимодействия приводящего к развалу ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах.

3.3 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц

Для оценки масштабов энергии возбуждения приведено распределение для всех событий по величине $Q_{2\alpha}$, разности эффективной инвариантной массы $M_{2\alpha}$ α -пары и удвоенной массы α -частицы $2m_\alpha$. В формулах (3.5), указанная разность обозначена как $Q_{2\alpha}$, символами $E_{\alpha i}$, $p_{\alpha i}$ – полная энергия и импульс α -частицы.

$$M_{2\alpha} = \left[2(m_\alpha^2 + E_{\alpha 1}E_{\alpha 2} - p_{\alpha 1}p_{\alpha 2} \cos(\Theta_{12})) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

$$Q_{2\alpha} = M_{2\alpha} - 2 \cdot m_\alpha$$

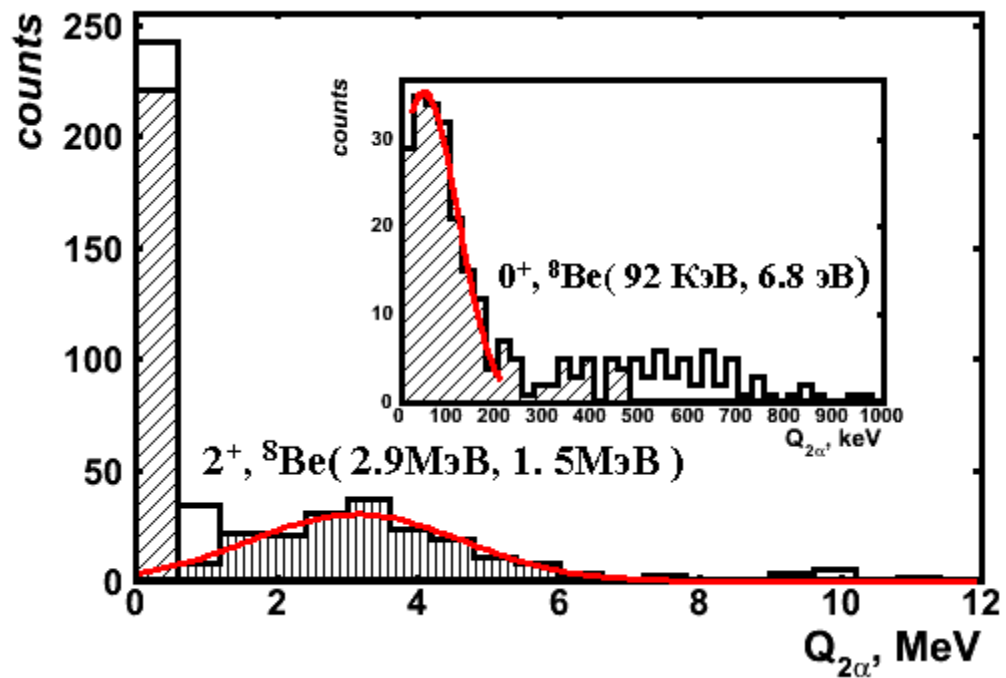


Рисунок 3.6 Распределение событий фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ по величине энергии $Q_{2\alpha}$ пары α -частиц, образующихся в реакции.

На рисунке (3.6) представлено распределение событий ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, по величине $Q_{2\alpha}$. В выражениях (3.5) величина $M_{2\alpha}$, а, следовательно, и $Q_{2\alpha}$ являются лишь функциями от относительного пространственного угла Θ .

На распределении по $Q_{2\alpha}$ видно две группы, соответствующие 0^+ и 2^+ состояний. Также было сделано наблюдение, что отношение числа «белых» звезд из состояний 0^+ и 2^+ равно ≈ 3 , а в быстрых процессах, сопровождаемых протонами мишени, ≈ 1 . По-видимому, при диссоциации образование α -частичной пары через основное состояние ${}^8\text{Be}$ идет более интенсивно, чем в процессах нуклонного выбивания. Следуя представлениям о ядре ${}^9\text{Be}$, как о кластерной системе $\alpha+n+\alpha$, можно предположить, что в основном состоянии этого ядра с заметной вероятностью присутствует пара α кластеров с угловым моментом равным $L = 2$ (или D-состоянии). Присутствие нейтрона дает известное значение спина этого ядра $S = 3/2$. После выбивания нейтрона протоном мишени в ${}^9\text{Be}$ может происходить или мгновенный разлет α -пары из состояния 2^+ или радиационный переход в основное состояние ${}^8\text{Be} 0^+$.

Таким образом, данные на протонах мишени содержат указание на значительность вклада D-волнового состояния альфа пары в основное состояние ${}^9\text{Be}$. Для получения уверенных выводов о связи кластерной и спиновой структуры ${}^9\text{Be}$ предлагается 4-5 - кратно увеличить статистику развалов ядра ${}^9\text{Be}$ в 2He при взаимодействиях с протонами мишени.

Заключение

1. Благодаря имеющейся возможности по исследованию пучков легких релятивистских ядер на Нуклотроне ОИЯИ, проведено изучение особенностей взаимодействия релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ с ядрами фотографической эмульсии на основе анализа данных по сопровождению событий «фрагментами мишени».
2. Анализ результатов эксперимента осуществлен на большой, для методики ядерных эмульсий, статистике - 500 событий периферической фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах групп H, CNO, AgBr.
3. В эксперименте установлено, что для групп событий, отнесенных к взаимодействиям на ядрах H и AgBr, наблюдается тенденция к увеличению суммарного поперечного импульса P_{Tsum} пары α -частиц при переходе от взаимодействий на ядрах AgBr к взаимодействиям на H.
4. По распределению инвариантных масс пар α -частиц можно сделать вывод о доминировании в периферической диссоциации 0^+ и 2^+ состояний несвязанного ядра ${}^8\text{Be}$.
5. Полученные в эксперименте данные могут быть использованы в последующих экспериментах по физике тяжелых ионов на Нуклотроне ОИЯИ.
6. В процессе научно-исследовательской работы освоена методика ядерных фотографических эмульсий. Изучены вопросы касающиеся ее применения в исследованиях по физике тяжелых ионов.

Список литературы

1. N.P. Andreeva et al., «Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV», Eur.Phys.J. A 27S1 (2006), 295-300.
2. В.В. Белага и др., «Когерентная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом», ЯФ 58 (1995), 2014-2020.
3. Ф.А. Аветян и др., «Когерентная диссоциация $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ в фотоэмульсии при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон», ЯФ 59 (1996), 110-116.
4. В.В. Белага и др., «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», Препринт ОИЯИ Р1-95-40, Дубна (1995).
5. M. Reinganum, Physik. Zeits. 12, 1076 (1911).
6. S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. 83, 432 (1910)., M. Michl, Akad. Wiss., Wien 121, 1431 (1912).
7. M. Blau, Zeits. f. Physik 34, 285 (1925)., M. M. Shapiro, Rev. Modern Phys. 13, 58 (1941).
8. H. J. Taylor, Proc. Roy. Soc. 150, 382 (1935)., H. Warnbacher, Zeits. wiss. Phot. 38, 38 (1939).
9. А.Бейзер «техника ядерных эмульсий» Т.ЛП, вып. 3, 1954. с.378
10. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, «Исследование элементарных частиц фотографическим методом», ИЛ. М., 91 (1962).
11. Blau, Wambacher, S. B. Akad. Wiss. Wien, 146, 623 (1937).
12. Harding, Lattimore, Perkins, Proc. Roy. Soc., A 196, 325 (1949).
13. М.И. Адамович и др., «Взаимодействие релятивистских ядер ^6Li с ядрами фотоэмульсии», ЯФ 62 (1999), 1461-1471.
14. A.B. Aleksandrov et al., «Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing» Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535 (2004), 542-545.
15. G. Baur and H. Rebel, «Coulomb dissociation studies as a tool for nuclear astrophysics», J. Phys. G: 20, 1(1994).

16. G. Baur and H. Rebel, «Coulomb breakup of nuclei-applications to astrophysics», *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 46, 321(1996).
17. G. Baur, K. Hencken, and D. Trautmann, «Electromagnetic dissociation as a tool for nuclear structure and astrophysics», *Prog. Part. Nucl. Phys.* 51, 487 (2003); arXiv: nucl-th/0304041.
18. G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, and H. H. Wolter, «The Past and future of Coulomb dissociation in hadron and astrophysics», arXiv: nucl-th/0008033.
19. G. Baur and S. Typel, «Coulomb dissociation, a tool for nuclear astrophysics», arXiv: 0705.3307.
20. H. L. Bradt and B. Peters, «The heavy nuclei of the primary cosmic radiation», *Phys. Rev.* 77, 54 (1950).
21. Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for ^9Be », *Phys. Rev. C* 72, 054304 (2005).
22. Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes in the cluster model and the neutron spatial distribution », arXiv: nucl-th/0502032v4.
23. В. Чавчанидзе, «К теории ядра бериллия», *УФН*, Т. XLIII, вып. 1 (1951), 106-119.
24. F.G. Lepekhin, «The formation of ^8Be nuclei and their role in the fragmentation of light nuclei», *Physics of Particles and Nuclei* vol. 36 №2. (2005), 233-245.
25. C.W. Wang et al., « $^9\text{Be}(p,\alpha)^5\text{He}$ cluster knockout reaction with 150 MeV polarized protons», *Phys.Rev. C* 31 (1985), 1662-1672.
26. K. Arai, «Resonance structure of ^9Be and ^{10}Be in microscopic cluster model», *Nuclear Physics A* 738 (2004), 342-346.
27. N. Keeley et al, « $^5\text{He}+\alpha$ cluster model of ^9Be breakup», *Phys. Rev. C* 64 031602(R) (2001).
28. P. Descouvemont, «Microscopic three-cluster study of the low-energy ^9Be photodisintegration», *Eur. Phys. J. A* 12 (2001), 413-419.

29. B.R. Fulton et al., «Exclusive breakup measurements for ${}^9\text{Be}$ », Phys. Rev. C 70, 047602 (2004).
30. W.J. Woolliscroft et al., «Elastic scattering and fusion of ${}^9\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$: Density function dependence of the double folding renormalization», Phys. Rev. C 69, 044612 (2004).
31. L.V. Grigorenko and M.V. Zhukov, «Three-body resonant radiative capture in astrophysics», Phys. Rev. C 72, 015803 (2005).
32. P. Papka et al., «Decay path measurements for the 2,429 MeV state in ${}^9\text{Be}$: Implications for the astrophysical $\alpha+\alpha+n$ reaction», Phys.Rev. C 75, 045803 (2007).
33. Веб-сайты Сотрудничества БЕККЕРЕЛЬ <http://becquerel.jinr.ru> и или <http://becquerel.lhe.jinr.ru>.
34. V.Efimov, Phys. Lett. B32, 563(1970).
35. P.A. Rukoyatkin et al., «Beams of relativistic nuclear fragments at the Nuclotron accelerator facility», Czechoslovak Journal of Physics, Vol. 56 (2006), 379-384.
36. D.E. Greiner et al., «Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ projectiles», Phys. Rev. Lett. 35 (1975), 152–155.
37. H.H. Heckman and P.J. Lindstrom, «Coulomb dissociation of relativistic ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ nuclei», Phys. Rev. Lett. 37 (1976), 56-59.
38. H. Feshbach and K. Huang, «Fragmentation of relativistic heavy ions», Physics Letters 47B (1973), 300-302.
39. A.S. Goldhaber, «Statistical models of fragmentation processes», Physics Letters 53B (1974), 306-308.
40. Ф.Г. Лепехин, Б.Б. Симонов, «Выход фрагментов ${}^8\text{Be}$ при фрагментации ${}^{10}\text{B}$ с энергией 1 ГэВ на нуклон в эмульсии», ЯФ 68 (2005), 1-8.
41. A. Abul-Magd and J. Hufner, «Momentum distribution in fragmentation reactions with relativistic heavy ions», Z. Physics A277 (1976), 379-384.

42. J.B. Natowitz et al., «Particle emission at a ^{20}Ne projectile velocity comparable to the Fermi velocity», *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981), 1114-1117.
43. S. Garpman et al., «Fragmentation of light ions at relativistic energies», *Physica Scripta Vol. T5* (1983), 217-221.
44. P. Kozma, «Emission of light fragments in relativistic nucleus-nucleus collisions», *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19** (1993), 1365-1372.
45. Ф.Г. Лепехин, «Выход фрагментов ядра ^{10}B », письма в ЭЧАЯ №3 (2002), 25-31.
46. A.L. Jipa et al., «On the nuclear fragmentation mechanisms in nuclear collisions at intermediate and high energies», *Romanian Reports in Physics Vol. 56* (2004), 577-601.
47. В.Г. Воинов, И.Я. Часников, «Множественное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях», Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата (1969).
48. D.L. Olson et al., «Factorization of fragment-production cross section in relativistic heavy-ion collisions», *Phys. Rev. C* **28** (1983), 1602–1613.

Приложение
(обязательное)

Peripheral interactions of relativistic nuclei

Part 2

Студент гр. 13M230
Номер группы

 Н.К. Корнегруца
(подпись)

(дата)

Консультант – лингвист МКПИЯ
(аббревиатура кафедры)

 Старший преподаватель
(должность, ученая степень, звание)

 А.П.Ионов
(подпись)

(дата)

Peripheral interactions of relativistic nuclei

Nuclear beams of energy higher than 1 A GeV are recognized as a modern tool for the nuclear structure studies (reviewed in [1]). Among the nuclear interactions the peripheral dissociation bears uniquely complete information about the excited states in vicinity of particle decay thresholds. The peripheral dissociation is revealed as a narrow jet of relativistic fragments the summary charge of which is close to the charge of the primary nucleus. In spite of the relativistic velocity of fragment motion in a laboratory system the internal velocities inside the jet are non-relativistic [2]. In principle, information about the generation of such fragment ensembles can be used in nuclear astrophysics (indirect approaches), as well as in developments of nucleosynthesis scenarios on the basis of few particle fusion. To utilize this novel possibility it is necessary to provide completeness in observation of the relativistic fragments.

The difficulties of principle are here as follows. An increase in the dissociation degree of a relativistic nucleus leads to a decrease in the response of an either fragment detector. This circumstance makes the wholesome analysis of relativistic fragments, which is necessary up to the He and H isotopes, hardly accessible. Neatly, the excited state of the produced fragment system is defined by the invariant mass of the relativistic fragment jet. Therefore the most accurate measurements of the emission angles of fragments are needed. The accuracy of measurements of the momenta is not so rigid; it is possible to assume that the fragments conserve the primary momentum per nucleus. In addition, the selection of extremely peripheral collisions which are most interesting ones requires the detection threshold to be as low as possible for the target fragments over a total solid angle.

The nuclear emulsion technique solves these problems and makes it possible to perform effectively survey investigations on newly produced beams [3,4]. Unique information about the structure of peripheral dissociation of many nuclei has already been obtained [5–20].

Limitations imposed to statistics are compensated by the fact that the fragment jets are inaccessible for complete observation in any other techniques.

The complex emulsion compound provides special convenience to explore just peripheral interactions. Since it includes both the Br, Ag and H nuclei in comparable concentrations allowing one to compare fragmentation patterns of various nature. The relative content of these nuclei is about 1/1/3. for the BR-2 type emulsion. Under the same conditions it is possible to observe the very peripheral break-up in the electromagnetic field on a heavy target nucleus (EM dissociation) [21] as well as in collisions with target protons.

The emulsion response is described the multiplicity of heavily ionizing fragments from α particles up to light recoil nuclei C, N, and O - n_b and non-relativistic H nuclei - n_g . Besides, the reactions are characterized by the multiplicity of produced mesons n_s . The events in which there are no tracks of target nucleus fragmentation belong to EM dissociation and are named “white” stars ($n_b=0$, $n_g=0$, $n_s=0$) [7]. Dissociation on a proton must lead to the appearance of its track, that is, $n_b=0$, $n_g=1$, and $n_s=0$. The structure of the events of these two types is just the subject of the present paper.

The presence of strongly ionizing particle ($n_b > 0$) tracks in the vertex or relativistic particle ($n_s > 0$) tracks outside the fragmentation cone makes it possible to define the interaction as the one which is occurred with an overlap of the densities of colliding nuclei or with C, N and O nuclei in the cases of extremely short tracks of recoil nuclei. In principle, mutual excitation and simultaneous fragmentation of both colliding nuclei are possible. The discussion of these events is outside the scope of the present paper and their statistics is given for the sake of an illustration.

In what follows, a target fragment accompaniment for the relativistic ^8B , ^9Be and ^{14}N dissociations is presented. The results are obtained in a BR-2 emulsion with relativistic sensitivity which was exposed to the JINR nuclotron beams. The secondary ^8B and ^9Be beams were produced in the fragmentation of the primary ^{10}B beam at an energy about 1.2 A GeV [4].

Multifragmentation in “white” stars

When accumulating data on nuclear multifragmentation, events without tracks from charged particles are selected between the areas of the fragmentation of a projectile and the target-nucleus. As a rule, in such events the primary nucleus charge is totally transferred into a narrow angular cone of fragmentation. The most obvious interpretation is provided for the events, which contain no tracks also from the target-nucleus fragments.

They are produced in the case of a minimal energy transfer to the fragmenting nucleus.

Events of such a type are called “white” stars because of their appearance. Their fraction constitutes few percent of the total number of inelastic events. Their name reflects not only the outward look of the event, but also a sharp decrease of ionization losses (in a limiting case, by a factor of Z) in the transition from the primary nucleus track to the narrow cone of secondary tracks. The formation of “white” stars is induced by the electromagnetic interactions of the target-nucleus with virtual photons and by the diffraction scattering on peripheral target neutrons.

In the search for events of this type, of important practical advantage is the requirement of charge conservation, which makes it possible to exclude in the beam admixtures from lighter nuclei with a close charge-to-mass ratio. This condition is essential when emulsion is exposed to the secondary beams of radioactive nuclei having a rather complicated composition. We note that the above-mentioned criteria of selection of “white” stars along with the requirement of conservation of the energy flux in the fragmentation cone can be used in a future experiment dealing with the study of global features of the fragmentation of heavy nuclei in peripheral dissociation processes.

Loosely bound cluster systems

The goal of our experiments is the study of the picture of the phase transition of nuclear matter from the state of a quantum liquid to that of a quantum gas consisting of a large number of nucleons and the lightest nuclei that occurs near the energy thresholds. The term “lightest nuclei” implies deuterons and tritons, as well as ^3He and ^3He nuclei, that is, stable systems having no excited states below nucleon decay thresholds.

The present-day interest in the study of such phase transitions is motivated by the prediction of the properties of such states as loosely bound cluster systems [22,23]. The spatial extension of these systems can essentially exceed the sizes of the fragments [22] near the threshold of the decay of 3-body systems, light nuclei having the structure of a molecular type [23], the Bose condensate of dilute α particle gas in $N\alpha$ nuclei [24]).

A multifragmentation process going with an adiabatic transfer of excitation and without nucleon exchange may be interpreted as a disappearance of the Coulomb barrier because of a simultaneous increase in distances between charged clusters.

The study of such states on the scale typical of the nucleon and cluster structure of the nucleus is of interest for nuclear astrophysics. For example, thanks to an essential decrease in the Coulomb repulsion in such extended systems, the latter can play the role of intermediate states in nucleosynthesis processes in stars. The topologies established can turn out to be useful for clearing up the variants of the nuclear synthesis as processes inverse to those of their fragmentation.

The ^9Be nucleus is a loosely bound $n+\alpha+\alpha$ system. The energy threshold of the $^9\text{Be}\rightarrow n+\alpha+\alpha$ dissociation channel is 1.57 MeV. Investigations of the ^9Be fragmentation are of interest for astrophysics, in particular for the problems of nuclear synthesis of chemical elements with atomic number $A>8$.

The study of the ^9Be fragmentation at relativistic energies gives the possibility of observing the reaction fragments which are the decay products of unbound ^8Be and ^5He nuclei [25].

In an emulsion exposed to relativistic ${}^9\text{Be}$ nuclei 371 events of fragmentation to a narrow pair of relativistic He nuclei were analyzed under the assumption of their correspondence to 2α [26, 27]. A subset of 500 events with $n_s=0$ is considered below. Clear appearance of two peaks in the distribution over the invariant mass above the α particle pair mass threshold $Q_{2\alpha}$ was identified. It was concluded that the 0^+ and 2^+ states of ${}^8\text{Be}$ are revealed in the spectra over $Q_{2\alpha}$.

The observed interaction vertices allow one to separate the population of these states for EM and direct nucleonic interactions.

Following the concept about the ${}^9\text{Be}$ nucleus as a cluster system $\alpha-n-\alpha$ it may be supposed that the ground state of this nucleus contains with a noticeable probability a pair of α particle clusters with angular momentum $L=2$. The presence of a neutron gives the value for the ${}^9\text{Be}$ spin $3/2$. When the neutron is knocked out by the target proton there proceeds either a dispersion of the α particle pair from the D-state or a radiation transition to the ${}^8\text{Be}$ ground state 0^+ . Apparently the α particle pair succeeds more often in performing such a transition in the case of ${}^9\text{Be}$ EM dissociation. An inverse ${}^9\text{Be}$ synthesis process might be considered as a radiation transition $0^+ \rightarrow 2^+$ in the presence of the neutron. In other words, the α pair goes out from the mass surface with γ emission. Such a picture is worthy of checking in experiments with γ detection.

The method of nuclear emulsions used in the present paper allows one to observe the charged component of the relativistic ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ fragmentation channel. Owing to a good angular resolution of this method it is possible to separate the ${}^9\text{Be}$ fragmentation events which are accompanied by the production of an unstable ${}^8\text{Be}$ nucleus with its subsequent breakup to two α particles. In this case, the absence of a combinatorial background (of three and more α particles) for ${}^9\text{Be}$ which is typical of heavier $N\alpha$ nuclei ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ makes it possible to observe distinctly this picture.

Experiment

Nuclear emulsions were exposed to relativistic ${}^9\text{Be}$ nuclei at the JINR Nuclotron. A beam of relativistic ${}^9\text{Be}$ nuclei was obtained in the ${}^{10}\text{B}\rightarrow{}^9\text{Be}$ fragmentation reaction using a polyethylene target. The ${}^9\text{Be}$ nuclei constituted about 80% of the beam, the remaining 20% fell on Li and He nuclei.

The exposed emulsion stack consisted of 15 layers of the BR-2 emulsion. The layer thickness and dimensions were $600\ \mu\text{m}$ and $10\times 20\ \text{cm}^2$, respectively. Events were sought by viewing the particle tracks by means of the MBI-9 microscope. We found about 500 events of the ${}^9\text{Be}$ fragmentation involving the two He fragment production in the forward fragmentation cone with a polar angle of 6° (0.1 rad). The requirement of conservation of the fragment charge in the fragmentation cone was fulfilled for the detected events. We allowed 5–7 tracks of various types in a wide (larger than 6°) cone for the purpose of accumulating additional statistics. The charge of the He fragment tracks was estimated by sight, for the emulsion method makes it possible to distinguish reliably the H and He isotopes. An example of the ${}^9\text{Be}\rightarrow 2\text{He}$ fragmentation event in emulsion is given in Fig. 1 [28]. This event belongs to the class of “white” stars as far as it contains neither target nucleus fragments, nor produced mesons.

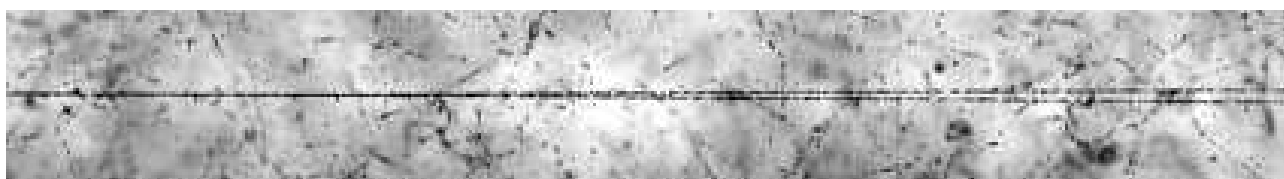


FIG. 1: An event of the type of “white” star from the fragmentation of a relativistic ${}^9\text{Be}$ nucleus into two He fragments in emulsion. The photograph was obtained on the PAVIKOM (FIAN) complex.

The angles of the tracks in emulsion for the detected events were measured by the KSM-1 microscope. We measured the coordinates of ten points on the primary nucleus track and of ten points on each of the fragment tracks. The points were

selected to be spaced by a step of 100 μm , the overall track length used for measurement being 1 mm. By suggesting a linear dependence between the coordinates of the track points the least square method was used to find the p_0 and p_1 coefficients of the first-degree approximating polynomial of the $z(x)$ and $y(x)$ coordinate dependences. The coordinates of a supposed interaction point (vertex) were suggested to be equal to zero.

The angles were calculated by the found coefficients. At present angular measurements were carried out for 500 fragmentation events.

In analyzing the data both He fragments observed in the ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He} + n$ channel were supposed to be α particles. This assumption is motivated by the fact that at small angles the ${}^9\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He} + n$ fragmentation channel with an energy threshold of 1.57 MeV must dominate the ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He} + n$ channel whose energy threshold is 22.15 MeV. The ${}^3\text{He}$ fraction will not exceed a few percent in this energy range [29] and all the He fragments in the detected events may be thought of as α - particles.

The Theta distribution entails the invariant energy $Q_{2\alpha}$ distribution which is calculated as a difference between the effective invariant mass $M_{2\alpha}$ of an α fragment pair and the doubled α particle mass by the equation

$$M_{2\alpha}^2 = - \left(\sum_{j=1}^2 P_j \right)^2$$

$$Q_{2\alpha} = M_{2\alpha} - 2 \cdot m_\alpha$$

where P_j is the α particle 4-momentum.

In the invariant energy $Q_{2\alpha}$ distribution there are two peaks in the ranges 0 to 1 MeV and 2 to 4 MeV. The shape of the distribution does not contradict the suggestion about the ${}^9\text{Be}$ fragmentation involving the production of an unstable ${}^8\text{Be}$ nucleus which decays in the 0^+ and 2^+ states.

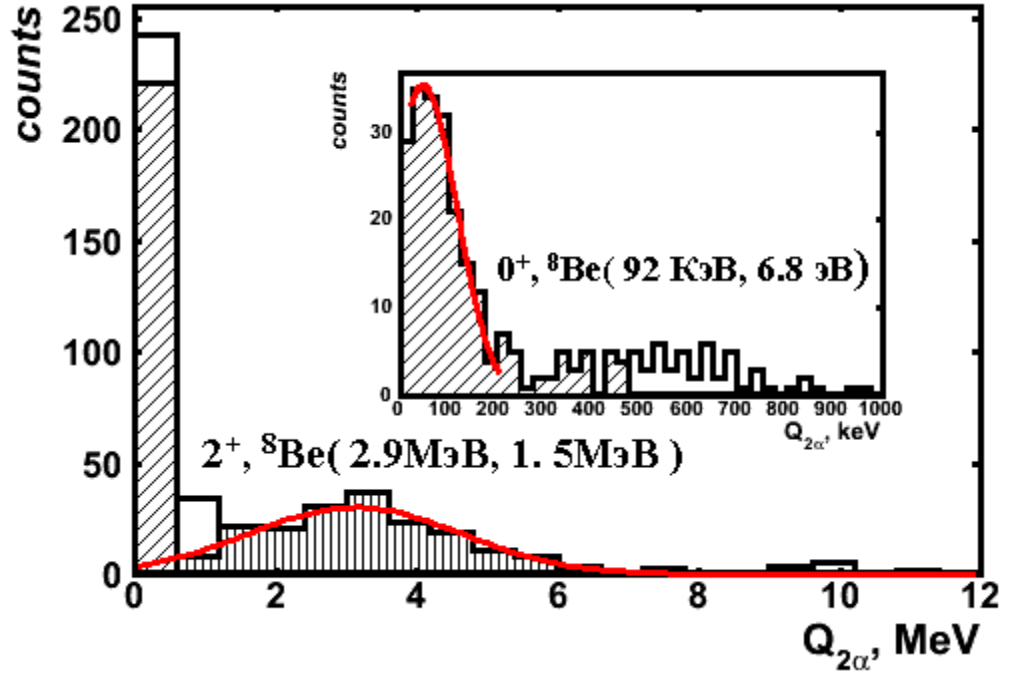


FIG. 2: The invariant energy $Q_{2\alpha}$ distribution of α particle pairs in the ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ fragmentation reaction at 1.2 A GeV energy. On the intersection: the $Q_{2\alpha}$ range from 0 to 1 MeV.

Conclusions

Possessing a record space resolution the nuclear emulsion method keeps unique possibilities in studying the structure particularities of light nuclei, especially, of neutron-deficient nuclei. The presented results of an exclusive study of the interactions of relativistic ${}^8\text{B}$ and ${}^9\text{Be}$ nuclei in nuclear emulsion lead to the conclusion that the known features of their structure are clearly manifested in very peripheral dissociations. In spite of an extraordinarily large distinction from the nuclear excitation energy the relativistic scale not only does not impede investigations of nuclear interactions in energy scale typical for nuclear astrophysics, but on the contrary gives new methodical advantages. The major one of them is the possibility of principle of observing and investigating multi-particle systems. The study of the relativistic dissociation of ${}^{14}\text{N}$ nucleus to a ${}^3\text{He}$ system confirm this prospect.

The presented observations can also serve as an illustration of prospects of the nuclear track emulsion technique for nuclear astrophysics in the case of using of relativistic nuclei.

Providing the 3D-observation of narrow dissociation vertices nuclear emulsions gives novel possibilities of moving toward more and more complicated nuclear systems. Therefore this technique deserves upgrade, without changes in its detection basics, with the aim to speed up the microscope scanning for rather rare events of peripheral dissociation of relativistic nuclei.

References

- [1] T. Aumann, Eur. Phys. J. A, **26**, 441(2005).
- [2] D. A. Artemenkov, G. I. Orlova, P. I. Zarubin, T. ˇChechrak et al.(eds.) Nuclear Science and Safety in Europe (2006) 189-200, Springer; arXiv:nucl-ex/0604007v2.
- [3] Web site of the BECQUEREL project: <http://becquerel.jinr.ru>.
- [4] P. A. Rukoyatkin et al., Czech. J. Phys., **56**, C379(2006).
- [5] A. El-Naghy et al., J. Phys. G, **14**, 1125 (1988).
- [6] G. Baroni et al., Nucl. Phys., A **516**, 673(1990).
- [7] G. Baroni et al., Nucl. Phys., A **540**, 646(1992).
- [8] V. V. Belaga et al., Phys. At. Nucl., **58**, 1905 (1995).
- [9] N. P. Andreeva et al., Phys. At. Nucl., **59**, 106 (1996).
- [10] M. I. Adamovich et al., Phys. At. Nucl., **62**, 1378 (1999).
- [11] M. I. Adamovich et al., J. Phys. G, **30**, 1479 (2004).
- [12] M. A. Jilany, Phys. Rev., **70** 014901(2004).
- [13] N. P. Andreeva et al., Phys. At. Nucl., **68**, 455 (2005); arXiv:nucl-ex/0605015v2.
- [14] N. P. Andreeva et al., Eur. Phys. J. A 27, s01, 295-300(2006); arXiv:nucl-ex/0604003v2.
- [15] D. A. Artemenkov et al., arXiv:nucl-ex/0610023v1.
- [16] R. Stanoeva et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1216 (2007); arXiv:nucl-ex/0605013v3.
- [17] N. G. Peresadko et al., Phys. At. Nucl., **58**, 1266 (2007); arXiv:nucl-ex/0605014v1.
- [18] D. A. Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1222 (2007); arXiv:nucl-ex/0605018v1.
- [19] T. V. Shchedrina et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1271 (2007); arXiv:nucl-ex/0605022v1.
- [20] D. A. Artemenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin, International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2006), 2006, Khanty-Mansiysk, Russia. To be published in AIP Proceedings; arXiv:0704.0384v1 [nucl-ex].

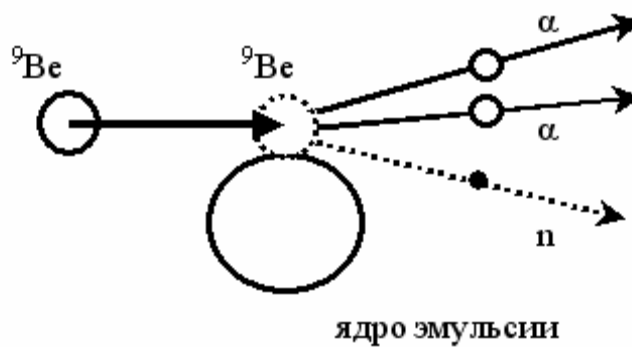
- [21]] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, Prog. Part. Nucl. Phys. **51**, 487(2003); arXiv:nuclth/0304041.
- [22] V. Efimov et al., Phys. Lett. B 32, 563(1970).
- [23] F. Nunes, Comptes Renus Physique 4, 489(2003).
- [24] P. Schuck, H. Horiuchi, G. Ropke, and A. Tohsaki, Comptes Renus Physique 4, 537(2003).
- [25] F. G. Lepekhin et al., Phys. Letters , 58, 493-496 (1993).
- [26] D. A. Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., **70**, 1222 (2007); arXiv:nucl-ex/0605018v1.
- [27] D. A. Artemenkov, T. V. Shchedrina, R. Stanoeva, and P. I. Zarubin, International Symposium on Exotic Nuclei (EXON-2006), 2006, Khanty-Mansiysk, Russia. To be published in AIP Proceedings; arXiv:0704.0384v1 [nucl-ex].
- [28] Web site of the BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/2>
- [29] V. V. Belaga et al., Phys. At. Nucl., 59, 869-877 (1996).

Приложение А

(справочное)

Периферическая фрагментация

Ядерные взаимодействия



Электромагнитные взаимодействия

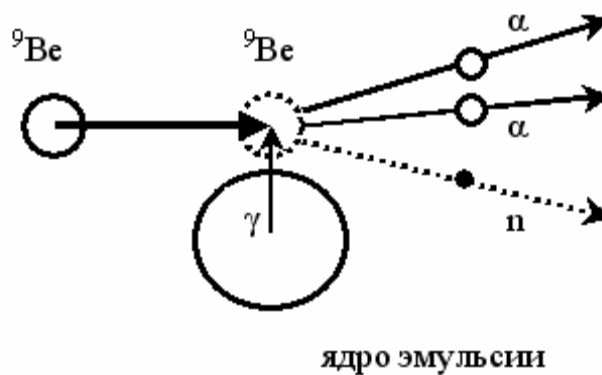


Рисунок А1 Схематическое изображение исследуемых процессов фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ на ядрах фотоэмульсии. Вылет нейтрона изображается прерывистой линией со стрелкой, поскольку нейтрон не оставляет трека в эмульсии. Идея рисунка заимствована из работы [35].

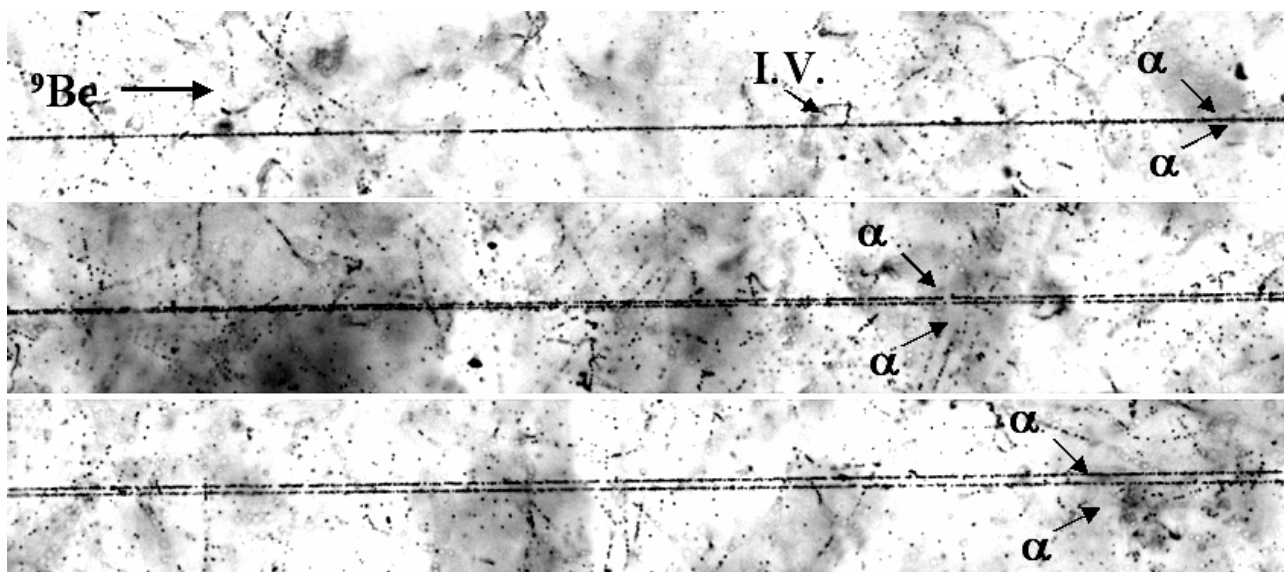


Рисунок А2 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ типа «белая звезда». На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.) и «узкая» α -пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1,2 А ГэВ.

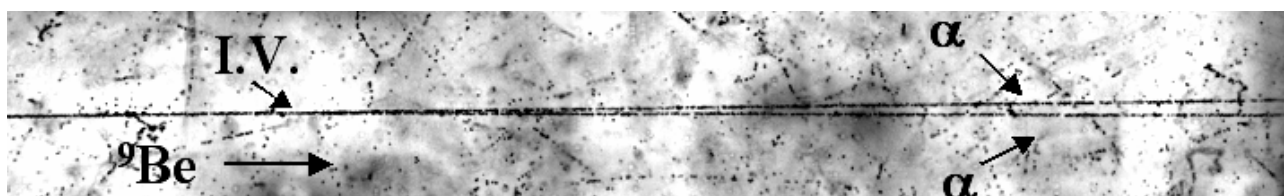


Рисунок А3 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ типа «белая звезда». Отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.) и α -пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1,2 А ГэВ.

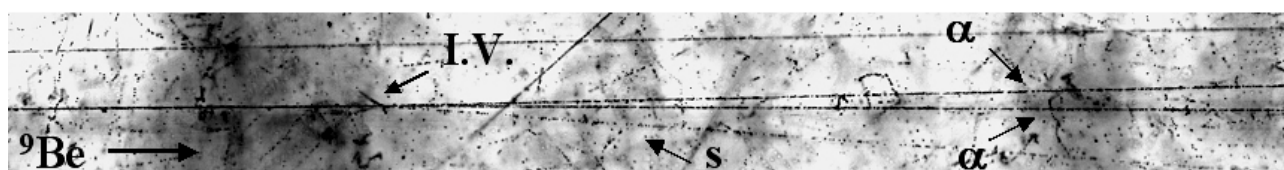


Рисунок А4 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождающиеся образованием одной s -частицы и расщеплением ядра эмульсии группы CNO. В вершине взаимодействия (I.V.) расположены три коротких трека β -частиц, по-видимому, фрагменты ядра углерода, образованные при расщеплении последнего. Наблюдаемая при фрагментации ${}^9\text{Be}$ с энергией 1,2 А ГэВ, α -пара пересечена, фоновым g -треком, хорошо различимым под микроскопом.

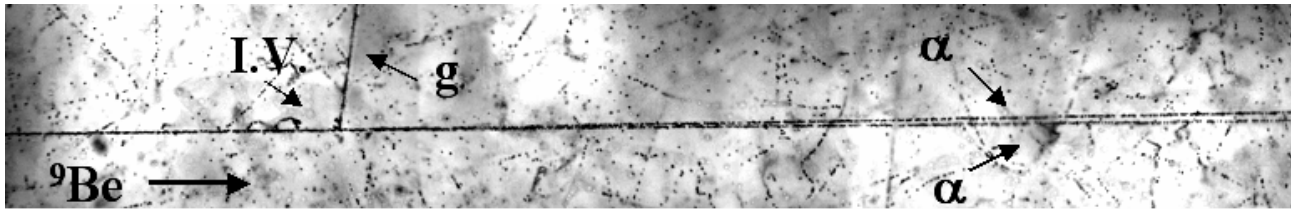


Рисунок А5 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождающиеся образованием одной g-частицы, расположенной, практически, под прямым углом. На фотографии отчетливо видны вершина взаимодействия (I.V.), на пересечении первичного трека и трека g-частицы и «узкая» α-пара, образующаяся при фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1,2 А ГэВ.

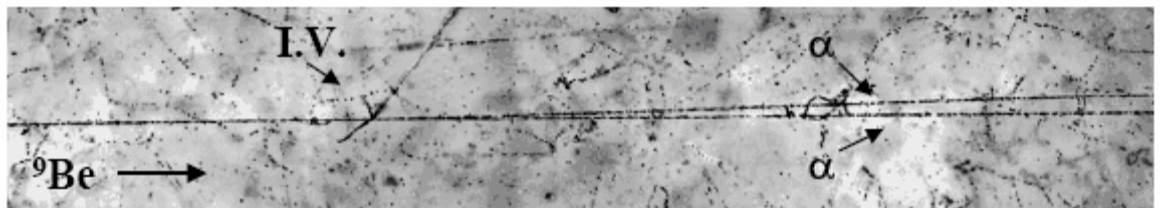


Рисунок А6 Событие фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, сопровождающиеся расщеплением ядра эмульсии из группы CNO. Отчетливо видны α-пара, образующаяся при фрагментации первичного ядра ${}^9\text{Be}$ с энергией 1,2 А ГэВ, и четыре трека фрагментов ядра эмульсии (три коротких b-трека, один g-трек).

Приложение Б

```
{  
  // gROOT->Reset();  
  //gROOT.SetStyle("Default");  
  gROOT.SetStyle("Pub");  
  #include "Riostream.h"  
  // #include "stdio.h"  
  #include "math.h"  
  #include "TImage.h"  
  #include "TCanvas.h"  
  #include "TArrayD.h"  
  #include "TROOT.h"  
  #include "TColor.h"  
  #include "TAttImage.h"  
  #include "TPluginManager.h"  
  ifstream in;  
  ofstream out0, out2, out4, out5, out77;  
  in.open("open500.dat");  
  out0.open("massOut0.dat");  
  out2.open("massOut2.dat");  
  out4.open("massOut4.dat");  
  out5.open("massOut5.dat");  
  out77.open("q2alp.dat");  
  
  Float_t rad=3.1415926/180.;  
  Float_t openang, erropenang, epsi;  
  Int_t ntrek, stype, i;  
  Int_t nlines = 0;  
  Int_t name, nb, ng, ns, nf, na, n6;  
  // Float_t p0=1.9;
```

```

Float_t p0=2.0;
Float_t A=4;
Float_t m=3.726;
Float_t e, Q,p;
Int_t nn=0, nnn=0, n2=0, n0=0;
Float_t asminhe=0, asmaxhe=0;
p=p0*A;
e=sqrt(m*m+p*p);
TH1F *h3 = new TH1F("h3","mass ",20,0,12);
TH1F *h4 = new TH1F("h4","mass ",40,0,1000);
TH1F *h31 = new TH1F("h31","mass ",20,0,12);
TH1F *h41 = new TH1F("h41","mass ",40,0,1000);
TH1F *h42 = new TH1F("h42","mass ",20,0,12);
h3->StatOverflows(kTRUE);
h4->StatOverflows(kTRUE);
h31->StatOverflows(kTRUE);
h41->StatOverflows(kTRUE);
h42->StatOverflows(kTRUE);
while (!in.eof())
{
    epsi=0;
    in >>ntrek>>stype;
    in.ignore(1024,'\n');
    in >>name>>nb>>ng>>ns>>nf>>na>>n6;
    in.ignore(1024,'\n');
    in >>openang >>erropenang;
    in.ignore(1024,'\n');
    if (!in.good()) break;
    Q=(sqrt(2*m*m+2*(e*e-p*p*cos(openang)))-2*m)*1000.;
    if(Q<=0.5){

```

```

        out77<<Q*1000.<<endl;
    }

    h3.Fill(Q);
    if((openang*1000.)<=10.5) {
        h41.Fill(Q*1000.);
        h42.Fill(Q);
    }
    if(((openang*1000.)>15.0)&&((openang*1000.)<45.0)) {h31.Fill(Q);}
    if(Q<=1.) {h4.Fill(Q*1000.);}

    nlines++;
    //////////////////////////////////////
    if(((openang*1000.)>0)&&((openang*1000.)<10.5)){
        out0<<Q*1000.<<endl;
        n0++;
    }
    if(((openang*1000.)>15.0)&&((openang*1000.)<45.0)) {
        out2<<Q<<endl;
        n2++;
    }
    if((openang*1000.)>45.0){
        out4<<Q<<endl;
        nnn++;
    }
    if(((openang*1000.)<15.0)&&((openang*1000.)>10.5)) {
        outhe5<<Q*1000.<<endl;
        nn++;
    }
    //////////////////////////////////////

```

```

    }
    h41->SetFillColor(1);
    h41->SetFillStyle(3004);
    h31->SetFillColor(1);
    h31->SetFillStyle(3006);
    h42->SetFillColor(1);
    h42->SetFillStyle(3004);
    TCanvas *c3 = new TCanvas("c3", "Q_cut",8,30,700,500);

    // c3->Range(-0.375,-0.2625,3.375,2.3625);
    c3->SetBorderSize(2);
    c3->SetFrameFillColor(0);
        h3->GetXaxis()->SetNdivisions(10);
        h3->GetXaxis()->SetTitle("Q_{2#alpha}, MeV");
        h3->GetYaxis()->SetNdivisions(7);
        h3->GetYaxis()->SetTickLength(0.01);
        h3->GetXaxis()->SetTickLength(0.01);
        h3->GetYaxis()->SetTitleOffset(1);
            h3->SetLineColor(kBlack);
            h31->SetLineColor(kBlack);
            h41->SetLineColor(kBlack);
h42->SetLineColor(kBlack);
            h3->GetYaxis()->SetTitle("counts");
            h3->GetYaxis()->SetTitleFont(72);
            h3->SetLineColor(kBlack);
            h31->Fit("gaus");
            h3->Draw();

            h42->Draw("Same");
            h31->Draw("Same");

```

```

// pad1 = new TPad("pad1","clip",0.364,0.52,0.83,0.87);
pad1 = new TPad("pad1","clip",0.3,0.3,0.87,0.87);
    pad1->SetBorderMode(0);
pad1->Draw();
pad1.cd();
h4->Draw();
    h41->Fit("gaus","", "Same",20,210);
h41->Draw("Same");
    c3.cd();

/* pad2 = new TPad("pad2","clip",0.364,0.21,0.83,0.51);
pad2->SetBorderMode(0);
pad2->Draw();
pad2.cd();
    h31->GetXaxis()->SetNdivisions(10);
h31->GetXaxis()->SetTitle("Q_{2#alpha}, MeV");
h31->GetYaxis()->SetNdivisions(10);
h31->GetYaxis()->SetTickLength(0.01);
h31->GetXaxis()->SetTickLength(0.01);
    h31->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.04);
    h31->GetYaxis()->SetTitle("counts");
h31->GetYaxis()->SetTitleFont(72);
h31->Draw();*/

TCanvas *c4 = new TCanvas("c4", "Q_cut",8,30,699,498);

// c4->Range(-0.375,-0.2625,3.375,2.3625);
c4->SetBorderSize(2);
c4->SetFrameFillColor(0);
    h4->GetXaxis()->SetNdivisions(10);

```

```

h4->GetXaxis()->SetTitle("Q_{2#alpha}, keV");
    h4->GetXaxis()->SetLabelOffset(0.01);
h4->GetYaxis()->SetNdivisions(7);
h4->GetYaxis()->SetTickLength(0.01);
h4->GetXaxis()->SetTickLength(0.01);
    h4->GetYaxis()->SetTitleOffset(1);
h4->GetYaxis()->SetTitle("counts");
h4->GetYaxis()->SetTitleFont(72);
h4->SetLineColor(kBlack);
h4->Draw();
h41->Draw("Same");
out0.close();
out2.close();
out4.close();
outhe5.close();
out77.close();
TCanvas *c5 = new TCanvas("c5", "Frag",8,30,699,498);
    h41->Draw();
TCanvas *c6 = new TCanvas("c6", "Frag",8,30,699,498);
    h31->Draw();
cout<<"Mean h31="<<h31->GetMean()<<endl;
    cout<<"Mean Error h31="<<h31->GetMeanError()<<endl;
cout<<"Rms h31="<<h31->GetRMS()<<endl;
cout<<"Mean Error h31="<<h31->GetRMSError()<<endl;
}

```

Приложение В

Расчет углов альфа и фи в облучении 9Ве

n := 10 nt := 10 Число отсчетов на фрагментах и первичном треке
 ORIGIN:= 1 i := 1..nt k := 1..n tol := 451.7 Переменные индексов и матрицы данных: X,Нследа,Нповерхность,Y

$$\text{tr} := \begin{pmatrix} 31343 & 1898.1 & 1946.6 & 16.7 \\ 31443 & 1897.5 & 1946.7 & 16.7 \\ 31543 & 1897.15 & 1946.9 & 16.7 \\ 31643 & 1896.25 & 1947.0 & 16.6 \\ 31743 & 1895.6 & 1946.9 & 16.6 \\ 31843 & 1895.1 & 1946.8 & 16.6 \\ 31943 & 1894.3 & 1947.15 & 16.6 \\ 32043 & 1893.75 & 1947.1 & 16.85 \\ 32143 & 1893.15 & 1947.1 & 16.85 \\ 32243 & 1893.05 & 1947.1 & 16.85 \end{pmatrix} \quad
 \text{a1} := \begin{pmatrix} 32343 & 1892.1 & 1946.7 & 16.95 \\ 32443 & 1892.0 & 1947.0 & 17.2 \\ 32543 & 1891.55 & 1946.9 & 17.1 \\ 32643 & 1891.7 & 1946.8 & 16.95 \\ 32743 & 1891.4 & 1946.6 & 17.1 \\ 32843 & 1891.2 & 1946.45 & 17.35 \\ 32943 & 1890.8 & 1946.85 & 17.5 \\ 33043 & 1890.5 & 1947.0 & 17.9 \\ 33143 & 1890.55 & 1946.9 & 18.05 \\ 33243 & 1889.85 & 1946.9 & 18.2 \end{pmatrix} \quad
 \text{a2} := \begin{pmatrix} 32343 & 1890.9 & 1946.7 & 16.55 \\ 32443 & 1889.75 & 1947.0 & 16.1 \\ 32543 & 1887.95 & 1946.9 & 15.45 \\ 32643 & 1886.6 & 1946.8 & 14.8 \\ 32743 & 1885.45 & 1946.6 & 14.5 \\ 32843 & 1884.2 & 1946.45 & 13.85 \\ 32943 & 1882.9 & 1946.85 & 13.45 \\ 33043 & 1881.2 & 1947.0 & 13.2 \\ 33143 & 1880.0 & 1946.9 & 12.7 \\ 33243 & 1879.85 & 1946.9 & 12.15 \end{pmatrix}$$

$$\text{toll} := \begin{pmatrix} 1753.85 & 1946.6 \\ 1754.3 & 1947.1 \\ 1754.5 & 1946.9 \end{pmatrix} \quad
 \text{dd} := 1..3 \quad
 \text{tol2} := \frac{\sum_{\text{dd}} (\text{toll}_{\text{dd},2} - \text{toll}_{\text{dd},1})}{3} \quad
 \text{tol2} = 192.65$$

$$\text{ev} := (32243 \ 1893.05 \ 1947.1 \ 16.85)$$

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

Координаты первичного трека

xtr=	1	ytr=	1	ztr=	1
	1 -900		1 0.15		1 13.013
	2 -800		2 0.15		2 11.372
	3 -700		3 0.15		3 10.082
	4 -600		4 0.25		4 7.737
	5 -500		5 0.25		5 6.448
	6 -400		6 0.25		6 5.51
	7 -300		7 0.25		7 2.814
	8 -200		8 0		8 1.641
	9 -100		9 0		9 0.234
	10 0		10 0		10 0

Пересчитываем координаты треков альфа частиц в системе отсчета связанной с эмульсик

$$\text{x1}_k := \text{a1}_{k,1} - \text{ev}_{1,1} \quad
 \text{y1}_k := -(\text{a1}_{k,4} - \text{ev}_{1,4}) \quad
 \text{z1}_k := \left[(\text{a1}_{k,2} - \text{a1}_{k,3}) - (\text{ev}_{1,2} - \text{ev}_{1,3}) \right] \cdot \frac{\text{tol}}{\text{tol2}}$$

x1=	1	y1=	1	z1=	1
	1 100		1 -0.1		1 -1.29
	2 200		2 -0.35		2 -2.227
	3 300		3 -0.25		3 -3.048
	4 400		4 -0.1		4 -2.462
	5 500		5 -0.25		5 -2.696
	6 600		6 -0.5		6 -2.814
	7 700		7 -0.65		7 -4.689
	8 800		8 -1.05		8 -5.744
	9 900		9 -1.2		9 -5.393
	10 1000		10 -1.35		10 -7.034

$$\text{x2}_k := \text{a2}_{k,1} - \text{ev}_{1,1} \quad
 \text{y2}_k := -(\text{a2}_{k,4} - \text{ev}_{1,4}) \quad
 \text{z2}_k := \left[(\text{a2}_{k,2} - \text{a2}_{k,3}) - (\text{ev}_{1,2} - \text{ev}_{1,3}) \right] \cdot \frac{\text{tol}}{\text{tol2}}$$

	1
1	100
2	200
3	300
4	400
5	500
6	600
7	700
8	800
9	900
10	1000

	1
1	0.3
2	0.75
3	1.4
4	2.05
5	2.35
6	3
7	3.4
8	3.65
9	4.15
10	4.7

	1
1	-4.103
2	-7.503
3	-11.489
4	-14.42
5	-16.647
6	-19.226
7	-23.212
8	-27.55
9	-30.129
10	-30.481

Расчет плоского и глубинного угла первичного трека

$$\phi_0 := \text{atan} \left[\frac{\frac{\sum_i (x_{tr_i} \cdot y_{tr_i})}{nt} - \frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \cdot \frac{\sum_i y_{tr_i}}{nt}}{\frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt} - \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \right)^2} \right] \quad \phi_0 = -0.00019$$

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

$$\alpha_0 := \text{atan} \left[\frac{\frac{\sum_i (x_{tr_i} \cdot z_{tr_i})}{nt} - \frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \cdot \frac{\sum_i z_{tr_i}}{nt}}{\frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt} - \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \right)^2} \right] \quad \alpha_0 = -0.0153$$

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

$$x11_k := x1_k \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\phi_0) + y1_k \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\phi_0) + z1_k \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y11_k := -x1_k \cdot \sin(\phi_0) + y1_k \cdot \cos(\phi_0)$$

$$z11_k := -x1_k \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\phi_0) - y1_k \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\phi_0) + z1_k \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$x22_k := x2_k \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\phi_0) + y2_k \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\phi_0) + z2_k \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y22_k := -x2_k \cdot \sin(\phi_0) + y2_k \cdot \cos(\phi_0)$$

$$z22_k := -x2_k \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\phi_0) - y2_k \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\phi_0) + z2_k \cdot \cos(\alpha_0)$$

	1
1	100.008035
2	200.0107067
3	300.0115143
4	399.9907449
5	499.9826138
6	599.9727045
7	699.9897354
8	799.9942331
9	899.9771155
10	999.9905519

	1
1	-0.080909
2	-0.311818
3	-0.192727
4	-0.023636
5	-0.154545
6	-0.385455
7	-0.516364
8	-0.897273
9	-1.028182
10	-1.159091

	1
1	0.2436748
2	0.8390088
3	1.5515612
4	3.6707481
5	4.969399
6	6.3852697
7	6.042847
8	6.5209618
9	8.4057104
10	8.2977267

	1		1		1
1	100.0511	1	0.319091	1	-2.5696
2	200.0914	2	0.788182	2	-4.43587
3	300.1406	3	1.457273	3	-6.88825
4	400.1737	4	2.126364	4	-8.28565
x22= 5	500.196	y22= 5	2.445455	z22= 5	-8.97973
6	600.2237	6	3.114545	6	-10.02548
7	700.2729	7	3.533636	7	-12.47785
8	800.3276	8	3.802727	8	-15.28189
9	900.3553	9	4.321818	9	-16.32763
10	1000.3489	10	4.890909	10	-15.1462

$$\phi1 := \text{atan} \left[\frac{\frac{\sum_k (x11_k \cdot y11_k)}{k} - \frac{\sum_k x11_k}{k} \cdot \frac{\sum_k y11_k}{k}}{\frac{\sum_k (x11_k)^2}{k} - \left(\frac{\sum_k x11_k}{k} \right)^2} \right]$$

$$\phi1 = -0.00121 \quad \text{bf1} := \frac{\sum_k y11_k}{k} - \tan(\phi1) \cdot \frac{\sum_k x11_k}{k}$$

$$\alpha1 := \text{atan} \left[\frac{\frac{\sum_k (x11_k \cdot z11_k)}{k} - \frac{\sum_k x11_k}{k} \cdot \frac{\sum_k z11_k}{k}}{\frac{\sum_k (x11_k)^2}{k} - \left(\frac{\sum_k x11_k}{k} \right)^2} \right]$$

$$\alpha1 = 0.00963 \quad \text{ba1} := \frac{\sum_k z11_k}{k} - \tan(\alpha1) \cdot \frac{\sum_k x11_k}{k}$$

$$\phi2 := \text{atan} \left[\frac{\frac{\sum_k (x22_k \cdot y22_k)}{k} - \frac{\sum_k x22_k}{k} \cdot \frac{\sum_k y22_k}{k}}{\frac{\sum_k (x22_k)^2}{k} - \left(\frac{\sum_k x22_k}{k} \right)^2} \right]$$

$$\phi2 = 0.005 \quad \text{bf2} := \frac{\sum_k y22_k}{k} - \tan(\phi2) \cdot \frac{\sum_k x22_k}{k}$$

$$\alpha2 := \text{atan} \left[\frac{\frac{\sum_k (x22_k \cdot z22_k)}{k} - \frac{\sum_k x22_k}{k} \cdot \frac{\sum_k z22_k}{k}}{\frac{\sum_k (x22_k)^2}{k} - \left(\frac{\sum_k x22_k}{k} \right)^2} \right]$$

$$\alpha2 = -0.01527 \quad \text{ba2} := \frac{\sum_k z22_k}{k} - \tan(\alpha2) \cdot \frac{\sum_k x22_k}{k}$$

Результат:

$$\alpha1 = 0.00963 \quad \alpha2 = -0.01527$$

$$\phi1 = -0.00121 \quad \phi2 = 0.005$$

$$\text{fa1}(x) := \alpha1 \cdot x + \text{ba1} \quad \text{ff1}(x) := \phi1 \cdot x + \text{bf1}$$

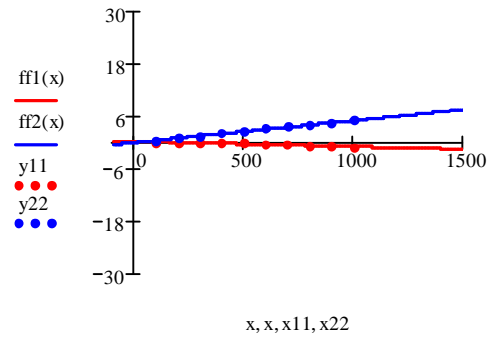
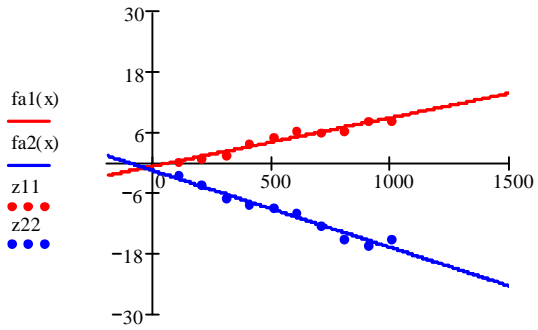
$$\text{fa2}(x) := \alpha2 \cdot x + \text{ba2} \quad \text{ff2}(x) := \phi2 \cdot x + \text{bf2}$$

$$\text{ba2} = -1.64061$$

$$\text{bf2} = -0.07012$$

$$\text{bf1} = 0.19002$$

$$\text{ba1} = -0.60178$$



$$\Delta\phi1 := \cos(\phi1)^2 \cdot \frac{1}{n-1} \sqrt{\left[\frac{\left(\frac{\sum y11_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (y11_k)^2}{n}}{\left(\frac{\sum x11_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (x11_k)^2}{n}} - \tan(\phi1)^2 \right]}$$

$$\Delta\alpha1 := \cos(\alpha1)^2 \cdot \frac{1}{n-1} \sqrt{\left[\frac{\left(\frac{\sum z11_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (z11_k)^2}{n}}{\left(\frac{\sum x11_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (x11_k)^2}{n}} - \tan(\alpha1)^2 \right]}$$

$$\Delta\phi2 := \cos(\phi2)^2 \cdot \frac{1}{n-1} \sqrt{\left[\frac{\left(\frac{\sum y22_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (y22_k)^2}{n}}{\left(\frac{\sum x22_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (x22_k)^2}{n}} - \tan(\phi2)^2 \right]}$$

$$\Delta\alpha2 := \cos(\alpha2)^2 \cdot \frac{1}{n-1} \sqrt{\left[\frac{\left(\frac{\sum z22_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (z22_k)^2}{n}}{\left(\frac{\sum x22_k}{n}\right)^2 - \frac{\sum (x22_k)^2}{n}} - \tan(\alpha2)^2 \right]}$$

yy =

	1
1	0.4
2	1.1
3	1.65
4	2.15
5	2.6
6	3.5
7	4.05
8	4.7
9	5.35
10	6.05

zz =

	1
1	-2.8136
2	-5.2755
3	-8.440799
4	-11.957799
5	-13.950766
6	-16.412665
7	-18.522865
8	-21.805398
9	-24.736232
10	-23.446665

$$xx_k := x2_k^2 \quad yy_k := y2_k - y1_k$$

$$zz_k := z2_k - z1_k$$

$$\phi_{111} := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_k (xx_k \cdot yy_k)}{n} - \frac{\sum_k xx_k}{n} \cdot \frac{\sum_k yy_k}{n}}{\frac{\sum_k (xx_k)^2}{n} - \left(\frac{\sum_k xx_k}{n} \right)^2} \right] \quad \phi_{111} = 0.00621$$

$$\alpha_{111} := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_k (xx_k \cdot zz_k)}{n} - \frac{\sum_k xx_k}{n} \cdot \frac{\sum_k zz_k}{n}}{\frac{\sum_k (xx_k)^2}{n} - \left(\frac{\sum_k xx_k}{n} \right)^2} \right] \quad \alpha_{111} = -0.0249$$

$$\operatorname{openang} := \operatorname{atan} \left(\sqrt{\tan(\alpha_{111})^2 + \tan(\phi_{111})^2} \right) \quad \operatorname{atan} \left(\sqrt{L^2 + F^2} \right) \quad \operatorname{openang} = 0.02566$$

$$\frac{1}{(L^2 + F^2)^2} \cdot \frac{L}{(1 + L^2 + F^2)}$$

$$\Delta \tan \phi_{111} := \frac{1}{n-1} \sqrt{\left[\frac{\left(\frac{\sum_k yy_k}{n} \right)^2 - \frac{\sum_k (yy_k)^2}{n}}{\left(\frac{\sum_k xx_k}{n} \right)^2 - \frac{\sum_k (xx_k)^2}{n}} - \tan(\phi_{111})^2 \right]}$$

$$\Delta \tan \alpha_{111} := \frac{1}{n-1} \sqrt{\left[\frac{\left(\frac{\sum_k zz_k}{n} \right)^2 - \frac{\sum_k (zz_k)^2}{n}}{\left(\frac{\sum_k xx_k}{n} \right)^2 - \frac{\sum_k (xx_k)^2}{n}} - \tan(\alpha_{111})^2 \right]}$$

$$\Delta \tan \phi_{111} = 0.000114$$

$$\Delta \tan \alpha_{111} = 0.00122$$

$$\operatorname{erropenan} := \frac{1}{\frac{1}{(\tan(\alpha_{111})^2 + \tan(\phi_{111})^2)^2} \cdot (1 + \tan(\alpha_{111})^2 + \tan(\phi_{111})^2)}} \cdot (\Delta \tan \phi_{111} \cdot \tan(\phi_{111}) + \Delta \tan \alpha_{111} \cdot \tan(\alpha_{111}))$$

$$\operatorname{erropenan} = -0.001152$$

$$\frac{\operatorname{erropenan}}{\operatorname{openang}} = -0.0449$$

$$\alpha_1 = 0.009626$$

$$\Delta \alpha_1 = 0.0007338$$

$$\alpha_0 = -0.015331 \quad \Delta \alpha_0 = 0.0005764$$

$$\alpha_2 = -0.015268$$

$$\Delta \alpha_2 = 0.0010311$$

$$\phi_0 = -0.000191 \quad \Delta \phi_0 = 0.000102$$

$$\phi_1 = -0.00121$$

$$\Delta \phi_1 = 0.000209$$

$$\operatorname{openang} = 0.02566$$

$$\phi_2 = 0.005$$

$$\Delta \phi_2 = 0.00014$$

$$\operatorname{ba}_1 = -0.602 \quad \operatorname{bf}_1 = 0.19$$

$$\operatorname{ba}_2 = -1.641 \quad \operatorname{bf}_2 = -0.0701$$