

Министерство науки и высшего образования РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Смоленский государственный университет»

Кафедра физики и технических дисциплин

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБЛУЧЕНИЯ ФОТОЭМУЛЬСИИ НЕЙТРОНАМИ НА ОПТИЧЕСКОМ МИКРОСКОПЕ С ЦИФРОВЫМ МОДУЛЕМ

Выполнил:

студент 5 курса физико-математического
факультета направления подготовки
44.03.05 Педагогическое образование
(профиль «Физика, информатика»)

ШАНОВА Влада Николаевна

Научный руководитель:

кандидат педагогических наук, доцент

ДЮНДИН Андрей Викторович

Смоленск

2021

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. Методика исследования ядерных взаимодействий с помощью ядерных фотографических эмульсий	
1.1 Ядерные фотографические эмульсии. Характеристики следов частиц.	6
1.2 Метод ядерных фотографических эмульсий.	12
1.3 Инструменты работы с ядерными эмульсиями. Микроскоп Levenhuk MED D1000T с цифровым модулем.	15
1.4 Сканирование и исследование ядерных эмульсий.	17
1.4.1 Пробег частицы. Определение длины следа. Глубина погружения.	19
1.4.2 Определение плотности зерен в следе частицы.	21
1.4.3 Измерение рассеяния. Ограничения метода рассеяния.	23
1.4.4 Определение энергии, массы заряженной частицы в ядерной фотоэмульсии.	26
1.5 Взаимодействие нейтронов с веществом.	30
ГЛАВА 2. Эксперимент. Обработка измерений и описание результатов.	
2.1 Описание реакции расщепления $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$.	33
2.2 Описание метода исследования.	36
2.3 Обработка полученных измерений. Анализ результатов.	38
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	44
ЛИТЕРАТУРА	46
ПРИЛОЖЕНИЕ	49

ВВЕДЕНИЕ

Впервые с методом фотографических эмульсий для регистрации ядерных реакций встретился Антуан Анри Беккерель, изучая естественную радиоактивность урана с помощью фотопластин в конце 19 века. Но широкое распространение данный метод получил к концу первой половины 20 века в результате создания Сесил Пауэллом толстослойных эмульсионных фотопластин. С того момента методы и инструменты исследования взаимодействия частиц с ядрами стремительно и непрерывно развиваются.

В России данный метод получил повсеместное распространение благодаря работам ученых Льва Владимировича Мысовского и Александра Павловича Жданова, которые наблюдали и изучали следы относительно медленных α – частиц и протонов.

Непосредственное наблюдение актов ядерного взаимодействия дает возможность получать массивы данных о различных характеристиках ядерных реакций: количество образовавшихся заряженных частиц и их природа, угловые и энергетические распределения, энергия и импульс, получаемые ядром при столкновении. Полученные данные можно использовать в дальнейших исследованиях.

Актуальность данной работы заключается в следующем. Фотоэмульсии используются мюонной радиографией, изучающей внутреннюю структуру объектов, в том числе внушительных размеров, например, вулканов или шахт, без её нарушения. Важно отметить, что использование ядерных фотоэмульсий позволило резко увеличить объем исследований в мюонной радиографии и стало её основой, в которой применяются ядерные фотоэмульсионные детекторы, имеющие ряд важнейших достоинств. В последние двадцать лет с помощью фотометода были открыты π -мезоны, K -мезоны, а также обнаружены тяжелые ядра в первичном космическом излучении [12, 5]. Также с помощью данного метода

осуществляется постоянный мониторинг энергетических реакторов, изучение космических лучей в верхних слоях атмосферы и вблизи орбиты Земли. Также необходимо отметить, что метод ядерных фотографических эмульсий на настоящий момент времени дает самые точные результаты в области изучения и идентификации элементарных частиц, что немало важно для различного рода исследований. Единственное, возможности данного метода ограничивает трудоёмкость и длительность сканирования фотоэмульсий, а также обработка результатов. Но данные проблемы на сегодняшний день решаются путем перехода на новое оборудование с цифровыми модулями для ускорения работы с соответствующими образцами. Указанное решение используется и в данном исследовании при сканировании фотопластинки с ядерной эмульсией и непосредственной обработке полученных данных.

На основе вышесказанного заключаю, что изучение результатов облучения фотоэмульсии быстрыми нейтронами и фотометода в целом является значимой, межотраслевой и, безусловно, актуальной и перспективной областью научного исследования.

Целью данной работы считаю исследование результатов облучения толстослойной фотоэмульсии быстрыми нейтронами с помощью оптического микроскопа с цифровым модулем Levenhuk MED D1000T на основе событий типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$.

Объектом исследования в данной работе является ядерная реакция взаимодействия углерода с нейтроном типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$.

Предметом исследования обозначены треки заряженных частиц, на которых, собственно, основывается данное исследование.

Для реализации данной цели были поставлены следующие **задачи**:

- Теоретическое изучение метода ядерных фотографических эмульсий для регистрации и исследования заряженных частиц;

- Изучение возможностей измерительного оборудования – оптического микроскопа с цифровым модулем Levenhuk D1000T;
- Исследование образца – пластинки с толстослойной фотоэмульсией, предоставленного ОИЯИ ЛФВЭ, с целью анализа треков заряженных частиц на примере событий типа «звезда», образованных в результате распада углерода ^{12}C на три α -частицы;
- Определение длины пробега частиц, угловых и энергетических параметров продуктов реакции $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$ в объеме фотоэмульсии с помощью программы Levenhuk TourView;
- Анализ и оценка полученных результатов с целью выявления преимуществ и недостатков используемого фотометода, в том числе с учетом использования оптического микроскопа с цифровым модулем и соответствующего программного обеспечения.

ГЛАВА 1. Методика исследования ядерных реакций с помощью ядерных фотографических эмульсий

1.1 Ядерные фотографические эмульсии. Основные характеристики

Ядерная фотографическая эмульсия – это фотоэмульсия, состоящая из большого числа мелких кристалликов галоидного серебра, распределенных в желатине, и предназначенная для регистрации треков заряженных частиц. Данные фотоэмульсии отличаются от обычных двумя особенностями:

- Отношение количества галоидного серебра (соединение серебра с хлором, бромом, йодом и фтором) к желатине в ядерной эмульсии приблизительно в 8 раз больше, чем в обычной;
- Толщина слоя ядерной эмульсии превышает, как правило, в 10-100 раз толщину обыкновенной эмульсии. Кроме того, в современных условиях ядерные эмульсии часто применяются в виде отдельных слоев, лишенных стеклянной обложки. [20, 37]
- Высокая чувствительность в отличие от обычной фотоэмульсии, т.е. малая энергия, которую нужно затратить, чтобы образовать скрытое изображение в отдельном зерне. [5, 260]

Ядерная эмульсия состоит из следующих основных компонентов:

- Галоидное серебро, в частности бромистое. Галоидное серебро находится в эмульсии в виде микрокристаллов (так называемых «зёрен») либо кубической, либо сферической формы в зависимости от способа изготовления. Размеры зёрен также различны в разных типах эмульсий и колеблются от 0,03 до 0,6 мкм. [20, 37]
- Желатина и пластификатор (в частности глицерин), содержащие углерод, азот, кислород, водород, серу. Желатина представляет собой сложное органическое вещество, образующее некоторую

трехмерную основу, в которой распределяются кристаллы галоидного серебра, и которая препятствует их смещению. Кроме того, желатина повышает чувствительность зёрен галоидного серебра, а также способна поглощать значительное количество воды. [20, 37] Глицерин вводится в эмульсию с целью уменьшения хрупкости и появления пластических деформаций при возникновении напряжений в слое. [20, 37]

- Вода.

Необходимо выделить следующие наиболее важные характеристики ядерных фотографических эмульсий. Во – первых, размер и расположение зерен относительно друг друга. Малый размер зерна и непосредственная близость их расположения важны для качественного дифференцирования уже проявленных зёрен, принадлежащих треку данной заряженной частицы, от зёрен вуали, беспорядочно разбросанных по всему объему эмульсии. Можно заключить, что чем меньше размер зёрен и чем меньше расстояния между ними, тем легче разделить треки, принадлежащие разным частицам и проанализировать событие с участием нескольких частиц (как в случае данной работы). Во – вторых, толщина слоя ядерной фотоэмульсии. Как указывалось выше, толщина слоя ядерных фотоэмульсий превышает толщину слоя обычных фотоэмульсий. Это оправдано и необходимо, так как напрямую влияет на идентификацию частицы. Чем толще слой фотоэмульсии, тем большая часть пробега укладывается в слое и тем точнее можно определить характеристики исследуемой частицы. Но большая толщина слоя требует особых методов проявления, что обусловлено необходимостью обеспечения равномерного проявления по глубине. В – третьих, чувствительность ядерных фотографических эмульсий. Ядерные эмульсии характеризуют порогом чувствительности, который можно определить как среднее значение минимальной энергии, которую должна выделить (потерять) частица в зерне, чтобы создать скрытое изображение. [5,

261] Основываясь на данной характеристике, все ядерные фотографические эмульсии можно разделить на три основных вида:

- Эмульсии низкой чувствительности (регистрация сильноионизирующих частиц с потерями энергии до $500 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}$);
- Эмульсии средней чувствительности (регистрация частиц с потерями энергии до $20 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}$);
- Эмульсии высокой чувствительности (регистрация следов частиц с минимальной ионизацией, т.е. минимальными потерями энергии). [5, 262]

На основе анализа научных источников можно кратко рассмотреть основные характеристики следов или треков частиц в ядерной фотографической эмульсии. Безусловно, важнейшим параметром трека, характеризующим и саму частицу, является пробег или длина пробега. Данный параметр наряду с большим преимуществом, достаточно точное измерение, имеет и недостаток – измерение параметра проводится в уже проявленной эмульсии, то есть в той среде, которая отличается от первоначальной (где был получен трек) значительной деформацией. В следствие данного фактора при измерении длин следов возникают погрешности, которыми, в большинстве случаев, можно пренебречь из-за их малости. Также важно учитывать такую характеристику трека частицы, как плотность проявленных зёрен в следе. Наблюдаемое потемнение вдоль следа, т.е. плотность зёрен на единицу длины, зависит лишь от энергии, выделяемой при ионизации в зёрнах галоидного серебра. Многократное рассеяние частиц – это еще один параметр, характеризующий след частицы в ядерной фотографической эмульсии. Суть данной характеристики заключается в том, что частица, при прохождении определенной толщины эмульсии отклоняется от первоначального направления на конкретный угол в результате множественных отклонений на малые углы на атомах в рассматриваемом

слое эмульсии. [20, 91] Необходимо указать еще одну важную характеристику ядерной фотографической эмульсии – плотность зёрен или среднее число зёрен на единицу длины следа, которая зависит от энергии, которая теряется на ионизацию в кристаллах галоидного серебра. Данный параметр позволяет определить пройденный частицей путь и направление ее движения, а также массу и энергию частицы, учитывая тот факт, что плотность зёрен максимальна в конце пути исследуемой частицы. [7, 24]

Необходимо остановиться на таком важном вопросе, как типы ядерных фотографических эмульсий (или типы фотопластинок для ядерных исследований). Наиболее распространенные типы ядерных фотоэмульсий изготавливаются такими английскими фирмами, как «Ильффорд» и «Кодак», и американской фирмой «Истмен», а также научно – исследовательским кинофотоинститутом (НИКФИ) (СССР, Россия). [24, 90] Данные фотопластинки с ядерными эмульсиями позволяют регистрировать различные треки, конкретно от осколков деления тяжелых ядер до релятивистских электронов с низкой ионизирующей способностью. Далее фотопластинки с ядерными эмульсиями указанных производителей будут рассмотрены более подробно.

Фотоэмульсии НИКФИ и фирмы «Ильффорд» в целом отличаются объектами регистрации (Таблица 1). Концентрация галоидного (бромистого) серебра примерно равна 83% от полного веса, а диаметр самих зёрен около 3мкм (проявленных – 0,3 – 0,8 мкм). Желатина состоит из легких элементов, таких, как водород, углерод, азот, кислород. Удельный вес и состав эмульсии зависит от влажности, потому что желатина гигроскопична (способна поглощать воду). [13, 3]

Таблица 1. Наиболее распространенные типы ядерных эмульсий

Изготовитель эмульсии	Тип эмульсии	Объект регистрации
Фирма «Ильфорд»	D-1	осколки деления
	E-1	α -частицы, протоны (энергия <20 МэВ)
	C-2	протоны (энергия <70 МэВ)
	C-5	любые частицы, в том числе релятивистские
НИКФИ	O	осколки деления
	A	α -частицы, протоны (энергия <10 МэВ)
	T	протоны (энергия <70 МэВ)
	R	протоны с энергией 40-50 МэВ
	K	протоны (энергия <70 МэВ)
	P	любые частицы, в том числе релятивистские

Фирма «Истмен» выпускает три основных типа фотопластинок с ядерными эмульсиями, а именно NTA, NTB, NTS. Основные свойства данных фотоэмульсий, нанесенных на пластинки, представлены в таблице 2. [24, 91]

Таблица 2. Ядерные пластинки фирмы «Истмен»

		NTA	NTB	NTS
Чувствительность	К заряженным частицам	α -частицы до 200 МэВ Протоны и дейтроны до 20 МэВ	α -частицы до 400 МэВ Протоны до 50 МэВ Дейтроны до 100 МэВ Мезоны до 5 МэВ	осколки

	К свету, γ -лучам и β -лучам	низкая	средняя	Очень низкая
Толщина эмульсии		От 25 до 100 μ	50 и 100 μ	25 μ
Содержание AgBr в % (сухая эмульсия)		83%	83%	65%
Размер зерна (диаметр)		0,2 – 0,4 μ	0,2 – 0,3 μ	0,1 – 0,4 μ

Фирма «Кодак» выпускает пластинки с ядерной фотографической эмульсией для соответствующих исследований под названием «NTP – 2A». Данные фотопластинки высокой чувствительности предназначены для регистрации быстрых частиц с малой ионизационной способностью. Размер пластинок 18,75 см² и толщиной эмульсионного слоя 50 μ . Данные фотопластинки схожи с пластинками «Истмен NTB» по чувствительности и физическим характеристикам. [24, 90]

В данной работе для реализации поставленной цели использовалась фотопластинка с нанесенной на нее ядерной эмульсией, состав которой следующий:

- серебро (Ag) – 48,5%
- бром (Br) – 35,6%;
- углерод (C) – 7%;
- кислород (O) – 7%;
- водород (H) – 1,4%;
- азот (N) – 0,07%;
- сера (S) – 0,2%.

Данный образец ядерной фотографической эмульсии, нанесенной на стеклянную пластинку, был получен Лабораторией физики высоких энергий ОИЯИ имени академиков В. И. Векслера и А. М. Балдина в рамках

исследовательской программы эмульсионного сотрудничества проекта «Беккерель» (рис. 1).

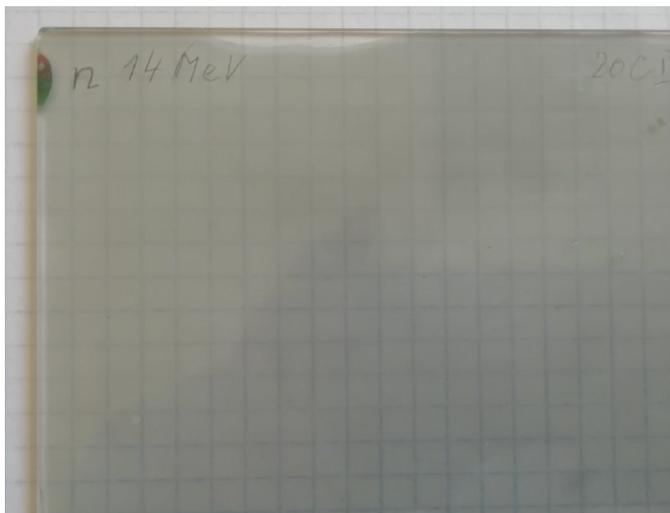


Рисунок 1. Исследуемый образец – пластинка с ядерной фотографической эмульсией, облученная нейтронами с энергией 14 МэВ

Надпись «n 14 MeV» на фотопластинке означает, что фотоэмульсия была облучена нейтронами с кинетической энергией 14 МэВ.

1.2 Метод ядерных фотографических эмульсий

Ядерные фотографические эмульсии применяют для регистрации и анализа треков заряженных частиц – это, по сути, трековый детектор. По полученным данным определяют заряд частицы, массу, скорость, энергию и др. [22, 560]

Необходимо раскрыть суть фотографического метода, которая заключается в следующем. Заряженные частицы (в данном случае α -частицы) проходят через слой ядерной фотографической эмульсии, при этом при этом ионизируют атомы, лежащие на их пути, и вызывают некоторые фотохимические процессы в кристаллах галоидного (бромистого) серебра. Данные процессы приводят к образованию группы ионов металлического серебра – центров скрытого изображения. [8, 1] Вероятность образования скрытого изображения ионизирующей частицей меньше 1, при условии, что

частица характеризуется малыми потерями энергии при ионизации. При проявлении фотоэмульсии, а именно ее обработки специальным восстанавливающим раствором - проявителем, получается скрытое изображение в результате восстановления галоидного серебра до металлического, образуются мельчайшие кристаллы металлического серебра, которые как раз-таки и наблюдаются под микроскопом в виде черных зерен, из которых и образуется след частицы. Интересен тот факт, что при длительном проявлении начинают восстанавливаться до атомарного серебра и необлученные зёрна, образуя при этом «вуаль». Данное явление объясняется содержанием малых групп атомов металлического серебра в необлученном кристалле, которые при достаточно длительном проявлении провоцируют восстановление всего серебра в зерне. [20, 16]

На данный момент существуют ядерные фотографические эмульсии совершенно различных типов, которые расширяют возможности фотометода и позволяют использовать его для обнаружения и анализа различных частиц: от быстрых электронов до осколков деления ядер.

На основе изучения научных источников и самостоятельного исследования можно выделить следующие достоинства и недостатки используемого метода ядерных фотографических эмульсий, учитывая которые можно в полной мере судить о данном методе. Одним из преимуществ фотометода, безусловно, является возможность регистрации отдельных треков частиц в широком диапазоне энергий и достаточно точное определение их ионизирующей способности. Вышеперечисленное дает следующий ряд дополнительных преимуществ: надежное разделение частиц, точное определение их массы, заряда, а также энергии. [8, 2] Также преимущество метода ядерных фотоэмульсий перед другими методами создают сравнительно небольшой вес и размеры, а также механическая прочность пластинок с фотоэмульсией. Благодаря высокому пространственному разрешению фотометод отлично применяется для

измерения углов разлета частиц, образовавшихся в результате ядерного взаимодействия, а также для анализа распада частиц и гиперядер. [12, 8] Наряду с положительными сторонами были выявлены и недостатки. К ним можно отнести трудоемкость обработки материала, что является общим для методов анализа отдельных треков частиц. Данная проблема частично решается посредством программного обеспечения для конкретного микроскопа, с помощью которого исследуется фотоэмульсия. Кроме того, значительно затрудняет использование фотометода для исследования ядерных взаимодействий сложный атомный состав самой эмульсии из-за того, что не всегда удастся проследить, с каким ядром произошла ядерная реакция. Но этот фактор частично устраняется пропитыванием эмульсии специальными веществами. Необходимо отметить, что метод ядерных фотографических эмульсий применяется для обнаружения и изучения кластерной структуры в релятивистской диссоциации как легких, так и тяжелых ядер. Кластер в ядерной физике означает различные компактные структуры, состоящие из двух или большего числа частиц (не только протоны и нейтроны, но и кварки, мезоны и другие элементарные частицы), которые могут возникать внутри ядра атома. [16, 87] Данный факт, безусловно, важен, весом и актуален, ведь знания о кластеризации ядер активно применяются в ядерной астрофизике, физике космических лучей, ядерной медицине, а также ядерной геологии. [4, 3]

Важен и интересен тот факт, что начиная с 2000-х годов метод ядерных эмульсий применяется на нуклотроне Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в эксперименте BECQUEREL для изучения в релятивистском подходе кластеризации легких стабильных и радиоактивных ядер. [14, 18] «Нуклотрон – это базовая установка ОИЯИ, предназначенная для получения многозарядных ионов (ядер) с энергией 6 ГэВ на нуклон, пучков протонов, а также поляризованных дейтронов». [6, 479]. Суть данного проекта заключается в проверке гипотезы о том, что при диссоциации легких

релятивистских ядер, таких как ${}^7\text{Be}$, ${}^6, {}^7\text{Li}$, ${}^{11}, {}^{10}\text{B}$, ${}^{11}, {}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, представляется возможным исследование особенностей их кластерной структуры. Реализация данной идеи достаточно затруднительна, если не использовать метод ядерных фотографических эмульсий, анализ облучения которых позволяет точно и полно исследовать состав и кинематические особенности различных комплексов релятивистских кластеров. Наиболее общая цель всей программы и фотометода в частности – идентификация ранее не обнаруженных, необычных кластерных конфигураций. [4, 1]

В настоящее время объектом исследований является α -частичная кластеризация в ядерной структуре. Кроме того, до сих пор применяются и углубленно изучаются результаты, полученные в 1970 - 1990-х гг. методом ядерных эмульсий, а также сохранившиеся файлы данных в аспекте состава релятивистской фрагментации от легких до самых тяжелых ядер. Данные результаты имеют безусловную ценность в контексте релятивистской фрагментации. Это еще раз подтверждает тот факт, что метод ядерных фотографических эмульсий и его результаты актуальны, прогрессивны и необходимы для различного рода исследований в области ядерной физики. [14, 18]

Учитывая все выше сказанное, можно заключить следующее. Метод ядерных фотографических эмульсий, с помощью которого исследуются треки заряженных частиц – один из важнейших методов в современной ядерной физике, имеющий обширную область применения и потенциал развития, несколько не уступает другим современным методам такого рода.

1.3 Инструменты работы с ядерными эмульсиями. Микроскоп Levenhuk MED D1000T с цифровым модулем

Для работы с ядерными фотографическими эмульсиями, а именно для поиска и анализа событий ядерного взаимодействия используют бинокулярные и тринокулярные микроскопы различных производителей и

моделей. Важно отметить, что процессы сканирования и обработки исследуемых событий достаточно трудоемки, поэтому их частично или полностью автоматизируют посредством различных факторов: использование автоматизированных или полу автоматизированных микроскопов, применение цифровых модулей (камер) к микроскопам, а также использование программного обеспечения для конкретной установки.

В данной работе исследование результатов облучения фотоэмульсии нейтронами производилось посредством тринокулярного микроскопа Levenhuk MED D1000T (рис. 2) с цифровым модулем (камерой) Levenhuk. [18]



Рисунок 2. Микроскоп Levenhuk MED D1000T с цифровым модулем

Оптический микроскоп Levenhuk MED D1000T с цифровым модулем (камерой) Levenhuk – это биологический микроскоп, ориентированный на профессиональные исследования и научных экспериментов в различных областях. Оптическая система состоит из револьверного устройства на четыре объектива, бинокулярной визуальной насадки, а также отдельной окулярной трубки с установленной цифровой камерой 14 Мпикс. Все объективы улучшают цветопередачу, снижают кривизну поля зрения на 95% диаметра картинке, кроме того, убирают сферические погрешности и др. Именно благодаря этому есть возможность наблюдать четкую картинку при

любом увеличении (от 40 до 1000 крат). Важно отметить особенности цифровой камеры, которые также являются преимуществами данной оптической системы. [18] Камера устанавливается в отдельный окулярный узел, подключается через порт USB к компьютеру, на котором в соответствующей программе Levenhuk TourView возможно производить различные манипуляции, в том числе и в режиме реального времени. Высокое разрешение оптического микроскопа данного типа позволяет исследовать мельчайшие детали микропрепаратов. В микроскопе используется классическое светодиодное освещение. Яркость подсветки можно регулировать, для ее питания используется сеть переменного тока. Все микропрепараты фиксируются на классическом предметном столике. Он механический, двухкоординатный и защищен графитовым покрытием. За фокусировку отвечают две ручки на корпусе: одна используется для грубой настройки резкости, вторая – для точной. [18]

Кроме того, перечисленные преимущества расширяют пределы исследований: вести наблюдения можно как через бинокулярную насадку, так и через камеру, изображение с которой выводится на компьютер. Вышеуказанный факт был использован в данной исследовательской работе.

В данной исследовательской работе наблюдения, измерения проводились в программном обеспечении Levenhuk TourView. С помощью данной Левенгук – программы изображения с цифровой камеры можно выводить на экран компьютера, а также сохранять эти изображения, фиксировать все посредством видеоролика. Важным преимуществом является то, что в данной программе можно производить измерения, например, длин треков или углов между ними.

1.4 Сканирование и исследование ядерных эмульсий

Сканирование и исследование ядерных фотографических эмульсий с целью изучения треков движущихся в них заряженных частиц до недавнего

времени было достаточно затруднительно и затратно по времени, что, собственно, и составляло главный недостаток фотометода. Поиск интересующих событий в эмульсиях осуществлялся визуально на оптических микроскопах с большим увеличением, а измерения и расчеты производились практически вручную. Безусловно, данный процесс характеризовался низкой скоростью, возможным появлением ошибок и больших погрешностей при расчетах, а также проверкой и работой по устранению данных факторов. Но данная проблема была решена внедрением и непосредственным использованием оптического оборудования со следующими возможностями: компьютерное управление, высокая точность перемещения предметного стола, применение цифровых модулей – видеокамер для оцифровки полученных с микроскопа фотографий и видео и использование компьютера для вычислений и обработки результатов в целом. На основе вышесказанного можно заключить, что сканирование и обработка ядерных фотографических эмульсий при фотоэмульсионном методе имеет особую специфику, которую нельзя сравнить с особенностями других методов по исследованию заряженных частиц. [7, 4]

Важно отметить, что идентификация частицы, зарегистрированной в ядерной фотографической эмульсии, заключается в определении её энергии и массы. Для того получения значений данных величин необходимо измерение трёх основных независимых друг от друга величин: пробег частицы, плотность зёрен, а также величина многократного рассеяния. В настоящее время существует достаточно много методов определения массы и энергии частицы, а также ее идентификацию, но основными, дающими точные результаты методами являются определение массы частицы по пробегу и числу зёрен и энергии по пробегу. Далее более подробно будут рассматриваться такие характеристики треков частиц, как ее пробег (или длина следа), углы между следами, плотность зёрен на единицу длины и величина рассеяния. [13, 2]

1.4.1 Пробег частицы. Определение длины следа. Глубина погружения.

Ранее было отмечено, что пробег частицы в ядерной эмульсии и его длина – это одни из важнейших характеристик самой частицы и ее следа в фотоэмульсии. Длина трека частицы R – это расстояние, измеренное вдоль траектории от точки возникновения трека до последнего проявленного зерна. [20, 62] Длина трека частицы определяется непосредственно оптическим микроскопом с цифровым модулем с помощью соответствующего программного обеспечения и инструментов в нем (возможно вычисления вручную по координатам начала и конца трека). Но это так называемый «видимый след», который обрывается, когда ионизирующее действие частицы прекращается. Истинный след частицы может уходить в другую плоскость, располагаться под углом к поверхности эмульсии. Можно определить истинную длину трека частицы, непосредственно измерив длину проекции следа на поверхность (длину видимого следа) и угол наклона трека к этой поверхности, далее произвести необходимые вычисления. [20, 62] Если исследуемый след выходит за пределы поля зрения, то его длина может быть измерена путем нескольких последовательных перемещений окуляра на всю видимую длину. Длина данного следа будет равна сумме длин измеренных участков.

Длина пробега частицы – это параметр, который измеряется наиболее точно, но при этом все равно возникают трудности, которые заключаются в следующем. Измерения проводятся в уже проявленной эмульсии, отличающейся от первоначальной (в которой был получен след). В связи с этим возникает ряд погрешностей, которые можно разделить следующим образом:

- Обусловленные изменением характеристик среды. Сюда можно отнести усадку эмульсии (отношение начальной и конечной

толщин эмульсии), появляющуюся в результате вымывания невосстановленного галоидного серебра во время проявления, влажность и другие. [20, 264]

- Погрешности отсчета, погрешность зерна и другие.

В частности, пробег частицы можно определить по следующей формуле:

$$R = \int_0^E \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} \quad (1.1)$$

где $\frac{dE}{dx}$ – средняя энергия, которую частицы теряют на единице пути, E – начальная энергия частицы. Но, если учесть, что ионизационные потери могут быть выражены в виде некоторой функции скорости $z^2 f(v)$, то формула для пробега частицы может быть преобразована и иметь следующий вид:

$$R = \int_0^E \frac{vM dv}{z^2 f(v)} \quad (1.2)$$

На основе вышесказанного можно заключить, что пробег частицы зависит от ее массы, квадрата заряда и некоторой функции скорости. [13, 5]

Важно отметить, что точность измерения длин треков частиц в эмульсиях достаточно велика: для больших пробегов она превосходит точность определения зависимости пробег – энергия. [9, 12]

Необходимо учитывать тот факт, что в действительности трек частицы в ядерной фотографической эмульсии располагается не в плоскости фотопластинки, а под углом, то есть погружен в слой. Средний угол погружения δ следа частицы определяется по истинной разнице глубин d_1 двух его точек и может быть найден по следующей формуле:

$$\text{tg } \delta = \frac{dt}{p} \quad (1.3)$$

где p – длина проекции участка следа между рассматриваемыми точками. При измерении глубин необходимо обращать внимание на кривизну поля зрения объективов, так как в противном случае возможно грубые ошибки. Обуславливается это тем, что исследуемый участок фотоэмульсии на самом деле не является плоским, хотя в поле зрения объектива все зерна следа просматриваются на одном уровне и достаточно четко. Это означает, что, на самом деле, две точки следа находятся на разной глубине в ядерной фотоэмульсии. Данная проблема устраняется путем установки точек, глубины которых необходимо измерить, устанавливаются на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. [20, 77]

При измерении истинного угла погружения Δ , в отличие от среднего δ , нужно учитывать момент усадки эмульсии, то есть изменение ее толщины, а, следовательно, объема (при отсутствии дисторсии). В момент прохождения частицы через эмульсию, она оставляет след, истинный угол погружения которого можно найти по формуле, указанной ниже.

$$\operatorname{tg} \Delta = x \operatorname{tg} \delta = \frac{x \, dt}{p} \quad (1.4)$$

где x – коэффициент усадки, показывающий, как толщина эмульсии после обработки отличается от начальной толщины. Определение величины усадки рассмотрим на примере трека α -частицы. Если предположить, что средний пробег α -частицы равен R , а средняя длина проекции данных следов с углом погружения δ в обработанной эмульсии равен P , то коэффициент усадки будет рассчитываться так:

$$x = \frac{\sqrt{R^2 - P^2}}{dt} \quad (1.5)$$

1.4.2 Определение плотности зёрен в следе частицы

Плотность зёрен в следе, образованном в ядерной фотоэмульсии при движении частицы в ней, измеряется числом проявленных кристаллов галоидного серебра на единицу длины. [10, 392] плотность зёрен напрямую

зависит от степени ионизации в самих зернах и от их чувствительности, то есть числа электронов, необходимых для проявления кристаллов серебра. Если считать чувствительность постоянной величиной, то получаем, что плотность зёрен в следе является функцией лишь удельной потери энергии ионизирующей частицы. [10, 392]

Непосредственно само измерение плотности зёрен незатруднительно, при условии, что они дискретны (различимы и отделены друг от друга) и вуаль не велика.

- Можно считать, что дискретность зёрен выполняется, если на 100 м (микрон) длины трека приходится не более 50 зёрен. Если рассматривать значения выше указанного предела, то зёрна будут неразрешимы;
- Можно считать, что вуаль определяет нижний предел плотности зёрен, при которой трек еще различим среди зёрен фона. [10, 392]

Как было отмечено выше, между плотность зёрен и удельной потерей энергии частиц в различных точках трека существует прямо пропорциональная зависимость. Данную зависимость можно продемонстрировать на графике, указанном на рисунке 1, для зависимости количества проявленных зёрен галоидного серебра на 100 м длины следа от величины $\frac{dE}{dx}$ для пластинок G5. [10, 393]

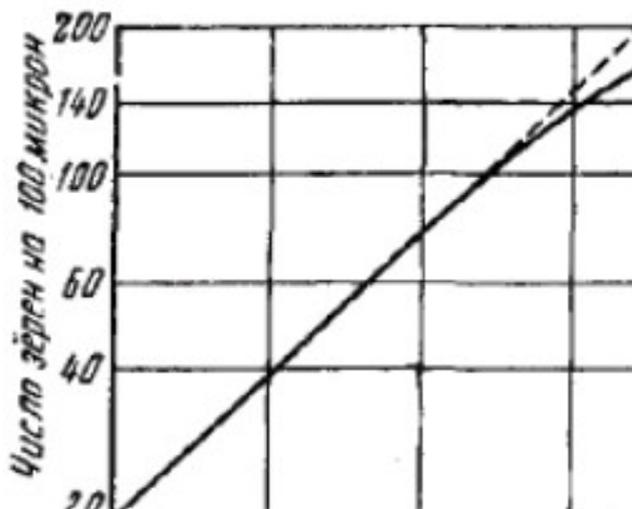


Рисунок 3. Плотность зёрен в эмульсии в зависимости от удельной потери энергии на примере Ильфорд G5

По графику можно заметить, что пропорциональность нарушается при больших значениях $\frac{dE}{dx}$. Это говорит о том, что чувствительность ядерной фотографической эмульсии уменьшается с превышением удельной потери энергии некоторой величины.

Плотность зёрен однозарядной частицы можно рассчитать по следующей формуле, полученной австрийским физиком М. Блау:

$$\frac{dn}{dx} = c\{1 - \exp[-b(\frac{dE}{dx})^{1/2}]\} \quad (1.6)$$

где b , c – экспериментально определяемые постоянные, зависящие от состава эмульсии и способа проявления. [10, 393] Ван Россум и Моранд Ван Россум немного видоизменили указанное выше уравнение и получили:

$$\frac{dn}{dx} = c\{1 - \exp[-bz(\frac{dE}{dx})^{1/2} - a^{1/2}]\} \quad (1.7)$$

где a – постоянная величина – минимальная удельная потеря энергии для проявления кристаллов серебра эмульсии при определенных условиях обработки. [10, 393]

1.4.3 Измерение рассеяния. Ограничения метода рассеяния

При прохождении заряженной частицы через какую-либо материальную среду, в данном случае ядерную фотографическую эмульсию, направление её движения постоянно и непрерывно меняется вследствие большого числа малых отклонений, которые обусловлены столкновениями с атомными ядрами. [20, 91] При измерениях на фотопластинках удобно пользоваться проекциями пространственных углов рассеяния на плоскость, среднее значение которых можно рассчитать по формуле, предложенной американским физиком Вильямсом:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{2ze^2(Z^2 N_x)^{\frac{1}{2}}}{pv} \ln \left[\left(\frac{\Phi^2_{\text{макс}}}{\Phi^2_{\text{мин}}} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (1.8)$$

где $\Phi_{\text{макс}}$ – наибольший угол отклонения, $\Phi_{\text{мин}}$ – наименьший угол отклонения, дающий вклад в наблюдаемое рассеяние, Z – атомный номер, z – заряд частицы, v – скорость частицы и p – её импульс. [10, 414] Важно отметить тот факт, что средний угол рассеяния уменьшается с увеличением массы и скорости частицы. [11, 98]

На данный момент существует несколько методов по измерению многократного рассеяния частиц в ядерных фотографических эмульсиях. Далее будет рассмотрена суть основных методов для измерения рассматриваемой величины.

1. Метод, в котором, по сути, измеряются углы между условно проведенными касательными к следу частицы в каждой ячейке (равные части, на которые разделен трек длиной около 100 μ).
2. Метод, в котором измеряются координаты следа на концах каждой ячейки, а затем полученные данные применяются в вычислениях средних значений углов между последовательными хордами вдоль трека частицы.

3. Метод, в котором угол рассеяния определяется через различие длины следа частицы и хорды, то есть прямой, соединяющей концы исследуемого интервала. [10, 416]

Необходимо отметить, что в данной исследовательской работе применяются первый и второй метод в совокупности с целью повышения точности измерения исследуемой величины.

На основе вышесказанного и дополнительных сведений из научных источников можно заключить, что знание среднего значения проекции на плоскость углов рассеяния $\langle \Phi \rangle$ для участков следа (ячеек) равной плотности зёрен, по сути, дает возможность расчета и знание таких характеристик частицы, как масса и энергия.

Кроме того, необходимо отметить, что при измерении рассеяния возможно возникновение инструментальных и субъективных ошибок. При этом возникает ложное рассеяние – шум, как зерен, так и столика микроскопа. Практически было установлено, что ошибки, обусловленные шумом, зависят от длины рассматриваемого участка следа и характер зависимости определяется условиями, в которых проводится эксперимент, а также качеством оборудования и др. Далее более подробно будут рассмотрены основные ограничения метода рассеяния, которые могут вызывать ошибки, погрешности, возникающие при измерении не только рассеяния частиц, то также их пробегов.

Во – первых, дисторсия, то есть искажения эмульсии, которые ограничивают точность измерения параметров следов. Дисторсия разделяется на два основных вида: общая и местная, а также разрывная. Общая дисторсия – это дисторсия, то есть такое искажение, которое обусловлено сдвигом, зависящем от глубины. Если след оказывается изогнут практически по дуге окружности, то имеет место быть в данном случае С – образная дисторсия. Если же прямолинейный след искажается в форме буквы

S, то данная дисторсия будет называться S – образной. [20, 59] Достаточно серьезным источником погрешностей и ошибок является также неравномерная деформация эмульсии, которое вызывает искривление трека частицы, движущейся с большой энергией. Отклонения такого рода отслеживаются и измеряются с помощью микроскопа на треках с большим наклоном. Местные дисторсии приводят к возникновению ложного рассеяния.

Важно отметить и третий вид дисторсии – разрывная дисторсия, в случае которой на следах частиц в ядерной фотоэмульсии вблизи стекла на пластинке наблюдаются значительные хаотичные изменения их направления или смещения, которые приводят к разрыву трека. Данный факт обуславливается быстрыми изменениями концентрации растворов во время промывки. [20, 60] Дисторсия любого вида возникает чаще всего на краях фотоэмульсии, так как именно в данных областях сушка после обработки оказывается неравномерной. Данная проблема частично решается следующим способом. Вокруг пластинок с ядерными фотографическими эмульсиями при их сушке устанавливают специальные кольца, то есть пластинки, покрытые влажной желатиной. Назначение так называемых колец – уменьшить скорость испарения воды на краях фотопластинки. Что, по сути, обеспечивает равномерность высыхания всей эмульсии.

Во-вторых, ошибки отсчета, шум, например столика микроскопа или зерен. В отсутствии дисторсии возможны случаи, когда частица проходит через край зерна, как бы касается его, или зерно в процессе обработки проявляется несимметрично. Ошибки, вызванные указанными причинами, называют «шум зёрен». Оценка отдельных вероятностных ошибок дает значение около 0,1 μ . [20, 94] Если рассматривать частицы с большой удельной ионизацией, в случаях, когда средняя линия следа может быть получена по положению ряда соседних зерен, значение вероятностных ошибок меньше указанного выше. [20, 94]

1.4.4 Определение энергии, массы заряженной частицы в ядерной фотозмульсии

Ранее было сказано, что идентификация заряженной частицы, движущейся и фиксированной в ядерной фотографической эмульсии, сводится к определению массы и энергии данной частицы, учитывая тот факт, что заряд известен.

Массу частицы в большинстве случаев определяют по остаточному пробегу (путь, пройденный частицей, измеренный в обратном направлении, т.е. от места, где частица остановилась) и числу зёрен. Если сравнивать остаточный пробег R исследуемой частицы неизвестной массой M с частицей известной массой m , у которой остаточной пробег r , учитывая при этом равенство скоростей указанных частиц, получается следующее соотношение.

$$\frac{R}{r} = \frac{M}{m} \left(\frac{z_m}{z_M} \right)^2 \quad (1.9)$$

где z_m, z_M – заряды соответствующих частиц. Из данной формулы следует, что, если для данных частиц известны заряды и причем они равны, отношение масс частиц будет равно отношению их остаточных пробегов. [13, 4]

Для определения энергии частицы известной массы, которая останавливается в ядерной фотографической эмульсии, пользуются достаточно простым и достоверным способом – измерение пробега частицы. Зависимость пробег – энергия можно выразить следующим соотношением.

$$E = kR^n \quad (1.10)$$

где k, n – константы, измеренные для различного рода частиц. [20, 64] Также для определения данной зависимости используют калибровочные кривые, представленные на рисунке 4 для различного сорта частиц.

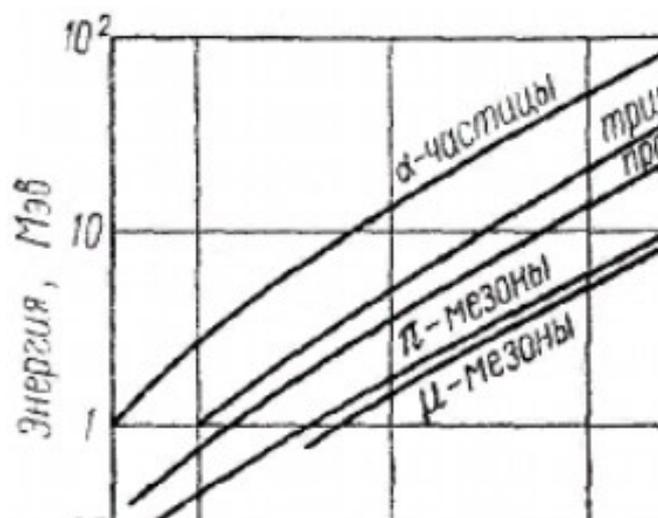


Рисунок 4. Зависимость пробега в эмульсии от энергии частиц

Считаю необходимо важным более подробно остановиться на зависимости пробег – энергия конкретно для α-частиц, ведь именно эти частицы исследуются в данной работе. Соотношение пробег – энергия для α-частиц в интервале от 1 до 50 МэВ представлено на рис. 5. Можно отметить, что для энергий, превышающих 20 МэВ, соотношение становится близким к тому, которое задается формулой, с постоянными коэффициентами k и n, подходящими для протонов:

$$E = kZ^2M^{1-n}R^n \quad (1.11)$$

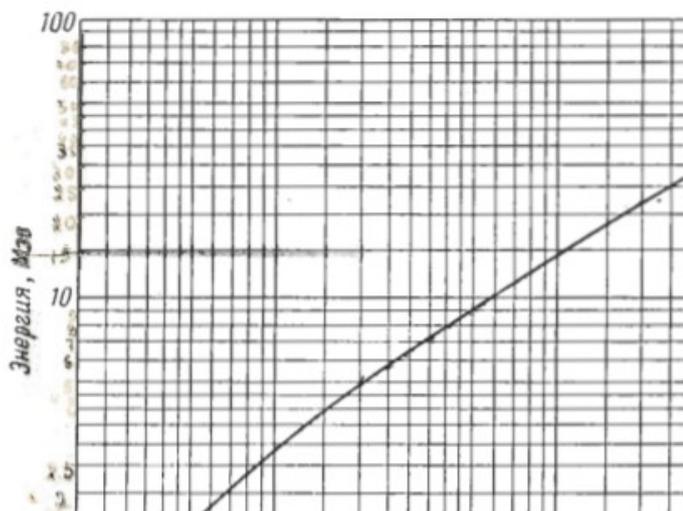


Рисунок 5. Зависимость пробег – энергия для α-частиц

При расчетах энергии по измеренным пробегам α -частиц использовался данный график, представленный на рисунке 5. Вообще говоря, зависимость пробег – энергия для α -частиц многократно исследовались экспериментально в ядерных фотографических эмульсиях различных производителей. Оказалось, что кривые пробег – энергия практически одинаковы для всех типов эмульсий (так как состав практически одинаков). Результаты измерений пробега и энергии α -частиц экспериментально измерялись до энергии 13 МэВ, а затем экстраполировались. Соответствующие соотношения пробег – энергия представлены в таблице 3. [10, 398]

Таблица 3. Зависимость пробег – энергия для α -частиц и протонов в эмульсии

«Ильфорд В1»

Энергия (МэВ)	Пробег α -частицы (μ)	Энергия (МэВ)	Пробег α -частицы (μ)
0.5	2.1	8.5	45.3
1.0	3.52	9.0	49.5
1.5	4.96	9.5	53.7
2.0	6.54	10.0	58.0
2.5	8.34	10.5	62.6
3.0	10.38	11.0	67.7
3.5	12.60	11.5	72.7
4.0	15.0	12.0	77.8
4.5	17.65	12.5	83.4
5.0	20.5	13.0	...
5.5	23.6	13.5	...
6.0	26.7	14.0	117
6.5	30.0	14.5	201

7.0	33.6	15.0	315
7.5	37.5	15.5	464
8.0	41.4	16.0	653

Важным фактором в идентификации частиц является и плотность зёрен в следе. В большинстве случаев треки частиц в ядерных фотоэмульсиях различаются визуально, так как отличаются их плотности. Зависимость плотности зёрен в треке от остаточного пробега R для различных видов групп частиц представляются в виде кривых, пример которых указан на рисунке 6. [13, 5]

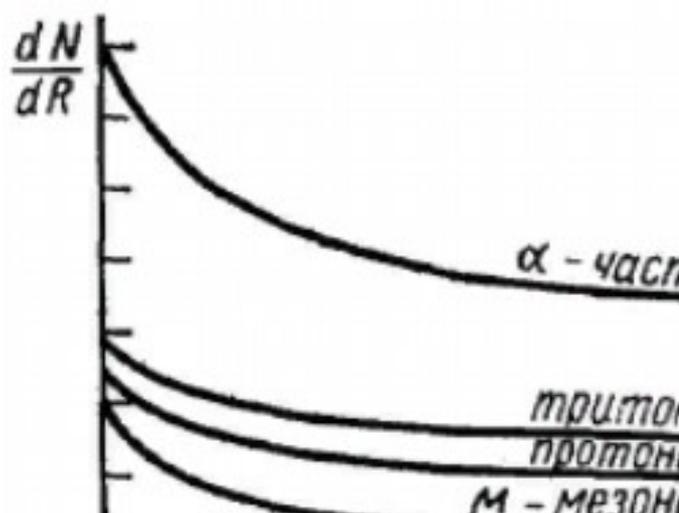


Рисунок 6. Зависимость плотности зёрен следов различных частиц от остаточного пробега

Также важно отметить, что определить принадлежность исследуемой частицы к какому-либо типу возможно визуально посредством разнотипных ядерных фотоэмульсий, отличающихся чувствительностью к конкретному сорту (и энергии) частиц. [13, 5]

1.5 Взаимодействие нейтронов с веществом

Нейтроны, проходя через вещество (в данном случае ядерная фотографическая эмульсия), вызывают различные ядерные реакции и рассеиваются на ядрах. Как известно, нейтрон – частица, имеющая нулевой электрический заряд, поэтому он практически не взаимодействует с

электронами в атомных оболочках. Вследствие этого, характеристика атомов среды не оказывают никакого воздействия на движение нейтронов в среде – это так называемый «ядерный процесс». Можно отметить, что взаимодействие нейтрона с веществом обуславливается столкновением самого нейтрона с ядром, которое приводит к рассеянию нейтрона или захвату его ядром. При этом изменение энергии нейтрона зависит от угла рассеяния. Данную связь подтверждают следующие соотношения

$$E = E' + E_M \quad (1.12, a)$$

$$p_M^2 = p^2 + p'^2 - 2pp' \cos\varphi \quad (1.12, б)$$

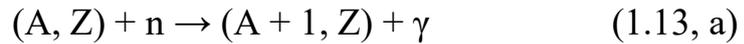
где E , p – энергия и импульс нейтрона до взаимодействия; E' , p' – энергия и импульс нейтрона после взаимодействия; E_M , p_M – энергия и импульс ядра после взаимодействия; φ – угол рассеяния нейтрона.

Захват нейтрона ядром, который сопровождается испусканием какой-либо частицы (например, α -частица), является ядерным превращением. [13, 9] Важно отметить, что такой захват возможен, если энергия связи испускаемой частицы меньше энергии возбуждения составного ядра.

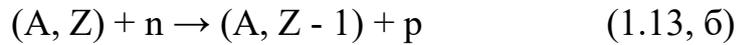
Отличительной особенностью нейтронов является их способность даже при малых энергия приблизится к ядру на расстояние примерное равное радиусу действия ядерных сил. Нейтроны с кинетической энергией порядка десятков кэВ и более передают свою энергию в результате прямых столкновений с атомными ядрами. Для быстрых нейтронов, характеризующихся энергией от 1 МэВ до 100 МэВ, важным результатом взаимодействия являются упругие (n, n) и неупругие (n, n') столкновения с ядрами, указанные ниже.

При попадании нейтронов в вещество возможны следующие процессы [25, 91]:

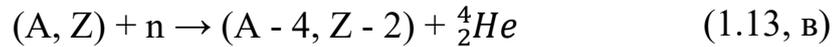
1. радиационный захват (энергия нейтрона при этом меньше 500 кэВ).



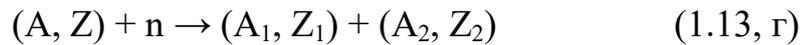
2. реакции с образованием протонов (энергия протона находится в интервале от 500 кэВ до 10 МэВ)



3. реакции с образованием α -частиц

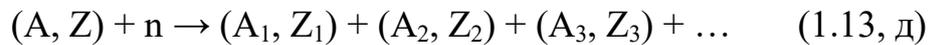


4. реакции деления



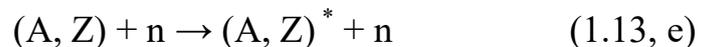
при условии выполнения закона сохранения массового и зарядового чисел;

5. реакции с образованием нескольких частиц

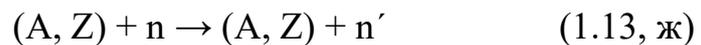


при условиях: $A_1 + A_2 + A_3 = A + 1$ и $Z_1 + Z_2 + Z_3 = Z$.

6. неупругое рассеяние нейтронов (ядро после соударения остается в возбужденном состоянии) [22, 43]



7. упругое рассеяние нейтронов

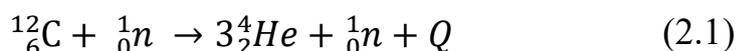


ГЛАВА 2. Эксперимент. Обработка измерений и описание результатов

2.1 Описание реакции расщепления $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$

Метод ядерных фотографических эмульсий – это эффективная методика для исследований обнаружения и анализа результатов ядерных взаимодействий, дающий возможность изучения кластерной диссоциации различных легких релятивистских ядер. К настоящему моменту обнаружены и проанализированы периферические взаимодействия различных изотопов бериллия, бора, углерода, лития, азота, в том числе радиоактивных. Данные исследования позволяют получить представления о кластеризации в семействе легких ядер.

Как указывалось ранее, ядерные фотографические эмульсии – это так называемый детектор заряженных частиц, надежное средство регистрации исследуемой ядерной реакции распада ядра углерода, который содержится в желатине, на три α -частицы при взаимодействии с нейтроном, обладающим кинетической энергией 14 МэВ. Действительно, в данной работе исследуется результат облучения ядерной фотографической эмульсии нейтронами, а именно анализ реакции вида:



Изучение данной реакции имеет непосредственный актуальный аспект, обусловленный следующим. Для описания структуры легких ядер (ядро углерода $^{12}_6\text{C}$ в данном случае) важнейшее значение имеют сведения о вероятностях присутствия в них различных конфигурации кластеров α -частиц с соответствующими угловыми моментами. Посредством этого возникает основа для изучения вопросов о вкладах вышеуказанных конфигураций в угловые моменты состояний тяжелых ядер. Кроме того, необходимо указать, что ядро атома углерода $^{12}_6\text{C}$ является одним из лучших,

доступных и, можно сказать, наглядных полигонов изучения и анализа α -частичной кластеризации.

Далее более подробно будет рассматриваться кинематическое описание реакции типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$.

Экспериментально доказано, что в ядерных реакциях выполняются законы сохранения, суть которых заключается в следующем. Какая-либо физическая величина замкнутой системы частиц должна оставаться постоянной как до, так и после взаимодействия. [17, 88] Важен тот факт, что в физике элементарных частиц законы сохранения играют большую роль, чем в каком-либо другом разделе физики. [26, 281] В данной исследовательской работе анализировались соотношения для закона сохранения полной энергии и суммарного импульса α -частиц, полученных в результате взаимодействия ядра атома углерода $^{12}_6\text{C}$ с нейтроном. Полная энергия участвующих в данной реакции частиц E включает в себя энергию покоя частиц mc^2 , кинетическую энергию T , а также потенциальную энергию взаимодействия частиц друг с другом. Но на практике при написании законов сохранения энергии для конкретных реакций потенциальную энергию не учитывают, потому что измерения энергии частиц происходят на расстояниях, много больших размеров атома.

Для рассматриваемой реакции $^{12}_6\text{C} + {}^1_0n \rightarrow 3{}^4_2\text{He} + {}^1_0n + Q$ законы сохранения энергии и суммарного импульса частиц можно выразить следующими формулами.

$$E(^{12}_6\text{C}) + E({}^1_0n) = 3E({}^4_2\text{He}) + E({}^1_0n) + Q \quad (2.2, \text{a})$$

$$\vec{p}_1({}^4_2\text{He}) + \vec{p}_2({}^4_2\text{He}) + \vec{p}_3({}^4_2\text{He}) = 0 \quad (2.2, \text{б})$$

где E – полная энергия частицы.

$$E = T + mc^2 \quad (2.3)$$

Кинетическая энергия T может быть рассчитана в зависимости от того, является ли частица релятивистской или нет. В данном случае, в котором мы

рассматриваем результат взаимодействия ядра атома углерода с нейтроном, то есть, по сути, описываем систему 3х α -частиц, которые не являются релятивистскими, их кинетическая энергия будет рассчитываться по формуле:

$$T = \frac{p^2}{2m} \quad (2.4)$$

Важно отметить, что в данной работе применялось два способа определения кинетической энергии частиц:

1. По формуле 2.4;
2. с помощью зависимости пробег – энергия для α -частиц посредством графика на рисунке 5.

Особого внимания в исследуемой реакции требует величина Q , по сути, энергия, которая выделяется или поглощается в ходе реакции. в зависимости от этой величины можно судить и о специфике самой реакции: либо экзоэнергетическая ($Q > 0$), либо эндоэнергетическая ($Q < 0$). [15, 38] Энергия реакции находится как разность энергии до ядерного взаимодействия и после него. [21, 17] Конкретно для данного случая применялась формула:

$$Q = \Delta mc^2 \quad (2.5)$$

где Δm – разница масс частиц, участвующих в реакции, до и после взаимодействия:

$$\Delta m = m({}^{12}_6\text{C}) + m({}^1_0\text{n}) - 3m({}^4_2\text{He}) - m({}^1_0\text{n}) \quad (2.6)$$

Для данного реакции энергия получилась положительной и равной 6,04 МэВ, а это говорит о том, что реакция ${}^{12}_6\text{C} (n, n')3\alpha$ экзоэнергетическая. Расчет проводился с учетом того, что ядро атома углерода до взаимодействия покоилось, то есть его кинетическая энергия $T({}^{12}_6\text{C}) = 0$, а также с использованием следующих справочных данных:

$$m({}^{12}_6\text{C}) = 19,93826 \cdot 10^{-27} \text{ кг}; m({}^1_0\text{n}) = 1,6747 \cdot 10^{-27} \text{ кг}; m({}^4_2\text{He}) = 6,6444 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

[21, 262]

2.2 Описание метода исследования

В данной исследовательской работе, как указывалось ранее, обнаруживается, изучается и анализируется результат облучения ядерной фотографической эмульсии нейтронами с кинетической энергией 14 МэВ. Исследования осуществляются на основе реакции типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$, описывающей распад ядра атома углерода $^{12}_6\text{C}$ на три α -частицы при столкновении с нейтроном. Суть данного практического исследования заключалась в нахождении событий типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$ в ядерной фотографической эмульсии используемого образца в виде трехлучевых «звезд». Данные «звезды» — это треки разлетевшихся после реакции α -частиц, расположенных под определенным углом друг к другу).

Исследование ядерной фотографической эмульсии осуществлялось посредством оптического микроскопа с цифровым модулем Levenhuk MED D1000T. Одной из особенностей конкретно данного исследования, как указывалось ранее, является использование ПО Levenhuk TourView, в котором происходил просмотр фотопластинки, соответствующие измерения, а также сохранялись фотографии найденных событий.

Сканирование фотоэмульсии на пластинке, то есть поиск соответствующих звезд, осуществлялось методом «по площади». Визуально фотопластинка разделялась на 4 части, как координатные четверти. Просмотр фотопластинки происходил по каждой части в отдельности, в которых обнаруживались интересующие события – звезды. Данный метод достаточно точный и надежный, но наряду с плюсами есть недостаток – длительное время сканирования фотоэмульсии. в итоге, было обнаружено 12 событий типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$, а именно трехлучевых звезд. Для анализа и обработки было выбрано 5 наиболее четких, точных и надежных из всех остальных с целью уменьшения погрешности в измерении пробегов, а значит и энергий. Фотографии данных событий представлены в Приложении 1.

Далее в программе Levenhuk TourView для каждой звезды производились измерения как в режиме реального времени, так и сохраненным фотографиям. Для каждой из трех α -частиц измерялись длины треков в микрометрах с помощью специального инструмента «Линия» и углы между треками с помощью инструмента «Углы по 3 точкам». Все полученные данные фиксировались на самой фотографии возле треков (см. Приложение 2). Данные для 5 событий типа $^{12}\text{C} (n, n')\text{Z}\alpha$ занесены в таблицу 4.

Следующим этапом было вычисление энергии реакции (2.1) по формулам (2.5) – (2.6) с использованием табличных значений масс ядер и частиц.

Далее для каждой α -частицы из 5 событий по известным длинам их треков по зависимости пробег – энергия и графику «Зависимость пробег – энергия для α -частиц» на рисунке 5 были определены кинетические энергии соответствующих частиц. Результаты также представлены в таблице 4.

Затем, используя формулу (2.4) для кинетической энергии нерелятивистской частицы, был рассчитан импульс для каждой α -частицы из 5 случаев. Подробные вычисления представлены в пункте 2.3 для одного события типа «звезда», остальные 4 случая были обчислены аналогично. Данные вычислений представлены в таблице 5. Следующим шагом осуществлялась проверка выполнения закона сохранения суммарного импульса для каждого события типа $^{12}\text{C} (n, n')\text{Z}\alpha$ и вносились поправки, связанные с дополнительными факторами (погрешности, глубина погружения). Для того, чтобы проверить закон сохранения импульса (векторная величина), понадобилось ввести ось, на которую проецировались вектора импульсов каждой α -частицы (см. Приложение 3). Далее по новым значениям импульса с учетом поправок были рассчитаны, можно сказать, теоретические значения энергий для каждого случая, которые также были занесены в таблицу 5. Завершающим этапом практического исследования стал анализ и сравнение полученных практических значений энергии,

вычисленной по зависимости пробег – энергия, и теоретических с учетом поправок. На основе этого формулировался вывод и итог работы.

Вычисления, а также таблицы 4 и 5 со всеми полученными данными, представлены в пункте 2.3.

2.3 Обработка полученных измерений. Анализ результатов.

Как было сказано ранее в пункте 2.2, первым шагом практического исследования данной работы стало измерение длины треков каждой из трех α -частиц для пяти событий типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$, а также определение кинетических энергий соответствующих частиц по зависимости пробег – энергия при помощи графика на рисунке 5. Также были дополнительно были определены углы между треками частиц. Все вычисления производились в программе Levenhuk TourView для каждой «звезды» в отдельности с помощью соответствующих инструментов. Полученные численные значения на данном этапе обработки измерений представлены в таблице 4, а фотографии трёхлучевых «звезд» с указанными измеренными величинами см. Приложение Б.

Таблица 4. Измерения для α -частиц в программе Levenhuk TourView

№ события	№ α -частицы	Длина пробега R, мкм	Угол между 2 треками β	Кинетическая энергия α -частицы T, МэВ
1	1	220,86	$\beta_{(1,2)}$ 175,68°	23
	2	200,83	$\beta_{(2,3)}$ 21,67°	21
	3	268,46	$\beta_{(1,3)}$ 161,01°	27
2	1	105,77	$\beta_{(1,2)15}$	14,5

			$37,74^\circ$	
	2	<i>111,40</i>	$\beta_{(2,3)}$ $139,90^\circ$	<i>15</i>
	3	<i>145,60</i>	$\beta_{(1,3)}$ $177,46^\circ$	<i>17</i>
3	1	<i>137,48</i>	$\beta_{(1,2)}$ $86,27^\circ$	<i>16</i>
	2	<i>180,51</i>	$\beta_{(2,3)}$ $179,98^\circ$	<i>22</i>
	3	<i>166,33</i>	$\beta_{(1,3)}$ $92,76^\circ$	<i>20</i>
4	1	<i>225,14</i>	$\beta_{(1,2)}$ $89,44^\circ$	<i>24</i>
	2	<i>83,02</i>	$\beta_{(2,3)}$ $177,94^\circ$	<i>13</i>
	3	<i>109,66</i>	$\beta_{(1,3)}$ $91,95^\circ$	<i>15</i>
5	1	<i>138,77</i>	$\beta_{(1,2)}$ $31,58^\circ$	<i>16</i>
	2	<i>131,03</i>	$\beta_{(2,3)}$ $150,62^\circ$	<i>15,5</i>
	3	<i>73,66</i>	$\beta_{(1,3)}$ $178,76^\circ$	<i>12</i>

После того, как были получены все необходимые значения исследуемых величин, начался этап вычислений, а именно расчет импульса каждой α -частицы из трех обозначенных для пяти событий типа «звезда» реакции $^{12}\text{C} (n, n')^3\alpha$. Подробные вычисления представлены для одного события, остальные расчеты производились аналогично.

Формула для расчета импульса α -частицы была получена из формулы кинетической энергии нерелятивистской частицы (2.4):

$$p = \sqrt{2 \cdot T \cdot m({}^4_2\text{He})} \quad (2.7)$$

Для события 1, по данным из Таблицы 4 и табличному значению массы α -частицы (ядра гелия), указанным в пункте 2.2, были произведены следующие расчеты:

$$p_1 = \sqrt{2 \cdot T_1 \cdot m({}^4_2\text{He})} = \sqrt{2 \cdot 36,8 \cdot 10^{-13} \cdot 6,6444 \cdot 10^{-27}} = 2,2 \cdot 10^{-19} \text{ кг} \cdot (\text{м/с})$$

$$p_2 = \sqrt{2 \cdot T_2 \cdot m({}^4_2\text{He})} = \sqrt{2 \cdot 33,6 \cdot 10^{-13} \cdot 6,6444 \cdot 10^{-27}} = 1,7 \cdot 10^{-19} \text{ кг} \cdot (\text{м/с})$$

$$p_3 = \sqrt{2 \cdot T_3 \cdot m({}^4_2\text{He})} = \sqrt{2 \cdot 43,2 \cdot 10^{-13} \cdot 6,6444 \cdot 10^{-27}} = 1,9 \cdot 10^{-19} \text{ кг} \cdot (\text{м/с})$$

Для удобства и упрощения расчетов кинетическая энергия была переведена из МэВ в Дж.

Значения импульса для α -частиц событий 2-5 представлены ниже в Таблице 5. Далее выполнялась проверка закона сохранения импульса для α -частиц, движущихся в ядерной фотографической эмульсии.

Для реакции ${}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n} \rightarrow 3{}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n} + Q$ закон сохранения суммарного импульса в общем виде записывается так:

$$\vec{p}_C + \vec{p}_n = \vec{p}_{\alpha 1} + \vec{p}_{\alpha 2} + \vec{p}_{\alpha 3} + \vec{p}_n \quad (2.8)$$

Если принять тот факт, что до взаимодействия с нейтроном ядро атома углерода покоилось, т.е. $\vec{p}_C = 0$, и не учитывать импульс нейтрона до и после столкновения с ядром, то получим упрощенную формулу для закона сохранения импульса (только α -частицы) [19, 8]:

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0 \quad (2.9)$$

Далее вектора импульсов для каждой частицы проецировались на выбранное направление (см. Приложение В), определялись соответствующие проекции с учетом углов между треков. В результате для каждой тройки α -частиц было получено уравнение, выражающее закон сохранения импульса:

$$1. -p_3 + p_1 \cdot \cos(180 - \beta_{(1,3)}) - p_2 \cdot \cos(\beta_{(2,3)}) = 0 \quad (2.10, \text{ а})$$

$$2. p_2 + p_1 \cdot \cos(\beta_{(1,2)}) - p_3 \cdot \cos(180 - \beta_{(2,3)}) = 0 \quad (2.10, \text{ б})$$

$$3. p_1 + p_2 \cdot \cos(\beta_{(1,2)}) - p_3 \cdot \cos(180 - \beta_{(1,3)}) = 0 \quad (2.10, \text{ в})$$

$$4. p_1 + p_2 \cdot \cos(\beta_{(1,2)}) - p_3 \cdot \cos(180 - \beta_{(1,3)}) = 0 \quad (2.10, \text{ г})$$

$$5. p_2 + p_1 \cdot \cos(\beta_{(1,2)}) - p_3 \cdot \cos(180 - \beta_{(2,3)}) = 0 \quad (2.10, \text{ д})$$

Затем в указанные выше формулы подставлялись значения из таблицы 4 и таблицы 5. Ниже представлены расчеты для события 1, остальные события 2-5 обсчитывались аналогично.

$$-1,89 + 2,21 \cdot \cos(180 - 161,01) - 1,67 \cdot \cos(21,67) = -1,352 \neq 0 \quad (2.11)$$

Получается, закон сохранения суммарного импульса частиц для данного направления, выбранного в плоскости фотопластинки, не выполнялся. Этот факт говорит лишь о том, что имеет место быть вертикальное направление (частица и ее след уходят в слой под каким-либо углом), которое необходимо брать во внимание и делать на него поправки. С учетом поправок значения импульса α -частиц p' немного изменилось так, что закон сохранения импульса выполняется для данной системы частиц. Это так называемые теоретические значения, которые также указаны ниже в Таблице 5.

Затем были рассчитаны значения для кинетических энергий частиц в пяти событиях по значениям импульса по формуле (2.3) с учетом поправок. Так, на примере события 1, для 3х α -частиц получили:

$$T'_1 = \frac{p_1'^2}{2 \cdot m({}^4_2\text{He})} = \frac{(2,1 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 6,6444 \cdot 10^{-27}} = 33,2 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 20,8 \text{ МэВ} \quad (2.12, \text{ а})$$

$$T'_2 = \frac{p_2'^2}{2 \cdot m({}^4_2\text{He})} = \frac{(4,0 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 6,6444 \cdot 10^{-27}} = 120 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 75,0 \text{ МэВ} \quad (2.12, \text{ б})$$

$$T'_3 = \frac{p_3'^2}{2 \cdot m({}^4_2\text{He})} = \frac{(1,8 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 6,6444 \cdot 10^{-27}} = 24,4 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = 15,3 \text{ МэВ} \quad (2.12, \text{ в})$$

Все вычисленные величины p , p' и T' указаны в Таблице 5.

Таблица 5. Вычисленные значения для импульсов p , p' и энергии T

№ события	№ α -частицы	Импульс α -частицы $p \cdot 10^{-19}$, кг·(м/с)	Импульс α -частицы с учетом поправок $p' \cdot 10^{-19}$, кг·(м/с)	Кинетическая энергия α -частицы с учетом поправок T' , МэВ
1	1	2,2	2,1	20,8
	2	1,67	4,0	75,0
	3	1,89	1,8	15,3
2	1	1,39	1,2	6,6
	2	1,41	1,1	5,8
	3	1,50	2,7	33,8
3	1	1,46	0,2	0,2
	2	1,71	1,0	5,2
	3	1,63	5,5	142,3
4	1	1,79	0,2	0,04
	2	1,31	5,5	28,4
	3	1,41	0,1	0,1
5	1	1,46	1,1	5,7
	2	1,44	1,2	6,3
	3	1,26	2,4	26,8

Сравнивая полученные значения для кинетической энергии T , определенной по графику зависимость пробег – энергия, и кинетической энергии T' , вычисленной косвенно, можно заметить различия. Как говорилось ранее, большую роль в точности полученных значений играют погрешности, связанные с точностью определения пробега частиц в ядерной фотографической эмульсии и энергии по зависимости пробег – энергия, а также влияние на результат оказывают поправки, связанные с глубиной погружения следа α -частицы в слой фотоэмульсии. Треки частиц, которые

наблюдались в данной работе и представлены на фотографиях отличаются от действительных следов. Обуславливается это тем, что измерения производятся в плоскости фотопластинки с ядерной эмульсией, след частицы располагается под каким-либо углом к ней. Данный факт подтверждают несоответствия при проверке закона сохранения импульса. Законы сохранения импульса и полной энергии выполняются при приблизительно вычисленных значениях импульса p' и энергии T' . Также по значению T' возможно судить о действительных пробегах α -частиц. Если значение T' получилось больше изначального измеренного T , то в действительности трек частицы длиннее, чем был получен и измерен в программе Levenhuk TourView. И, наоборот, если T' оказалось меньше T , то действительный след частицы в ядерной фотографической эмульсии короче, чем тот, что мы наблюдали.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной выпускной квалификационной работе ставилась цель изучить результаты облучения ядерной фотографической эмульсии нейтронами с помощью оптического микроскопа с цифровым модулем Levenhuk MED D1000T на примере событий типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$.

В ходе реализации поставленной цели был решен ряд задач. Во-первых, был изучен достаточно объемный теоретический материал о самих ядерных фотографических эмульсиях, о фотометод и его применение для наблюдения и изучения заряженных частиц. Также достаточно подробно была рассмотрена исследуемая реакция типа $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$, особенности и актуальность ее изучения. Во-вторых, осуществлялась длительная и трудоемкая практическая деятельность с лабораторным оборудованием, а именно с оптическим микроскопом с цифровым модулем Levenhuk MED D1000T и с соответствующим программным обеспечением Levenhuk TourView. В ходе такой работы был выявлен ряд преимуществ использования именно такого комплекта оборудования. Основным из них, безусловно, считается возможность просматривать фотопластинку разными способами, что повышает эффективность и точность исследования, а также возможность обработки найденных событий на компьютере, в том числе в режиме реального времени. Конечно, основной частью данной работы стало исследование результатов облучения нейтронами ядерной фотографической эмульсии, а именно событий типа «трехлучевая звезда». Были определены пробеги α -частиц, их энергии и импульсы, а также было проверено выполнение закона сохранения суммарного импульса и полной энергии частиц. Основной массив данных был получен в программе Levenhuk TourView на основе сделанных с помощью цифрового модуля фотографий трехлучевых «звезд». Результаты измерений и вычислений были проанализированы и объяснены. В ходе данной работы были выявлены и обозначены преимущества и недостатки метода ядерных фотографических

эмульсий, также исследованы и выделены основные направления развития данной темы и сферы ее применения. Также, что достаточно важно, рассмотрены перспективные научные проекты по применению ядерных фотографических эмульсий в исследования ядерных взаимодействий, изучения состава ядер и элементарных частиц. Не маловажным является тот факт, что данная исследовательская работа имеет перспективное направление развития, а именно получение трехмерных изображений треков и их осуществление их автоматического поиска по изображениям. Таким образом, можно отметить, что все поставленные в работе задачи действительно были решены.

На основе вышесказанного можно заключить, что поставленная цель в данной выпускной квалификационной работе по теме «Исследование результатов облучения фотоэмульсии нейтронами на оптическом микроскопе с цифровым модулем» успешно реализована и достигнута.

ЛИТЕРАТУРА

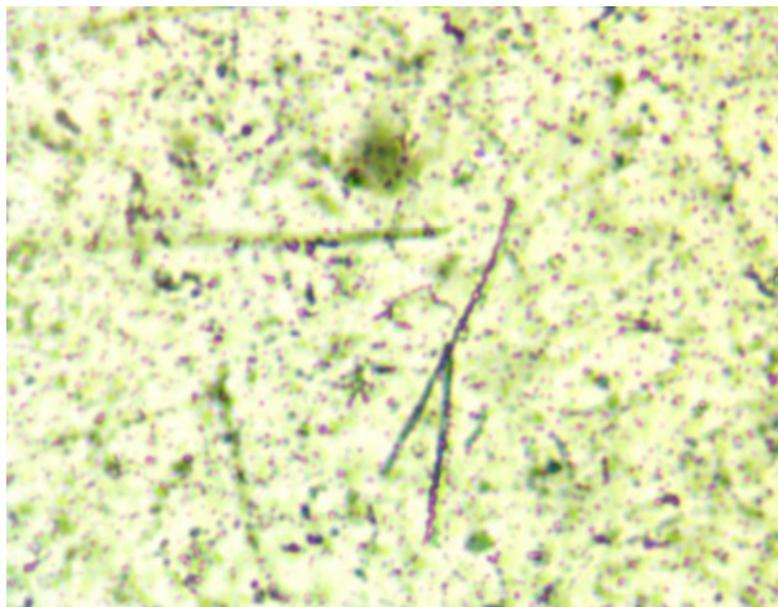
1. Ferdinando Di Donato. Automated scanning of Opera emulsion films. - INFN, 2009.
2. Grupen Claus, Shwartz Boris. Particle Detectors. - Cambridge University Press, 2008. – 72 с.
3. Toshiyuki Nakano, CHORUS collaboration. Emulsion Scanning Technologies. – Department of Physics, Nagoya University, Japan, 2001. – 5 с.
4. Zarubin P. I., Review «Tomography» of the cluster structure of light nuclei via relativistic dissociation and reference herein. – «Clusters in Nuclei», Lecture Notes in Physics, vol. 3, 2012.
5. Абрамов А. И. Основы экспериментальных методов ядерной физики / А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. – Москва: Энергоатомиздат, 1985. – 485 с.
6. Агапов Н. Н. Нуклотрон: основные результаты и планы развития / Н. Н. Агапов, А. Д. Коваленко, А. И. Малахов. // Атомная энергия. - №4. – Дубна: ОИЯИ, 2002. – 7 стр.
7. Александров А. Б. Методика ядерно-физических исследований на основе автоматизированной обработки данных трековых детекторов: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук / А. Б. Александров. – Москва, 2009. – 97 с.
8. Александров А. Б., Апачева И. Ю., Гончарова Л. А., Коновалова Н. С., Орлова Г. И. [и др.] Методика измерения зарядов релятивистских ядер в фотоэмульсии на автоматизированном комплексе ПАВИКОМ // Физический институт имени П. Н. Лебедева, 2005. –17 с.
9. Анохина А. М. Методы идентификации частиц с помощью ядерных эмульсий: Учеб. пособие / А. М. Анохина, Т. А. Джатдоев, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова, К. А. Фоменко. – Москва: НИИЯФ имени Скобельцина, 2013. – 31 с.

10. Бейзер А. Техника ядерных эмульсий // Успехи физических наук, 1954. - №3. – 457.
11. Беспалов В. И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. – Томск: Дельтаплан, 2006 – 368с.: ил.
12. Воинов В. Г. Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях / В. Г. Воинов, И. Я. Часников. – Алма-Ата: Изд-во «Наука» Казахской ССР, 1969. – 140 с.
13. Дьячков В. В. Компьютерное моделирование реакций расщепления легких ядер нейтронами. - Курчатов: Национальный ядерный центр РК, 2006. – 18 с.
14. Зайцев А. А. Эксперимент BECQUREL: статус и перспективные задачи / А. А. Зайцев, П. И. Зарубин, А. И. Малахов // бюллетень «Новости ОИЯИ», 2020. - №3. – с. 18-21.
15. Кадилин В. В. Прикладная ядерная физика. Учебное пособие / В. В. Кадилин, В. Ю. Милосердин, В. Т. Самосадный. Москва: МИФИ, 2007. – 240 с.
16. Кадменский С. Г. Кластеры в ядрах // Соровский образовательный журнал. - №3, 2000 г. – с. 87 – 92.
17. Капитонов И. М. Введение в физику ядра и частиц: учебное пособие. – Москва: Едиториал УРСС, 2002. – 384 с.
18. Компания Levenhuk – официальный сайт. – URL: <https://www.levenhuk.ru/> (дата обращения: 1.10.2020). – Режим доступа: свободный.
19. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика: учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. II. Ядерные взаимодействия. – 5-е изд., перераб. и доп. – Москва: Энергоатомиздат, 1993. – 320 с.
20. Пауэлл С. Исследование элементарных частиц фотографическим методом / С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс. – Москва: Издательство иностранной литературы, 1962. – 420 с., 109 л. ил.

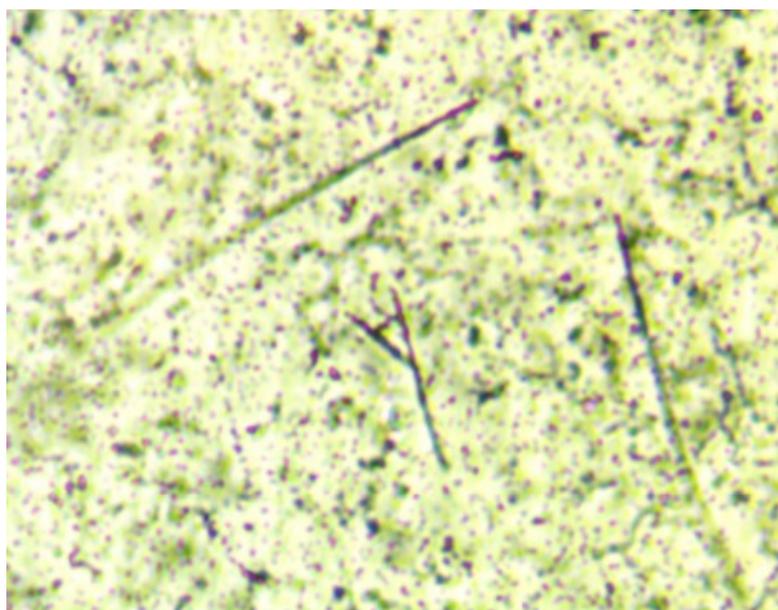
21. Рыжакова Н. К. Ядерная физика и её приложения: учебное пособие / Н. К. Рыжакова. – Томск: изд-во Томского политехнического университета, 2011. – 270 с.
22. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. V. Атомная и ядерная физика. – 2-е изд., стереотип. – Москва: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2002. – 784 с.
23. Стародубцев С. В. Прохождение заряженных частиц через вещество / С. В. Стародубцев, А. М. Романов. - АН Узбекской ССР. Физ.-техн. ин-т. – Ташкент: Изд-во АН Узбекской ССР, 1962. – 228 с.
24. Узэбб Д. Х. Фотографические пластинки для ядерной физики // Успехи физических наук, 1949. - №1. – 113 с.
25. Черняев А. П. Взаимодействием ионизирующего излучения с веществом / А. П. Черняев. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 152 с.
26. Широков Ю. М. Ядерная физика / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. – Москва: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во «Наука», 1980. – 728 с.: ил.

ПРИЛОЖЕНИЕ

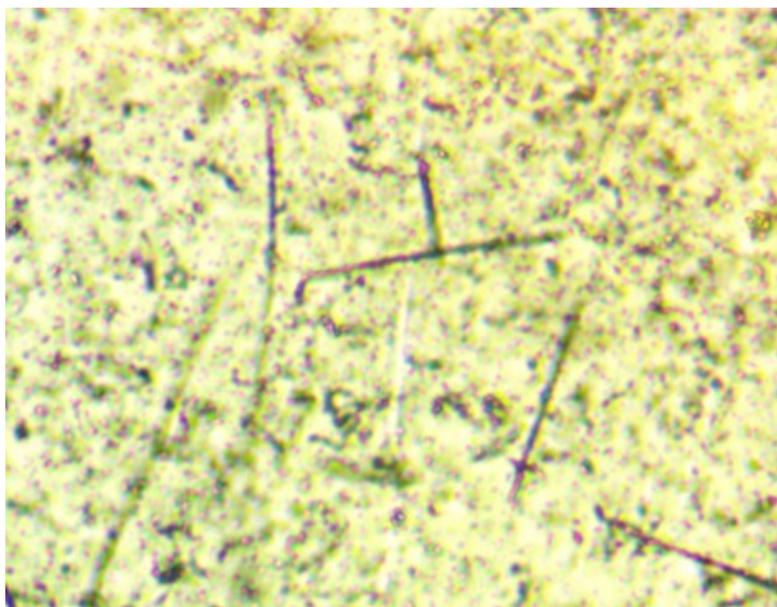
Приложение 1



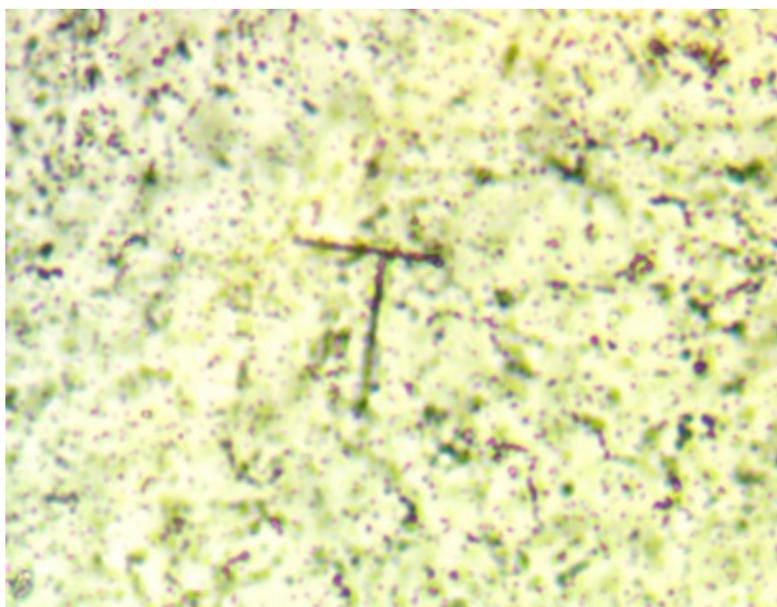
Исследуемое событие реакции $^{12}\text{C} (n, n')\text{Z}\alpha$ типа «звезда» №1



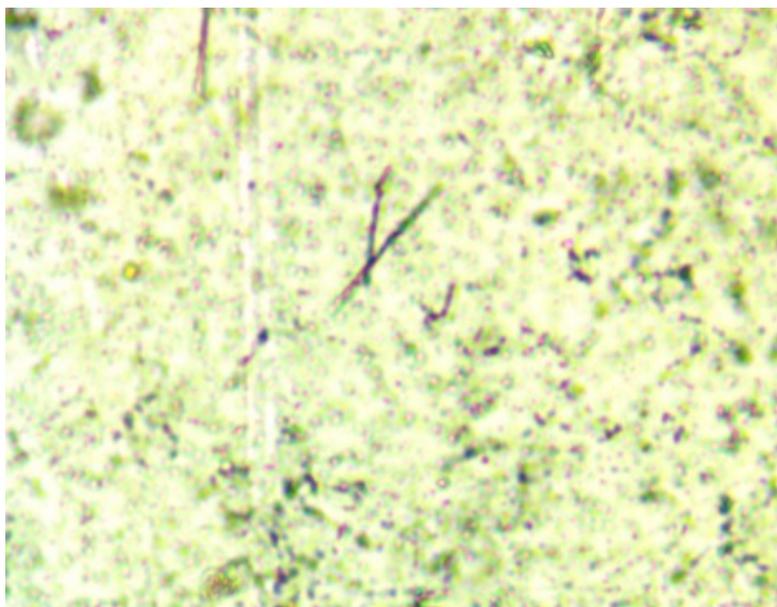
Исследуемое событие реакции $^{12}\text{C} (n, n')\text{Z}\alpha$ типа «звезда» №2



Исследуемое событие реакции $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$ типа «звезда» №3

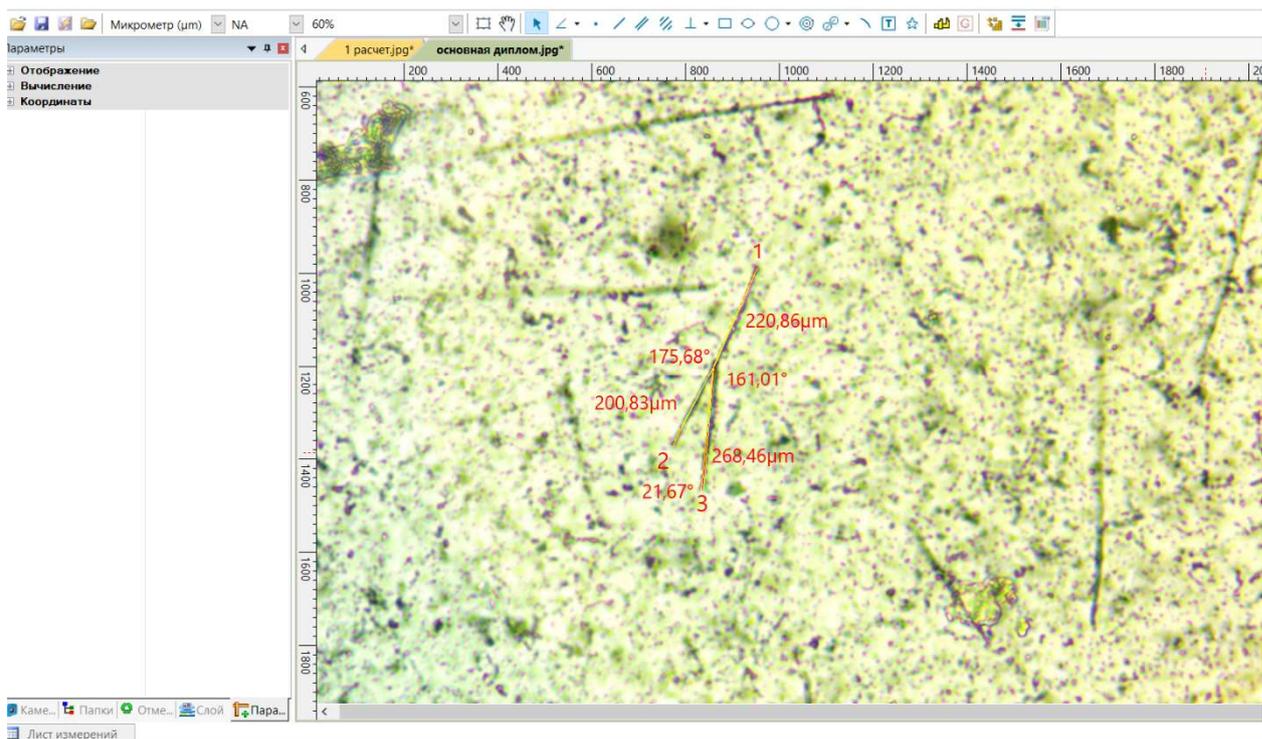


Исследуемое событие реакции $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$ типа «звезда» №4

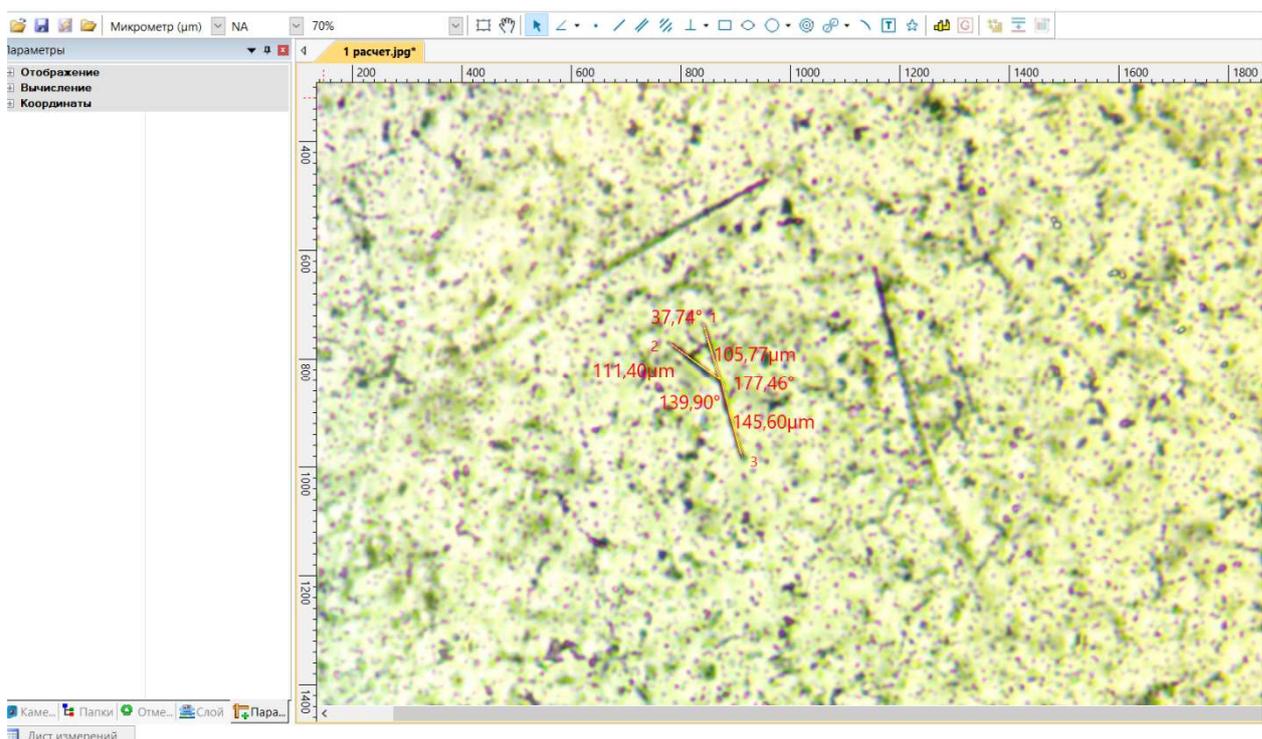


Исследуемое событие реакции $^{12}\text{C} (n, n')3\alpha$ типа «звезда» №5

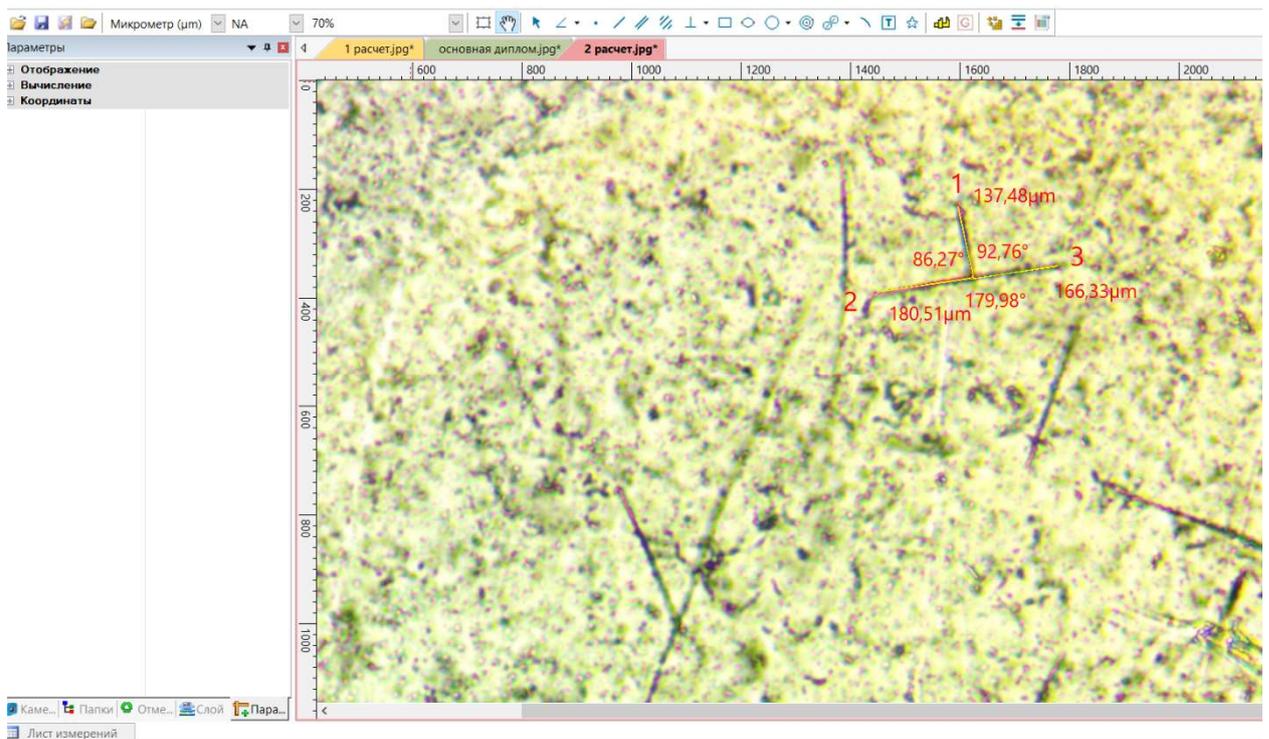
Приложение 2



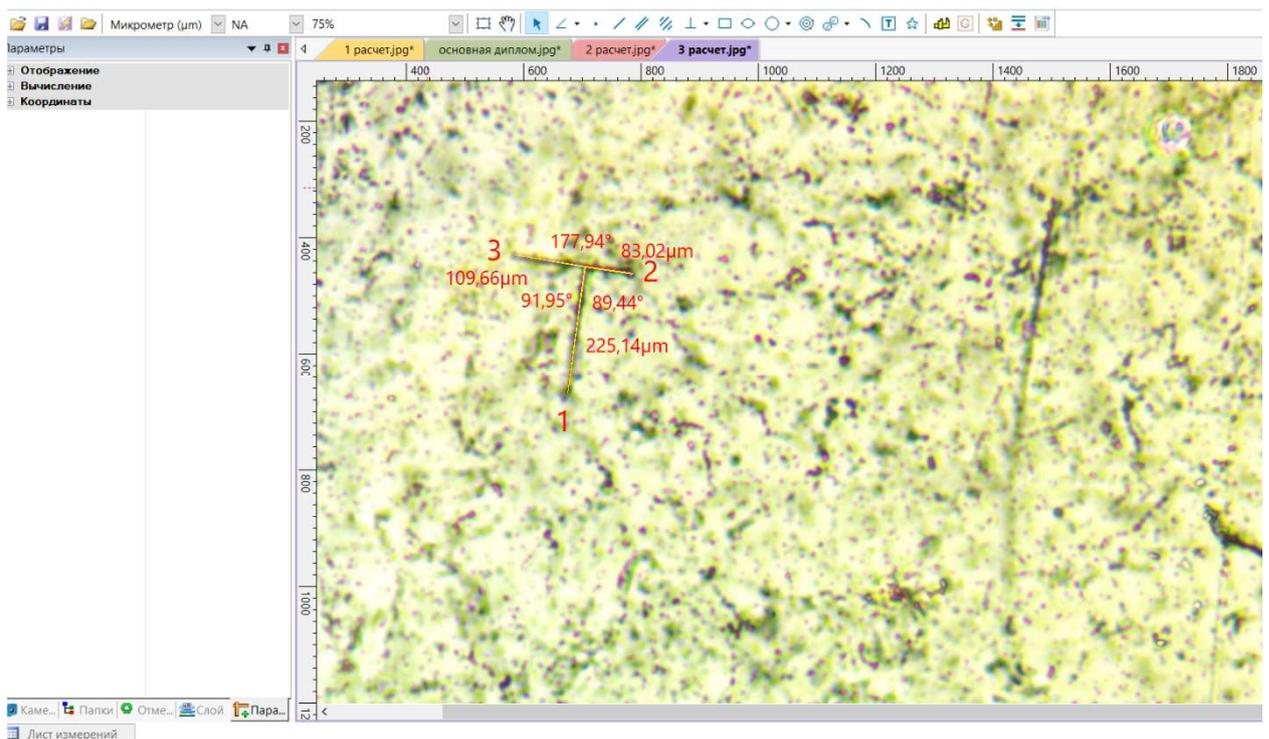
Измерение длин треков α -частиц и углов между ними для события №1



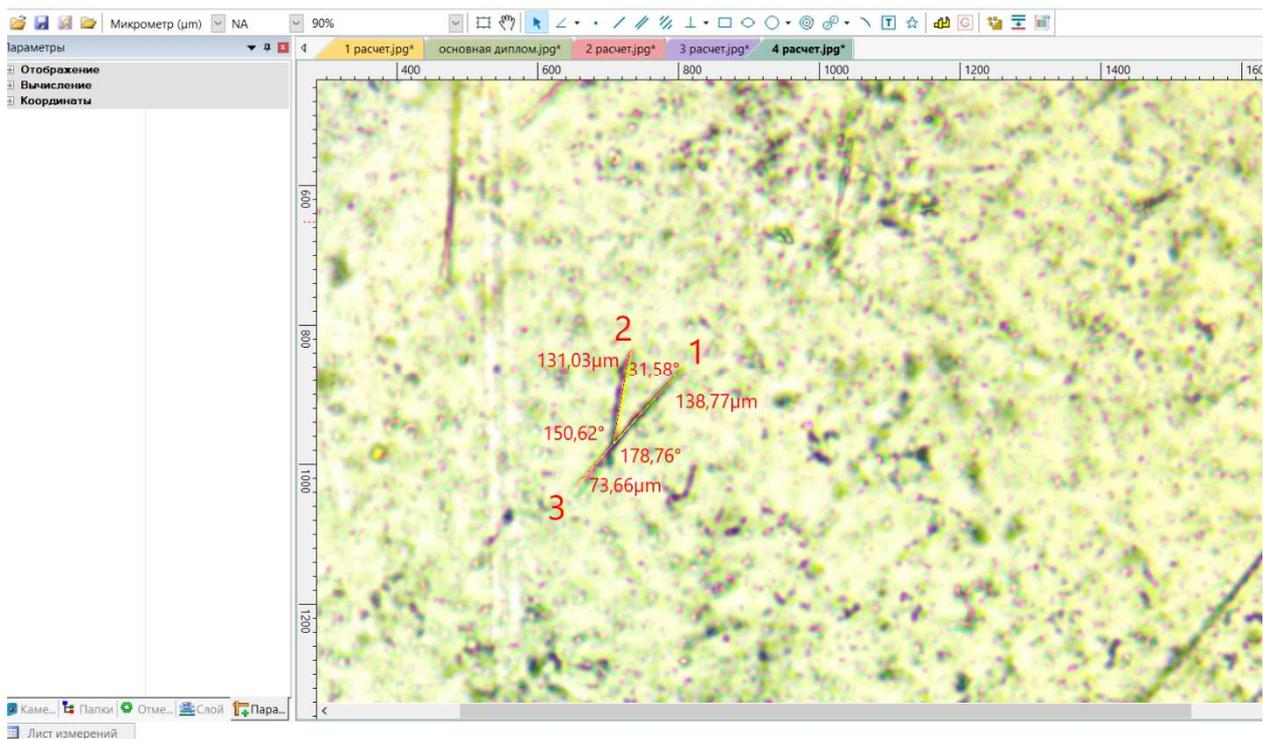
Измерение длин треков α -частиц и углов между ними для события №2



Измерение длин треков α -частиц и углов между ними для события №3

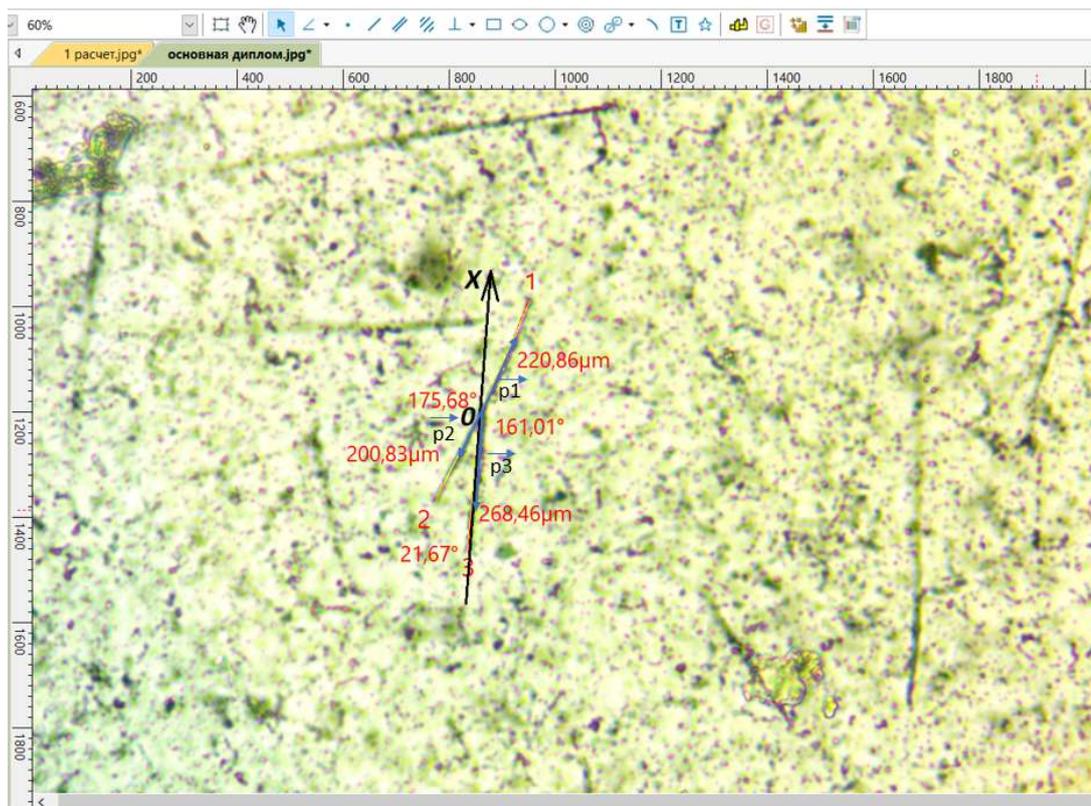


Измерение длин треков α -частиц и углов между ними для события №4

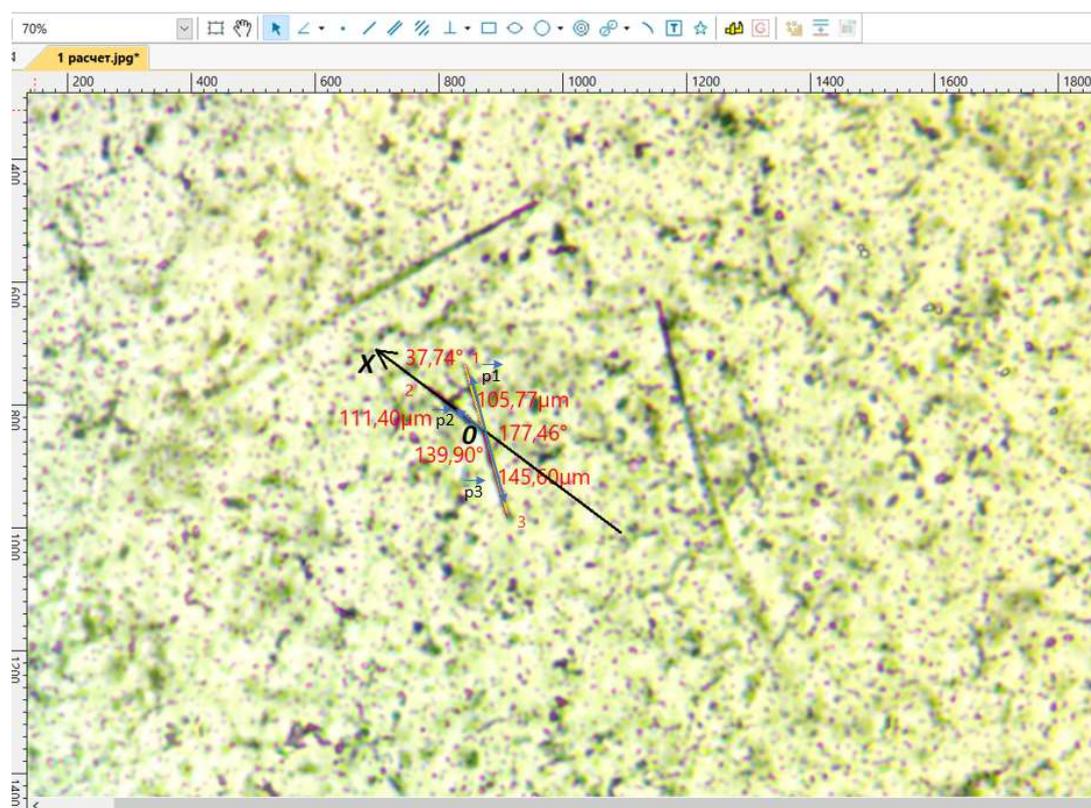


Измерение длин треков α -частиц и углов между ними для события №5

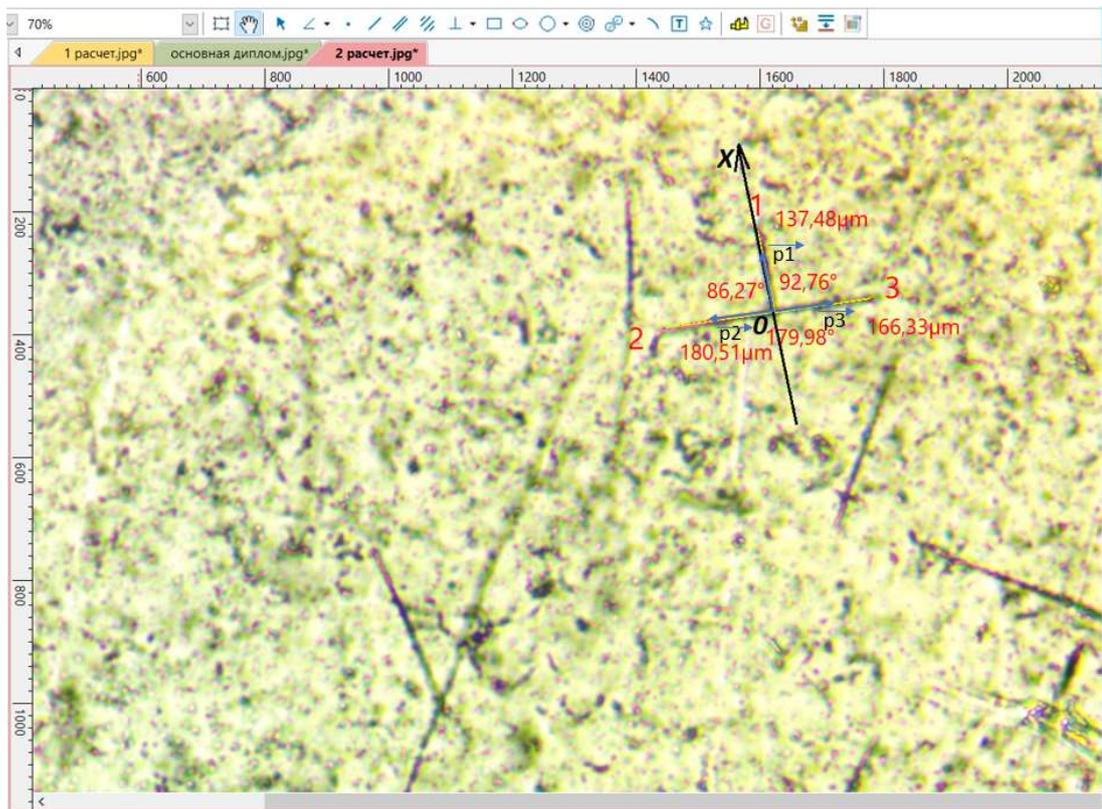
Приложение 3



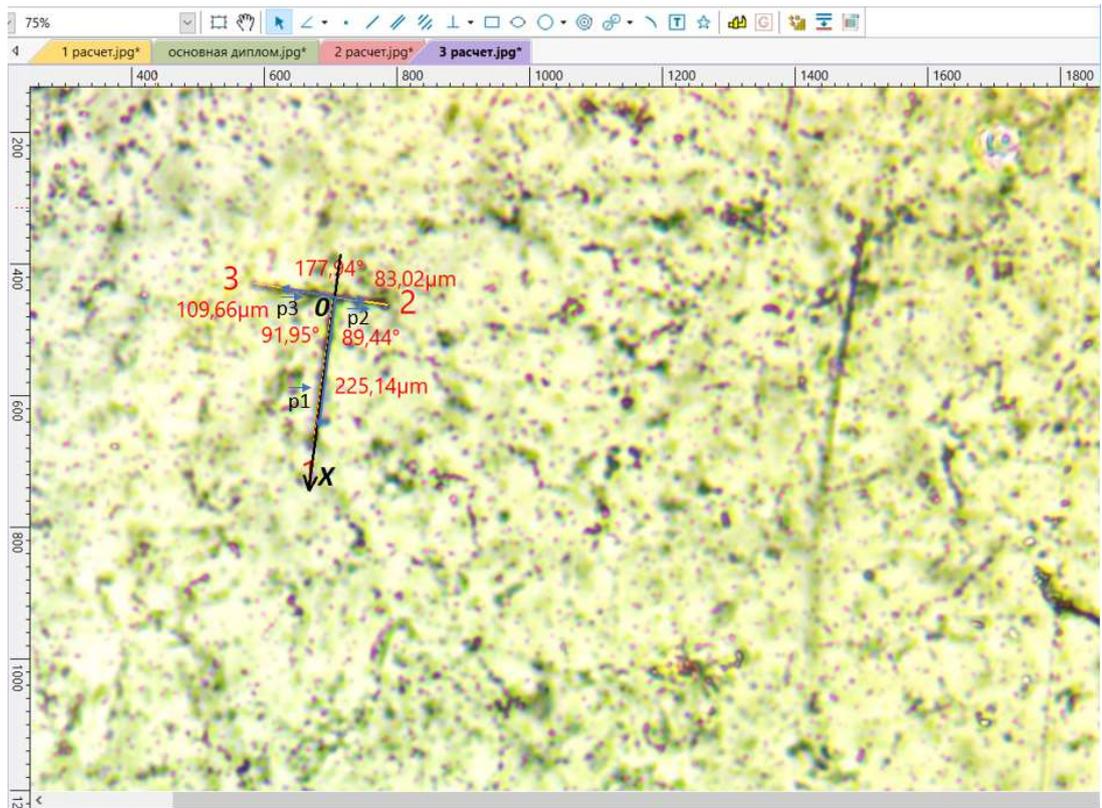
Закон сохранения импульса для α -частиц для события №1



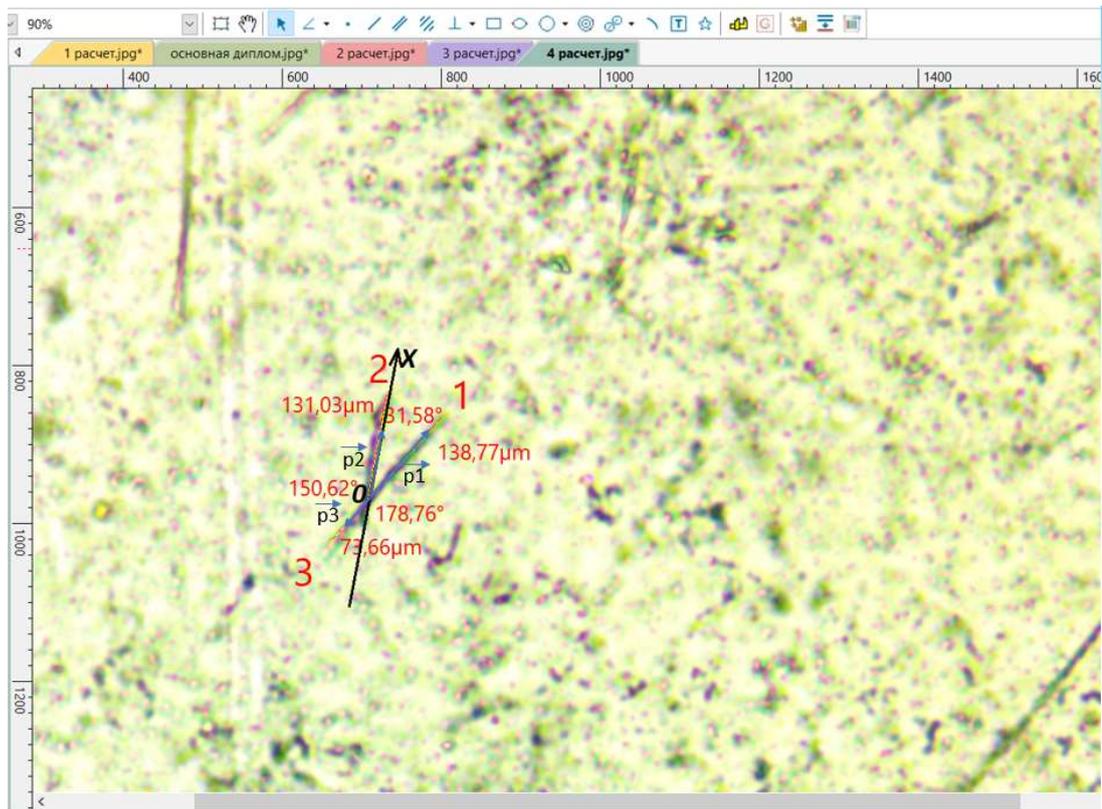
Закон сохранения импульса для α -частиц для события №2



Закон сохранения импульса для α -частиц для события №3



Закон сохранения импульса для α -частиц для события №4



Закон сохранения импульса для α -частиц для события №5