

Хромылёва Татьяна Александровна

**Низкофоновый цифровой спектрометр для измерения сечения (n,α)
реакции на твердых мишенях**

Специальность: 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Автор:

Обнинск – 2018

Работа выполнена в Акционерном обществе «Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского»

Научный руководитель:

Хрячков Виталий Алексеевич

доктор физико-математических наук, начальник отдела ядерной и нейтронной физики Отделения перспективных исследований, Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации - Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского».

Официальные оппоненты:

Родионов Николай Борисович

доктор физико-математических наук, снс, начальник лаборатории алмазной радиационно-стойкой наноэлектроники и инноваций, Акционерное общество «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований».

Кадилин Владимир Валериевич

кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры прикладной ядерной физики, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского Центра «Курчатовский Институт», г.Гатчина.

Защита состоится «__» _____ 2019 года в __ час. __ мин. на заседании диссертационного совета Д 700.001.06 при Объединённом Институте Ядерных Исследований (Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова и Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка) по адресу: Россия, 141980, Московская область, г.Дубна, ул.Жолио-Кюри, д.6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Объединённого Института Ядерных Исследований (<http://www.jinr.ru/disser/>).

Автореферат разослан «__» _____ 2019 г.

Учёный секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

А. Г. Попеко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Ядерные реакции с вылетом заряженных частиц, протекающие под действием быстрых нейтронов на ядрах промежуточной массы, изучены недостаточно полно. Так, оценки сечения подобных реакций, даваемые различными библиотеками ядерных данных, могут отличаться друг от друга в разы. Зачастую наблюдается не только отличие в абсолютном значении функции возбуждения реакции, но и в ее структуре. Во многом данная ситуация с расхождениями в теоретическом описании обусловлена бедностью набора экспериментальных данных, существующих в настоящее время. Для целого ряда ядер экспериментальная информация просто отсутствует. Для многих ядер существуют измерения, проведенные всего в одной точке (14 МэВ), что явно недостаточно для понимания поведения функции возбуждения данной реакции в широком диапазоне энергий нейтронов. Сложившаяся ситуация с экспериментальными данными для конструкционных материалов является следствием того, что данные ядра чрезвычайно неудобны для исследования разработанными на сегодняшний день методами.

Методики, позволяющие выполнять такие измерения, должны обладать высокой чувствительностью (спектрометрическая мишень должна иметь массу, обеспечивающую вылет альфа-частицы с минимальными потерями энергии) и большой избирательностью по отношению к продуктам изучаемой реакции (фон от элементов конструкции и самого детектора зачастую многократно превышает исследуемый эффект).

С другой стороны, реакции, приводящие к образованию газообразных продуктов, например, гелия или водорода, во многом определяют радиационную стойкость материалов. Особенно остро данная проблема стоит для конструкционных материалов, поскольку они наиболее широко используются при создании различных механизмов и узлов ядерно-энергетических установок.

Опыт эксплуатации ЯЭУ показал, что их экономическая эффективность напрямую зависит от длительности периода их эксплуатации, которая, в свою очередь, во многом определяется изменением физических свойств материалов, использованных при их создании, по мере накопления ими дозы ионизирующих излучений.

Особенностью эксплуатации ядерных установок является то, что в процессе работы ЯЭУ подвергаются интенсивному воздействию нейтронного и гамма излучений. Примером таких узлов являются стенки твэлов или корпус реактора типа ВВЭР. При этом становится особенно важной способность материалов сохранять свои механические свойства в этих условиях. Как показали материаловедческие исследования, одним из основных процессов, негативно влияющих на механические свойства материалов, является газообразование, возникающее за счет (n, p) и (n, α) реакций на ядрах веществ, входящих в их состав. Появление в структуре

конструкционных материалов (например, стали) гелия может привести к их охрупчиванию, изменению величины предела пластичности, радиационной ползучести, обеднению стали, радиационному набуханию и т.д. [1-5]. Одними из наиболее распространенных материалов, которые широко используются для изготовления всех конструкций, находящихся вблизи активной зоны, всех проточных частей парогенератора и теплообменника, а также для изготовления оболочек ТВЭЛов, корпуса реактора и других конструкционных элементов реактора, являются нержавеющие стали.

В настоящее время для оценки воздействия нейтронного облучения на различные объекты широко используются расчеты по методу Монте-Карло [6-8], которые используют данные о микроскопических сечениях взаимодействия нейтронов с разными изотопами для воссоздания картины распространения нейтронов в заданной геометрии. Такие расчеты широко используются для оценки энергетического спектра и потока нейтронов, воздействующих на элементы конструкций, а также для определения масштаба радиационных повреждений и энерговыделения в них. Данные расчеты способны дать реалистичную картину о масштабе радиационно-индуцированных эффектов в разных типах стали, находящихся в определенных полях смешанного нейтрон-гамма излучения. Эти оценки можно использовать для обоснования выбора тех или иных конструкционных материалов для проектируемых реакторных установок и для продления срока эксплуатации существующих реакторов. Однако надежность таких расчетов напрямую зависит от точности, с которой известны сечения ядерных реакций, протекающих в конструкционном материале под действием нейтронов, в частности, сечения (n,α) реакции.

Таким образом, получение новых экспериментальных данных о значении сечения (n,α) реакции на конструкционных материалах может быть положено в основу выработки уточненных библиотек ядерных данных в той их части, которая описывает процессы, приводящие к газообразованию в конструкционных материалах. В свою очередь, использование более реалистичных оценок в прогнозировании радиационно-индуцированных повреждений материалов, используемых в реакторостроении, позволит более надежно и точно оценивать ресурс эксплуатации различных узлов реакторов еще на стадии их проектирования и, за счет этого, улучшить безопасность их эксплуатации и повысить их экономическую эффективность.

Всё выше сказанное подтверждает **актуальность** темы диссертации и ее **теоретическую и практическую** значимость.

Цель работы заключается в создании нового спектрометра для изучения сечения (n,α) реакции на твердых мишенях, в разработке нового метода обработки экспериментальных данных и получении новых экспериментальных данных.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Спроектирована и создана новая конструкция спектрометра, позволяющая определять сечения (n,α) реакции на твердых мишенях.
2. Разработан метод обработки полученных экспериментальных данных.
3. Проведены тестовые измерения сечения (n,α) реакции на ^{54}Fe .
4. Проведены экспериментальные исследования по определению сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$.
5. Определено сечение реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$.
6. Экспериментально получено значение сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$.
7. Выполнены измерения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$.
8. Экспериментально определено сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$.
9. Проведены измерения сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$.

Все задачи были решены автором в составе группы при определяющем личном участии.

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

1. Создан уникальный спектрометр на основе ионизационной камеры с сеткой Фриша для изучения сечения (n,α) реакции на конструкционных материалах.
2. Разработан новый метод обработки экспериментальных данных.
3. Получено значение сечения (n,α) реакции на изотопе хрома ^{50}Cr в области энергии нейтронов от 4,7 до 7,2 МэВ.
4. Впервые получено значение сечения реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$ в энергетическом диапазоне 6,8-7,2 МэВ.
5. Впервые получены результаты для сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ при энергии нейтронов ниже 14 МэВ.
6. Получены значения сечения (n,α) реакции на изотопе железа-54 в энергетическом диапазоне 4,75-6,75 МэВ.
7. Получены парциальные и полные значения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$ при энергии нейтронов от 4,3 до 6,5 МэВ.
8. Получено значение сечения (n,α) реакции на изотопе никеля-60 в энергетическом диапазоне 6,0-7,0 МэВ.
9. Впервые получены результаты для сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$ при энергии нейтронов 4,0-6,0 МэВ.

Личный вклад. Автор принимала активное участие на каждом этапе выполнения работы: проводила предварительные исследования, принимала участие в экспериментальных исследованиях на ускорителе, выполняла подготовку мишеней перед облучением, занималась обработкой полученных данных, участвовала в написании статей по полученным результатам.

Положения и результаты, выносимые на защиту

1. Конструкция спектрометра на основе двойной ионизационной камеры с сеткой Фриша для изучения сечения (n,α) реакции на твердых мишенях.
2. Метод обработки экспериментальных данных.
3. Результаты тестирования спектрометра и разработанной методики обработки данных на экспериментальном исследовании сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$.
4. Результаты экспериментального исследования сечений реакций $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$, $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$, $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$, $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$, $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$, $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$.

Достоверность полученных результатов подтверждается:

- использованием современных средств регистрации и методов обработки экспериментальных данных;
- согласием полученных данных с данными других авторов, когда они имеются;
- публикацией основных результатов работы в реферируемых журналах

Апробация работы

Полученные результаты и основные положения диссертационной работы были представлены на научных семинарах ГНЦ РФ-ФЭИ и докладывались на международных конференциях ISINN-19, ISINN-20, ISINN-21, ISINN-22, ISINN-25, Ядро-2012, CNR-13, ND-2016 и обсуждались на международных научных школах: школа, организованная МАГАТЭ по теме «Ядерные данные для аналитических приложений» (Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Data for Analytical Applications), школа по анализу нейтронных резонансов (Neutron Resonance Analysis School).

Публикации

Основные результаты по теме диссертационной работы изложены в 14 печатных изданиях, 8 из которых опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК [1-7, 14], 2 из которых изданы в зарегистрированных научных электронных изданиях [12, 13], 4—в материалах международных семинаров [8-11].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка использованных источников. Содержание работы изложено на 140 страницах, включая 61 рисунок и 15 таблиц. Список использованных источников состоит из 121 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении показана актуальность работы, научная новизна и практическая значимость работы, сформулированы цель и задачи диссертационного исследования.

В первой главе представлен обзор существующих экспериментальных данных и теоретических оценок сечения реакции (n,α) для изотопов конструкционных материалов – железа, хрома, никеля и титана. Также проведен анализ существующих методов определения сечения реакции (n,α) .

Проведенный анализ показал, что, несмотря на большую практическую значимость элементов конструкционных материалов, например, изотопов хрома, железа и никеля набор экспериментальных исследований по измерению сечения реакции (n,α) чрезвычайно беден и ограничивается работами, выполненными для нейтронов с энергией 14 МэВ. При этом данные разных авторов в этой точке могут отличаться на десятки процентов. В области же энергий нейтронов, приближенной к реакторному диапазону, экспериментальные данные нередко полностью отсутствуют. Большинство известных экспериментальных работ, посвященных данной области исследований, были выполнены в середине 20 века с использованием экспериментального арсенала, характерного для этого времени. Следствием этого является и большой разброс (до нескольких сотен процентов) в имеющихся оценках энергетического хода сечения. Имеющееся разногласие между различными оценками может быть устранено только при появлении новых экспериментальных данных.

При анализе литературы, посвященной экспериментальным исследованиям значения сечения (n,α) реакций на разных изотопах конструкционных материалов (EXFOR, CINDA) обнаруживается, что этому вопросу было посвящено немало работ, проведенных в различных лабораториях мира за последние полвека. Простое сравнение данных показывает, что расхождения в результатах, полученных разными авторами, значительно превышают приведенные ошибки.

Современное состояние дел с теоретическими оценками сечения (n,α) реакций, приведенными в различных библиотеках ядерных данных (ENDF/B-VII, JENDL-4.0, BROND 3 и других), для многих ядер, входящих в состав конструкционных материалов, также неудовлетворительно и разброс значений оцененных сечений для многих практически важных изотопов превышает 20-30%.

Для измерения сечения реакции (n,α) существует целый набор экспериментальных методов, описанных в литературе [9-16]. Однако до сегодняшнего дня не существует одного метода, который позволил бы исследовать сечение реакции (n,α) для всей совокупности существующих ядер.

Методы, используемые для фиксации факта протекания реакции (n,α) , различны: одни основаны на прямой регистрации α -частиц (или измерения

объема выделившегося после облучения образца гелия), другие - на регистрации мгновенного γ -излучения, сопровождающего (n,α) реакцию в случаях, когда остаточное ядро находится в возбужденном состоянии. Каждый из методов обладает своими преимуществами и недостатками. Для получения надежной оценки сечения той или иной реакции, как правило, требуется несколько наборов экспериментальных данных, выполненных разными методами.

Исходя из проведенных исследований был сделан вывод о том, что для проведения измерений сечения реакции (n,α) на изотопах конструкционных материалов целесообразно использовать ионизационную камеру с сеткой Фриша и цифровые методы обработки экспериментальных данных.

Во второй главе рассмотрены физические принципы спектрометра, представлена его конструкция и блок-схема экспериментальной установки, описаны методы обработки экспериментальных данных, методы определения масс исследуемых мишеней, представлены результаты тестовых измерений сечения реакции (n,α) на изотопе железа-54, проведен анализ погрешностей эксперимента.

Принимая во внимание проведенный анализ существующих методов измерения сечения (n,α) реакции и учитывая опыт, накопленный в лаборатории 118 ГНЦ РФ - ФЭИ, для решения поставленной задачи по измерению сечения (n,α) реакции на твердых мишенях была предпринята попытка использовать ионизационную камеру в сочетании с цифровыми методами обработки данных.

За основу была взята ионизационная камера с сеткой Фриша, которая использовалась в работе [16]. Но измерения сечения (n,α) реакции на конструкционных материалах будут сопровождаться большим количеством фоновых событий. Дело в том, что при облучении ионизационной камеры быстрыми нейтронами образуется большое число заряженных частиц (α -частицы, протоны, электроны, ядра отдачи). Одним из источников фона являются элементы конструкции камеры (электроды, сетка, изоляторы). Кроме того, рабочий газ камеры также является источником фона. Также необходимо учитывать фон от поверхности электродов (окислы, нитриды и т.п.). На рисунке 1 представлена схема ионизационной камеры с α -частицами, которые могут возникать при облучении камеры быстрыми нейтронами.

В зависимости от положения трека и его ориентации в объеме камеры с мишенью, расположенной на катоде, все α -частицы можно условно разделить на три группы (рисунок 1):

1. «катодные» α -частицы, которые излучаются с поверхности катода. К ним относятся как α -частицы, родившиеся в мишени, так и α -частицы, излученные самим катодом;
2. «лжекатодные» α -частицы, которые были рождены в рабочем газе и достигли катода;

3. «газовые» α -частицы, которые родились и полностью затормозились в рабочем газе камеры.

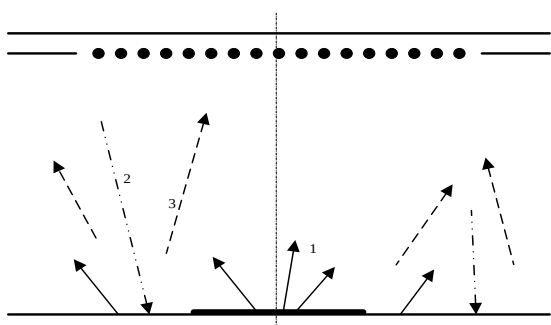


Рисунок 1 - Схема треков б-частиц, которые могут реализоваться в ионизационной камере при облучении ее быстрыми нейтронами. 1 – «катодные» частицы, 2 – «лжекатодные» частицы, 3 – «газовые» частицы.

Для «катодных» α -частиц время достижения последними электронами анода будет фиксированным, так как последний электрон всегда будет стартовать из области вблизи катода. Это же условие будет справедливо и для «лжекатодных» частиц. Для «газовых» частиц параметр «время дрейфа последних электронов» может изменяться в широком диапазоне. Анализ событий по времени дрейфа позволяет идентифицировать место рождения частиц. Отбор событий по времени дрейфа последних электронов

позволяет отсеять большую часть «газовых» частиц.

Материал катода при облучении его быстрыми нейтронами может становиться интенсивным источником α -частиц, возникающих в результате (n,α) реакций, протекающих на компонентах материалов, входящих в его состав. Принимая во внимание все вышесказанное, был сделан вывод о том, что располагать мишень из изотопов конструкционных материалов на катоде не имеет смысла, так как мы не сможем отделить α -частиц, летящие из изучаемого слоя, от α -частиц, летящих с катода. Поэтому, было принято решение переместить мишень с катода вглубь камеры, ближе к сетке (рисунок 2). Как следует из рисунка 2, в этом случае мы можем выделить 5 групп α -частиц по месту их рождения:

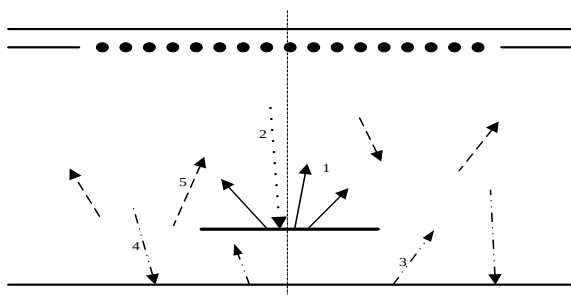


Рисунок 2 - Схема треков б-частиц, которые могут реализоваться в ионизационной камере при облучении ее быстрыми нейтронами.

1 – «мишенные» частицы,
2 – «лжекатодные» частицы,
3 – «газовые» частицы,
4 – «лжемишенные» частицы,
5 – катодные частицы.

- 1) «мишенные» частицы, которые родились в изучаемой мишени;
- 2) «лжемишенные» частицы – частицы, родившиеся в рабочем газе камеры и достигшие изучаемой мишени;
- 3) катодные частицы, которые излучаются с поверхности катода;
- 4) «лжекатодные» частицы – частицы, родившиеся в рабочем газе камеры и достигшие катода;
- 5) «газовые» частицы, которые родились и полностью затормозились в рабочем газе камеры.

При таком подходе мы имеем значительно лучшую фоновую

ситуацию, чем в случае, когда мишень расположена на катоде. Действительно у нас имеется возможность:

1) подавить катодные, лжекатодные и большую часть газовых α -частиц, используя параметр время дрейфа последних электронов;

2) количество «лжемишенных» событий будет незначительным. Действительно, их количество зависит от площади мишени. В нашем случае диаметр катода составлял 120 мм. Диаметр подложки мишени не превышал 40 мм. Отношение их площадей составляет 9. Именно в такое количество раз можно сократить долю «лжемишенных» частиц за счет выноса мишени с поверхности катода.

3) Учитывая небольшой диаметр мишени, ее подложку можно сделать из такого материала как высокочистое золото. Для золота кулоновский барьер для эмиссии α -частиц значительно выше, нежели для материалов с маленьким Z . Кроме того, золото химически инертно и его поверхность значительно хуже окисляется. Однако этот материал достаточно дорог и изготавливать из него электроды камеры проблематично. Изготовить из золота подложку малого диаметра значительно дешевле и проще.

Схема модернизированной двойной ионизационной камеры с общим катодом представлена на рисунке 3. Ионизационная камера состоит из двух частей: мониторная камера и основная. В мониторную камеру входит анод и катод (общий катод с основной камерой). Основная камера представляет собой

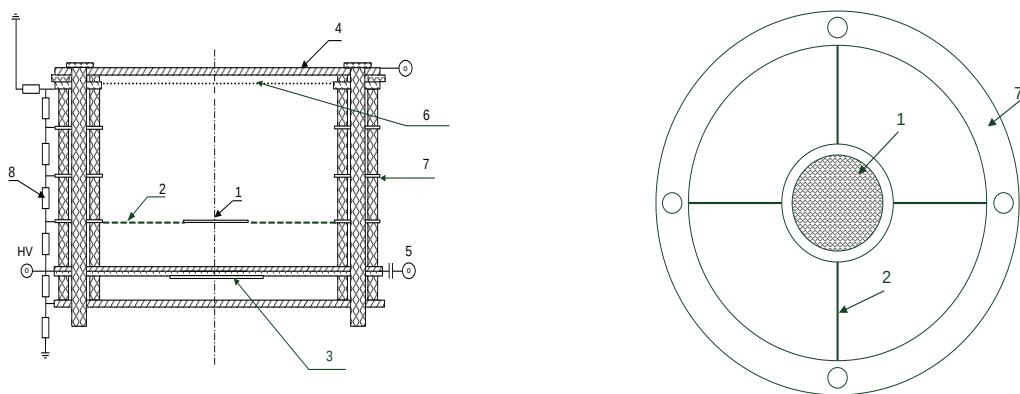


Рисунок 3 - Схема конструкции детектора. 1 – изучаемая твердая мишень; 2 – золотые нити; 3 – мишень ^{238}U ; 4 – анод ИИК; 5 – общий катод; 6 – сетка Фриша; 7 – охранные электроды; 8 – резистивный делитель напряжения.

систему из шести электродов: катод, 3 охранных электрода, сетка Фриша и анод. В основной камере расстояние между катодом и сеткой Фриша составляет 4 см. Расстояние от сетки Фриша до анода – 2 мм. Внешний диаметр всех электродов основной и мониторной камеры составлял 120 мм. В состав основной камеры входила система охранных электродов, служащих для линеаризации электрического поля внутри камеры. В основной камере устанавливалась изучаемая мишень. Твердая мишень подвешивалась на золотых нитях, которые закреплялись в плоскости первого охрannого электрода, на расстоянии 1 см от катода. Те же золотые нити использовались

в качестве проводника, через который на мишени устанавливался необходимый электрический потенциал.

Охранные электроды представляли собой кольца внешним диаметром 120 мм и внутренним 90 мм. Охранные электроды были выполнены из кадмия. Три таких электрода располагались между катодом и сеткой с шагом 1 см. В работе на разных ее стадиях использовались электроды из разных материалов.

Аноды ионизационной камеры выполнены из нержавеющей стали. Общий катод первоначально был изготовлен из нержавеющей стали. Первый опыт работы показал, что при облучении его потоком быстрых нейтронов он становится интенсивным источником α -частиц. Поэтому встал вопрос о выборе материала катода, который может обеспечить более комфортные фоновые условия проведения эксперимента. Анализ оценок показывает, что для понижения фона предпочтительно использовать элементы с большим зарядом (Z). Так, замена железа на кадмий приводит к снижению выхода α -частиц из катода в 100 раз (для энергии нейтронов 10 МэВ) и, следовательно, к снижению собственного фона камеры. В дальнейших экспериментах пластина из нержавеющей стали была заменена на пластину из кадмия. В процессе работы катод из кадмия был заменен на золотой. Для изготовления катода использовалось золото 99,9%. Полная масса покрытия катода составила 64,45 грамма и толщиной 0,3 мм.

В работе использовалась так называемая «меш» сетка Фриша. Такая сетка представляет собой структуру из переплетенных между собой проволочек, натянутых в двух перпендикулярных направлениях. Проволочки имели диаметр 30 мкм и были изготовлены из позолоченной нержавеющей стали. Концы проволочек припаивались к поддерживающему кольцу (внешний диаметр 120 мм, внутренний диаметр – 90 мм). Расстояние между проволочками составляло 0,3 мм в обоих направлениях.

В мониторингной камере расстояние между электродами составляет 4 мм. Камера заполняется тем же рабочим газом, что и основная камера. Внутри мониторингной камеры, на ее катоде, располагается слой урана-238. Напряжение на катоде то же, что и в основной камере и составляло до 5 кВ.

Камера заполнялась газовой смесью криптона с добавкой метана или углекислого газа (3-5%). Криптон был выбран в качестве основного рабочего газа, так как при облучении камеры, заполненной смесью криптона и CO_2 , нейтронами с энергией 7 МэВ в течение нескольких часов, событий, соответствующих реакции (n, α) на изотопах криптона, не наблюдалось. Более легкие газы – неон и аргон имеют относительно большее значение сечения реакции (n, α) и у них выше тормозная способность чем у криптона (неон – 0,09 МэВ/мм; аргон – 0,18 МэВ/мм; криптон – 0,37 МэВ/мм).

Тип и количество добавки определялись для каждого эксперимента индивидуально. Так, метан, содержащий водород, практически не генерирует α -частиц во всем диапазоне энергий нейтронов, в котором проводились исследования. Однако, при его использовании в камере возникает огромное

количество протонов отдачи и может увеличиться вероятность наложения сигналов, поэтому приходится снижать ток ускорителя, а это приводит к увеличению времени измерения. При использовании углекислого газа проблема с протонами отдачи отсутствует, однако при больших энергиях нейтронов может возникать дополнительный источник фона, связанный с протеканием реакции $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$ ($Q=-2,2$ МэВ). В некоторых случаях энергия α -частиц, возникающих в результате (n,α) реакции на ^{16}O ($Q=-2,2$ МэВ), оказывается сравнимой или даже большей нежели для α -частиц из изучаемого образца. В этом случае использование углекислого газа становится невозможным.

Давление в камере подбиралось таким образом, чтобы пробеги α -частиц, вылетающих из мишени, укладывались в промежутке между мишенью и сеткой Фриша.

Блок схема использованной электроники представлена на рисунке 4.

Всю используемую электронику можно разделить на три основных канала:

1) Анодный канал, в который входит зарядочувствительный предусилитель и быстрый усилитель. Усиленный сигнал поступает на первый вход оцифровщика формы импульса.

2) Катодный канал. Его структура аналогична анодному каналу с той разницей, что он служит для усиления катодного сигнала.

3) Триггерный канал. Этот канал усиливает и формирует катодный сигнал для того, чтобы сформировать триггерный сигнал для оцифровщика. Этот сигнал является признаком того, что в одной из двух камер произошло событие, и он инициирует процесс преобразования входных анодного и катодного сигналов в цифровой вид.

Сигналы, снимаемые с анода и катода ионизационной камеры после усиления, поступают на входы ОФИ, который превращает аналоговый сигнал в цифровой вид. В таком виде информация сохраняется на жестком диске для последующей обработки.

Сигналы, поступающие от спектрометра, можно разделить на два типа (рисунок 5):

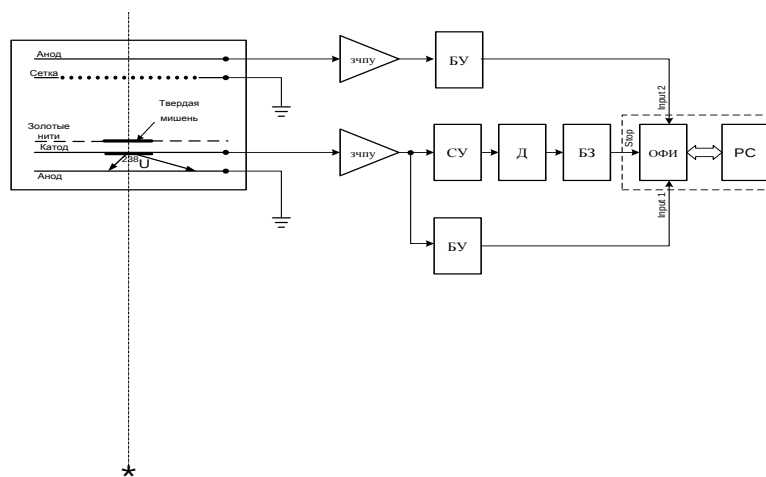


Рисунок 4 - Блок схема детектора и электроники.

ЗЧПУ – зарядочувствительный предусилитель;
СУ – спектрометрический усилитель; Д – дискриминатор;
БЗ – блок задержки; ОФИ – оцифровщик формы импульсов; БУ – быстрый усилитель, РС – управляющий компьютер.

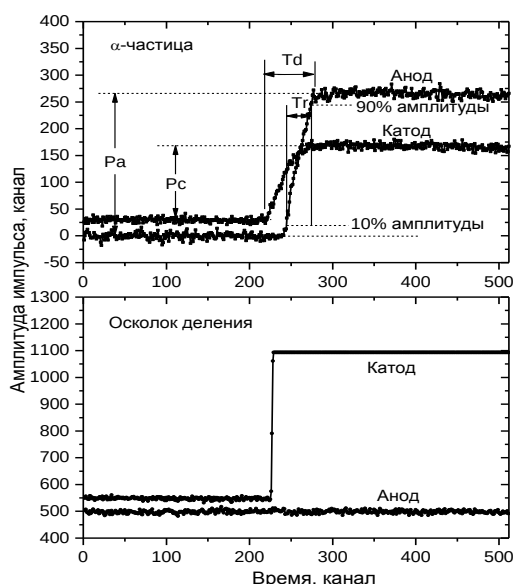


Рисунок 5 - Типичные сигналы от спектрометра. Верхний рисунок - α -частица в основной камере. Нижний - осколок деления в камере без сетки.

1. сигналы, в которых присутствуют как анодный, так и катодный сигналы. Эти сигналы соответствуют событиям, которые произошли в основной камере с сеткой Фриша. Среди этих событий присутствуют как сигналы от α -частиц из изучаемой реакции, так и фоновые события, происходящие на электродах камеры и ее рабочем газе;

2. сигналы, в которых присутствует катодный сигнал, а анодный сигнал равен нулю. Эти сигналы соответствуют событиям, происходящим в мониторной камере со слоем урана-238. Обработывая их, мы получаем информацию о числе осколков деления.

На первом шаге обработки отбираются сигналы второго типа. Из этих сигналов формируется амплитудный спектр, который используется для определения числа осколков деления урана-238.

Сигналы первого типа проходят через более сложную обработку, в процессе которой извлекается информация об амплитуде анодного (P_A) и катодного (P_C) сигналов, время появления сигнала на аноде (T_{SA}) и катоде (T_{SC}) и момент времени, в который анодный сигнал выходит на насыщение (T_{EA}). Последняя величина соответствует времени окончания собирания заряда на аноде.

Основными параметрами, используемыми для анализа, являются амплитуда сигналов, максимальное время движения зарядов в камере (время дрейфа) $T_d = (T_{EA} - T_{SC})$ и время нарастания анодного сигнала $T_r = (T_{EA} - T_{SA})$. Максимальное время дрейфа может быть преобразовано в расстояние, отсчитанное от катода, на котором находилось начало (конец) трека, максимально удаленный от анода $X = (D - T_d \cdot v_e)$. Измерение времени нарастания анодного сигнала позволяет определить длину проекции трека зарегистрированной частицы на ось камеры $R_x = (T_r \cdot v_e)$.

На рисунке 6 представлен двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время дрейфа электронов.

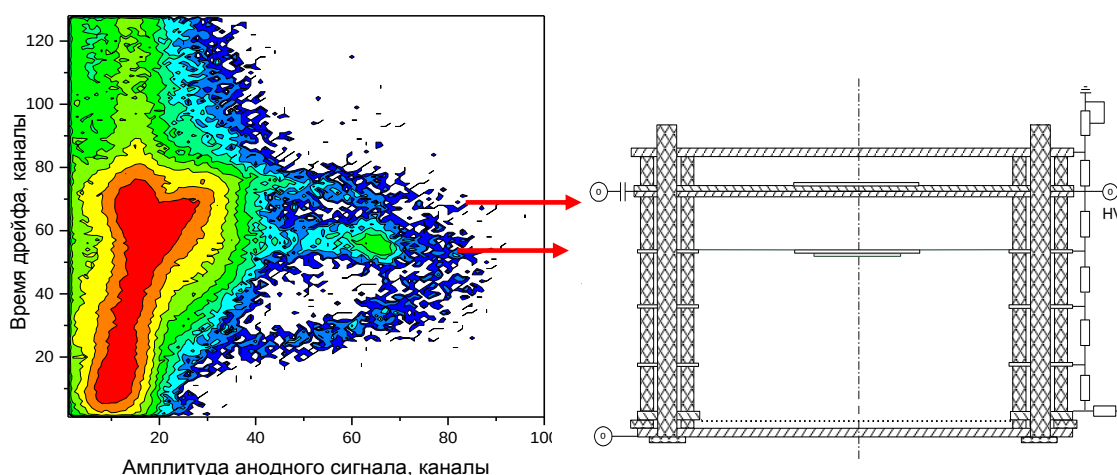


Рисунок 6 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время дрейфа электронов, для энергии нейтронов 6,5 МэВ для никеля -60.

Анализ этого двухмерного спектра позволяет сделать вывод о том, что события от изучаемой мишени имеют амплитуду около 65 и время дрейфа около 55 каналов. Также есть большое число фоновых событий, рождающихся на катоде (верхняя часть спектра), событий, возникающих на компонентах рабочего газа (распределенных между максимальным и минимальными значениями времени дрейфа) и событий, рождающихся на сетке Фриша и аноде камеры (события с малыми значениями времени дрейфа). Еще одним ценным источником информации о природе событий является их распределение по времени нарастания анодного сигнала. Этот параметр напрямую связан с пробегом частицы. На рисунке 7 приведен двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время нарастания анодного сигнала. События, обусловленные α -частицами, могут находиться в части спектра, расположенной ниже пунктирной линии. Выше нее могут находиться только протоны и электроны, для которых пробег при той же энергии значительно больше, чем для α -частиц.

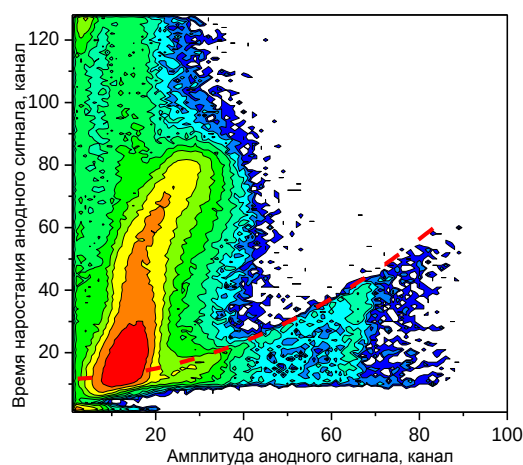


Рисунок 7 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время нарастания сигнала, полученный для изотопа никеля -60 при энергии нейтронов 6,5 МэВ.

Для разделения «мишенных» частиц от «лжемишенных» мы использовали свойство α -частиц образовывать максимум ионизации в конце пробега (пик Брэгга). «Мишенные» α -частицы всегда будут иметь максимум плотности ионизации вблизи сетки Фриша (анода). «Лжемишенные» α -частицы рождаются в газе и движутся в сторону мишени, вблизи которой и будет находиться максимум плотности ионизации.

Используя методы цифровой обработки анодных сигналов, можно определить отношение заряда, образовавшегося при торможении регистрируемой частицы в первой (Q_1) и второй (Q_2) половине пробега частицы. Точка, соответствующая середине пробега частицы, определялась

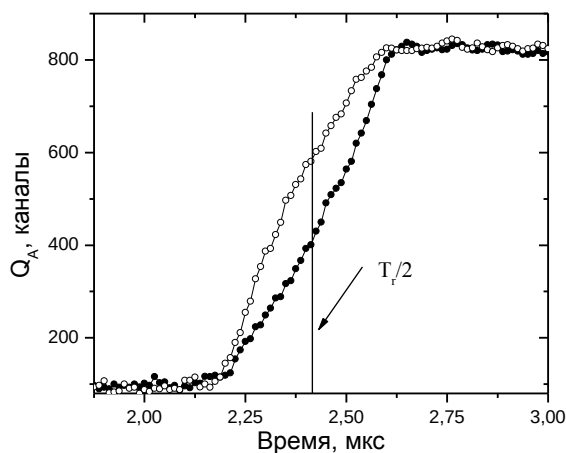


Рисунок 8 - Форма анодных импульсов, соответствующих разной ориентации трека α -частиц в межэлектродном пространстве. $\circ$ - α -частица, летящая от мишени; $\bullet$ - α -частица, летящая к мишени.

"лжемишенных" α -частиц.

Возможность разделения α -частиц по направлению движения была проверена экспериментально. Для этого камера, наполненная смесью $\text{Ar}+3\%\text{CO}_2$, без мишени внутри, облучалась нейтронами с энергией 6 МэВ. В данном эксперименте были отобраны события, параметр времени дрейфа которых соответствует нахождению начала трека на расстоянии 1 см от катода (условия, аналогичные тем, что возникают на изучаемой мишени).

На рисунке 9 приведён спектр отношения Q_1/Q_2 , полученный для газовых α -частиц, соответствующих реакции $^{36}\text{Ar}(n,\alpha)$. Как следует из рисунка, в спектре отношения зарядов наблюдается два максимума, соответствующие разным направлениям вылета α -частиц. Анализ отношения зарядов позволяет значительно снизить фон от «лжемишенных» событий.

как середина временного промежутка, в течение которого заряд собирался на аноде ($T_{\text{SA}}+T_r/2$), T_{SA} - время начала сигнала на аноде, T_r - время нарастания анодного сигнала. Значение заряда в первой половине трека (Q_1) (ближней к аноду) равно значению зарядового сигнала в точке ($T_{\text{SA}}+T_r/2$) (рисунок 8). Значение заряда во второй половине сигнала (Q_2) равно P_a-Q_1 (P_a - амплитуда анодного сигнала). Анализ отношения Q_1/Q_2 позволяет определить направление движения частицы и за счет этого убрать значительную часть

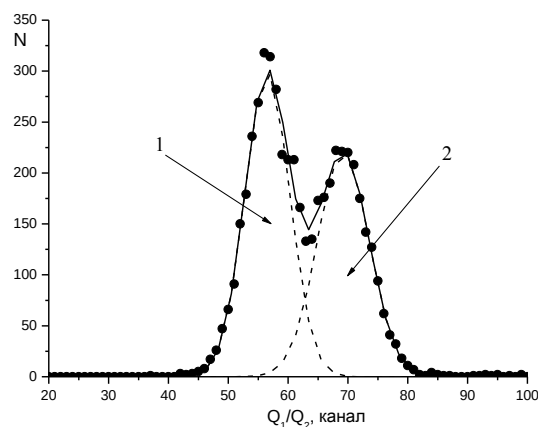


Рисунок 9 - Спектр параметра разделения событий по направлению вылета α -частиц: 1 - в направлении к катоду, 2 - в направлении к аноду.

Используя результат анализа приведённых спектров, можно реализовать процедуру подавления фоновых событий. Для этого выделяется окно по параметру времени дрейфа, в которое попадают все события, рождающиеся в изучаемой мишени (рисунок 10). Все события за пределами

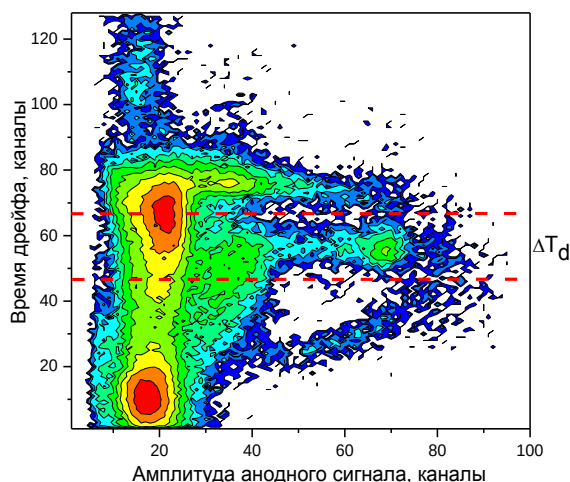


Рисунок 10 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время дрейфа электронов, полученный после подавления фона, энергия нейтронов – 6,5 МэВ для никеля -60.

этого окна (события, рожденные на электродах камеры и большей части рабочего газа) будут подавлены. Затем оставшиеся события анализируются по параметру времени нарастания анодного сигнала. Из рассмотрения удаляются все события с временем нарастания, превышающим максимально возможное для α -частиц данной энергии и события, расположенные выше штриховой линии на рисунке 7 (рисунок 11). Затем производится отбор событий, в которых α -частица очевидно двигалась в направлении от анода к катоду («лжемишеннные» и «лжекатодные» α - частицы).

Используя эту информацию, появляется возможность значительно уменьшить фон. Таким образом, анализируя сигналы из основной камеры, мы смогли определить число α -частиц, испускаемых из изучаемой мишени, а анализ спектра сигналов



Рисунок 11 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время нарастания сигнала, полученный после удаления фоновых событий, полученный для изотопа никеля -60 при энергии нейтронов 6,5 МэВ.

мониторной камеры позволил определить число делений, произошедших в слое ^{238}U .

В данной работе использовались мишени двух типов. К первой группе мишеней относятся ^{50}Cr и ^{52}Cr . Эти мишени были нанесены на золотую подложку. Толщина хромового покрытия мишеней была известна из паспорта. Для мишени ^{52}Cr все параметры были даны в паспорте. Хром-50 был нанесен на золотую подложку толщиной 84 мг/см^2 .

Данная мишень имела сложную геометрическую форму. Для определения числа ядер хрома - 50 было необходимо определить площадь покрытия. Для этого мишень была отсканирована. Полученное изображение обрабатывалось в графическом редакторе Paint. Координаты границы мишени были

определены с шагом менее 1 мм. После этого был выполнен расчет методом Монте-Карло, суть которого заключалась в том, что разыгрывался большой массив точек со случайными координатами внутри квадрата с известной площадью. Для каждой точки производилась оценка того, находится ли она внутри периметра мишени или за его пределами. По окончании расчёта подсчитывается полное число точек, попавших в периметр мишени, и оно относится к полному числу разыгранных точек. Площадь мишени может быть определена путем умножения полученной величины на площадь прямоугольника. Площадь мишени составила $14,11 \text{ см}^2$. Следовательно, масса мишени равна 5,15 мг, а число атомов хрома $6,22 \cdot 10^{19}$.

Второй тип мишеней представлял собой тонкие самоподдерживающиеся мишени ^{53}Cr , ^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{60}Ni , ^{47}Ti разного диаметра и массы. Твердые мишени представляли собой тонкие самоподдерживающиеся фольги, которые клеились на алюминиевые кольцеобразные подложки. Участок мишени, на который наносился клей, закрывалась дополнительным золотым экраном того же диаметра, что и алюминиевая подложка. Это было необходимо для поглощения заряженных частиц, рождающихся в клее сложного состава, при облучении его быстрыми нейтронами.

Плотность слоя изучаемого вещества, его неоднородность, а так же число атомов примесей (кислорода) определялись методами ядерного микроанализа.

Измерения проводились на ускорителе ЭГ-2,5. Изучаемый образец облучался пучком моноэнергетических протонов с энергией 2,05 МэВ. В качестве детектора использовался кремневый полупроводниковый детектор. Детектор устанавливался на расстояние 50 мм от изучаемого образца. Угол рассеяния составлял 150° . Энергия рассеянных протонов определялась сохранением энергии и импульса между падающими ионами и рассеянными атомами. Таким способом определялась масса всех мишеней. Наибольший вклад в погрешность, связанную с определением массы мишеней ^{53}Cr , ^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{60}Ni , ^{47}Ti , вносят факторы, связанные с определением телесного угла и интеграла тока пучка за время проведения эксперимента. Типичная суммарная погрешность по определению масс мишеней составляла не более 6 %.

Количество атомов ^{238}U определялось методом α -спектрометрии. Для определения массы мишени готовый слой был помещен на катод ионизационной камеры с сеткой Фриша. Время набора спектра составило 20 минут. За это время было зарегистрировано 34323 α -частицы. Используя закон радиоактивного распада можно получить, что удельная активность составляет 12,44 Бк/мг.

Используя полученную в эксперименте активность, принимая во внимание то, что регистрируется только половина α -частиц, не сложно определить, что масса составила 4,598 мг, а число ядер – $1,167 \cdot 10^{19}$.

Экспериментальные исследования сечений (n, α) реакции на конструкционных материалах проводились на электростатическом

ускорителе ЭГ-1 ГНЦ РФ-ФЭИ. На ускорителе ЭГ-1 возможно ускорять ионы двух типов: протоны и дейтроны с энергией от 0,9 до 4,5 МэВ.

В данной работе использовался непрерывный режим работы ускорителя. Ток на мишени составлял 2-5 мкА. Для получения моноэнергетических нейтронов использовалась реакция $D(d,n)$. В работе использовалась твердая дейтериевая мишень на молибденовой подложке. Дейтерий растворён в слое титана, напылённого на подложку. Толщина напылённого титана составляла $0,97 \text{ мг/см}^2$. Энергия вылетающих нейтронов определялась законом сохранения энергии и импульса. Время измерения одной точки составляло от нескольких часов до нескольких дней в зависимости от массы мишени, сечения изучаемой реакции и сечения реакции $D(d,n)$.

Мониторирование нейтронного потока проводилось с использованием второй камеры с ураном – 238 (мониторной камеры). Внутри камеры на ее катоде располагался слой урана-238. Мишень ^{238}U была нанесена на стальную подложку. Доля изотопа ^{238}U составила 99,99%. Диаметр мишени – 5 см. Осколки деления урана-238 регистрируются камерой, и их количество используется для определения значения потока быстрых нейтронов. Из сигналов от мониторной камеры формируется амплитудный спектр, который используется для определения числа осколков деления. Полученные данные обрабатываются с помощью программы Origin 8.1. В этой программе строится амплитудный спектр, из которого путем интегрирования спектра в заданном окне определяется число осколков деления ^{238}U . При определении плотности нейтронного потока в месте расположения изучаемой мишени принимается во внимание геометрический фактор, связанный с тем, что слой урана и исследуемая мишень располагаются на разных расстояниях от источника нейтронов. Разница в расстояниях составляет около 11 мм. Разница в расстояниях до нейтронного источника приводит к тому, что возникает заметная разница в плотностях нейтронного потока в месте расположения урановой и изучаемой мишеней. При известной геометрии взаимного расположения источника нейтронов и мишеней соответствующая поправка вычислялась и вносилась при вычислении значения сечения исследуемой реакции.

Результаты измерения сечения (n,α) реакции на железе-54 представлены на рисунке 12.

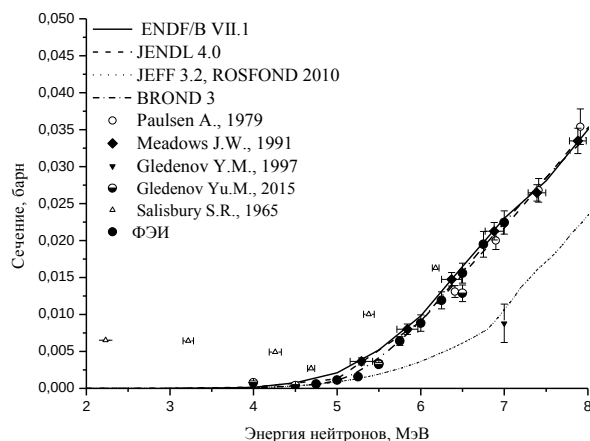


Рисунок 12 - Результаты измерения сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)$ в сравнении с оцененными данными библиотек ядерных данных и экспериментальными данными других авторов.

полученными другими авторами в диапазоне энергий от 4,5 до 8 МэВ, позволяет сделать вывод о том, что используемая методика работоспособна и позволяет получать данные о сечении изучаемой реакции с хорошей надежностью.

Измерения сечения исследуемых реакций проводилось относительным методом. Значение сечения (n,α) реакции измерялось косвенно. Для вычисления погрешности определения сечения использовалась формула переноса ошибок. Суммарная ошибка, не связанная со статистикой – 2%. Типичная статистическая ошибка составляет – от 2 до 15%. Вклад в основную погрешность так же вносит погрешность, связанную с определением массы изучаемых мишеней.

В третьей главе представлены результаты экспериментальных исследований сечения (n,α) реакции для следующих изотопов: ^{57}Fe , ^{50}Cr , ^{52}Cr , ^{53}Cr , ^{60}Ni и ^{47}Ti . На рисунке 13 показаны полученные результаты для сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$. Исследования выполнены в интервале энергий нейтронов от 4,25 до 6,5 МэВ. Наиболее близкие к нашим данным значения библиотек JENDL 4.0 и BROND 3. В низкоэнергетической области нейтронов существует один набор экспериментальных точек, полученных в работе [21]. Данные работы [21] в области энергий выше 5,5 МэВ отличаются от данных, полученных нами, примерно в 1,5 раза. В работе получены парциальные сечения реакции с переходом остаточного ядра ^{54}Cr на основной и первый возбуждённые энергетические уровни. Полученные в работе парциальные сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)$ показаны на рисунке 14.

Как видно из рисунка 12 полученные данные для изотопа железа-54 совпадают с оценкой, даваемой библиотекой ENDF/B VII.1, а также с экспериментальными данными, полученными в работах [17-20]. Отметим, что проведенные ранее измерения были выполнены с применением активационного анализа [18] и [19], а так же ионизационного метода [17, 20]. Тот факт, что результаты, полученные с использованием нового разработанного метода, хорошо совпадают с данными,

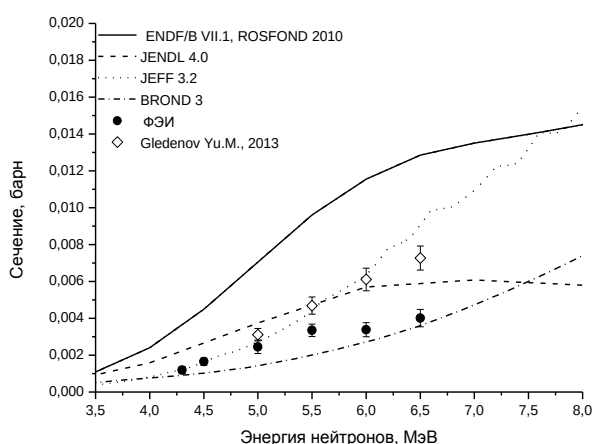


Рисунок 13 - Результаты измерения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$ в сравнении с оцененными данными библиотек ядерных данных и экспериментальными данными других авторов.

Основное и первое возбужденные состояния разделены энергетическим окном в 834,85 кэВ, а между первым возбужденным состоянием и вторым возбужденным состоянием энергетический промежуток ~ 1 МэВ. Это позволит впервые выделить вклад каналов реакции с заселением основного и первого возбужденного состояния остаточного ядра в энергетическом спектре.

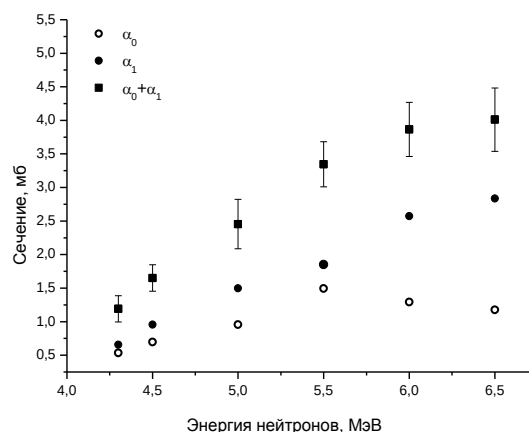


Рисунок 14 – Результаты измерения парциальных сечений реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$.

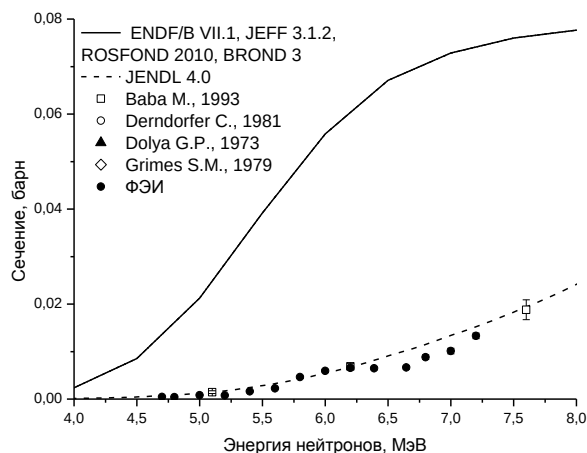


Рисунок 15 - Сечение реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$ в сравнении с оцененными данными библиотек ядерных данных и экспериментальными данными других авторов.

Результаты измерения сечения (n,α) реакции на ^{50}Cr представлены на рисунке 15. Измерения были выполнены в диапазоне энергий нейтронов 4,7 – 7,2 МэВ. Одним из основных результатов, которые были получены – вывод о том, что оценки библиотек ENDF/B VII.1, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3 дают сильно завышенные значения сечения для ^{50}Cr . Заметно лучше наши экспериментальные данные согласуются с оценками, даваемыми библиотекой JENDL 4.0, хотя в большинстве точек наши данные лежат ниже этой оценки.

Интересно сравнить наши данные с единственными существующими в этой области данными, полученными японской группой [22]. Для энергии 5 МэВ наши данные находятся несколько ниже данных работы [22], для точки 6,2 МэВ наблюдается практически идеальное согласие. К сожалению, нам не удалось достичь энергии 7,6 МэВ, однако экстраполяция наших данных в эту область позволяет предположить, что значения будут так же очень близкими.

Полученные значения сечения (n,α) реакции, протекающей на изотопе ^{52}Cr , приведены на рисунке 16. Хорошо видно, что наши данные неплохо согласуются с оцененными данными библиотеки ENDF/B VII.1 как по форме функции возбуждения, так и по абсолютной величине. А оцененные данные библиотек JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3 лежат заметно ниже полученных нами данных. В данной энергетической области экспериментальные данные других авторов отсутствуют.

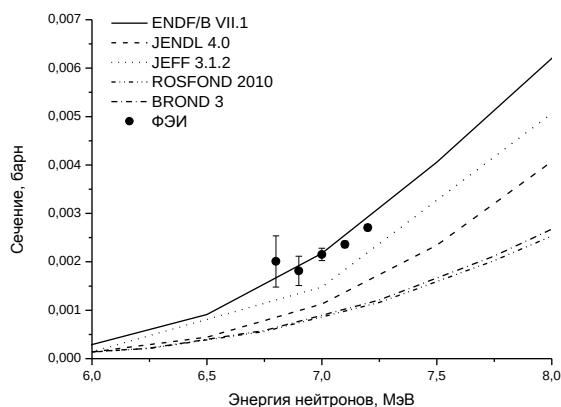


Рисунок 16 – Результаты измерения сечения реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3.

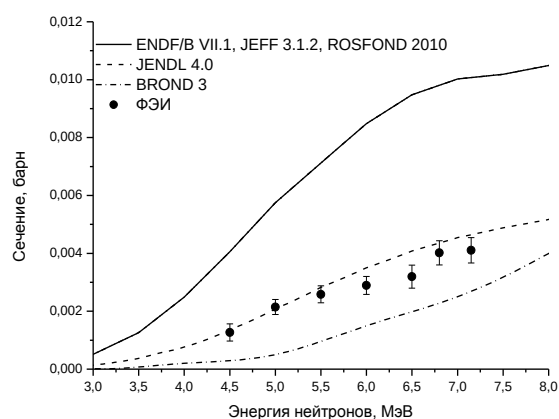


Рисунок 17 - Результаты измерения сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3.

Полученные данные для сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ показаны на рисунке 17 в сравнении с теоретическими оценками. Экспериментальных данных других авторов в данном диапазоне энергии нейтронов нет. Полученные в данной работе значения сечения в пределах погрешностей совпадают с оценкой, даваемой библиотекой JENDL 4.0. Библиотеки ENDF/B VII.1, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 дают значения сечения примерно в два раза выше, чем наблюдаемые в эксперименте. В библиотеке BROND 3, напротив, оцененные сечения ниже, чем полученные нами данные.

Результаты измерения сечения (n,α) реакции на изотопе никеля-60 представлены на рисунке 18. В исследуемой области энергии нейтронов экспериментальных данных других авторов не существует. Полученные экспериментальные данные имеют хорошее согласие с теоретическими данными библиотек JEFF 3.1.2 и ROSFOND 2010. Библиотеки JENDL 4.0 и ENDF/B VII.1 дают более высокое значение сечения данной реакции.

Полученные результаты сечения (n,α) реакции на изотопе титана -47 представлены на рисунке 19. Экспериментальных данных других авторов для этого изотопа титана в библиотеке экспериментальных данных EXFOR нет. Как видно из рисунка 19, полученные экспериментальные данные по форме функции возбуждения и по абсолютной величине согласуются, в пределах погрешности, с теоретической кривой библиотек JENDL 4.0 и ROSFOND 2010. Оценка JEFF 3.2 дает значения сечения в несколько раз более низкие, нежели эксперимент. Оценка ENDF/B VII.1 завышает значение сечения в 2 – 3 раза.

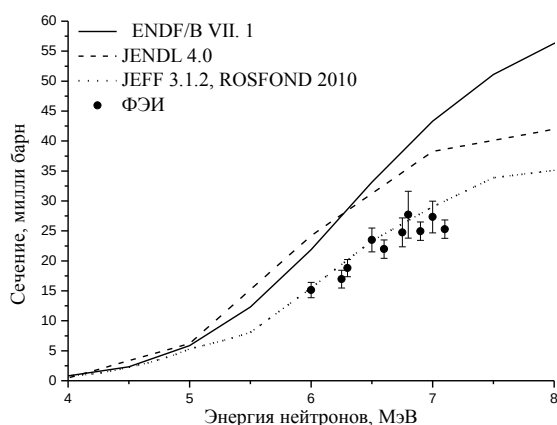


Рисунок 18 – Результаты измерения сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ в сравнении с теоретическими оценками библиотек ядерных данных.

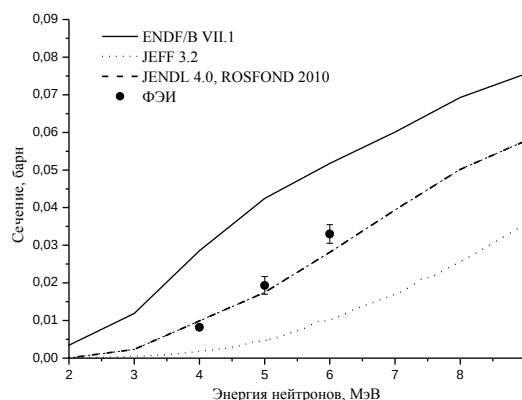


Рисунок 19 – Результаты измерения сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$ в сравнении с теоретическими оценками библиотек ядерных данных.

В заключении кратко излагаются основные результаты выполненных работ.

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему:

1. Разработан и создан низкофоновый спектрометр продуктов (n,α) реакции на базе ионизационной камеры с сеткой Фриша для твердой мишени, расположенной в промежутке катод-сетка. В спектрометре реализован цифровой подход для получения информации о свойствах регистрируемых частиц. Выбранная конструкция детектора, геометрия расположения мишени и детальный анализ формы сигналов, поступающих от детектора, позволили многократно подавить фон паразитных реакций, протекающих на конструкционных элементах и рабочем газе камеры.
2. Созданный алгоритм обработки формы сигналов позволяет получать информацию: об амплитуде сигналов, времени дрейфа зарядов в камере, времени нарастания анодного сигнала, а так же определять число α-частиц, испускаемых из изучаемой мишени и, анализируя спектр сигналов мониторингной камеры, можно определять число делений, произошедших в слое ^{238}U .
3. Были определены массы исследуемых мишеней. Для определения массы ^{238}U применялся метод альфа-спектрометрии. Масса всех самоподдерживающихся мишеней (^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{53}Cr , ^{60}Ni , ^{47}Ti) определялась методом обратного резерфордского рассеяния. Точность определения масс мишеней составляла порядка 6%.
4. Проведен анализ погрешностей выполненных измерений. Суммарная ошибка, не связанная со статистикой – 2%. Типичная статистическая ошибка составляет – от 2 до 15%. Вклад в основную погрешность так же вносит погрешность, связанную с определением массы изучаемых мишеней.

5. Тестирование созданного спектрометра и метода обработки данных было проведено при экспериментальном исследовании сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ при энергии нейтронов 4,75-7,00 МэВ.
6. Выполнены экспериментальные исследования сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$ при энергии нейтронов 4,7 – 7,2 МэВ, $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$ в энергетическом диапазоне от 4,3 МэВ до 6,5 МэВ и $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ в энергетическом диапазоне от 6,0 МэВ до 7,1 МэВ.
7. Впервые получены экспериментальные данные сечения реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$ в области энергии нейтронов от 6,8 МэВ до 7,2 МэВ.
8. Впервые получены экспериментальные данные сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ в области энергии нейтронов 4,5 – 7,15 МэВ.
9. Впервые получены экспериментальные данные сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$ в области энергии нейтронов 4,0 – 6,0 МэВ.

Список публикаций по теме диссертации:

1. Хрячков В.А., Иванова (Хромылева) Т.А., Бондаренко И.П. и др. «Экспериментальные исследования сечений (n, α)-реакций, проводимые в ГНЦ РФ – ФЭИ». Известия РАН. Серия физическая т.76, №4, 2012. с. 544-548.
2. Иванова (Хромылева) Т.А., Бондаренко И.П., Хрячков В.А. и др. «Сечение образования трития при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{10}B ». «Письма в ЭЧАЯ», 2013. Т.10, №4 (181). С. 566-571.
3. Хрячков В.А., Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А. и др. «Изучение сечения реакции (n, α) на изотопах хрома». «Письма в ЭЧАЯ», 2013. Т.10, №4 (181). С. 579-586.
4. Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А., Хрячков В.А. и др. «Экспериментальное изучение функции возбуждения реакции $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ ». «Письма в ЭЧАЯ» 2013. Т.10, №4 (181). С. 560-565.
5. Иванова (Хромылева) Т.А., Бондаренко И.П., Хрячков В.А. и др. «Новые экспериментальные данные для реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha t)^4\text{He}$ ». Известия РАН. Серия физическая, 2013. Т. 77 №4, с. 505-508.
6. Хрячков В.А., Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А. и др. «Исследования взаимодействия нейтронов с ядрами хрома Известия РАН. Серия физическая». 2013. Т. 77 №4, с. 501-504.
7. Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А., Хрячков В.А. и др. «Изучение функции возбуждения реакции $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ в диапазоне энергии нейтронов 4-7.35 МэВ». Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77 №4, с. 509-512.
8. Ivanova (Khromyleva) T., Bondarenko I., Khryachkov V. et al. «Excitation function of $^{14}\text{N}(n,t)^{12}\text{C}$ reaction in fast neutron energy region». Proc. Of XIX Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-19. – Dubna. – 2011. pp.158-162.

9. Khryachkov V., Ivanova (Khromyleva) T., Bondarenko I. et al. «Investigation of $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$ reaction cross section for neutron energy less than 7.2 MeV». Proc. Of XIX Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-19. – Dubna. – 2011. pp.163-166.
10. Ivanova (Khromyleva) T., Bondarenko I., Khryachkov V. et al. «The tritium production cross section for neutron interaction with ^{10}B nuclei». Proc. Of XX Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-20. – Alushta, Ukraine. – 2012. pp.83-88.
11. Bondarenko I., Khryachkov V., Ivanova (Khromyleva) T. et al. «New experimental data of $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ reaction excitation function». Proc. Of XX Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-20. – Alushta, Ukraine. – 2012. pp.77-82.
12. Khryachkov V., Ivanova (Khromyleva) T., Bondarenko I. et al. «(n, α) reactions cross section research at IPPE». EPJ Web of Conferences. Vol. 21 (2012). <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20122103005>.
13. Khryachkov V., Khromyleva T., Bondarenko I. et al. «Measurement of (n, α) Cross Section for Set of Structural Material Isotopes». EPJ Web of Conferences 146, 11017 (2017) ND2016.
14. Khromyleva T., Bondarenko I., Gurbich A. et al. «Investigation of (n, α) reaction cross sections for a number of structural material isotopes», Nuclear Science Engineering, June vol. 191, issue 3, pp. 282-290, 2018. DOI: 10.1080/00295639.2018.1463746.

Список литературы

1. Денисов Е.А., Компаниец Т.Н., Юхимчук А.А. и др. «Водород и гелий в никеле и стали 12X18H10T». Журнал технической физики, т.83, вып.6, 2013.
2. Неклюдов И.М., Толстолуцкая Г.Д. «Гелий и водород в конструкционных материалах». Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (83), №3, с. 3-14, 2003.
3. Белозеров С.В., Неустроев В.С., Островский З.Е. и др. «Влияние накопления гелия в аустенитной стали на эволюцию микроструктуры и радиационная повреждаемость материалов внутрикорпусных устройств реакторов ВВЭР». Научная сессия МИФИ, т. 1, 2008.
4. И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.А. Лидер и др. «Поведение водорода в нержавеющей стали в процессе радиационного воздействия». Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования, №7, 2007.
5. Ю.П. Черданцев, И.П. Чернов, Ю.В. Мартыненко «Взаимное влияние водорода и гелия в конструкционных материалах». Известия РАН, серия физическая, т. 72, №7, 2008.
6. L. Garmez, E. Martirneza, J.M. Perlado et al. «Kinetic Monte Carlo modelling of neutron irradiation damage in iron», Fusion Engineering and Design 82, 2007.
7. I.E. Stamatelatos, M. Varvayanni, F. Tzika et al. «Monte Carlo simulation of the Greek Research Reactor neutron irradiation facilities», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2007.
8. F. Tzika and I.E Stamatelatos «Monte Carlo simulations for non-destructive elemental analysis of large samples by neutron activation analysis», 4th International conference on NDT, 2007.
9. Тейлор Д. «Нейтронное излучение и активационный анализ», пер. с англ., М., 1965.
10. Блинов А.В. «Ускорительная масс-спектрометрия космогенных нуклидов», 1999.
11. E.V. Gai, A.F. Gurbich "Evaluated $^{12}\text{C}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{12}\text{C}$ cross-section and its uncertainty", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 296 (2013) 87–91.
12. N.P. Barradas, N. Catarino, E. Alves, I. Bogdanovic-Radovic, A.F. Gurbich "Measurement and evaluation of the $^{13}\text{C}(p,p)^{13}\text{C}$ cross section in the energy range 0.8–2.4 MeV", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 316 (2013) 81–87.
13. В.И. Калашникова, М.С. Козодаев «Детекторы элементарных частиц». Изд. «Наука», Москва, 1966.
14. А.А. Курашов «Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий». Москва, Атомиздат, 1979.

15. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. «Основы экспериментальных методов ядерной физики». Изд. 2-е, перераб. и доп. - Москва: Атомиздат, 1977.
16. V.A. Khryachkov, G. Giorginis «The cross section of $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction measured in the MeV energy range». NIM, A562, 2006, p. 737-740.
17. Y.M. Gledenov, M.V. Sedysheva, G. Khuukhenhuu et al. “Study of the fast neutron induced (n,α) reaction for middle-mass nuclei Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste 1997 Vol.1, p.514.
18. J.W. Meadows, D.L. Smith, L.R. Greenwood et al. “Measurements of the neutron cross section for Fe-54(n,α)Cr-51 between 5.3 and 14.6 MeV” Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich 1991 p.288.
19. A. Paulsen, R. Widera, F. Arnotte et al. “Cross section for the reactions Fe-54(n,α)Cr-51, Fe-54(n,p)Mn-54 and Fe-56(n,p)Mn-56”, Nuclear Science and Engineering Vol.72, Issue.1, p.113, 1979.
20. Yu.M. Gledenov, Guohui Zhang, M.V. Sedysgeva et al. “Cross section of the $^{56}\text{Fe}(\text{n},\alpha)^{53}\text{Cr}$ and $^{54}\text{Fe}(\text{n},\alpha)^{51}\text{Cr}$ reactions in the MeV region”, Physical Review C – Nuclear Physics Vol.92, №4, 2015.
21. Yu.M. Gledenov, M.V.Sedysheva, V.A. et al “ $^{57}\text{Fe}(\text{n},\alpha)^{54}\text{Cr}$ cross sections in the MeV region”, Proceedings of the XXI International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Alushta, Ukraine, 20-25 May, 2013, p. 330, 2014.
22. M. Baba, N. Ito, I. Matsuyama et al. «Measurement of double-differential (n,α) cross sections of Fe, Ni and ^{50}Cr for 4.5 – 14.1 MeV neutrons», Conf.on Nucl. Data for Sci. and Techn.,Gatlinburg, p.941, 1994.