

АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
«ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМ. А.И. ЛЕЙПУНСКОГО»

На правах рукописи

Хромылева Татьяна Александровна

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

01.04.01 Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация
на соискание степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Хрячков В.А.

Обнинск-2018

Содержание

Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	12
1.1 Анализ существующих экспериментальных данных и теоретических оценок для изотопов железа	13
1.2 Современное состояние экспериментальных данных и оценок для изотопов хрома	18
1.3 Современное состояние экспериментальных данных и оценок для изотопов никеля	24
1.4 Современное состояние экспериментальных данных и оценок для изотопов титана	29
1.5 Анализ существующих методов определения сечения (n,α) реакции	34
1.5.1 Активационный анализ	35
1.5.2 Метод ускоренной масс – сепарации	38
1.5.3 ΔE - E метод измерения сечения реакции (n, α)	41
1.5.4 Сцинтилляционный метод	43
1.5.5 Ионизационный метод	45
Основные выводы к главе 1	56
Глава 2. Конструкция низкофонового детектора для регистрации продуктов реакции (n,α)	57
2.1 Физические принципы спектрометра	57
2.2 Конструкция ионизационной камеры	60
2.3 Выбор рабочего газа ионизационной камеры	65
2.4 Подача высокого напряжения на электроды камеры и снятие с них сигналов	68
2.5 Блок схема электроники спектрометра	70
2.6 Система накопления цифровых сигналов от спектрометра	74
2.7 Обработка экспериментальных данных	75

2.8	Определение масс исследуемых мишеней	88
2.9	Источник нейтронов	96
2.10	Мониторирование нейтронного потока	98
2.11	Проведение тестового измерения сечения реакции (n, α) на ^{54}Fe	102
2.12	Анализ погрешностей эксперимента	104
	Основные выводы к главе 2	109
	Глава 3. Экспериментальные исследования сечений реакции (n, α) на конструкционных материалах	110
3.1	Исследование сечения реакции (n, α) на ^{57}Fe	110
3.2	Исследование изотопов хрома	114
3.2.1	Экспериментальное изучение сечения реакции (n, α) на ^{50}Cr	114
3.2.2	Экспериментальное изучение сечения реакции (n, α) на ^{52}Cr	119
3.2.3	Экспериментальное изучение сечения реакции (n, α) на ^{53}Cr	120
3.3	Исследование изотопа ^{60}Ni	122
3.4	Исследование изотопа ^{47}Ti	124
	Основные выводы к главе 3	126
	Заключение	127
	Список литературы	129

Введение

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 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. Сечения реакций с вылетом заряженных частиц, как правило, невелики (единицы миллибарн), энергия реакции мала. Наиболее точный и широко распространенный метод, базирующийся на анализе гамма - спектров, испускаемых дочерними ядрами, не может быть использован в этом случае, поскольку для многих ядер продукты реакции стабильны. Единственным способом измерения сечения реакции в этом случае является прямое измерение выходов альфа-частиц из тонкой мишени.

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 важным 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 распуханию и т.д. [1-5]. Одним 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.

Нержавеющая сталь — сложнoleгированная сталь, устойчивая к коррозии в атмосфере и агрессивных средах. Основным элементом, входящим в состав нержавеющей стали, является железо (55-85%). Кроме того, в ее состав могут

входить хром, никель, ванадий и др. Основным легирующим элементом нержавеющей стали обычно является хром (12-30 %). Добавка хрома повышает стойкость стали к окислению и коррозии. Такая сталь сохраняет прочность при высоких температурах. Сопротивление нержавеющей стали к коррозии напрямую зависит от содержания хрома: при его содержании 13 % и выше сплавы являются нержавеющими в обычных условиях и в слабоагрессивных средах, более 17 % — коррозионностойкими и в более агрессивных окислительных и других средах, в частности, в азотной кислоте крепостью до 50 % [6]. Хром является феррито образующим элементом, поэтому стали с высоким содержанием хрома относятся к ферритному классу. Стойкость феррита делает их невосприимчивыми к закалке, поэтому они характеризуются невысокими прочностными свойствами, что ограничивает область их применения. Когда одновременно требуются коррозионная стойкость и высокая прочность, применяют хромистые нержавеющие стали мартенситного класса с пониженным содержанием хрома [7].

Вторым по значению элементом в составе нержавеющей стали является никель, который повышает устойчивость к коррозии во многих агрессивных средах, особенно это касается серной кислоты и растворов, близких по составу к морской воде. Правда, никельсодержащие сплавы не столь устойчивы к воздействию газов, содержащих соединения серы при высоких температурах, так как при этом происходит интенсивное образование сульфидов никеля [8].

Прочие легирующие элементы включаются в состав нержавеющей стали с целью модификации структуры и улучшения технических качеств. В зависимости от их вида усиливаются те или иные свойства стали, и, соответственно, изменяется область их применения (таблица 1).

Таблица 1. Элементный состав сталей разного типа.

Сталь	Fe, %	Cr, %	Ni, %	C, %	Mn,%	Si, %	Mo, %	Ti, %
мартенситная	80-85	12-14	0,5-4,0	0,2	1,5	1,0	-	-
ферритная	80-82	16-18	-	0,08	1,0	1,0	-	-
аустенитная	55-70	16-30	8-21	0,03-0,08	2,0	0,75-1,0	2,0-3,0	$5 \cdot 10^{-7}$

В настоящее время для оценки воздействия нейтронного облучения на различные объекты широко используются расчеты по методу Монте-Карло [9-11], 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.

Все 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 в энергетическом диапазоне в от 4,75 МэВ до 7,00 МэВ.
4. Выполнены измерения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$ в энергетическом диапазоне от 4,3 МэВ до 6,5 МэВ.
5. Проведены исследования сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$ при энергии нейтронов 4,7 – 7,2 МэВ.
6. Получены результаты экспериментального исследования сечение реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$ при энергии нейтронов 6,8 – 7,2 МэВ.
7. Экспериментально получено значение сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ в энергетическом диапазоне от 4,50 МэВ до 7,15 МэВ.

8. Экспериментально определены сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ при энергии нейтронов 6,0 – 7,1 МэВ.

9. Проведены измерения сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$ при энергии нейтронов 4,0 – 6,0 МэВ.

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.

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

Полученные в диссертации результаты изложены в 14 печатных работах [108-121].

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 наименований.

Благодарности

Выражаю искреннюю благодарность сотрудникам, с которыми проведены эти исследования Сергачеву А.И., Семеновой Н.Н., Бондаренко И.П., Прусаченко П.С.

Отдельно хочу поблагодарить своего научного руководителя Хрячкова Виталия Алексеевича за помощь на всех этапах выполнения диссертации.

Хочу поблагодарить всех сотрудников отдела ускорителей ГНЦ РФ - ФЭИ за помощь при проведении экспериментов и за обеспечение необходимых режимов работы ускорителей.

Искренне признательна Др. Гурбичу А.Ф. за помощь в выполнении работ по определению массы мишеней.

Хочу отметить внимание и помощь со стороны многих сотрудников отдела экспериментальной физики, теоретического отдела и других подразделений института, благодарю всех.

Глава 1

Обзор литературы

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, полученных разными авторами, 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%.

1.1 Анализ существующих экспериментальных данных и теоретических оценок для изотопов железа

Как отмечалось ранее, при выплавке нержавеющей стали используется не чистое железо. В ее составе присутствует также кремний, марганец, сера, фосфор – в небольших количествах, в зависимости от чистоты исходного железа. Для получения дополнительных свойств нержавеющей стали применяют различные присадки, такие как никель, хром, молибден, ниобий, титан, цинк. Все эти примеси и присадки могут существенно повлиять на поведение материала в интенсивном нейтронном потоке, поэтому для предсказания поведения нержавеющей стали в интенсивных полях нейтронов необходимо знать сечение взаимодействия с нейтронами всех изотопов, входящих в состав нержавеющей стали. В настоящий момент сечение (n,α) реакции для изотопов молибдена, никеля, хрома и кремния плохо изучено. Лишь для некоторых из них существует несколько наборов экспериментальных данных, которые, однако, далеко не всегда хорошо согласуются между собой. В теоретических оценках наблюдается такая же ситуация.

Основным элементом всех видов стали является железо. Содержание разных изотопов железа в природе и соответствующие им значения энергии реакции (n,α) (Q) приведены в таблице 2.

Таблица 2. Изотопы железа, содержание в природе и соответствующие им значения энергии реакции (n, α) (Q).

Изотоп	Содержание в природе, %	Величина Q реакции, МэВ
^{54}Fe	5,81	+0,842
^{56}Fe	91,75	+0,326
^{57}Fe	2,15	+2,398
^{58}Fe	0,29	- 1,399

Рассмотрим отдельно ситуацию с экспериментальными данными и оценками, имеющуюся для каждого из изотопов железа.

Изотоп ^{54}Fe

Изотоп ^{54}Fe – это единственный изотоп железа, для которого существует большое количество экспериментальных данных [12-27]. Это обусловлено тем, что остаточное ядро ^{51}Cr радиоактивно, поэтому сечение (n, α) реакции можно определить, используя стандартную технику активационного анализа. В большинстве экспериментальных работ, посвященных измерению сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$, использовался именно активационный анализ [12,13, 15-26]. В этих работах сечение определялось с использованием эталона, в качестве которого применялась реакция $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Mg}$. В данных работах в качестве детектора используются GeLi детектор [15, 16, 19-24], HPGe детектор [12, 13,16] или NaI(Tl) [18, 23 ,25, 26]. В работах [14, 27] для определения сечения (n, α) на ^{54}Fe использовалась двойная ионизационная камера, в которой образец ^{54}Fe располагался в одной из них, а для определения нейтронного потока использовался слой ^{238}U , располагавшийся во второй камере.

Уникальность ситуации для данного ядра заключается в том, что измерения для него были выполнены разными авторами с использованием нескольких различных методик. В целом все результаты неплохо согласуются между собой и поэтому данное ядро является хорошим объектом для

тестирования новых методик, предназначенных для измерения сечения реакции (n,α) на различных конструкционных материалах. Стоит отметить, что, несмотря на большое число экспериментальных данных, в теоретических оценках все же наблюдается значительное расхождение, особенно в области малых энергий падающих нейтронов (рисунок 1).

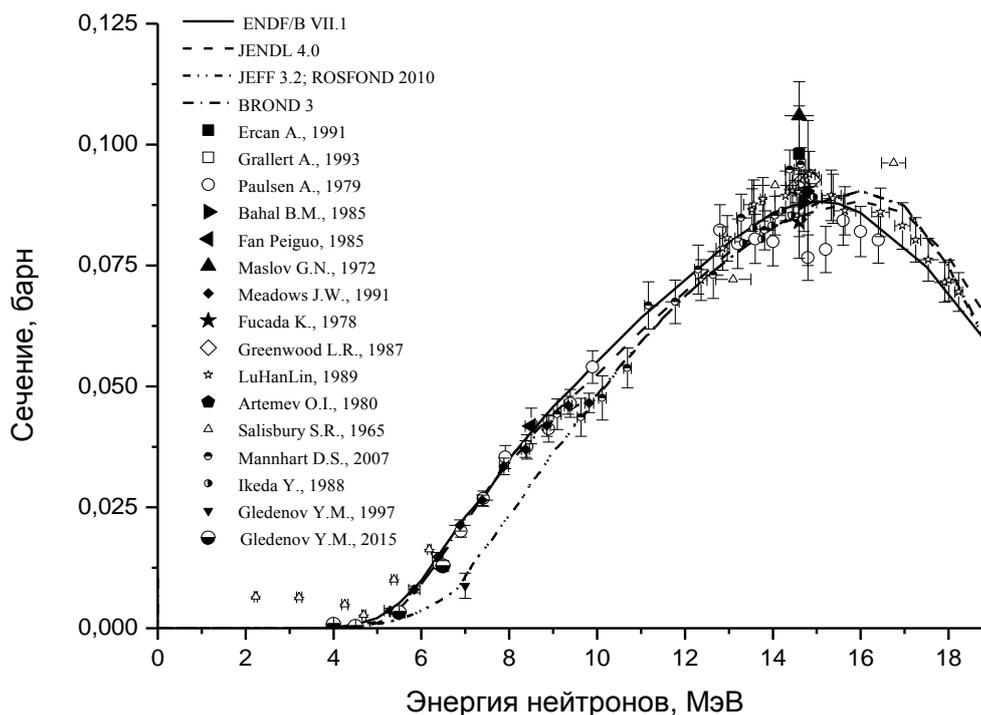


Рисунок 1 – Экспериментальные данные и теоретические оценки, существующие для сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$

Изотоп ^{56}Fe

Основным изотопом железа является железо-56. В природе его содержится 91,75 %. Несмотря на его большую значимость, в библиотеке EXFOR имеется лишь ограниченный набор экспериментальных данных – всего шесть работ, в каждой из которых измерения были выполнены только для одного значения энергии нейтронов. Кроме того, большая часть выполненных измерений относится к области энергии нейтронов 14 МэВ [27-33]. Основной причиной немногочисленности экспериментальных работ является то, что остаточное ядро, возникающее в результате данной реакции (^{53}Cr), является

стабильным, что не позволяет использовать стандартную активационную методику. Кроме того, данная реакция характеризуется относительно небольшим значением величины энергии реакции ($Q=+0,326$ МэВ) и маленьким значением сечения, что затрудняет измерения прямого выхода α -частиц из изучаемой мишени. Экспериментальные данные для этой реакции получены с помощью разных методов (смотри рисунок 2).

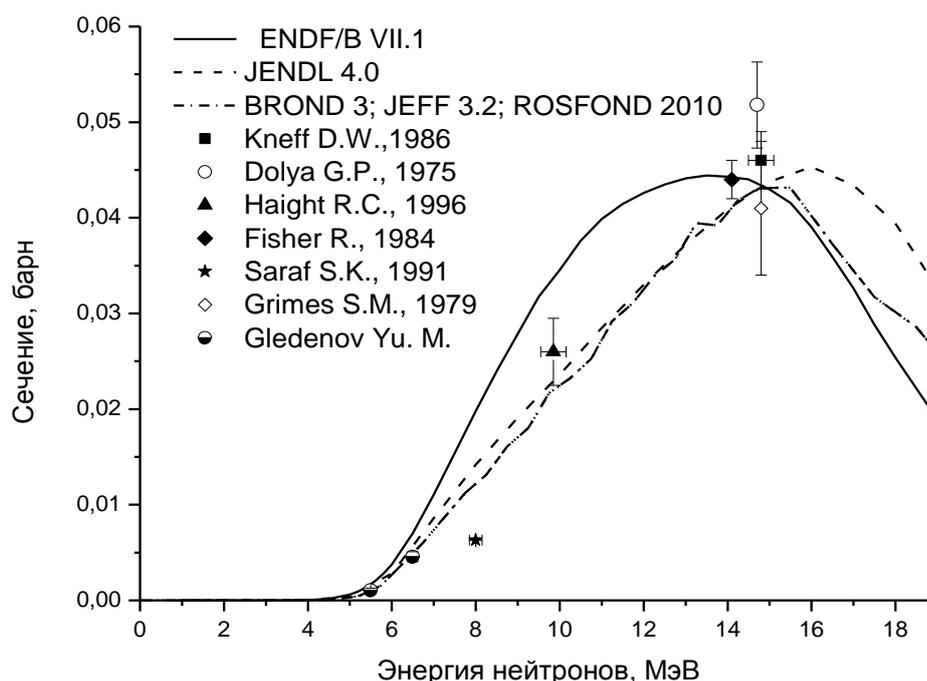


Рисунок 2 – Экспериментальные данные и теоретические оценки для сечения реакции $^{56}\text{Fe}(n,\alpha)^{53}\text{Cr}$.

В работах [28,31-33] использовался ΔE -E детектор, при помощи которого проводилось измерение выхода заряженных частиц из мишени. Использование двух детекторов позволяло идентифицировать тип частиц. К недостаткам данного метода можно отнести относительно небольшой телесный угол, в котором производилась регистрация частиц. Для определения сечения (n,α) реакции в работе [30] авторами использовался метод ускорительной масс сепарации. В работе [27] авторы для определения сечения (n,α) на ^{56}Fe использовалась двойная ионизационная камера, в которой образец ^{56}Fe

располагался в одной из них, а для определения нейтронного потока использовался слой ^{238}U , располагавшийся во второй камере.

Из ограниченного числа экспериментальных данных трудно составить представление об энергетическом ходе функции возбуждения данной реакции, что не могло не отразиться в оценках, даваемых разными библиотеками (приведены на рисунке 2 линиями). Видно, что теоретические оценки отличаются между собой примерно в 1,5 раза.

Изотоп ^{57}Fe

Для изотопа железа-57 существует всего три измерения, в области энергии нейтронов 14 МэВ [30, 33] и единственная работа для области энергий ниже нее [34] (смотри рисунок 3). В работе [34] использовалась ионизационная камера с сеткой Фриша. А в работах [30] и [33] - метод масс сепарации и ΔE - E метод соответственно. Расхождения в теоретических оценках, даваемых различными библиотеками, достигает сотен процентов во всем диапазоне энергий от 0 до 20 МэВ (рисунок 3).

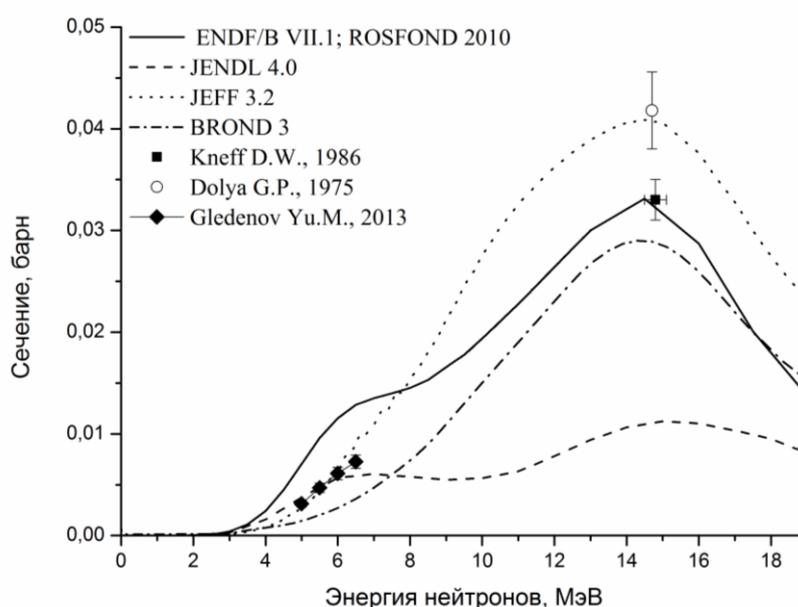


Рисунок 3 – Экспериментальные данные и теоретические оценки для сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n, \alpha)^{54}\text{Cr}$.

Изотоп ^{58}Fe

Для реакции $^{58}\text{Fe}(n,\alpha)^{55}\text{Cr}$ в настоящее время существует всего 4 экспериментальные работы, и все они относятся к области энергий нейтронов 14 МэВ [30,33,35,36] (рисунок 4). Экспериментальные данные получены с применением разных методик. В работах [35,36] использовали активационный анализ. Как уже говорилось ранее, в работах [30 и 33] применяли метод масс сепарации и ΔE -E метод. Наличие расхождений в экспериментальных данных в области 14 МэВ нашли свое отражение и в теоретических оценках, которые также имеют существенные отличия (рисунок 4).

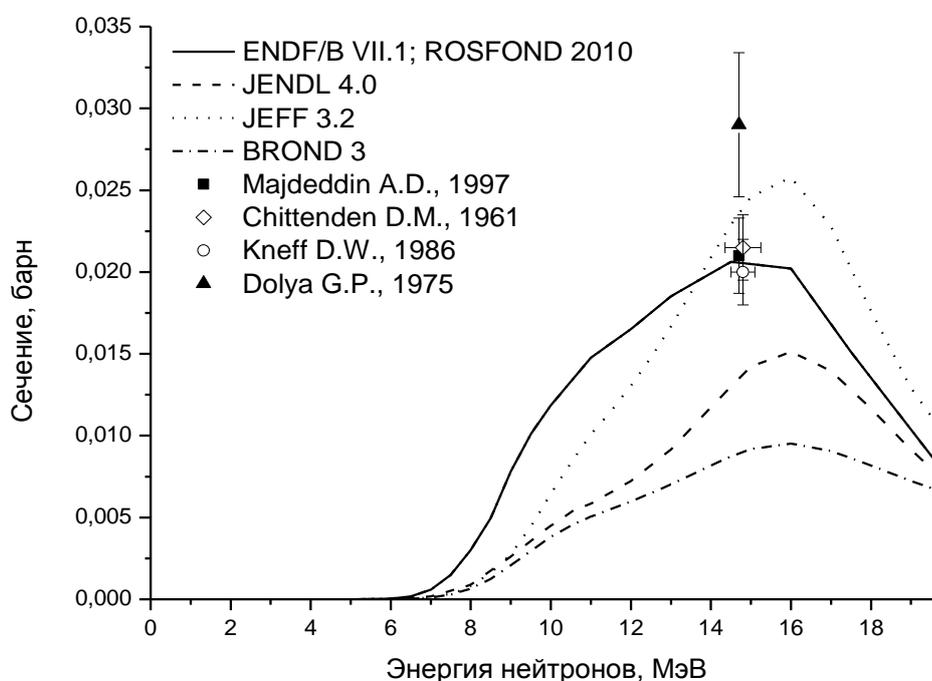


Рисунок 4 – Экспериментальные данные и теоретические оценки для сечения реакции $^{58}\text{Fe}(n,\alpha)^{55}\text{Cr}$.

1.2 Современное состояние экспериментальных данных и оценок для изотопов хрома.

Основным легирующим элементом, входящим в состав нержавеющей стали, является хром. Содержание хрома в нержавеющей стали варьируется от 12 до 30% в зависимости от типа стали (таблица 1). В природе существует

четыре основных изотопа хрома. В таблице 3 представлены все изотопы, их процентное содержание в природе и величина Q реакции (n,α).

Как показал анализ, экспериментальные данные для изотопов хрома, имеющиеся на данный момент в библиотеке EXFOR, как и в случае с изотопами железа, малочисленны и в основном относятся к области нейтронов с энергией ~ 14 МэВ. Имеется большой разброс в экспериментальных данных, приводимых разными авторами. Оценки, приводимые в различных библиотеках ядерных данных (ENDF, JENDL, JEFF, BROND и др.) так же различаются между собой как по величине сечения, так и по форме функции возбуждения.

Таблица 3. Природные изотопы хрома и соответствующие им значения энергии реакции (n,α) (Q).

Изотоп	Содержание в природе, %	Величина Q реакции, МэВ
^{50}Cr , $T_{1/2} > 1,8 \cdot 10^{17}$ г.	4,345	+0,3213
^{52}Cr , стабильный	83,489	-1,2097
^{53}Cr , стабильный	9,501	+1,7903
^{54}Cr , стабильный	2,365	- 1,5466

Рассмотрим современную ситуацию с экспериментальными данными и оценками для каждого изотопа хрома в отдельности.

Изотоп ^{50}Cr

Имеющиеся экспериментальные данные по сечению (n,α) реакции на ^{50}Cr малочисленны, относятся, в основном, к области энергий нейтронов 14 МэВ, получены довольно давно и сильно различаются между собой [32, 37-39]. Теоретические оценки имеют также большие расхождения (рисунок 5). Так, например, как следует из рисунка 6, отношение оценок, сделанных в Америке и

Японии (ENDF В VII и JENDL 4.0), в области малых энергий нейтронов достигает значения 22 (рисунок 6)!

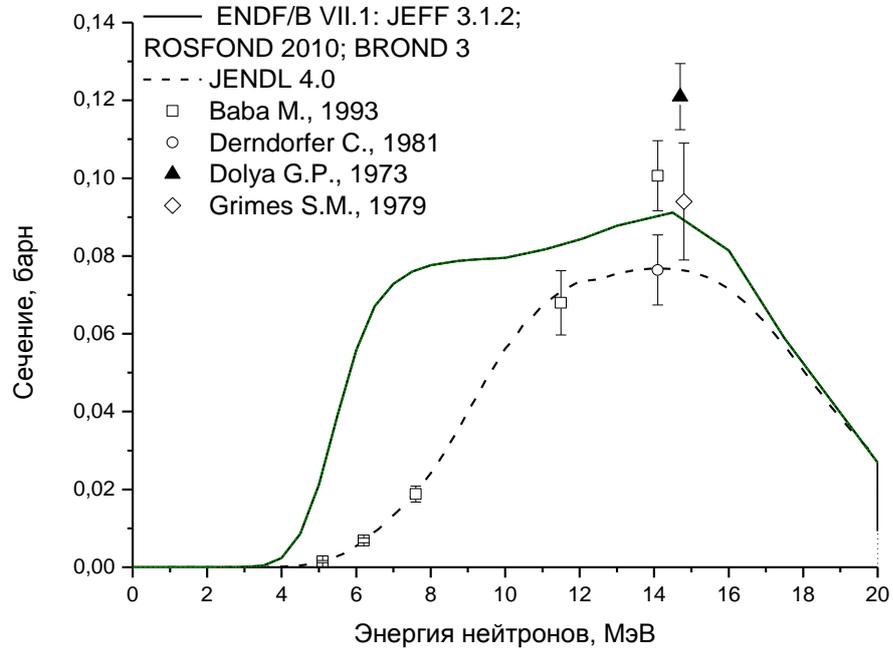


Рисунок 5 - Экспериментальные данные и теоретические оценки, существующие для сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$.

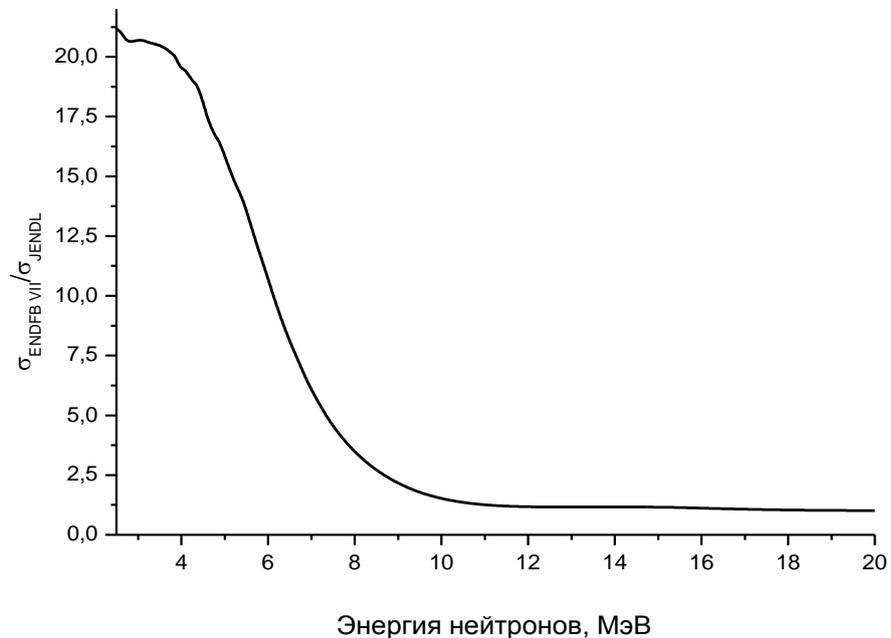


Рисунок 6 - Отношение оценок сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$, даваемых библиотеками ENDF В VII и JENDL.

Существующие экспериментальные данные для сечения ^{50}Cr были получены разными методами. В работах [37,38] для определения сечения (n,α) реакции использовался телескоп из сцинтилляционного счетчика и четырех пропорциональных счетчиков. В работе [39] использовалась двойная ионизационная камера. В работе [32] использовались тройной магнитный квадрупольный спектрометр и кремниевый поверхностно барьерный детектор.

Изотоп ^{52}Cr

Для реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)$ в настоящее время имеется всего две экспериментально измеренных точки (рисунок 7). Обе точки были измерены при энергии нейтронов 14 МэВ [32,37]. В области меньших значений падающих нейтронов экспериментальные данные отсутствуют. Поведение оценок, даваемых разными библиотеками, показывает разброс, достигающий 100%. Очевидно, что для прояснения ситуации со значением сечения и его зависимостью от энергии падающих нейтронов необходима новая экспериментальная информация.

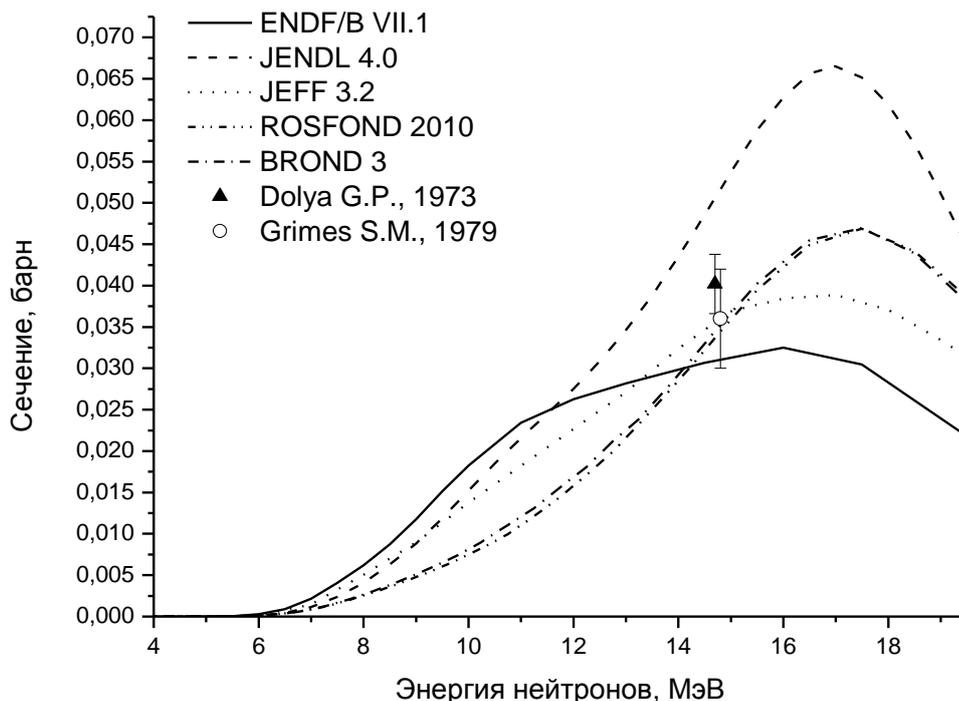


Рисунок 7 - Экспериментальные данные и оценки различных библиотек для сечения реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$.

Изотоп ^{53}Cr

Современное состояние с экспериментальными данными и оценками для реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)$ показано на рисунке 8. Для этого изотопа хрома существует всего одна экспериментальная точка в области 14 МэВ [37], других экспериментальных данных для изотопа хрома-53 не существует. В теоретических оценках наблюдаются значительные расхождения во всем энергетическом диапазоне. Большое расхождение имеется даже для энергии 14 МэВ, как оценок между собой, так и всех оценок с экспериментальным значением.

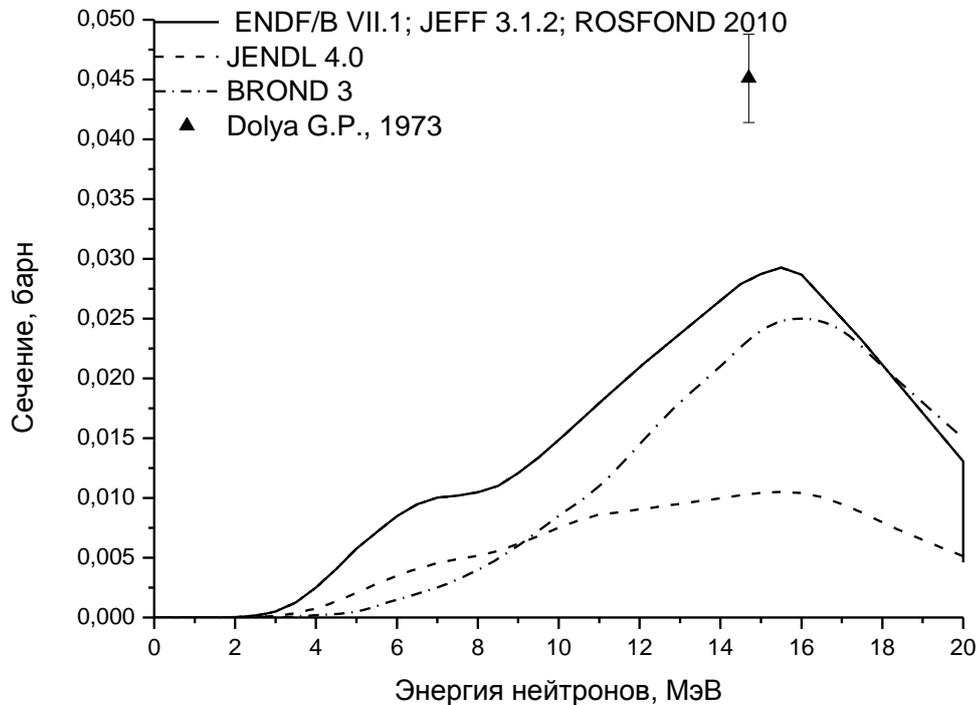


Рисунок 8 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$.

Изотоп ^{54}Cr

В библиотеке экспериментальных данных EXFOR для реакции $^{54}\text{Cr}(n,\alpha)^{51}\text{Ti}$ содержится достаточно большое количество данных [12,16,40-46]. Сечение всех экспериментальных данных определялось с помощью активационного анализа. В большинстве работ для измерения спектров γ -квантов, излучаемых исследуемым образцом, использовались детектор из

высокоочищенного германия и германиевый детектор, легированный литием. Все наборы данных находятся в области энергии нейтронов 14 МэВ и имеют существенные различия, несмотря на то, что для измерения сечения использовался один и тот же метод. Теоретические оценки так же отличаются как по абсолютной величине сечения, так и по форме функции возбуждения (рисунок 9). Период полураспада остаточного ядра (^{51}Ti) составляет 5,76 минут, а энергия испускаемых γ -квантов 0,320 МэВ. Одной из возможных причин расхождений экспериментальных данных может быть маленький период полураспада и малая энергия γ -квантов, которые не очень удобны для измерений (большие поправки на время доставки образца с места облучения к месту измерений и на самопоглощение излучения в образце и входном окне детектора).

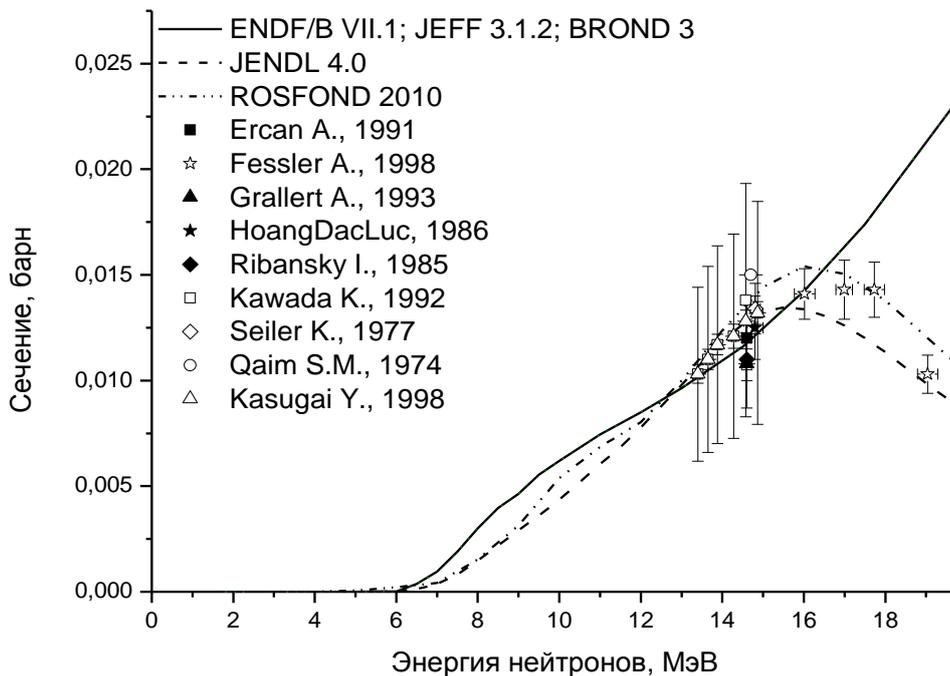


Рисунок 9 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{54}\text{Cr}(n, \alpha)^{51}\text{Ti}$.

1.3 Современное состояние экспериментальных данных и оценок для изотопов никеля.

Как уже говорилось выше, вторым по значению элементом, входящим в состав нержавеющей стали, является никель. В природе никель встречается в виде 5 изотопов (таблица 4). Рассмотрим каждый изотоп в отдельности.

Таблица 4. Природное содержание никеля и соответствующие им значения энергии реакции (n, α) (Q).

Изотоп	Содержание в природе, %	Величина Q, МэВ
^{58}Ni	68,27	2,8989
^{60}Ni	26,10	1,355
^{61}Ni	1,13	3,5795
^{62}Ni	3,59	-0,4353
^{64}Ni	0,91	-2,5316

Изотоп ^{58}Ni

Для реакции $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$ имеется большое количество экспериментальных данных в энергетическом диапазоне от 3,5 до 15 МэВ [14,35,47-51]. Несмотря на большое количество экспериментальных данных, оценки имеют расхождения (рисунок 10).

Экспериментальные данные, представленные в библиотеке EXFOR, получены при использовании активационного анализа [35, 47, 50] или ионизационной камеры с сеткой Фриша [14, 48, 49, 51].

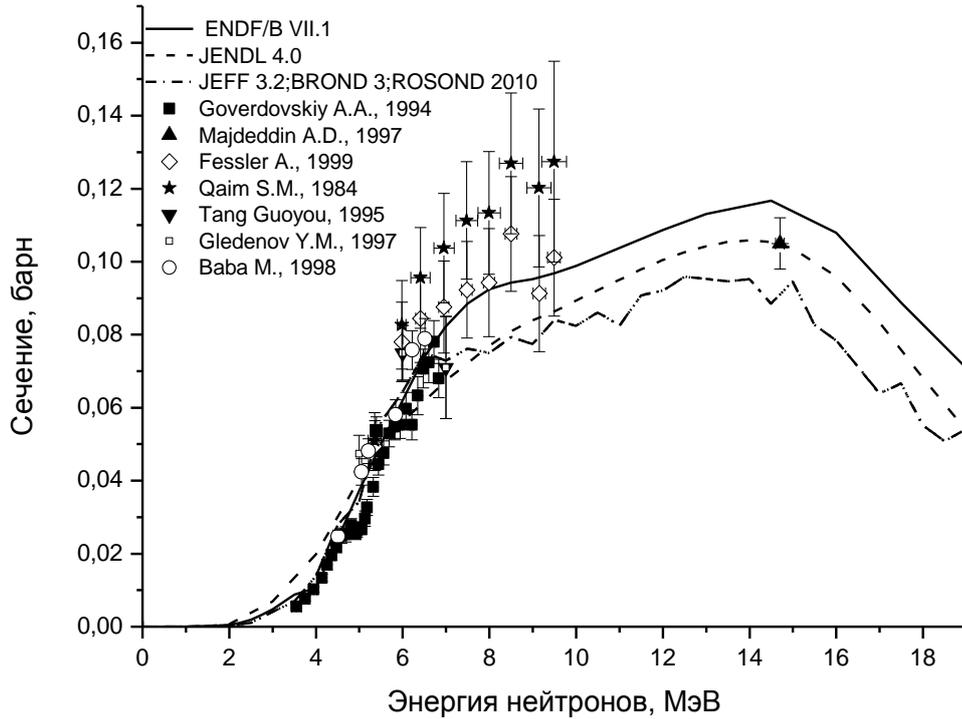


Рисунок 10 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$.

Изотоп ^{60}Ni

Для изотопа никеля-60 существует ограниченный набор экспериментальных точек, и большая часть из них находится в области энергии нейтронов 14 МэВ [29-33] (рисунок 11). Экспериментальные точки, представленные в библиотеке для этой реакции, измерены двумя методами – методом масс сепарации и ΔE -E методом. Теоретические оценки, даваемые разными базами ядерных данных, имеют существенные отличия и по форме сечения и по величине.

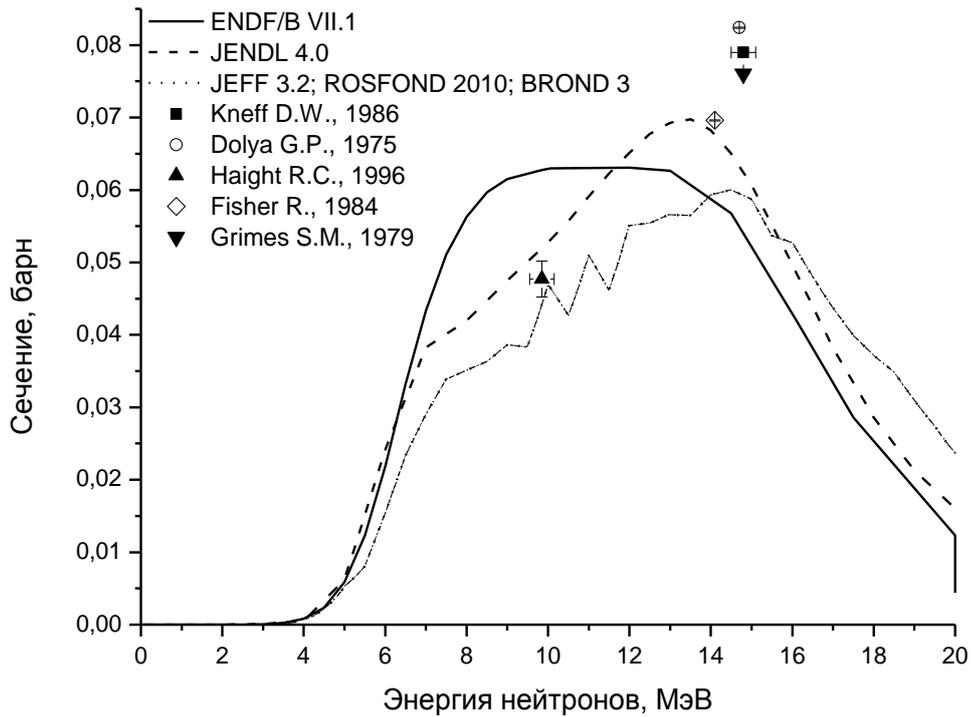


Рисунок 11 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$.

Изотоп ^{61}Ni

В библиотеке экспериментальных данных EXFOR представлено всего две точки для реакции $^{61}\text{Ni}(n,\alpha)^{58}\text{Fe}$ [29-30]. В диапазоне низких энергий нейтронов экспериментальные данные отсутствуют. Теоретические оценки в высокоэнергетической области расходятся примерно в два раза (рисунок 12). Как видно из рисунка 12 теоретические оценки отличаются не только по величине сечения, но и по форме функции возбуждения.

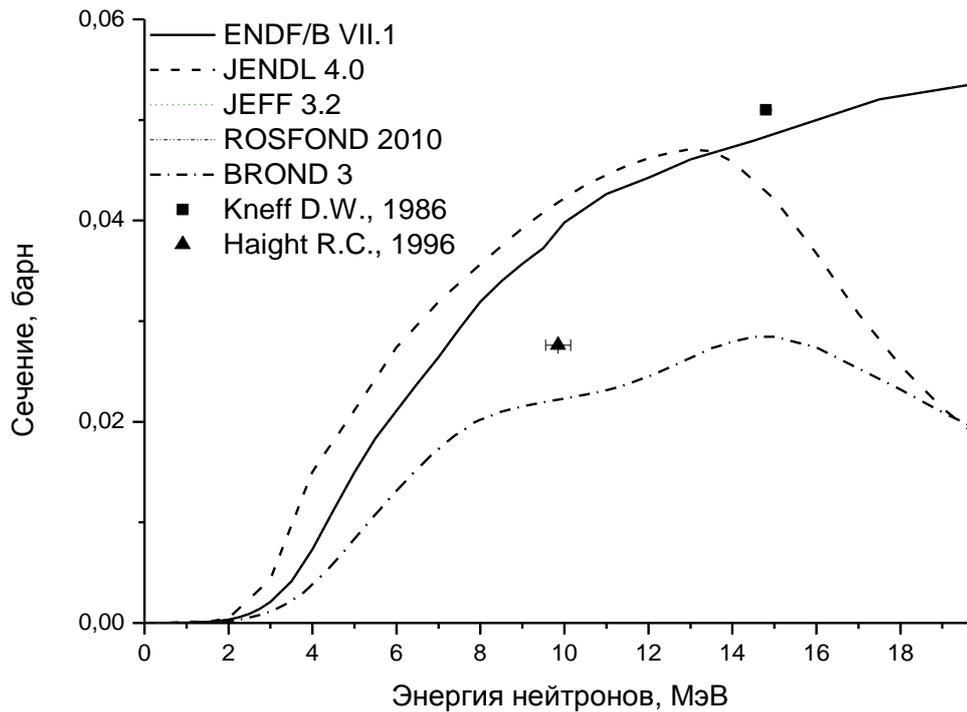


Рисунок 12 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{61}\text{Ni}(n,\alpha)^{58}\text{Fe}$.

Изотоп ^{62}Ni

Экспериментальные данные для сечения реакции $^{62}\text{Ni}(n,\alpha)^{59}\text{Fe}$ представлены большим количеством точек в диапазоне энергии нейтронов от 4,5 до 20 МэВ [24, 30, 33, 47, 50, 52-59] (рисунок 13). Это связано с тем, что остаточное ядро ^{59}Fe радиоактивно. Период полураспада составляет 44,5 суток. Почти все существующие для этой реакции экспериментальные данные получены при проведении измерений активационным анализом [24, 47, 50, 52-59]. В работах [30,33] использовались метод масс сепарации и ΔE - E метод соответственно. Несмотря на большое количество экспериментальных данных, теоретические оценки сечения имеют значительные отличия.

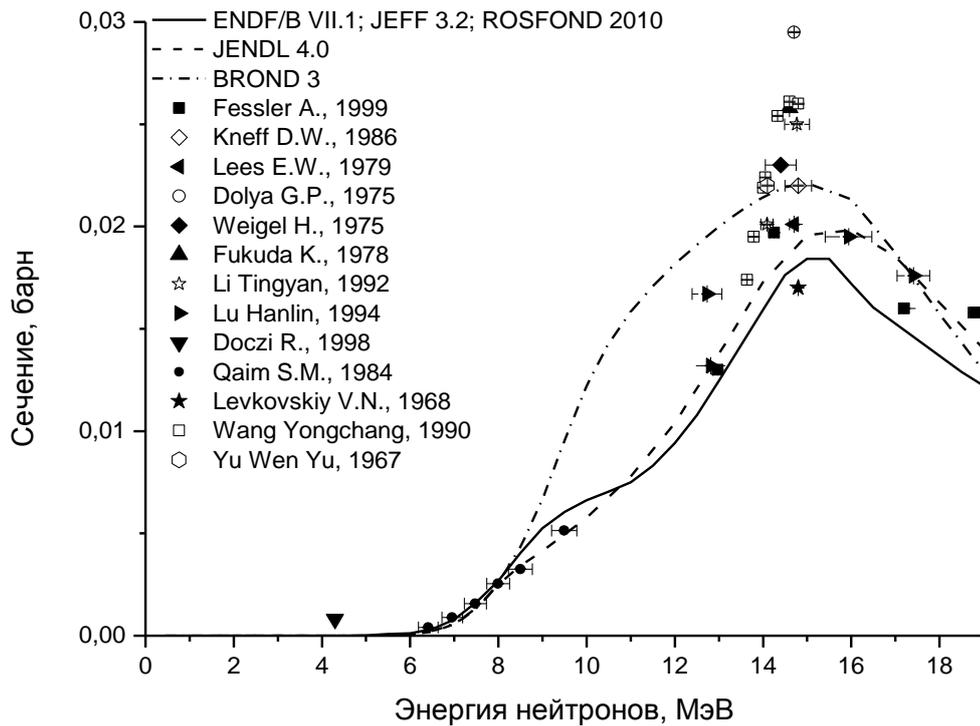


Рисунок 13 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{62}\text{Ni}(n,\alpha)^{59}\text{Fe}$.

Изотоп ^{64}Ni

Экспериментальные данные для сечения реакции $^{64}\text{Ni}(n,\alpha)^{61}\text{Fe}$ представлены несколькими наборами данных в низкой и в высокой областях энергии нейтронов [12, 22, 41, 42, 50, 60, 61]. Все экспериментальные данные получены активационным анализом. Так как остаточное ядро ^{61}Fe радиоактивно. Период полураспада 5,98 минут. Теоретические оценки, даваемые разными библиотеками, имеют значительные отличия (рисунок 14).

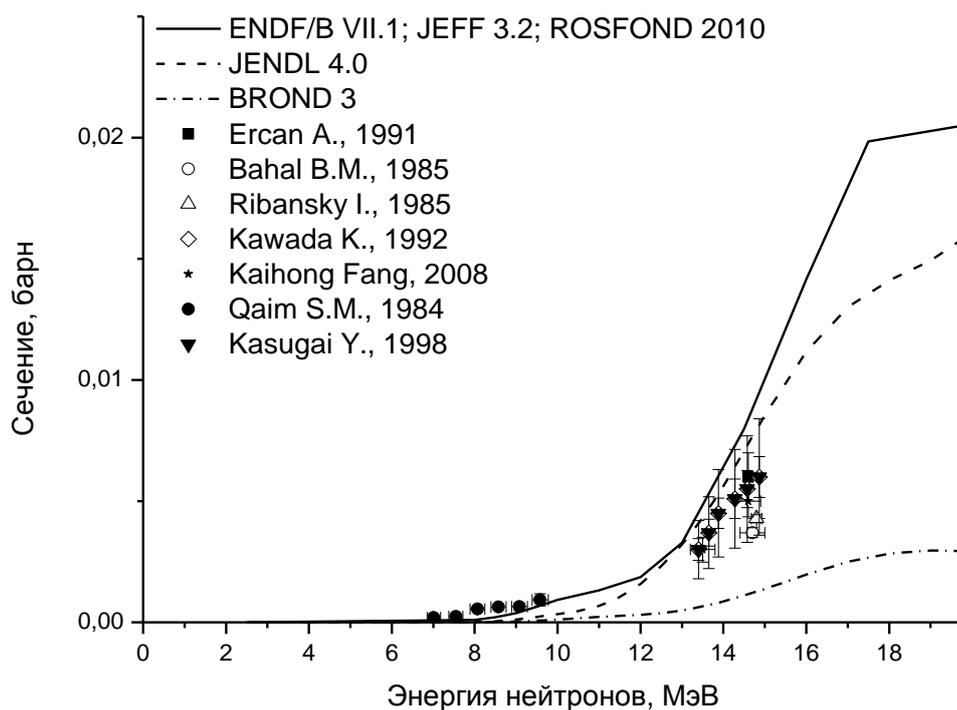


Рисунок 14 - Экспериментальные данные и теоретические оценки сечения реакции $^{64}\text{Ni}(n,\alpha)^{61}\text{Fe}$.

1.4 Современное состояние экспериментальных данных и оценок для изотопов титана.

В состав нержавеющей стали для улучшения ее свойств, кроме основных элементов, содержание которых достигает нескольких десятков процентов, входит большое число других легирующих элементов, процентное содержание которых незначительно. Одним из таких элементов является титан. Добавка титана повышает прочность нержавеющей стали, что делает ее более устойчивой к высоким температурам. В природе существует 5 изотопов титана. В таблице 5 представлено природное содержание всех изотопов, а так же величина Q реакции. Далее рассмотрим существующие экспериментальные данные и теоретические оценки изучаемой реакции для каждого изотопа в отдельности.

Таблица 5. Природное содержание изотопов титана и соответствующие им значения энергии реакции (n, α) (Q).

Изотоп	Содержание в природе, %	Величина Q, МэВ
^{46}Ti	8,0	-0,0704
^{47}Ti	7,3	2,1838
^{48}Ti	73,8	-2,0332
^{49}Ti	5,5	0,222
^{50}Ti	5,4	-3,4397

Изотоп ^{46}Ti .

Информация по сечению реакции $^{46}\text{Ti}(n,\alpha)^{43}\text{Ca}$, представленная в разных библиотеках теоретических показана на рисунке 15.

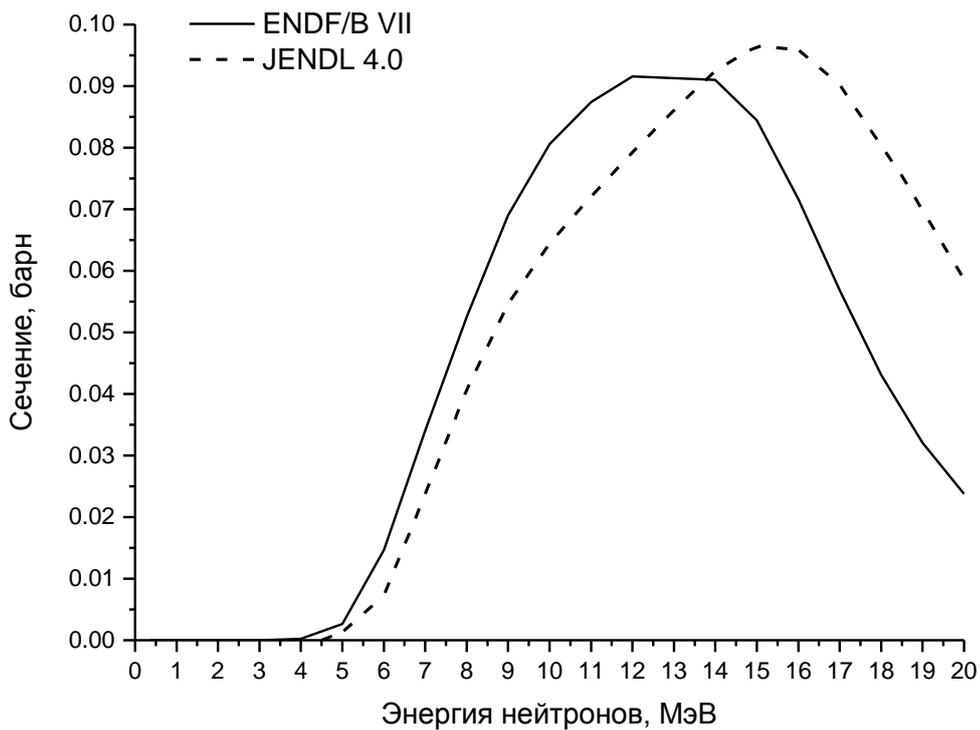


Рисунок 15 - Теоретические оценки сечения реакции $^{46}\text{Ti}(n,\alpha)^{43}\text{Ca}$.

Как видно из рисунка 15 экспериментальные данные для данного изотопа титана отсутствуют. Теоретические оценки имеют расхождения как по величине сечения, так и по форме функции.

Изотоп ^{47}Ti

В библиотеке EXFOR экспериментальных данных по сечению (n,α) реакции, протекающей на изотопе титана-47, нет. Теоретические оценки имеют значительные расхождения по всей длине функции возбуждения (рисунок 16).

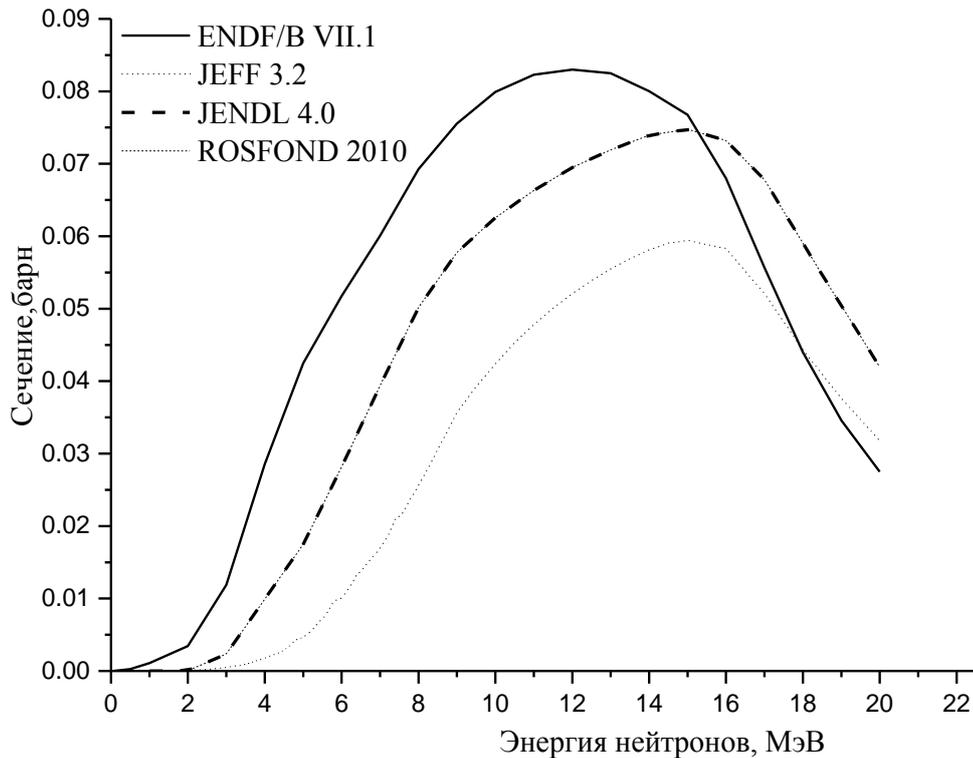


Рисунок 16 - Теоретические оценки сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$.

Изотоп ^{48}Ti

На рисунке 17 представлены теоретические оценки различных библиотек, а так же экспериментальные данные, содержащиеся в библиотеке EXFOR. Экспериментальные данные по сечению $^{48}\text{Ti}(n,\alpha)^{45}\text{Ca}$ реакции, существующие в настоящий момент [59,62-65], получены методом активационного анализа. Как видно из рисунка 17 между экспериментальными точками разных авторов существуют расхождения, та же картина наблюдается и между теоретическими оценками. Кроме того, ряд экспериментальных точек не согласуется ни с одной теоретической кривой.

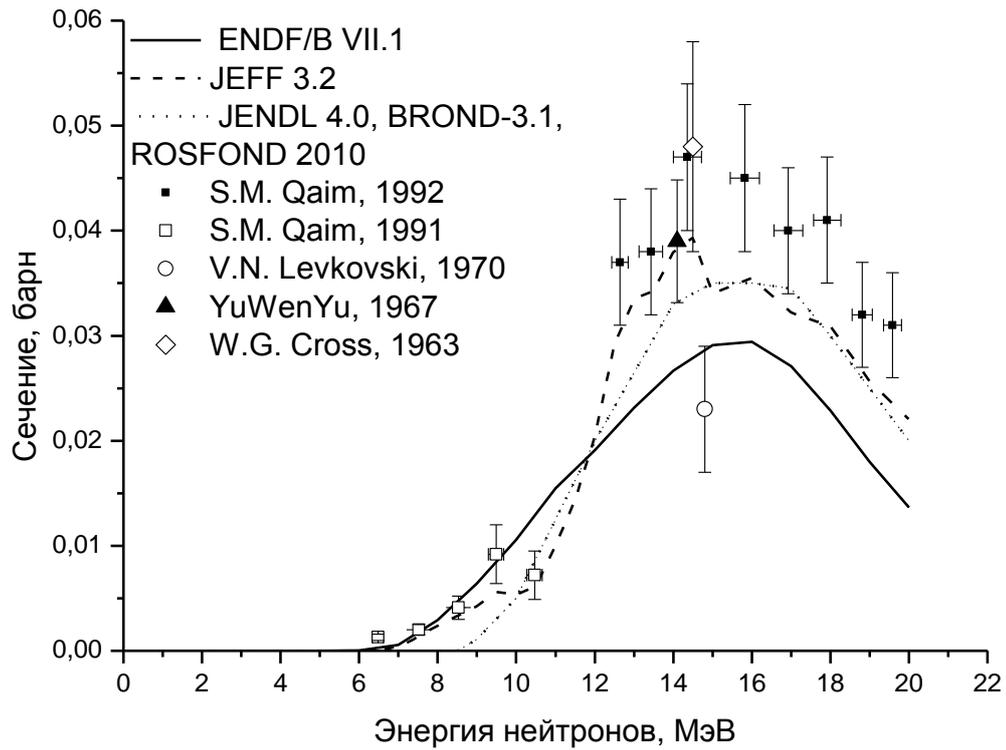


Рисунок 17 - Теоретические оценки и экспериментальные данные сечения реакции $^{48}\text{Ti}(n,\alpha)^{45}\text{Ca}$.

Изотоп ^{49}Ti

Для изотопа титана -49 экспериментальных данных по сечения (n,α) реакции не существует. На рисунке 18 показаны теоретические оценки библиотек ENDF/B VII.1, BROND-3.1, JEFF 3.2, JENDL 4.0 и ROSFOND 2010. Теоретические данные заметно отличаются между собой по величине сечения, а так же имеют различия по форме.

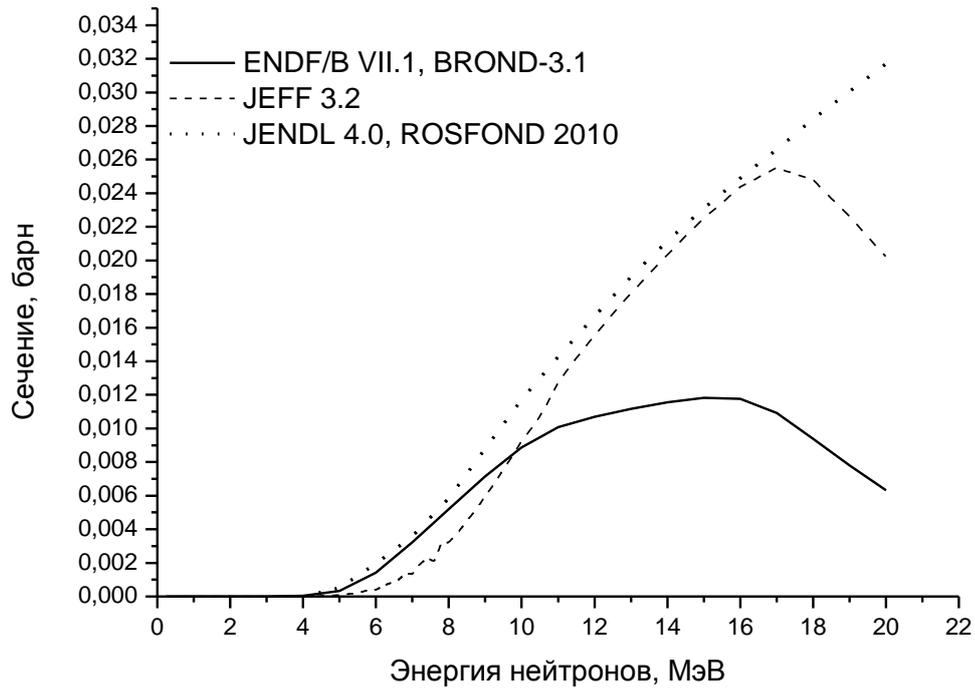


Рисунок 18 - Теоретические оценки сечения реакции $^{49}\text{Ti}(n,\alpha)^{46}\text{Ca}$.

Изотоп ^{50}Ti

На рисунке 19 представлены теоретические оценки и экспериментальные данные для сечения $^{50}\text{Ti}(n,\alpha)^{47}\text{Ca}$. Большинство экспериментальных данных [16, 19, 59, 62 - 74], представленных в библиотеки EXFOR относятся к энергии нейтронов 14 МэВ. Все эксперименты по определению сечения реакции $^{50}\text{Ti}(n,\alpha)^{47}\text{Ca}$ выполнены в технике активационного анализа. Ограниченность экспериментальных точек по энергетическому диапазону нашло свое отражение и в теоретических кривых. Как видно из рисунка 19 неплохое согласие теоретические кривые имеют только в области 14 МэВ. В области энергии нейтронов 10 МэВ, а так же 18 МэВ и выше теоретические данные существенно расходятся между собой.

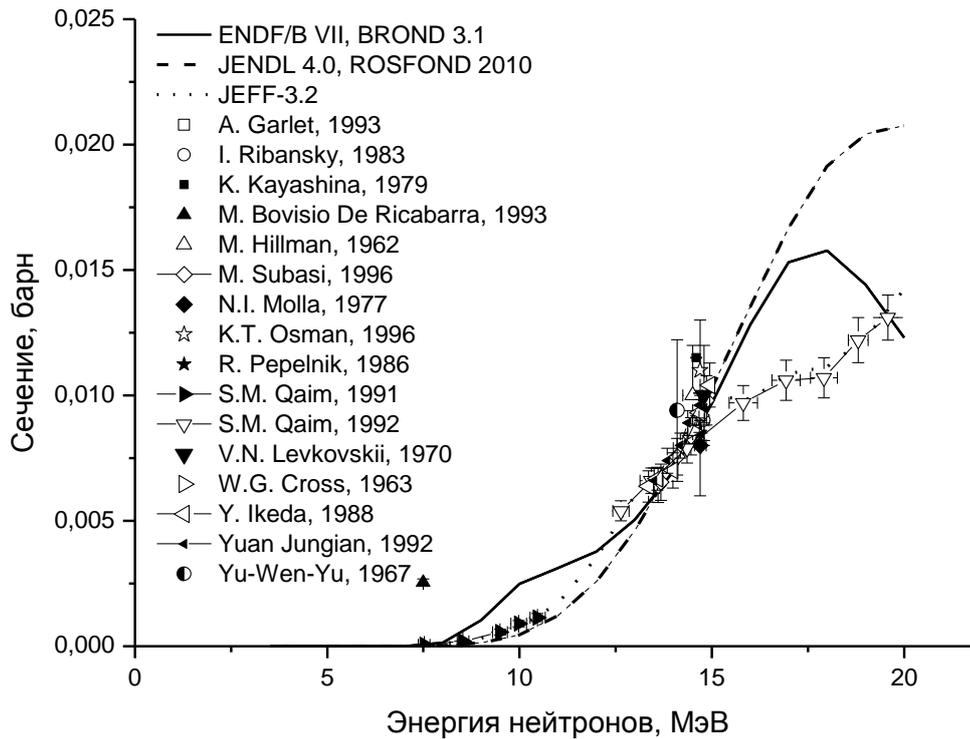


Рисунок 19 - Теоретические оценки и экспериментальные данные сечения реакции $^{50}\text{Ti}(n,\alpha)^{47}\text{Ca}$.

1.5 Анализ существующих методов определения сечения (n,α) реакции.

Для измерения сечения реакции (n,α) существует целый набор экспериментальных методов, описанных в литературе [75-81]. Однако до сегодняшнего дня не существует одного метода, который позволил бы исследовать сечение реакции (n,α) для всей совокупности существующих ядер. Данная ситуация возникает в силу того, что различные химические элементы существуют в разных агрегатных состояниях (неон, аргон, другие благородные газы – доступны лишь в газообразном виде и напротив алюминий, железо и другие металлы доступны в основном лишь в твердом виде). Реакция (n,α) на разных ядрах имеет широкий диапазон значений ее энергии, начиная от значительных отрицательных значений ($Q(^{27}\text{Al})=-3,13$ МэВ) и заканчивая экзоэнергетическими реакциями, для которых это значение положительно и

может достигать больших величин ($Q(^{195}\text{Pt})=8,7 \text{ МэВ}$). Кроме того, отличаются свойства и продуктов реакции, сопровождающих данную реакцию излучений. Если сама α -частица идентична во всех случаях, то остаточное ядро, возникающее в результате реакции, может быть радиоактивным или стабильным. Распад остаточного ядра может протекать по разным каналам. Наличие или отсутствие сопровождающего реакцию излучения (например γ -кванты) зависит от того, в каком энергетическом состоянии оказалось остаточное ядро. В случае протекания реакции с заселением основного состояния остаточного ядра мгновенные γ -кванты отсутствуют (канал α_0). Если заселяется первое возбужденное состояние остаточного ядра, то может испускаться γ -квант с энергией, равной энергии возбуждения первого уровня остаточного ядра (канал α_1). При заселении более высоких возбужденных состояний могут испускаться как жесткие гамма кванты, так и их каскады, связанные с разными схемами снятия возбуждения остаточного ядра. 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.

1.5.1 Активационный анализ.

Для изучения сечения (n,α) реакции наиболее распространен активационный метод. С его помощью получено большинство известных ныне экспериментальных данных. Его суть заключается в том, что если остаточное ядро, возникшее в результате (n,α) реакции радиоактивно, как например, в реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ (^{51}Cr – распадается посредством β -распада, период

полураспада 27,7 суток, в 100% случаев распад сопровождается γ -квантами с энергией 0,320 МэВ), то удобно использовать активационный анализ.

Мишень в виде тонкой фольги облучают на ускорителе или в реакторе, или с помощью изотопных нейтронных источников. Облучение образцов проводят под углами близкими к 0^0 по отношению к оси пучка ускоренных ионов, так как в этом направлении выход нейтронов и однородность пучка выше, чем в других направлениях. Исключением является точка 14 МэВ, которая обычно получается с использованием нейтронного генератора и облучение производят под углом 90^0 по отношению к оси пучка, поскольку в этом направлении вылетают нейтроны с энергией 14 МэВ и, также из-за особенностей кинематики реакции, в которой образуются нейтроны, их энергетический разброс, обусловленный потерями энергии налетающих ионов в нейтроногенерирующей мишени, является минимальным. После облучения образец помещают в спектрометр, который измеряет наведенную в образце активность путем подсчета β -частиц или γ -квантов. Так как каждый радиоактивный изотоп обладает своими собственными характеристиками: периодом полураспада и энергией излучения, которые никогда не совпадают с аналогичными характеристиками других изотопов, то в эксперименте достаточно определить вид излучения, его энергию и (или) период полураспада для идентификации изотопов, образовавшихся в активированном образце [75].

Основным преимуществом активационного анализа является возможность проводить неразрушающий анализ образцов. Несмотря на то, что активационный анализ является одним из старейших методов исследования (n, α) реакции, он до сих пор успешно используется во многих лабораториях мира [12, 13, 15 – 26, 29, 30, 35, 36, 40 – 47, 52 - 74].

К недостаткам активационного метода следует отнести то обстоятельство, что он неприменим в том случае если остаточное ядро – продукт реакции (n, α) - является стабильным. Кроме того, хорошие результаты с использованием этого метода достигаются только в случае, если период

полураспада остаточного ядра «удобен», то есть не слишком короткий и не слишком длинный. Наиболее точные результаты достигаются в том случае, когда период полураспада составляет от десятков секунд до нескольких дней. Для ядер с короткими или очень длинными периодами систематическая ошибка измерений может быть очень значительной. Еще одним обстоятельством, способным значительно влиять на точность измерений, проводимых активационным методом, является энергия γ -излучения, сопровождающего распад дочернего ядра. Для гамма-квантов малой энергии существенным становится эффект их поглощения в фольге изучаемого материала. Для гамма-квантов большой энергии существует проблема с определением эффективности их регистрации.

Отметим, что абсолютная эффективность регистрации гамма-квантов определяется произведением геометрической и собственной эффективности детектора. Обычно эта величина не превышает 1 процента. В связи с этим для набора достаточной статистики приходится использовать довольно большие образцы с массой от 0,1 до 50 грамм. Столь значительное количество изотопически чистых веществ является проблемой из-за их высокой стоимости и ограниченной доступности. Проведение же измерений на природной смеси изотопов может приводить к значительным систематическим ошибкам. Так, например, при работе с нейтронами с энергией выше энергии связи нейтрона в изучаемом ядре сразу несколько реакций могут приводить к одному и тому же остаточному ядру. Так, пусть реакция (n,α) на некоем ядре P приводит к остаточному ядру D : $P(n,\alpha)D$. Если в природной смеси присутствуют ядра с массой на единицу больше (имеющие на один нейтрон больше), то при больших энергиях нейтронов становится возможной реакция $(P+1)(n,\alpha+n)D$, в результате которой появилось то же самое остаточное ядро, что и в предыдущей реакции. Фактически, в этом случае, активационный метод производит измерение суммы сечений всех возможных реакций, заканчивающихся образованием данного остаточного ядра (D). Данный эффект

может вносить значительную систематическую погрешность в конечный результат измерений.

В том случае, если нельзя воспользоваться активационным методом, то можно использовать методы прямого измерения α -частиц или метод масс-сепарации.

1.5.2 Метод ускорительной масс-сепарации

Масс-спектрометрия – метод, позволяющий разделить в пространстве входной пучок ионов на компоненты, различающиеся между собой энергией, массой и зарядом частиц. Идея использования данного метода для измерения сечения (n,α) реакции заключается в том, что исследуемый образец (содержащий исследуемые ядра с массой M и зарядом Z) подвергается масс-спектрометрии дважды – до облучения его нейтронами и после облучения. При проведении масс-спектрометрии после облучения образца нейтронами особое внимание обращается на содержание в нем ядер с массой $M-3$ и зарядом $Z-2$, которые являются продуктом (n,α) реакции на изучаемом ядре. Зная первоначальную массу образца (число ядер изучаемого изотопа) и мониторируя нейтронный поток, можно рассчитать сечение реакции, используя количество ядер-продуктов (n,α) реакции, полученных методом масс-сепарации. [76]

Масс-спектрометр – это прибор, который позволяет разделять в пространстве движущиеся ионы.

Электромагнитный сепаратор состоит из комбинации искривленного электрического конденсатора и постоянного магнита. При прохождении пучка ионов частицы будут пространственно разделяться по энергиям. Последующее движение ионов в постоянном магнитном поле перпендикулярно его силовым линиям будет проходить (вследствие равенства центробежной и силы Лоренца) по окружности, что приведет к дополнительному разделению частиц по импульсам:

$$F_{\text{Цб}} = \frac{mv^2}{R} \quad (1)$$

$$F_{\text{Лор}} = Z * v * B \quad (2)$$

где $F_{\text{Цб}}$ – центробежная сила, $F_{\text{Лор}}$ – сила Лоренца, R – радиус орбиты частицы в магнитном поле, m – масса частицы, v – скорость движения частицы, Z – заряд частицы, B – магнитная индукция (формулы приведены в скалярном виде для случая, когда вектор скорости перпендикулярен вектору магнитной индукции).

Из условия равенства сил следует:

$$\frac{mv^2}{R} = ZvB \quad (3)$$

$$R = \frac{mv^2}{ZvB} = \frac{mv}{ZB} \quad (4)$$

Иными словами, в постоянном магнитном поле с напряженностью B по окружности постоянного радиуса будут двигаться частицы, для которых параметр mv/Z является одинаковым. В данный параметр явным образом входит масса, заряд и скорость анализируемого иона. В предположении одинаковой начальной скорости анализируемых ионов частицы, отличающиеся между собой массой или зарядом, будут иметь разный радиус движения в магнитном поле, и, следовательно, фокусироваться в разных местах пространства. В результате использование электростатической и магнитной систем отбора позволяет из входного пучка ионов выделить те частицы, у которых одинаково отношение массы к заряду m/Z . Предел, ограничивающий чувствительность разделения по m/Z , связан с существованием двух типов фоновых примесей, это изобары и молекулярные ионы.

К недостаткам этого метода следует отнести малую эффективность регистрации остаточных ядер. Действительно, прохождение частицей длительного пути от инъекции ее из образца, формирование пучка для ускорения, перезарядки и последующего анализа приводит к большим потерям частиц. Кроме того, в облученном образце образуется относительно небольшое

количество ядер. Сделаем оценку. Пусть поток быстрых нейтронов составляет 10^6 нейтрон/(см²с), сечение (n,α) реакции составляет 10 мбарн. Время облучения 24 часа. Доля ядер исследуемого вещества, испытавших взаимодействие типа (n,α), составит:

$$\frac{N_{(n,\alpha)}}{N_{Is}} = \sigma\Phi = 10^{-2} * 10^{-24} * 10^6 * 3600 * 24 = 8,6 * 10^{-16}$$

где $N_{(n,\alpha)}$ – количество ядер провзаимодействовавших с нейтронами путем (n,α) реакции, N_{Is} – число ядер изучаемого изотопа в образце, σ – сечение реакции (n,α), Φ – флюенс нейтронов за время эксперимента.

Несмотря на то, что методы ускоренной масс сепарации (УМС) быстро развиваются, рекордным значением является обнаружение примесей на уровне 10^{-13} [Австралийская группа, Гиль CIELO]. Данное обстоятельство делает УМС практически неприменимой для исследования (n,α) реакции, протекающей под действием быстрых нейтронов.

Дополнительные источники систематических погрешностей могут возникать при использовании природных образцов вещества, содержащих несколько изотопов (смотри предыдущий раздел). Кроме того, процесс распыления ионов из образца в ионном источнике сильно зависит от химических свойств ядер. В том случае, если остаточное ядро сильно отличается по своим химическим свойствам от ядра, на котором протекает изучаемая реакция, то возможны систематические погрешности, связанные с неоднородностью распределения ядер внутри образца и с извлечением из образца ионов нужного заряда. Кроме того, для короткоживущих дочерних ядер возможен их распад за время облучения и измерения. Они имеют другое значение параметра m/Z и их нужно анализировать отдельно.

1.5.3 ΔE -E метод измерения сечения реакции (n, α).

Принцип работы ΔE -E-метода заключается в том, что одна из частиц, появляющихся в результате ядерной реакции (обычно легкая, в случае (n, α) реакции – α -частица) последовательно попадает в два детектора. Первый детектор имеет малую толщину, и его регистрируемая частица пролетает насквозь, теряя в нем только часть своей энергии, называется ΔE детектором. В качестве ΔE -детектора используют тонкие кремниевые детекторы, а также ионизационные камеры и пропорциональные счетчики. За ним располагается более толстый детектор, в котором регистрируемая частица теряет свою оставшуюся энергию полностью (E-детектор или калориметр). В качестве E – детектора часто используют кремниевые детекторы, ионизационные камеры или детекторы из сверхчистого германия HPGe. Сборка из этих двух детекторов используется в экспериментальной ядерной физике довольно часто (эксперименты по исследованию реакций с легкими ионами (^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^4He) [28, 31-33, 37, 38], ядерный микроанализ [77, 78] и тому подобные) и получила название ΔE – E телескоп. Совместный анализ сигналов от двух детекторов позволяет получать не только информацию об энергии регистрируемой частицы, но и о ее типе (заряд и масса). Действительно, сигнал, снимаемый с ΔE детектора толщиной Δx будет пропорционален:

$$\Delta E = \frac{dE}{dx}(Z^2, m)\Delta x \quad (5)$$

где ΔE – энергия, потерянная в ΔE детекторе, dE/dx – удельная тормозная способность регистрируемой частицы в веществе ΔE детектора. Как известно [80], удельная тормозная энергия сильно (квадратично) зависит от заряда налетающего иона и от его массы. В свою очередь энергия, теряемая в E – детекторе равна:

$$E = E_p - \Delta E \quad (6)$$

где E_p – первоначальная энергия регистрируемой частицы.

Совместный анализ амплитуд, снимаемых с ΔE и E детекторов, позволяет восстановить энергию налетающей частицы и определить ее тип.

Толщины прострельного детектора и E детектора определяют нижнюю и верхнюю границы энергетического диапазона регистрируемых частиц. Если энергия мала, то частица оставит практически всю энергию в прострельном детекторе, а сигнал от детектора полного поглощения будет мал и "утонет" в шумах. Если энергия частицы велика, то толщины E детектора будет недостаточно, чтобы полностью остановить частицу. Экспериментальные данные, представленные в координатах ΔE - E , представляют собой разделяющиеся между собой группы событий, отвечающие частицам, имеющим разные заряды и массы.

Недостатком этого метода является маленькая геометрическая эффективность регистрации. Действительно, если расположить мишень, из которой вылетают частицы, и ΔE - E телескоп в непосредственной близости друг от друга, то частицы, покидающие мишень, могут проникать в ΔE детектор как перпендикулярно, так и под иными углами. При этом минимальную энергию они будут оставлять в нем в случае перпендикулярного угла ($\Delta E_{\cos=1}$) вхождения. В том случае, если косинус угла вхождения частицы меньше единицы, потери энергии для той же самой частицы составят ($\Delta E_{\cos=1}/\cos(\theta)$), то есть большую величину. Данный эффект приводит к резкому ухудшению разрешения спектрометра по типу регистрируемой частицы. Принимая во внимание тот факт, что для нормальной работы спектрометра данного типа необходимо использовать тонкие мишени (прозрачные для α -частиц) и относительно небольшого диаметра (чтобы избежать попадания частиц в ΔE – детектор под углом) и малые значения потоков быстрых нейтронов и относительно небольшие значения сечений изучаемых реакций, можно сделать вывод о ограниченной применимости данного метода для решения поставленной задачи. Кроме того, получаемые данным методом данные привязаны к определенному телесному углу, под которым расположен телескоп относительно изучаемой мишени и не дают представления о полном значении сечения изучаемой реакции. Для получения данных о полном сечении реакции необходимо выполнить измерения для достаточно большого

набора углов относительно падающих нейтронов и затем выполнить процедуру интерполяции полученных результатов.

1.5.4 Сцинтилляционный метод

Сцинтилляционный метод регистрации частиц – один из наиболее старых методов. Особенно широкое распространение он получил после создания фотоэлектронного умножителя – прибора, обладающего способностью регистрировать слабые вспышки света. Сцинтилляционный счетчик обычно состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Сцинтилляторами называют такие вещества, которые под действием заряженных частиц или коротковолнового электромагнитного излучения испускают фотоны в видимой или ультрафиолетовой части спектра. Сцинтиллятором может быть такое вещество, в котором, во-первых, велика вероятность испускания фотонов атомами и молекулами, находящимися в возбужденном состоянии, и, во-вторых, мала вероятность поглощения испущенных фотонов веществом сцинтиллятора.

В сцинтилляторе вспышки света появляются не только под действием заряженных частиц, но и под действием γ -излучения и нейтронов, так как γ -излучение, взаимодействуя с атомами, создает при рассеянии электроны отдачи, а нейтроны, взаимодействуя с ядрами, создают ядра отдачи или заряженные частицы в результате (n,α) , (n,p) реакций, гамма-кванты в результате неупругого рассеяния на ядрах, входящих в состав сцинтиллятора и т.д.

Вторая основная составляющая сцинтилляционного счетчика – ФЭУ. Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, в результате фотоэффекта выбивают электроны. Под действием внешнего электрического поля электроны направляются на диноды ФЭУ, где происходит вторичная электронная эмиссия, в результате которой на анод ФЭУ приходит в десятки и сотни тысяч раз большее количество электронов. Таким образом, рождается электрический

импульс, который затем регистрируется соответствующими электронными устройствами [81].

Во многих работах для определения сечения (n,α) реакции используются сцинтилляторы, в которых исследуемое вещество входит в состав вещества детектора. В этом случае кристалл является и мишенью и детектором. Примером такого сцинтиллятора может являться неорганический сцинтиллятор CaF_2 . CaF_2 - это кристалл с плотностью $3,17 \text{ г/см}^3$, временем высвечивания 10^{-6} сек., длиной волны 4350 \AA и световыходом около 53% относительно световыхода NaI(Tl) . При облучении данного сцинтиллятора быстрыми нейтронами на ядрах фтора протекает реакция $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$. Образующиеся в результате реакции ядра ^{16}N являются радиоактивными, которые распадаются посредством β -распада. Период полураспада ^{16}N составляет $7,1$ секунд. В работе [82] сцинтилляционный детектор с образцом CaF_2 в качестве сцинтиллятора облучался нейтронами и затем проводились измерения запаздывающих β -частиц и γ -квантов, сопровождающих распад ^{16}N . Таким образом, сцинтилляционный метод выступал в качестве разновидности активационного анализа. Отметим, что достичь таким способом большой точности измерений довольно проблематично, так как ядерная реакция (n,p) , протекающая на кислороде-16, так же приводит к образованию азота-16 и может являться мощным источником фона в данном эксперименте. Кислород в большом количестве содержится в стекле (колба ФЭУ) и атмосфере.

Для решения поставленной задачи по измерению сечения реакции (n,α) на конструкционных материалах сцинтилляционный метод малоэффективен, так как сцинтилляторов, в состав которых входили бы конструкционные материалы, не слишком много. Кроме того, для корректного решения задачи потребовалось бы изготовить сцинтиллятор с использованием разделенных изотопов исследуемых элементов.

1.5.5 Ионизационный метод

Ионизационные камеры широко используются для решения самых разнообразных задач, возникающих в экспериментальной ядерной физике. Ионизационные камеры различных размеров и форм могут быть применены для регистрации практически всех типов ядерного излучения независимо от того, ионизирует ли излучение непосредственно или ионизацию создают вторичные частицы. Ионизационные камеры используют как в импульсном режиме для счета частиц, так и в токовом режиме для измерения средней скорости счета ионизирующих частиц [83].

Ионизационная камера представляет собой газовый детектор, с помощью которого измеряются ионизационные потери заряженной частицы. Регистрация частиц производится путем обнаружения на электродах камеры сигналов, наведенных за счет движения образовавшихся в чувствительном объеме камеры зарядов. Если в ионизационной камере частица полностью поглощается, то с помощью данного типа детекторов может быть измерена ее энергия [84].

Основными элементами ионизационной камеры являются система электродов, находящихся под разными потенциалами, и газ, который заполняет пространство между электродами. Электрод, в направлении которого движутся электроны и на котором они собираются, называется анодом. Обычно он находится под потенциалом, близким к потенциалу земли, хотя это и не обязательно. Электрод, на котором собираются положительные ионы, называется катодом. Между катодом и анодом нередко располагаются дополнительные электроды, например охранные электроды или сетки, которые позволяют линейезировать электрическое поле между электродами и получать дополнительную информацию о регистрируемой частице.

В качестве рабочего газа может использоваться широкий круг различных веществ, находящихся при нормальных условиях в газообразном состоянии. Некоторые ограничения имеются только для сильно электроотрицательных

газов (кислород, галогены). Данная группа газов легко захватывает свободные электроны и связывает их, препятствуя их дальнейшему движению к аноду, при этом уменьшается амплитуда анодного сигнала и происходят искажения в измерении энергии регистрируемой частицы.

Ионизационные камеры разного типа с успехом использовались для получения информации о сечении (n,α) реакции для различных изотопов [14, 27, 34, 39, 48, 49, 51, 85 - 88].

В практике измерений сечения реакции (n,α) нашли широкое применение ионизационные камеры с сеткой Фриша [14, 27, 34, 39, 49, 51, 88]. Все использованные камеры имели схожую конструкцию. Схема камеры с сеткой Фриша показана на рисунке 20.

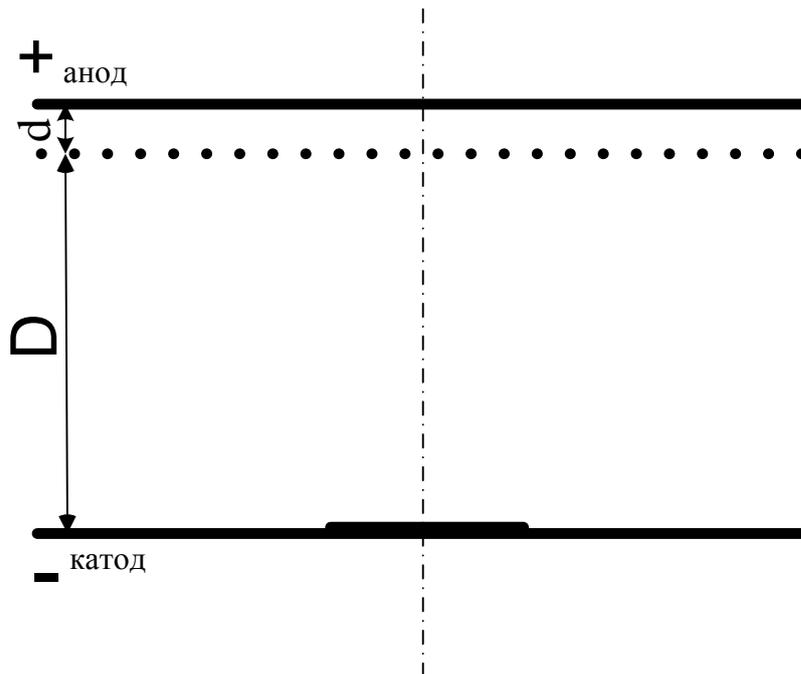


Рисунок 20 - Схема ионизационной камеры с сеткой Фриша.

В состав камеры входят катод, анод и сетка Фриша. Сетка Фриша вводится для того чтобы исключить зависимость амплитуды сигнала от угла вылета. Она устанавливается вблизи анода и экранирует его от влияния электронов, движущихся в катод-сеточном пространстве, и от электрического поля положительных ионов. Мишень исследуемого изотопа располагается

непосредственно на катоде. Давление в камере подбирается таким образом, чтобы пробеги α -частиц, вылетающих из мишени, укладывались в промежутке между мишенью (катодом) и сеткой Фриша. После торможения альфа-частицы в газе возникают положительные ионы и электроны. Их количество пропорционально энергии α -частицы. Положительные ионы и электроны начинают двигаться к электродам камеры, (положительные ионы к катоду, электроны к аноду) наводя на электроды заряд.

Сигнал, полученный с анода и катода камеры, в зависимости от угла вылета α -частицы представлен на рисунке 21.

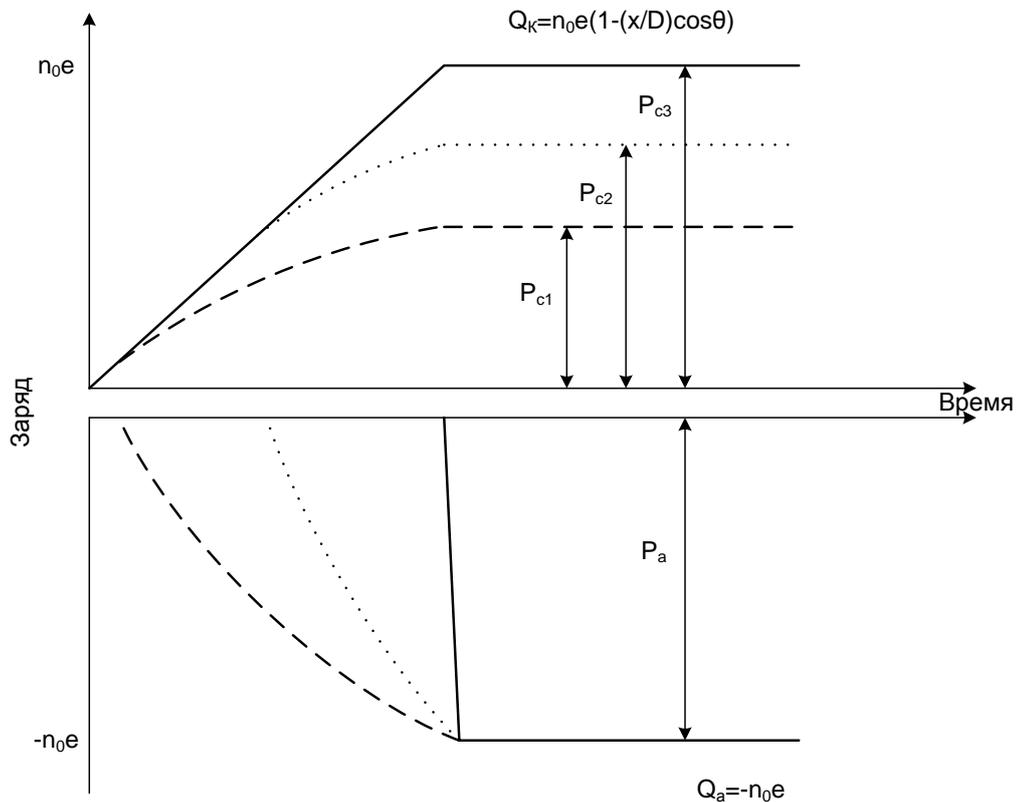


Рисунок 21 - Изменения заряда, наводимого на электроды камеры для частиц, вылетающих из слоя под углами: 0^0 (штриховая линия), 60^0 (точки) и 90^0 (сплошная линия). Энергия частицы во всех трех случаях одинакова.

Как видно из рисунка 21 амплитуда катодного сигнала зависит от угла вылета частицы и она равна:

$$Q_{Cat}^- = n_0 e * \left(1 - \frac{X}{D} * \cos(\Theta) \right) \quad (7),$$

где X - является положением центра тяжести ионизации вдоль трека, D – расстояние от катода до сетки, n_0 – число образовавшихся электронов, θ – угол вылета α – частицы относительно нормали к катоду.

Сигнал на аноде формируется электронами в процессе прохождения сеточно-анодного промежутка. Для идеальной сетки импульс на аноде появляется только тогда, когда первый электрон пересечет сетку и начнёт двигаться в пространстве между сеткой и анодом. При этом все электроны проходят одинаковое расстояние, и амплитуда импульса, в этих условиях, зависит только от числа образовавшихся электронов:

$$Q_{An}^- = -n_0 e \quad (8).$$

Решая совместно систему уравнений (7) и (8) можно определить значение угла вылета частицы из мишени, относительно нормали к электродам.

Для любой ионизационной камеры с сеткой Фриша необходимо принимать во внимание ряд эффектов, способных оказывать существенное влияние на энергетическое и угловое разрешение спектрометра. Это потери энергии, испытываемые частицей при вылете из мишени и неэффективность сетки Фриша.

Особенности кинематики ядерной реакции приводят к тому, что альфа-частицы, вылетающие из слоя под разными углами, будут иметь разную энергию. Это явление приводит к тому, что наблюдаемое в эксперименте энергетическое распределение регистрируемых альфа-частиц значительно уширяется. На практике это неудобно, поскольку большая точность определения числа зарегистрированных событий достигается для узких пиков, поскольку вклад фоновых событий в этом случае оказывается минимальным. Пусть нейтрон с энергией E_n попадает в ядро с массой M_{b-1} . Определить энергию частицы с массой m_a (E_a), возникающей при распаде компаунд ядра с

массой M_b , вылетающей под углом θ , можно с помощью следующего выражения.

$$Q = \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_b}\right) \times E_\alpha - \left(1 - \frac{m_n}{M_b}\right) \times E_n - \frac{2}{M_b} \sqrt{m_n \times m_\alpha \times E_n \times E_\alpha} \times \cos\theta \quad (9)$$

где m_n – масса нейтрона, Q – энергия реакции. Заменяя в уравнении (9) $\sqrt{E_\alpha} = x$, получаем квадратное уравнение, корни которого равны:

$$x = \frac{\frac{4}{M_b} \sqrt{E_n} \cos\theta \pm \sqrt{D}}{2\left(1 + \frac{4}{M_b}\right)}$$

$$E_\alpha = x^2$$

Масштаб кинематической поправки оценим на примере реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$, протекающей под действием нейтронов с энергией 6 МэВ ($Q=0,842$ МэВ). Для углов вылета 0° , 60° и 90° энергия альфа-частиц составляет 6,68, 6,45 и 6,26 МэВ, соответственно. Таким образом, изменение энергии альфа частицы составляет 420 кэВ, что значительно больше, чем собственное энергетическое разрешение камеры. Соответствующая кинематическая поправка вводилась во всех экспериментах на стадии обработки экспериментальных данных.

Любая реальная сетка, используемая в эксперименте, не является идеальной. Это выражается в том, что заряды, находящиеся в промежутке катод-сетка, все же оказывают на анод некоторое влияние. В результате этого амплитуда анодного сигнала оказывается искажена. Степень искажения зависит от того, как долго заряды находятся в промежутке катод-сетка. На практике это приводит к тому, что возникает дополнительная зависимость амплитуды от угла вылета частицы из мишени. В работах [89-91] использовалась формула (10), связывающая между собой наблюдаемую и идеальную амплитуды анодного импульса:

$$P_A^U = P_A^C + \sigma \cdot P_C \quad (10)$$

где P_c - амплитуда катодного сигнала, P_A^U - реальная амплитуда анодного сигнала, P_A^C - идеальная амплитуда анодного сигнала, σ – значение эффективности сетки Фриша. В этих работах использовалось расчетное значение неэффективности сетки Фриша при помощи выражений (11-13):

$$\sigma = \frac{l}{l + \rho} \quad (11)$$

$$l = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{1}{4} p^2 - \log(p) \right) \quad (12)$$

$$\rho = 2\pi \frac{r}{d} \quad (13)$$

где r – радиус проволочек сетки, d – расстояние между проволочками, p – расстояние между сеткой и анодом.

В этих расчетах используется предположение о бесконечной сетке с идеальной геометрией. Как было показано в [92] значение неэффективности реальной сетки Фриша конечного размера, находящейся на поддерживающем кольце, может значительно отличаться от расчётного. В данной работе было проведено экспериментальное определение значения неэффективности для используемой сетки. Значение составило 0,038.

При обработке амплитуда регистрируемых сигналов корректировалась при помощи формулы (17),

$$P_A^U = P_A^C - \sigma \cdot P_c \quad (14)$$

где σ определяется следующим образом (формула (15)):

$$\sigma = \frac{\Delta Q}{Q_{\max} - \Delta Q} \quad (15)$$

где Q_{\max} – амплитуда сигнала, ΔQ – добавка, связанная с неэффективностью сетки Фриша.

При выходе α -частицы из мишени она теряет часть своей энергии. Причем α -частица может родиться на разное толщине в слое и вылететь под разными

углами. На какой именно толщине рождается частица, мы не знаем. Поэтому принято считать, что частица вылетает из глубины равной половине толщины слоя. Для учета потерь энергии в слое воспользуемся следующим выражением (формула (16)):

$$P^* = P + \frac{\Delta P}{\cos \theta} \quad (16)$$

где P^* - скорректированная амплитуда сигнала на потери в слое, P – измеренная амплитуда сигнала, ΔP – средние потери энергии при вылете частицы в перпендикулярном направлении с глубины, равной половине толщины слоя, $\cos \theta$ – косинус угла, под которым вылетает частица из слоя.

ΔP определяется экспериментально. Для этого необходимо построить график с осями положение пика и $1/\cos \theta$. Полученная зависимость хорошо описывается линейной функцией. Экстраполяция полученной прямой до пересечения с осью абсцисс эквивалентна процедуре уменьшения толщины слоя вплоть до нулевой величины. Угол наклона этой прямой и есть ΔP .

Ионизационные камеры с сеткой Фриша являются очень интересным инструментом, позволяющим получать информацию, как о сечении реакции, так и угловых распределениях. Однако этот инструмент имеет ряд ограничений – с его помощью удаётся проводить измерения тех изотопов, для которых Q положительное и довольно большое, и сечение реакции тоже большое. Когда эти условия не выполняются, измерения становятся проблематичными, поскольку эффект теряется в фоне частиц, возникающих на электродах камеры и в рабочем газе.

Наряду с аналоговой электроникой, которая используется с ионизационными камерами, применяют цифровые методы обработки данных. В качестве примера такой работы может служить работа [85], в которой определялось сечения (n, α) реакции на изотопе ^{10}B . В этой работе использовалась ионизационная камера с сеткой Фриша в сочетании с оцифровщиком формы импульсов. Оцифровщиком формы импульсов преобразовывается входной

аналоговый сигнал в последовательность целых чисел, соответствующих значению сигнала в последовательные моменты времени. В данной работе изучаемая мишень ^{10}B располагалась на катоде.

Пример сигналов, полученных от камеры, показан на рисунке 22. В процессе обработки сигналов получали информацию об амплитудах сигналов и временную информацию (момент начала и окончания сигналов, время нарастания сигналов, время, когда анодный сигнал выходит на насыщение).

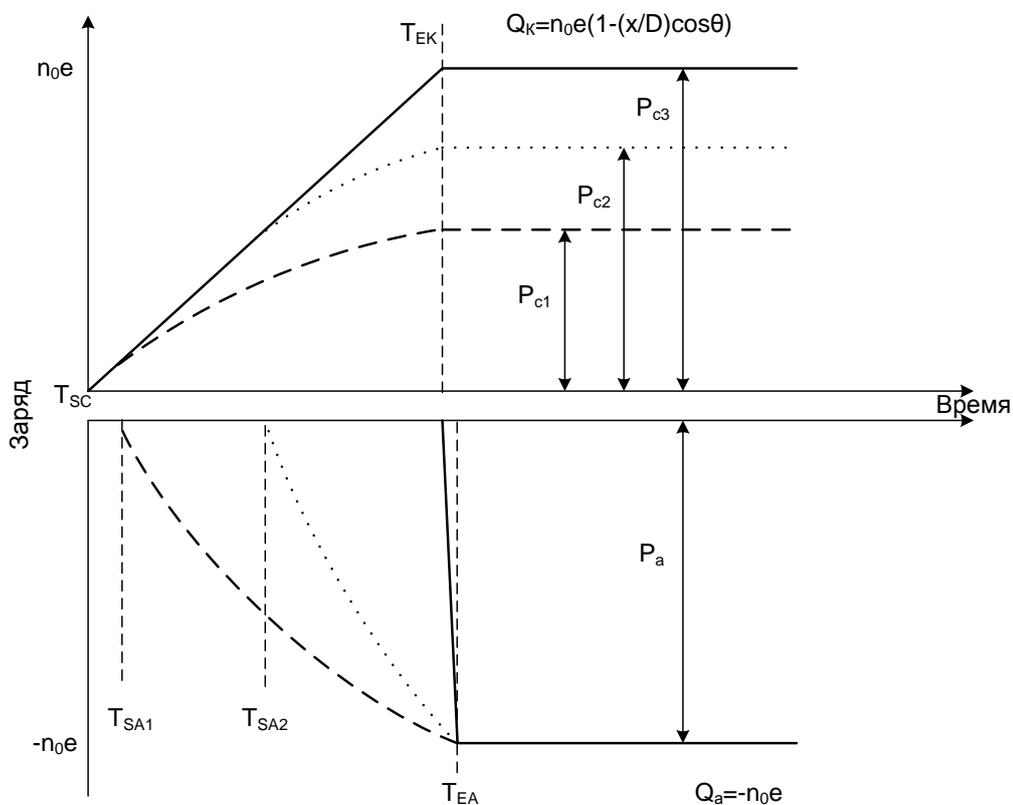


Рисунок 22 – Типовые сигналы, полученные на аноде и катоде камеры, для α -частиц, вылетающих из слоя под углами: 0° (штриховая линия), 60° (точки) и 90° (сплошная линия). Энергия частицы во всех трех случаях одинакова.

Временные точки на графике T_{SA1} и T_{SA2} соответствуют времени начала сигнала на аноде, T_{SC} - это время появления катодного сигнала. Точки T_{EA} и T_{EK} это время, когда анодный и катодный сигнал выходят на насыщение. Используя данные временные отметки можно определить время дрейфа электронов в камере

$T_d=(T_{EA}-T_{SC})$ и время нарастания анодного сигнала $T_r=(T_{EA}-T_{SA})$. Зная параметр время дрейфа электронов в камере, можно определить положение точки трека ближайшей к катоду. Считая скорость дрейфа электронов постоянной (v_e), при помощи измеренного значения времени дрейфа электронов T_d , можно определить расстояние от катода до ближайшей к нему точки трека как $X=(D-T_d*v_e)$. Таким образом, для частицы, стартующей с поверхности катода $T_d =D/v_e$ и расстояние от катода при этом будет равно $X=0$. В том случае, если трек частицы локализован вблизи сетки, $T_d =0$ и соответствующее значение координаты будет равно $X=D$. Для частиц, рожденных в произвольном месте между катодом и сеткой значение времени, и соответствующее значение рассчитанной координаты будут иметь промежуточные значения. Так, параметр время дрейфа может быть использован для нахождения расстояния, отсчитанного от катода, на котором находилось начало (конец) трека, максимально удаленный от анода. Другим важным параметром, позволяющим получать информацию о свойствах продуктов реакции, регистрируемых в чувствительном объеме ионизационной камеры является время нарастания анодного сигнала. Из физики работы ионизационной камеры следует, что величина времени нарастания анодного сигнала равна времени собирания заряда, образовавшегося в результате торможения регистрируемой частицы в рабочем газе. При выполнении условия о постоянстве времени дрейфа электронов, данная величина зависит как от длины трека (R), так и от угла вылета частицы относительно оси камеры (θ). Действительно, нарастание анодного сигнала начнется в момент времени, когда первые электроны пересекут сетку и закончится, когда последние электроны (родившиеся на минимальном расстоянии от катода) достигнут анода. Таким образом, время нарастания анодного сигнала будет пропорционально проекции трека на ось камеры (формула (17)):

$$T_r = \frac{R * \cos(\theta)}{v_e} \quad (17)$$

В том случае, если регистрируются частицы одной природы, например α -частицы, каждой энергии соответствует свое, достаточно точно определяемое значение пробега [93]. С учетом того, что эмиссия частиц происходит под разными углами относительно оси камеры, мы получим для каждой энергии частицы распределение по параметру T_r . Этот параметр будет распределен между значениями 0 и $R(E)/v_e$. Анализ полученного распределения с использованием (17), позволяет вычислить значение угла вылета каждой конкретной зарегистрированной частицы. Необходимо так же отметить, что в том случае, если в камере регистрируются частицы разной природы, например α -частицы и протоны, имеющие одинаковую энергию, то распределение параметра T_r будет иметь более сложный характер. Фактически данное распределение будет суперпозицией распределения для α -частиц и протонов. Протоны той же энергии что и α -частицы обладают по сравнению с ними значительно большим пробегом. α -частицы будут занимать область малых значений параметра T_r , в то время как протоны будут распределены до значительно больших значений T_r . Это обстоятельство позволяет производить подавление нежелательных фоновых частиц (в нашем случае протонов).

Использование цифровых методов обработки сигналов позволяет получать больше информации из сигналов камеры, что в свою очередь, позволяет отделять полезные события от шума более эффективно.

Преимуществами ионизационной камеры являются: регистрация непосредственно продуктов (n, α) реакции, высокая эффективность регистрации, гибкость конструкции (материалы электродов, выбор рабочего газа), высокая радиационная стойкость (особенно в проточном режиме), простота интерпретации сигналов, возможность анализировать несколько сигналов одновременно и, сопоставляя результаты, находить новые физические величины для анализа, возможность работы, как с твердыми мишенями, так и с рабочим газом в качестве мишени.

Наряду с этим нельзя не отметить ряд недостатков, присущих современным ионизационным камерам, существенно ограничивающих их применение для изучения (n,α) реакции на конструкционных материалах: необходимость работать с тонкими, спектрометрическими слоями, малая или даже отрицательная энергия реакции на ряде изотопов конструкционных материалов приводит к необходимости работать с частицами малых энергий там, где фон значительно превосходит эффект, сечение реакции на быстрых нейтронах, исчисляемое иногда миллибарнами, наличие фона от достаточно массивных элементов конструкции камеры (электроды, сетка, изоляторы), фон от поверхности электродов (окислы, нитриды и т.п.), рабочий газ, который становится источником самых разных частиц. Иными словами, основным препятствием к изучению сечения изотопов, входящих в состав конструкционных материалов, является то, что сама камера становится источником заряженных частиц, и отделить полезные события от фона достаточно сложно.

Основные выводы к главе 1.

1. Анализ существующих экспериментальных данных показал, что, несмотря на большую практическую значимость рассматриваемой реакции, имеющиеся в библиотеке EXFOR данные малочисленны, имеют большие расхождения, а большинство из них относятся к области энергии нейтронов 14 МэВ.

2. Теоретические оценки, представленные разными библиотеками (ENDF/B VII, JENDL 4.0, JEFF 3.3 и другие), для большинства рассмотренных изотопов, имеют существенные отличия по величине сечения, а так же по энергетическому ходу сечения.

3. Было показано, что, несмотря на большое количество методов определения сечения (n,α) реакции наиболее подходящим методом для изучения сечения (n,α) реакции на конструкционных материалах является ионизационный метод с использованием цифровой методики обработки данных.

Учитывая все вышесказанное, необходимо провести измерения на базе ионизационной камеры с сеткой Фриша и цифровых методов обработки экспериментальных данных.

Глава 2

Конструкция низкофонового детектора для регистрации продуктов (n, α) реакции.

2.1 Физические принципы спектрометра

Принимая во внимания проведенный анализ существующих методов для измерения сечения (n, α) реакции (глава 1) и учитывая опыт, накопленный в лаборатории 118 ГНЦ РФ - ФЭИ, для решения поставленной задачи по измерению (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 [85]. Но измерение сечения (n, α) реакции на конструкционных материалах будут сопровождаться большим количеством фоновых событий. Дело 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 так же является источником фона. Так же необходимо учитывать фон от поверхности электродов (окислы, нитриды и т.п.). На рисунке 8 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 23):

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;

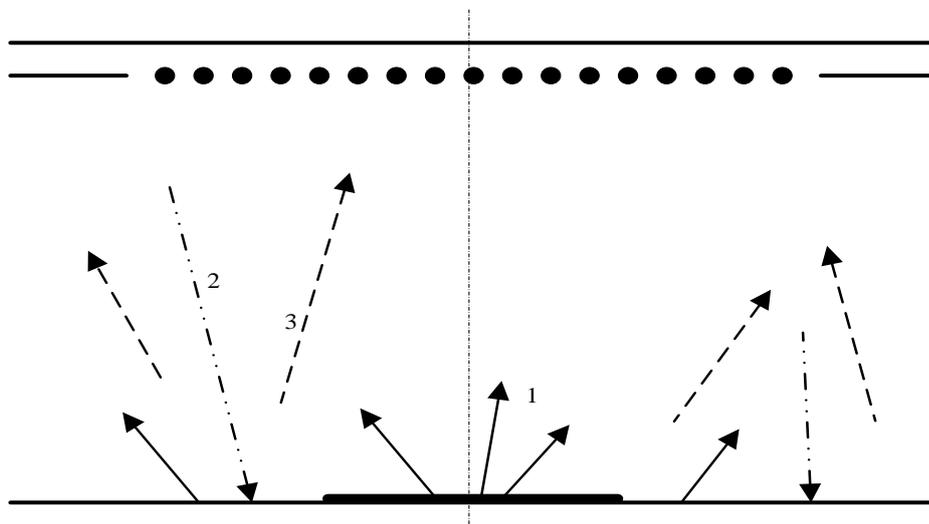


Рисунок 23 - Схема треков α -частиц, которые могут реализоваться в ионизационной камере при облучении ее быстрыми нейтронами. 1 – «катодные» частицы, 2 – «лжекатодные» частицы, 3 – «газовые» частицы.

Для «катодных» α -частиц время достижения последних электронов анода будет фиксированным, так как последний электрон всегда будет стартовать из области вблизи катода. Время дрейфа последних электронов всегда будет равно (формула (18))

$$t = D/v_e \quad (18),$$

где t – время дрейфа последних электронов, D – расстояние от катода до сетки Фриша, v_e – скорость дрейфа электронов. Это же условие будет справедливо и для «лжекатодных» частиц. Для «газовых» частиц параметр «время дрейфа последних электронов» может изменяться в широком диапазоне (от 0 для частиц, рожденных вблизи сетки Фриша, до $t = D/v_e$ для частиц, родившихся вблизи катода). 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 выше сказанное 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 24).

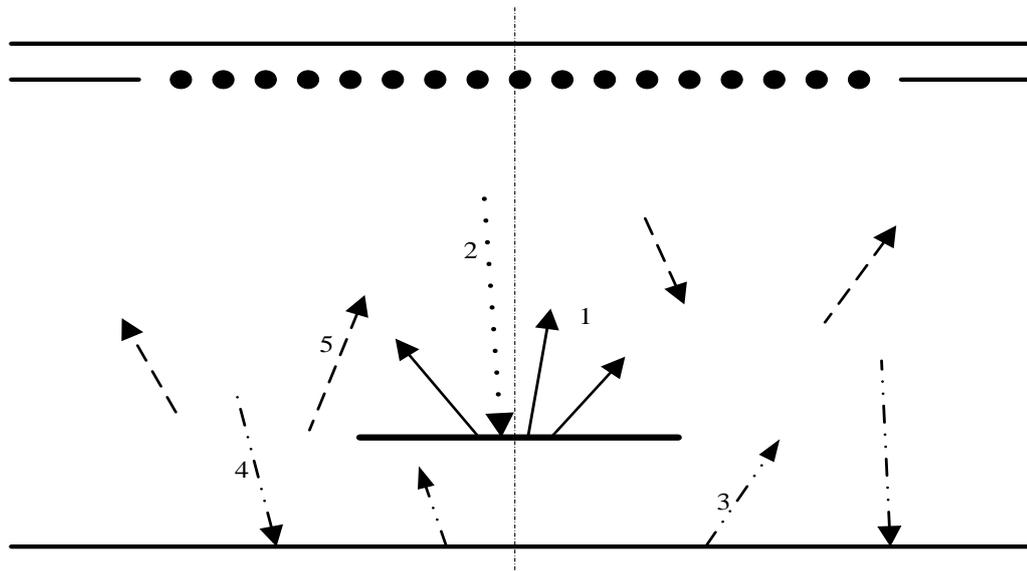


Рисунок 24 - Схема треков α -частиц, которые могут реализоваться в ионизационной камере при облучении ее быстрыми нейтронами. 1 – «мишенные» частицы, 2 – «лжекатодные» частицы, 3 – «газовые» частицы, 4 – «лжемишенные» частицы, 5 – катодные частицы.

Как следует из рисунка 24, в этом случае мы можем выделить 5 групп α -частиц по месту их рождения:

- 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.

2.2 Конструкция ионизационной камеры

На рисунке 25 представлена схема модернизированной двойной ионизационной камеры с общим катодом. 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 систему из шести электродов: катод, 3 охранных электрода, сетка Фриша и анод. Внешний диаметр всех электродов основной и мониторной камеры составлял 120

мм. Во всех электродах имеются 4 отверстия диаметром 6 мм для направляющих шпилек.

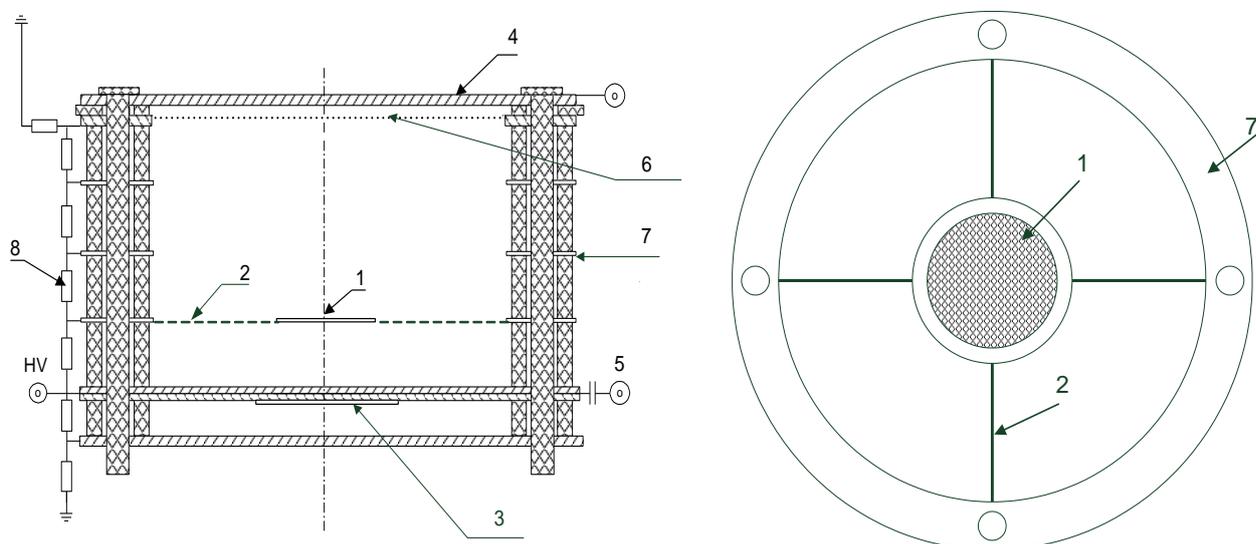


Рисунок 25 - Схема конструкции детектора. 1- изучаемая твердая мишень; 2 – золотые нити; 3 - мишень ^{238}U ; 4 – анод ИИК; 5- общий катод; 6 – сетка Фриша; 7 – охранные электроды; 8 – резистивный делитель напряжения

В основной камере расстояние между катодом и сеткой Фриша составляет 4 см. Расстояние от сетки Фриша до анода – 2 мм. Фактически ионизационная камера представляет собой плоский конденсатор. В состав основной камеры входила система охранных электродов, служащих для линейризации 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 (см. рис.6).

Те же золотые нити использовались в качестве проводника, через который на мишени устанавливался необходимый электрический потенциал (рисунок 25).

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 и представляют собой диски толщиной 1 мм диаметром 120 мм. Общий катод первоначально был изготовлен в виде пластины диаметром 120 мм, толщиной 1 мм из нержавеющей стали. Первый опыт работы показал, что при облучении его потоком быстрых нейтронов он становится интенсивным источником α -частиц, возникающих при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами железа, хрома и никеля, входящих в состав нержавеющей стали.

Учитывая тот факт, что число атомов, составляющих катод, многократно превосходит как число атомов в изучаемой мишени, так и число атомов в чувствительном объеме рабочего газа, становится актуальной проблема выбора иного, нежели нержавеющая сталь, материала катода который может обеспечить более комфортные фоновые условия проведения эксперимента. Интегральные сечения образования альфа-частиц на природных железе, кадмии и золоте, полученные с использованием библиотек ENDF/B-V, ENDF/B-VI, ENDF/B-VII, JEFF-2.2, JEFF-3.2, JENDL 4.0, приведены на рисунке 26. 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, который обладает значительно большим ядерным зарядом (рисунок 26).

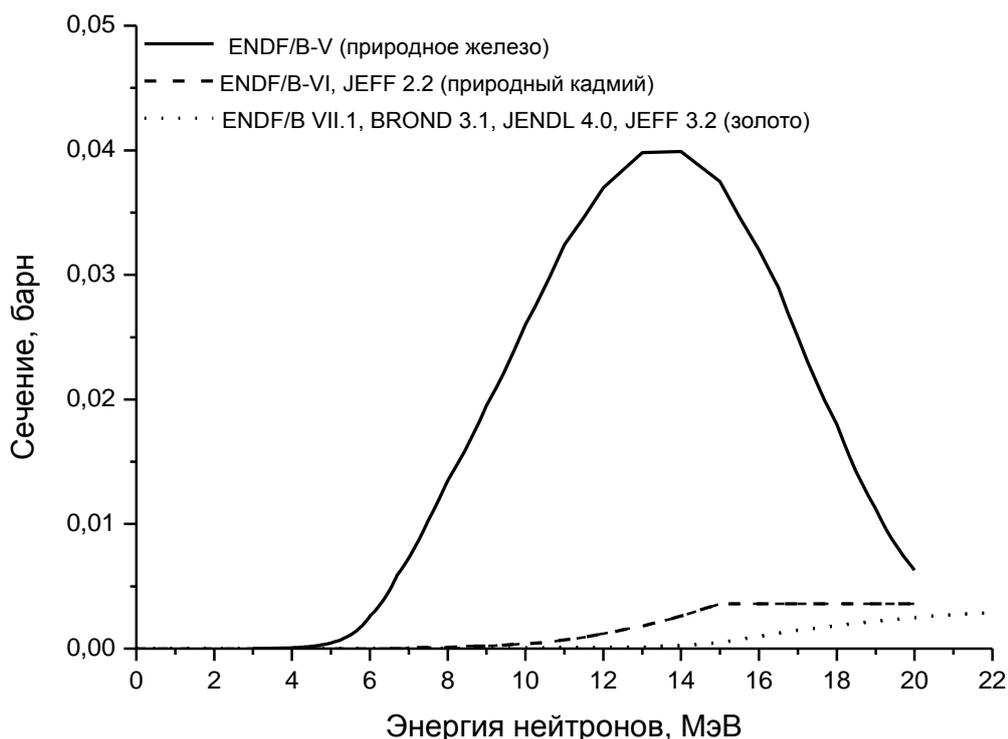


Рисунок 26 – Теоретические оценки сечения (n, α) реакции на природном железе, кадмии и золоте.

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. Сторона диска, обращенная к сетке Фриша, полировалась до зеркального блеска.

Расстояние между сеткой Фриша и анодом было выбрано равным 2 мм. Это значительно меньше, чем обычно используют в других описанных работах, использовавших подобную ионизационную камеру с сеткой Фриша для ядерно-физических измерений [49, 86]. Столь малое расстояние было необходимо для того, чтобы форма анодного сигнала сохранила максимум информации о природе регистрируемой частицы. Форма анодного сигнала содержит в себе информацию о пространственном распределении заряда электронов, образовавшихся в результате торможения частицы в рабочем газе ионизационной камеры. При нулевом зазоре анод-сеточного промежутка, с точностью до диффузии, форма анодного тока повторяет проекцию пространственного распределения заряда,

образовавшегося в результате торможения частицы, на ось камеры. При любом ненулевом значении зазора анод-сетка каждый электрон, попавший в этот промежуток, будет дрейфовать в нем некоторое время ($t=d/v_e$), что приведет к формированию от него токового анодного импульса в виде прямоугольника. Наблюдаемый на аноде импульс тока будет представлять собой свертку пространственного распределения заряда с прямоугольником шириной $t=d/v_e$. Чем уже этот прямоугольник (меньше расстояние между сеткой и анодом) тем более точно снимаемый с анода сигнал будет отражать распределение заряда, образованного регистрируемой частицей и, следовательно, результат обработки сигнала будет более адекватно описывать свойства регистрируемых частиц.

В работе использовалась так называемая «месш» 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 мониторинной камере расстояние между электродами составляет 4 мм. Камера заполняется тем же рабочим газом, что и основная камера. Внутри мониторинной камеры, на ее катоде, располагается слой урана-238. Напряжение на катоде то же, что и в основной камере и составляет до 5 кВ. Учитывая небольшое расстояние между анодом и катодом в мониторинной камере, разница потенциалов между катодом и анодом не должна превышать 500В, чтобы не допустить пробоя. Чтобы обеспечить это условие на анод мониторинной камеры подается потенциал на 500В меньший, чем на катод. Для этого используется делитель, аналогичный тому, что используется в основной камере. Осколки деления урана-238 регистрируются камерой, и их количество используется для определения значения потока быстрых нейтронов.

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.

Корпус камеры цилиндрической формы выполнен из нержавеющей стали, имеет диаметр 200 мм и толщину стенок 1 мм. С торцов камеры расположены фланцы из нержавеющей стали. Толщина фланцев составляла 4 мм. Для уменьшения рассеяния нейтронов в центре фланца имеется проточка диаметром 60 мм, через которую нейтроны из нейтроногенерирующей мишени попадают на изучаемый образец. При этом толщина фланца в центральной его части составляла 1 мм. При такой конструкции фланца удается создавать внутри камеры избыточное давление рабочего газа до $4 \cdot 10^5$ Паскаль и при этом минимизировать рассеяние падающих на ее поверхность нейтронов. Система из трех герметизированных разъемов на фланцах камеры позволяет подавать на катод высокое напряжение (до 5 кВ на катоде) и снимать сигналы с анода и общего катода основной камеры.

2.3 Выбор рабочего газа ионизационной камеры

Камера заполнялась газовой смесью криптона с добавкой метана или углекислого газа (3-5%), которые были необходимы для увеличения скорости дрейфа электронов. Выбор криптона в качестве основной компоненты рабочего газа определялся тем, что 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 большое значение сечения реакции (n,α) [86, 94]. Это обстоятельство с учетом того, что количество атомов рабочего газа в сотни раз превосходит число атомов в изучаемой мишени, приводит к неоправданно высокому собственному фону ионизационной камеры. Кроме того, тормозная способность криптона для альфа-частиц заметно выше, чем у неона и аргона (неон – 0,09 МэВ/мм; аргон – 0,18 МэВ/мм; криптон – 0,37 МэВ/мм), что позволяет при относительно небольших значениях давления рабочего газа обеспечить полное торможение энергичных альфа-частиц, вылетающих из мишени, до достижения сетки Фриша.

Тип добавки определялся 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. Как будет показано далее, цифровые методы анализа формы сигналов позволяют с высокой эффективностью разделять сигналы от α -частиц и протонов. Однако в больших потоках нейтронов количество образующихся протонов отдачи может быть столь велико, что вероятность наложения сигналов становится недопустимо большой и 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, поскольку фоновые альфа-частицы, возникающие в рабочем газе, хотя и можно значительно подавить цифровыми методами, становятся существенным фактором, искажающим результаты измерений. В этом случае выбор делался в пользу метана как ускоряющей дрейф

электронов добавки. Выбор газовой смеси зависит от энергии нейтронов и величины Q изучаемой реакции. Давление в камере подбиралось таким образом, чтобы пробеги α -частиц, вылетающих из мишени, укладывались в промежутке между мишенью и сеткой Фриша. Определить необходимое давление в камере можно следующим образом. Зная величину энергии изучаемой реакции (Q) и энергию нейтронов (E_n), можно определить энергию рождающихся α -частиц (E_α) в лабораторной системе координат, решив следующее уравнение (формула (19)).

$$Q = \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_b}\right) \times E_\alpha - \left(1 - \frac{m_n}{M_b}\right) \times E_n - \frac{2}{M_b} \sqrt{m_n \times m_\alpha \times E_n \times E_\alpha} \times \cos\theta \quad (19)$$

где m_α – масса α – частицы а.е.м., m_n – масса нейтрона а.е.м., M_b – масса остаточного ядра, E_n – энергия нейтрона в МэВ, E_α – энергия α – частиц в МэВ, $\cos\theta$ – косинус угла вылета α -частицы относительно направления падающего нейтрона. Выражение (19) представляет собой квадратичное уравнение относительно энергии α -частиц, вылетающих под разными углами. Максимальная энергия α -частиц реализуется для угла 0 градусов.

Затем с помощью программы SRIM-2012 [95] можно определить пробег α -частиц (в сантиметрах) в соответствующем рабочем газе при плотности, соответствующей давлению 1 атмосфера. Отношение полученного пробега α -частиц к расстоянию от мишени до сетки Фриша (3 см) дает минимальное значение давления рабочего газа, при котором все рождающиеся частицы тормозятся в чувствительном объеме камеры. В этой работе обычно выбиралось давление на 10-15% превосходящее минимально необходимое. Дальнейшее увеличение давления не имеет смысла, поскольку при этом необоснованно возрастает фон от частиц, рождающихся в рабочем газе, и ухудшается разрешение по координате места рождения частиц. Кроме того, при избыточном давлении увеличивается вероятность рекомбинации электронов и прилипания их к электроотрицательным примесям, что может привести к ухудшению энергетического разрешения спектрометра.

2.4 Подача высокого напряжения на электроды камеры и снятие с них сигналов

Для обеспечения оптимальных условий дрейфа электронов в рабочем газе к электродам камеры прикладывается высокое напряжение. Схема подачи высокого напряжения показана на рисунке 27. Как известно из электростатики на краях электродов в плоском конденсаторе возникает область неоднородного электрического поля, размер которой сравним с расстоянием между электродами. Это приводит к тому, что значение напряженности электрического поля на краях камеры становится меньше чем в центральной части. Электроны, попавшие в эту область, будут дрейфовать с другими, нежели в центральной части, скоростями и форма импульса, снимаемого с анода, будет искажаться. Как было сказано выше расстояние между анодом и катодом нашей камеры составляло 40 мм, при диаметре электродов 120 мм. В этих условиях почти во всем чувствительном объеме камеры электрическое поле окажется заметно искаженным. Для нейтрализации этого эффекта использовалась система охранных электродов.

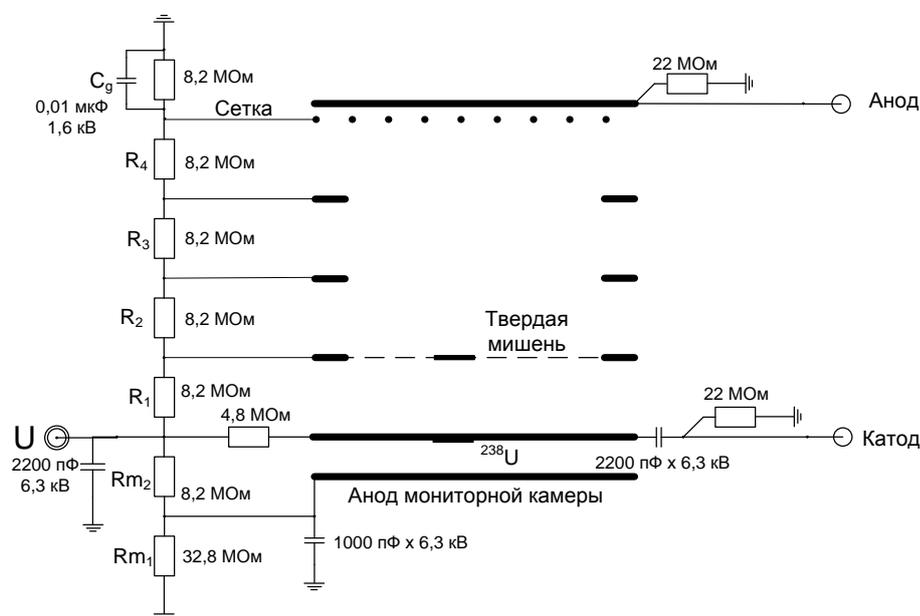


Рисунок 27 – Электрическая схема ионизационной камеры.

Для линейаризации электрического поля внутри рабочего объема необходимо обеспечить условия, при котором напряжение на охранных

электродах должно уменьшаться пропорционально расстоянию от катода до соответствующего охранного электрода. Это условия обеспечивается при помощи делителя из сопротивлений (рисунок 27). Использование делителя R_1 - R_4 (рисунок 27) позволяло подать на охранные электроды потенциал, соответствующий точке пространства, в которой они расположены. Добавление охранных электродов приводит к тому, что размеры краевых эффектов уменьшатся до размеров, соответствующих расстоянию между ними (1 см), и при этом большая часть чувствительного объема камеры будет находиться в условиях однородного поля. Анод камеры находится под потенциалом земли.

Электроны, дрейфующие от катода к аноду, способны оседать на сетке и тем самым искажать анодный сигнал. Для корректной работы ионизационной камеры с сеткой необходимо правильно подобрать потенциалы на электродах. В работе [96] показано, что силовые линии электрического поля не заканчиваются на сетке, если выполняется условие (формула (19)):

$$\frac{U_C - U_G}{U_G - U_A} > \frac{Y(1 + \rho) + 2l\rho}{D(1 - \rho) - 2l\rho} \quad (19),$$

где U_A , U_G , U_C - напряжение на аноде, сетке и катоде соответственно; Y - расстояние между анодом и сеткой; $\rho = 2\pi \frac{r}{d}$, где r - радиус проволочек сетки, d - расстояние между проволочками; $l = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{1}{4} \rho^2 - \ln(\rho) \right)$; D - расстояние между катодом и сеткой. При выполнении данного условия в межпроволочном промежутке возникает электрическая фокусирующая линза, которая не позволяет электронам оседать на сетке.

Особое внимание уделялось выбору потенциала на исследуемой мишени, расположенной на расстоянии 1 см от катода. Для нормальной работы камеры необходимо, чтобы потенциал мишени соответствовал потенциалу в точке расположения мишени в ее отсутствие. Поскольку мишень располагается в плоскости первого охранного электрода, задача сводится к тому, чтобы обеспечить на мишени тот же потенциал, что и на охранном электроде. Это

достигалось за счет того, что мишень крепилась на тонких золотых нитях, соединенных с охранным электродом. Соединение осуществлялось таким образом, чтобы обеспечить электрический контакт мишени с охранным электродом.

Для обеспечения заземления сетки Фриша по высокой частоте используется емкость C_g , (рисунок 27), которая устанавливается между сеткой и землей.

Напряжение на катоде устанавливалось в диапазоне от -2 кВ до -5 кВ в зависимости от типа и давления рабочего газа.

На анод мониторной камеры подается отрицательный потенциал, задаваемый сопротивлениями соответствующего делителя (R_{m1} и R_{m2}) (рисунок 27). Разница потенциалов между общим катодом и анодом мониторной камеры составляла порядка 500 В.

При регистрации событий снимались сигналы с анода камеры с сеткой Фриша и с общего катода.

2.5 Блок схема электроники спектрометра

Блок схема использованной электроники представлена на рисунке 28. 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.

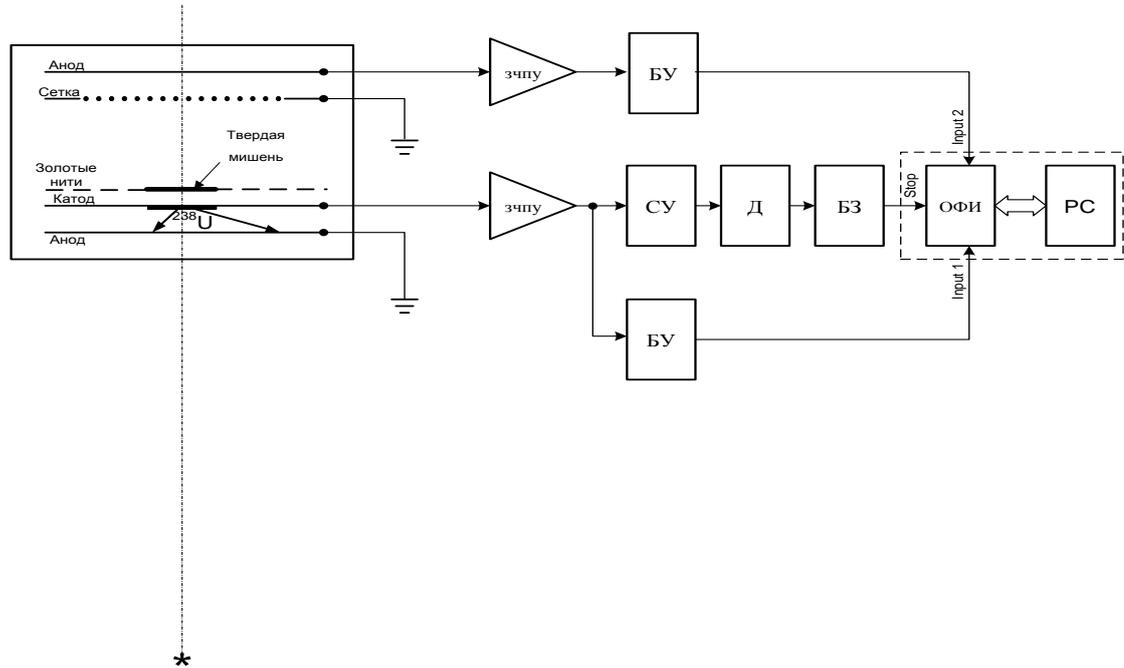


Рисунок 28 - Блок схема детектора и электроники. ЗЧПУ – зарядочувствительный предусилитель; СУ – спектрометрический усилитель; Д – дискриминатор; БЗ – блок задержки; ОФИ – оцифровщик формы импульсов; БУ – быстрый усилитель, РС – управляющий компьютер.

В экспериментах используется следующая электроника: зарядочувствительный предусилитель, быстрый усилитель, спектрометрический усилитель, дискриминатор с фиксированным порогом, блок задержки логических сигналов и оцифровщик формы импульсов. Рассмотрим назначение каждого блока в отдельности.

Зарядочувствительный предусилитель. Предусилитель необходим для увеличения слабого сигнала, снимаемого с детектора, и передачи его по длинному кабелю к другим электронным блокам. Предусилитель должен вносить как можно меньше собственного шума в усиливаемый сигнал. Предусилитель располагался как можно ближе к детектору, чтобы минимизировать длину входного кабеля [97]. В данной работе использовались зарядочувствительные предусилители CANBERRA 2001A [98].

Быстрый усилитель. Быстрые усилители обычно используются при проведении временных измерений. Он позволяет формировать сигналы

(интегрировать и дифференцировать) в наносекундном диапазоне [99]. В работе использовался быстрый усилитель CANBERRA 2111 [100]. В использованной модели быстрого усилителя существует режим, при котором он просто усиливает входной сигнал, не формируя его. В нашем спектрометре быстрые усилители (CANBERRA 2111) используются просто для усиления сигналов до уровня, который достаточен для работы оцифровщика формы импульсов (5 Вольт) ($K_{\text{усил}}=20$).

Спектрометрический усилитель. Спектрометрические усилители применяются в амплитудных измерениях. Спектрометрические усилители часто называют линейными, так как их основная задача состоит в линейной передаче амплитуды сигналов, подаваемых на его вход. Спектрометрический усилитель позволяет выбрать необходимый коэффициент усиления и время формирования сигнала, поступающего на вход. Время формирования обычно выбирают в 3-4 раза больше, чем время собирания зарядов в детекторе. В работе использовался спектрометрический усилитель Polon 1101, выполненный в стандарте КАМАК. Коэффициент усиления равен 10, время формирования сигнала 1 мкс. В данной работе спектрометрический усилитель использовался в цепи формирования триггерного сигнала для оцифровщика формы импульса. Катодный сигнал после предусилителя поступал на вход спектрометрического усилителя. На его выходе формируется сигнал, амплитуда которого пропорциональна амплитуде катодного сигнала независимо от того в какой камере - основной или мониторной - произошло событие.

Дискриминатор. Дискриминатор – это устройство, которое реагирует только на входные сигналы с амплитудой большей, чем некая заданная величина, называемая порогом. Если этот критерий удовлетворяется, то на выходе будет сформирован стандартный логический сигнал. Величина порога может изменяться в широких пределах при помощи регулятора, размещенного на передней панели блока. Чаще всего дискриминатор используется для блокировки импульсов малой амплитуды или шумовых импульсов от фотоумножителя или

других детекторов. Другое назначение дискриминатора – определение момента времени, когда в детектор попала частица [97]. В данном эксперименте использовался дискриминатор Polon 1502 с фиксированным порогом. Порог дискриминации 2В.

Блок задержки. Блок задержки был разработан и изготовлен в лаборатории 118 ГНЦ РФ - ФЭИ. Он позволяет осуществлять задержку входного сигнала на задаваемое время, находящееся в интервале от 0 до 7 мкс. В работе время задержки устанавливалось равным 3 мкс. Введение задержки требовалось для того, чтобы в сохраненном цифровом сигнале был представлен весь процесс сбора электронов и присутствовали временные интервалы до и после наступления события. В этом случае наиболее просто реализуются алгоритмы определения амплитуды сигналов, временных точек, соответствующих началу и окончанию процесса сбора зарядов, и формы импульса.

Оцифровщик формы импульса. Оцифровщиком формы сигналов называется устройство на вход, которого подается аналоговый сигнал, а результатом его работы является последовательность целых чисел, соответствующих значению величины сигнала в последовательные моменты времени. В работе был использован оцифровщик LeCroy 2262. Эта модель оцифровщика производит измерение амплитуды входного сигнала с частотой 80 МГц (с временным шагом 12,5 нс). Разрядность АЦП – 10 бит. Он способен одновременно оцифровывать два независимых сигнала. Максимальная длительность каждого цифрового сигнала составляет ~7 мкс (512 временных точек). Этот временной интервал, присущий данному оцифровщику, мы будем в дальнейшем называть временным окном оцифровщика.

В работе использовался персональный компьютер с процессором Intel Celeron SL6JT с оперативной памятью 512 Мб, работающий под операционной системой Windows 98.

При такой организации процесса накопления события, произошедшие в ионизационной камере, оцифровываются и сохраняются на жестком диске компьютера для дальнейшего анализа методами цифровой обработки сигналов.

2.6 Система накопления цифровых сигналов от спектрометра

Система накопления выполнена на базе ЭВМ Intel Celeron 1,3 ГГц, сопряженной при помощи интерфейсной платы с контроллером крейта КАМАК. Данный компьютер выполняет функции управления оцифровщиком формы импульсов и предоставляет дисковое пространство для первоначального хранения поступающих от спектрометра цифровых сигналов. Коды, поступающие от ОФИ (LeCroy 2262) в виде двух одномерных массивов размерностью 512 сохраняются в ОЗУ ЭВМ и затем порции по 800 событий сохраняются на жестком диске управляющей ЭВМ. Суммарное доступное дисковое пространство составляло 500 Гб (2 жестких диска по 250 Гб) с возможностью быстрого извлечения диска. События сохраняются в файлы в бинарном формате. После накопления и записи 800 событий текущий файл закрывается и открывается новый файл с идентичным именем с расширением, соответствующим порядковому номеру накопленного файла. При достижении номера файла 999 имя следующего файла модифицируется путем замены первой буквы имени файла на значок # и нумерация файлов начинается с единицы. После набора последующих 999 файлов имя вновь модифицируется. Таким образом, полное число накопленных событий в одном замере без участия оператора составляет $800 \cdot 999 \cdot 8 = 3,4$ миллионов.

Предельная для системы в целом частота поступления событий была измерена с использованием генератора периодических сигналов. Она составляла 50 соб/с и определяющим ее фактором является быстродействие шины КАМАК.

2.7 Обработка экспериментальных данных

В данной работе был использован относительный метод измерения сечений изучаемых реакций. В качестве эталона использовалась реакция деления урана-238, сечение которой, как считается [101], в широком диапазоне энергий известно с точностью лучше 1 %. В течение всего эксперимента фиксируется число зарегистрированных α -частиц из изучаемой реакции и число возникших осколков деления урана-238. На примере реакции (n,α) на ядрах хрома скорость изучаемой реакции и реакции деления (среднее число реакций, происходящих в единицу времени) можно определить из выражений (20) и (21):

$$N_{\alpha} = N_{Cr} \cdot \sigma_{(n,\alpha)} \cdot \Phi_1 \quad (20)$$

$$N_{ff} = N_U \cdot \sigma_f \cdot \Phi_2 \quad (21)$$

где N_{α} - число возникающих за единицу времени α -частиц, N_{Cr} - количество атомов изучаемого вещества в мишени, N_{ff} - число зарегистрированных за единицу времени осколков деления урана - 238, N_U - количество атомов урана - 238, σ - сечение соответствующей реакции, Φ_1 и Φ_2 - потоки нейтронов в месте расположения мишеней.

При известном расстоянии обеих мишеней от источника нейтронов отношение потоков может быть легко выражено через эти расстояния (формула (22) и (23)):

$$\Phi_1 = A / (4\pi r_1^2) \quad (22)$$

$$\Phi_2 = A / (4\pi r_2^2) \quad (23)$$

где A - выход нейтронов из мишени, r_1 - расстояние от источника нейтронов до изучаемой мишени, r_2 - расстояние от источника нейтронов до мишени урана - 238.

Тогда

$$\Phi_1 / \Phi_2 = r_2^2 / r_1^2 \quad (24)$$

В этих условиях, поделив уравнение (20) на уравнение (21), мы, проделав несложные преобразования, можем получить для сечения (n,α) реакции формулу (25):

$$\sigma_{(n,\alpha)} = \frac{N_{ff}}{N_{\alpha}} \cdot \sigma_f \cdot \frac{N_{Cr}}{N_U} \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \quad (25)$$

Число α -частиц и число осколков деления измеряются в процессе проведения эксперимента. Значение сечения деления ^{238}U является стандартом и бралось из работы [101]. Количество атомов, входящих в состав мишеней изучаемого вещества и урана, необходимо определить для вычисления сечения исследуемой реакции.

Определение количество атомов в изучаемой мишени и атомов урана подробно описано в пунктах 2.8 и 2.10 соответственно.

Для определения числа α -частиц и осколков деления, возникающих в мишени, были применены методы цифровой обработки сигналов, поступающих от детектора. Целью данного этапа обработки являлось извлечение из цифровых сигналов информации об энергии зарегистрированной частицы, месте рождения частицы, типе частицы и направлении ее вылета относительно пучка падающих нейтронов.

Сигналы, поступающие от спектрометра, можно разделить на два типа (рисунок 29):

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 мониторингной камере со слоем урана-238. Обработывая их, мы получаем информацию о числе осколков деления.

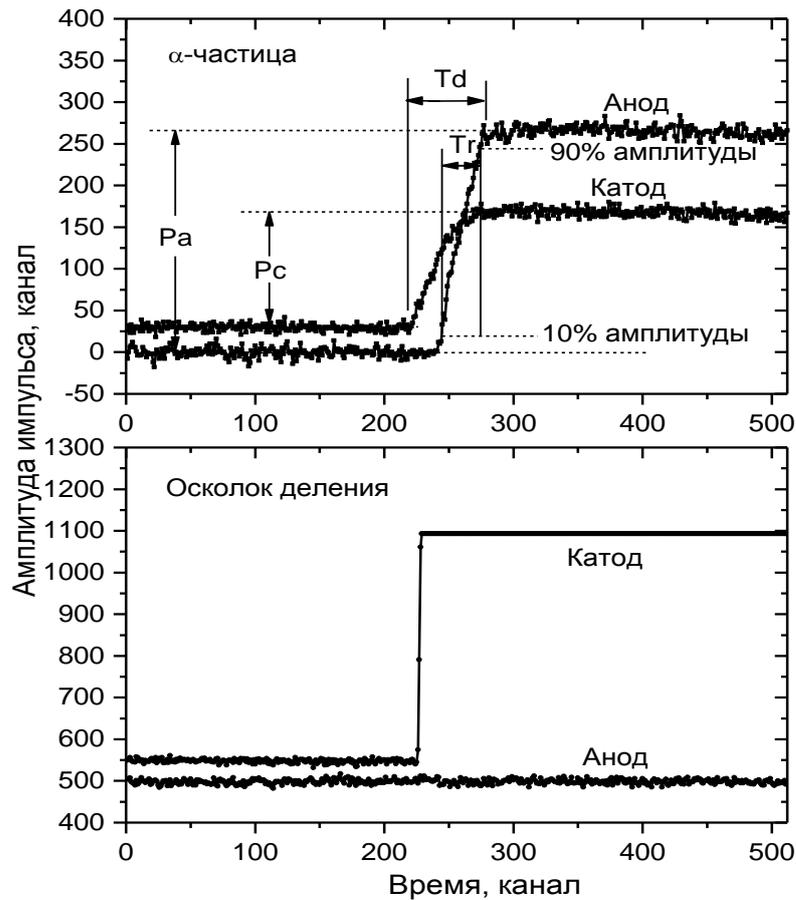


Рисунок 29 - Типичные сигналы от спектрометра. Верхний рисунок - α -частица в основной камере. Нижний – осколок деления в камере без сетки.

На первом шаге обработки отбираются сигналы второго типа. Из этих сигналов 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 . Учитывая, что сечение деления урана-238 быстрыми нейтронами известно с точностью $\sim 1\%$ в широком диапазоне энергий падающих нейтронов [101], число зарегистрированных осколков используется для определения сечения изучаемой реакции.

Сигналы первого типа отбираются в процессе сортировки и сохраняются на жестком диске компьютера для последующей обработки. В дальнейшем сигналы этого 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. Энергия частицы, в первом приближении, пропорциональна амплитуде анодного сигнала. Для определения времени появления сигнала и времени, когда анодный сигнал выходит на насыщение, был разработан следующий алгоритм. Сначала находим среднее значение нулевой линии сигнала (первые 20 точки сигнала, зарегистрированные еще до наступления события). Аналогично, усреднением значения последних 20 точек сигнала находится оценка максимального значения сигнала. Затем находим оценку амплитуды сигнала как разницу между максимальным значением сигнала и средним значением положения нулевой линии. На втором этапе определяются предварительные значения значений моментов времени начала анодного и катодного сигналов и моментов времени выхода зарядовых сигналов на насыщение (моментов времени, когда движение электронов в чувствительном промежутке детектора прекращается). Для этого находится такая точка сигнала, в которой его значение максимально близко к половине амплитуды. Затем, двигаясь от этой точки в сторону уменьшения времени, находится точка, соответствующая 0,1 амплитуды сигнала. Она принимается за оценку начала соответствующего сигнала. На следующем шаге двигаясь в сторону увеличения времени, находится точка, в которой значение сигнала соответствует 0,9 амплитуды сигнала. Эта точка используется в качестве оценки точки выхода сигнала на насыщение.

Затем в интервале времен, близким к предварительно определённым, для цифрового сигнала выполняются процедуры, основанные на методе наименьших квадратов, позволяющие найти положение соответствующих точек начала и окончания переходных процессов с большей точностью. С новыми значениями положения точек начала, и окончания переходного процесса делается новая оценка амплитуды сигнала. Затем процедура определения временных точек

сигнала и его амплитуды повторяется в итерационной процедуре для достижения наиболее точного значения соответствующих параметров.

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. $X=(D-T_d*v_e)$. Измерение времени нарастания анодного сигнала позволяет определить длину проекции трека зарегистрированной частицы на ось камеры ($R_x=T_r*v_e$).

На рисунке 30 представлен амплитудный спектр анодных сигналов, полученный для изотопа никеля – 60 при энергии нейтронов 6,5 МэВ. Выделить пик, соответствующий событиям, обусловленным наличием изучаемой мишени, затруднительно.

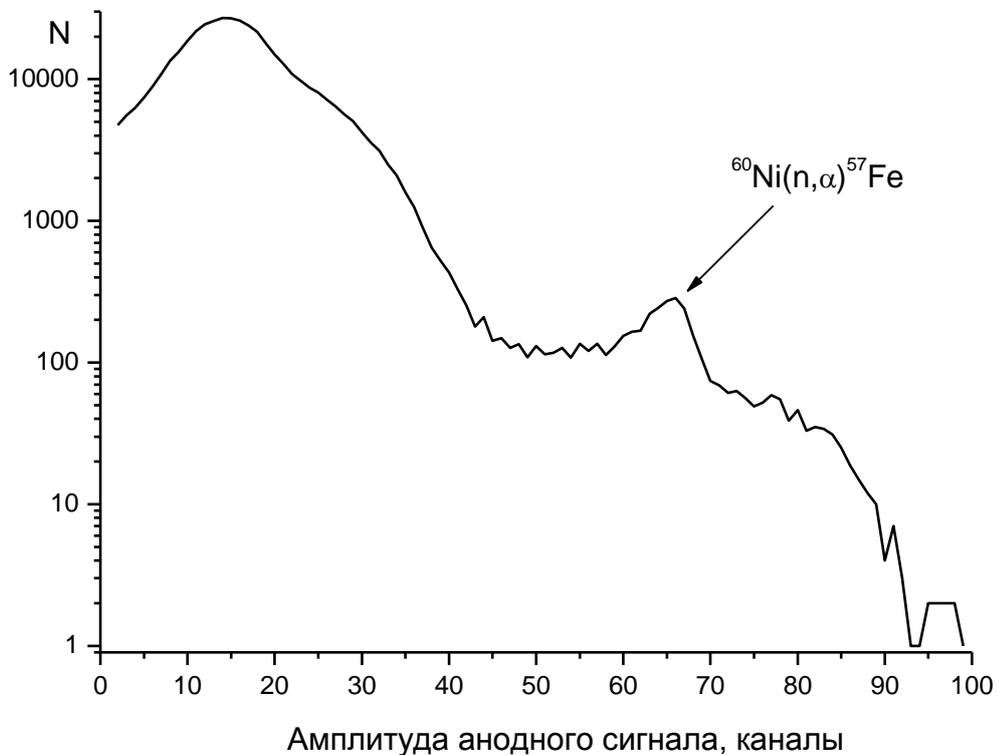


Рисунок 30 – Спектр анодных сигналов.

Более детально природу событий, относящихся к разным амплитудам, можно увидеть на двухмерном спектре с осями амплитуда анодного сигнала – время дрейфа электронов (рисунок 31).

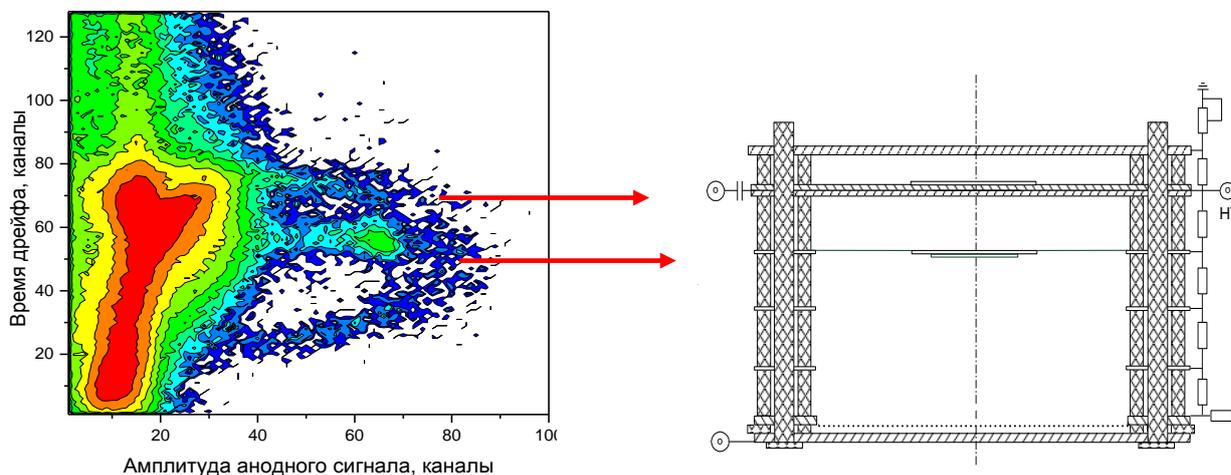


Рисунок 31 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время дрейфа электронов, полученный после подавления фона, для энергии нейтронов 6,5 МэВ для никеля -60.

Для наглядности в правой части рисунка показано соответствие времени дрейфа положению события в камере. Анализ этого двухмерного спектра позволяет сделать вывод о том, что событиям, обусловленным наличием изучаемой мишени, соответствует фокус событий с амплитудой около 65 и временем дрейфа около 55. Наряду с этими событиями наблюдается большое количество фоновых событий, рождающихся на катоде (верхняя часть спектра), событий, возникающих на компонентах рабочего газа (распределенная 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. Как уже отмечалось ранее, этот параметр напрямую связан с пробегом частицы. На рисунке 32 приведен двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время нарастания анодного сигнала.

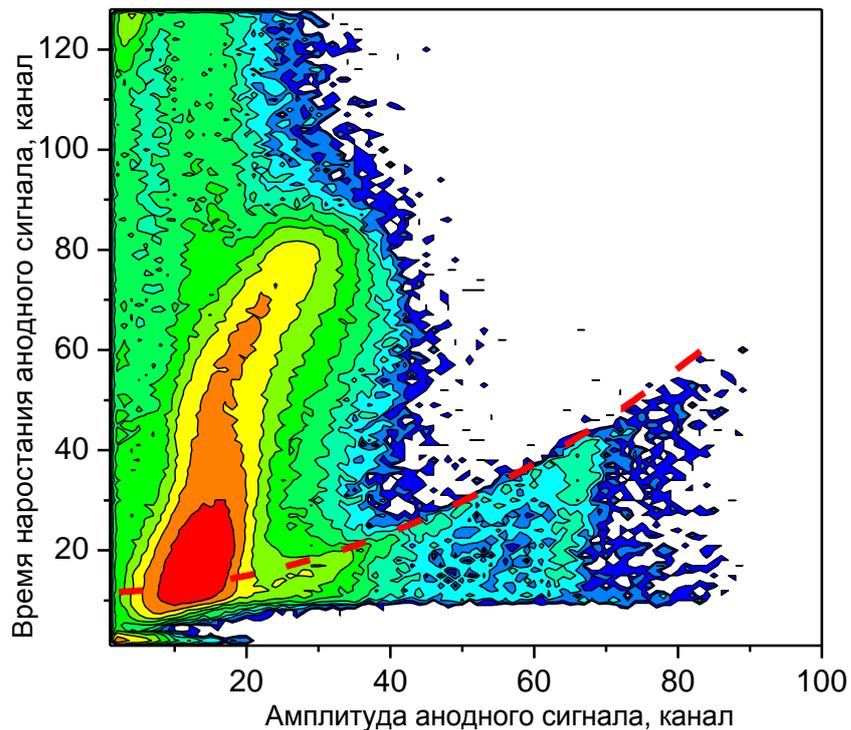


Рисунок 32 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время нарастания сигнала, полученный для изотопа никеля -60 при энергии нейтронов 6,5 МэВ.

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.

Для разделения «мишенных» частиц от «лжемишенных» мы использовали свойство α -частиц образовывать максимум ионизации в конце пробега (пик Брэгга рисунок 33).

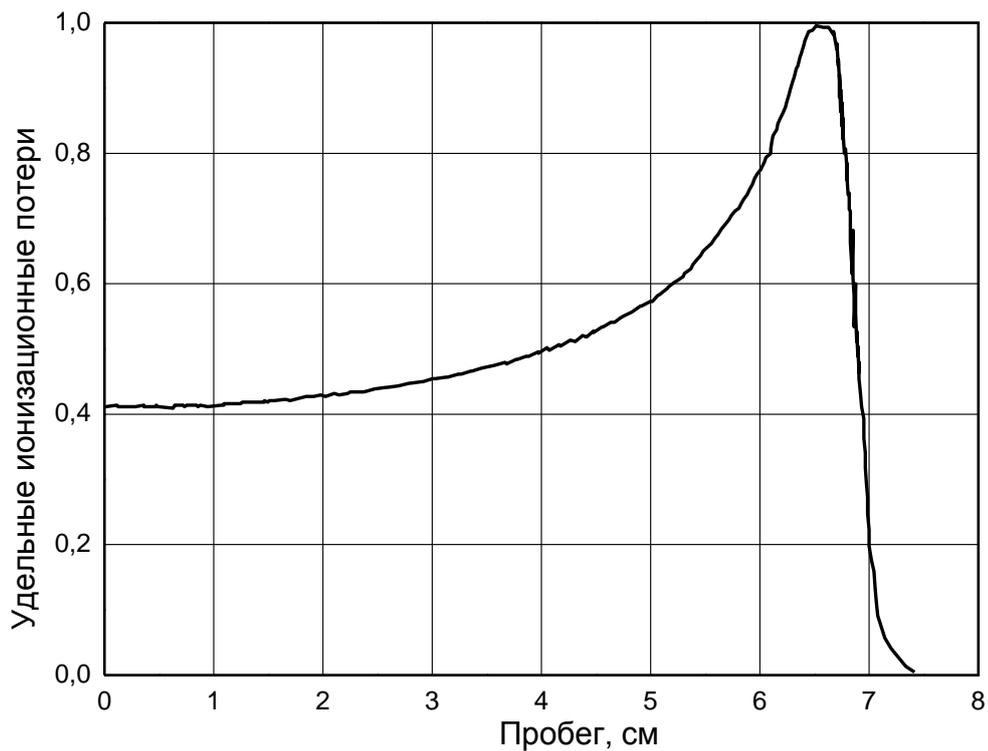


Рисунок 33 - Кривая Брэгга для α -частиц с энергией 8 МэВ [102].

«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 (рисунок 34, 35). 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.

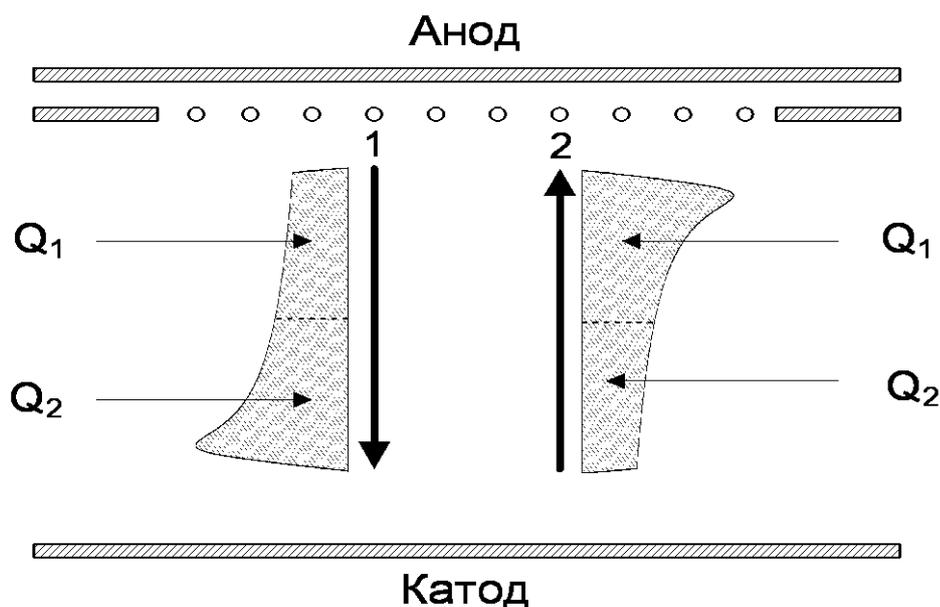


Рисунок 34 - Метод определения направления вылета α -частицы: 1 – в направлении катода, 2 – в направлении анода.

Точка, соответствующая середине пробега частицы, определялась как середина временного промежутка, в течение которого заряд собирался на аноде ($T_{SA}+T_r/2$), 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 ($T_{SA}+T_r/2$) (рисунок 35). 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 "лжемишенных" α - частиц.

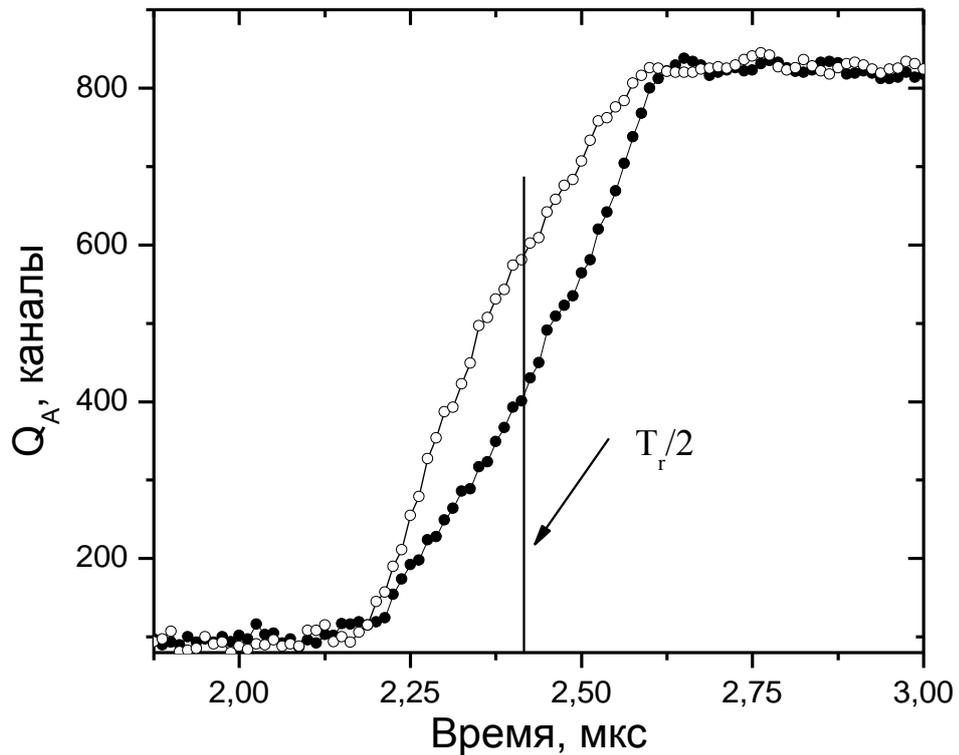


Рисунок 35 - Форма анодных импульсов, соответствующих разной ориентации трека α -частиц в межэлектродном пространстве. \circ - α -частица, летящая от мишени; \bullet - α -частица, летящая к мишени.

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 этих условиях в энергетическом спектре анодных сигналов проявляются пики, соответствующие реакциям $^{36}\text{Ar}(n,\alpha)$ (большая энергия) и $^{16}\text{O}(n,\alpha)$ (низкие энергии). 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 36 приведён спектр отношения Q_1/Q_2 , полученный для газовых α -частиц, соответствующих реакции $^{36}\text{Ar}(n,\alpha)$.

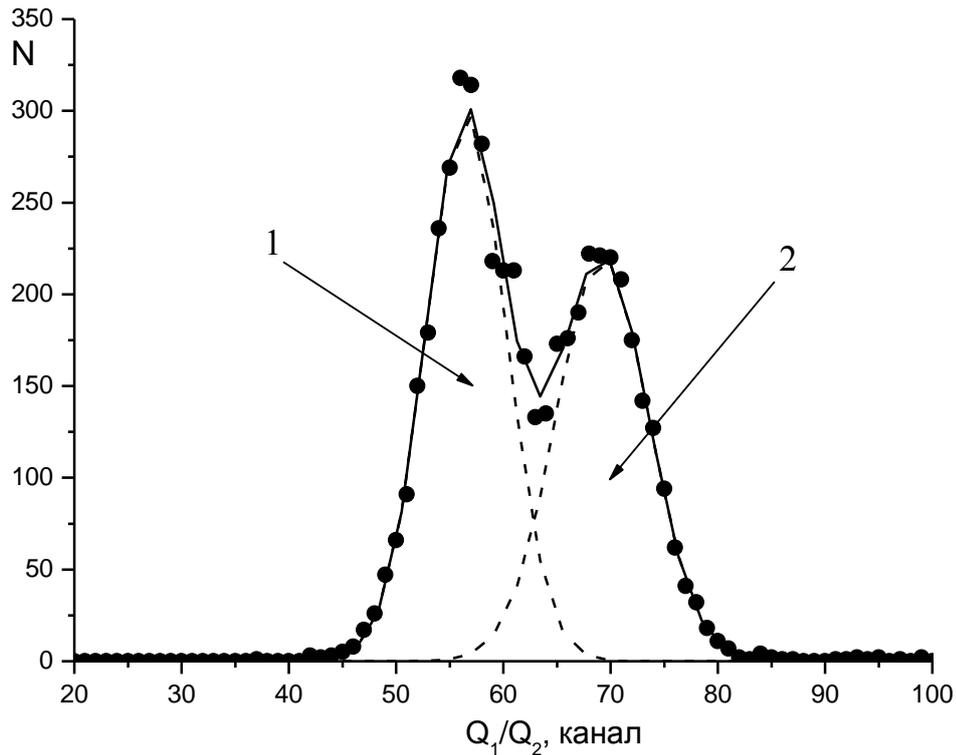


Рисунок 36. Спектр параметра разделения событий по направлению вылета α -частиц: 1 – в направлении к катоду, 2 – в направлении к аноду. Точки – эксперимент. Штриховая кривая – вклад α -частиц, имеющих разное направление (результат подгонки методом наименьших квадратов). Сплошная кривая – полученное описание экспериментального распределения.

Как следует из рисунка в спектре отношения зарядов наблюдается два максимума, соответствующие разным направлениям вылета α -частиц. К сожалению, полного разделения этих двух групп достичь не удаётся. Причина этого заключается в том, что для углов вылета α -частиц, близких к 90° , разделение перестаёт быть эффективным. Несмотря на это, анализ отношения зарядов позволяет значительно снизить фон от «лжемишенных» событий.

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 37). Все события за пределами этого окна (события, рожденные на электродах камеры и большей части рабочего газа) будут подавлены.

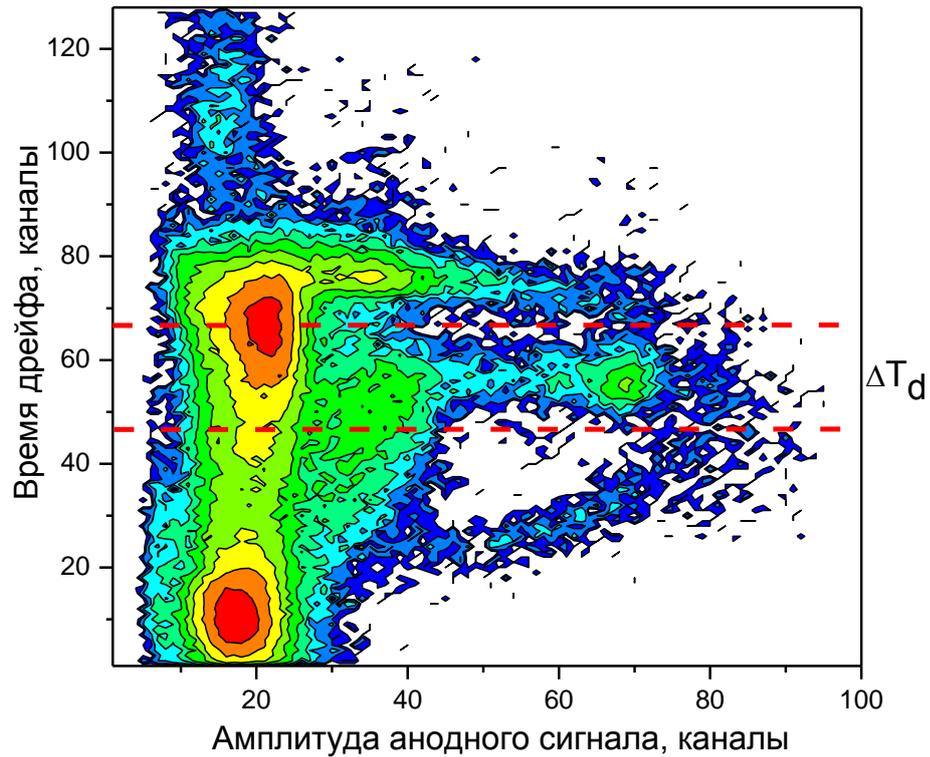


Рисунок 37 - Двухмерный спектр с осями амплитуда анодного сигнала – время дрейфа электронов, полученный после подавления фона, полученный для энергии нейтронов 6,5 МэВ для никеля -60.

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 32 (рисунок 38). Затем производится отбор событий, в которых α -частица очевидно двигалась в направлении от анода к катоду («лжемишенные» и «лжекатодные» α -частицы).



Рисунок 38 - 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.

Амплитудный спектр анодных сигналов, прошедших через отбор по указанным выше критериям, показан на рисунке 39.

Как видно из данного рисунка помимо событий от твердой мишени (локус событий с амплитудой около 65 и временем дрейфа около 55) наблюдаются большое количество событий от рабочего газа камеры и от электродов камеры. Получить необходимую информацию с хорошей точностью, используя только интегрированный анодный спектр, невозможно.

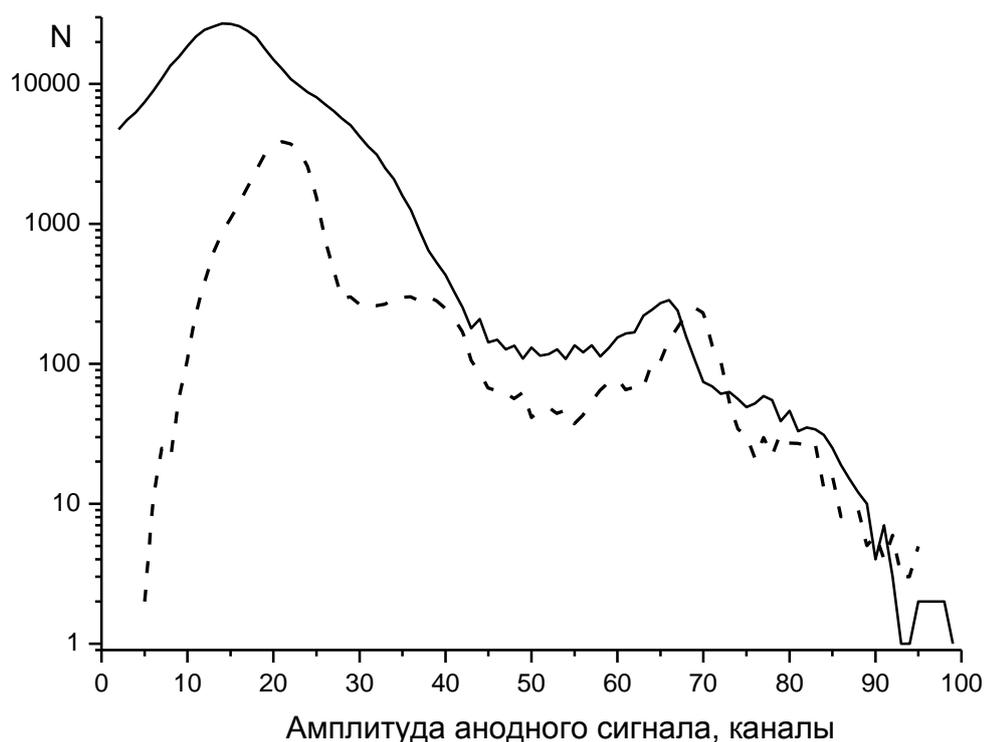


Рисунок 39 – Спектр анодных сигналов — — спектр сигналов до подавления фона, ----- — спектр сигналов после подавления фона.

Используя эту информацию, появляется возможность значительно уменьшить фон. Таким образом, анализируя сигналы из основной камеры, мы могли определить число α -частиц, испускаемых из изучаемой мишени, а анализ спектра сигналов мониторинговой камеры позволял определить число делений, произошедших в слое ^{238}U .

2.8 Определение масс исследуемых мишеней

В данной работе использовались мишени двух типов. В первую группу мишеней относятся ^{50}Cr и ^{52}Cr . Эти мишени были нанесены на золотую подложку. Толщина хромового покрытия мишеней была известна из паспорта. Мишень ^{52}Cr имела круглую форму диаметром 30,9 мм, с поверхностной плотностью хрома 280 мкг/см^2 . Мишень ^{52}Cr была нанесена на золотую фольгу толщиной 190 мг/см^2 . Диаметр мишени 30,9 мм, толщина слоя ^{52}Cr составляла 280 мкг/см^2 . Изотопный состав мишени указан в таблице 6. Полная масса мишени составила 2,1 мг, что

соответствует $2,43 \cdot 10^{19}$ атомов ^{52}Cr . Все параметры мишени были даны в паспорте.

Несколько иная ситуация возникла с мишенью ^{50}Cr . Хром был нанесен на золотую подложку толщиной 84 мг/см^2 . Плотность покрытия хрома составляет 365 мкг/см^2 (данные из паспорта мишени). Данная мишень была вырублена из длинной полосы, и пятно хромового покрытия имело сложную геометрическую форму (рисунок 40).

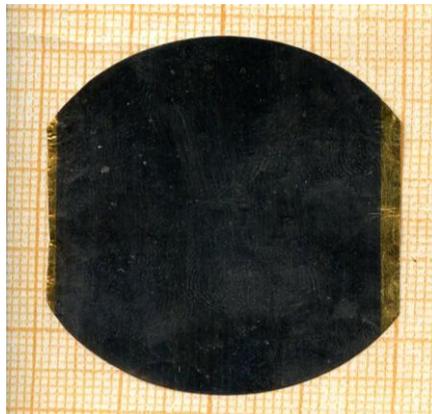


Рисунок 40 - Отсканированное изображение мишени ^{50}Cr .

Для определения числа ядер хрома - 50 было необходимо определить площадь покрытия. Данная задача была решена путем сканирования поверхности мишени на цифровом сканере. Полученное цифровое 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 $6,22 \cdot 10^{19}$. Погрешность определения площади мишени составила 0,0003%. Неопределенность толщины покрытия хрома-50 задана в паспорте мишени, предоставленном производителем, и составляет 3,2%. Изотопный состав мишени ^{50}Cr приведен в таблице 6 (данные из паспорта).

Второй тип мишеней представлял собой тонкие самоподдерживающиеся мишени ^{53}Cr , ^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{60}Ni , ^{47}Ti разного диаметра и массы. Изотопный состав используемых мишеней представлен в таблице 6 (данные взяты из паспорта мишеней).

Таблица 6. Изотопный состав мишеней.

Мишень Fe-54				
54	56	57	58	
94,6	5,1	0,3	-	
Мишень Fe-57				
54	56	57	58	
7,3	3,2	88,6	0,9	
Мишень Cr-50				
50	52	53	54	
96,8	2,98	0,18	0,04	
Мишень Cr-52				
50	52	53	54	
0,1	99,5	0,3	0,1	
Мишень Cr-53				
50	52	53	54	
6,2	0,2	92,8	0,8	
Мишень Ni-60				
58	60	61	62	64
2,9	95,4	0,5	0,4	0,8
Мишень Ti-47				
46	47	48	49	50
3,6	76,1	14,8	2,7	2,8
Мишень Cr-50				
50	52	53	54	
96,8	2,98	0,18	0,04	
Мишень Cr-52				
50	52	53	54	
0,1	99,5	0,3	0,1	

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. Идея метода состоит в том, что поверхность мишени облучается легкими заряженными частицами. Часть частиц испытывает упругое рассеяние на ядрах мишени. Рассеяние частиц происходит на любые углы от 0 до 180 градусов относительно направления первичного пучка. Вероятность рассеяния зависит от типа используемых частиц, их энергии и состава мишени. Используя этот метод можно определить энергию и число рассеянных ионов, вылетающих из твердой мишени.

Измерение проводились на ускорителе ЭГ-2,5. На рисунке 41 представлена схема эксперимента.

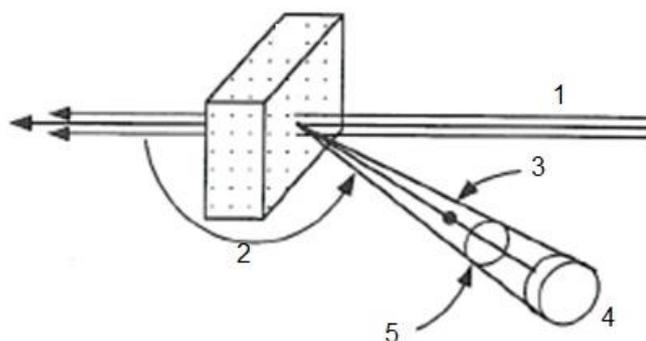


Рисунок 41 – Схема эксперимента по определению числа ядер в твердой мишени
1 – налетающие частицы, 2 – угол рассеяния, 3 – рассеянная частица, 4 – детектор,
5 – телесный угол детектора.

Изучаемый образец облучается пучком моноэнергетических легких ионов (в данном случае – протонами). Энергия падающих протонов составляла 2,05 МэВ. В качестве детектора использовался кремневый полупроводниковый детектор.

Детектор устанавливался на расстояние 50 мм от изучаемого образца. Угол рассеяния составлял 150° . Телесный угол был равен 12,5 мл стерадиан. Диаметр диафрагмы детектора 6,3 мм. Энергия рассеянных протонов определяется сохранением энергии и импульса между падающими ионами и рассеянными атомами. Для того чтобы определить массу твердой мишени нужно знать количество ядер в мишени. Эту величину можно вычислить, если воспользоваться формулой (26):

$$Y = Q \times \Omega \times \sigma \times N_{\text{я}} \quad (26)$$

где Y – выход реакции, Q – количество упавших на мишень частиц, Ω – телесный угол, $N_{\text{я}}$ – число ядер в мишени, σ – Резерфордское сечение.

Из уравнения (26) выразим число ядер в мишени ($N_{\text{я}}$):

$$N_{\text{я}} = \frac{Y}{Q \times \Omega \times \sigma} \quad (27)$$

Величину Y определяем как интеграл под набранным спектром. Полученные спектры для ^{54}Fe и ^{53}Cr представлены на рисунках 43 и 44 соответственно. Переменную Ω вычисляем из формулы (28):

$$\Omega = \frac{\pi \times r^2}{R^2} \quad (28),$$

где r – радиус диафрагмы детектора, R – расстояние от центра взаимодействия до поверхности диафрагмы детектора.

Зная Ω можно определить величину $Q\Omega$ (число частиц, умноженное на телесный угол), которая рассчитывается как произведение числа отчетов интегратора на число частиц в нКл и на уже известную величину Ω . $Q\Omega = 1,3 \cdot 10^{11}$.

Резерфордское сечение σ можно вычислить, зная энергию падающих частиц (в нашем эксперименте энергия протонов составляла 2,05 МэВ), используя формулу Резерфорда (29) (в лабораторной системе):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{2T} \right)^2 \cdot \frac{[\cos \theta + (1 - x^2 \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}{\sin^4 \theta (1 - x^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (29),$$

где Z_1 и Z_2 – заряды налетающей частицы и ядра-мишени, e – элементарный заряд, T – кинетическая энергия налетающей частицы $T = T_c(1 + x)$, T_c – энергия налетающей частицы в системе центра масс, $x = M_1/M_2$, M_1 – масса налетающей частицы, M_2 – масса мишени, θ – угол рассеяния.

Таким образом, мы нашли все переменные, которые подставив в формулу (26), мы получим число ядер в мишени.

На следующем шаге определенное выше число ядер в мишени нужно разделить на выражение N_A/M , где N_A – число Авогадро, M – атомная масса.

А зная плотность покрытия ρ и площадь S мишени можно определить ее массу по формуле (30):

$$m = \rho \cdot S \quad (30)$$

Полученные данные можно проверить, используя программу SIMNRA [103], смоделировав полученный в эксперименте спектр и задав значения, полученные при расчётах. На рисунках 42 и 43 показаны спектры, полученные для изотопов железа-54 и хром-53 с помощью программы SIMNRA.

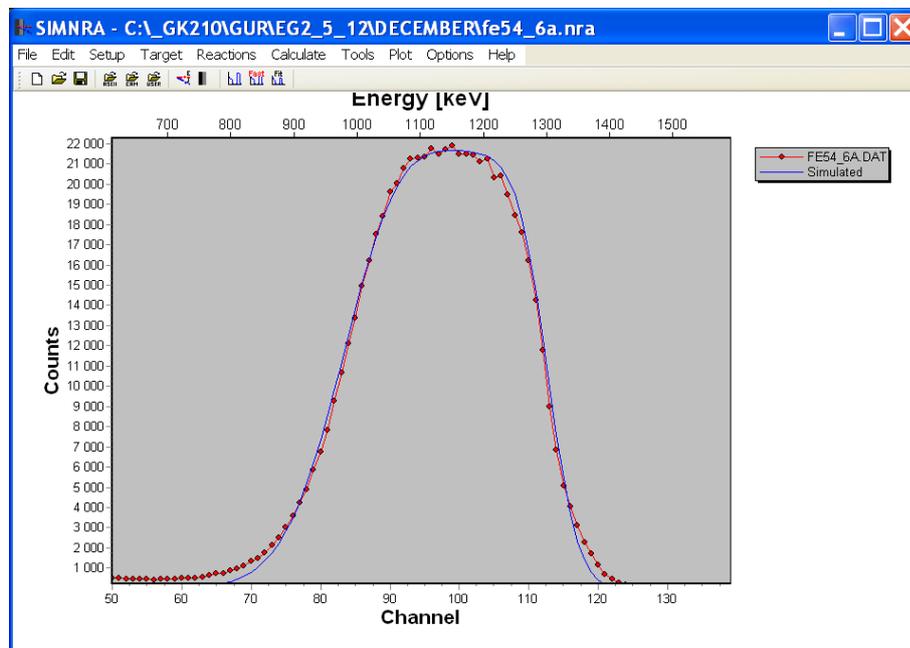


Рисунок 42 – Спектр для ^{54}Fe , смоделированный в программе SIMNRA

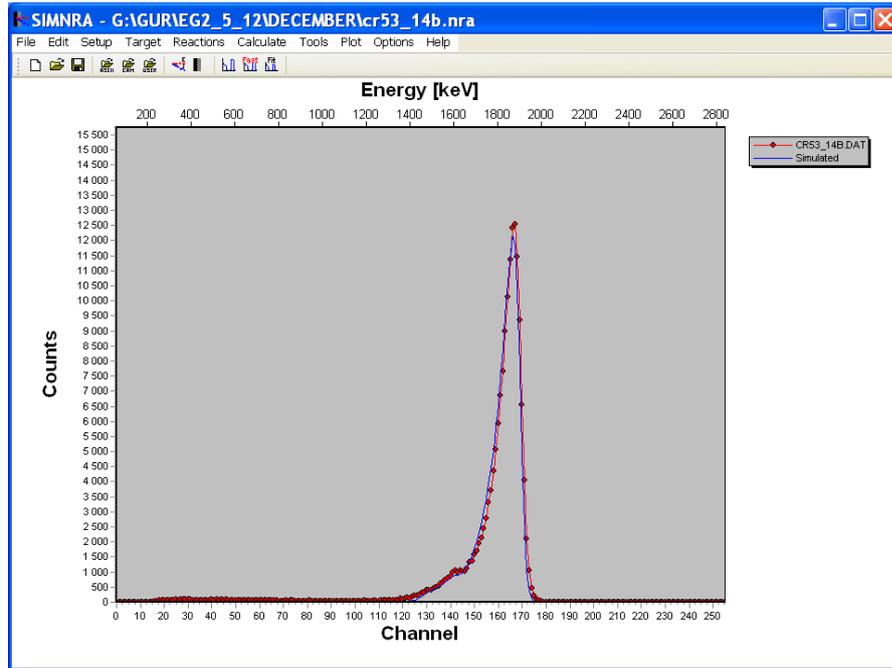


Рисунок 43 – Спектр для ^{53}Cr , смоделированный в программе SIMNRA

Используя описанные выше эксперимент и алгоритм обработки данных, нам удалось получить массы 11 образцов: (3 мишени ^{54}Fe , 2 мишени ^{53}Cr , 2 мишени ^{57}Fe , 3 слоя ^{60}Ni и 1 мишень ^{47}Ti). В таблице 7 представлены полученные данные.

Таблицы 7 – Результаты измерений масс исследуемых мишеней.

№	Изотоп	Масса, мг/см ²	Погрешность измерения, %
1	^{54}Fe	0,47	5,6
2	^{54}Fe	0,27	5,9
3	^{54}Fe	0,97	5,2
4	^{53}Cr	0,50	5,8
5	^{53}Cr	0,48	5,6
6	^{57}Fe	0,33	5,3
7	^{57}Fe	0,19	6,0
8	^{60}Ni	0,35	5,4
9	^{60}Ni	0,31	5,2
10	^{60}Ni	0,34	5,5
11	^{47}Ti	0,43	5,7

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. В таблице 8 представлены основные погрешности, которые вносят вклад в определяемую величину.

Таблица 8 – Основные погрешности, вносящие вклад в определяемую величину

Источник	Погрешность	Комментарии
Интеграл тока пучка	3,0 %	Калибровка проводилась с образцовым источником тока
Телесный угол	4,5 %	Прямые геометрические измерения
Резерфордовское сечение	0,9 %	Зависит от угла рассеяния и энергии пучка
Статистическая ошибка	0,5 %	
Энергия пучка	0,1%	Калибровка проводилась, используя реакцию $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ (991,9 кэВ) и реакцию $^7\text{Li}(p,n)$ (1880,4 кэВ)
Угол, под которым располагается детектор	$\pm 1^\circ$	
Суммарная погрешность измерений	5,6 %	

Таким образом, типичная суммарная погрешность по определению масс мишеней составляла не более 6,0 %.

2.9 Источник нейтронов.

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, напыленного на подложку. Толщина напыленного титана составляла $0,97 \text{ мг/см}^2$. Энергию вылетающих нейтронов можно вычислить, воспользовавшись законом сохранения энергии (формула (31)) и импульса (формула (32)) [104].

$$E+Q=E_b+E_n \quad (31)$$

где E – энергия бомбардирующей частицы, Q – величина энергии соответствующей реакции, E_b – энергия ядра-продукта, E_n – энергия нейтрона.

$$P_b^2 = p^2 + p_n^2 - 2pp_n \cos \theta \quad (32)$$

где P_b – импульс ядра-продукта, p – импульс налетающей частицы, p_n – импульс нейтрона, θ — угол между направлением вылета нейтрона и направлением бомбардирующей частицы.

Пользуясь соотношением (33)

$$E = \frac{P^2}{2M} \quad (33)$$

И, исключая из обоих уравнений E_b , легко получить формулу (34):

$$Q = \left(1 + \frac{m_n}{M_b}\right) E_n - \left(1 - \frac{m}{M_b}\right) E - \frac{2}{M_b} \sqrt{mm_n EE_n} \cos \theta \quad (34)$$

В нашем случае $\cos \theta = 1$, так как мы рассматриваем нейтроны, летящие по направлению бомбардирующей частицы.

Перепишем уравнение (34), заменив $\sqrt{E_n} = x$ и подставив известные значения массы нейтрона, дейтрона и гелия-3.

$$\frac{4}{3} \cdot x^2 - \frac{2\sqrt{2}}{3} \cdot \sqrt{E} \cdot x - \frac{1}{3} \cdot E - Q = 0 \quad (35)$$

Решением квадратного уравнения (35) является следующее выражение ($Q=3,27$ МэВ):

$$\sqrt{E_n} = 0.3535 \cdot \sqrt{E} + \sqrt{0.375 \cdot E + 2.45}$$

На рисунке 44 показана зависимость энергии нейтронов от энергии налетающих дейтронов.

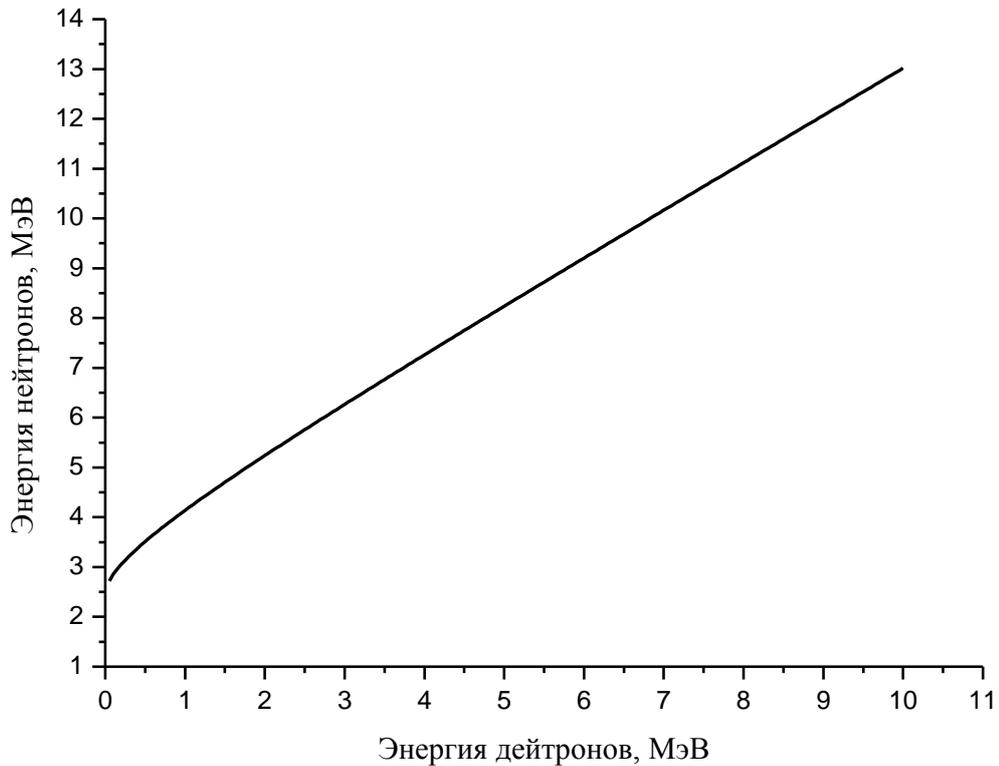


Рисунок 44 – Энергия нейтронов в зависимости от энергии налетающих дейтронов для реакции $D(d,n)$, протекающей через составное ядро.

Налетающие дейтроны могут взаимодействовать с дейтериевой мишенью, как на ее поверхности, так и в слое, вследствие чего энергия рождающихся нейтронов может оказаться распределенной в некотором диапазоне. В проведенных измерениях фиксировалась средняя энергия нейтронов. На рисунке 45 показана зависимость ширины энергетического распределения нейтронов,

рождающихся в реакции $D(d,n)$ на твердой мишени толщиной $0,97 \text{ мг/см}^2$, от энергии нейтронов. Детальные расчёты средней энергии нейтронов и ширины их энергетического распределения были выполнены при помощи программы [105].

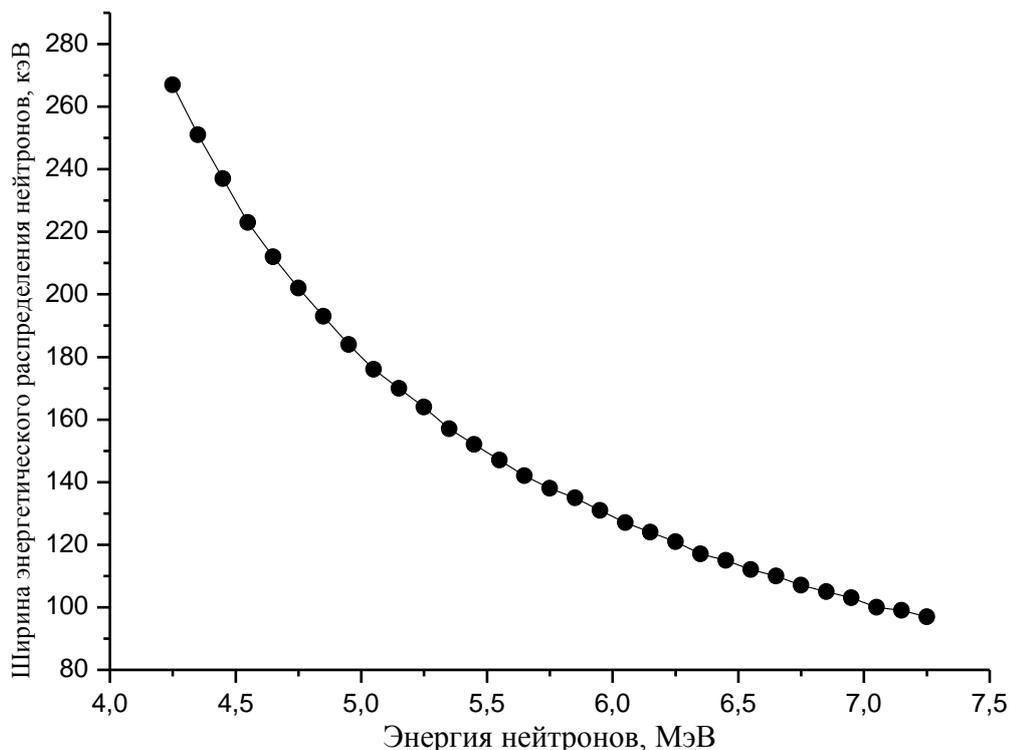


Рисунок 45 – Ширина энергетического распределения нейтронов, рождающихся в реакции $D(d,n)$ на твердой мишени толщиной $0,97 \text{ мг/см}^2$.

Время измерения одной точки составляло от нескольких часов до нескольких дней в зависимости от массы мишени, сечения изучаемой реакции и сечения реакции $D(d,n)$.

2.10 Мониторирование нейтронного потока

Мониторирование нейтронного потока проводилось с использованием второй камеры с ураном – 238 (мониторной камеры). Внутри камеры на ее катоде располагается слой урана-238. Мишень ^{238}U была нанесена на стальную подложку. Доля изотопа ^{238}U составило 99,99%. Диаметр мишени 5 см.

Осколки деления урана-238 регистрируются камерой, и их количество используется для определения значения потока быстрых нейтронов по формуле (36):

$$N_{ff} = N_U \cdot \sigma_f \cdot \Phi \quad (36),$$

где N_{ff} – число зарегистрированных осколков деления урана -238, N_U – количество атомов урана-238, σ_f – сечение деление ^{238}U , Φ – поток нейтронов, пересекающих мишень.

Из сигналов от мониторинной 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 . Сечение деления урана-238 быстрыми нейтронами известно с точностью $\sim 1\%$ в широком диапазоне энергий падающих нейтронов и бралось из литературы [101].

Количество атомов ^{238}U определялась методом α -спектрометрии. Для определения массы мишени готовый слой был помещен на катод ионизационной камеры с сеткой Фриша. Геометрическая эффективность такого детектора составляет практически 50 % (с точностью до самопоглощения в слое регистрируются все α -частицы, вылетающие из мишени и попадающие в чувствительный объем камеры, а все α -частицы, летящие в сторону подложки, теряются). Камера с сеткой позволяет производить измерения энергии каждой α -частицы, попадающей в детектор. Спектр анодных сигналов от α -частиц, полученный в эксперименте, показан на рисунке 46.

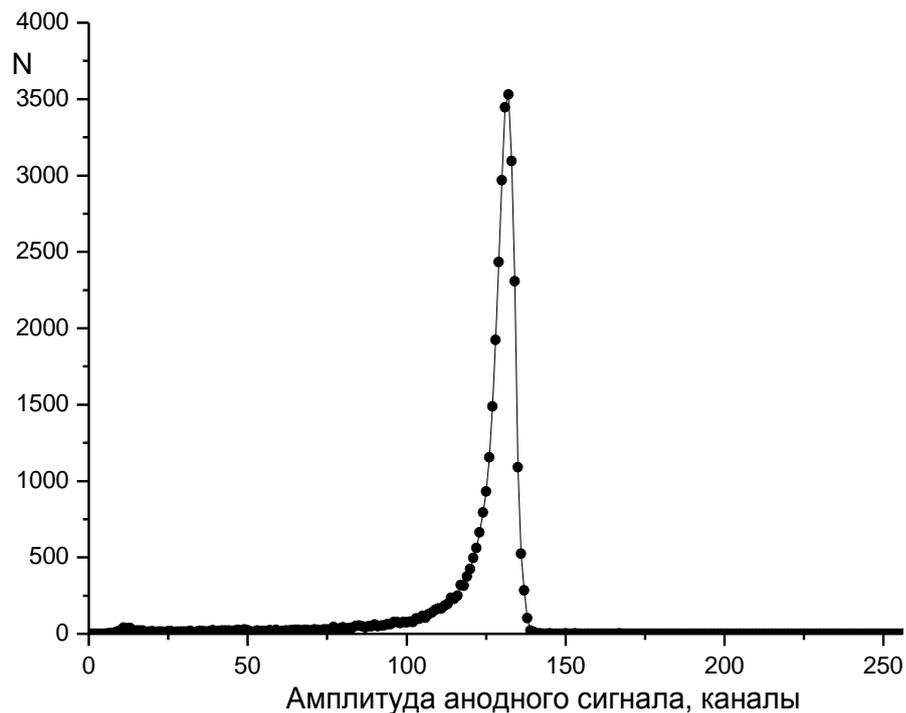


Рисунок 46 - Спектр амплитуд анодных сигналов, полученный в ионизационной камере для использованного слоя ^{238}U .

Время набора спектра составило 20 минут. За это время было зарегистрировано 34323 α -частицы. Скорость счета α -частиц составляла 28,6 частиц/с.

Полное число α -частиц, испущенных из слоя, может быть получено, если умножить измеренное число α -частиц на 2 с тем, чтобы учесть α -частицы, которые вылетели в сторону подложки и были поглощены в ней – 57,2 частиц/с.

Для получения точного количества зарегистрированных частиц необходимо сделать поправку на мертвое время спектрометра.

Время формирования сигнала – 1 мкс, время обработки сигнала АЦП – 15 мкс. В этих условиях в качестве оценки мертвого времени было принято значение 15 мкс.

Для оценки погрешности вычислим скорость счета, учитывая мертвое время, и сравним его с полученным ранее значением. Для случая непродлеваемого мертвого времени (АЦП просто игнорирует появление новых

событий в процессе его работы и продления мертвого времени не происходит) справедливо выражение (37):

$$m \cdot T = k + m \cdot k \cdot \tau \quad (37)$$

$$m = \frac{k}{T - k \cdot \tau} \quad (38)$$

где m – истинная скорость счета, T – время измерения (1200 с), k – число зарегистрированных событий (34310), τ – мертвое время (15 мкс).

Скорость счёта с учетом мертвого времени $m=28,603$ события/с

Скорость счета без учета мертвого времени – 28,592 события/с

Таким образом, относительная погрешность, обусловленная мертвым временем детектора, составляет не более 0,04%.

Для определения массы мишени необходимо знать количество α -частиц, которое испускается за секунду, например, с 1 мг ^{238}U . Эту величину можно вычислить, используя значение периода полураспада ^{238}U , взятого из справочника, и закон радиоактивного распада (формула (39))

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (39)$$

где N – количество ядер, нераспавшихся к моменту времени t ; N_0 — начальное число атомов, то есть число атомов в момент времени $t=0$; λ – постоянная распада.

Продифференцируем (39) по времени

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (40)$$

Так как измерения проводятся в настоящий момент, возьмем $t=0$.

А $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$, где $T_{1/2}$ период полураспада ^{238}U ($4,468 \times 10^9$ лет = $14,093 \times 10^{16}$ секунд).

Получим выражение:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot N_0 \quad (41)$$

Получим, что в одном грамме урана -238 содержится – $2,54 \cdot 10^{21}$ атомов.

Подставив полученное число N_0 в (39) получим, что искомая активность равна 12,44 кБк/г. Соответственно, активность одного миллиграмма ^{238}U составит 12,44 Бк/мг. Таким образом, масса ^{238}U равна 4,6 мг.

Следовательно, масса мишени ^{238}U составляет 4,6 мг, а число атомов урана равно $1,17 \times 10^{19}$.

Подставляя полученные данные в выражение 15 (количество атомов урана, сечение деления и число зарегистрированных осколков деления), определяем поток нейтронов.

2.11 Проведение тестового измерения сечения реакции (n, α) на ^{54}Fe .

В измерениях сечения (n, α) реакции на железе-54 использовалась тонкая самоподдерживающаяся мишень массой 1,24 мг. Масса мишени определялась методом обратного резерфордовского рассеяния. Изотопный состав мишени указан в таблице 6 (п.2.8). Ионизационная камера заполнялась газовой смесью $\text{Kr}+5\%\text{CH}_4$ под давлением 2,5 атм. Полученные результаты представлены на рисунке 47 и в таблице 9. Измерения проводились в области энергии нейтронов от 4,75 до 7,0 МэВ.

Таблица 9 – Результаты измерения сечения (n, α) реакции на ^{54}Fe .

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
4,75	0,10	0,6	0,1
5,00	0,09	1,1	0,2
5,25	0,08	1,6	0,2
5,50	0,08	3,3	0,4
5,75	0,07	6,4	0,6
6,00	0,07	8,8	1,0
6,25	0,06	11,9	1,0
6,50	0,06	15,6	1,5
6,75	0,06	19,5	2,0
7,00	0,05	22,4	2,0

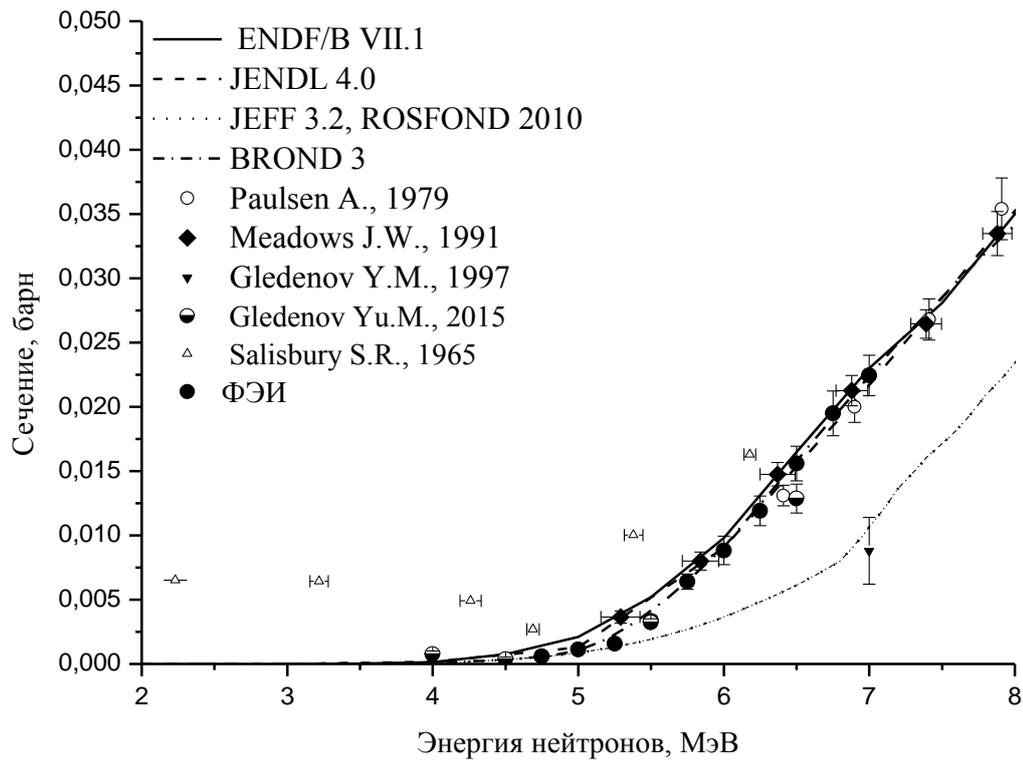


Рисунок 47 - Результаты измерения сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.2, ROSFOND 2010 и BROND 3 и экспериментальными данными других авторов.

Как видно из рисунка 48 полученные данные для изотопа железа-54 совпадают с оценкой, даваемой библиотекой ENDF/B VII.1, а также с экспериментальными данными, полученными в работах [14, 15, 20, 27]. Отметим, что проведенные ранее измерения были выполнены с применением активационного анализа [15] и [20], а так же ионизационного метода [14, 27]. Незначительный разброс в этих данных позволил нам использовать эти результаты для тестирования разработанного метода регистрации продуктов реакции и метода определения числа ядер в изучаемой мишени. Тот факт, что результаты, полученные с использованием нового разработанного метода, хорошо совпадают с данными, 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. Ситуация с ядром железо-54 достаточно уникальна, поскольку остаточное ядро является радиоактивным и это позволяет провести сравнение результатов, полученных разными методами, и сделать вывод о надежности результатов, получаемых с использованием нового разработанного метода. Анализируя полученные данные, стоит отметить тот факт, что для энергий нейтронов выше 5,5 МэВ полученные данные в пределах ошибок согласуются с данными других авторов и оценками разных библиотек (за исключением оценок ROSFOND 2010 и JEFF 3.2). Для энергий нейтронов ниже 5,5 МэВ полученные данные лежат несколько ниже большинства оценок и данных Meadows.

2.12 Анализ погрешностей эксперимента

Измерение сечения исследуемых реакций: $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$, $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$, $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$, $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$, $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$, $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ и $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ проводилось относительным методом. Рассмотрим выражения, описывающие число возникших α -частиц (42) и осколков деления (43):

$$N_{\alpha} = N_T \cdot \sigma_{(n,\alpha)} \cdot \Phi_1 \quad (42)$$

$$N_{ff} = N_U \cdot \sigma_f \cdot \Phi_2 \quad (43)$$

где N_{α} - число зарегистрированных за единицу времени α -частиц, испущенных из мишени хрома, N_T - количество атомов в изучаемой мишени, N_{ff} - число зарегистрированных за единицу времени осколков деления ^{238}U урана, N_U - количество атомов урана-238, σ - сечение соответствующей реакции, Φ - поток нейтронов, пересекающих мишени.

$$\Phi_1 = A / (4\pi r_1^2)$$

$$\Phi_2 = A / (4\pi r_2^2)$$

где A – выход нейтронов из мишени, r_1 – расстояние от источника нейтронов до изучаемой мишени, r_2 – расстояние от источника нейтронов до мишени урана – 238.

Тогда

$$\Phi_1/\Phi_2 = r_2^2 / r_1^2$$

В этих условиях, поделив одно уравнение на другое, мы, проделав несложные преобразования, можем получить для сечения (n,α) реакции следующую формулу:

$$\sigma_{n,\alpha} = \frac{N_{ff}}{N_\alpha} \cdot \sigma_f \cdot \frac{N_T}{N_U} \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \quad (44)$$

Как видно из формулы (44) значение сечения (n,α) реакции измеряется косвенно, т.е. для получения значения сечения используются несколько экспериментально полученных значений, каждое из которых измеряется с погрешностью.

Для вычисления погрешности определения сечения воспользуемся формулой переноса ошибок [106]:

Пусть $u = f(x, y, \dots)$ – функциональная зависимость между измеряемой величиной u и величинами x, y, \dots , значения которых найдены прямыми измерениями.

Можно получить выражение для погрешности Δu . Если зафиксировать значения всех аргументов кроме одного, например x , то приращение функции при изменении ее аргумента имеет вид (формула (45)):

$$\Delta_x u = (f(x + \Delta x, y, \dots)) - (f(x, y, \dots)) \quad (45)$$

Если значение Δx мало, то в интервале $[x - \Delta x, x + \Delta x]$ функцию $u = f(x)$ можно считать линейной

$$\Delta_x u \approx \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \Delta x$$

Величина $\Delta_x u$ характеризует погрешность Δu , обусловленную погрешностью Δx .

$$\Delta u = \sqrt{\sum_{i=1}^N (\Delta x_i)^2} \quad (46)$$

Аналогично определяются составляющие погрешности Δu , вносимые другими аргументами. Полная погрешность Δu косвенных измерений u вычисляется с помощью квадратичного суммирования, вносимых каждым аргументом:

Применим формулу (46) для вычисления погрешности сечения.

$$\Delta \sigma_{(n,\alpha)} = \sqrt{(\Delta N_{ff})^2 + (\Delta N_{\alpha})^2 + (\Delta \sigma_f)^2 + (\Delta N_T)^2 + (\Delta N_U)^2} \quad (47)$$

где

$$(\Delta N_{ff})^2 = \left[\sigma_f \cdot \frac{N_T}{N_U \cdot N_{\alpha}} \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \right]^2 \cdot \Delta N_{ff}^2 \quad (48)$$

$$(\Delta N_{\alpha})^2 = \left[\sigma_f \cdot \frac{N_T}{N_U} \cdot N_{ff} \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \cdot \left(-\frac{1}{N_{\alpha}^2} \right) \right]^2 \cdot \Delta N_{\alpha}^2 \quad (49)$$

Рассмотрим каждую погрешность в отдельности.

$$(\Delta \sigma_f)^2 = \left[\frac{N_{ff} \cdot N_T}{N_{\alpha} \cdot N_U} \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \right]^2 \cdot \Delta \sigma_U^2 \quad (50)$$

$$(\Delta N_T)^2 = \left[\frac{N_{ff} \cdot \sigma_f}{N_{\alpha} \cdot N_U} \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \right]^2 \cdot \Delta \sigma_f^2 \quad (51)$$

$$(\Delta N_U)^2 = \left[\frac{N_{ff}}{N_{\alpha}} \cdot \sigma_U \cdot \left(-\frac{1}{N_U^2} \right) \cdot \frac{r_2^2}{r_1^2} \right]^2 \cdot \Delta N_U^2 \quad (52)$$

Основной вклад в погрешность числа атомов урана ΔN_U вносит статистическая ошибка в определении числа зарегистрированных α -частиц при взвешивании слоя урана и систематическая ошибка, связанная с экстраполяцией низкоэнергетического «хвоста» α -частиц в область ниже порога регистрации (рисунок 48) (0,36%). Для оценки погрешности экстраполяции использовались диаметрально противоположные гипотезы о поведении низкоэнергетического

хвоста α -частиц в области ниже порога от линейно уменьшающегося выхода с уменьшением энергии до линейно растущей.

1. Погрешность в определении числа осколков деления (ΔN_{ff}) состоит из статистической погрешности в числе зарегистрированных осколков (2,11%) и погрешность, связанная с экстраполяцией низкоэнергетического «хвоста» под область α -частиц спонтанного распада ^{238}U (1,54%).
2. Погрешность в определении сечения деления урана - 238 ($\Delta\sigma_U$) в области энергий нейтронов 4,7-7,2 МэВ согласно [101] не превышает 1%.
3. Кроме систематических ошибок результат во многом зависел от статистических ошибок, связанных с конечным числом зарегистрированных α -частиц и осколков деления. Исходя из формулы (46) относительную статистическую погрешность можно представить в виде:

$$\Delta\left(\frac{N_\alpha}{N_{ff}}\right) = \frac{N_\alpha}{N_{ff}} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{N_\alpha}} + \frac{1}{\sqrt{N_{ff}}}\right) \quad (53)$$

Типичное значение статистической погрешности составило от 2 до 15 %.

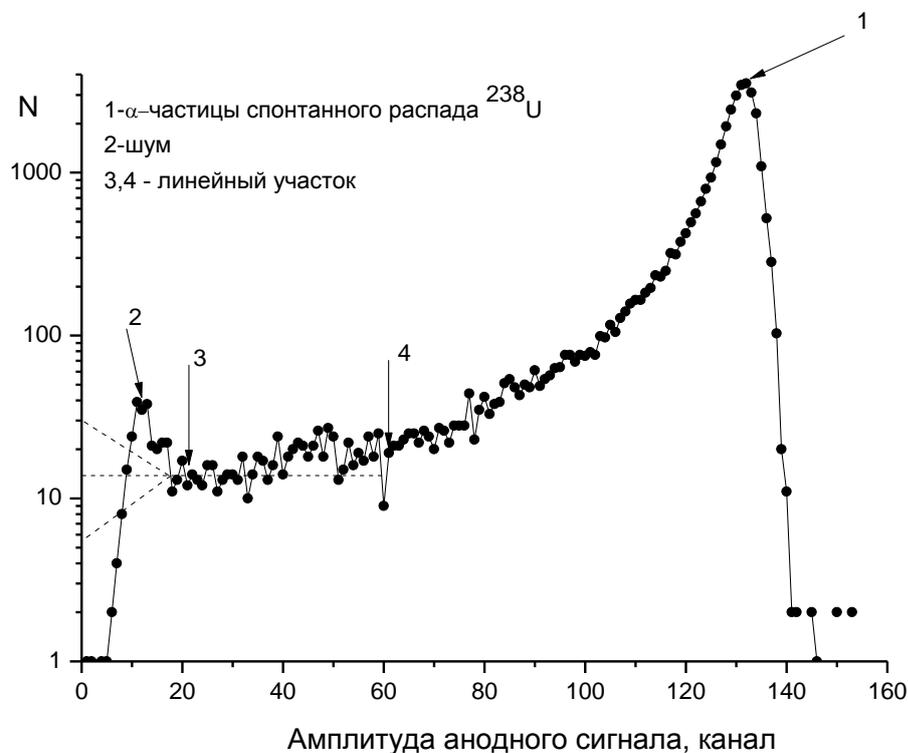


Рисунок 48 - Спектр α -частиц спонтанного распада ^{238}U , полученный в ионизационной камере с сеткой Фриша. Время измерения 20 минут.

Суммарная ошибка, не связанная со статистикой – 2%. Типичная статистическая ошибка составляет –от 2 до 15%.

Вклад в основную погрешность так же вносит погрешность, связанная с определением массы изучаемых мишеней. Так как в экспериментах использовались разного вида мишени, описание вычисления погрешностей приведены в разделе 2.8.

Основные выводы к главе 2.

1. Созданный детектор на базе ионизационной камеры с сеткой Фриша в сочетании с оцифровщиком формы импульсов позволил успешно выделять полезные события из фона, разделять частицы по типу, а так же по месту их рождения.

2. Разработанный алгоритм обработки сигналов позволяет получить из их формы 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 мониторинговой камеры, можно определить число делений, произошедших в слое ^{238}U .

3. В работе использовались тонкие самоподдерживающиеся мишени (разной формы, размера, разной толщиной слоя). В ходе выполнения работы были определены массы всех мишеней. Для определения массы ^{238}U применялся методом альфа спектрометрии. Масса всех самоподдерживающихся мишеней (^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{53}Cr , ^{60}Ni , ^{47}Ti) определялась методом обратного резерфордовского рассеяния. Точность определения масс мишеней составляла порядка 6,0%.

4. Проведение тестового измерения сечения (n,α) реакции на ^{54}Fe . Полученные данные хорошо совпадают с данными других авторов, выполненные с использованием разных методик, что позволяет сделать вывод о работоспособности детектора и о высоком уровне надежности полученных данных.

5. Был 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, связанная с определением массы изучаемых мишеней.

Глава 3

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

3.1 Экспериментальное изучение сечения реакции (n, α) на ^{57}Fe

В исследованиях использовалась мишень массой 0,87 мг, что соответствует $9,2 \cdot 10^{18}$ атомов железа. Определение массы и изучаемой мишени подробно описано в пункте 2.8. Изотопный состав данной мишени представлен в таблице 6 (п. 2.8). Детектор заполнялся газом $\text{Kr}+3\%\text{CO}_2$ под давлением 2,5 атм. На рисунке 49 и в таблице 10 представлены результаты измерений сечения (n, α) реакции при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{57}Fe .

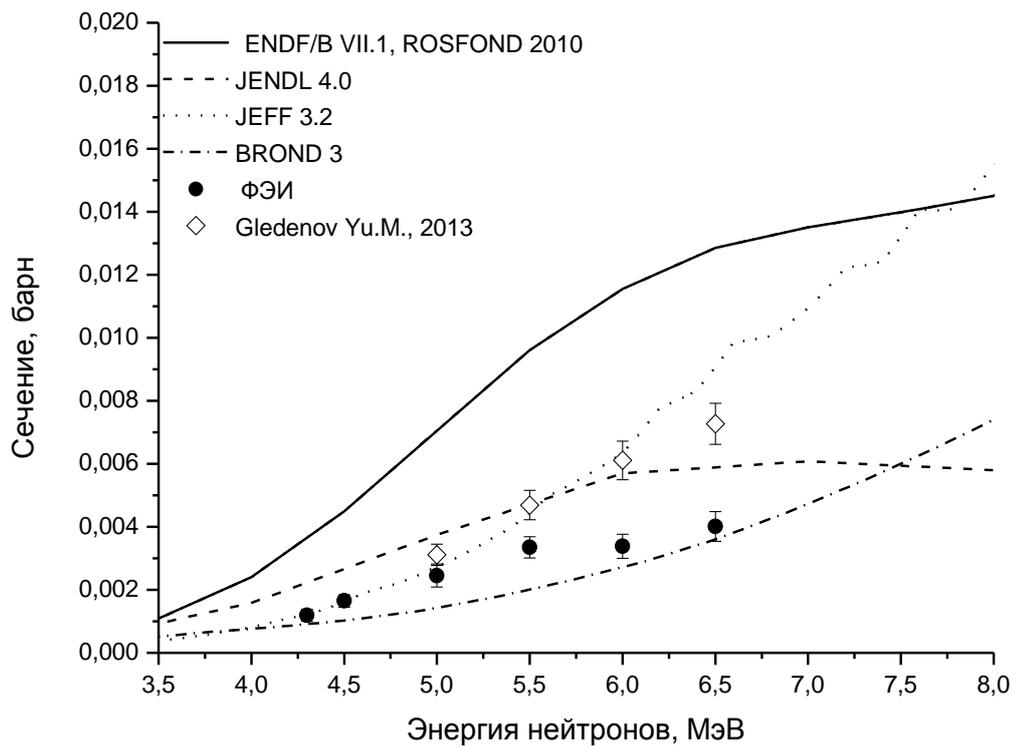


Рисунок 49 - Результаты измерения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.2, ROSFOND 2010 и BROND 3 и экспериментальными данными других авторов.

Исследования выполнены в интервале энергий нейтронов от 4,25 до 6,5 МэВ. Определение погрешности эксперимента описаны в пункте 2.12. На рисунке

49 так же показаны оценённые сечения, взятые из библиотек ядерных данных ENDF/B-VII.1 и JENDL-4.0, JEFF 3.2, ROSFOND 2010 и BROND 3. Оценённые сечения из разных библиотек в области энергии нейтронов 14 МэВ различаются между собой в 2-4 раза. Библиотеки ENDF/B VII.1, JEFF 3.2, ROSFOND 2010 завышают сечение по сравнению с нашими экспериментальными результатами. Наиболее близкие к нашим данным значения библиотек JENDL 4.0 и BROND 3. Обращает на себя внимание разница в поведении этих оценок. Так BROND 3 предсказывает ускорение роста сечения с увеличением энергии нейтронов. JENDL 4.0, напротив, предсказывает выход сечения на насыщение в области энергии нейтронов 6,5 МэВ. Сравнивая эти две зависимости с экспериментом следует отметить, что общий ход функции возбуждения изучаемой реакции скорее соответствует оценке JENDL 4.0 (наблюдается общая тенденция к выходу сечения на константу в области высоких энергий). На рисунке 50 линией показана оценка JENDL 4.0, нормированная на фактор 0,6. Как видно из рисунка, такая оценка хорошо воспроизводит поведение функции возбуждения и находится в хорошем согласии с экспериментом по абсолютному значению сечения реакции.

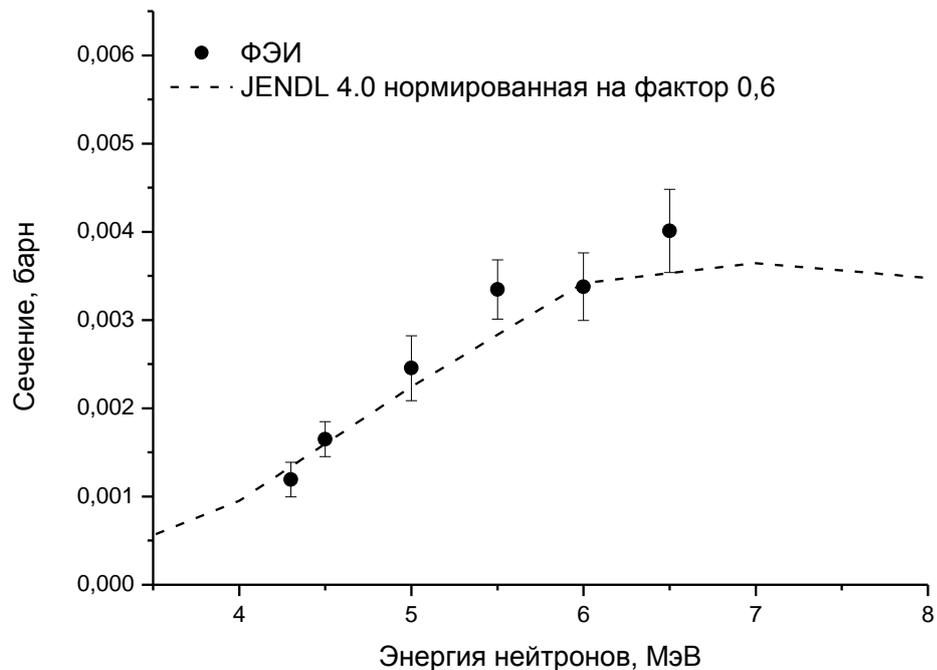


Рисунок 50 - Результаты измерения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)$ в сравнении с оцененными данными библиотеки JENDL 4.0, нормированными на фактор 0,6.

В низкоэнергетической области нейтронов существует один набор экспериментальных точек, полученных в работе [34]. Данные работы [34] 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 возбуждённый энергетический уровень. Схема уровней остаточного ядра ^{54}Cr показана на рисунке 51. Из нее видно, что основное состояние и первое возбужденное состояние разделены энергетическим окном в 834,85 кэВ, а между первым возбужденным состоянием и вторым возбужденным состоянием энергетический промежуток ~ 1 МэВ. Это позволят впервые выделить вклад каналов реакции с заселением основного и первого возбужденного состояния остаточного ядра в энергетическом спектре. Полученные в работе парциальные сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)$ показаны на рисунке 52.

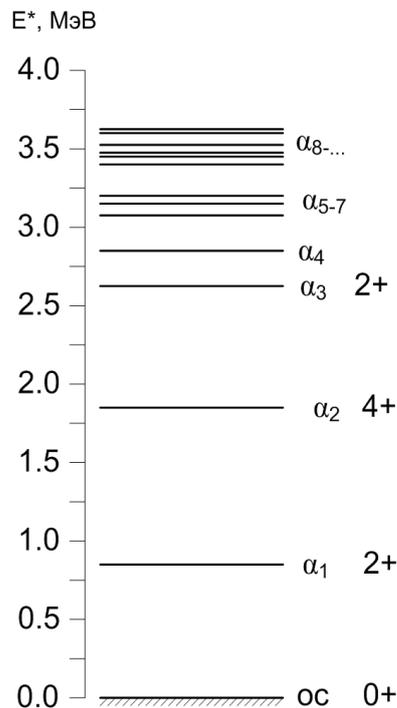


Рисунок 51 – Схема энергетических уровней ^{54}Cr .

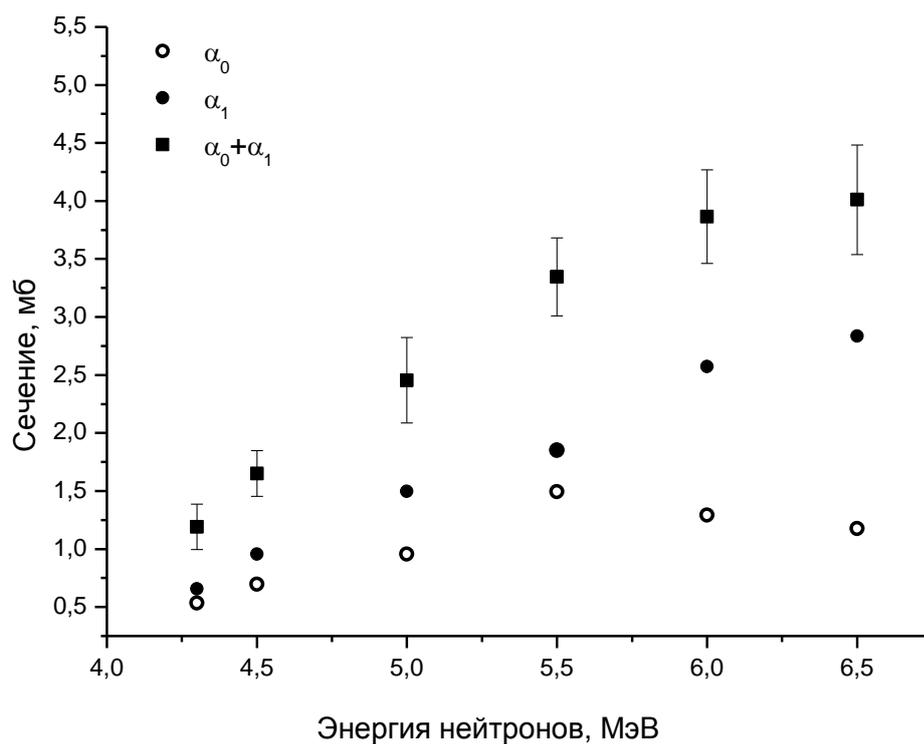


Рисунок 52 – Результаты измерения парциальных сечений.

Таблица 10 – Результаты измерений сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$.

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
4,30	0,13	1,2	0,2
4,50	0,11	1,6	0,2
5,00	0,09	2,4	0,4
5,50	0,08	3,3	0,3
6,00	0,07	3,4	0,4
6,50	0,06	4,0	0,5

3.2 Исследование изотопов хрома

3.2.1 Экспериментальное изучение сечения реакции (n,α) на ^{50}Cr

Результаты измерения сечения (n,α) реакции на ^{50}Cr представлены на рисунке 53 и в таблице 11. Измерения были выполнены в диапазоне энергии нейтронов 4,7 – 7,2 МэВ. В измерениях была использована твердая мишень сложной формы. Для твердой мишени из хрома - 50 были известны изотопный состав и поверхностная плотность нанесенного слоя хрома. Содержание изотопа Cr-50 составляло 96,8%. Содержание других изотопов хрома составило Cr-52 (2,98%), Cr-53 (0,18%), и Cr-54 (0,04%). Хром был нанесен на золотую подложку толщиной 84 мг/см². Плотность покрытия хрома составляет 365 мкг/см². Определение массы мишени описано в п. 2.8. Масса мишени составила 5,15 мг. Число атомов ^{50}Cr - $6,22 \cdot 10^{19}$.

В качестве рабочего газа использовалась смесь Kr+3%CH₄ под давлением 2 избыточных атмосферы.

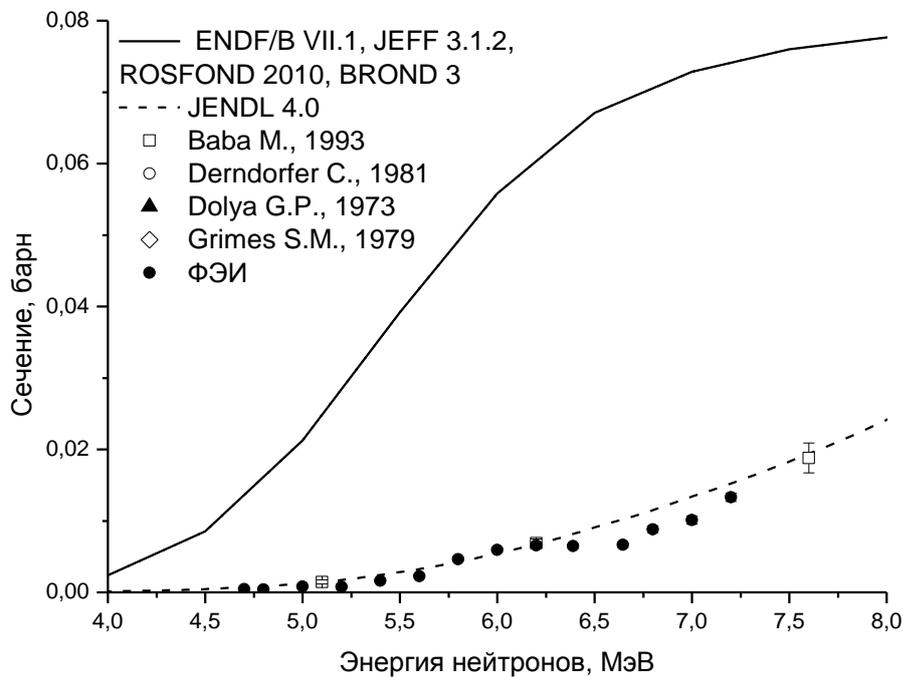


Рисунок 53 – Полученные данные для сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)$.

На рисунке 54 представлены полученные данные в сравнение с данными других авторов и теоретическими оценками.

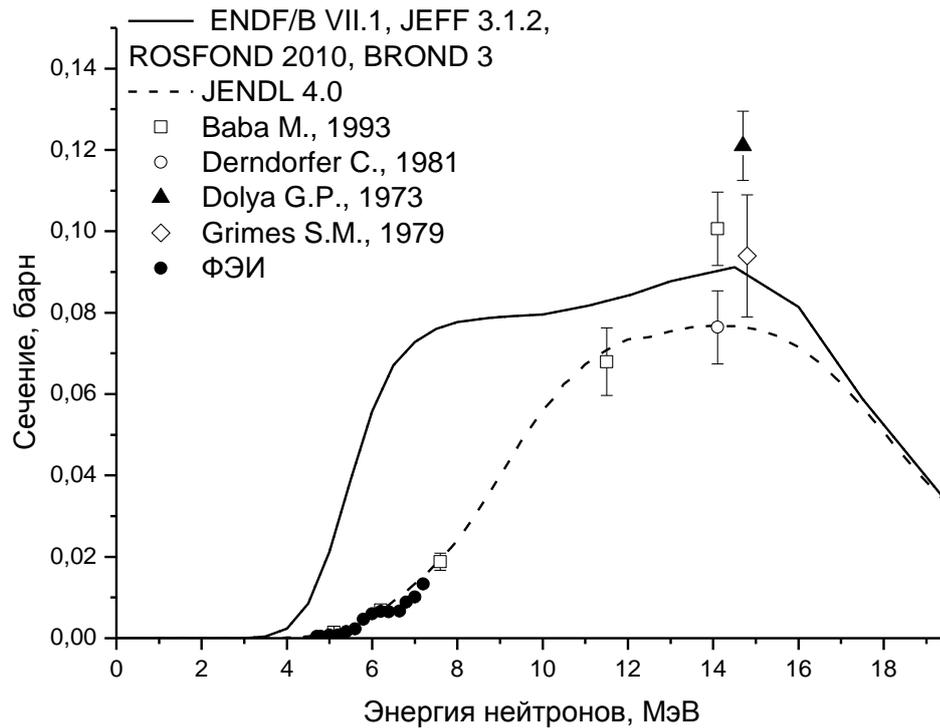


Рисунок 54 - Сечение реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3 и экспериментальными данными других авторов.

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 [39]. Для энергии 5 МэВ наши данные находятся несколько ниже данных работы [39], 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. Необходимо отметить, что в области энергии нейтронов ~ 6 МэВ в экспериментальных данных наблюдается некая особенность в ходе сечения, которая не находит объяснения ни в одной из существующих оценок. Одной из

причин возникновения такой особенности послужил возможный сдвиг в энергии падающих нейтронов. Действительно, в сечении деления ^{238}U так же наблюдается особенность, связанная с открытием канала реакции $(n, n'f)$, связанного с тем, что с увеличением энергии падающего нейтрона после эмиссии нейтрона в остаточном ядре остается достаточно энергии, чтобы произвести деление оставшегося после эмиссии нейтрона ядра. Как видно из рисунка 55, увеличение сечения деления практически вдвое происходит практически в той же области энергий, где мы наблюдаем особенность в поведении сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n, \alpha)$ (6-7 МэВ).

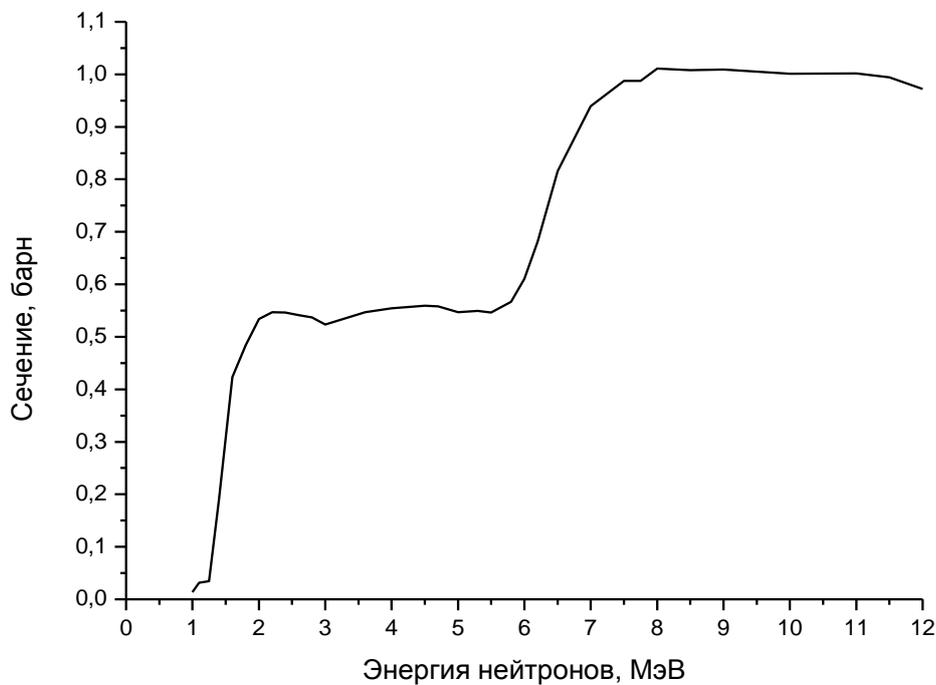


Рисунок 55 - Сечение деления ^{238}U в зависимости от энергии падающих нейтронов.

В этих условиях небольшой сдвиг в энергии нейтронов может привести к искажениям в ходе измеряемого сечения. Небольшие сдвиги в энергии падающих нейтронов могут происходить из-за смещений в калибровке ускорителей или из-за образования нагара на мишени при использовании масляного вакуума. Чтобы проверить реальность данного объяснения были проведены расчеты, в которых все исходные используемые данные для расчета

сечения (число ядер урана и хрома и число зарегистрированных α -частиц и осколков) оставались неизменными, а энергия нейтронов изменялась на фиксированную величину, при этом значения сечения деления урана-238 менялись в соответствии со сделанными изменениями энергии. Расчеты были проведены с шагом 50 кэВ в интервале смещений от -200 до +200 кэВ. Часть модельных наборов сечений показана на рисунке 56. Из рисунка с очевидностью следует, что при сдвиге энергии в обе стороны структура не исчезает и объяснить наблюдаемое поведение функции возбуждения в этом подходе не удастся.

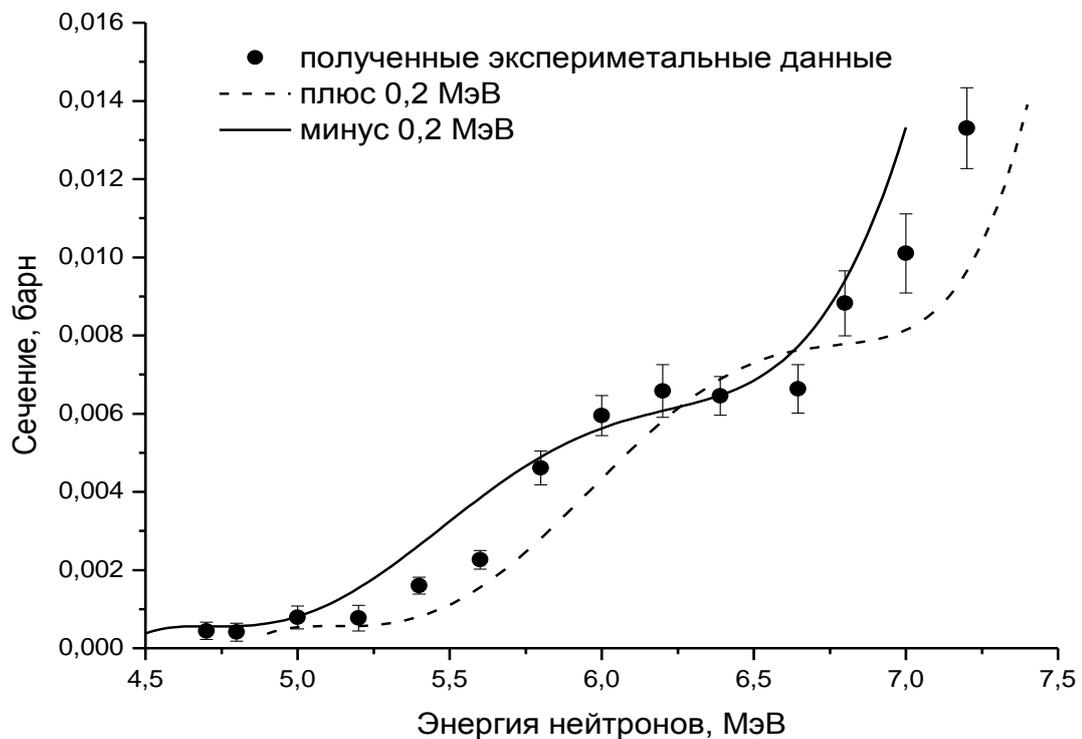


Рисунок 56 - Результаты расчета сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)$ в предположении о существовании сдвига по энергии падающих нейтронов.

На рисунке 57 показаны экспериментальные данные, полученные в работе [107] для природного хрома. В этих данных явно присутствует структура, аналогичная той, что наблюдалась нами для ^{50}Cr . Дополнительным основанием реальности наблюдаемой структуры является тот факт, что для других изученных изотопов подобная структура не наблюдается (^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{52}Cr , ^{53}Cr).

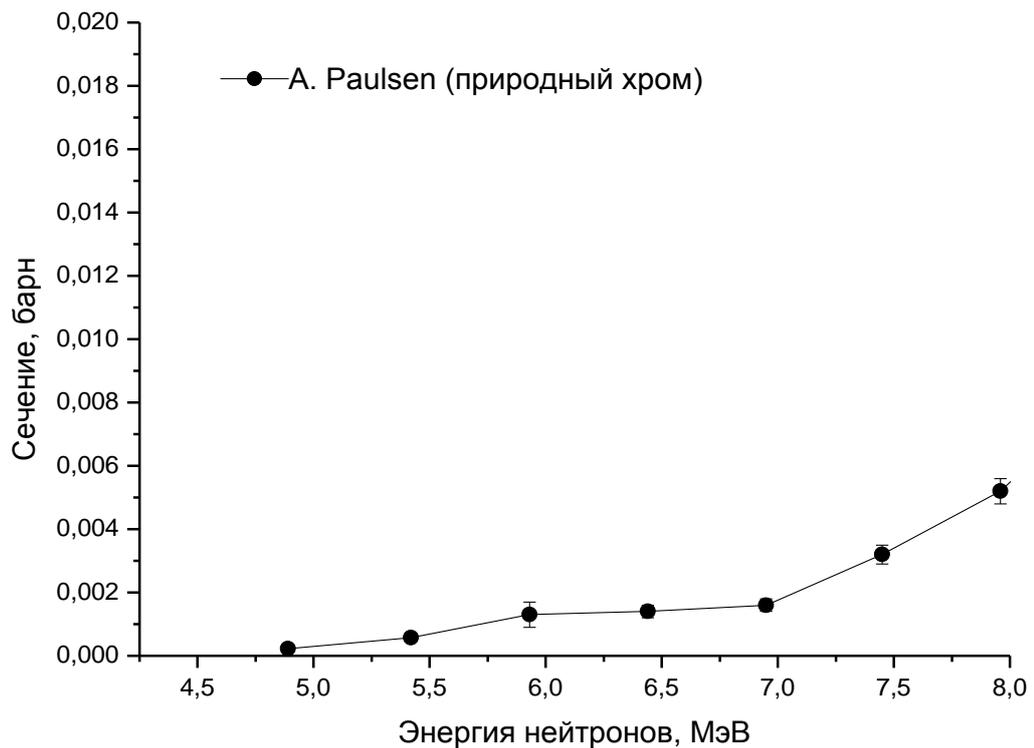


Рисунок 57 – Экспериментальные данные (n,α) реакции на природном хроме, полученные в работе [107].

В таблице 11 представлены полученные результаты. В пункте 2.12 подробно описано определение погрешностей эксперимента.

Таблица 11 – полученные результаты для $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$ реакции.

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
4,70	0,10	0,4	0,3
4,80	0,01	0,1	0,3
5,00	0,09	0,8	0,4
5,20	0,08	0,8	0,5
5,40	0,08	1,6	0,3
5,60	0,07	2,3	0,4
5,80	0,07	4,6	0,6
6,00	0,07	5,9	0,6
6,20	0,06	6,6	1,0
6,39	0,06	6,4	0,7
6,645	0,06	6,6	0,9
6,80	0,05	8,8	1,2
7,00	0,05	10,1	1,5
7,20	0,05	13,3	1,6

3.2.2 Экспериментальное изучение сечения реакции (n,α) на ^{52}Cr

Для измерения сечения реакции (n,α) , протекающей на ^{52}Cr , была использована круглая мишень диаметром 30,9 мм, поверхностной плотностью хрома 280 мкг/см^2 . Мишень ^{52}Cr была нанесена на золотую фольгу толщиной 190 мг/см^2 . Диаметр мишени 30,9 мм; толщина слоя ^{52}Cr составляла 280 мкг/см^2 . Изотопный состав мишени был следующим: ^{50}Cr -0,1%, ^{53}Cr -0,3% и ^{54}Cr -0,1%. Полная масса мишени составила 2,1 мг, что соответствует $2,43 \cdot 10^{19}$ атомов ^{52}Cr .

Ионизационная камера заполнялась газовой смесью $\text{Kr}+3\%\text{CH}_4$ 2,5 атм. Измерения проводились при энергии нейтронов 6,8-7,2 МэВ. Полученные значения сечения приведены на рисунке 58 и в таблице 12. Погрешности полученных данных описаны в пункте 2.7. 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.

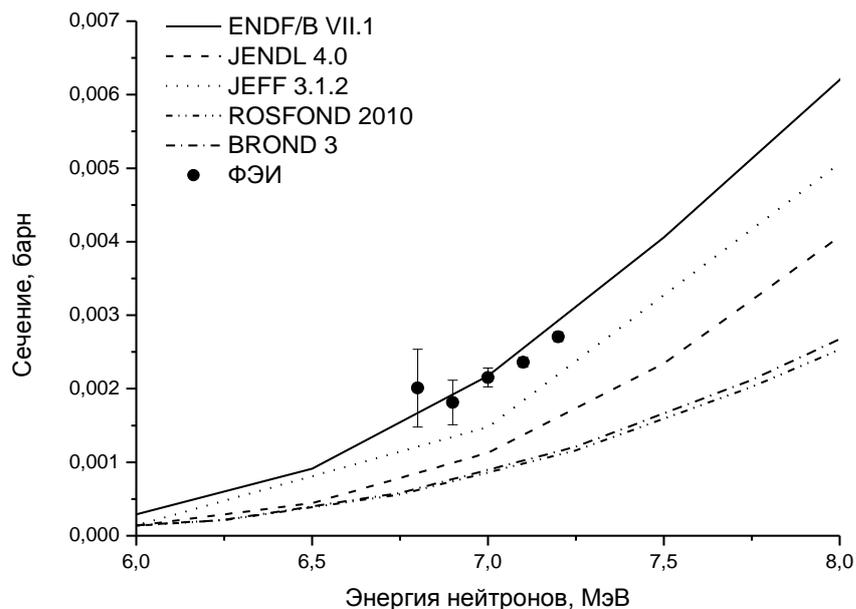


Рисунок 58 – Результаты измерения сечения реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3.

Таблица 12 – Результаты эксперимента для (n, α) на ^{52}Cr .

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
6,80	0,05	2,0	0,5
6,90	0,05	1,8	0,3
7,00	0,05	2,1	0,1
7,10	0,05	2,4	0,1
7,20	0,05	2,7	0,1

3.2.3 Экспериментальное изучение сечения реакции (n, α) на ^{53}Cr

При измерении сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ использовалась тонкая самоподдерживающаяся мишень, масса которой составляло 1,27 мг. Масса изучаемой мишени определялась методом обратного резерфордовского рассеяния (п. 2.8). Изотопный состав мишени указан в таблице 6 (п. 2.8). При измерениях использовалась смесь газов $\text{Kr}+5\%\text{CH}_4$ при давлении 2,5 атм. Экспериментальные данные для ^{53}Cr были получены при энергии нейтронов 4,5-7,2 МэВ. Полученные данные показаны на рисунке 59 в сравнении с теоретическими оценками. Экспериментальных данных других авторов в данном диапазоне энергии нейтронов нет. Так же экспериментальные значения полученного сечения представлены в таблице 13. Погрешность определения сечения (n, α) реакции описана в пункте 2.12.

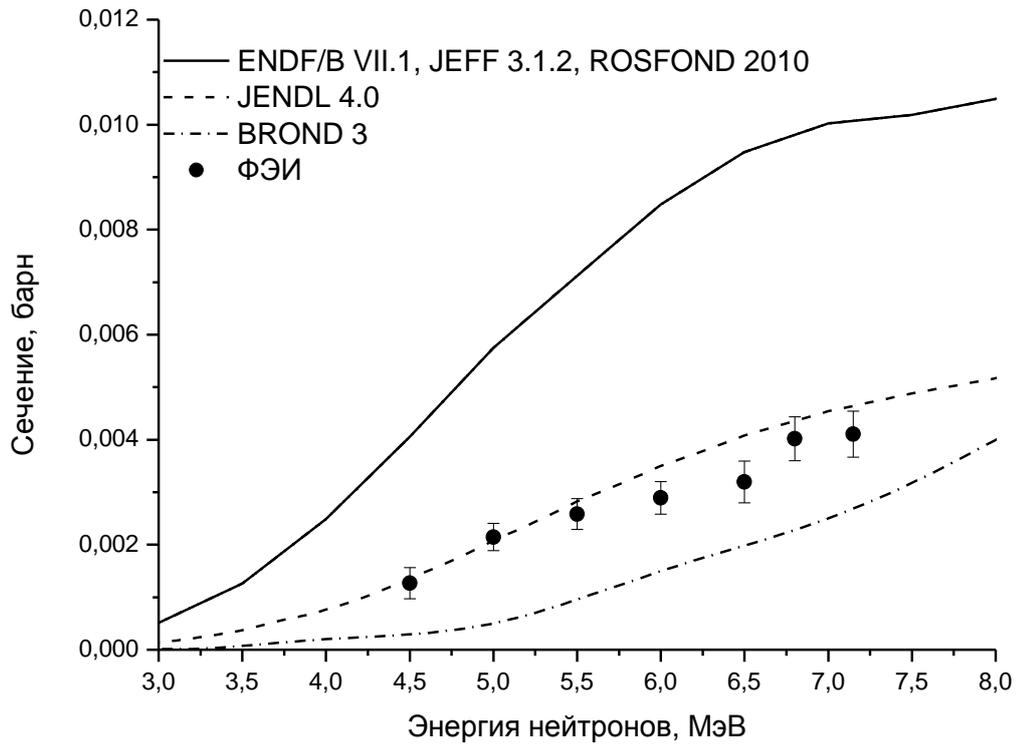


Рисунок 59 - Результаты измерения сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n, \alpha)$ в сравнении с оцененными данными библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и BROND 3.

Таблица 13 – Полученные экспериментальные значения сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n, \alpha)^{50}\text{Ti}$.

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
4,50	0,11	1,3	0,3
5,00	0,09	2,2	0,3
5,50	0,08	2,6	0,3
6,00	0,07	2,9	0,3
6,50	0,06	3,2	0,4
6,80	0,05	4,0	0,4
7,15	0,05	4,1	0,4

Единственное измерение, выполненное для данной реакции, было выполнено в работе [37] для энергии нейтронов 14 МэВ. В области ниже этой энергии экспериментальные данные отсутствуют. Разница в оцененных данных из разных библиотек (например, BROND 3 и ENDF/B VII.1, JEFF 3.1.2, ROSFOND

2010) для области энергий 6 МэВ достигает сотен процентов. 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.

3.3 Исследование изотопа никеля-60

В измерениях сечения (n,α) реакции на изотопе никеля-60 использовалась тонкая самоподдерживающаяся мишень, поверхностная плотность которой составляла $0,34 \text{ мг/см}^2$, диаметр мишени 24 мм, а масса 1,54 мг. Изотопный состав мишени указан в таблице 6 (п.2.8). Метод определения массы мишени описан в пункте 2.8. Ионизационная камера заполнялась газовой смесью $\text{Kr}+5\%\text{CH}_4$ под давлением 2,5 атм. Полученные результаты представлены на рисунке 60 и в таблице 14. Измерения проводились в области энергии нейтронов от 6,0 до 7,1 МэВ. Погрешность сечения реакции определена в пункте 2.7.

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.

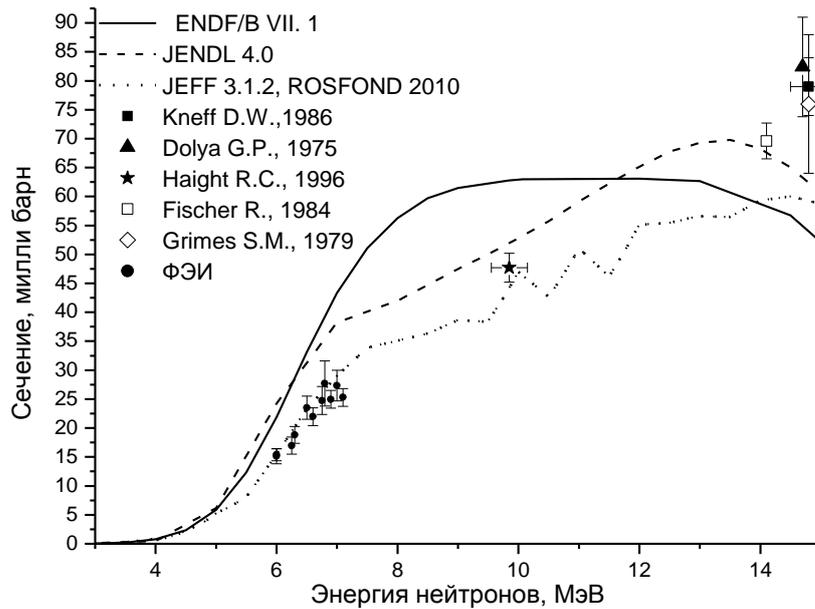


Рисунок 60 – Результаты измерения сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ в сравнении с теоретическими оценками библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010 и экспериментальными данными других авторов [29, 30, 31, 32, 33].

Таблица 14 – Полученные экспериментальные значения сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$.

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
6,00	0,07	15,2	1,0
6,25	0,06	16,9	1,5
6,30	0,06	18,8	1,4
6,50	0,06	23,5	2,0
6,60	0,06	22,0	1,5
6,75	0,06	24,7	2,4
6,80	0,05	27,7	3,9
6,90	0,05	25,0	1,5
7,00	0,05	27,3	2,6
7,10	0,05	25,3	1,5

3.4 Исследование изотопа титана-47

В измерениях сечения (n,α) реакции на титане-47 использовалась тонкая самоподдерживающаяся мишень, поверхностная плотность которой составляла $0,43 \text{ мг/см}^2$, диаметр 14 мм, а масса 0,66 мг. Масса определялась методом обратного резерфордовского рассеяния. Метод определения массы мишени титана-47 представлен в пункте 2.8. Изотопный состав мишени представлен в таблице 6 (п.2.8). Ионизационная камера заполнялась газовой смесью $\text{Kr}+3\%\text{CH}_4$ под давлением 2,5 атм. Полученные результаты представлены на рисунке 61 и в таблице 15. Измерения проводились в области энергии нейтронов от 4,0 до 6,0 МэВ. Погрешности эксперимента описаны в пункте 2.12.

Экспериментальных данных других авторов для этого изотопа титана в библиотеки экспериментальных данных EXFOR нет. Как видно из рисунка 27 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.

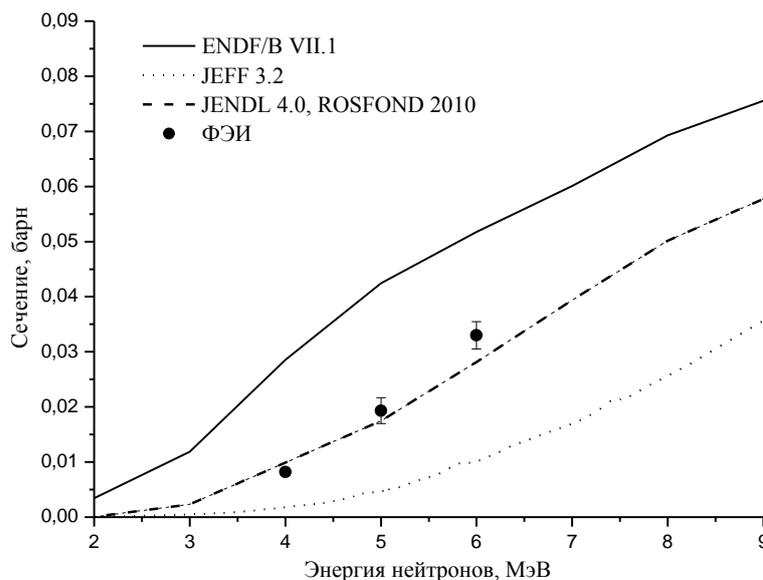


Рисунок 61 – Результаты измерения сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$ в сравнении с теоретическими оценками библиотек ENDF/B VII.1, JENDL 4.0, JEFF 3.1.2, ROSFOND 2010.

Таблица 15 – Результаты измерения сечения (n, α) реакции на ^{47}Ti .

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Разброс по энергии нейтронов, МэВ	Сечение реакции, мб	Погрешность сечения реакции, мб
4,00	0,15	8,2	0,7
5,00	0,09	19,3	2,3
6,00	0,07	33,0	2,5

Основные выводы к главе 3

1. Выполнены измерения сечения реакции $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$ в энергетическом диапазоне от 4,3 МэВ до 6,5 МэВ.
2. Проведены исследования сечения реакции $^{50}\text{Cr}(n,\alpha)^{47}\text{Ti}$ при энергии нейтронов 4,7 – 7,2 МэВ.
3. Получены результаты экспериментального исследования сечение реакции $^{52}\text{Cr}(n,\alpha)^{49}\text{Ti}$ при энергии нейтронов 6,8 – 7,2 МэВ.
4. Экспериментально получено значение сечения реакции $^{53}\text{Cr}(n,\alpha)^{50}\text{Ti}$ в энергетическом диапазоне от 4,5 МэВ до 7,15 МэВ.
5. Экспериментально определено сечения реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)^{57}\text{Fe}$ при энергии нейтронов 6,0 – 7,1 МэВ.
6. Проведены измерения сечения реакции $^{47}\text{Ti}(n,\alpha)^{44}\text{Ca}$ при энергии нейтронов 4,0 – 6,0 МэВ.

Заключение

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 катод-сеточном промежутке. 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 различной природы.
2. Созданный алгоритм обработки позволяет получать информацию из формы сигналов об амплитуде сигналов, времени дрейфа зарядов в камере, времени нарастания анодного сигнала, а так же определить число α -частиц, испускаемых из изучаемой мишени, и анализируя спектр сигналов мониторинговой камеры можно определить 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 резерфордовского 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, связанная 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 литературы

1. Денисов Е.А., Компаниец Т.Н., Юхимчук А.А. и др. «Водород и гелий в никеле и стали 12Х18Н10Т». 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. <http://dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/33202>
7. Д.Я. Поволоцкий, В.Е. Рощин, М.А. Рысс и др. «Электрометаллургия стали и ферросплавов», Изд. «Металлургия», 1974.
8. <http://mtg-metall.ru/spravochnik/item/121-sostav-nerzhaveyushey-stali>
9. L. Garneza, E. Martirneza, J.M. Perlado et al «Kinetic Monte Carlo modelling of neutron irradiation damage in iron», Fusion Engineering and Design 82, 2007
10. 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

11. 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
12. A. Ercan, M.N. Erduran, M. Subasi et al “14.6 MeV neutron induced reaction cross section measurements”, Conference on Nuclear Data for Science and Technology ,Juelich 1991 p.376
13. W. Mannhart, D. Schmidt “Measurement of Neutron Activation Cross Sections in the Energy Range from 8 MeV to 15 MeV”, Phys. Techn. Bundesanst., Neutronenphysik Reports No.53, 2007
14. Y.M. Gledenov, M.V. Sedysheva, G. Khuukhenhuu et al “Study of the fast neutron induced (n,alpha) reaction for middle-mass nuclei Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste 1997 Vol.1, p.514
15. J.W. Meadows, D.L. Smith, L.R. Greenwood et al “Measurements of the neutron cross section for Fe-54(n,alpha)Cr-51 between 5.3 and 14.6 MeV” Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich 1991 p.288
16. A. Grallert, J. Csikai, Cs.M. Buczko et al “Investigations on the systematics in (n,a) cross sections at 14.6 MeV”, IAEA Nucl.Data Section report to the I.N.D.C. No.286, p.131, 1993
17. O.I. Artem`ev, I.V. Kazachevskiy, V.N. Levkovskiy et al “Cross sections for (n,p) and (n,a) reactions on chromium, iron, copper and molybdenum nuclei a neutron energy of 14.8 MeV”,Atomnaya Energiya Vol.49, Issue.3, p.195, 1980
18. Lu Han-Lin, Li Ji-Zhou, Fan Pei-Guo et al “Measurement of cross sections of reactions (n,p) and (n,a) for Fe-54 and Ta-181”, Chinese report to the I.N.D.C. No.16, 1989
19. Y. Ikeda, C. Konno, K. Oishi et al “Activation cross section measurements for fusion reactor structural materials at neutron energy from 13.3 to 15.0 MeV using FNS facility”, JAERI Reports No.1312, 1988

20. A. Paulsen, R. Widera, F. Arnotte et al “Cross section for the reactions Fe-54(n,a)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
21. L.R. Greenwood “Recent research in neutron dissymmetry and damage analysis for materials irradiations”, American Soc. of Testing and Materials Reports No.956, p.743, 1987
22. B.M. Bahal, R. Pepelnik “Cross section measurements of Cr, Mn, Fe, Co, Ni for an accurate determination of these elements in natural and synthetic samples using a 14 MeV neutron generator”, Ges.Kernen.-Verwertung, Schiffbau and Schiffahrt Vol.E, No.85, p.11, 1985
23. Fan Peiguo, Zhao Wenrong, Teng Dan et al “Measurement of cross sections for some reactions induced by 8.50 MeV neutrons”, Chinese J. of Nuclear Physics (Beijing). Vol.7, Issue.3, p.242, 1985
24. K. Fukuda, K. Matsuo, S. Shirahama et al “Activation cross sections on Fe, Co, Ni, Zr and Mo for 14.6 MeV neutrons”, Japanese report to NEANDC No.56/U, p.44, 1978
25. G.N. Maslov, F. Nasyrov, N.F. Pashkin “The experimental cross sections of the nuclear reactions for 14 MeV neutrons”, Yadernye Konstanty No.9, p.50, 1972
26. S.R. Salisbury, R.A. Chalmers “Fe54(n,p), (n,alpha) and (n,2n) cross sections”, Physical Review Vol.140, p.B305, 1965
27. Yu.M. Gledenov, Guohui Zhang, M.V. Sedysgeva et al “Cross section of the $^{56}\text{Fe}(n,\alpha)^{53}\text{Cr}$ and $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ reactions in the MeV region”, Physical Review C – Nuclear Physics Vol.92, No.4, 2015
28. K. Saraf, C.E. Brent, P.M. Egun et al “Cross sections and spectra for the ^{54}Fe and $^{56}\text{Fe}(n,xp)$ and $(n,x\alpha)$ reactions between 8 and 15 MeV”, Nuclear Science and Engineering Vol.107, p.365, 1991
29. R.C. Haight, D.W. Kneff, B.M. Oliver et al “Helium production by 9.85-MeV neutrons in elemental iron, nickel, and copper and in ^{56}Fe and $^{58,60,61}\text{Ni}$ ”, Nuclear Science and Engineering Vol.124, p.219, 1996

30. D.W. Kneff, B.M. Oliver, H. Farrar et al “Helium production in pure elements, isotopes and alloy steels by 14.8-MeV neutrons”, Nuclear Science and Engineering Vol.92, p.491, 1986
31. R. Fischer, G. Traxler, M. Uhl et al “Investigation of the Fe-56(n, α)Cr-53 and Ni-60(n, α)Fe-57 reactions”, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.30, Issue.1, p.72, 1984
32. S.M. Grimes, R.C. Haight, K.R. Alvar et al “Charged particle emission in reactions of 15-MeV neutrons with isotopes of chromium, iron, nickel, and copper”, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.19, p.2127, 1979
33. G.P. Dolya, A.P. Klyucharev, V.P. Bozhko et al “Differential and integral cross sections for (n, α) reactions on nuclei Fe-54,-56,-57,-58 and Ni-58,-60,-62 at neutron energy 14.7 MeV”, All Union Conf. on Neutron Phys., Kiev ,9-13 Jun 1975 Vol.4, p.173, 1975
34. Yu.M. Gledenov, M.V.Sedysheva, V.A. et al “ $^{57}\text{Fe}(n,\alpha)^{54}\text{Cr}$ 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
35. A.D. Majdeddin, V. Semkova, R. Doczi et al “Investigations on (n, α) cross sections in the 14 MeV region”, Hungarian report to the I.N.D.C. No.031, 1997
36. D.M. Chittenden et al, D.G. Gardner, R.W. Fink “New isotope of manganese, cross sections of the iron isotopes for 14.8-MeV neutrons”, Physical Review Vol.122, p.860, 1961
37. Доля Г.П., Головня В.Я. и др. «Дифференциальные и интегральные сечения (n, α) реакций при энергии нейтронов 14,7 МэВ на ядрах $^{50,52,53,54}\text{Cr}$ », Киев 1973, т.3, с.131. (1974)
38. C. Derndorfer, R. Fischer, P. Hille, H. Vonach and P. Maier-Komor. «Investigation of the $^{50}\text{Cr}(n, \alpha)^{47}\text{Ti}$ reaction at $E_n=14.1$ MeV», Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei Volume 301, Number 4, 327-334, DOI: 10.1007/BF01421696 1981

39. 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
40. A. Fessler, E. Wattecamps, D.L. Smith et al “Excitation Functions of (n,2n), (n,p), (n,np+pn+d), and (n,alpha) Reactions on Isotopes of Chromium”, Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.58, p.996, 1998
41. Y. Kasugai, H. Yamamoto, K. Kawade et al “Measurement of (n,a) cross-sections for short-lived products by 13.4 - 14.9 MeV neutrons”, Annals of Nuclear Energy Vol.25, Issue.18, p.1485, 1998
42. K. Kawade, H. Yamamoto, T. Kobayashi et al “Measurement of formation cross sections of short-lived nuclei by 14 MeV neutrons”, JAERI-M Reports No.92, p.020, 1992
43. Hoang Dac Luc, Phan Nhu Ngoc, Nguyen Van Do et al “Determination of some (n,p), (n,np) and (n,alpha) reaction cross sections induced by 14.8 MeV neutrons on Cr and Ti isotopes”, Vietnam report to the I.N.D.C. No.5, 1986
44. I. Ribansky, Ts. Panteleev, L. Stoeva “Neutron activation cross-sections for Cr isotopes at 14.6 MeV neutron energy”, Annals of Nuclear Energy Vol.12, Issue.11, p.577, 1985
45. K. Sailer, S. Daroczy, P. Raics et al “The cross sections of (n,2n), (n,p), (n,a) reactions for 14.8 MeV neutrons on isotopes of Cr and Zr”, All Union Conf.on Neutron Phys., Kiev, 18-22 Apr 1977 Vol.1, p.246, 1977
46. S.M. Qaim “Precision measurement and systematic of (n,2n), (n,p) and (n,a) reaction cross-sections at 14.7 MeV”, Private communication Name.Qaim, 1974
47. A. Fessler, S.M. Qaim “Excitation Functions of $^{50}\text{Cr}(n,np+pn+d)$, $^{58}\text{Ni}(n,a)$, $^{58}\text{Ni}(n,\alpha-p+p-\alpha)$, and $^{62}\text{Ni}(n,\alpha)^{59}\text{Fe}$ Reactions”, Radiochimica Acta Vol.84, Issue.1, p.1, 1999
48. Tang Guoyou, Fan Jijong, Chen Jinxiang et al “Measurement of angular distribution at 6.0 MeV and 7.0 MeV for Ni-58(n,alpha)Fe-55 and Fe-54(n,alpha)Cr-51”, Communication of Nuclear Data Progress Vol.17, p.1, 1997

49. A.A. Goverdovskiy, V.A. Khryachkov, V.V. Ketlerov et al “(n,alpha) reaction studies using a gridded ionization chamber”, Conf. on Nucl. Data for Sci. and Techn.,Gatlinburg 1994 Vol.1, p.117, 1994
50. S.M. Qaim “Measurement of (n,p) and (n,a) reaction cross sections on some isotopes of nickel in the energy region of 5 to 10 MeV using a deuterium gas target at a compact cyclotron”, Nuclear Science and Engineering Vol.88, Issue.2, p.143, 1984
51. Lu Hanlin, Zhao Wenrong, Yu Weixiang “Cross-section measurement for Ni-58(n,np+pn+d)Co-57, Ni-60(n,p)Co-60 and Ni-62(n,alpha)Fe=59 reactions”, Chinese J.of Nuclear Physics (Beijing). Vol.16, Issue.3, p.263, 1994
52. T. Sanami, M. Baba, S. Matsuyama et al «Measurement of double-differential neutron-induced alpha-particle emission cross-sections of Ni-58 and Ni-nat», N.Ito Jour. of Nuclear Science and Technology Vol.35, p.851, 1998
53. Li Tingyan, Shi Zhaomin, Lu Hanlin et al “The cross-section measurements and evaluations for Ni-58(n,p), Ni-60(n,p),Ni-62(n,alpha) and Fe-54(n,p) reaction high energy” Physics and Nucl.Physics,Chinese ed. Vol.16, Issue.2, p.151, 1992
54. Wang Yongchang, Yuan Junqian, Ren Zhongliang et al “The cross section measurement for the Ni-62(n,alpha)Fe-59 reaction high energy” Physics and Nucl.Physics,Chinese ed. Vol.14, p.1117, 1990
55. E.W. Lees, B.H. Patrick, S. Lindley “A search for the U-238(gamma,alpha)Th-234 and U-238(n,alpha+n)Th-234 reactions and measurements of the Ni-60(n,p)Co-60 and Ni-62(n,alpha)Fe-59 cross sections at 14.7 MeV neutron energy from associated monitor foils”, A.E.R.E. Harwell Reports No.9390, 1979
56. H. Weigel, R. Michel, W. Herr “Measurement of 14 MeV cross sections for (n,p), (n,a), (n,2n) and (n,np+pn+d) reactions in the elements Sc, Ni, Ge, Pd, Cd, Sm, Dy, Gd and Yb and determination of the effective n-energy spectrum”, Radiochimica Acta Vol.22, p.11, 1975

57. V.N. Levkovskiy, G.E. Kovel'skaja, G.P. Vinit'skaja "Cross sections of the (n,p) and (n,alpha) reactions of the neutrons energy 14.8 MeV", *Yadernaya Fizika* Vol.8, Issue.1, p.7, 1968
58. R. Doczi, V. Semkova, A. Fenyvesi et al "Excitation functions of some (n,p) and (n,alpha) reactions from threshold to 16 MeV", *Nuclear Science and Engineering* Vol.129, p.164, 1998
59. Yu-WenYu, D.G. Gardner "Cross sections of some reactions of Ar, Ti, Ni, Cd and Pb with 14.1 MeV neutrons". *Nuclear Physics, Section A* Vol.98, p.451, 1967
60. Kaihong Fang, Shiwei Xu, Changlin Lan et al "Cross-section measurement for the reactions producing short-lived nuclei induced by neutrons around 14 MeV", *Applied Radiation and Isotopes* Vol.66, p.1104, 2008
61. I. Ribansky, J. Kristiak, L. Stoeva et al "Neutron activation cross section for Ni isotopes at 14,8 MeV", *Czech.J.of Physics, Part B* Vol.35, p. 1128, 1985
62. S.M. Qaim, M. Uhl, N.I. Molla, H. Liskien «He-4 emission in the interactions of ofast neutrons with Ti-48 and Ti-50», *Physical Review, Part C, Nuclear Physics* Vol.46, Issue.4, p.1398, 1992
63. S.M. Qaim, N.I. Molla, R. Woelffe, G. Stoecklin «Differential and integral cross section measurements of some (n,charged particle) reactions on titanium», *Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Juelich* 1991 p.297, 1991
64. V.N. Levkovskii, G.P. Vinit'skaya, G.E. Kovel'skaya, V.M. Stepanov «Cross sections for (n,p) and (n,alpha) reactions with 14.8-MeV neutrons», *Soviet Journal of Nuclear Physics* Vol.10, p.25, 1970
65. W.G. Cross, H.L. Pai «Activation cross sections in Ti for 14.5MeV neutrons», *Canadian report to EANDC* No.16, p.1, 1963
66. M. Subasi, M. Bostan, M.N. Erduran, et al «Measurement of $^{50}\text{Ti}(n,\text{alfa})^{47}\text{Ca}$ reaction cross sections for 13.6 to 14.9 MeV neutrons», *Nuclear Science and Engineering* Vol.122, p.423, 1996

67. K.T. Osman, F.I. Habbani « Measurement and study of (n,p) reaction cross sections for Cr, Ti, Ni, Co, Zr and Mo isotopes using 14.7 MeV neutrons», Sudanese report to the I.N.D.C. №001, 1996
68. M. Bovisio De Ricabarra, D. Waisman, G.H. Ricabarra «Integral activity cross section ratios of Ti(n,x)Sc-46, Ti(n,x)Sc-47, Ti-48(n,p)Sc-48 and Ti-50(n,a)Ca-47 relative to Al-27(n,a)Na-24 in the neutron spectrum produced by 23.2 MeV deuterons incident on a thick be metal target», Argentine report to the I.N.D.C. №.012, 1993
69. R. Pepelnik, B. Anders, B.M. Bahal, M. Farooq «14 MeV neutron activation cross sections», Ges.Kernen.-Verwertung, Schiffbau and Schiffahrt Vol.E, No.86, p.29, 1986
70. I. Ribansky, S. Gmuca «Neutron activation cross sections for Ti isotopes at 14.8 MeV », Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.) Vol.9, p.1537, 1983
71. K. Kayashima, A. Nagao, I. Kumabe «Activation cross section Ti, Mn, Cu, Zn, Sr Y, Cd, In and Te for 14.6 neutrons», Japanese report to NEANDC №61U, p.94, 1979
72. N.I. Molla, S.M. Qaim « A systematic study of (n,p) reactions at 14.7 MeV 22-Ti-50(n,a)20-Ca-47», Nuclear Physics, Section A Vol.283, p.269, 1977
73. M. Hillman «Formation cross sections for Ca-47 using 14.5MeV neutrons». Nuclear Physics Vol.37, p.78, 1962
74. Yuan Junqian, Wang Yongchang, Kong Xiangzhong, Yang Jingkang «The cross section measurement for the reaction of Ti-48(n,p)Sc-48, Ti-46(n,p)Sc-46, Ti-50(n,a)Ca-47, Ni-58(n,2n)Ni-57 and Ni-58(n,p)Co-58m+g», High Energy Physics and Nucl.Physics, Chinese ed. Vol.16, Issue.1, p.57, 1992
75. Тейлор Д. «Нейтронное излучение и активационный анализ», пер. с англ., М., 1965
76. Блинов А.В. «Ускорительная масс-спектрокопия космогенных нуклидов», 1999

77. 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
78. 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
79. В.И. Калашникова, М.С. Козодаев «Детекторы элементарных частиц». Изд. «Наука», Москва, 1966
80. А.А. Курашов «Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий». Москва, Атомиздат, 1979
81. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. «Основы экспериментальных методов ядерной физики». Изд. 2-е, перераб. и доп. - Москва: Атомиздат, 1977
82. J. Picard, C.F. Williamson « The (n,p), (n, α) and (n,2n) cross section for ^{19}F and ^{23}Na between 13 and 21 MeV». Nuclear Physics 63, 1965
83. В. Прайс. «Регистрация ядерного излучения». Изд. Иностранной литературы, Москва, 1960
84. К. Группен «Детекторы элементарных частиц». Новосибирск, 1999
85. V.A. Khryachkov, G. Giorginis «The cross section of $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reaction measured in the MeV energy range». NIM, A562, 2006, p. 737-740
86. V. A. Khryachkov, I. P. Bondarenko, T. A. Ivanova et al «Experimental Studies of (n, α) Reaction Cross Sections Performed at the Institute for Physics and Power Engineering», Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, Vol. 76, No. 4, pp. 486–490, 2012
87. Guohui Zhang, Hao Wu, Jiaguo Zhang et al «Cross-section measurement for the $^{67}\text{Zn}(n,\alpha)^{64}\text{Ni}$ reaction at 6.0 MeV», Eur. Phys. J. A 43, 1–4, 2010
88. Hambshc F.-J., Bax H. «The standard branching ratio $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)$ to $^{10}\text{B}(n, \alpha_1)$, Jour. of Nuclear Science and Technology, supp. 2, pp. 1402-1405, 2002

89. O. Bunemann, T.E. Cranshaw, J.A. Harvey « Design of grid ionization chamber», Canadian Journal of Research, vol. 27, pp. 191-206, 1949
90. D. Siegler, F.-J. Hamsch, J.T. Teobald «Measurement of mass and kinetic energy distributions of fission fragments from the reaction $^{237}\text{Np}(n,f)$ », Proceeding ISINN, p.259, 1994
91. C. Budtz – Jorgensen, H.-H. Knitter, Ch. Straede et al «A twin ionization chamber for fission fragment detection», NIM in Physics Research A258, p. 209-220, 1987
92. V.A. Khriachkov, A.A. Goverdovski, V.V. Ketlerov et al «Direct experimental determination of Frisch grid inefficiency in ionization chamber», Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 394, 1997
93. Alf Gook «Investigation of the Frisch-grid inefficiency by means of wave-form digitization», 2008
94. В.А. Хрячков, И.П. Бондаренко, Б.Д. Кузьминов и др. «Измерения сечения реакции $^{20}\text{Ne}(n,\alpha)^{17}\text{O}$ в диапазоне энергий нейтронов 4 до 7 МэВ», Ядерная физика, том 75, № 4, с. 438–445, 2012
95. <http://www.srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>
96. F. Gabbard, H. Bichsen, T.W. Bonner «The disintegration of nitrogen by fast neutrons», Nuclear Physics, vol.14, p. 277-294, 1960
97. W.R. Leo «Techniques for nuclear and particle physics experiments», 1987
98. <http://web.mit.edu/8.13/8.13d/manuals/canberra/canberra-2001-2001a-spectroscopy-preamplifier.pdf>
99. Э. Сегре «Экспериментальная ядерная физика», т.1. Изд. Иностранной литературы, Москва, 1955
100. <http://www.canberra.ru/html/products/NIM/amplifiers/2111.htm>
101. «International evaluation of neutron cross-section standards». International atomic energy agency, Vienna, 2007
102. К.Н. Мухин «Экспериментальная ядерная физика», книга 1. Изд. Энергоатомиздат, Москва, 1993
103. <http://home.rzg.mpg.de/~mam/index.html>

104. Н.А. Власов «Источники нейтронов», Изд. «Наука», Москва, 1971
105. <https://ec.europa.eu/jrc/en/publication/eur-scientific-and-technical-research-reports/neusdesc-neutron-source-description-software-manual>
106. В.П. Савчук «Обработка результатов измерений». Учебное пособие для студентов вузов, Одесса: ОНПУ, 2002
107. A. Paulsen, H. Liskien et al. «Measurement of (n, α) cross section on chromium, iron and nickel in the 5 to 10 MeV neutron energy range», Jour. Nuclear Science Engineering, 78, 377, 1981
108. Хрячков В.А., Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А. и др. «Экспериментальные исследования сечений (n, α)-реакций, проводимые в ГНЦ РФ ФЭИ», Известия РАН. Серия физическая т.76, №4, с. 544-548, 2012
109. Иванова (Хромылева) Т.А., Хрячков В.А., Бондаренко И.П. и др. «Сечение образования трития при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{10}B », «Письма в ЭЧАЯ», Т.10, №4 (181). С. 566-571, 2013
110. Хрячков В.А., Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А. и др. «Изучение сечения реакции (n, α) на изотопах хрома», «Письма в ЭЧАЯ», Т.10, №4 (181). С. 579-586, 2013
111. Бондаренко И.П., Хрячков В.А., Иванова (Хромылева) Т.А. и др. «Экспериментальное изучение функции возбуждения реакции $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ », «Письма в ЭЧАЯ», Т.10, №4 (181). С. 560-565, 2013
112. 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, Т. 77 №4, с. 505-508, 2013
113. Хрячков В.А., Бондаренко И.П., Иванова (Хромылева) Т.А. и др. «Исследования взаимодействия нейтронов с ядрами хрома», Известия РАН. Серия физическая Т. 77 №4, с. 501-504, 2013
114. 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, Т. 77 №4, с. 509-512, 2013

115. Ivanova (Khromyleva) T.A., Khryachkov V.A., Bondarenko I.P 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, pp.158-162, 2011
116. Khryachkov V.A., Bondarenko I.P., Ivanova (Khromyleva) T.A. 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-1, Dubna, pp.163-166, 2011
117. Ivanova (Khromyleva) T.A., Khryachkov V.A., Bondarenko I.P. 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, pp.83-88, 2012
118. Bondarenko I.P., Khryachkov V.A. Ivanova (Khromyleva) T.A. 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, pp.77-82, 2012
119. Khryachkov V.A., Bondarenko I.P., Ivanova (Khromyleva) T.A. 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>
120. Khryachkov V., Khromyleva T., Bondarenko I. et al. «Measurement of (n, α) Cross Section for Set of Structural Material Isotopes», EPJ Web of Conferences ND2016, 2016
121. 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 2018 DOI: 10.1080/00295639.2018.1463746