

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский Томский
политехнический университет»

На правах рукописи

Емец Евгений Геннадьевич

**ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ ОБЛУЧЕНИЯ И РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ ДЛЯ
ЯДЕРНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ КРЕМНИЯ В РЕАКТОРЕ ИРТ-Т**

Специальность 05.09.02 – электротехнические материалы и изделия

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата технических наук

Научный руководитель –

доктор физико-математических наук,
профессор В.П. Кривобоков

Томск-2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА I. Оборудование и технологии нейтронно-трансмутационного легирования кремния (обзор).....	10
1.1. Опыт нейтронно-трансмутационного легирования кремния на исследовательских реакторах	10
1.1.1. Установка для легирования кремния на реакторе DR3 (Дания)	14
1.2. Действующие современные установки для нейтронно-трансмутационного легирования кремния	17
1.2.1. Установки на реакторе BR2 (Бельгия)	17
1.2.2. Установка нейтронного легирования на реакторе OPAL (Австралия)	20
1.2.3. Характеристики установки на реакторе OPAL (Австралия)	22
1.2.4. Система обработки слитков на реакторе OPAL (Австралия).....	25
1.2.5. Установки нейтронного легирования на реакторе SAFARI-1 (Южная Африка).....	26
1.2.6. Характеристики легированного кремния, полученного на установках SILIRAD (Южная Африка)	29
1.2.7. Процесс производства легированного кремния.....	30
1.2.8. Облучение кремния на реакторе FRM II (Германия)	31
1.2.9. Работа полуавтоматической установки облучения	35
1.3. Установки для легирования кремния в России	37
1.4. Уточнение постановки задачи.....	43
ГЛАВА II. Реактор ИРТ-Т	46
2.1. Исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т.....	46
2.2. Расчёт параметров нейтронного поля	52

2.3. Экспериментальное определение параметров нейтронного поля канала ГЭК-4.....	61
ГЛАВА III. Создание алгоритмов движения слитков по зоне облучения.....	67
3.1. Формирование зоны облучения	67
3.2. Параметры нейтронного поля, требуемые для достижения однородности облучения.....	74
3.3. Критерии формирования нейтронного поля при вращении контейнера....	78
3.4. Аксиальная равномерность облучения	84
3.5. Квазистационарный режим облучения	86
3.6. Аксиальная неравномерность облучения при скачке нейтронного поля ...	89
3.7. Радиальная неравномерность облучения при скачке нейтронного поля....	91
3.8. Требования к установке для перемещения слитков.....	93
ГЛАВА IV. Установка нейтронно-трансмутационного легирования кремния на реакторе ИРТ-Т.....	97
4.1. Оптимизация условий облучения кремния.....	97
4.2. Расчёт биологической защиты горизонтального канала (ГЭК-4) для нейтронного легирования кремния фосфором.....	103
4.2.1. Интегральные плотности потока нейтронов и γ -квантов в горизонтальном торцевом канале реактора.	104
4.2.2. Интегральная плотность потока нейтронов и γ -квантов, падающих на защиту	109
4.2.3. Расчёт толщины бетона биологической защиты	112
4.3. Описание канала ГЭК-4 и комплекса легирования кремния	115
4.4. Контроль плотности потока тепловых нейтронов	119
4.5. Опыт эксплуатации установки	128
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	138

Список литературы	140
-------------------------	-----

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы.

Современный уровень развития микроэлектроники постепенно выдвигает все более жёсткие требования к качеству и геометрическим размерам полупроводниковых монокристаллов. Лидирующее место по использованию полупроводниковых материалов по-прежнему занимает кремний [4]. Управление их свойствами путём легирования нужными примесями до заданных концентраций является основным технологическим приемом при создании любых приборов твердотельной электроники.

Легирование – процесс введения добавок в полупроводник с целью получения определённых электрофизических свойств. Его можно разделить на два типа: объёмное и поверхностное. В первом случае вводимый элемент статистически распределяется в объёме материала, тогда как во втором он сконцентрирован вблизи поверхности.

Целью легирования является получение вещества с требуемыми электрофизическими характеристиками, такими как электрическая проводимость, характером р- и n- перехода и т.д. Наиболее распространённые легирующие добавки в кремнии – фосфор, мышьяк (проводимость n-типа) и бор (р-типа).

В настоящее время внедрение добавок производится тремя способами: ионной имплантацией, нейтронно-трансмутационным легированием (НТЛ) и термодиффузией, но наиболее однородное распределение по объёму образцов больших размеров можно добиться только применением второго из них. Радиационная технология НТЛ отличается от металлургической или химической тем, что легирующую добавку вводят не извне, а получают из самого облучаемого материала.

Главной операцией, определяющей основные качественные и экономические показатели процесса НТЛ, является облучение слитков кремния тепловыми нейтронами [2].

Таким путём получают кристаллы высокого качества с минимальным разбросом электрофизических характеристик, что очень важно при производстве сверхбольших интегральных схем, тиристоров, транзисторов средней мощности и других полупроводников приборов. При металлургическом способе достичь высокой однородности распределения вводимой примеси очень сложно. Технология НТЛ оказалась самой эффективной для объёмных монокристаллов крупного диаметра из-за большой длины пробега нейтронов в кремнии.

До начала данной работы на реакторе ИРТ-Т несколько лет функционировала установка для легирования образцов диаметром до 4 дюймов и длиной до 500 мм. Её недостатками были низкая производительность и использование нейтронного поля на 50% от максимально возможного. В связи с возросшим спросом на слитки кремния большего диаметра, который имеет большое значение в силовой и микроэлектронике, появилась необходимость создания новой установки, увеличения объёмов выпускаемой продукции, а также повышения её качества. Отсутствие в стране специализированных реакторов, на которых возможно использовать такие технологии, потребовало приспособить для НТЛ действующие исследовательские аппараты.

Кроме того, в настоящее время в развитии полупроводниковой электроники возникла проблема однородности электрических характеристик кремния. Она связана с разработкой и изготовлением приборов с большой площадью р-п-переходов, в которых наличие локальных флуктуаций электрических характеристик материала могут приводить к электрическому пробое и деградации устройств.

Неоднородность пространственного распределения электрического сопротивления кремния связана с несовершенством процедуры легирования материала. Его разброс по пластине может превышать 10%, что исключает функционирование приборов с большой площадью р-п переходов.

Цель работы: поиск научно-технических решений, практическое создание и внедрение на базе реактора ИРТ-Т установки для нейтронно-трансмутационного легирования слитков кремния больших размеров диаметром до 5 дюймов.

Задачи, которые необходимо решить для достижения поставленной цели:

- 1) провести расчетным и экспериментальным путями оптимизацию зоны облучения с целью увеличения размера легируемых слитков кремния и достижения мировых стандартов качества НТЛ (разброс у.э.с. по торцу слитка не более 5%, отклонение от номинала легирования не более 7%);
- 2) разработать алгоритм облучения, позволяющий обеспечить максимально высокую производительность установки;
- 3) разработать и создать систему мониторингирования нейтронного поля для оперативного контроля процесса легирования;
- 4) произвести расчёт и создать биологическую защиту установки, которая обеспечит дозовые нагрузки на обслуживающий персонал, не превышающие допустимые;
- 5) разработать и внедрить на базе реактора ИРТ-Т промышленную автоматизированную установку НТЛ слитков кремния, размеры которых (диаметр до 5 дюймов и длина до 700 мм) превышают габариты активной зоны реактора;
- 6) провести легирование опытной партии слитков монокристаллического кремния.

Научная новизна заключается в следующем.

1. Разработаны принципы проектирования автоматизированной установки для НТЛ слитков кремния большого размера.
2. Разработан алгоритм облучения, позволяющий повысить производительность установки в 2 раза по сравнению с моделью, существовавшей ранее.

Практическая значимость.

Разработана и внедрена в производство установка для НТЛ слитков кремния диаметром до 5 дюймов и длиной до 700 мм с пространственной неоднородностью легирования менее 5% и производительностью до 10 тонн в год на конечный номинал удельного сопротивления 100 Ом·см.

Создана система мониторингирования нейтронного поля, позволяющая оперативно контролировать процесс легирования.

Выполнена работа по адаптации активной зоны реактора ИРТ-Т для облучения слитков кремния большого диаметра, позволяющие получать НТЛ кремний высокого качества.

Создан и запущен в эксплуатацию производственный участок, который позволил удовлетворить потребности электротехнической промышленности России и выйти на международный рынок.

Научные положения выносимые на защиту:

1. Разработана и внедрена на базе реактора ИРТ-Т высокопроизводительная автоматизированная установка для нейтронно-трансмутационного легирования слитков кремния диаметром до 5 дюймов, длина которых превосходит размеры активной зоны. Доказана её работоспособность и высокая надёжность.

2. Создан алгоритм облучения слитков, позволяющий найти режимы, при которых можно удвоить её производительность, сохранив электропроводность, соответствующую мировым стандартам.

3. Показано, что бериллий является оптимальным материалом для создания зоны облучения слитков кремния больших размеров в бассейновом реакторе типа ИРТ-Т.

Доказательство достоверности полученных результатов. Полученные результаты носят непротиворечивый характер и взаимно дополняют друг друга. Расчётные данные подтверждены экспериментально. На их основе разработана и внедрена автоматизированная установка для НТЛ кремния. Опыт эксплуатации в течение двух лет показал её высокую надёжность и эффективность. Выход в годность готовой продукции составил практически 100%.

Личный вклад автора состоит в том, что он провёл исследования по оптимизации формы зоны облучения, разработал алгоритм облучения, позволяющий повысить производительность установки, принимал участие в

исследованиях нейтронно-физических характеристик зоны облучения, а также в сооружении автоматизированной установки НТЛ на реакторе ИРТ-Т ТПУ.

Апробация результатов работы. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на: VII, VIII, IX Международных конференциях по ядерной и радиационной физике (Алматы, 2009-2013 гг.), VIII Международной конференции по физико-техническим проблемам получения и использования пучков заряженных частиц, нейтронов, плазмы и электромагнитного излучения (Томск, 2009 г.), III, IV Российских научно-технических конференциях по физико-техническим проблемам получения и использования пучков заряженных частиц, нейтронов, плазмы и электромагнитного излучения (Томск, 2009-2010 гг.), V Международной научно-практической конференции по физико-техническим проблемам атомной энергетики и промышленности (Томск, 2010 г.), XIX Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных Современная техника и технологии, International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (Томск, 2014).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 15 работ, включая 5 статей в изданиях, рекомендованных ВАК, и 1 патент на изобретение.

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и приложения. Она изложена на 149 страницах, содержит 35 рисунков, 20 таблиц, 1 приложение и список цитируемой литературы из 100 наименований.

Автор выражает благодарность за подготовку данной работы своему научному руководителю, профессору В.П. Кривобокову, заведующему лабораторией №33 Варлачеву В.А. за консультации по теме, а также сотрудникам реактора ИРТ-Т, помогавшим проводить измерения нейтронных полей аппарата.

ГЛАВА I. Оборудование и технологии нейтронно-трансмутационного легирования кремния (обзор)

Данная глава посвящена анализу технических решений для осуществления нейтронного легирования кремния на различных ядерных реакторах, которые широко применяются как за рубежом, так и в России. На большинстве из этих аппаратов для достижения однородности распределения легирующей примеси по длине и радиусу слитков используются различные подходы. Среди них можно выделить следующие: метод протяжки (образцы проходят через зону облучения один за другим), экранирование нейтронного потока «сглаживающими» фильтрами, возвратно-поступательное движение контейнера с кремнием.

Рассмотрены достоинства и недостатки тех или иных установок и методов. Показаны перспективы развития данного направления и уточнение постановки задачи.

1.1. Опыт нейтронно-трансмутационного легирования кремния на исследовательских реакторах

Возможность получения полупроводникового кремния с очень хорошей пространственной однородностью легирующей примеси в результате воздействия нейтронов впервые была обнаружена и описана К. Ларк-Горовитцем в 1951 [6]. Позже, в 1961 г., М. Таненбаум и А.Д. Миллс провели первый эксперимент по НТЛ в Телефонной лаборатории Белла [7]. Они облучали нейтронами небольшие кусочки кремния, а затем измеряли пространственное распределение фосфора.

Технология НТЛ изучалась в исследовательских лабораториях на протяжении десяти лет и её совсем не использовали в коммерческих целях до середины 1970-х годов.

В 1973 г. производители силовой электроники Германии начали использовать НТЛ кремний для производства тиристоров, что явилось практическим коммерческим прорывом [8]. Благодаря превосходным конечным

характеристикам устройств, в 1974-1976 гг. технология НТЛ на базе исследовательских реакторов была предложена ряду компаний в США, Англии и Дании, а количество облучённого кремния быстро достигло нескольких тонн.

На реакторе DR2 Национальной лаборатории RISØ (Дания) первое промышленное производство 2-х дюймовых слитков кремния началось в 1974 г. в сотрудничестве с компанией Torsil из г. Фредериксунн [9]. Они были названы Т-кремнием (зарегистрированный коммерческий товарный знак НТЛ). Двухдюймовые слитки облучались в алюминиевом контейнере в горизонтальном графитовом канале тепловой колонны реактора DR2. До окончательной его остановки в 1975 г. было облучено 100 кг кремния.

Позднее была сконструирована установка для облучения трёхдюймовых слитков на аппарате DR3, а её коммерческое использование началось в 1976 г.

Дополнительные устройства были собраны в 1977 г. и установлены в графитовый отражатель, окружённый тяжёлой водой. В 1997 г. был добавлен канал для облучения пятидюймового кремния [10]. На реакторе DR3 продолжалось облучение трёх-, четырёх- и пятидюймовых слитков и производилось большое количество поставок НТЛ кремния, пока аппарат не был окончательно закрыт в 2000 г. из-за небольшой утечки тяжёлой воды.

В Великобритании технология НТЛ была реализована в 1975 г. на материаловедческих реакторах DIDO и PLUTO в Харуэлле [11]. Благодаря постоянному совершенствованию оборудования годовое производство легированного кремния увеличилось с 2 (1976 г.) до 30 т (1985 г.). Согласно отчёту [12], в Харуэлле спрос на НТЛ быстро рос, и были расширены производственные мощности. Предполагалось достичь производительности 35 т/год. Затем, в начале 1990-х годов, реакторы DIDO и PLUTO в Харуэлле были остановлены. К этому времени на них за 15 лет было облучено около 206 т кремния [11]. Для того чтобы компенсировать закрытие этих аппаратов, было создано совместное предприятие компании AEA Technology и Центра по изучению ядерной энергии (SCK/CEN), включая его реактор BR2, для облучения кремния в г. Моль (Бельгия). На нём в начале 1992 г. была разработана и

сооружена установка для НТЛ, названная «Эксперимент по нейтронному облучению кремния» (SIDONIE), с годовой мощностью 28 т [13, 14].

В Швейцарии первые облучения проводились ещё в 1975 г. на реакторе SAPHIR. Годовые объёмы оставались скромными: менее 200 кг до 1990 г., но в 1992 г. производительность была увеличена до 2 т/год [16].

MURR – реактор бассейнового типа, мощностью 10 МВт, в университете Миссури (США) активно принимал участие в НТЛ, начиная с нескольких тестов в 1975 г. Сообщалось, что производительная мощность реактора в 1978 г. составляла порядка 15 т на номинал 50 Ом·см и что она может быть повышена до 60 т [17].

В Японии исследования НТЛ кремния начались в 1975 г. по требованию местной полупроводниковой компании, а коммерческое его использование – в 1977 г. Облучательные устройства на реакторе JRR-4 были разработаны для 2,5'' и 5'' слитков кремния длиной 45 см. На реакторе JRR-2 облучали образцы диаметром до 3-х дюймов с 1983 г. до его остановки в 1996 г.

В России технология НТЛ полупроводников впервые была реализована в начале 1970-х годов на ядерном реакторе ВВР-Ц в филиале Научно-исследовательского физико-химического института им. Л.Я. Карпова (г. Обнинск). В 2003 г. было произведено несколько тонн легированного кремния и других полупроводниковых материалов (Ge, GaAs) на этой установке с одновременной разработкой и изучением различных этапов технологии НТЛ. Параллельно велись исследования по этой тематике в ряде других институтов [1, 19].

На аппарате NIFAR в Австралии облучалось относительно небольшое количество кремния в течение нескольких лет до его окончательной остановки в 2007 г. [21].

На реакторе бассейнового типа ASTRA мощностью 10 МВт в Зайберсдорфе (Австрия) до его закрытия в 1999 г. параллельно с научным использованием активно легировали кремний. В 1991 г. около 5% мирового спроса НТЛ кремния было произведено на этом аппарате.

В бывшей Германской Демократической Республике для производства изотопов и легирования кремния использовался разработанный в СССР реактор ВВР-СМ мощностью 10 МВт. В 1991 г. он был остановлен и выведен из эксплуатации.

Использование исследовательских ядерных реакторов в качестве источника нейтронов стало экономически и технологически выгодно вследствие высокой плотности потока тепловых нейтронов и возможности создания каналов для легирования слитков кремния большого диаметра.

Исходное состояние образца и условия облучения определяют основные характеристики НТЛ кремния: однородность распределения удельного электрического сопротивления (у.э.с.), точность номинала у.э.с., степень совершенства кристаллической структуры обработанных образцов [2].

Мировая практика показывает, что для легирования кремния в основном используются исследовательские ядерные реакторы бассейнового типа, так как они позволяют доступ к экспериментальным устройствам, что невозможно на других установках, где рабочее пространство скрыто под крышкой.

Большинство из них имеет небольшие активные зоны, что обуславливает большой градиент плотности потока нейтронов. Известно, что наилучших результатов легирования можно достичь при облучении в однородном, стационарном нейтронном поле тепловых нейтронов [2, 3].

Однако при статическом облучении слитков кремния диаметром до 85 мм и длиной до 500 мм (когда образец неподвижен относительно зоны облучения, но при этом может вращаться вокруг своей оси) обеспечивается высокая однородность легирования и отклонение от требуемого номинала не превышает 7%.

Но такие условия облучения возможны лишь на небольшом числе ядерных реакторов, например на аппаратах с большими активными зонами и замедлителями с большой длиной диффузии тепловых нейтронов. К ним относятся установки на тяжёлой воде, а также имеющие графитовые тепловые колонны. Для широкого круга исследовательских ядерных установок

воспроизведение таких условий облучения (использование статических режимов) невозможно.

Совершенствование технологий легирования кремния на ядерных реакторах в основном нацелено на разработку и создание таких условий облучения образцов, которые позволят получить высокую пространственную однородность легирования. Особенно это важно при использовании исследовательских аппаратов с малыми размерами активной зоны, где трудно использовать статический метод облучения. Он позволяет легировать слитки длиной не более размера её участка в реакторе с постоянной плотностью потока тепловых нейтронов.

Решение задачи по поиску оптимальных условий облучения имеет особое значение для равномерного легирования слитков кремния, диаметр которых соизмерим с длиной диффузии тепловых нейтронов в кремнии. В этом случае необходимо принимать во внимание экранирование потока тепловых нейтронов в слитке, даже при облучении в однородном (состоящем из частиц с одной и той же энергией) нейтронном поле.

Как видно из представленных результатов, некоторые аппараты, работающие с 50-60-х годов, сейчас выводят из эксплуатации, так как они выработали свой ресурс. Это в свою очередь требует развивать и модернизировать существующие технологии НТЛ для удовлетворения постоянно растущего спроса на легированный кремний.

1.1.1. Установка для легирования кремния на реакторе DR3 (Дания)

Реактор DR3 – тяжеловодный исследовательский аппарат мощностью 10 МВт, сконструированный по типу британского «PLUTO». Изначально он был сконструирован для материаловедения, но затем его сделали многоцелевым. Эта ядерная установка эксплуатируется с 1960 г., а в 1988 году была начата конверсия по переводу её на низкообогащённый уран (U_3Si_2/Al). С декабря 1990 г. она работает на этом топливе [10].

Аппарат DR3 имел 7 установок для НТЛ, их характеристики приведены в табл. 1.1

Таблица 1.1

Параметры установок НТЛ на реакторе DR3 [10]

Название канала	Год сооружения	Диаметр слитков в дюймах	Охлаждение	Ориентация	Управление	Средний поток (н/см ² /с)
4VGR3	1977/1978	3	Воздух	Вертикально	Ручное	$3 \cdot 10^{12}$
4VGR5	1977/1978	3	Воздух	Вертикально	Ручное	$2.5 \cdot 10^{12}$
7V1	1986	5	H ₂ O	Вертикально	Ручное	$25 \cdot 10^{12}$
7V3	1981	4	D ₂ O	Вертикально	Ручное	$20 \cdot 10^{12}$
7V4	1983	4	D ₂ O	Вертикально	Ручное	$30 \cdot 10^{12}$
7T2	1997	5	H ₂ O	Горизонтально	Компьютер	$17 \cdot 10^{12}$
7T4	1990	5	H ₂ O	Горизонтально	Компьютер	$17 \cdot 10^{12}$

На рис. 1.1 приведено горизонтальное сечение аппарата с экспериментальными каналами.

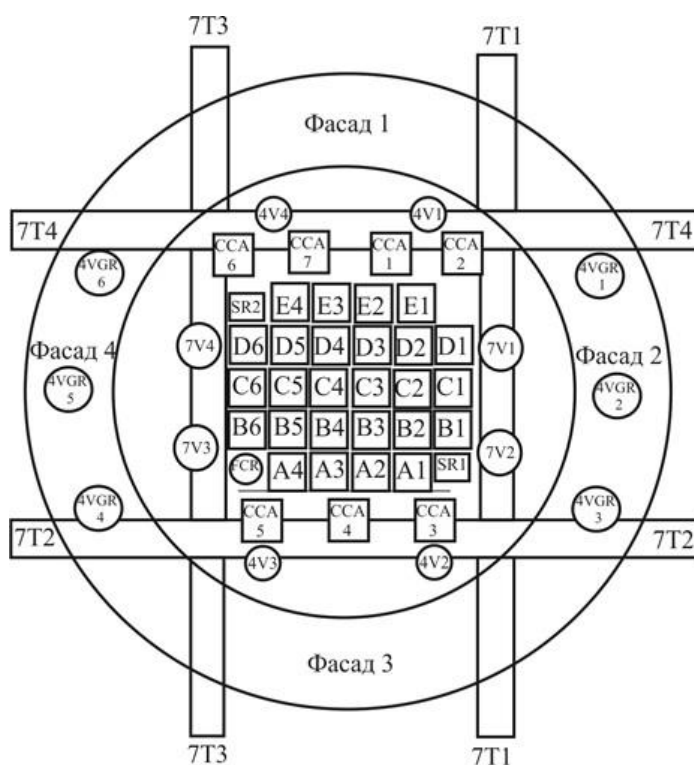


Рис.1.1. Горизонтальное сечение реактора DR3 [10]

А-Е - ячейки с топливом, 4VGR1-6 - вертикальные каналы для НТЛ, 7T1-4 - горизонтальные каналы для НТЛ, CCA1-5 поглощающие стержни, FCR - стержень точного управления.

Как видно из рисунка, для легирования кремния могут быть использованы как вертикальные, так и горизонтальные каналы. Пример установки, смонтированной на канале 7T2 реактора DR3, показан на рис. 1.2.

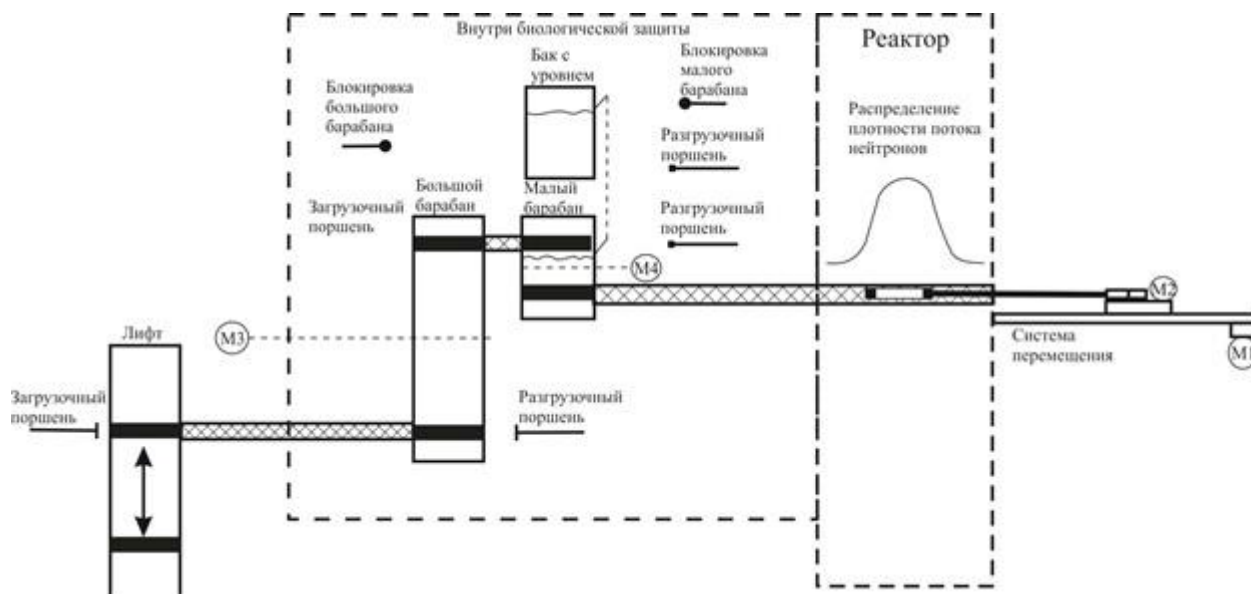


Рис. 1.2. Установка для НТЛ кремния, смонтированная на горизонтальном канале 7T2 реактора DR3 [10]

Она расположена на одном из горизонтальных каналов реактора DR3 и состоит из следующих компонентов:

- лифта – для загрузки и выгрузки алюминиевых контейнеров с кристаллами кремния;
- большого барабана, который представляет собой хранилище для загрузки из 12 позиций во внутреннем круге и накопитель для выгрузки из 24-х – во внешнем;
- малого барабана, расположенного внутри бака с водой, который является хранилищем для выдержки;
- трубы облучателя с проталкивающим стержнем.

Из рисунка видно, что все узлы установки НТЛ, включая временное хранилище, смонтированы внутри биологической защиты. Этот вариант наиболее

предпочтителен, когда имеется достаточно места для монтажа подобных устройств. В нашем случае такой вариант является не очень удобным в связи с ограниченным пространством в физическом зале реактора ИРТ-Т.

1.2. Действующие современные установки для нейтронно-трансмутационного легирования кремния

1.2.1. Установки на реакторе BR2 (Бельгия)

Реактор BR2 является многоцелевым высокопоточным материаловедческим аппаратом мощностью 100 МВт Бельгийского ядерно-исследовательского центра. Коммерческая деятельность, такая как производство радиоизотопов и легирование кремния на нём, активно развивается с начала 1990-х годов. Это позволяет получать дополнительный доход и не зависеть от государственного финансирования [15].

После капитального ремонта, проведённого в 1995-1997 гг., срок службы аппарата был продлён до 2023 г.

Реактор BR2 является легководным аппаратом с бериллиевым замедлителем и водяным охлаждением. Он имеет две установки для НТЛ. SIDONIE расположена внутри активной зоны и предназначена для облучения слитков кремния диаметром до пяти дюймов (см. рис. 1.3).

Характеристики установки SIDONIE:

- внутризонное оборудование, размещенное в бериллиевом канале диаметром 200 мм, заполненном обычной водой;
- возмущённый интегральный поток тепловых нейтронов составляет около $5,5 \cdot 10^{13} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$;
- кадмиевое отношение – примерно 25:1;
- диаметр облучаемых слитков – 5 дюймов (максимум);
- максимальная длина кристалла – 300 мм;

- максимальная длина столба (слитки расположены один под другим) облучаемого кремния – 800 мм;
- температура сердечника кремния во время облучения $< 200\text{ }^{\circ}\text{C}$;
- для получения конечного сопротивления $35\text{ Ом}\cdot\text{см}$, если исходное составляет $2000\text{ Ом}\cdot\text{см}$ (для кремния п-типа), требуется флюенс тепловых нейтронов примерно $7,13\cdot 10^{17}\text{ н}\cdot\text{см}^{-2}$. Он достигается облучением в течение около 3,6 часа, когда реактор работает на номинальной мощности в 55 МВт;
- производительность аппарата составляет около 15 тонн в год на номинал в $35\text{ Ом}\cdot\text{см}$.

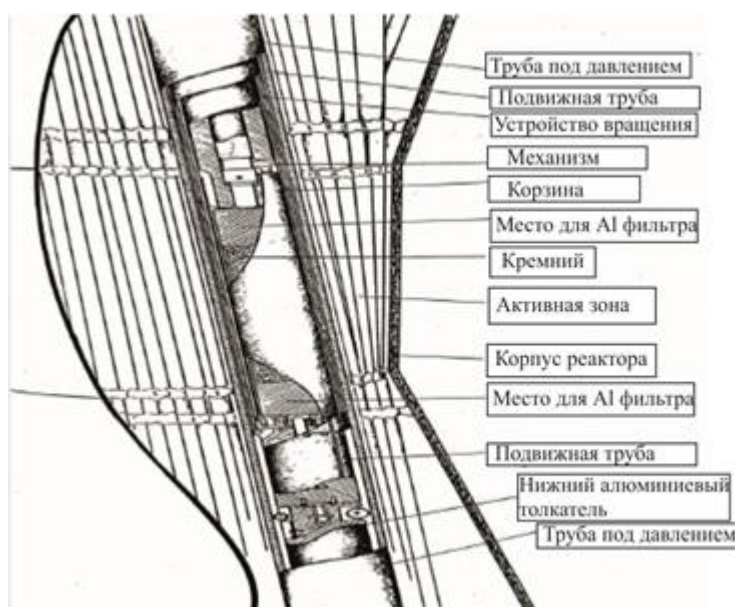


Рис. 1.3. Схема установки SIDONIE [15]

Однородность достигается непрерывным вращением и перемещением слитка с заранее заданными и управляемыми компьютером скоростями. Кремний в течение всего процесса облучения, контактируя с водой бассейна аппарата, имеет температуру на своей поверхности ниже $100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

POSEIDON – установка НТЛ, расположенная в бассейне реактора (рис. 1.4.). На ней обрабатывают слитки диаметром 6 и 8 дюймов [15].

Характеристики канала POSEIDON реактора BR2[15].

- Устройство с графитовым замедлителем, состоящее из 6-ти каналов и расположенное в бассейне реактора за активной зоной.
- Одновременно облучаются 6 загрузок.
- Возмущённый интегральный поток тепловых нейтронов составляет около $5,26 \cdot 10^{12} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.
- Кадмиевое отношение $> 50:1$.
- Максимальный диаметр облучаемых слитков от 6-ти до 8-ми дюймов.
- Максимальная длина кристалла – 250 мм (± 5 мм).
- Максимальная длина облучаемого столба (слитки расположены один под другим) – 500 мм.
- Температура сердечника кремния во время облучения $< 200^\circ\text{C}$.
- Для получения конечного сопротивления 48 Ом·см, если исходное равно 2000 Ом·см, необходимо потратить 27 часов на мощности реактора 55 МВт.
- Производительность НТЛ составляет 18 т кремния в год на номинал 48 Ом·см.

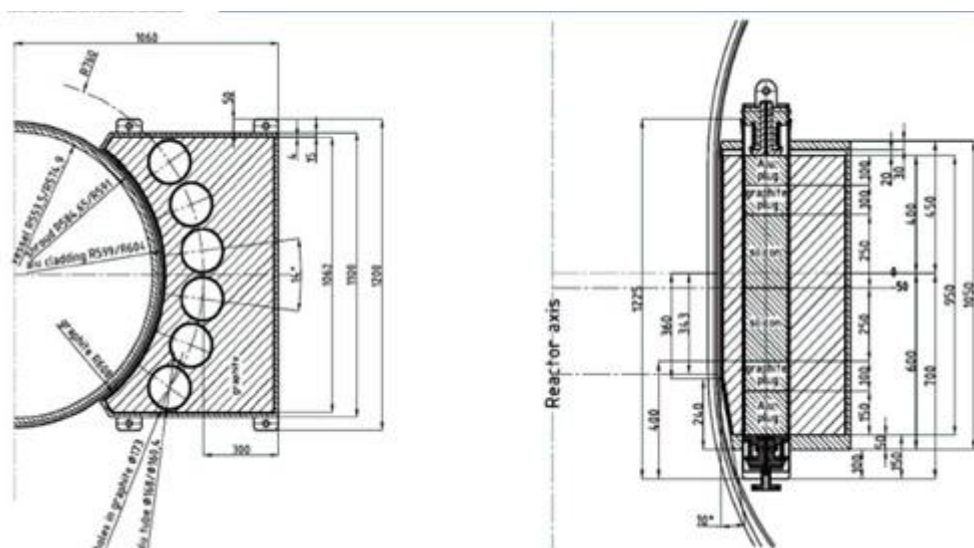


Рис.1.4. Схема установки POSEIDON [15]

Однородность достигается непрерывным вращением слитков кремния во время облучения и переменой местами верхнего и нижнего в середине облучения. Кремний находится в непосредственном контакте с водой бассейна реактора,

которая при естественной конвекции поддерживает температуру слитка на его поверхности ниже 100 °С.

Характеристики НТЛ кремния, получаемого на установках реактора BR2, приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Параметры легированного кремния для установок SIDONIE и POSEIDON [15]

Характеристики кремния	НТЛ	SIDONIE	POSEIDON
Отклонение от требуемого номинала		$< \pm 5\%$	$< \pm 5\%$
Разброс у.э.с по длине		свыше 800 мм $< 3\%$ (для n-типа)	Свыше 500 мм $< \pm 3\%$ (для n-типа)
Характеристики кремния	НТЛ	SIDONIE	POSEIDON
Разброс по радиусу		для 5'' $< 3\%$	для 6'' $< 4\%$
Номинал готовой продукции		от 5 до 500 Ом·см	от 20 до 500 Ом·см

Из представленных результатов видно, что продукция, получаемая на данном аппарате, обладает высоким качеством и пригодна как для силовой, так и промышленной электроники.

Таким образом, из анализа данного раздела отметим, что для получения кремния с достаточно хорошими электрофизическими параметрами возможно использование реактора с легководным замедлителем в сочетании с бериллием. Это вполне может позволить получить приемлемые потоки тепловых нейтронов и сформировать зону облучения пригодную для целей НТЛ.

1.2.2. Установка нейтронного легирования на реакторе OPAL (Австралия)

Рассмотрим тяжеловодный реактор OPAL, на котором также производят легирование кремния. Проведём анализ того как реализована технология на аппарате, имеющем большую длину диффузии в замедлителе.

Реактор OPAL (Австралия), мощностью 20 МВт введён в эксплуатацию в 2006 г. Он пришёл на замену реактору HIFAR, выведенному из эксплуатации в

2007 г. после успешной 49-летней работы. На HIFAR в течение многих лет производился кремний высокого качества с хорошей проводимостью для компьютерной индустрии, что дало возможность создать новую установку НТЛ для OPAL [25].

Этот аппарат имеет шесть вертикальных каналов для легирования кремния, расположенных в корпусе тяжеловодного отражателя, который окружён активной зоной ядерной установки, как показано на рисунке 1.5. Каждый канал подходит для облучения столбов монокристаллического кремния длиной до 600 мм. Номинальный диаметр слитков колеблется в интервале 4-8'' и зависит от используемых канала и контейнеров.

Качество продукции НТЛ обеспечивается высоким отношением плотности потока тепловых нейтронов к быстрым, а также высокими аксиальной и радиальной однородностями по образцу кремния. Первая из них обеспечивается непрерывным вращением слитков в установке, а также размещением образцов в области с низким градиентом плотности потока тепловых нейтронов.

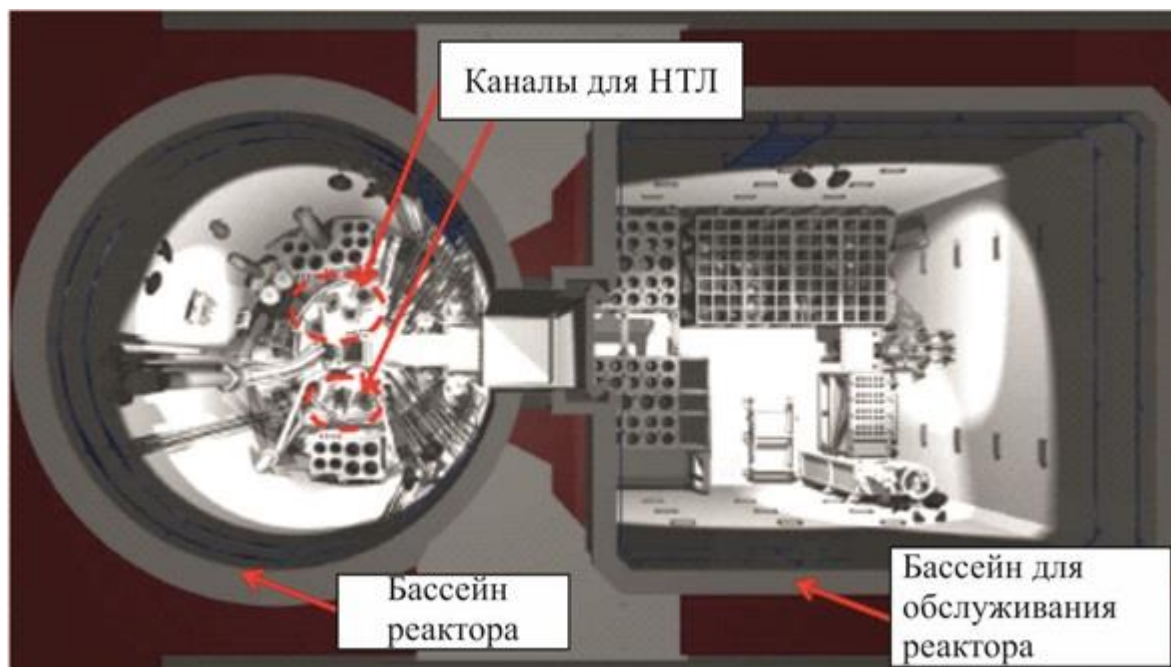


Рис. 1.5. Бассейн реактора OPAL [22]

Вторая достигается за счёт использования поглощающих устройств, состоящих из концентрических групп алюминия и нержавеющей стали.

Вытеснение лёгкой воды, окружающей столб образцов, обеспечивает минимальное возмущение потока. Контроль над плотностью потока нейтронов постоянно осуществляется с помощью нейтронных детекторов прямого заряда, встроенных в уплотнение втулки. Индукционные датчики перемещения используются для мониторинга постоянного вращения, которое также можно контролировать визуально с помощью камеры из комнаты управления реактором [22]. С них данные поступают на центральную систему управления и мониторинга, которая регистрирует их в журнале [23]. Преимуществом здесь является применение тяжелой воды, так как в данном случае проще сформировать достаточно «мягкий» спектр по сравнению с аппаратом на легкой воде и найти достаточно длинный участок с постоянной плотностью потока нейтронов. Один из ключевых недостатков такой конструкции состоит в том, что используемые фильтры значительно срезают абсолютное значение плотности потока тепловых нейтронов. Это, в конечном счете, приведёт к увеличению времени обработки слитков, что не критично для тяжеловодных аппаратов, которые обладают высокими значениями плотностей потока тепловых нейтронов, но будет заметно на реакторах с легководным замедлителем.

В следующих разделах рассмотрим, принцип действия и характеристики установки НТЛ, смонтированной на реакторе, представленного в данном разделе.

1.2.3. Характеристики установки на реакторе OPAL (Австралия)

Основным требованием к установке для облучения является обеспечение равномерного распределения плотности потока по всему столбу кремния. В её конструкцию входят приводы подачи воды для вращения, как показано на рис. 1.6 и 1.7. В качестве рабочей жидкости применяется вода бассейна реактора, которая обеспечивает отсутствие физического контакта между подвижными частями в течение облучения. Это устраняет механический износ. Вращение образцов обеспечивается за счет реактивной струи, возникающей за счет набегающего водяного потока внутри диффузора. Такая «бесконтактная» конфигурация решает

проблемы надёжности и технического обслуживания, характерные для механических приводных систем, в которых используются электромоторы, накладные приводные валы, муфты, редукторы и механические подшипники в бассейне реактора. Такие механизмы не только загромождают пространство бассейна, но и подвержены износу, который усугубляется невозможностью как следует смазывать пары трения.

Такая система привода требует только гидравлического трубопровода, подведённого к установкам, который подсоединен к измерительным трактам. Насосы и управляющие клапаны располагаются удалённо в специальном помещении завода, что позволяет обеспечить лёгкий доступ и оперативное обслуживание.

Важной особенностью этой конструкции является возможность сборки вертикально расположенного столба слитков кремния. Это обеспечивает шанс демонтажа устройства для технического обслуживания персоналом, размещённым на 15-метровой высоте на оперативном мостике над бассейном. Для этих манипуляций используются стандартные инструменты, которые были испытаны и доказали свою эффективность. Они позволяют дистанционно заменять основные внутренние расходные элементы, такие как детекторы нейтронов прямого заряда и датчики вращения [22].

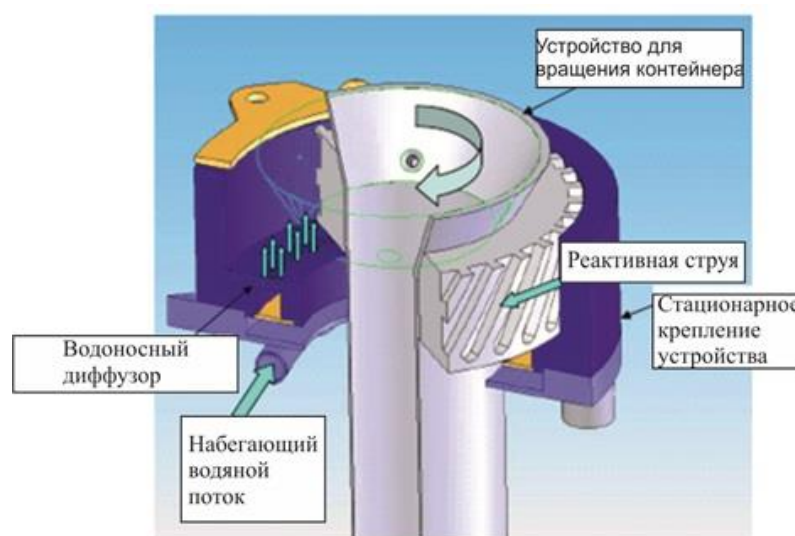


Рис. 1.6. Схема водяного привода установки НТЛ на реакторе OPAL [22]



Рис. 1.7. Привод НТЛ кремния на реакторе OPAL [22]

Проектный срок эксплуатации реактора составляет 40 лет. В качестве конструкционных материалов использовались алюминий и титан, у которых при облучении образуется минимальное количество радиоактивных изотопов. По этой причине применение нержавеющей стали в компонентах, подверженных облучению, было сведено к минимуму. На детали, подвергающиеся жёсткому воздействию и требующие механической прочности, анодированием наносился алюминий. Это было особенно важно для сопряжённых поверхностей привода и корпуса, которые могут прийти в контакт, если гидравлика случайно остановится. Такой выбор материалов и низкие характеристики износа приводного устройства, как ожидается, значительно уменьшат количество радиоактивных отходов в течение всего срока службы системы. Новый дизайн был прототипом, который проходил стендовые испытания в течение 12 месяцев для проверки и подтверждения перед окончательным изготовлением и монтажом. Испытания по сдаче, подтверждающие удовлетворительную работу гидравлической системы, были завершены в конце 2006 года, что позволило начать облучение в 2007.

Представленный в данном разделе привод вращения можно применять только на вертикальном канале, в котором для отвода тепла используется лёгкая

или тяжелая вода. Так как в нашем распоряжении находится горизонтальный канал, то для нашей новой установки такой подход не осуществим. Кроме того, для её создания необходимо применять материал, который слабо активируется нейтронами, мало поглощает поток и имеет небольшой период полураспада.

1.2.4. Система обработки слитков на реакторе OPAL (Австралия)

Для снижения вероятности повреждения слитков проектировщиками была разработана безопасная и эффективная система перемещения большого количества кремниевых столбов. Для транспортировки и защиты слитков в бассейне созданы открытые контейнеры. Несмотря на использование низколегированного алюминия, в любом случае они после облучения будут радиоактивными и поэтому должны оставаться экранированными водой бассейна. По этой причине слитки кремния отправляют к активным контейнерам на подготовительный стол бассейна с помощью перегрузочной машины. Важными факторами для её оператора являются радиационная доза облучения, ручное управление и эргономика. Другие критические параметры, которые необходимо учесть: предотвращение повреждения слитков, пропускная способность, надёжность и универсальность обработки образцов требуемых размеров. Для простоты и надёжности эксплуатации используется пневматическое управление и механические блокировки в предпочтении к электронному контролю над этой загрузочной станцией [22].

Специальный подъёмный инструмент, прикреплённый к лебёдке, используется для перемещения контейнеров в бассейне реактора. В самых больших из них загруженных кремнием весом более 80 кг при неправильном обращении повреждения могут оказаться существенными. Небольшое количество таких событий в бассейне реактора считаются проектными с физической защитой, обеспечивающей безопасность критических элементов, хотя, конечно, их следует избегать. Блокировки в этом элементе управления также предотвращают случайное освобождение загрузок и поддерживают минимальную глубину

экранирующей воды, покрывающей активные контейнеры. В качестве рабочей жидкости для разгрузочного механизма снова используется вода бассейна реактора, обеспечивая отсутствие воздуха, попадающего в область высокого радиационного потока, окружённого активной зоной аппарата. Разработанные графитовые подшипники уплотнения обеспечивают максимальную радиационную стойкость и длительный срок службы по сравнению с полимерными уплотнениями. На этом подъёмном устройстве проводили всесторонние испытания для обеспечения высокого уровня безопасности, надёжности и ремонтпригодности. В программе исследований осуществлялась активация механизма разблокировки в течение 10000 циклов под нагрузкой, и моделировались ситуации неблагоприятной работы. В них было выявлено, что отказы могут быть устранены или снижены до приемлемой вероятности.

Из приведенного материала видно, что система перемещения слитков должна обеспечивать высокую надёжность работы, предотвращать аварийные ситуации, когда есть возможность повредить кристаллы, и должна выдерживать вес контейнеров с образцами.

1.2.5. Установки нейтронного легирования на реакторе SAFARI-1 (Южная Африка)

Рассмотрим легководные реакторы, где присутствует технология НТЛ, реализованная на горизонтальном канале.

Реактор SAFARI-1 – аппарат бассейнового типа по своему дизайну похож на реактор в Ок-Ридже, который имеет лёгкую воду в качестве замедлителя, бериллиевый отражатель, решётку активной зоны 8×9 , содержащую 26 топливных элементов (активная высота 600 мм), и 6 стержней управления, как показано на рис. 1.8. Оставшиеся позиции решётки представляют алюминиевые или бериллиевые элементы отражателя. Топливные сборки содержат по 19 плоских пластин, состоящих из уран-алюминиевого сплава и алюминиевой кладки. Корпус реактора имеет цилиндрическую форму, с одной стороны уплощённую, которая

образует северную стену, перпендикулярную активной зоне, тем самым обеспечивая лёгкий доступ к бассейну со стороны установки в непосредственной близости от ТВС, где относительно высокие потоки нейтронов. Установка для НТЛ SILIRAD расположена с этой стороны бассейна [27].

Благодаря слабому поглощению нейтронов кремнием и конструкционными материалами, в качестве которых, как правило, используется алюминий, а также из-за бокового расположения установки не возникает влияния на реактивность аппарата.

Из этого следует, что оборудование должно быть расположено за пределами активной зоны реактора, чтобы не возмущать нейтронный поток в нём. В противном случае мощность аппарата будет непостоянной из-за поглощения нейтронов контейнером и образцами. Недостатком такой конструкции является близкое расположение образцов к топливу, что приведет к большому количеству дефектов в образце, вызванных быстрыми нейтронами.

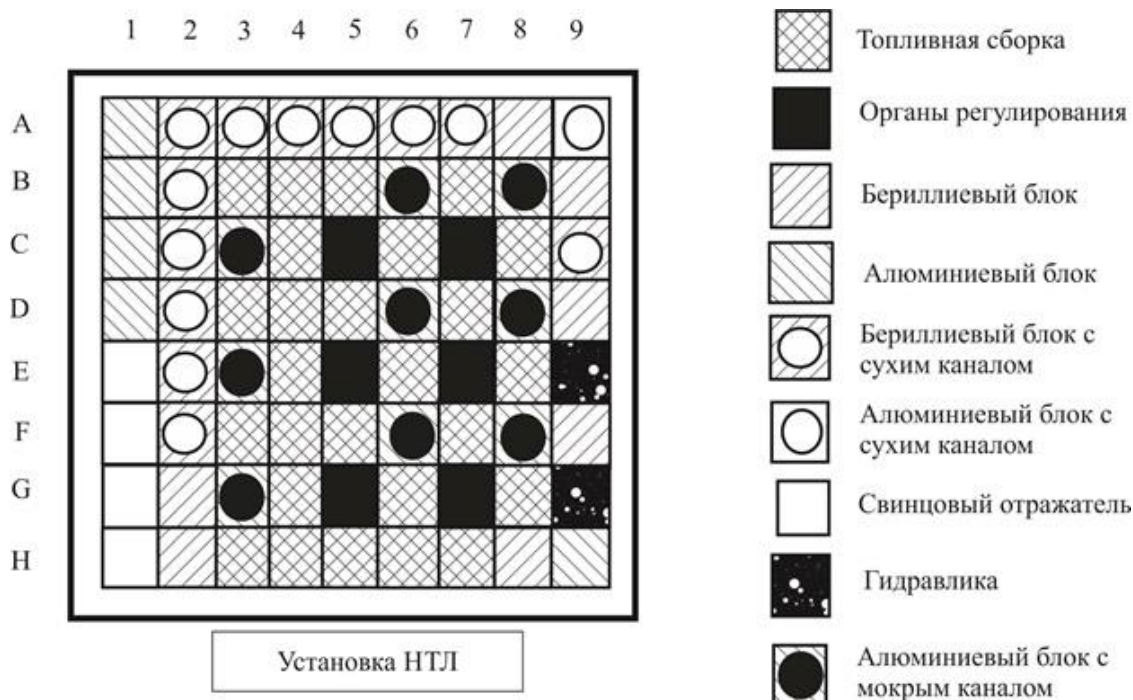


Рис. 1.8. Разрез активной зоны реактора SAFARI-1 [27]

Нейтронно-физические характеристики для канала, расположенного на различном удалении от грани активной зоны, приведены в таблице 1.3.

Таблица 1.3

Нейтронно-физические характеристики напротив грани активной зоны

Удаление от грани активной зоны, мм	Микроскопическое сечение ^{57}Co , барн	Спектральный коэффициент	Кадмиевое отношение
10	19,5	5,8	12,5
30	23,64	10,3	22,1
80	26,35	13,9	38,3
130	26,59	13,2	44,9

На основе теоретических и экспериментальных данных было выбрано расположение канала для облучения. Место определено так, чтобы легко было провести изменения в конструкции для оптимизации условий облучения. Слитки кремния загружаются в алюминиевые контейнеры, которые перемещают вдоль горизонтальной оси с одновременным их вращением. Контейнеры служат защитой от случайных ударов. Даже при том, что в этой области большой градиент плотности потока нейтронов [27], горизонтальное и вращательное движение слитков через поле нейтронов обеспечивает однородность удельного сопротивления без применения каких-либо «сглаживающих» фильтров. На установке SILIRAD1 эксплуатировался только один канал. По мере роста коммерческого спроса её приспособили на два.

Установка SILIRAD2 использует два канала, которые могут работать полностью независимо друг от друга. Они являются касательными по отношению к грани активной зоны и расположены один под другим. Устройства для НТЛ оборудованы погрузочно-разгрузочными механизмами для контейнеров с кремнием. Плотность потока нейтронов контролируется с помощью пяти нейтронных детекторов прямого заряда, чтобы обеспечить поддержание требуемой скорости перемещения для каждого канала.

В настоящее время на ней можно облучать слитки максимальным диаметром до 150 мм и длиной до 600 мм [27]. Производительность является функцией уровня мощности реактора, начального и конечного удельного сопротивления кремния, полученного во время легирования.

С учётом сказанного выше отметим, что для достижения хороших электрофизических параметров конечной продукции нам необходимо создать такие условия облучения, чтобы спектральный коэффициент (отношение плотности потока тепловых нейтронов к быстрым с энергией более 100 кэВ) был более 50. Низкое значение данного параметра во время облучения приведёт к возникновению достаточно большого количества дефектов, вызванных воздействием быстрых нейтронов. Это в свою очередь вызовет необходимость длительного высокотемпературного отжига и, как следствие, уменьшение производительности.

1.2.6. Характеристики легированного кремния, полученного на установках SILIRAD (Южная Африка)

На установке SILIRAD1 был проведён ряд исследований по облучению слитков диаметром 100 мм. Обработанный материал был выслан заказчику для детальной независимой оценки качества. Согласно [25, 28] она заключается в следующем:

- измерение сопротивления проводили на каждом торце четырехзондовым методом после отжига при температуре 800 °С;
- измерение сопротивления проводили тем же методом после отжига при температуре 1200 °С; сдвиг в сопротивлении будет означать радиационные повреждения, т.е. слишком низкое отношение плотности потока тепловых нейтронов к быстрым;
- аксиальное распределение сопротивления по длине слитка;
- радиальное распределение сопротивления по торцам слитка с помощью четырехзондового метода;
- определение времени жизни неосновных носителей заряда методом фотопроводимости.

Полученные параметры от заказчика были учтены при выборе идеального места облучения для первой установки SILIRAD, а для уточнения выбора времени облучения применялся расчётный метод [26].

Некоторые электрофизические параметры, измеренные во время испытаний, представлены в таблице 1.4.

Таблица 1.4

Типовые значения электрофизических параметров кремния, облучённого на реакторе SAFARI-1 [27]

Параметр	Значение
Сдвиг сопротивления между 800 °С и 1200 °С отжигом	2,2%
Аксиальное отклонение от профиля	3,8%
Время жизни неосновных носителей заряда	2700 мкс
Точность (отклонение от требуемого номинала)	4%

Согласно [27], температура радиационного разогрева может влиять на некоторые из указанных параметров. Для её измерения внутри образца в течение облучения был проведен эксперимент. Во время него встроили термопару внутрь алюминиевого слитка, моделировавшего образец кремния по своим размерам. В результате температура составила 80 °С.

Таким образом, при создании новой установки необходимо реализовать достаточный отвод тепла, возникающего вследствие радиационного разогрева.

1.2.7. Процесс производства легированного кремния

Производственное легирование состоит из следующих этапов: подготовка образцов, облучение, обработка после облучения, мониторинг радиоактивности и отгрузка потребителю.

Все технологические процессы контролируются процедурами обеспечения качества в соответствии со стандартами ISO-9000 и ISO-14000. Кроме того, используется специальное программное обеспечение для планирования облучения, а также хранения всей соответствующей информации в базе данных для дальнейшего использования.

Подготовка слитков к облучению сводится к промывке, проверке целостности и упаковке в контейнеры.

Упакованные перед облучением контейнеры подаются на специальную стойку для хранения в бассейне выдержки отработавшего топлива, прилегающего к бассейну реактора. На ней можно разместить их до 80 штук. Для облучения они с этой стойки перемещаются под воду.

Благодаря высокой чистоте кремния и чистой зоне вокруг SAFARI-1 после облучения радиационная активность, в основном, вызвана распадом фосфора-32. Он распадается за несколько дней до допустимых значений, принятых МАГАТЭ, после чего кремний становится пригодным для транспортировки. В связи с ростом остаточной активности на алюминиевых контейнерах, для уменьшения воздействия излучения на персонал используют экранированную перегрузочную капсулу и горячую камеру. Первая применяется для перемещения контейнера с образцом между хранилищем и горячей камерой, где производят упаковку и распаковку [27].

После завершения облучения и извлечения кремния, его ещё раз отмывают от возможных поверхностных загрязнений, а затем переносят в специальное измерительное помещение, защищенное от света и радиационного фона. Каждый слиток кремния отдельно контролируется на наличие любой остаточной активности и сертифицируется перед отправкой как нерадиоактивный материал.

1.2.8. Облучение кремния на реакторе FRM II (Германия)

Рассмотрим технологию НТЛ, где используются сглаживающие фильтры для достижения аксиальной равномерности. Такой подход осуществили на исследовательском реакторе FRM II (Мюнхен, Германия).

Данный аппарат мощностью 20 МВт с тяжеловодным замедлителем эксплуатируется с 2005 г. Благодаря очень компактной конструкции активной зоны, в нём используется только один цилиндрический топливный элемент, содержащий 8 кг высокообогащенного урана. Таким образом, он оптимизирован

для фундаментальных исследований на выведенном пучке нейтронов и пригоден для медицинских, промышленных и коммерческих целей. Для этого реактор к тому же был оснащён научными установками, оборудованными для лечения рака с помощью нейтронного облучения [28] и несколькими каналами для технических задач [29]. Среди них самой важной коммерчески успешной оказалась установка для НТЛ кремния.

Основным преимуществом НТЛ по сравнению с другими методами легирования кремния является высокая точность и однородность легирующего профиля. Для коммерческого применения в большинстве случаев отклонение конечного сопротивления от заданного номинала не должно превышать $\pm 5\%$, и неоднородность сопротивления вдоль оси слитка также должна быть меньше $\pm 5\%$. НТЛ кремний, полностью удовлетворяющий этим требованиям, используется в качестве исходного материала для электронных компонентов, применяющихся в силовой электронике, всеми ведущими поставщиками полупроводников.

Очевидно, что самым важным условием для успешного легирования является выбор канала с достаточно однородным распределением плотности потока тепловых нейтронов. Кроме того, на реакторе FRM II при проектировании одним из главных было требование обеспечить возможность облучения слитков кремния диаметром до 200 мм и длиной до 500 мм. Принимая во внимание эти аспекты, для размещения установки НТЛ был выбран один из вертикальных каналов. Он расположен в баке с тяжеловодным замедлителем на расстоянии 1 м от топливного элемента, но заполнен обычной водой, что обеспечивает лёгкий доступ к нему сверху [30].

Во время ввода в эксплуатацию FRM II в этом канале контролировали профиль распределения плотности потока тепловых нейтронов. Для того чтобы максимально соответствовать условиям облучения будущей установки НТЛ кремния, два монокристаллических слитка кремния ($d = 150$ мм, $l = 500$ мм) были снабжены 30-ю детекторами, состоящими из сплава золота с алюминием. Их облучали в упрощённой испытательной установке с помощью крана в здании

реактора. Для того чтобы увеличить радиальную однородность легирования в этом тестовом эксперименте, слитки кремния вращали вокруг своей оси с частотой 5 оборотов в минуту. Результаты испытаний приведены на рис. 1.9 вместе с распределением, снятым активационными детекторами по слиткам кремния [30]. Оказалось, что плотность потока нейтронов в их центральной части при облучении была примерно на 12% выше по сравнению с верхним и нижним торцами. С другой стороны, радиальная неоднородность составила $< 3\%$, и, следовательно, оказалась приемлемой. Идея по необходимой коррекции плотности потока нейтронов вдоль оси была в том, чтобы ввести слой никеля соответствующей формы в алюминиевую трубу, окружающую позицию облучения, так называемый «сглаживающий» экран. В связи с высоким сечением поглощения тепловых нейтронов никелем по сравнению с алюминием плотность потока последних уменьшается в охватываемой области, что позволяет выпрямить профиль по высоте.

Результирующая плотность потока нейтронов в кремнии составила $1,7 \cdot 10^{13}$ нейтрон $\cdot$ см $^{-2}\cdot$ с $^{-1}$ с разбросом у.э.с по оси (см. рисунок выше) не более 5%. На расстоянии в 1 м между топливным элементом и позицией облучения отношение плотности потока тепловых нейтронов к быстрым составило $\Phi_{\text{т}}/\Phi_{\text{быстр}} \approx 1700$. Важным желательным последствием такого высокого значения отношения является то, что в течение облучения почти не образуются электрически заряженные кластеры дефектов. По этой причине в FRM II можно легировать кремний на номинал более 1000 Ом $\cdot$ см.

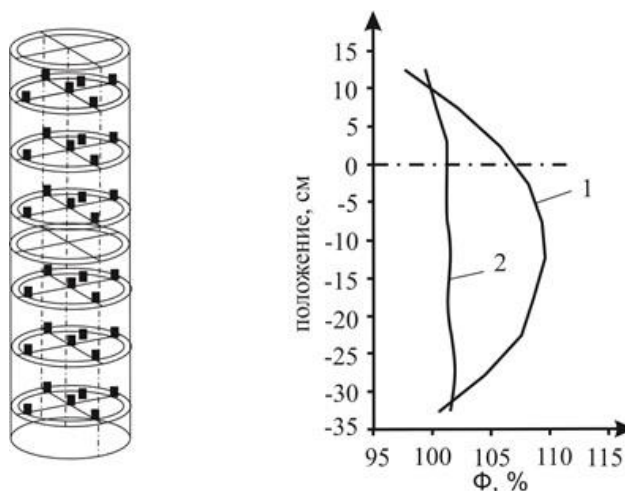


Рис. 1.9. Схематичное изображение двух слитков кремния, оборудованных детекторами нейтронов, и влияние эффекта никелевого «сглаживающего» экрана на профиль плотности потока нейтронов [30]:

1 – плотность потока тепловых нейтронов в обычном канале; 2 – плотность потока тепловых нейтронов с выпрямляющим фильтром.

В дополнение к сглаживанию легирующего профиля с помощью никелевого экрана и вращения слитков кремния при облучении необходимо корректировать вертикальный сдвиг распределения плотности потока нейтронов в течение 60-дневной кампании реактора. Для этих целей вся облучательная установка, расположенная внутри канала, может быть поднята на высоту до 150 мм. Однако из-за большого расстояния между топливным элементом и положением облучения этот эффект настолько мал, что в течение всей кампании подъём установки на 25 мм является достаточным, чтобы гарантировать приемлемые результаты.

Эффект от изменения формы профиля плотности потока нейтронов с увеличением выгорания топливного элемента ещё более слаб, и им можно пренебречь [30].

Наконец, изначально предсказанное постоянное принудительное охлаждение позиции облучения оказалось необязательным. Расчёты показали, что в случае пассивного охлаждения облучательного устройства водой бассейна

реактора сохраняется температура 80 °С, хотя во время облучения температура внутри кремниевых слитков увеличивается до 140 °С.

Из приведенного раздела видно, что применение «сглаживающих» фильтров позволяет выпрямить распределение по высоте канала. Однако стоит отметить существенный недостаток такой конструкции. Он заключается в том, что данные экраны поглощают тепловые нейтроны, что в свою очередь уменьшает их абсолютную и среднюю плотность потока. Для тяжеловодных реакторов это не критично в связи с большими абсолютными значениями плотности потока тепловых нейтронов. Для аппаратов с лёгкой водой, как в нашем случае, этот способ даст обратный результат, что увеличит время облучения и, как следствие, уменьшит производительность.

1.2.9. Работа полуавтоматической установки облучения

Рассмотрим конструкцию и принцип действия установки для НТЛ на реакторе FRM II.

Через год работы упрощенной установки, после определения и оптимизации всех параметров облучения во время её эксплуатации (в качестве подъемника слитков использовался кран), в 2007 г. в конечном счёте была создана и введена в обращение полуавтоматическая установка. Наиболее важным её компонентом является устройство для подъёма корзин со слитками, которое смонтировано на подвижном мосту, проходящем над бассейном реактора FRM II [30].

Перед началом облучения, как правило, 2-3 слитка с одинаковыми диаметром и конечным сопротивлением помещают в так называемые загрузочные корзины для формирования партий облучения и опускают на обработку в бассейн реактора на расстояние около 4 м ниже уровня поверхности. Эта же область, предназначенная для двенадцати партий кремния, используется в дальнейшем для его выдержки. На следующем этапе кремниевые слитки вставляются в корзину с помощью вакуумного подъёмника. Затем процесс легирования контролируется автоматически. После ввода параметров облучения в компьютер для обработки и

контроля над процессом легирования подъёмное устройство берёт корзину для облучения и перемещает её в канал реактора. Как только кремний достигает конечного положения, он автоматически начинает вращаться со скоростью 5-7 оборотов в минуту. По окончании облучения корзину с образцами автоматически снова поднимают на высоту 4 м ниже уровня поверхности бассейна для выдержки. Вся сборка остаётся в этой позиции примерно в течение 1 часа, чтобы позволить распасться короткоживущим изотопам конструкционных материалов до значений, позволяющих работать на подвижном мосту с приемлемым уровнем дозы, составляющим 30 мкЗв/ч. В основном это вызвано интерметаллидом AlMg_3 , из которого сделана корзина для облучения и её вспомогательные устройства. Впоследствии облучённый кремний перемещается обратно в область обработки, в бассейн временного хранения. После отсоединения корзины от подъёмного устройства последнее становится доступным для следующего цикла.

Во время облучения мощность реактора и скорость вращения слитков постоянно контролируются с помощью управляющей компьютерной программы установки НТЛ. В случае если один из указанных параметров случайно опустится ниже допустимого значения, определённого в программе, облучение будет прервано и корзина со слитками поднимется в положение выдержки. Для того чтобы уменьшилась активность кремния-31, слитки в течение двух дней выдерживают во временном хранилище бассейна реактора FRM-II. После того как слитки извлекут из бассейна, их промывают свежей деионизированной водой и, наконец, моют в ультразвуковой ванне.

Перед отправкой заказчику кремний проверяется на соответствие правилам радиационной безопасности. Предельные значения поверхностного загрязнения не должны превышать $0,5 \text{ Бк/см}^2$, а удельная активность $< 0,09 \text{ Бк/г}$. Следует отметить, что в общем случае указанные пределы достигаются без проблем, что наглядно показывает чистоту исходного материала.

Уже в 2007 г, в первый год эксплуатации полуавтоматической установки НТЛ, было обработано около 4 тонн монокристаллического кремния за 180

отдельных облучений. Поскольку промышленный спрос непрерывно рос, эти цифры были увеличены в 2008 г до 10 т за 526 одиночных облучений [30].

Недостатком представленной конструкции является наличие периода в цикле, когда перегрузочное устройство занято на время выдержки корзиной со слитками. Это в свою очередь уменьшает производительность данной установки.

1.3. Установки для легирования кремния в России

В России производство НТЛ кремния осуществляется в филиале «НИФХИ» им. Л.Я. Карпова (г. Обнинск), на Ленинградской АЭС (г. Сосновый Бор), ФТИ НИ ТПУ (г. Томск), в НИИАР (г. Димитровград) и ПО «Маяк» (г. Озёрск).

Впервые технология НТЛ кремния была реализована в Обнинске на реакторе ВВР-ц, который является гетерогенным водо-водяным аппаратом бассейнового типа мощностью 15 МВт. Он был разработан для широкого круга исследовательских задач в области радиационной химии, структурных и материаловедческих исследований, активационного анализа. С 1980 г. реактор используется для производства медицинских радиоактивных препаратов, нейтронного легирования полупроводников, а также радиационной модификации минералов.

Технология НТЛ реализована на вертикальном канале [2]. Схематично движение образцов при их протяжке через рабочую зону реактора показано на рис. 1.10.

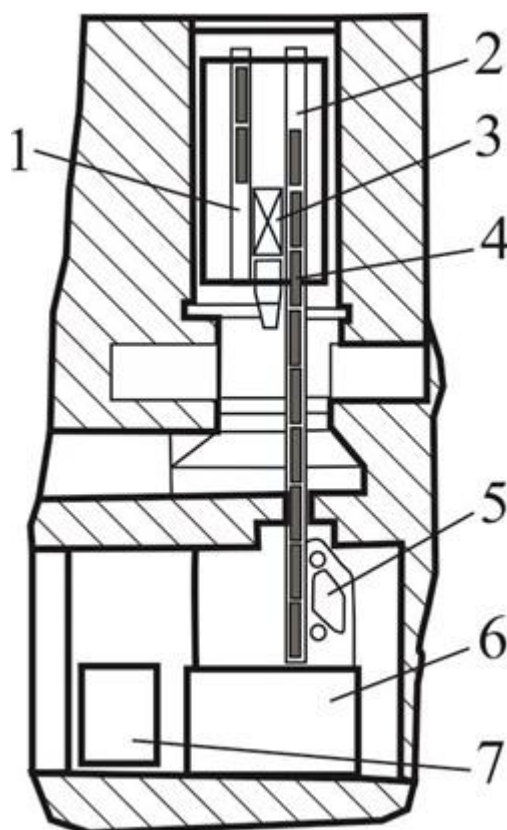


Рис. 1.10. Схема движения образцов при их протяжке через рабочую зону реактора [2]:
1 – канал предварительной загрузки; 2 – рабочий канал; 3 – активная зона; 4 – контейнер;
5 – механизм перемещения; 6 – приёмный бункер; 7 – перегрузочная камера.

Равномерность легирования по длине слитков достигается за счёт их непрерывного перемещения через зону реактора. Основным конструктивным элементом действующей установки является движитель, который обеспечивает перемещение столба контейнеров с заданной скоростью. Скорость перемещения поддерживается с помощью траков, закреплённых на бесконечной ленте, которые с двух сторон обжимают контейнер с усилием, достаточным для того, чтобы воспрепятствовать его проскальзыванию. Приёмное устройство снабжено амортизатором и механизмом для мягкой укладки контейнеров на транспортёр-отстойник. Метод непрерывного перемещения, в отличие от статического облучения, не накладывает каких-либо ограничений на длину легируемых слитков даже при использовании реакторов с большой неравномерностью нейтронного потока.

Применение этого метода требует наличия сквозных каналов для облучения внутри реактора, чтобы контейнеры со слитками проходили через рабочую зону

аппарата непрерывным потоком с заданной скоростью (рис. 1.10). Дозирование концентрации образующейся легирующей примеси осуществляется регулированием скорости движения, которая определяется выражением [2]:

$$v = A \frac{h \cdot \varphi_{инт}}{n_i \pm \bar{N}},$$

где h – высота рабочей зоны реактора; $\varphi_{инт}$ – интегральная плотность потока медленных нейтронов, определяемая как их поток, который получает бесконечно тонкий образец при прохождении им рабочей зоны реактора за единицу времени; n_i – концентрация носителей тока, которая характеризует номинал удельного сопротивления после легирования; $\bar{N}$ – средняя величина концентрации примесей в исходном слитке р-типа (+) или п-типа (–); A – константа пропорциональности.

В Томске технология НТЛ реализована на реакторе ИРТ-Т Томского политехнического университета в 1985 г. Реактор ИРТ-Т – водо-водяной, бассейнового типа, мощностью 6 МВт. Технология была внедрена на расположенном в бериллиевом отражателе горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-4, который подходит для облучения слитков монокристаллического кремния длиной до 500 мм. Их номинальный диаметр составлял от 2-х до 4-х дюймов.

Суть технологии заключается в том, что контейнер с кремнием возвратно-поступательно перемещают по зоне облучения с одновременным его вращением до достижения требуемого флюенса, который прямо пропорционален концентрации фосфора.

Схема движения контейнера показана на рис. 1.11.

Здесь контейнер двигают из положения a в c и обратно. Зона сканирования была выбрана так, что в крайних позициях торцы слитков набирают лишний флюенс (данные участки заштрихованы). Для устранения этого эффекта необходимо было вводить временную поправку, которую надо учитывать каждый раз для разных загрузок. Кроме того, во время выхода контейнера в крайние положения канал остаётся пустым и нейтронное поле не используется.

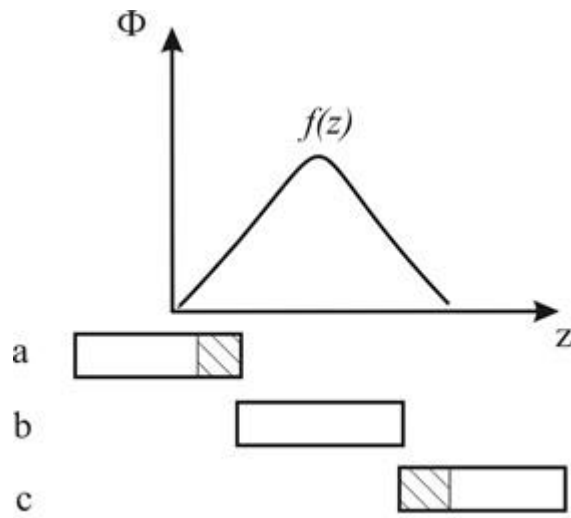


Рис. 1.11. Схема перемещения контейнера в процессе НТЛ на реакторе ИРТ-Т

Φ – плотность потока тепловых нейтронов, $f(z)$ – её распределение по длине канала, z – длина канала, а, b, c – положения контейнера относительно рабочей части зоны облучения.

Остальные используемые для НТЛ кремния реакторы в мире приведены в таблице 1.5.

Таблица 1.5

Сравнительная характеристика реакторов мира, на которых используется технология НТЛ

Страна	Название реактора	Тип реактора	Мощность, МВт	Макс. поток тепловых нейтронов, нейтр./см ² с в канале для НТЛ	Макс. поток быстрых нейтронов, нейтр./см ² с в канале для НТЛ	Тип замедлителя	Тип отражателя	Расположение канала для НТЛ кремния	Продольная длина канала, мм	Диаметр образцов
Австралия	OPAL	Бассейновый	20	$1.7 \cdot 10^{12}$ - $1.6 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^8$ - $2 \cdot 10^{10}$	D ₂ O	D ₂ O	В отражателе	237	4'', 5'', 6'' и 8''
Бельгия	BR2	Бассейновый	100	$5.5 \cdot 10^{13}$	$0.2 \cdot 10^{13}$	H ₂ O+Be	Be	В бериллии	200	125 мм
Бразилия	IEA-R1	Бассейновый	5	До $7 \cdot 10^{12}$	-	H ₂ O	Графит, Be	В графитовом отражателе	500	125 мм
Китай	CARR	Бассейновый	60	$1 \cdot 10^{14}$ (без образцов)	$< 1 \cdot 10^{12}$	D ₂ O	D ₂ O	В баке с тяжёлой водой	600	3'', 4'', 5''
Китай	HFETR	Реактор под давлением	125	$1.2 \cdot 10^{14}$ - $4.2 \cdot 10^{14}$	$0.25 \cdot 10^{15}$ - $1.6 \cdot 10^{15}$	H ₂ O	Be	Полости HFETR	500	120 мм, 150 мм, 230 мм
Китай	MJTR	Бассейновый	5	$1.3 \cdot 10^{13}$	-	H ₂ O	Be	В отражателе	500	2''-6''
Чешская Республика	LVR-15	Бассейновый	10	$2.7 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^{12}$	H ₂ O	Be+ H ₂ O	За отражателем	300	2''-4''
Франция	ORPHEE	Бассейновый	14	$1.0 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{10}$	D ₂ O	Be+ H ₂ O	4 канала в отражателе	600	До 152 мм
Франция	OSIRIS	Бассейновый	70	$4.0 \cdot 10^{13}$	$5.0 \cdot 10^{12}$	H ₂ O	Be+ H ₂ O	2 канала в отражателе	500	До 125 мм
Германия	FRM II	Бассейновый	20	$1.7 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{10}$	D ₂ O	D ₂ O	В баке замедлителя	500	125 мм, 150 мм, 200 мм

Республика Корея	HANARO	Открытый бассейновый	30	$5.2 \cdot 10^{13}$		D ₂ O	D ₂ O	Вертикальные каналы в отражателе	120	5'',6'',8''
Нидерланды	HFR	Бассейновый	45	$2.5 \cdot 10^{13}$	-	H ₂ O	Be	PSF1-4	500	До 6''
Норвегия	JEEP II	Корпусный	2	$4.0 \cdot 10^{12}$ - $9 \cdot 10^{12}$	-	D ₂ O	D ₂ O	В отражателе	90	До 127 мм

Как из неё видно, что для НТЛ используются различные типы аппаратов, как с замедлителем из бериллия с лёгкой водой, так и тяжеловодные. Все они имеют достаточно высокую мощность (десятки МВт).

В настоящее время в силовой электронике наблюдается тенденция постепенного перехода на более крупные полупроводниковые кристаллы, в частности на слитки кремния диаметром 8-10 и более дюймов. В связи с этим очевидно перспективами дальнейшего развития технологии НТЛ является создание установок для образцов таких размеров на реакторах бассейнового типа.

1.4. Уточнение постановки задачи

В настоящее время в мире ощущается дефицит облучательных мощностей для НТЛ кремния. Это связано с выводом из эксплуатации исследовательских реакторов, выработавших свой ресурс, и с отсутствием специализированных реакторов для легирования. В то же время наблюдается увеличение потребности в легированном кремнии. Это обстоятельство требует развивать и модернизировать существующие установки НТЛ на имеющихся аппаратах.

Каждый конкретный реактор характеризуется определённым отношением количества тепловых нейтронов к быстрым (жесткость спектра). В зависимости от конструкции активной зоны и наличия различных устройств, в частности экспериментальных каналов, это значение может меняться в широком диапазоне даже внутри одного аппарата. В общем случае, чем оно больше, тем мягче спектр нейтронов, тем более благоприятные условия имеются для НТЛ.

Как видно из приведённого обзора, такая ситуация относительно легко достигается на аппаратах с тяжеловодным или графитовым замедлителем. Что касается реакторов, работающих на тяжёлой воде, то у них имеется одно важное преимущество: они имеют более протяжённый участок с равномерным распределением плотности потока. С точностью 5-10% в тяжеловодном аппарате можно считать постоянной плотность потока нейтронов на длине около 500 мм, а

в легководном – на длине не более 200 мм [3]. Это особенно важно, если речь идет о статическом способе облучения слитков кремния.

Суть его состоит в том, что контейнер загружается в технологический канал таким образом, чтобы его торцы не выходили за пределы равномерного участка распределения плотности потока. Ему свойственно несколько недостатков. Первый – это необходимость ограничения длины легируемых слитков для их компоновки, чтобы ввести примесь более равномерно по длине образца. Вторым является частичное использование канала. Для устранения первого недостатка обычно используют сглаживающие фильтры или особые законы движения образцов. Второй можно устранить непрерывным протягиванием контейнеров через рабочую зону, как сделано на реакторе ВВР-ц в Обнинске.

Ранее в Томске на канале ГЭК-4 реактора ИРТ-Т функционировало оборудование для легирования кремния диаметром 4 дюйма производительностью 5 т/год. Теперь настала необходимость создания устройства для облучения образцов более крупных размеров и с большей производительностью.

Первая задача была решена использованием возвратно-поступательного движения контейнера с образцами. Вторую решить не удалось. Когда контейнер выходил за пределы рабочей части зоны облучения, то канал становился пустым, и нейтронное поле не использовалось.

В последнее время растет спрос на слитки кремния большего диаметра. В связи с этим возникают проблемы адаптации существующих аппаратов под эти задачи. Здесь речь идёт о слитках диаметром пять дюймов и длиной до 700 мм.

Кроме того, актуальным является повышение производительности и улучшение качества продукции. Для этого необходимо создание новой установки для легирования слитков.

Поэтому для достижения цели необходимо решить следующие задачи.

1. Провести оптимизацию конфигурации существующей зоны облучения с целью увеличения диаметра легируемых слитков кремния и повышения качества продукции.

2. Разработать алгоритм облучения, позволяющий повысить производительность установки.
3. Создать и внедрить автоматизированную установку НТЛ слитков кремния диаметром до 5 дюймов и длиной до 700 мм в бассейновом реакторе ИРТ-Т.
4. Произвести расчёт и создать биологическую защиту вокруг установки, которая обеспечит дозовые нагрузки на обслуживающий персонал, не превышающие допустимые дозы.
5. Провести легирование опытной партии монокристаллического кремния.

Нейтронное легирование можно выполнять на исследовательских реакторах с различными замедлителями, а также на энергетических аппаратах канального типа, так, как это сделано на реакторе РБМК Ленинградской АЭС. Большая часть технологии реализована за границей. Многие из этих ядерных установок работают с 60-х годов прошлого века, и их ресурс эксплуатации подошел или подходит к концу. В связи с высоким спросом на легированный кремний больших размеров необходимо приспособлять для технологии НТЛ имеющиеся действующие аппараты.

Поэтому в следующей главе дано описание исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т Томского политехнического университета с точки зрения возможности создать для него новую облучательную установку, свободную от перечисленных выше недостатков.

ГЛАВА II. Реактор ИРТ-Т

В этой главе описывается реактор ИРТ-Т, на котором создаётся новая установка НТЛ кремния. Выполнена оптимизация зоны облучения с целью увеличения диаметра легируемых слитков кремния и повышения качества продукции.

2.1. Исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т

Ядерный реактор Физико-технического института Томского политехнического университета является водо-водяным аппаратом бассейнового типа. Его проект был разработан Национальным исследовательским центром «Курчатовский институт» в качестве типового для исследовательских ядерных центров и получил название ИРТ (исследовательский реактор типовой). Он был запущен в 1967 г. Его мощность составляла 2 МВт. В 1980-84 гг. на ней была проведена реконструкция, в результате чего мощность увеличилась до 6 МВт. В тот период появилась возможность внести в конструкцию внутрибачных устройств изменения, необходимые для создания зоны облучения. Основные характеристики аппарата приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1.

Основные характеристики реактора ИРТ-Т [32].

Наименование параметра	Значение
Мощность реактора, МВт	6
Число ТВС типа ИРТ-3М в активной зоне, шт.	
8 – трубных	12
6 – трубных	8
Поверхность теплоотдачи активной зоны, м ²	29,6
Объём активной зоны, л	59,3
Запас реактивности, % $\Delta k/k$	7,2
Рабочие органы системы управления и защиты (СУЗ), шт.	
– аварийной защиты (АЗ)	2
– компенсирующие (РР)	6
– автоматического регулирования (АР)	1
Суммарная эффективность органов АЗ, % $\Delta k/k$	3,5
Суммарная эффективность органов КС (компенсирующие стержни)	10,0

и АР (автоматический регулятор), % $\Delta k/k$	
Коэффициент неравномерности энерговыделения	
– по горизонтальному сечению активной зоны	1,78
– по высоте активной зоны	1,26
Максимальная плотность энерговыделения, кВт/л	227
Максимальная плотность теплового потока, кВт/м ²	427
Перепад давления на активной зоне, м вод.ст.	3,4
Средняя скорость теплоносителя в зазорах ТВС, м/с	2,88
Расход теплоносителя через активную зону и отражатель, т/ч	900
Температура воды на входе в активную зону, °С	45
Максимальная расчётная температура поверхности твэла, °С	77
Температура начала поверхностного кипения, °С	123
Максимальная невозмущённая плотность потока тепловых нейтронов, ($E < 0,625$ эВ), (н/см ² ·с)/МВт – в отражателе – в активной зоне	$1,76 \cdot 10^{13}$ $1,50 \cdot 10^{13}$
То же для быстрых нейтронов ($E > 0,821$ МэВ) – в отражателе – в активной зоне	$0,34 \cdot 10^{13}$ $1,12 \cdot 10^{13}$

Активная зона реактора размещается в нижней части бассейна, заполненного водой. Её центр расположен на глубине 6,5 м, а корпус выполнен из алюминия марки АД-1. Его опорная решётка изготовлена из сплава САВ-1 в виде прямоугольной плиты размерами 940×721×85 мм³, перфорированная центральная часть которой находится над прямоугольным проёмом во фланце размером 600×530 мм².

Корпус активной зоны крепится к опорной дистанционирующей решётке, установленной на фланец из нержавеющей стали толщиной 29 мм. Он приварен к листам встроенной задерживающей ёмкости и опирается дополнительно на 6 стоек, выполненных из трубок диаметром 108 мм и толщиной 5 мм, присоединённых снизу к опорной плите из нержавеющей стали, которая укрепляется к дну бака сваркой. К ней сверху приделана нижняя решётка для каналов СУЗ толщиной 30 мм. Между опорной дистанционирующей решёткой активной зоны и фланцем из нержавеющей стали располагается титановая

прокладка. В местах контактов деталей из алюминиевых сплавов и нержавеющей стали установлены прокладки из титана для исключения коррозии алюминия. Опорная плита и нижняя решётка активной зоны защищают бетон под дном бака от радиационного разогрева.

В корпус активной зоны на опорную дистанционирующую решётку помещают ТВС, бериллиевые блоки отражателя и ловушки нейтронов, вытеснители. Вверху эти устройства фиксируются специальными выступами на их концевых деталях, внизу закреплены на дистанционирующей решётке с помощью прорезей в нижних наконечниках. Тепловыделяющие сборки и бериллиевые блоки монтируются с некоторым усилием, т.е. их втулки обеспечивают им плотную посадку. Теплоноситель, проходя через активную зону сверху вниз, исключает возможность перемещения её элементов и отражателя. В корпусе зоны имеется 56 ячеек для установки ТВС и бериллиевых блоков (рис. 2.1). Четыре центральные из них заняты бериллиевыми блоками, образуя ловушку нейтронов.

Из активной зоны через шиберы, расположенные в массиве на отметке +0,9 м, нейтронные пучки могут выводиться в физический зал радиально.

Допустимый флюенс быстрых нейтронов ($E > 0,821$ МэВ) на поверхности опорной решётки (с точки зрения возможности её хрупкого разрушения) составляет $1,6 \cdot 10^{22}$ н·см⁻². Максимальная дифференциальная плотность потока быстрых нейтронов на опорной решётке – $0,87 \cdot 10^{12}$ н·см⁻²·с⁻¹·МВт⁻¹. Таким образом, предельно допустимая величина флюенса этих частиц на неё будет достигнута приблизительно через 35 лет.

Для нейтронного легирования кремния был выбран экспериментальный горизонтальный канал ГЭК-4, касательный к боковой грани активной зоны. На рис. 2.1. показана её картограмма и размещение экспериментальных устройств. Канал ГЭК-4 является сквозным, с внутренним диаметром 150 мм. Околозонное пространство позволяло соорудить вокруг него тепловую сборку для формирования в нём теплового спектра.

Активная зона ядерного реактора ИРТ представляет собой параллелепипед со сторонами $670 \times 560 \times 500$ мм³. С боковых сторон она могла быть окружена бериллиевым либо графитовым отражателем толщиной 71,5 мм. При проектировании зоны облучения на конструкцию тепловой сборки накладывался ряд геометрических и технологических ограничений.

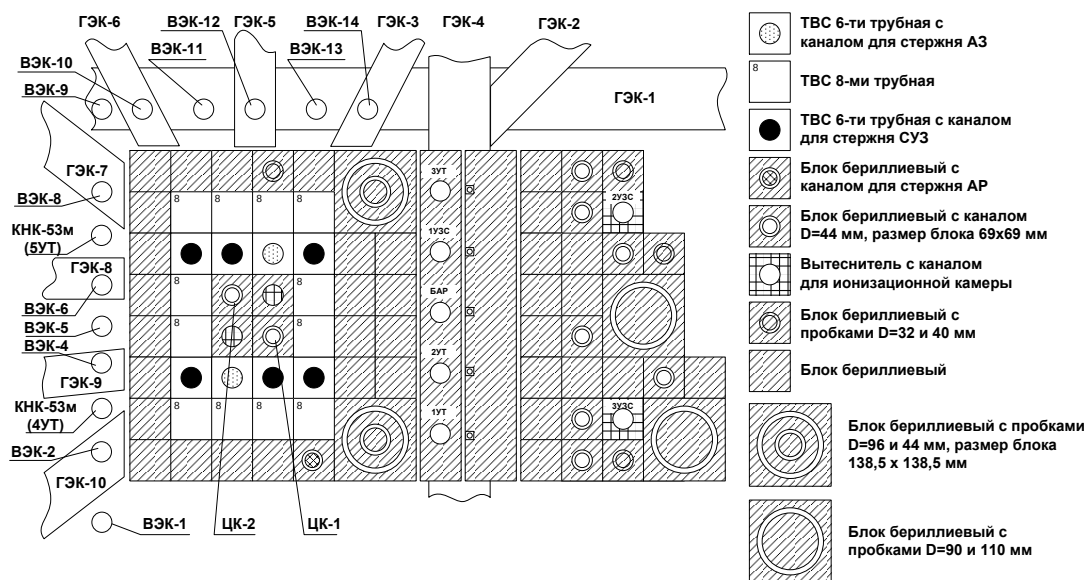


Рис. 2.1. Картограмма активной зоны реактора и экспериментальных устройств [35]

При выборе материала отражателя допускалось лишь использование бериллия, графита, лёгкой воды бака. Геометрические ограничения накладывались на положение канала относительно активной зоны и размеры тепловой сборки, которая являлась продолжением её граней и заканчивалась стенкой бака реактора.

Конструктивное исполнение ядерной установки позволяло изменять расстояние между стенкой канала и тепловыделяющими кассетами путём сдвижки кассет на величину, кратную шагу нижней несущей решётки активной зоны. Шаг решётки равен 71,5 мм. Причём возможны были лишь следующие варианты, когда это расстояние равно нулю: кассеты с делящимся веществом примыкают вплотную к стенке канала или когда это расстояние равно 71,5 и 143 мм.

В двух последних вариантах можно использовать кассеты из бериллия или графита, либо оставить прослойку воды бака. Подбирая вид замедлителя и его

толщину, можно влиять на нейтронное поле в канале. Причём меняется пространственное распределение нейтронного поля в нём, спектр и абсолютные значения потоков. Следовательно, в нашем случае варьируемыми параметрами при формировании зоны облучения являются вид замедлителя и его толщина между стенкой канала и источником нейтронов.

Конструктивно активная зона выполнена в виде кубической решётки из 56 ячеек в горизонтальном сечении. В двадцати из них устанавливаются тепловыделяющие сборки (ТВС). Четыре центральных ячейки заняты бериллиевым вытеснителем с двумя центральными каналами в нём. В остальных трёх периферийных ячейках установлены бериллиевые блоки отражателя. В аппарате используются ТВС типа ИРТ-3М [32], состоящие из трубчатых ТВЭЛов на основе уран-алюминиевого сплава с обогащением 90% по урану 235.

Реактор ИРТ-Т имеет 10 горизонтальных экспериментальных каналов (рис. 2.1): восемь радиальных диаметром 100 мм, два касательных канала (ГЭК-1 и ГЭК-4) диаметром 150 мм. ГЭК-3, -5, -8 оснащены пневмотранспортными системами с комплексом оборудования для проведения нейтронно-активационного анализа.

В активной зоне имеются 14 вертикальных каналов. Два из них установлены в бериллиевой "ловушке нейтронов" в центре активной зоны. Четыре снабжены пневмопочтой, узел облучения одного из этих каналов окружён бор-кадмиевым фильтром. Вертикальные каналы, кроме ВТС, ВЭК-11, ВЭК-5, ЦК-4-4, изогнуты для исключения прямого прострела нейтронного и гамма-излучений. Они "сухие" и не имеют защитных пробок.

ГЭК-4 является касательным экспериментальным каналом. Он выполнен из нержавеющей стали и выходит в физический зал реактора. С его стороны расположена бериллиевая тепловая сборка. Она состоит из четырёх бериллиевых блоков размером $190 \times 560 \times 648$ мм³ и из 33 бериллиевых блоков размером $69 \times 69 \times 648$ мм³ каждый. В ней предусмотрена возможность установки экспериментальных вертикальных каналов диаметром 45-90 мм. При её расчёте и проектировании ставилась цель создания точек пространства (экспериментальных

каналов) с характерным энергетическим спектром нейтронов, например, существенно термализованным или с большой долей резонансных нейтронов. В качестве материала тепловой сборки был выбран бериллий, потому что при малых размерах активной зоны он обладает максимальным коэффициентом качества по резонансным и тепловым нейтронам [33, 34].

В различных узлах реактора использованы материалы с хорошо изученными свойствами и высокой радиационной стойкостью, апробированные в исследовательском реакторостроении: металлокерамика, металлический бериллий, нержавеющая сталь, сплавы алюминия.

Некоторые нейтронно-физические характеристики активной зоны представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2.

Физические параметры активной зоны (для "свежей" и неотравленной загрузки при температуре 20°C) [33].

Параметр	Значение	
	Ячейка с восьмитрубной ТВС	Ячейка с шеститрубной ТВС
Содержание U^{235}	300	264
Удельная загрузка U^{235} , г/л	101,2	89,0
Содержание воды, %	62,5	54,8
Отношение ядерных концентраций водорода и урана-235	161	160
Коэффициент размножения бесконечной решётки, K_{∞}	1,76	1,74
Макроскопическое сечение поглощения Σ_a , см ⁻¹ :		
- тепловых нейтронов	0,12059	0,10589
- быстрых нейтронов	0,004035	0,003643

Макроскопическое сечение деления:		
- тепловыми нейтронами	0,22099	0,19178
- быстрыми нейтронами	0,005184	0,004606
Макроскопическое сечение перевода, см^{-1}	0,02623	0,02332
Коэффициент диффузии D, см:		
- тепловых нейтронов	0,21241	0,24457
- быстрых нейтронов	1,46100	1,50200
Квадрат длины диффузии тепловых нейтронов L^2 , см^2	1,76	2,31
Возраст нейтронов τ , см^2 .	48,3	55,7

Активная зона реактора обладает достаточно высокими размножающими свойствами ($K_{\infty} \approx 1,75$), что предопределяет возможность получения высоких нейтронно-физических параметров в экспериментальных объёмах [37].

2.2. Расчёт параметров нейтронного поля

Ранее для нейтронного легирования слитков кремния на канале ГЭК-4 использовалась установка, способная обрабатывать кристаллы диаметром до 4 дюймов длиной до 50 см, производительностью 5 т/год [31].

В экспериментах на исследовательских ядерных установках выбор замедлителя всегда является решающим фактором в пространственном и энергетическом распределении нейтронов. В частности, нами рассмотрена задача создания установки для НТЛ кремния в горизонтальном экспериментальном канале (ГЭК-4) в водо-водяном исследовательском ядерном реакторе ИРТ-Т ТПУ. С помощью пакета программ MCU5TPU рассчитывалось нейтронное поле в различных замедлителях, сквозь которые проходит экспериментальный канал для НТЛ кремния. Этот пакет является лицензионной версией программы MCU, предназначенной для моделирования процессов переноса нейтронов и фотонов методом Монте-Карло в системах с трёхмерной геометрией с учётом изменения

изотопного состава материалов. Его разработчиком является НИЦ «Курчатовский институт» [35].

Расчёты проводились с целью сравнения возможностей различных замедлителей для формирования нейтронного поля, удовлетворяющего требованиям технологии НТЛ кремния. Созданная ранее установка на канале ГЭК-4 [31] не соответствует по своим характеристикам современным научно-техническим требованиям, предъявляемым к технологии НТЛ. В связи с этим нами были проведены исследования по созданию новой установки большей производительности, позволяющей легировать слитки кремния диаметром до 5 дюймов. Для этого была осуществлена оптимизация конфигурации зоны облучения. На первом этапе работы сделаны расчёты для её оптимизации.

На рис. 2.2. показана “геометрия” расчётов.

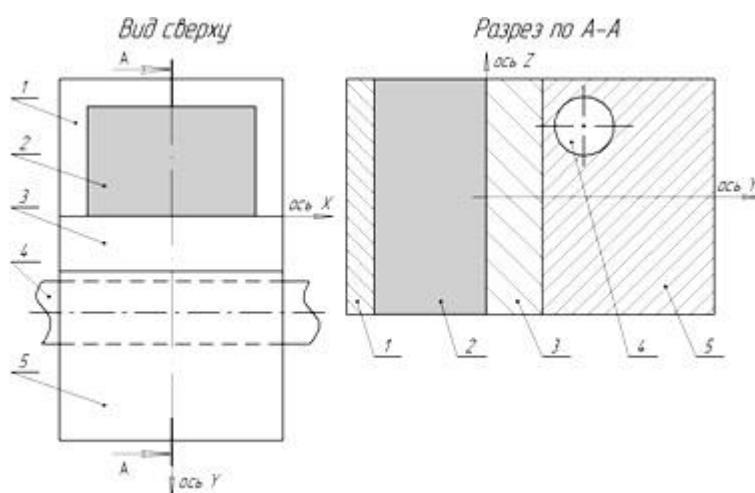


Рис. 2.2. Схема активной зоны с отражателем и замедлителем [39]:

1 – отражатель из Be; 2 – активная зона; 3 – отражатель из бериллия или графита, либо бериллия и графита; 4 – ГЭК – 4; 5 – замедлитель.

Активная зона состоит из двадцати ТВС и бериллиевой «ловушки» тепловых нейтронов [39]. С четырёх сторон активная зона 2 окружена отражателями 1 и 3. Рефлектор 1 выполнен из бериллия, 3 – либо из бериллия, либо из материала замедлителя. К 3 примыкает замедлитель 5. Высота (вдоль оси z) частей аппарата одна и та же – 60 см. В горизонтальном сечении толщина отражателя 1 равна 7 см, активная зона 2 имела размеры: 42 см (вдоль оси x) и 28 см (вдоль оси y). Толщина рефлектора 3 (вдоль оси y) – либо 7 см, либо 14 см.

Суммарная толщина отражателя 3 и замедлителя 5 (вдоль оси y) – 63 см, а ширина – 56 см (вдоль оси x). Все это окружено водой бассейна реактора. В вариантах расчёта через замедлитель проходил экспериментальный канал из стали 4 с толщиной стенки 2 мм. Внутренний диаметр канала был равен 150 мм. Ось канала была на расстоянии 12,5 см от наружной грани активной зоны. Рассматривались замедлители из бериллия, тяжёлой воды и графита. При расчётах в активной зоне учитывались конструкционные материалы и теплоноситель (вода).

На рис. 2.3. приведены распределения плотности потока тепловых нейтронов в зависимости от расстояния до активной зоны (вдоль оси y ; экспериментальный канал отсутствует). Рассчитывались значения средней плотности потока тепловых нейтронов по слоям информационной призмы, условно выделенного объёма, расположенного против центра оси канала. Толщина каждого слоя была равной 2,3 см. Общая толщина такой информационной призмы равна суммарной толщине отражателя и замедлителя (63 см), высота – 15 см, а её ширина равна ширине замедлителя (56 см).

Ось призмы, параллельная грани активной зоны, как и ось канала, находится на расстоянии 12,5 см от верха активной зоны. Точка '0' на оси y соответствует границе «активная зона 2 – отражатель 3 с замедлителем 5» (рис. 2.3). Для всех распределений материалом отражателя 1 (см. рис. 2.2) был бериллий. В качестве отражателя 3 и замедлителя 5 использовались следующие материалы: распределение С1 – графит – графит; распределение С2 – бериллий (7 см) – графит; распределение С3 – бериллий (14 см) – графит; распределение D₂O – тяжёлая вода – тяжёлая вода; распределение Ве – бериллий – бериллий.

Бериллий и тяжёлая вода предпочтительней других замедлителей для достижения максимальной плотности потока тепловых нейтронов в канале. Однако бериллий проще в эксплуатации и более доступен. Поэтому он был нами выбран в качестве отражателя 3 и замедлителя 5 (рис. 2.2).

При определении места расположения экспериментального канала необходимо руководствоваться следующими соображениями. Во-первых, желательно иметь максимально возможную плотность потока тепловых

нейтронов в нём. Поэтому чем ближе канал будет расположен к тепловыделяющим сборкам (ТВС), тем больше там будет поток тепловых нейтронов. Здесь бериллий и тяжёлая вода тоже предпочтительнее других замедлителей.

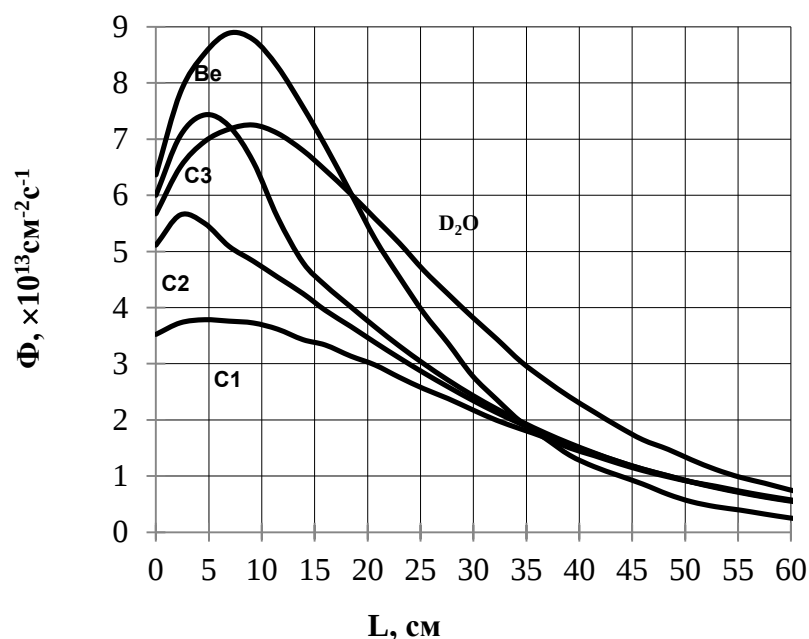


Рис. 2.3. Плотность потока тепловых нейтронов в различных замедлителях:
 Φ – плотность потока тепловых нейтронов, L – расстояние от среза активной зоны

Во-вторых, кроме тепловых нейтронов в спектре присутствуют и нейтроны больших энергий. Они разрушают кристаллическую решётку кремния, генерируя радиационные дефекты. Порог дефектообразования в нём составляет $18 \div 32$ эВ [38]. Этот процесс замечен при энергии нейтронов ≥ 1 кэВ. Чем ближе расположен канал к активной зоне, тем «жестче» спектр нейтронов и тем больше дефектообразование в кремнии.

В-третьих, важнейшим параметром качества легирования является равномерность распределения легирующей примеси по объёму слитка. Для достижения осевой равномерности легирования контейнеры с кремнием возвратно-поступательно перемещают по зоне облучения, а для радиальной – вращают вокруг оси канала [39]. В гомогенных отражателях и замедлителях из

бериллия, тяжёлой воды, графита или из их слоёв распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль оси y , перпендикулярной грани активной зоны, имеет максимум на некотором расстоянии от неё [36] (см. также рис. 2.3). Если этот максимум будет приходиться на канал реактора, то даже за счёт вращения радиальная неоднородность не устраняется. В этом случае необходимо увеличить толщину замедлителя между активной зоной и замедлителем.

По двум другим осям координат распределение плотности потока нейтронов носит косинусоидальный характер. Максимум в распределении по одной из них (ось z) по той же причине не должен приходиться на канал реактора. Распределение же нейтронов вдоль канала (оси x) влияет лишь на осевую однородность легирования. И при поступательном перемещении контейнера со слитками по каналу через всю зону облучения осевая равномерность легирования достигается при любом распределении нейтронов по каналу. Поэтому для определения зоны, где будут облучаться образцы слитков кремния, необходим расчёт спектра нейтронного поля и его распределения по экспериментальному каналу.

Вычисления были выполнены методом статистических испытаний (метод Монте-Карло), прямым моделированием нейтронных траекторий. Т.е. моделировался полёт нейтронов от точки рождения до их поглощения. Информация в виде суммы длин пробега частиц накапливалась в регистрационных зонах, заданных пользователем. Это могли быть кассеты с топливом, отражатель, замедлитель, экспериментальный образец и т.д.

К достоинствам программ прямого моделирования относится то, что учёт возмущения потока тепловых нейтронов на границе раздела двух сред кремний – отражатель происходит автоматически. Также автоматически в такой программе оценивается поглощение потока тепловых нейтронов в слитке кремния в зависимости от его радиуса [41-47].

Результаты расчётов поля нейтронов в экспериментальном канале приведены в таблице 2.3 (L – расстояние от стенки канала до активной зоны; $\varphi_{\text{ср}}$ – средняя плотность потока нейтронов на длине 164 см; $\delta_{\text{теп}}$ – доля тепловых

нейтронов в спектре; D – радиальное изменение плотности потока тепловых нейтронов на диаметре 14 см; Q – спектральный коэффициент – отношение плотности потока тепловых нейтронов к интегральной плотности потока нейтронов с энергией выше 3 МэВ). Из результатов было определено местоположение канала: $L = 15$ см (расстояние между осью канала и ТВС – 22,5 см).

Таблица 2.3.

Результаты расчётов поля тепловых нейтронов в горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-4.

L , см	$\varphi_{\text{ср}}$, $10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	δ , %	D , %	Q
2	3,87	28,3	3,59	8,15
4	4,53	35,6	4,09	17,1
6	4,72	41,4	2,26	31,4
8	4,84	48	3,45	52,5
10	5,00	55	2,66	97,9
12	4,82	60	1,10	156
14	4,66	66	1,56	245
16	4,29	72	1,54	426
18	4,11	76	2,19	599
20	3,78	81	2,03	879
22	3,45	84	2,63	1453
24	3,08	87	2,18	1622
26	2,74	90	3,09	3442

Исследование распределения потоков нейтронов в активной зоне реактора проводилось численным методом. Для его реализации была разработана полномасштабная модель аппарата в программе MCU5TRU [36]. Расчёты осуществлялись для активной зоны со свежим топливом. Их результаты приведены на рис. 2.3 и 2.4.

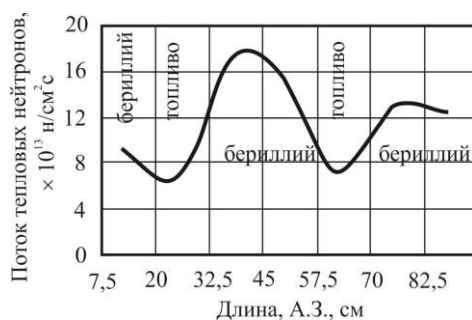


Рис. 2.3. Распределение потока тепловых нейтронов перпендикулярно оси канала ГЭК-4

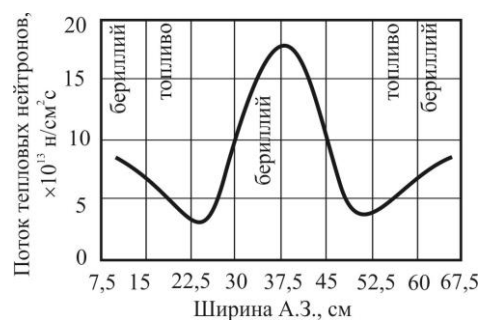


Рис. 2.4. Распределение потока тепловых нейтронов параллельно оси канала ГЭК-4

На действующем комплексе нейтронного легирования кремния [48] были получены следующие параметры нейтронного поля: доля тепловых нейтронов в спектре – 73%, спектральный коэффициент (отношение плотности потока тепловых нейтронов к интегральной плотности потока нейтронов с энергией выше 3 МэВ) – 106, эффективная температура тепловых нейтронов – 337 °К, максимальная плотность потока тепловых нейтронов в канале с облучателем – $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, средняя (по длине возвратно-поступательного перемещения контейнера) плотность потока тепловых нейтронов – $4,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, радиальная неравномерность флюенса нейтронов по радиусу при вращении контейнера – менее 1%.

В гомогенных замедлителях из бериллия, тяжёлой воды, графита распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль оси y , перпендикулярной грани активной зоны, имеет максимум на расстоянии $\sqrt{\tau}$ (τ – возраст тепловых нейтронов) от активной зоны реактора, а в обычной воде – на расстоянии, равном длине диффузии тепловых нейтронов [36]. Если этот максимум находится в канале реактора, то даже за счёт вращения не устраняется радиальная неоднородность облучения. Поэтому толщина замедлителя между активной зоной и каналом должна быть больше указанного расстояния в 1,2-1,4 раза. По двум другим осям координат распределение нейтронов (в первом приближении) косинусоидальное. Максимум в распределении по оси z по той же причине не должен приходиться на канал реактора, в котором проходит облучение. Распределение же нейтронов вдоль канала (оси x) влияет лишь на аксиальную равномерность облучения. Она может быть достигнута даже на контейнерах с образцами более длинными, чем линейные размеры активной зоны, если их перемещать через всю зону облучения с постоянной скоростью.

Программа учитывала влияние стенок канала из нержавеющей стали (толщина стенки 2 мм) на распределение поля тепловых нейтронов. Расчёты показали, что оптимальная толщина бериллия между ГЭК-4 и активной зоной должна составлять ($L = 14 \text{ см}$) (см. таблицу 2.4).

Таблица 2.4.

Интегральный спектр нейтронов при толщине бериллия ($L = 14$ см) между каналом и гранью активной зоны.

№ п/п	Энергия, эВ	Интегральный спектр нейтронов при $L = 14$ см
1	$1,0 \cdot 10^{-2}$	0
2	$5,0 \cdot 10^{-1}$	0,655
3	1,0	0,670
4	3,0	0,697
5	$1,0 \cdot 10^1$	0,725
6	$3,0 \cdot 10^1$	0,751
7	$1,0 \cdot 10^2$	0,780
8	$2,0 \cdot 10^2$	0,796
9	$5,0 \cdot 10^2$	0,817
10	$1,0 \cdot 10^3$	0,834
11	$2,0 \cdot 10^3$	0,849
12	$5,0 \cdot 10^3$	0,869
13	$1,0 \cdot 10^4$	0,884
14	$2,0 \cdot 10^4$	0,897
15	$4,0 \cdot 10^4$	0,910
16	$6,0 \cdot 10^4$	0,918
17	$1,0 \cdot 10^5$	0,928
18	$2,0 \cdot 10^5$	0,942
19	$3,0 \cdot 10^5$	0,951
20	$4,0 \cdot 10^5$	0,957
21	$5,0 \cdot 10^5$	0,962
22	$6,0 \cdot 10^5$	0,966
23	$8,0 \cdot 10^5$	0,971
24	$1,0 \cdot 10^6$	0,976
25	$1,2 \cdot 10^6$	0,980
26	$1,4 \cdot 10^6$	0,982
27	$1,7 \cdot 10^6$	0,989
28	$2,0 \cdot 10^6$	0,993
29	$2,3 \cdot 10^6$	0,995
30	$2,6 \cdot 10^6$	0,997
31	$3,0 \cdot 10^6$	0,997
32	$3,5 \cdot 10^6$	0,998
33	$4,0 \cdot 10^6$	0,998
34	$4,5 \cdot 10^6$	0,999
35	$5,0 \cdot 10^6$	0,999
36	$5,5 \cdot 10^6$	1,000
37	$6,0 \cdot 10^6$	1,000
38	$6,5 \cdot 10^6$	1,000
39	$7,0 \cdot 10^6$	1,000
40	$7,5 \cdot 10^6$	1,000
41	$8,0 \cdot 10^6$	1,000
42	$8,5 \cdot 10^6$	1,000
43	$9,0 \cdot 10^6$	1,000
44	$10,0 \cdot 10^6$	1,000

Отсюда видно, что при такой компоновке бериллия в канале будет достаточно мягкий спектр, что приемлемо для целей нейтронного легирования кремния.

На рис. 2.5 показан интегральный спектр нейтронов в ГЭК-4 при ($L = 14$ см). Результаты расчётов приведены в таблице 2.5.

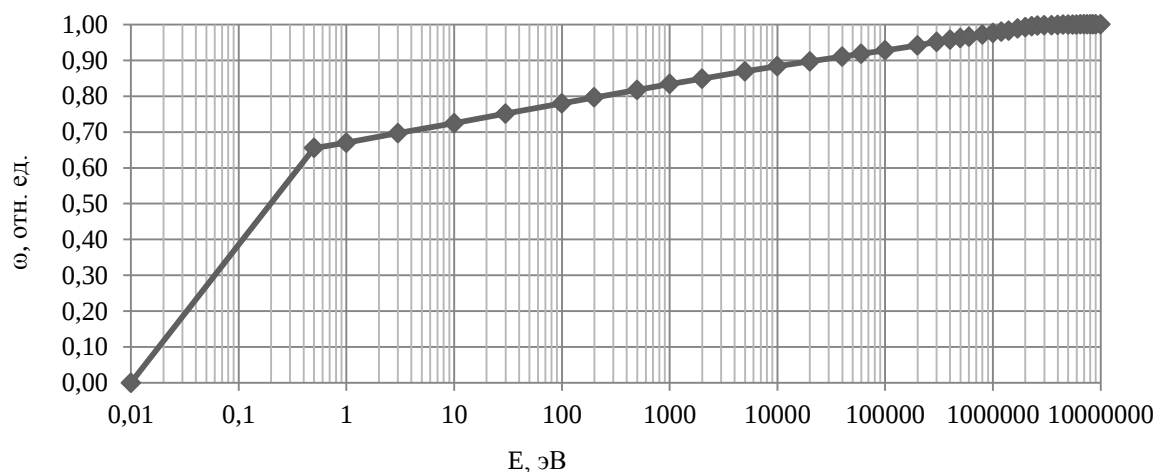


Рис. 2.5. Интегральный спектр в ГЭК-4 ($L = 14$ см):

E – энергия нейтрона, ω – вероятность нейтрона оказаться в заданном интервале энергий.

Таблица 2.5.

Результаты расчётов поля тепловых нейтронов в экспериментальном канале ГЭК-4 при ($L = 14$ см)

L , см	$F_{\text{ср}}, 10^{12} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	$F_{\text{теп}}, \%$	$D, \%$	Q
14	4,66	66	1,56	245

Здесь L – расстояние от канала до активной зоны 14 см; $F_{\text{ср}}$ – средняя плотность нейтронов на длине 180 см; $F_{\text{теп}}$ – доля тепловых нейтронов в спектре; D – радиальное изменение флюенса тепловых нейтронов на диаметре 14 см; Q – спектральный коэффициент – отношение плотности потока тепловых нейтронов к интегральной плотности потока нейтронов с энергией выше 3 МэВ.

Результаты, приведённые выше, подтвердили правильность полученных ранее данных для одноконтainerной схемы. Они будут использоваться при

формировании оптимизированной зоны облучения для двухконтейнерного варианта в технологии НТЛ. В итоге мы выбрали параметры, при которых в канале имеет место наибольшая доля тепловых нейтронов и высокое значение средней плотности потока при минимальном радиальном разбросе легирующей добавки по радиусу слитка. Это позволит создать такую зону, в которой можно получать кремний, не уступающий по качеству мировым стандартам.

В следующем разделе для проверки правильности наших расчётов будут проведены экспериментальные исследования нейтронного поля в ГЭК-4.

2.3. Экспериментальное определение параметров нейтронного поля канала ГЭК-4

В предыдущем разделе мы нашли нейтронно-физические характеристики канала ГЭК-4 численными методами. Для проверки полученных результатов необходимо провести эксперименты на реальном аппарате на мощности. Для этого воспользуемся методами нейтронно-активационного анализа.

В них для определения абсолютного значения плотности потока тепловых нейтронов используется метод кадмиевой разности. Его суть заключается в том, что облучают детектор, в данном случае из сплава золота и алюминия, с известным числом ядер в кадмиевом чехле и без него. Первый из них поглощает нейтроны всего спектра, а второй – только те, которые находятся выше кадмиевой границы. Затем измеряют наведённую активность того и другого, в результате после пересчёта можно получить значение плотности потока тепловых нейтронов.

Для измерений относительного распределения плотности потока нейтронов используют протяжённые детекторы, например медную проволоку, как делается в данной работе. Медь облучают нейтронами, затем измеряют наведённую активность, которая прямо пропорциональна плотности потока нейтронов.

В этой работе необходимо подобрать такие условия облучения, чтобы можно было бы одновременно обрабатывать не один контейнер, а два. При проведении НТЛ для двух контейнеров при их возвратно-поступательном

перемещении необходимо, чтобы крайний из них полностью выходил за пределы зоны облучения.

Таким образом, задачей данного раздела является экспериментальное нахождение центра зоны облучения и параметров плотности потока тепловых нейтронов.

Для измерений нейтронного поля в ГЭК-4 использовался метод активационных детекторов. Распределение плотности потока тепловых нейтронов определялось с помощью методики относительных измерений. В качестве активационных детекторов использовались медные фольги и проволока, которые закреплялись на специальном устройстве и с помощью штанги подавались в канал реактора. Специально разработанная компьютерная программа для управления приводами позволяла устанавливать устройство в канале реактора с очень высокой точностью.

Требования, предъявляемые к активационным детекторам: компактность, достаточный период полураспада, хорошее сечение активации.

Схема геометрии измерения распределения потока тепловых нейтронов показана на рисунке 2.6.

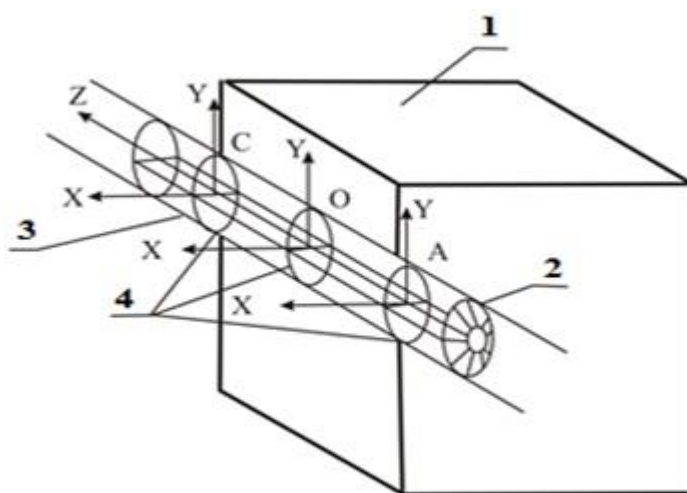


Рис. 2.6. Схема геометрии измерения распределения потока тепловых нейтронов в плоскостях A , O , C , перпендикулярных оси канала:

1 – активная зона, 2 – канал ГЭК-4, 3 – измерительное устройство, 4 – диски с закреплёнными активационными детекторами

Облучение активационных детекторов проводилось на мощности реактора 100 кВт в течение 30 минут. Затем результат приводился к мощности 6 МВт. После выдержки в течение 72 часов для распада короткоживущих изотопов из облучённой фольги и проволоки вырезали интересующие участки, взвешивали их и измеряли наведённую активность. Измерения активности проводили на спектрометрической установке в одной и той же геометрии. При этом погрешности относительных измерений не превышали 3%.

В результате измерений активности неподвижной медной проволоки было получено относительное распределение плотности потока нейтронов вдоль оси канала (рис.2.7).

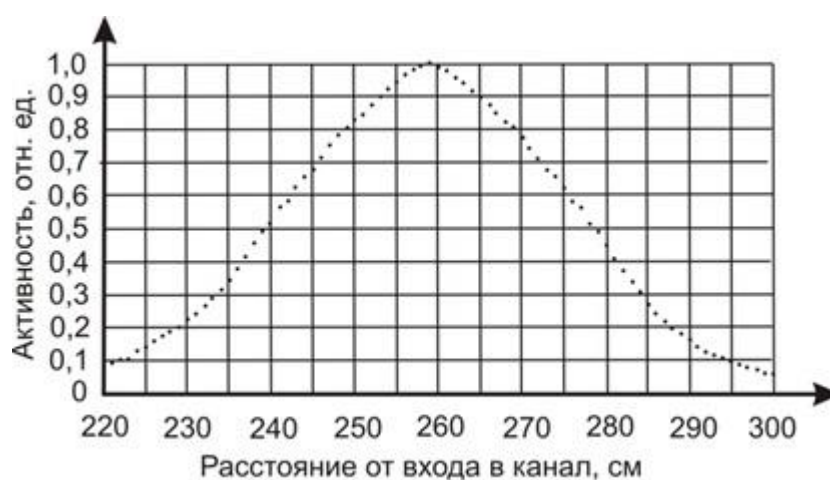


Рис. 2.7. Распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль ГЭК-4

Таким образом, мы определили длину зоны облучения, которая составила 80 см с центром симметрии относительно входа в канал на расстоянии 258 см от края шибера.

Интегральный (рис. 2.8) и дифференциальный спектры нейтронов в канале ГЭК-4 приведены в таблице 2.6 (они нормировались на единицу в диапазоне энергии нейтронов 0-10 МэВ). При этом доля тепловых нейтронов составила 0,73. При мощности реактора 6 МВт средняя плотность потока тепловых нейтронов по зоне облучения кремния равна $4,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (использовался метод кадмиевой разности, детекторы облучались в режиме возвратно-поступательного движения), а максимальная плотность потока тепловых нейтронов в канале составляет

$1,56 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (детекторы располагались против центра зоны облучения). Эффективная температура тепловых нейтронов – 337 К. Спектральный коэффициент (отношение плотности потока тепловых нейтронов к интегральной плотности потока нейтронов с энергией выше 3 МэВ) равен 106.

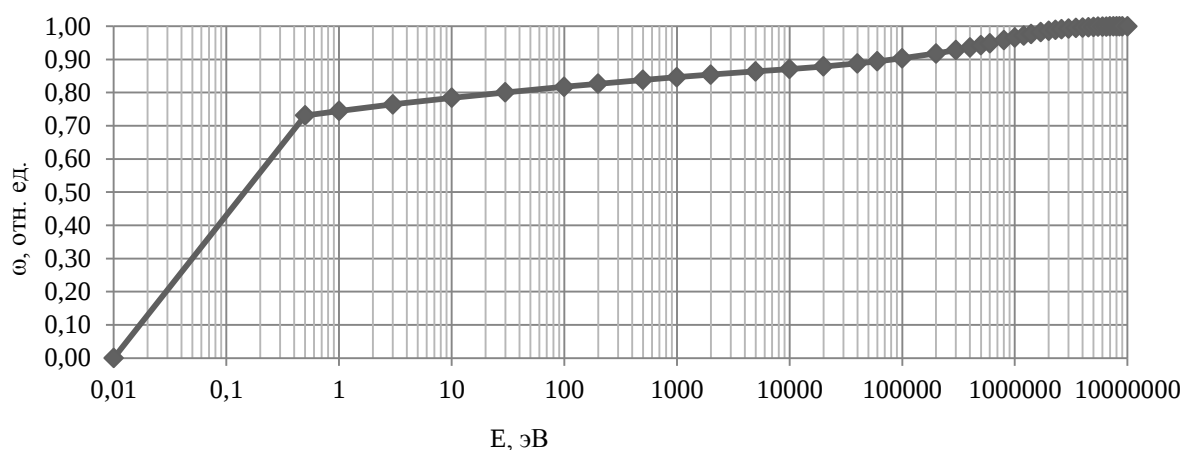


Рис. 2.8. Интегральный спектр нейтронов в ГЭК-4 (эксперимент):

E – энергия нейтрона, ω – вероятность нейтрона оказаться в заданном интервале энергий.

Таблица 2.6.

Спектры нейтронов в ГЭК-4.

№ п/п	Энергия, эВ	Интегральный спектр	Погрешность, %	Дифференциальный спектр	Погрешность, %
1	$1,0 \cdot 10^{-2}$	0	15	0	15
2	$5,0 \cdot 10^{-1}$	0,7310	15	0,7310	15
3	1,0	0,7446	15	0,0136	15
4	3,0	0,7644	15	0,0198	15
5	$1,0 \cdot 10^1$	0,7842	15	0,0198	15
6	$3,0 \cdot 10^1$	0,8009	15	0,0167	15
7	$1,0 \cdot 10^2$	0,8177	15	0,0168	18
8	$2,0 \cdot 10^2$	0,8268	18	0,0091	22
9	$5,0 \cdot 10^2$	0,8385	22	0,0117	25
10	$1,0 \cdot 10^3$	0,8467	25	0,0082	27
11	$2,0 \cdot 10^3$	0,8543	27	0,0076	28
12	$5,0 \cdot 10^3$	0,8638	28	0,0095	30
13	$1,0 \cdot 10^4$	0,8710	30	0,0072	30
14	$2,0 \cdot 10^4$	0,8790	30	0,0080	30
15	$4,0 \cdot 10^4$	0,8881	30	0,0091	30
16	$6,0 \cdot 10^4$	0,8943	30	0,0062	30

17	$1,0 \cdot 10^5$	0,9035	30	0,0092	30
18	$2,0 \cdot 10^5$	0,9182	30	0,0147	30
19	$3,0 \cdot 10^5$	0,9280	30	0,0098	30
20	$4,0 \cdot 10^5$	0,9358	30	0,0078	30
21	$5,0 \cdot 10^5$	0,9425	30	0,0068	27
22	$6,0 \cdot 10^5$	0,9484	27	0,0059	27
23	$8,0 \cdot 10^5$	0,9582	23	0,0098	23
24	$1,0 \cdot 10^6$	0,9659	20	0,0077	20
25	$1,2 \cdot 10^6$	0,9719	20	0,0061	20
26	$1,4 \cdot 10^6$	0,9768	20	0,0048	20
27	$1,7 \cdot 10^6$	0,9823	19	0,0055	19
28	$2,0 \cdot 10^6$	0,9862	19	0,0040	19
29	$2,3 \cdot 10^6$	0,9891	18	0,0028	18
30	$2,6 \cdot 10^6$	0,9911	18	0,0021	18
31	$3,0 \cdot 10^6$	0,9931	18	0,0020	18
32	$3,5 \cdot 10^6$	0,9949	17	0,0018	17
33	$4,0 \cdot 10^6$	0,9962	16	0,0013	16
34	$4,5 \cdot 10^6$	0,9972	16	0,0010	16
35	$5,0 \cdot 10^6$	0,9979	15	0,0007	15
36	$5,5 \cdot 10^6$	0,9985	17	0,0006	17
37	$6,0 \cdot 10^6$	0,9989	18	0,0004	18
38	$6,5 \cdot 10^6$	0,9992	20	0,0003	20
39	$7,0 \cdot 10^6$	0,9994	21	0,0002	21
40	$7,5 \cdot 10^6$	0,9996	23	0,0002	23
41	$8,0 \cdot 10^6$	0,9997	24	0,0001	24
42	$8,5 \cdot 10^6$	0,9998	26	0,0001	26
43	$9,0 \cdot 10^6$	0,9999	27	0,0001	27
44	$10,0 \cdot 10^6$	1,0000	30	0,0001	30

Результаты исследований, приведённые выше, были положены в основу создания первой в России установки для НТЛ слитков кремния диаметром до 5 дюймов и длиной до 70 см, обеспечивающей мировой уровень качества.

Проведённые расчёты показали, что оптимальными материалами для замедлителя с целью получения максимального потока тепловых нейтронов являются тяжёлая вода и бериллий. На реакторе ИРТ-Т в качестве замедлителя и отражателя был выбран бериллий, который более доступен.

Кроме того, численные расчёты спектров нейтронов и распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль оси канала хорошо согласуются с

данными, полученными из эксперимента, что необходимо учитывать при создании канала для технологии НТЛ.

Известно, что перспективным направлением создания установок для НТЛ является использование динамических режимов, при которых слитки кремния в процессе облучения могут участвовать в каком-либо движении. В этом случае однородность легирования зависит от пространственного распределения нейтронного поля и от параметров движения образца. Варьируя ими, в принципе, можно найти такие условия облучения, при которых распределение легирующей примеси по объёму облучаемых слитков кремния будет однородным.

В следующей главе будет рассмотрен вопрос создания алгоритмов движения слитков по зоне облучения, позволяющих повысить производительность установки.

ГЛАВА III. Создание алгоритмов движения слитков по зоне облучения

Глава посвящена разработке алгоритмов движения слитков кремния по зоне облучения. В частности, рассмотрен вопрос об увеличении производительности установки путём применимости одноконтейнерной схемы движения для двухконтейнерного варианта облучения.

3.1. Формирование зоны облучения

Основным элементом в технологии НТЛ кремния является процесс его облучения тепловыми нейтронами. В результате радиационного захвата нейтронов изотопом ^{30}Si в слитке идёт образование и накопление легирующей примеси (фосфора):



Ядро ^{31}P является стабильным.

Реакция протекает в основном на тепловых нейтронах и имеет сечение σ_c ($E_0=0,0252 \text{ эв}$) = 0,107 бн [50]. С ростом энергии нейтрона сечение спадает пропорционально $\sigma_c(E) \sim E^{-0,5}$.

Резонансные уровни этой реакции расположены в более высокоэнергетичных областях ($E_{рез}=20 \div 100 \text{ кэВ}$ $\sigma_{рез}=0,01 \text{ бн}$ [50]), и их вклад в образование примеси несущественен.

При облучении нейтронами в кремнии идёт образование легирующей примеси и трансформируется кристаллическая структура образца, что приводит к изменению электрофизических параметров (тип проводимости, удельная электрическое сопротивление (у.э.с.), время жизни неосновных носителей заряда τ , подвижность электронов μ_n и дырок μ_p). Эти параметры, как правило, зависят от состояния кристаллической структуры полупроводника и состава примесей, присутствующих в нём.

В настоящее время нет альтернативных источников тепловых нейтронов при производстве легированного кремния, сопоставимых по мощности с ядерными реакторами. Поэтому задача создания технологии НТЛ связана созданием оптимальных условий облучения слитков.

Технология НТЛ ориентирована на получение полупроводникового кремния с высокой объёмной однородностью и точностью легирования. Не менее важной характеристикой НТЛ кремния является степень совершенства кристаллической структуры, которая ухудшается в результате образования радиационных нарушений.

Постановке технологии предшествует изучение характеристик основных процессов, происходящих в кремнии при воздействии нейтронов. Условия облучения должны быть близки к оптимальным.

При проектировании установок НТЛ на ядерных реакторах особое внимание уделяют следующим процессам:

- реакции образования фосфора (3.1);
- образованию радиационных дефектов в кремнии;
- радиационному разогреву образца во время облучения;
- наведённой активности обработанных образцов.

Наведённая активность кремния не влияет на его электрофизические параметры, но важна при дальнейшей работе с ним. При облучении образцов всегда необходимо оценить ожидаемую мощность дозы и принять меры к её снижению.

Активность слитка складывается из наведённой в самом кремнии-31 ($T_{1/2} = 2,62$ час) и примесей. После 2÷3 суток выдержки она спадает практически до нуля.

Активация примесей зависит от их элементного состава. Наиболее опасны элементы с большим периодом полураспада (Co, Fe, Sb, S).

В настоящее время разработаны способы получения кремния высокой чистоты, достаточной для того, чтобы активность примесей была незначительной. Защита кремния от поверхностного загрязнения и дезактивация в большинстве

случаев сводят активность образцов практически до нуля после 3÷4 суток выдержки [51, 52]. Поэтому можно утверждать, что проблема радиоактивности НТЛ кремния практически решена.

Концентрация легирующей примеси распределена по объёму образца прямо пропорционально распределению флюенса тепловых нейтронов после облучения в течение времени t_0 [53]:

$$N_{^{31}\text{P}}(x,y,z) = N_{^{30}\text{Si}} \sigma_c \int_0^{t_0} \varphi_{mn}(x,y,z,t) dt, \quad (3.2)$$

где x, y, z – оси лабораторной системы координат, связанной с активной зоной реактора; $N_{^{31}\text{P}}$ – концентрация фосфора [см^{-3}]; $N_{^{30}\text{Si}}$ – концентрация ядер кремния-30 в природном кремнии [см^{-3}]; σ_c – микроскопическое сечение реакции радиационного захвата теплового нейтрона кремнием-30 [см^2]; t – текущее время [с]; φ_{mn} – плотность потока тепловых нейтронов [$\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$].

Величина

$$\int_0^{t_0} \varphi_{mn}(x,y,z,t) dt = \Phi_{mn}(x,y,z,t_0) \quad (3.3)$$

называется флюенсом тепловых нейтронов [см^{-2}]. Однородность легирования будет определяться распределением флюенса тепловых нейтронов в объёме облучённого образца. Из формулы (3.2) следует тривиальный случай равномерного легирования – создание однородного распределения поля тепловых нейтронов в объёме облучаемого образца.

Чем точнее контролируется плотность потока тепловых нейтронов в зоне облучения, тем лучше будет точность легирования.

Если поле тепловых нейтронов не изменяется во времени и пространственное изменение плотности потока незначительно, то набор заданных значений флюенса тепловых нейтронов можно осуществить с помощью стандартного оборудования реактора.

Выражение (3.2) не учитывает вклад надтепловых нейтронов в концентрацию образующейся примеси.

Сечение реакции (3.2) быстро спадает с ростом энергии, но для надтепловых нейтронов все же отлично от нуля. Их вклад в образование легирующей примеси будет определяться соотношением плотности потоков надтепловых и тепловых нейтронов и может достигать нескольких процентов.

Учесть надтепловую составляющую можно, введя поправку в сечение реакции на тепловых нейтронах при условии стационарного спектра (при постоянстве соотношения количества надтепловых и тепловых нейтронов).

Но флюенс этих нейтронов необходимо контролировать в нестационарных спектрах, иначе возникнет ошибка в точности легирования.

Отсюда, можно сформулировать «идеальные» для однородности и точности легирования условия облучения образцов кремния на ядерном реакторе: в однородном стационарном, хорошо термализованном нейтронном поле, обладающим большой пространственной протяжённостью.

Но создание таких условий является нетривиальной задачей.

В большинстве ядерных установок однородные поля тепловых нейтронов существуют только в ограниченных объёмах. И чем выше требования к однородности, тем меньше этот объём [54, 55].

В настоящее время перед разработчиками технологии НТЛ стоит задача обеспечить однородность легирования слитков кремния диаметром 80,105,135 и до 200 мм и длиной до 700 мм с однородностью не хуже $2\div 3\%$.

У большинства реакторов режимы работы позволяют считать стабильность поля тепловых нейтронов и их спектра только в определённых пределах. Создание же специальных тепловых колонн с постоянным термализованным полем и неизменным спектром нейтронов является дорогим и сложным мероприятием, которое приводит к значительному удорожанию технологии.

Одним из основных путей развития метода НТЛ на ядерных реакторах является поиск менее жёстких условий облучения без потери качества кремния.

Во время облучения он подвергается воздействию быстрых нейтронов, которые увеличивают его у.э.с., чем маскируют результат легирования. За счёт гамма-излучения происходит радиационный разогрев материала. В случае

значительного роста температуры кристалл может быть разрушен за счет термической закалки дефектов (т.е. последующий отжиг дефектов не даст никакого результата). Поэтому эти процессы требуют более детального изучения.

Нейтроны и γ -кванты являются первичными источниками радиационных дефектов в кремнии, облучаемом в реакторе. Взаимодействуя с атомами химических примесей и структурными нарушениями, радиационные дефекты образуют комплексы. Вероятность их возникновения в результате непосредственного взаимодействия γ -квантов с образцом очень мала. Основную роль в создании дефектов в кристалле играет действие на кристалл быстрых электронов, возникающих при фотоэффекте и Комптоновском рассеянии, а также при рождении электрон-позитронных пар, возникающих при достаточно высоких энергиях налетающих частиц. Пороговая энергия образования точечных дефектов лежит в интервале 15-30 эВ.

Их сложный характер образования объясняется тем, что в кремнии могут присутствовать неконтролируемые примеси (углерод, кислород и др.).

Большинство типов радиационных дефектов термостабильны в широком диапазоне температур проявляют себя в кремнии следующим образом:

- а) как центры рекомбинации, снижая время жизни неосновных носителей заряда τ ;
- б) как центры захвата, снижая концентрацию основных носителей;
- в) как центры рассеяния, уменьшая подвижность носителей [56].

В работе [5] отмечается, что время жизни неосновных носителей заряда является параметром, наиболее чувствительным к радиационным нарушениям. При высокотемпературном отжиге достаточно легко восстанавливаются подвижность и концентрация основных носителей, но время их жизни – лишь в незначительных пределах. Таким образом, время жизни является важным качественным показателем, особенно для тех устройств, где оно играет главную роль (например, в производстве датчиков ИК-излучения).

В образце под действием гамма-квантов происходит смещение атомов и образование дефектов типа пар Френкеля. Их концентрация зависит от энергии флюенса быстрых нейтронов.

Спектр фотонов ядерного реактора хорошо известен и, как правило, неизменен во времени [57]. В технологиях НТЛ для защиты от них используется удаление от источника и защитные экраны с большим Z .

Кроме указанных дефектов, под действием нейтронов могут образовываться разупорядоченные области.

Тепловые нейтроны не производят радиационных дефектов, но инициируют их во втором поколении (ядра отдачи при излучении β -частиц и мгновенных γ -квантов, которые определяются заданной концентрацией ядер фосфора-31).

Самыми опасными их источниками являются быстрые нейтроны, обладающие энергией в интервале выше 0,1-4 МэВ [2,33,48, 58].

Основной механизм передачи энергии от быстрого нейтрона ядру кремния – упругое соударение [38]. Немонотонный характер зависимости количества радиационных нарушений от энергии налетающих нейтральных частиц объясняется в работе [33]. Для уменьшения числа дефектов, вызванных быстрыми нейтронами, необходимо уменьшать флюенс последних.

Он будет зависеть от соотношения плотности потоков тепловых к быстрым нейтронам в зоне облучения $\varphi_{th}/\varphi_{01}$. Чем больше это соотношение, тем «мягче» спектр, тем меньше нарушений будет вызвано быстрыми нейтронами.

Авторы [58] пришли к выводу о том, что пока это соотношение не приблизится к 1000, быстрые нейтроны будут играть доминирующую роль в формировании радиационных дефектов.

В некоторых работах «жесткость» спектра оценивается по кадмиевому отношению R_{Cd} , измеренному по активационным детекторам из золота, кобальта и меди. Оно представляет собой отношение плотности потоков нейтронов всего спектра к плотности потока нейтронов с энергией выше 0,5 эВ. Тем не менее

такие оценки менее предпочтительны, хотя их измерить гораздо проще, чем измерить поток тепловых и быстрых нейтронов.

При защите легируемых образцов от быстрых нейтронов важно создать в зоне облучения более «мягкий» спектр нейтронов. Отношение $\varphi_{\text{тн}}/\varphi_{01}$ (φ_{01} – плотность потока нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ) может служить мерой «жёсткости» спектра нейтронов.

Активная зона ядерного реактора является источником быстрых нейтронов. Средняя энергия нейтронов спектра деления – 2 МэВ [60]. Самый «жёсткий» спектр они будут иметь вблизи источников деления. При столкновении с ядрами вещества быстрые нейтроны теряют энергию и замедляются до тепловых. В реакторной технике известны эффективные замедлители [61]. Используя их, можно формировать в зоне облучения более «мягкие» спектры. Процесс замедления быстрых нейтронов всегда сопровождается поглощением тепловых. Можно создать сильно термализованный спектр, т.е. нейтроны находятся в тепловом равновесии с ядрами замедлителя, но при этом уменьшается абсолютное значение плотности потока, что приведёт к уменьшению производительности легирования.

Задача состоит в создании мягкого спектра с высоким значением плотности потока тепловых нейтронов. Его определение является целью нахождения оптимальных условий для нейтронного легирования. Данный вопрос обсуждался в предыдущей главе.

При проектировании установки необходимо также учитывать радиационный разогрев образца, который происходит за счёт энергии, выделяемой излучением. Если не принять меры по охлаждению, то его температура при облучении в "сухом" канале ядерного реактора может достигать $300 \div 600$ °С. В совокупности с процессами образования радиационных дефектов и комплексообразования это может приводить к термической закалке дефектов. Другими словами они могут перейти в структуру кристаллической решётки, и дальнейшая термообработка будет не способна вернуть их на место [37].

Чтобы этого явления не произошло, необходимо снизить температуру до минимально возможной [62]. Тем не менее нет никаких чётких температурных границ, так как эти процессы достаточно сложны и зависят также от спектра нейтронов, состояния исходного материала. Из опубликованных данных [13, 22, 24, 30] следует, что приемлемой является температура образцов $60\div 80^{\circ}\text{C}$. Это соответствует температуре воды бака реактора.

Облучение кремния тепловыми нейтронами и короткий период полураспада – всего 2,62 ч в результате одной ядерной реакции имеют решающее значение в отношении использования НТЛ кремния в промышленном масштабе.

Таким образом, целью проектирования зоны облучения является снижение флюенса быстрых нейтронов, плотности потока γ -квантов и температуры во избежание повреждения слитков во время облучения за счет образования дефектов внутри них и термической закалки последних.

3.2. Параметры нейтронного поля, требуемые для достижения однородности облучения

Принципиально важным требованием технологии ядерного легирования является высокая однородность пространственного распределения легирующей примеси в слитке.

Для этого используют статический и динамический режимы облучения. В первом случае образцы неподвижны во время облучения, но могут вращаться вокруг своей оси. Во втором контейнеры перемещаются по каналу реактора и одновременно вращаются [62-68].

При первом из режимов аксиальная равномерность будет определяться однородностью поля нейтронов по объёму контейнера. Для её достижения требуются участки реакторного пространства с постоянной плотностью потока нейтронов. Она определяется геометрическими и конструктивными особенностями аппарата. С увеличением объёма контейнера с образцами становится все труднее найти участки с однородным распределением плотности

потока нейтронов. Для этого необходимы ядерные реакторы с крупными активными зонами либо с достаточными объёмами замедлителей, обладающих большой длиной диффузии (графит, тяжёлая вода). В России это РБМК [67], за рубежом – тяжеловодные аппараты и реакторы, имеющие тепловые колонны из графита. Например, на реакторах РБМК, имеющих активную зону диаметром 11 м и высотой 7 м, можно найти участок длиной 1 м, в котором неравномерность плотности потока тепловых нейтронов составляет около 3%. При сокращении её размеров уменьшается длина участка с однородным полем. У большинства исследовательских ядерных установок размеры активных зон менее 1 м [33], поэтому равномерные участки невелики.

В ряде работ, например в [68, 69], описаны усовершенствованные способы статического облучения. В них для повышения однородности поля нейтронов применяют сглаживающие экраны из борированной стали. Принцип их действия основан на том, что они содержат какой-либо материал хорошо поглощающий тепловые нейтроны. Профиль экрана подбирается таким образом, чтобы пространственное распределение плотности потока нейтронов по зоне облучения вытянуть в прямую линию. Если исходный профиль на участке длиной 500 мм имел отклонение плотности потоков на краях от максимального на уровне $8 \div 12\%$, то сглаженный – $2 \div 3\%$. Однако такой способ ведёт к снижению абсолютного значения плотности потока нейтронов в зоне облучения и снижению производительности легирования.

Можно несколько повысить аксиальную однородность поля. В работе [69] контейнеры с образцами облучались до набора половины заданного флюенса нейтронов, затем осуществлялся инверсный поворот (торцы меняли местами), и контейнеры дооблучались до полного набора флюенса. Лучшая аксиальная однородность облучения была достигнута на участке длиной 250 мм, где исходный профиль был линейной функцией вдоль оси слитка. При этом неоднородность облучения не превышала 1%. В центральной зоне длиной 250 мм она составляла 5%. Авторы отмечают, что реализация возможностей любого

способа зависит от точности, с которой определяется половина набора флюенса нейтронов.

Как отмечалось выше, большинство исследовательских реакторов имеют малые размеры активной зоны [33] и, как правило, нестационарные режимы работы. Поэтому на них при статическом режиме облучения невозможно достичь высокой равномерности для протяжённых (до 500 мм и более) контейнеров с образцами большого диаметра (100 мм и более). Варьируя параметрами движения, в принципе можно добиться равномерного облучения образцов. Например, при любом распределении нейтронного поля по длине канала в рабочей зоне за счёт поступательного перемещения контейнера с образцами любой длины достигается его аксиальная однородность. Для этого необходимо, во-первых, чтобы нейтронное поле не менялось во времени, во-вторых, чтобы контейнер перемещался по рабочему участку с постоянной скоростью. Если эти условия не выполняются, то достичь аксиальной равномерности проблематично. Радиальная неоднородность во многих случаях устраняется (но не всегда) вращением контейнера вокруг своей оси. Поэтому необходимы дополнительные исследования влияния нейтронного поля на неравномерность легирования по радиусу слитка и поиск соответствующих режимов работы.

Таким образом, можно обеспечить однородность облучения контейнеров, размеры которых сопоставимы с размерами активной зоны реактора, лишь при использовании динамических режимов. При этом равномерность будет определяться как пространственно-временным распределением нейтронного поля, так и законом движения контейнера. В связи с этим необходимо установить основные факторы, влияющие на неё, и найти критерии формирования нейтронного поля для однородного облучения протяжённых контейнеров большого диаметра.

Рассмотрим каким параметрам должно удовлетворять нейтронное поле чтобы его можно было бы использовать для обработки протяженных образцов.

Пусть будет задана постоянная во времени плотность потока $f(x,y,z)$ в системе координат, которая неподвижна относительно зоны облучения. Тогда при

любом законе движения контейнера по этой зоне с помощью соответствующих преобразований можно перейти от распределения плотности потока по ней к её распределению $\varphi(X,Y,Z)$ по объёму контейнера с образцами, где X,Y,Z – система координат, относительно которой слиток неподвижен. Отсюда вытекают две возможности для достижения данной цели. Первая – это для заданного распределения $f(x,y,z)$ находится такое преобразование, при котором интегральный поток не зависел бы от X,Y,Z по объёму контейнера. Может оказаться, что такого закона движения либо не существует, либо он будет слишком сложным для технической реализации. Поэтому есть смысл решать обратную задачу, то есть задаться каким-либо простым законом движения контейнеров и попытаться найти такое распределение потока нейтронов по зоне облучения $f(x,y,z)$, чтобы интегральный поток:

$$\Phi(X,Y,Z,t_0) = \int_0^{t_0} \varphi(X,Y,Z,t) dt \quad (3.4)$$

не зависел от координат X,Y,Z . После этого задача сведётся к формированию зоны облучения с нужным распределением $f(x,y,z)$.

Одним из самых простых, технически осуществимых законов движения контейнера по каналу облучения является его равномерное перемещение вдоль канала с одновременным вращением. В этом случае любая точка в объёме контейнера вращается с постоянной угловой скоростью ω вокруг неподвижной оси (z) и одновременно перемещается поступательно с постоянной скоростью v вдоль этой оси, т.е. движется по винтовой линии. Параметрические уравнения этой линии:

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \omega t \\ y &= \rho \sin \omega t \\ z &= vt \end{aligned} \right\}, \quad (3.5)$$

или

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \varphi \\ y &= \rho \sin \varphi \\ z &= (v/\omega)t \end{aligned} \right\}, \quad (3.6)$$

где ρ есть расстояние от этой точки до оси вращения контейнера (до оси z). Однако за счёт вращения высокая радиальная однородность облучения достигается не всегда, а лишь при некоторых распределениях плотности потока нейтронов в канале реактора.

3.3. Критерии формирования нейтронного поля при вращении контейнера

Рассмотрим условия, которые накладываются на распределение плотности потока нейтронов по зоне облучения $f(x,y,z)$ для устранения радиальной неравномерности облучения контейнера с пробами при его вращении вокруг своей оси. Пусть при этом он не перемещается вдоль оси канала (оси z). Его вращение удобно описывать в цилиндрических координатах. Введём две цилиндрические системы координат: одна из них (ρ, θ, z) неподвижна относительно зоны облучения, вторая (ρ, θ, Z, t) неподвижна относительно контейнера. Соответствующие преобразования координат будут следующими:

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \theta, \\ y &= \rho \sin \theta, \\ z &= z. \end{aligned} \right\}, \quad (3.7)$$

$$\left. \begin{aligned} X &= \rho \cos(\theta + \omega t), \\ Y &= \rho \sin(\theta + \omega t), \\ Z &= Z, \end{aligned} \right\}, \quad (3.8)$$

где ω – постоянная угловая скорость вращения контейнера (ось Z совпадает с осью вращения). Следовательно, любой элементарный объём контейнера с координатами X, Y, Z будет облучаться меняющимся во времени потоком:

$$\varphi_Z(\rho, t) = \varphi_Z(\rho \cos(\theta + \omega t), \rho \sin(\theta + \omega t)). \quad (3.9)$$

В выражении (3.9) $\rho \cos(\theta + \omega t)$ и $\rho \sin(\theta + \omega t)$ есть аргументы функции φ_Z ,

в которой X и Y заменены преобразованием (3.8). Очевидно, что $\varphi_Z(\rho, t)$ есть периодическая функция относительно t с периодом $T = 2\pi/\omega$. Тогда при времени облучения t_0 интегральный поток относительно ρ будет иметь следующее распределение:

$$\Phi_Z(\rho, t) = \int_0^{t_0} \varphi_Z(\rho, t) dt. \quad (3.10)$$

Для простоты положим, что время облучения t_0 кратно периоду вращения контейнера T : $t_0 = nT$, где n – целое число. Тогда

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = n \int_0^T \varphi_Z(\rho, t) dt, \quad (3.11)$$

где $\varphi_Z(\rho, t)$ определяется выражением (3.9). Сделаем замену переменных $\alpha = \theta + \omega t$, получим

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = \frac{n}{\omega} \int_{\theta}^{2\pi+\theta} \varphi_Z(\rho \cdot \cos \alpha, \rho \cdot \sin \alpha) d\alpha, \quad (3.12)$$

где ω – скорость вращения контейнера [рад/с]. Так как φ_Z есть периодическая функция относительно α с периодом 2π , то

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = \frac{n}{\omega} \int_{-\pi}^{\pi} \varphi_Z(\rho \cdot \cos \alpha, \rho \cdot \sin \alpha) d\alpha. \quad (3.13)$$

Здесь аргументами функции φ_Z являются

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \alpha, \\ y &= \rho \sin \alpha, \\ z &= z, \end{aligned} \right\}, \quad (3.14)$$

т.е. преобразование (3.14) эквивалентно преобразованию (3.7). Однородное облучение слитка в этом случае означает, что флюенс $\Phi_Z(\rho, t_0)$ не зависит от радиуса ρ .

Пусть функция $\varphi_Z(X, Y)$ имеет постоянную составляющую A :

$$\varphi_Z(X, Y) = A + \varphi_Z(X, Y). \quad (3.15)$$

Тогда выражение (3.13) будет иметь вид

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = At_0 + \frac{n}{\omega} \int_{-\pi}^{\pi} \varphi_Z(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) d\theta. \quad (3.16)$$

Теперь, если интеграл в выражении (3.16) будет равен нулю, то

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = At_0, \quad (3.17)$$

и распределение флюенса по радиусу слитка будет равномерным. Сделаем ещё одно замечание, которое мы будем использовать. Из математического анализа известно [70], что система функций

$$1, \cos X, \cos(2X), \cos(3X), \dots, \sin X, \sin(2X), \sin(3X), \dots \quad (3.18)$$

является ортогональной на любом промежутке длиной 2π . Следовательно, интеграл от произведения двух функций, взятых из этой системы (3.18), в пределах от 0 до 2π равен нулю.

1. Пусть функция $f_z(x, y)$ является линейной функцией относительно своих переменных:

$$f_z(x, y) = A + Bx + Cy, \quad (3.19)$$

где A, B, C – постоянные коэффициенты, каждый из которых может быть равен и нулю. Тогда

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = \frac{n}{\omega} \left[\int_{-\pi}^{\pi} A d\alpha + \int_{-\pi}^{\pi} (B\rho \cos \alpha + C\rho \sin \alpha) d\alpha \right]. \quad (3.20)$$

Из свойства ортогональности тригонометрических функций [70] второй интеграл в правой части выражения (3.15) равен 0. Поэтому интегральный поток не зависит от ρ , т.е. одинаков для всех элементарных объёмов:

$$\Phi_Z(t_0) = A \frac{2\pi n}{\omega} = At_0. \quad (3.21)$$

Таким образом, для устранения радиальной неоднородности при вращении

контейнера относительно зоны облучения достаточно её сформировать таким образом, чтобы распределение плотности потока нейтронов было вида (3.19). Опишем более общие случаи.

2. Рассмотрим простейшее распределение из семейства $f_{1,z}(x) \cdot f_{2,z}(y)$:

$$f_z(x, y) = A + Bxy. \quad (3.22)$$

При этом распределении флюенс нейтронов

$$\Phi_z(\rho, t_0) = \frac{n}{\omega} \left[\int_{-\pi}^{\pi} A d\theta + \int_{-\pi}^{\pi} B \rho^2 \cos \theta \sin \theta d\theta \right]. \quad (3.23)$$

Точно также из свойства ортогональности тригонометрических функций [70] второй интеграл в правой части выражения (3.23) равен 0. Поэтому интегральный поток не зависит от ρ .

3. Пусть распределение плотности потока нейтронов $f_z(x, y) = f_1(y)$, где $f_1(y)$ – нечётная функция на промежутке $(-R, R)$. Потребуем ещё, чтобы $f_1(y)$ была либо непрерывной, либо имела конечное число разрывов первого рода на этом промежутке, например в некоторых точках $y_1 < y_2 < \dots < y_k$ и, соответственно, в точках $-y_1 > -y_2 > \dots > -y_k$. Тогда после преобразования имеем функцию

$$\varphi_z(\rho, \alpha) = \varphi_z(\rho \sin \alpha), \quad (3.24)$$

нечётную относительно α . На промежутке $(-\pi, \pi)$ $\varphi_z(\rho, \alpha)$ также либо непрерывна, либо при любом фиксированном ρ имеет конечное число разрывов первого рода. В самом деле, число разрывов по переменной α в функции $\varphi_z(\rho, \alpha)$ максимально при таких фиксированных ρ , при которых $\rho > y_k$, и их количество в два раза больше числа разрывов $f_1(y)$. Т.е. при любом $\varphi_z(\rho, \alpha)$ имеет их конечное число по переменной α . Интегральный поток, определяемый выражением (3.13), равен нулю, так как интегрирование ведётся по симметричному относительно точки $\alpha = 0$ промежутку и функция $\varphi_z(\rho, \alpha)$, во-первых, нечётная на этом промежутке, а во-вторых, непрерывная или имеет конечное число разрывов первого рода на нём [71].

4. Точно так же интегральный поток будет равен нулю для любого элементарного объёма слитка, если поток нейтронов $f_Z(x, y) = f_2(x)$ распределён таким образом, чтобы на промежутке $(-R, R)$ функция $f_2(x)$ была, во-первых, нечётной, а во-вторых, непрерывной или имела конечное число разрывов первого рода. Чтобы убедиться в этом, в интеграле (3.13) вводим вместо α новую переменную интегрирования $u = \pi/2 - \alpha$ (это равносильно повороту на $\pi/2$ системы координат ρ, α). Совершая замену переменной под знаком интеграла и вычисляя пределы интегрирования, получим

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = \frac{n}{\omega} \int_{-\pi/2}^{3/2\pi} \varphi_Z(\rho \sin u) du, \quad (3.25)$$

где $\sin(u) = \cos(\alpha)$. Принимая во внимание периодичность $\varphi_Z(\rho \sin \alpha)$ и обозначая переменную интегрирования снова через α , имеем

$$\Phi_Z(\rho, t_0) = \frac{n}{\omega} \int_{-\pi}^{\pi} \varphi_Z(\rho \sin \alpha) d\alpha, \quad (3.26)$$

и задача ничем не отличается от рассмотренной в п.3.

5. Пусть распределение плотности потока нейтронов по зоне облучения $f_Z(x, y) = f_3(x) \cdot f_4(y)$ на промежутках $-R < x < R$, $-R < y < R$ является непрерывной функцией или имеет конечное число разрывов первого рода. Потребуем, чтобы $f_3(x)$ на промежутке $-R < x < R$ была нечётной функцией и $f_4(y)$ на промежутке $-R < y < R$ также была нечётной функцией. Из преобразования (3.7) можно получить

$$x = \sqrt{\rho^2 - y^2}, \quad (3.27)$$

где $y = \rho \sin \theta$. Тогда в результате подстановки имеем распределение

$$f_Z(y, \sqrt{\rho^2 - y^2}) = f_3(\sqrt{\rho^2 - y^2}) \cdot f_4(y), \quad (3.28)$$

которое для каждого фиксированного ρ является относительно переменной y , во-первых, нечётной функцией, а во-вторых, непрерывной или имеющей конечное число разрывов первого рода. В самом деле, $f_3(x)$ является нечётной функцией относительно переменной x . А относительно переменной y $f_3(\sqrt{\rho^2 - y^2})$ является

чётной функцией. Поэтому произведение $f_3(y) \cdot f_4(y) = F_Z(y, \sqrt{\rho^2 - y^2})$ в целом является нечётной функцией относительно переменной y . А такое распределение потока нейтронов, по сути дела, уже рассматривалось в пункте 3. Однако даже простейшее распределение из этого семейства ($f_Z(x, y) = x \cdot y$) описывает очень сложную форму нейтронного поля, которой не бывает на реакторах. Поэтому нет смысла принимать во внимание распределения $f_{3,Z}(x) \cdot f_{4,Z}(y)$.

Учитывая все рассмотренные распределения плотности потока нейтронов по зоне облучения, можно сделать следующий вывод. Если внутри этой зоны относительно её оси вращается с постоянной угловой скоростью контейнер, то интегральные потоки через все элементарные объёмы с координатой z будут одинаковыми при условии, что распределение плотности потока нейтронов в канале реактора будет иметь вид [72]:

$$f_Z(x, y) = A + Bf_1(x) + Cf_2(y), \quad (3.29)$$

где A, B, C – постоянные коэффициенты, каждый из которых может быть равным и нулю; f_1, f_2 – нечётные функции относительно своих переменных.

По сути дела мы определили критерий, с помощью которого следует формировать зону облучения для достижения радиальной равномерности облучения. Отметим, что класс функций (3.29) (назовём их усредняемыми) довольно обширен, поэтому есть хорошая возможность для успешного решения задачи радиальной равномерности облучения контейнеров с пробами в каналах ядерных реакторов, если в процессе облучения их вращать вокруг своей оси.

Чтобы выяснить, удовлетворяет ли какой-либо конкретный вариант зоны облучения критерию его равномерности, можно снять объёмное распределение потока и сравнить его с (3.29). В этом случае требуется очень большой объём либо экспериментальной, либо расчётной работы, так как для каждого варианта зоны потребуется снимать объёмную сетку значений потока нейтронов в её узлах, например, с помощью активационных детекторов. Если каждую координату разбить на 10 диапазонов, что может и не позволить с достаточной точностью определить распределение нейтронов, то тогда количество измерений будет равно

1000. Необходимо учесть ещё, что для исключения грубых ошибок для каждого варианта зоны, распределение нейтронов придётся снимать несколько раз. Параллельное облучение мониторов в узлах сетки осуществить технически сложно. И даже при одновременном их облучении регистрация их активности все-таки должна будет осуществляться на одном или в лучшем случае на нескольких надлежащим образом калиброванных измерительных комплексах. После этого результаты измерений нужно будет привести к одному моменту времени, что может дать значительную погрешность в распределении нейтронов. Последовательное же облучение мониторов ещё более значительно увеличит трудоёмкость и продолжительность экспериментов.

Однако существует особенность класса функций (3.29), использование которой упростит не только расчёты, но и, что более важно, экспериментальную работу. Пусть $f_z(x, y)$ удовлетворяет (3.29) и является нечётной, например, относительно x . Тогда из свойства нечётных функций следует:

$$u_z(x) = \int_{-R}^R f_z(x, y) dy, \quad (3.30)$$

которая также удовлетворяет (3.29). Это обстоятельство позволяет значительно уменьшить объём экспериментальной работы, так как проверку пригодности зоны облучения для задачи равномерного легирования можно осуществить с помощью интегрального распределения (3.30). Тем самым сокращается размерность сетки экспериментальных или расчётных значений.

3.4. Аксиальная равномерность облучения

Как уже отмечалось, для устранения осевой неравномерности облучения предусмотрено перемещение контейнера с образцами вдоль оси экспериментального канала.

Пусть он без вращения движется вдоль оси канала облучения с постоянной скоростью v . Введём систему координат x, y, z , неподвижную относительно

канала облучения (z направлена по его оси), и систему координат X, Y, Z , неподвижную относительно него самого. Координаты связаны между собой преобразованием

$$\left. \begin{aligned} x &= X \\ y &= Y \\ z &= Z - L + vt \end{aligned} \right\}, \quad (3.31)$$

где L – длина контейнера. Тогда при движении контейнера в одну сторону начало и конец облучения любого элементарного объёма с координатой Z есть t_1 и t_2 соответственно:

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= (L - Z)/v \\ t_2 &= (H + L - Z)/v \end{aligned} \right\}, \quad (3.32)$$

где H – длина зоны облучения в канале, за пределами которой поток нейтронов пренебрежимо мал. По мере перемещения контейнеров каждый элементарный объём с координатами X, Y, Z ($0 \leq Z \leq L$) облучается меняющимся во времени потоком ($t_1 \leq t \leq t_2$):

$$\varphi(X, Y, Z, t) = f(x, y, Z - L + vt), \quad (3.33)$$

а интегральный поток имеет по контейнеру распределение:

$$\Phi(X, Y, Z) = \int_{t_1}^{t_2} \varphi(X, Y, Z) dt = \int_{t_1}^{t_2} f(x, y, Z - L + vt) dt. \quad (3.34)$$

Вместо t введём новую переменную интегрирования $z = Z - L + vt$. После замены переменной и вычисления пределов интегрирования распределение интегрального потока примет вид:

$$\Phi(X, Y) = \frac{1}{v} \int_0^H f(X, Y, z) dz, \quad (3.35)$$

и оно не зависит от координаты Z , т.е. равномерное движение контейнера вдоль оси канала автоматически приводит к одному и тому же распределению интегрального потока нейтронов вдоль длины контейнера, если распределение нейтронов вдоль канала реактора $f(x, y, z)$ не меняется во времени. Результат получился такой же, какой был бы при потоке постоянном вдоль оси канала, если

бы этот поток был равен усреднённому по z потоку $f(x, y, z)$. В самом деле, если элементарный объём слитка с координатами X, Y облучается постоянным потоком $\bar{f}(x, y)$, то за время облучения $t_0 = H/\nu$ он приобретает флюенс

$$\Phi(X, Y) = \frac{H}{\nu} \bar{f}(x, y). \quad (3.36)$$

Сравним (3.35) и (3.36) с учётом того, что по преобразованию (3.31) $x=X, y=Y$. В результате получим формулу усреднения потока по координате z :

$$\bar{f}(x, y) = \frac{1}{H} \int_0^H f(x, y, z) dz. \quad (3.37)$$

Если $f(x, y, z)$ при любом z удовлетворяет (3.29), то и $\bar{f}(x, y)$ (свойство нечётных функций) также входит в класс функций (3.29). Это обстоятельство можно использовать для сокращения объёма экспериментальных или расчётных работ.

3.5. Квазистационарный режим облучения

Для приборов силовой электроники необходим кремний с удельным электрическим сопротивлением от 40 до 400 ом·см. Если использовать технологию НТЛ, то для его получения необходимо облучать слитки флюенсом тепловых нейтронов $4,3 \cdot 10^{16} \div 5,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. У исследовательских ядерных реакторов средняя плотность потока тепловых нейтронов по зоне облучения находится, как правило, в пределах от $5 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это соответствует длительности облучения от 0,6 до 29 часов. Ещё более значительны флюенс и, соответственно, время облучения для приборов микроэлектроники, так как в этих приборах применяют кремний с удельным сопротивлением 4,5 ом·см и менее. Для получения такого кремния флюенс тепловых нейтронов должен быть не менее $3,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. При плотности потока от $5 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ время облучения будет от 47 до нескольких сотен часов.

Таким образом, облучение контейнера флюенсом тепловых нейтронов $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-2}$ при плотности потока $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ происходит за время от

нескольких часов до нескольких суток. При этом возможны два варианта движения слитка кремния. По первому он движется только в одну сторону. При этом его скорость должна быть выбрана такой, чтобы за одну протяжку слитка через зону облучения обеспечивался необходимый набор флюенса, т.е. однократное перемещение контейнера через зону облучения должно осуществляться от нескольких часов до нескольких суток. Такое перемещение устраняет аксиальную неравномерность облучения при любом пространственном распределении потока нейтронов. Однако при столь длительном облучении за счёт «выгорания» U-235 и образования осколков при его делении, а также перемещения компенсирующих стержней и стержней управления в активной зоне реактора происходит изменение распределения потока нейтронов в зоне облучения контейнера. Это, в свою очередь, приведёт к появлению неравномерности облучения, так как различные части контейнера при прохождении одних и тех же участков канала реактора будут облучаться различными потоками нейтронов. Поэтому предпочтительнее другой вариант движения – челночный (возвратно-поступательный), и время движения контейнера в одну сторону должно быть как минимум в несколько раз меньше периода наиболее высокочастотной флуктуации нейтронного потока. Только в этом случае можно считать, что за одну протяжку контейнер облучается квазистационарным потоком нейтронов. При работе реактора на постоянном уровне мощности заметное изменение потока тепловых нейтронов (порядка 1% относительных) происходит, как правило, не быстрее, чем за десятки минут.

Ранее нами рассматривалось либо вращение контейнера относительно оси канала реактора, либо его перемещение вдоль оси канала. Если же образцы одновременно не только вращать, но и равномерно перемещать вдоль оси канала, то любая точка в объёме контейнера будет двигаться по винтовой линии радиусом ρ , где ρ есть расстояние от этой точки до оси вращения контейнера (до оси z). Параметрические уравнения этой линии:

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \omega t \\ y &= \rho \sin \omega t \\ z &= vt \end{aligned} \right\} \quad (3.38)$$

или

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho \cos \varphi \\ y &= \rho \sin \varphi \\ z &= (v/\omega)t \end{aligned} \right\}, \quad (3.39)$$

где v – скорость перемещения контейнера по каналу реактора, ω – скорость вращения контейнера. Шаг винтовой линии

$$h = 2\pi v / \omega. \quad (3.40)$$

Пусть распределение плотности потока нейтронов в зоне облучения имеет вид

$$f(x, y, z) = A + Bf_1(x) + Cf_2(y) + Df_3(z), \quad (3.41)$$

где A, B, C, D – постоянные коэффициенты, каждый из которых может быть равным и нулю; $f_1(x), f_2(y)$ – нечётные функции, $f_3(z)$ – непрерывная функция относительно z . При таком распределении интегральный поток, определяемый выражением (3.4), равен сумме четырёх интегралов, которые были уже рассмотрены. Интегралы от $f_1(x)$ и $f_2(y)$ обращаются в ноль, если за каждый проход по каналу через всю рабочую зону контейнер совершает целое число оборотов. В этом случае флюенс нейтронов, набранный за все время облучения $t_{обл}$, с учётом выражения (3.35) будет

$$\Phi(t_{обл}) = A_0 t_{обл} + \frac{nD}{v} \int_0^H f_3(z) dz, \quad (3.42)$$

где n – число проходов контейнера по каналу реактора за все время $t_{обл}$. По сути дела, мы определили критерий, с помощью которого следует формировать рабочую зону. Отметим, что класс функций (3.41) (назовём эти функции усредняемыми) довольно обширен, поэтому есть хорошая возможность для успешного решения задачи объёмной равномерности облучения контейнеров с образцами в каналах ядерных реакторов, если в процессе обработки эти контейнеры вращать вокруг своей оси и одновременно возвратно-поступательно

перемещать по каналу реактора через рабочую часть зоны. Рассмотрим три частных случая.

1. Если плотность потока нейтронов во всех точках зоны облучения постоянна, т.е. коэффициенты B , C и D в выражении (3.41) равны нулю, то нет смысла вращать и перемещать контейнер. Равномерность облучения будет получена и при статическом режиме.

2. Пусть нейтронное поле не меняется за все время облучения и зависит лишь от координат x и y , но не зависит от z , т.е. в выражении (3.41) $D = 0$. Тогда для достижения объёмной равномерности облучения контейнер необходимо лишь вращать без его возвратно-поступательного перемещения.

3. Пусть нейтронное поле не зависит от t , x , y , т.е. B и C в выражении (3.41) равны нулю. Тогда для достижения объёмной равномерности облучения достаточно контейнер возвратно-поступательно перемещать через зону облучения без вращения.

Если же нейтронное поле будет меняться во времени, то для достижения объёмной равномерности облучения контейнер нужно вращать и перемещать по зоне облучения с такими скоростями, чтобы за время одного оборота или перемещения изменение нейтронного поля было пренебрежимо мало. Тогда можно считать этот режим облучения квазистационарным. В общем случае какой-либо процесс, изменяющийся во времени, можно считать квазистационарным в определённом промежутке времени, если за это время изменением характерных величин этого процесса можно пренебречь.

Рассмотрим теперь влияние изменения нейтронного поля на равномерность облучения.

3.6. Аксиальная неравномерность облучения при скачке нейтронного поля

Пусть контейнер длиной $H \geq L$ (на рисунке 3.1 в позиции 'а' показаны крайние положения контейнера длиной $H=L$) возвратно-поступательно

перемещается по зоне облучения длиной L .

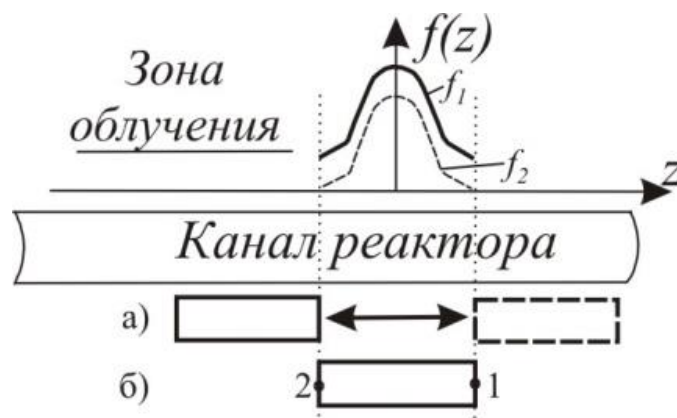


Рис. 3.1. Положение контейнера при изменении нейтронного поля.

f_1 - распределение плотности потока до скачка мощности, f_2 - тоже, но после скачка, а - контейнер находится в крайних положениях, б - контейнер расположен против центра зоны облучения, 1,2 - левый и правый торцы контейнера.

Распределение плотности потока нейтронов по зоне облучения есть $f_1(z)$. Если нейтронное поле по каким-то причинам при i -ом пересечении зоны облучения изменилось скачком и распределение стало $f_2(z)$, то максимальная неравномерность флюенса по длине контейнера будет тогда, когда в момент скачка нейтронного поля он полностью находится в зоне облучения (рис. 3.1б). Для определённости предположим, что контейнер перед скачком поля двигался слева направо. При последнем проходе его торец '1' полностью пересёк зону облучения до скачка и набрал флюенс, равный:

$$\Phi_{1,i} = A_1 \frac{L}{v} + \frac{1}{v} \int_0^L f_1(z) dz, \quad (3.43)$$

а торец '2' полностью пересёк зону облучения уже после скачка и набрал флюенс, равный:

$$\Phi_{2,i} = A_2 \frac{L}{v} + \frac{1}{v} \int_0^L f_2(z) dz. \quad (3.44)$$

Во всех остальных сечениях контейнера флюенсы за i -ый проход будут больше $\Phi_{2,i}$, но меньше $\Phi_{1,i}$, если $\Phi_{2,i} < \Phi_{1,i}$. Поэтому максимальное значение абсолютной аксиальной неравномерности флюенса нейтронов за i -ый проход контейнера будет равно:

$$\Delta_{\max,i} = |\Phi_{1,i} - \Phi_{2,i}| = \frac{1}{v} \left| \{(A_1 - A_2)L + \int_0^L [f_1(z) - f_2(z)]dz\} \right|, \quad (3.45)$$

а относительная неравномерность за этот проход составит:

$$\delta_{\max,i} = \frac{2\Delta_{\max,i}}{\Phi_{1,i} + \Phi_{2,i}} \approx \frac{\Delta_{\max,i}}{\Phi_{cp}}. \quad (3.46)$$

Здесь

$$\Phi_{cp} = \frac{1}{n} \Phi(t_{обл}), \quad (3.47)$$

где $\Phi(t_{обл})$ – флюенс нейтронов, набранный контейнером за все время облучения, n – число перемещений контейнера через зону облучения. Комбинируя выражения (3.46) и (3.47), получим относительную аксиальную неравномерность за все время облучения, которая составит:

$$\delta_{\max} = \frac{\Delta_{\max,i}}{\Phi(t_{обл})} \approx \frac{\delta_{\max,i}}{n}. \quad (3.48)$$

Таким образом, чем больше перемещений через зону облучения совершит контейнер (чем больше скорость перемещения контейнера), тем меньше будет относительная аксиальная неравномерность облучения.

3.7. Радиальная неравномерность облучения при скачке нейтронного поля

Пусть контейнер при облучении вращается с угловой скоростью ω и при i -ом обороте произошёл скачок нейтронного поля. Тогда вместо распределения $f(x, y, z)$ будем иметь распределение $k f(x, y, z)$. Введём полярную систему координат ρ, θ : если контейнер не вращается, то

$$\begin{cases} x = \rho \cos \theta \\ y = \rho \sin \theta \end{cases}, \quad (3.49)$$

а при вращении

$$\begin{cases} x = \rho \cos(\theta + \omega t) \\ y = \rho \sin(\theta + \omega t) \end{cases}. \quad (3.50)$$

За полный оборот j -го вращения в соответствии с выражением (3.10) будет набран флюенс, равный:

$$\Phi_j(\rho, t) = \int_0^T \varphi(\rho, t) dt = \int_0^{\tau} \varphi_1(\rho, t) dt + \int_{\tau}^T k \varphi_2(\rho, t) dt, \quad (3.51)$$

где τ – промежуток времени от начала j -го оборота контейнера, T – общее время облучения. При этом максимальная радиальная неравномерность облучения будет тогда, когда он совершит до скачка поля половину i -го оборота.

Относительная неравномерность облучения за этот оборот контейнера составит

$$\delta_j = \frac{|\Phi_{1,j} - \Phi_{2,j}|}{\Phi_j},$$

где $\Phi_{1,j}$ – интеграл от 0 до τ в выражении (3.51), а $\Phi_{2,j}$ – интеграл от τ до T .

А за все m оборотов полного облучения контейнера относительная неравномерность будет примерно в m раз меньше:

$$\delta = \delta_j.$$

Если канал проходит через гомогенный замедлитель из бериллия, тяжёлой воды, графита, то распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль оси канала (оси z), параллельной грани активной зоны, в первом приближении косинусоидальное. Тогда $f_3(z)$ в классе усредняемых функций (3.41) равна:

$$f_3(z) = \cos\left(\frac{2\pi z}{L} - \pi\right). \quad (3.52)$$

По двум другим осям (x и y) распределение нейтронов в первом приближении можно считать линейным, и выражение (3.41) примет следующий вид:

$$f(x, y, z) = A + Bx + Cy + D \cos\left(\frac{2\pi z}{L} - \pi\right). \quad (3.53)$$

Здесь $f(x, y, z)$ есть распределение плотности потока нейтронов в системе координат x, y, z , которая неподвижна относительно зоны облучения.

3.8. Требования к установке для перемещения слитков

В одном из разделов ранее рассматривалось только вращение слитка относительно оси канала облучения. Были сформулированы условия, при которых устраняется радиальная неравномерность легирования. Но если образец не только вращается, но и равномерно перемещается вдоль оси канала, то сформулированные выводы останутся в силе лишь при дополнительном условии. Необходимо чтобы за время одного оборота контейнер с образцами перемещался вдоль оси канала на такое расстояние ΔZ , на котором для каждой его координаты z изменение потока тепловых нейтронов было бы пренебрежимо мало. Тогда скорость перемещения слитка вдоль оси канала V будет связана со скоростью вращения неравенством

$$\omega > \frac{2 \cdot \pi \cdot V}{\Delta Z}. \quad (3.54)$$

Неравенство (3.54) для всякой линейной скорости слитка V устанавливает нижний предел угловой скорости слитка $\omega_{\min}$, при которой будет ещё допустимой неравномерность легирования. Окончательно $\omega_{\min}$ будет установлена после экспериментального определения ΔZ по критерию

$$(\Delta \Phi / \Phi)_{\max} = (|\Phi_Z - \Phi_{Z+\Delta Z}| / \Phi_Z)_{\max} < \varepsilon, \quad (3.55)$$

где ε – параметр, характеризующий максимальное относительное изменение потока, при котором неравномерностью легирования можно пренебречь. Зададим $\varepsilon = 0,01$. Можно попытаться оценить ΔZ в (3.54). Пространственное распределение нейтронов вдоль активной зоны (вдоль оси Z канала облучения) подчиняется косинусоидальному закону. Поэтому его можно аппроксимировать функцией:

$$\Phi_Z \approx 4,94 \cdot 10^{12} + 6,81 \cdot 10^{12} \cdot \cos\left(\frac{\pi Z}{H} - \frac{\pi}{2}\right), \quad (3.56)$$

для которой отношение $\Delta \Phi / \Phi$ минимально при $Z = 0$ (или $Z = H$). Так как

$\Delta\Phi \approx \frac{d\Phi}{dZ} \Delta Z$, то имеем

$$\Delta\Phi/\Phi|_{Z=0} \approx 4,34\Delta Z/H, \quad (3.57)$$

$$\Delta Z < 0,25\varepsilon H. \quad (3.58)$$

Подставляя (3.58) в (3.54), получим

$$\omega > \frac{2\pi V}{0,25\varepsilon H}, \quad (3.59)$$

где V измеряется в [см/время], а ω – в [об/время]. Для реактора ИРТ-Т $H = 180$ см. Отсюда следует, что

$$\omega > 14V. \quad (3.60)$$

Обеспечение флюенса 10^{17} - 10^{18} н·см⁻² при потоке тепловых нейтронов 10^{12} - 10^{13} н·см⁻²·с⁻¹ происходит за время от нескольких часов до нескольких суток. При этом возможны два варианта движения слитка кремния. В одном из них он движется только в одну сторону. При этом его скорость должна быть выбрана такой, чтобы за одну протяжку через зону облучения обеспечивался необходимый набор флюенса. С учётом этого можно оценить нижний предел скорости движения слитка V_{min} . Предположим, что время облучения его каждой точки равно 5 суткам. Тогда при длине активной зоны $H = 60$ см $V_{min} \approx 8,3 \cdot 10^{-3}$ см/мин. При такой линейной скорости угловая скорость слитка должна быть не меньше $11,6 \cdot 10^{-2}$ об/мин.

Как было определено ранее, протягивание через зону облучения устраняет неравномерность легирования вдоль оси слитка при любом пространственном распределении потока тепловых нейтронов. Однако изменение потока во времени приведёт к появлению неравномерности легирования, так как различные части образца при прохождении одних и тех же участков зоны облучения будут облучаться уже различными потоками нейтронов. Так как однократное протягивание через зону должно осуществляться за длительный интервал времени (до 5 суток), то за это время возможны флуктуации потока нейтронов. Для

исключения неоднородности легирования, возникающей из-за них, предусмотрен другой вариант движения через зону облучения – челночного (возвратно-поступательного). При таком движении формула (3.59) примет вид:

$$\omega > \frac{2\pi V}{0,25\varepsilon H n},$$

где n – число проходов. Соответственно, при $n = 100$, $\omega > 0,14V$.

Отметим, что время движения слитка в одну сторону должно быть как минимум в несколько раз меньше периода наиболее высокочастотной флуктуации нейтронного потока. Только в этом случае можно считать, что за одну протяжку кремний облучается квазистационарным потоком нейтронов. Однако по нашим данным при работе реактора на постоянном уровне мощности заметное изменение плотности потока тепловых нейтронов (порядка 1% относительных) происходит не быстрее, чем за десятки минут (реально ~ 1 час и более).

В соответствии с этим можно задать продолжительность движения образца в одну сторону при челночном варианте легирования и оценить верхний предел его скорости. Допустим, она равна 20 мин. В каждом цикле движения кристалл должен полностью выходить за пределы зоны облучения, чтобы все его участки находились в одинаковых условиях по отношению к потоку. Поэтому полный путь в одном цикле складывается из длины активной зоны и собственной длины слитка. Если этот путь принять равным 180 см, то при времени движения 6 минут скорость контейнера с материалом будет равной 30 см/мин.

При такой линейной скорости угловая скорость должна быть не меньше 4 об/мин. Таким образом, механизм перемещения образцов по зоне облучения должен обеспечивать диапазон линейных скоростей движения (см/мин) $8,3 \cdot 10^{-3} < V < 30$ и диапазон угловых скоростей (об/мин) $2,9 \cdot 10^{-3} < \omega < 4$. Кроме того, линейная скорость движения слитка должна быть как можно более постоянной. А к постоянству угловой скорости можно предъявить менее жёсткие требования.

Найдены условия однородного распределения флюенса тепловых нейтронов по радиусу при облучении неподвижного слитка в переменном поле тепловых нейтронов, а также поступательно перемещающегося и вращающегося образца. В общем случае радиальная однородность облучения зависит от изменения поля тепловых нейтронов во времени. Но существование частных случаев, часто встречающихся на практике, делают задачу объёмного однородного облучения слитков в пространственно-неоднородных, переменных во времени нейтронных полях разрешимой.

Следующим шагом является создание автоматизированной установки нейтронно-трансмутационного легирования кремния на базе канала ГЭК-4 реактора ИРТ-Т и расчёт биологической защиты.

ГЛАВА IV. Установка нейтронно-трансмутационного легирования кремния на реакторе ИРТ-Т

В этой главе описывается оптимизация условий облучения, установка для НТЛ, её схема, расчёт биологической защиты. Приведены результаты легирования опытно-промышленной партии слитков монокристаллического кремния.

4.1. Оптимизация условий облучения кремния

Для достижения аксиальной равномерности при воздействии нейтронов на контейнеры с образцами большой протяжённости их обычно возвратно-поступательно перемещают по каналу до полного выхода из зоны облучения. При этом она занята контейнером лишь частично. Рассмотрим, как можно повысить эффективность использования нейтронов при сохранении равномерности распределения флюенса нейтронов по длине образцов.

Обеспечить однородность облучения протяжённых контейнеров в пространственно-неоднородных нейтронных полях можно только при использовании динамических режимов. Причём в этом случае она будет определяться как пространственно-временным распределением нейтронного поля, так и законом движения обрабатываемого образца. Для достижения аксиальной равномерности контейнер с образцами обычно возвратно-поступательно перемещают по каналу реактора. Как в прямом направлении, так и в обратном его двигают так, чтобы он полностью вышел из зоны облучения. Поэтому при каждом таком передвижении из одного крайнего положения в другое все элементарные объёмы в контейнере набирают один и тот же флюенс (независимо от их распределения $f(x)$ вдоль канала реактора)

$$F_i = \frac{1}{V_i} \cdot \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx, \quad (4.1)$$

где F_i – флюенс нейтронов, набранный при i -ом пересечении зоны облучения с постоянной скоростью V_i ; x_1, x_2 – координаты начала и конца зоны облучения, которые выбирают так, чтобы потоком нейтронов за их пределами можно было пренебречь. При этом зона облучения заполнена контейнером с образцами лишь частично, что снижает эффективность использования нейтронов канала реактора.

В работе [2] при легировании контейнеры перемещают по каналу реактора с постоянной скоростью непрерывно, один за другим. Скорость перемещения выбирают такую, чтобы они набирали требуемый флюенс нейтронов. В этом способе зона полностью заполнена контейнерами, если пренебречь зазорами между ними, а также частичным её заполнением при облучении первого и последнего. Однако в случае набора различного флюенса нейтронов производительность снижается. Способ приемлем лишь для тех реакторов, у которых имеется доступ к обоим торцам канала для загрузки и выгрузки контейнеров. Его проще реализовать на вертикальных каналах. Кроме того, необходимо строго поддерживать заданный уровень мощности реактора в течение всего времени обработки.

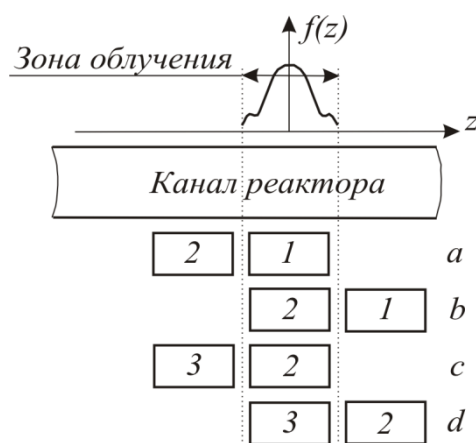


Рис. 4.1. Положение контейнеров при их непрерывном протягивании

Предлагается следующая модификация способа, показанного на рис. 4.1. По каналу реактора с любым распределением плотности потока нейтронов $f(z)$ с постоянной скоростью V_p перемещают не менее двух контейнеров из позиции a в позицию b до тех пор, пока первый из них не выйдет за пределы зоны облучения.

Как и в работе [2], скорость V_p выбирают такую, чтобы при перемещении через зону облучения контейнеры получали требуемый флюенс нейтронов. Поскольку в позиции b один из контейнеров её полностью пересёк и набрал требуемый флюенс нейтронов, обработку прерывают, т.е. со скоростью V , значительно большей, чем V_p , его возвращают к месту загрузки – выгрузки из канала реактора. Первый контейнер извлекают из канала, а за вторым располагают третий. Затем их возвращают со скоростью V в зону облучения таким образом (позиция c), чтобы второй из них занял своё место в момент прерывания в предыдущем цикле. После этого продолжают перемещение со скоростью V_p до момента выхода второго контейнера за зону (позиция d). Далее все повторяется.

Преимуществом этого метода по сравнению с описанным в работе [2] является, во-первых, возможность его применения при одностороннем доступе к каналу реактора, т.е. загрузка и выгрузка контейнеров производится с одного его торца. Во-вторых, он более приемлем для реализации в горизонтальных каналах из-за снижения веса контейнеров с образцами.

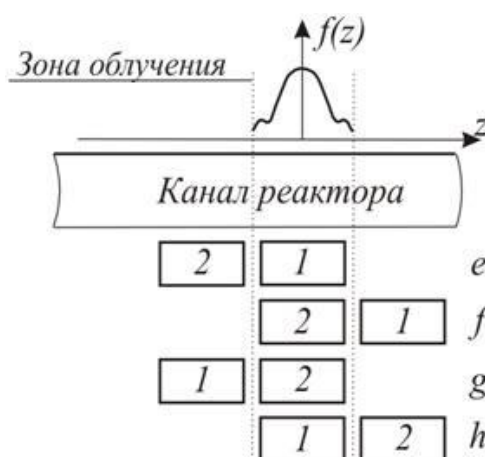


Рис. 4.2. Расположение двух контейнеров при их возвратно-поступательном перемещении

Мы предлагаем другой вариант метода, при котором контейнеры перемещают из положения e в положение f и обратно. При этом в положении e с центром зоны облучения совмещают центр первого из них, а в f – центр второго. Такое возвратно-поступательное перемещение осуществляют до тех пор, пока

усреднённый по их объёму флюенс нейтронов станет равным половине требуемого. Затем процесс легирования прерывают, контейнеры меняют местами, сохраняя каждому из них прежнюю ориентацию в канале, и набирают оставшийся флюенс. Во второй половине обработки их также возвратно-поступательно перемещают из позиции g в h и обратно. С центром зоны облучения в позиции g совмещают центр второго контейнера, а в позиции h – первого. Цикл прекращают после того, как они получают вторую половину флюенса нейтронов.

В этом способе зона постоянно заполнена кремнием, если не учитывать зазор между контейнерами. При этом равномерность введения добавок такая же, как и в случае с одноконтейнерным вариантом (радиальный разброс $< 3\%$, аксиальный разброс $< 5\%$) [48]. На качественном уровне это можно понять, если представить себе, что каждое перемещение контейнеров из позиции e в f и обратно в первой половине обработки дополняется их перемещением из позиции g в h и обратно во второй, т.е. в результате каждый из них полностью пересекает зону облучения, как и в [48], тем самым достигается аксиальная равномерность.

Все указанные способы (одноконтейнерный и двухконтейнерный варианты, метод протяжки) можно реализовать лишь в том случае, если канал реактора за пределами рабочей зоны имеет длину, достаточную для размещения контейнеров после их перемещения через эту зону.

Для каналов реактора, ограниченных с одной стороны, предлагается метод [72], сущность которого иллюстрируется на рисунке 4.3. При его осуществлении нейтронное поле предварительно формируют так, чтобы в канале был участок ($-b \leq z \leq b$), на котором распределение плотности потока тепловых нейтронов $f(z)$ вдоль оси канала (оси z) было бы чётной функцией ($f(z) = f(-z)$), и определяют этот участок $-a \leq z \leq a$. Длина контейнера должна быть не больше, чем длина выбранного участка ($2a$).

Затем его однократно или многократно возвратно-поступательно перемещают по каналу реактора из позиции k в l и обратно. Обработку прекращают, когда усреднённый по объёму контейнера флюенс нейтронов составляет половину от требуемого. После этого его разворачивают так, чтобы

торцы в канале поменялись местами, и точно также дооблучают, перемещая его из позиции m в n и обратно. При этом в одном крайнем положении (позиции k и m) контейнер располагают за пределами рабочей зоны, а в другом (позиции l и n) – центр контейнера совмещают с серединой участка ($z=0$), на котором $f(z) = f(-z)$.

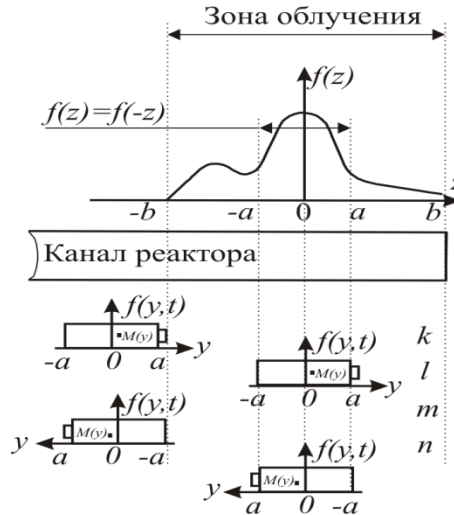


Рис. 4.3. Положение контейнера при одностороннем доступе к каналу реактора.

Докажем, что при таком способе облучения достигается аксиальная равномерность флюенса. Введём ещё одну систему координат: y , $f(y,t)$ неподвижную относительно контейнера (рис. 4.3), причём точка $y = 0$ совпадает с центром контейнера. При его движении из k в l имеет место преобразование координат

$$z = y + V_i t - a - b, \quad (4.2)$$

где t – время, прошедшее от начала i -го перемещения контейнера. Поэтому в любой его точке $M(y)$ за i -ое перемещение будет набран флюенс

$$F_i(y) = \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^y f(z) dz. \quad (4.3)$$

Этим же выражением определяется флюенс в точке $M(y)$ за перемещение из l в k . За n перемещений он составит:

$$\sum_{i=1}^n F_i(y) = \sum_{i=1}^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^y f(z) dz. \quad (4.4a)$$

Усредним его по длине контейнера (2а), и пусть он будет равен половине требуемого

$$\Phi_1 = \frac{1}{2a} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-a}^a dy \int_{-b}^y f(z) dz. \quad (4.5)$$

Так как $\int_{-b}^y = \int_{-b}^0 + \int_0^y$, то

$$\Phi_1 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz + \frac{1}{2a} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-a}^a dy \int_0^y f(z) dz. \quad (4.6a)$$

Поскольку при облучении второй половиной флюенса контейнер повернут на 180° , то в позициях m и n (рис. 4.3) ось y направлена в противоположную сторону, чем ось z . С учётом этого для второй половины облучения можно записать выражения для флюенса:

$$\sum_{i=1}^k F_i(y) = \sum_{i=1}^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^{-y} f(z) dz, \quad (4.6б)$$

$$\Phi_2 = \sum_{i=1}^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz - \frac{1}{2a} \cdot \sum_{i=1}^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-a}^a dy \int_0^y f(z) dz, \quad (4.6б)$$

где k – число перемещений при облучении второй половиной флюенса.

Левые части выражений (4.6а) и (4.6б) равны, поэтому равны и правые. Поэтому

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{V_i} = \sum_{i=1}^k \frac{1}{V_i}. \quad (4.7)$$

Из этого следует, что

$$\int_{-a}^a dy \int_0^y f(z) dz = 0, \quad (4.8)$$

$$\Phi_1 = \sum_{i=1}^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz, \quad (4.9)$$

$$\Phi_2 = \sum_{i=1}^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz. \quad (4.10)$$

Суммируя (4.9) и (4.10), получим полный средний по контейнеру флюенс нейтронов за все время облучения:

$$\Phi_1 + \Phi_2 = \sum_1^{n+k} \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz. \quad (4.11)$$

В то же время суммируя (4.4а) и (4.4б), получим флюенс нейтронов в точке $M(y)$ за все время облучения

$$\sum_1^{n+k} F_i(y) = \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \left[\int_{-b}^y f(z) dz + \int_{-b}^{-y} f(z) dz \right]. \quad (4.12)$$

С учётом того, что

$$\int_{-b}^y + \int_{-b}^{-y} = \int_{-b}^0 + \int_0^y + \int_{-b}^0 + \int_0^{-y} = 2 \int_{-b}^0, \quad (4.13)$$

так как $-a \leq y \leq a$ и $f(z) = f(-z)$ на участке $-a \leq z \leq a$,

$$\sum_1^{n+k} F_i(y) = \sum_1^{n+k} \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz. \quad (4.14)$$

Отсюда следует, что флюенс нейтронов в любой точке $M(y)$ объёма контейнера имеет одно и то же значение, равное требуемому.

В настоящее время один из описанных способов облучения, иллюстрированный на рис. 4.2, реализован в установке на базе горизонтального экспериментального канала ГЭК-4 исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т. Она используется как для НТЛ кремния [49], так и для нейтронно-активационного анализа. Длина каждого из двух контейнеров – 700 мм, диаметр – 130 мм. При этом эффективно используются почти все нейтроны канала реактора и достигается высокая равномерность облучения.

4.2. Расчёт биологической защиты горизонтального канала (ГЭК-4) для нейтронного легирования кремния фосфором

На рисунке 2.1 представлена схема исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т, в касательном канале которого (ГЭК- 4) проводится легирование кремния. Защита на его выходе изготовлена таким образом, чтобы обеспечить внутри себя достаточный объём пространства для размещения механизмов перемещения

контейнеров с облучаемыми образцами (ширина не менее 1 м, длина не менее 2 м, высота – 2 м). Если учесть, что толщина её стенок будет $\cong 1$ м, то она перекроет и два радиальных канала, смежных с касательным. В этом случае размеры защиты будут определяться не столько излучением касательного канала, проходящего через бериллиевую призму, сколько потоком нейтронов и γ -квантов, выходящих из смежных радиальных каналов. Это связано с тем, что из касательного канала будут выходить нейтроны и γ -кванты, многократно рассеянные в бериллии, т.е. нет «прямой видимости» активной зоны реактора через него. Поэтому спектры нейтронов и γ -квантов будут значительно смягчены и ослаблены. Например, на аппарате HFBR применение такого канала позволило уменьшить фон быстрых нейтронов в 30 раз, а γ -квантов в 100 раз по сравнению с использованием радиального [33]. Кроме того, нужно учесть, что между касательным каналом и активной зоной будет находиться слой бериллия толщиной 140 мм.

Таким образом, расчёт защиты необходимо проводить для цилиндрического канала, торец которого примыкает к активной зоне. При этом расстояние от неё до стенки защиты равно 250 см (длина канала – 233 см), внутренний диаметр канала 150 мм. Мощность реактора зададим равной 6 МВт. В качестве материала защиты целесообразно выбрать обычный бетон.

4.2.1. Интегральные плотности потока нейтронов и γ -квантов в горизонтальном торцевом канале реактора.

В настоящее время опубликовано много работ, посвященных исследованиям спектра нейтронов деления ^{235}U на тепловых нейтронах. Для их описания широко используется формула Уатта [75, 76]:

$$N(E) = \sqrt{\frac{2}{\pi e}} \cdot \text{sh} \sqrt{2E} \cdot e^{-E}, \quad (4.15)$$

где $N(E)$ – число нейтронов с энергией от E до $E+\Delta E$ (МэВ) на один испущенный нейтрон; $\pi = 3,1415$, $e = 2,7183$, sh – гиперболический синус. Эта формула

хорошо согласуется с измерениями в интервале энергий от 0,075 до 17 МэВ. Существует другая аппроксимация спектра деления по формуле Крэнберга [77]:

$$N(E) = 0,459e^{-E/0.965} \operatorname{sh} \sqrt{2,29E}. \quad (4.16)$$

Есть более простая формула, предложенная в [76]:

$$N(E) = 0,770\sqrt{E}e^{-0.776E}. \quad (4.17)$$

При высоких энергиях нейтронов ($E \geq 5$ МэВ) выражение (4.17) даёт завышенное значение $N(E)$. В области энергий от 4 до 14 МэВ спектр деления может быть аппроксимирован простой экспонентой [76]:

$$N(E) = 1,75e^{-0.776E}. \quad (4.18)$$

Здесь погрешность составляет 7%. Запаздывающие нейтроны занимают столь малую долю от общего количества нейтронов (<1%), что для целей расчёта защиты спектр, описываемый формулами (4.15 – 4.18), по существу является спектром всех нейтронов деления. В таблице 4.1 приведён спектр нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами, рассчитанный по формуле Крэнберга.

Зная распределение мощности реактора по активной зоне, легко оценить интенсивность нейтронного и γ -излучения. Если удельная мощность равна $P(r)$ Вт/см³, то распределение интенсивности мгновенного излучения по энергиям при делении может быть записано в следующей форме [75]:

$$N_{\text{мгн.нейтр}}(r, E) = 7,75 \cdot 10^{10} N(E)P(r) \text{ мгн.нейтр.}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}) \quad (4.19)$$

$$N_{\text{мгн.}\gamma}(r, E) = 3,1 \cdot 10^{10} N(E)P(r), \quad (4.20)$$

где $N(E)$ – спектр нейтронов или γ -квантов, нормированный на одну частицу, r – радиус-вектор. Спектр мгновенного γ -излучения приведён в таблице 4.2.

Таблица 4.1

Спектр нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

$E, \text{МэВ}$	Доля нейтронов с энергией E на интервал 1 МэВ .	Доля нейтронов с энергией выше E	$E, \text{МэВ}$	Доля нейтронов с энергией E на интервал 1 МэВ .	Доля нейтронов с энергией выше E
0,00	0,000	1,000	6,50	0,0127	0,01669
0,25	0,290	0,948	7,00	$8,77 \cdot 10^{-3}$	0,01138
0,50	0,347	0,867	7,50	$6,01 \cdot 10^{-3}$	$7,72 \cdot 10^{-3}$
0,75	0,358	0,779	8,00	$4,10 \cdot 10^{-3}$	$5,22 \cdot 10^{-3}$
1,00	0,347	0,690	8,50	$2,79 \cdot 10^{-3}$	$3,52 \cdot 10^{-3}$
1,25	0,325	0,606	9,00	$1,88 \cdot 10^{-3}$	$2,36 \cdot 10^{-3}$
1,50	0,298	0,528	9,50	$1,27 \cdot 10^{-3}$	$1,58 \cdot 10^{-3}$
1,75	0,268	0,457	10,00	$8,56 \cdot 10^{-4}$	$1,06 \cdot 10^{-3}$
2,00	0,239	0,394	10,50	$5,74 \cdot 10^{-4}$	$7,05 \cdot 10^{-4}$
2,50	0,184	0,2884	11,00	$3,84 \cdot 10^{-4}$	$4,69 \cdot 10^{-4}$
3,00	0,138	0,2082	11,50	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$3,11 \cdot 10^{-4}$
3,50	0,102	0,1486	12,00	$1,70 \cdot 10^{-4}$	$2,06 \cdot 10^{-4}$
4,00	0,0738	0,1050	13,00	$7,48 \cdot 10^{-5}$	$8,97 \cdot 10^{-5}$
4,50	0,0528	0,0736	14,00	$3,26 \cdot 10^{-5}$	$3,88 \cdot 10^{-5}$
5,00	0,0375	0,0512	15,00	$1,42 \cdot 10^{-5}$	$1,67 \cdot 10^{-5}$
5,50	0,0263	0,0354	16,00	$6,07 \cdot 10^{-6}$	$7,10 \cdot 10^{-6}$
6,00	0,0184	0,0244	17,00	$2,59 \cdot 10^{-6}$	$3,00 \cdot 10^{-6}$

Если в выражения (4.19) и (4.20) вместо $P(r)$ подставить среднее значение удельной мощности реактора W/V (W – мощность, Вт; V – объём активной зоны, см^3), то полученные интенсивности нейтронного и γ -излучения будет выше, чем реально существующие на краю активной зоны реактора. Это связано с тем, что там вместо тепловыделяющих стержней (ТВС) располагаются блоки отражателя нейтронов из бериллия или графита.

Таблица 4.2.

Характеристики мгновенного γ -излучения, возникающее при делении в различных энергетических интервалах.

Интервал энергии, МэВ .	Число гамма – квантов на 1 деление в указанном интервале энергий	Число гамма – квантов на 1 деление, обладающих энергией $E \text{ МэВ/квант}$
0,25 – 0,75	3,1	
0,75 – 1,25	1,9	3,2 при 1 МэВ
1,25 – 1,75	0,84	0,8 при 1,5 МэВ

1,75 – 2,25	0,55	
2,25 – 2,75	0,29	0,85 при 2,3 МэВ
2,75 – 3,25	0,15	0,15 при 3, 0 МэВ
3,25 – 3,75	0,062	
3,75 – 4,25	0,065	
4,25 – 4,75	0,024	
4,75 – 5,25	0,019	0,2 при 5,0 МэВ
5,25 – 5,75	0,017	
5,75 – 6,25	0,007	
6,25 – 6,75	0,004	

Таблица 4.3.

Интегральные плотности потоков нейтронов в торце канала реактора, примыкающего к активной зоне.

Интервал энергий нейтронов, МэВ.	Интегральная плотность потока нейтронов, $n \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.	Интегральная энергия, МэВ.	Интегральная плотность потока нейтронов, $n \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.
Тепловые нейтроны	$7,2 \cdot 10^{12}$	2,0 – 3,0	$5,87 \cdot 10^{11}$
0,1 – 0,25	$1,64 \cdot 10^{11}$	3,0 – 4,0	$3,26 \cdot 10^{11}$
0,25 – 0,50	$2,56 \cdot 10^{11}$	4,0 – 5,0	$1,70 \cdot 10^{11}$
0,50 – 1,00	$5,59 \cdot 10^{11}$	5,0 – 6,0	$8,47 \cdot 10^{10}$
1,00 – 1,50	$5,12 \cdot 10^{11}$	6,0 – 7,0	$4,11 \cdot 10^{10}$
1,50 – 2,00	$4,23 \cdot 10^{11}$	7,0	$3,60 \cdot 10^{10}$

В таблицах 4.2. и 4.3. приведены распределения интенсивности мгновенных нейтронов и γ -квантов, полученные по формулам (4.19) и (4.20) с учётом их спектров, нормированных на одну частицу, при средней удельной мощности реактора (мощность реактора – 6 МВт, объём активной зоны реактора – $60,0 \times 57,2 \times 42,9 \text{ см}^3$).

Как отмечалось выше, во время работы аппарата основным источником нейтронов в активной зоне являются мгновенные нейтроны, сопровождающие деление. Исследование источников γ -излучения более сложно. Его можно разделить на два вида: мгновенное и запаздывающее. Наиболее существенным представляется первый вид, сопровождающий деление. Однако полная энергия, освобождаемая вторым типом, который испускают продукты деления, а также возникающие при захвате нейтронов ядрами конструкционных материалов, может

иметь тот же порядок, что и энергия первого. Полная энергия, освобождаемая γ -излучением, которое сопровождает деление, равна $2,4 \cdot 10^{14} \text{ МэВ} \cdot \text{кВт}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [76]. Полная энергия, освобождаемая запаздывающим типом, равна $2,3 \cdot 10^{14} \cdot 0,93 \cdot t^{-0,2} \text{ МэВ} \cdot \text{кВт}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [75] (t – время, с), что в равновесном состоянии приблизительно соответствует энергии, выделяемой мгновенными γ -квантами.

Значение интенсивности γ -излучения, равное двум третям от равновесного, достигается уже за несколько минут работы реактора. С другой стороны, при равенстве полных энергий указанных двух типов, средняя энергия запаздывающих γ -квантов равна 0,7 МэВ, что значительно ниже величины средней энергии мгновенных (2,5 МэВ) [75]. Таким образом, γ -излучение, возникающее при делении, является доминирующим фактором при расчёте защиты.

Тем не менее для расчётов необходимо использовать результирующий спектр и интенсивность обоих видов. В работе [78] приводится спектр γ -излучения продуктов деления во время работы реактора таблица 4.4.

Таблица 4.4.

Спектр γ -излучения продуктов деления во время работы реактора.

Интервал энергий, МэВ.	$E_{\text{эфф.}}, \text{ МэВ.}$	N_{γ}
0,10 – 0,40	0,4	0,202
0,40 – 0,90	0,8	0,605
0,90 – 1,35	1,3	0,062
1,35 – 1,80	1,7	0,078
1,80 – 2,20	2,3	0,037
2,20 – 2,60	2,5	0,015
2,60	2,8	0,001

При расчёте интегральной плотности потоков γ -квантов (таблица 4.5.) использовались данные таблицы 4.2 и выражение (4.20) с множителем 2 в правой части:

$$N_{\text{квантов}}(E) = 6,2 \cdot 10^{10} \cdot N_{\gamma} \cdot W / V. \quad (4.21)$$

Таблица 4.5.

Интегральная плотность потока γ -квантов в торце канала реактора, примыкающего к активной зоне

Интервал энергий, МэВ.	$E_{эфф.}, МэВ.$	Интегральная плотность потоков γ - квантов, $квант/см^2 с.$
0,10 – 0,40	0,4	$5,10 \cdot 10^{11}$
0,40 – 0,90	0,8	$1,53 \cdot 10^{12}$
0,90 – 1,35	1,3	$1,56 \cdot 10^{11}$
1,35 – 1,80	1,7	$1,97 \cdot 10^{11}$
1,80 – 2,20	2,3	$9,35 \cdot 10^{10}$
2,20 – 2,60	2,5	$3,79 \cdot 10^{10}$
2,60	2,8	$2,53 \cdot 10^9$

$E_{эфф.}$ – эффективная энергия рассматриваемого интервала энергий, N_γ – нормированный на 1 квант – выход γ -квантов.

Приведённые в таблице 4.5 данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными на высокопоточных горизонтальных каналах [33].

4.2.2. Интегральная плотность потока нейтронов и γ -квантов, падающих на защиту

Горизонтальный экспериментальный канал (ГЭК-4) представляет собой полый цилиндр (труба из нержавеющей стали), окружённый бетонной защитой реактора. Его диаметр – $2R$ ($R=7,5$ см), длина – L ($L = 250$ см). Один его торец примыкает к грани активной зоны реактора, другой – к биологической защите из бетона, толщину стенок которой предстоит рассчитать. Величины плотностей потока нейтронов и γ -квантов, выходящих из активной зоны реактора, приведены в таблицах 4.3 и 4.5.

Если предполагать, что стенки канала являются не отражающими и плотность потока падающих нейтронов имеет косинусоидальное распределение, то её отношение на выходе из канала $\phi(L)$ к значению на входе $\phi(0)$ будет равно:

$$\frac{\varphi(L)}{\varphi(0)} = 1 - [1 + (\frac{R}{L})^2] \approx \frac{R^2}{2L^2} \quad R \ll L. \quad (4.22)$$

Эффект рассеяния от стенок канала можно оценить в терминах альбеда β . Для упрощения расчётов необходимо сделать предположения относительно углового распределения нейтронов, рассеянных обратно в канал. Если они распределены изотропно, поток можно вычислить по формуле:

$$\varphi_{изотр}(L) = \varphi(L) [1 + \frac{\beta}{1 - \beta}]. \quad (4.23)$$

Если распределение нейтронов косинусоидальное, то для не слишком малых L поток равен:

$$\varphi_{кос.}(L) = \varphi(L) [1 + \frac{4R}{L} \cdot \frac{\beta}{1 - \beta}]. \quad (4.24)$$

Наблюдаемое в экспериментах изменение плотности потока с рассеянием показывает, что для тепловых нейтронов распределение излучения, отражённого от стенок, ближе к косинусоидальному, чем к изотропному.

Экспериментально установлено [75], что зависимость интенсивности быстрых нейтронов промежуточных энергий от длины канала и его диаметра может быть удовлетворительно объяснена на основе закона «прямой видимости» без допущения о наличии рассеяния от стенок.

В работе [76] этот же вывод получен теоретически как для быстрых нейтронов, так и для γ -квантов. В ней приводятся экспериментальные результаты исследования прохождения тепловых нейтронов через бетонную защиту с цилиндрическим каналом диаметром 6 дюймов (152,4 мм). Показано, что длина канала, соответствующая ослаблению плотности потока тепловых нейтронов в десять раз, равна 50,7 см. Это приводит к более сильному (на 1-2 порядка) ослаблению потока нейтронов, чем вычисленному в соответствии с выражением (4.21), или даже без учёта альбеда нейтронов в (4.23). Однако упомянутый выше эксперимент был проведен с использованием вторичных нейтронов циклотрона без исследования спектрального состава частиц, падающих на защиту. Можно допустить, что коэффициент ослабления плотности потока тепловых нейтронов

при их прохождении через канал диаметром 15 см и длиной 250 см будет равен не 2000 (расчёт по формулам (4.21) и (4.23)), а 10^4 (так как плотность потока тепловых нейтронов за защитой существенно снизится, если при изготовлении бетонных блоков в них добавить борную кислоту).

Таким образом, на внутреннюю поверхность биологической защиты падают потоки нейтронов и γ -квантов значения которых приведены в таблицах 4.6 и 4.7. При этом спектр нейтронов разбит на три энергетические группы: быстрые нейтроны, промежуточные и тепловые. Кроме того, в этих же таблицах даны мощности дозы γ -излучения.

Таблица 4.6.

Плотности потоков нейтронов ϕ и соответствующие им мощности дозы γ -излучения D на внутренней поверхности защиты

Параметры	Тепловые нейтроны 0,0253 эВ	Промежуточные нейтроны 0,1 – 0,5 МэВ	Промежуточные нейтроны 0,5 – 1,0 МэВ	Промежуточные нейтроны 1,0 – 2,0 МэВ	Быстрые Нейтроны 2,0 МэВ
ϕ , н/(см ² с)	$7,2 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	$4,2 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^8$
Q , (мкбэр/с)/(н/(см ² с))	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$
D , мкбэр/с	$7,2 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^6$	$5,75 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,96 \cdot 10^7$

Таблица 4.7.

Плотность потока γ -квантов ϕ_γ и соответствующие им мощности дозы D на внутренней поверхности защиты

Интервал энергий, МэВ	$E_{\text{эфф.}}$, МэВ	ϕ_γ , γ / (см ² с)	Q , (мкрад/с) / (см ² с)	D , мкрад/с
0,1 – 0,4	0,4	$2,3 \cdot 10^8$	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^4$
0,4 – 0,9	0,8	$6,9 \cdot 10^8$	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^5$
0,9 – 1,35	1,3	$7,0 \cdot 10^7$	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^4$
1,35 – 1,8	1,7	$8,9 \cdot 10^7$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$6,2 \cdot 10^4$
1,8 – 2,2	2,28	$4,2 \cdot 10^7$	$8,4 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^4$
2,2 – 2,6	2,5	$1,7 \cdot 10^7$	$9,0 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^4$
2,6	2,8	$1,1 \cdot 10^6$	$9,8 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^3$

В данном разделе мы получили данные необходимые для использования в дальнейшем расчете толщины стенок защиты.

4.2.3. Расчёт толщины бетона биологической защиты

В данном подразделе рассчитаем толщину защиты для выбранного материала, таким образом, чтобы на её внешней поверхности были значения, соответствующие нормам радиационной безопасности.

В качестве материала защиты выбираем бетон, поскольку он дешёв, надёжен, прост в изготовлении. С практической точки зрения важна толщина защиты, которая зависит от мощности дозы γ -излучения, а не от плотности потока нейтронов, даже для бетонов высокой плотности. Её толщину можно уменьшить пропорционально плотности бетона.

Рассчитаем сначала размеры бетона для ослабления γ -излучения. В таблице 4.8 приведены значения кратностей ослабления, необходимых для снижения мощности дозы до предельно допустимых значений, и соответствующие им толщины бетона с плотностью $\rho = 2,3 \text{ т/м}^3$ и $\rho = 4,6 \text{ т/м}^3$. Размеры защиты из бетона взяты из таблиц работы [78].

Таблица 4.8.

Кратность ослабления потока γ -квантов и соответствующие им толщины слоя бетона, полученные из данных таблицы 4.4

Интервал энергий, МэВ	$E_{\text{эфф.}}$, МэВ	Кратность ослабления.	Толщина бетона, см ($\rho=2,3 \text{ т/м}^3$)	Толщина бетона, см ($\rho=4,6 \text{ т/м}^3$)
0,1 – 0,4	0,4	$5,6 \cdot 10^4$	69	35
0,4 – 0,9	0,8	$3,25 \cdot 10^5$	106	53
0,9 – 1,35	1,3	$4,75 \cdot 10^4$	111	56
1,35 – 1,8	1,7	$7,75 \cdot 10^4$	130	65
1,8 – 2,2	2,28	$4,37 \cdot 10^4$	142	71
2,2 – 2,6	2,5	$1,88 \cdot 10^4$	139	70
2,6	2,8	$1,38 \cdot 10^3$	114	57

Для расчёта ослабления нейтронов воспользуемся методом сечения выведения [33]. Закон их ослабления гомогенной смесью водорода с другими элементами можно записать в виде:

$$D(z, A) = D_H(z) \exp\left[-\sum_{i=1}^m (\sigma_{\text{выб. } i} \cdot \frac{N}{A_i} \cdot \rho_i z)\right], \quad (4.25)$$

где $D(z,A)$ – поглощённая доза нейтронов на расстоянии z от источника в гомогенной среде; $D_H(z)$ – тоже, но на расстоянии z от источника в чистом водороде с эквивалентной объёмной плотностью; $\sigma_{\text{ввл},i}$ – микроскопическое сечение выведения i -го компонента; N – число Авагадро; A_i , ρ_i – атомный вес и плотность i -го компонента соответственно. В таблице 4.9 приведены кратности ослабления для нейтронов.

Таблица 4.9.

Кратности ослабления для плотности потока нейтронов

Интервал энергий, МэВ	Кратность ослабления.
Тепловые нейтроны	$9,0 \cdot 10^5$
0,1 – 0,5	$3,75 \cdot 10^6$
0,5 – 1,0	$7,2 \cdot 10^6$
1,0 – 2,0	$1,38 \cdot 10^7$
2,0	$2,45 \cdot 10^7$

Для расчёта ослабления мощности поглощённой дозы быстрых нейтронов воспользуемся данными работы [80]. Для бетона с $\rho = 2,3 \text{ т/м}^3$ и $\rho = 4,6 \text{ т/м}^3$ сечение выведения соответственно равны $0,08 \text{ см}^{-1}$ и $0,116 \text{ см}^{-1}$. Кратность ослабления для быстрых нейтронов должна быть $2,45 \cdot 10^7$. Толщины слоёв бетона в этом случае равны 213 см и 147 см.

Мощность поглощённой дозы промежуточных нейтронов определяется их долей в спектре падающих на защиту частиц и фактором накопления, который для бетона с $\rho = 2,3 \text{ т/м}^3$ равен 1,6, а для бетона с $\rho = 4,6 \text{ т/м}^3$ равен 2,3. Толщины защит из бетона для ослабления таких нейтронов будут соответственно равны 218 см и 154 см. Данные слои будут ослаблять тепловые нейтроны до существенно меньших доз, чем предельно допустимые.

Если в горизонтальных экспериментальных каналах заполнить пространство между трубой пневмопочты диаметром 30 мм и стенками канала парафином с бором, то на защиту будут падать более слабые потоки нейтронов, чем приведено выше. Их можно оценить с помощью выражения (4.22). При этом необходимо учесть, что труба пневмопочты изогнута в защите из парафина с бором таким образом, что нет прямой видимости активной зоны. Причём толщина

защиты из парафина с бором между каналом и выходом пневмопочты составляет 50 см. В этом случае кратность ослабления для быстрых нейтронов должна быть равной $2,95 \cdot 10^3$, а для промежуточных – $2,98 \cdot 10^3$. Тогда толщина защиты из бетона с $\rho = 2,3 \text{ т/м}^3$ будет составлять 106 см, а с $\rho = 4,6 \text{ т/м}^3$ – 76 см.

Таким образом, если выбрать защиту из тяжёлого бетона толщиной 1 м, то будут полностью удовлетворены требования радиационной безопасности, как по γ -квантам, так и по нейтронам. Такая защита обеспечивает также радиационную безопасность при хранении внутри неё контейнеров со слитками кремния после облучения в канале реактора.

Действительно, сечение активации кремния $^{30}\text{Si}(n,\gamma)^{31}\text{Si}$ тепловыми нейтронами равно 0,107 барн [50]. Поток тепловых нейтронов в зоне облучения составляет $4 \cdot 10^{12} \text{ н/(см}^2 \text{ с)}$.

Период полураспада радиоизотопа ^{31}Si равен 2,62 часа. Активность насыщения слитка кремния объёмом 1700 см^3 будет:

$$A = \varphi \sigma N V \approx 10^{12} \text{ расп./с},$$

где N – число атомов ^{30}Si в единице объёма; ^{30}Si – является практически чистым β -излучателем с энергией β -частиц 1,48 МэВ. Поэтому при их прохождении через вещество образуются тормозные γ -кванты с максимальной энергией 1,48 МэВ. В их тормозном спектре будем учитывать лишь те частицы, которые имеют энергию выше 1 МэВ. Они составляют в соответствии со спектральным распределением тормозного излучения [81] 0,23% или 10^{-5} кванта на распад. Будем считать, что все эти фотоны имеют энергию 1,48 МэВ. Тогда активность по интересующим нас квантам будет $A = 10^7 \text{ квант/с} = 0,27 \text{ мКюри}$. Она соответствует мощности дозы (на расстоянии 50 см) [81]:

$$P = Q K_{\gamma} / R^2 \text{ р/час} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ р/час} = 0,27 \text{ мкР/с},$$

где Q – активность, мКюри; R – расстояние от источника, см; K_{γ} – ионизационная γ -постоянная; $K_{\gamma} = 7,44 \text{ Р см}^2/(\text{час мКюри})$. Таким образом, защита из тяжёлого бетона толщиной 1 м полностью соответствует нормам и требованиям радиационной безопасности.

4.3. Описание канала ГЭК-4 и комплекса легирования кремния

В данном разделе рассмотрим назначение и характеристики горизонтального экспериментального канала.

Канал ГЭК-4 предназначен для легирования кремния в контейнерах диаметром до 130 мм и длиной до 750 мм. Он окружён блоком защиты, позволяющим проводить работы в физзале реактора ИРТ-Т. Внутри неё установлены устройства подачи контейнеров в ГЭК-4, их загрузки и выгрузки, а также подачи в хранилище облучённого кремния. Схема данных устройств показана на рис. 4.4. Их характеристики приведены ниже:

- амплитуда перемещения – 1800 мм;
- скорость движения облучателя – 300 мм/мин;
- скорость вращения контейнеров – 3 об/мин;
- время подачи контейнера из ХОК – 5 мин;
- время подачи контейнера на облучатель – 3 мин;
- время хода штанги за шибер – 1 мин (из реактора).

Установка НТЛ кремния предназначена для обработки потоком «тепловых» нейтронов различных материалов внутри активной зоны ядерного реактора. В основном она используется для обработки монокристаллического кремния.

Оборудование является сложным электромеханическим устройством, работающим в условиях воздействия ионизирующего излучения.

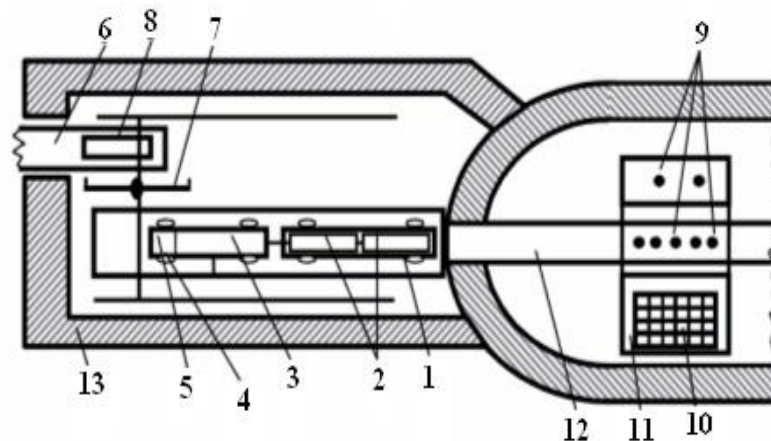


Рис.4.4. Схема установки НТЛ слитков кремния на ГЭК-4 ИРТ-Т:

1 – скамейка; 2 – контейнеры на облучателе; 3 – штанга; 4 – привод перемещения облучателя; 5 – привод вращения контейнеров; 6 – транспортный путь; 7 – перегрузочное устройство; 8 – транспортная тележка; 9 – внутриреакторные камеры; 10 – активная зона; 11 – бериллиевый отражатель; 12 – канал реактора; 13 – биологическая защита.

Механическая часть установки предназначена для доставки кремния в зону облучения ядерного реактора. Образцы помещаются в специальный контейнер, который представляет собой полый цилиндр внутренним размером 750×130 мм, закрывающийся с двух сторон специальными крышками. Для доставки контейнеров в зону биологической защиты имеется транспортная тележка. Там при помощи перегрузочного устройства их перекладывают на штангу, которая доставляет образцы непосредственно в активную зону, где происходит облучение.

Электронная часть предназначена для контроля за состоянием комплекса с установкой и управления исполнительными механизмами. Импульсы с конечных выключателей, датчиков перемещения, вращения и наличия обдува слитков, через схему подготовки сигналов, поступают на параллельный порт ввода. Оттуда они поступают в ЭВМ, где обрабатываются программой «Ядерное легирование кремния» и отображают состояние комплекса в настоящий момент времени. В зависимости от него и заданного алгоритма работы программа через шкаф управления выдаёт команды двигателям.

На основе полученных результатов был создан новый, полностью автоматизированный, комплекс для НТЛ кремния. Блок-схема установки показана на рисунке 4.5.

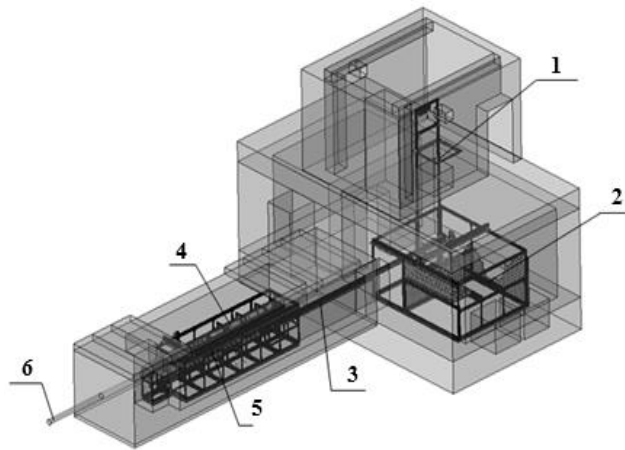


Рис. 4.5. Блок-схема комплекса установок и устройств НТЛ кремния [85]:
1 – лифт; 2 – склад; 3 – устройство доставки образцов; 4 – установка для облучения контейнеров; 5 – перегрузочное устройство; 6 – канал ГЭК-4.

Комплекс состоит из следующих частей [82]:

- 1) лифта, предназначенного для доставки контейнеров со слитками к транспортному пути;
- 2) склада для облучённых контейнеров со слитками кремния;
- 3) транспортного пути с устройством доставки контейнеров с образцами на облучение и обратно на склад после облучения;
- 4) облучателя, в гнёзда которого помещаются контейнеры на время облучения;
- 5) перегрузочного устройства, которое позволяет перемещать контейнеры между транспортной тележкой, полками временного хранения, а также между гнёздами облучателя.

Установка для облучения контейнеров со слитками кремния окружена биологической защитой. Она представляет собой замкнутый объём с необходимыми технологическими каналами и состоит из блоков, которые изготовлены из тяжёлого бетона. Внутри неё установлены механизмы для облучения контейнеров, перегрузочное и транспортное устройства. Толщина стенок биологической защиты рассчитана с условием максимального ослабления потока нейтронов и γ -квантов из открытого канала ядерного реактора,

работающего на мощности 6 МВт. Она составила 75 см, что обеспечило дозовые нагрузки на внешней её стенке, сопоставимые с дозами в физическом зале ядерной установки, который является обслуживаемым помещением.

Все линейные перемещения контейнеров со слитками кремния, их положение на транспортном устройстве, устройстве перегрузки, облучателе, линейные перемещения облучателя контролируются системой датчиков и телеметрической системой. Значения флюенса нейтронного потока, набранного образцами за период облучения, контролируются системой мониторинга нейтронных потоков. Создана система штатного контроля наведённой активности облучённых образцов. Сигналы всех датчиков заведены на пульт управления комплексом легирования. Процесс облучения осуществляется автоматически, что позволяет снизить дозовые нагрузки на обслуживающий персонал.

Система детектирования тепловых нейтронов в зоне облучения слитков кремния состоит из семи камер деления типа КтВ-4. Пять из них расположены непосредственно над каналом ГЭК-4. С их помощью контролируется распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль канала. Две камеры помещены в бериллиевый отражатель на одной высоте с ГЭК-4 на расстоянии 350 мм от его оси. Они откалиброваны на показание средней плотности потока тепловых нейтронов по всей зоне облучения слитков кремния и позволяют контролировать флюенс нейтронов с погрешностью 2%. Камеры КтВ-4 хорошо зарекомендовали себя в процессе эксплуатации. Постоянно находясь (с 1985 г.) в бериллиевом отражателе, они облучены нейтронами флюенсом $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [83].

Комплекс НТЛ включает в себя химический участок подготовки слитков к облучению и их дезактивации, установки для измерения удельного электрического сопротивления, времени жизни неосновных носителей заряда, типа проводимости, станок для резки слитков, печь отжига радиационных дефектов. Отжиг дефектов производится в хлорсодержащей среде, которая снижает адсорбцию и способствует редиффузии примесей из кремния. Все это повышает время жизни носителей заряда [2,3].

4.4. Контроль плотности потока тепловых нейтронов

При работе реактора наблюдаются флуктуации распределения нейтронного потока по длине экспериментальных каналов. Поэтому для управления процессом НТЛ кремния требуется следующая информация:

- о пространственном распределении нейтронного потока в канале облучения;
- о положении контейнера со слитками кремния в канале облучения в любой момент времени;
- о времени облучения контейнера со слитками.

На её основании можно судить о распределении накопленного флюенса по объёму слитка и об абсолютной его величине, что позволяет корректировать распределение интегрального потока и, по крайней мере, определять момент выгрузки облучаемого образца.

Для получения заданных электрофизических параметров кремния необходимо учитывать флуктуации нейтронного потока и оперативно вносить поправки в режим облучения. Данные о них могут быть получены лишь с помощью достаточного количества «точечных» датчиков, расположенных вдоль канала облучения. По их показаниям можно (после соответствующей обработки информации) судить о параметрах, перечисленных выше. Поэтому в процессе создания системы контроля одной из первых задач, подлежащих решению, является определение числа датчиков нейтронов и их размещение по зоне облучения.

Следующий вопрос, на который требуется ответ, – это выбор типа датчиков нейтронов для системы контроля, удовлетворяющих следующим требованиям.

- Они должны слабо возмущать поле нейтронов в зоне облучения образца.
- Их размещение должно быть идентично с образцами.
- Функции чувствительности датчиков и исследуемых материалов к спектру нейтронов должны быть одинаковыми, либо должно быть обеспечено

условие неизменности спектра нейтронов в зоне облучения и в месте их расположения.

Несоблюдение этих условий приведёт к расхождению результатов между измеренным и набранным образцом флюенсом нейтронов. Информация, получаемая с датчиков, используется для двух целей. Во-первых, для расчёта величины флюенса, набираемого движущимся в канале образцом, во-вторых, для восстановления распределения плотности потока нейтронов вдоль зоны облучения. Это распределение необходимо для расчёта интегрального потока, набранного образцом, если он неподвижен.

В первом случае выражение для расчёта флюенса имеет вид [39]:

$$\Phi = \int_{Z_1}^{Z_2} \varphi(z) \frac{1}{V(z)} dz, \quad (4.26)$$

где $\varphi(z)$ – распределение плотности потока нейтронов вдоль оси канала;

$[Z_1, Z_2]$ – отрезок канала, в пределах которого движется облучаемый образец;

$V(z)$ – скорость движения образца как функция координаты (обычно $V(z) = \text{const}$).

В этом случае задача состоит в выборе квадратурной формулы:

$$\int_a^b \varphi(x) dx = \sum_{r=1}^m p_k \varphi(x_k) + R(\varphi), \quad (4.27)$$

определяемой весами p_k и узлами x_k (координаты расположения датчиков), которая давала бы наименьшее значение остатка $R(\varphi)$ для всего класса функций, которому принадлежит $\varphi(x)$.

Авторами работы [84] показано, что решение задачи нахождения экстремальной квадратурной формулы существует и является единственным для довольно широких классов функций. В частности, в [85, 86] приведено решение такой задачи для функций класса $W_{Lp}^r(M; a, b)$, которые определены на отрезке $[a, b]$, и имеют непрерывные производные до порядка $r-1$ включительно и производную r -го порядка, удовлетворяющую условию:

$$\left(\int_{\phi}^u I \phi^r(x) dx \right)^{1/p} \leq M, \quad (4.28)$$

где M – константа.

Вес наилучшей для данного класса формулы определяется через кусочно-полиномиальный интерполяционный сплайн степени $2r-1$, построенный по значениям функции в узлах неравномерной сетки аргумента. Количество узлов и их расположение определяются требуемой точностью интегрирования и априорной информацией об интегрируемой функции.

Известно [33], что функция $\varphi(x)$, описывающая плотности потока нейтронов вдоль канала, является ортогональной и как минимум дважды дифференцируемой, то есть принадлежит классу W_{L2}^2 и может быть аппроксимирована выражением:

$$\varphi(x) = C + A \cdot \sin(\pi x / L), \quad (4.29)$$

где L – длина симметричного относительно центра активной зоны отрезка канала; A – значение плотности потока нейтронов в канале напротив центра активной зоны.

Узлы квадратурной формулы для таких функций можно расположить на равномерной сетке, что упрощает техническую сторону реализации системы детектирования.

Выражение для верхней границы остатка для класса функций $W_{Lp}^r(M; a, b)$ квадратурной формулы с равноотстоящими узлами на отрезке $[a, b]$ имеет вид [87]:

$$\sup |R(\varphi)| = M \left(\frac{b-a}{m} \right)^{5/2} \|F_r\|_{L2(0,m)}, \quad (4.30)$$

$$\varphi \in W_{L2}^r(M; a, b),$$

где

$$\|F_r\|_{L^2(0,m)} = \left(\int_0^M |F_r(t)|^2 dt \right)^{1/2},$$

$$F_r(t) = \frac{1}{(r-1)!} \left[\frac{(m-t)^r}{r} - \sum_{K=0}^m p_K k_r(k-t) \right],$$

$$k_r(u) = \begin{cases} u^{r-1}, & u \geq 0 \\ 0, & u < 0 \end{cases}.$$

Здесь m – число интервалов, на которые узлы делят отрезок $[a, b]$;

p_K – коэффициент квадратурной формулы для $\varphi \in W_{Lp}^r(1,0,m)$.

$$M \geq \left(\int_a^b I \varphi^r(x) dx \right)^{1/2}.$$

Ниже приведены численные значения величины $\|F_r\|_{L^2(0,m)} = J_{mr}$ для $r = 2$ и различных m [86]:

$$m = 2 \quad J_{mr} = 0,00625,$$

$$m = 3 \quad J_{mr} = 0,00833,$$

$$m = 4 \quad J_{mr} = 0,00952,$$

$$m = 5 \quad J_{mr} = 0,01096,$$

$$m = 6 \quad J_{mr} = 0,01234.$$

При выборе числа узлов следует учесть, что погрешность, вносимая квадратурной формулой, должна быть меньше погрешности, которую вносят детекторы, измеряющие плотность потока тепловых нейтронов $\varphi(x)$.

При 3% относительной погрешности измерения $\delta_{изм}$ относительная погрешность квадратурной формулы должна быть порядка 0,3%, то есть

$$\delta = \frac{|R(\varphi)|}{\int_a^b \varphi(x) dx} \cdot 100\% \approx 0,3\%.$$

Для оценки M воспользуемся выражением (4.29), тогда

$$\delta = \left[\frac{\pi}{8} \left(\frac{\pi}{m} \right)^5 \right]^{1/2} \cdot J_{mr} \text{ или}$$

$$\delta = \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\pi}{m} \right)^{5/2} \cdot J_{mr}.$$

Используя приведённые выше значения J_{mr} , имеем:

$$m = 2 \quad \delta = 2,42\% \quad N_g = 3;$$

$$m = 3 \quad \delta = 0,59\% \quad N_g = 4;$$

$$m = 4 \quad \delta = 0,33\% \quad N_g = 5;$$

$$m = 5 \quad \delta = 0,22\% \quad N_g = 6;$$

$$m = 6 \quad \delta = 0,15\% \quad N_g = 7.$$

Таким образом, при наличии пяти датчиков относительная погрешность квадратурной формулы составляет меньше 0,3%. При определении флюенса она обусловлена в основном ошибкой датчиков при измерении ими плотности потока тепловых нейтронов.

Случай, когда данные с датчиков используются для аппроксимации распределения $\varphi(x)$ по значениям в местах расположения датчиков, приводит к аналогичным результатам. Тем более что кусочно-полиномиальный сплайн, равномерно аппроксимирующий неизвестную функцию по её значениям в узлах сетки аргумента даёт коэффициенты наилучшей квадратурной формулы.

Оценка погрешности аппроксимации функции $f(x) \in W_{L2}^r(M, a, b)$ кусочно-полиномиальным сплайном $g(x)$ степени $2r - 1$ имеет вид [87]:

$$\max |f(x) - g(x)| \leq M \left(\frac{b-a}{m} \right)^{r-1/2} J_{mr} \quad x \in [a, b] \quad (4.31)$$

$$\left(\int_a^b |f^r(x)|^2 dx \right)^{1/2} \leq M.$$

Для функции (4.29) относительная погрешность будет равна:

$$\delta = \frac{\max |f(x) - g(x)|}{\max |f(x)|} \cdot 100\% = \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\pi}{m} \right)^{3/2} J_{mr} \cdot 100\%. \quad (4.32)$$

Подставляя численные значения J_{mr} для различных m , имеем:

$$m = 2 \quad \delta = 1,54\% \quad N_g = 3,$$

$$m = 3 \quad \delta = 1,11\% \quad N_g = 4,$$

$$m = 4 \quad \delta = 0,83\% \quad N_g = 5,$$

$$m = 5 \quad \delta = 0,68\% \quad N_g = 6,$$

$$m = 6 \quad \delta = 0,58\% \quad N_g = 7.$$

Таким образом, при расположении пяти датчиков по зоне облучения образцов относительное отклонение аппроксимирующего сплайна от $\varphi(x)$ для любой точки $x \in [a, b]$ составляет менее 1%, что вполне приемлемо. Ранее уже отмечалось, в этом случае основную ошибку будет давать погрешность измерений датчиками, установленными в зоне облучения образцов.

Для выбора типа датчиков, удовлетворяющих условиям, приведённым выше, рассмотрим характеристики приборов, которые используются для контроля флюенса тепловых нейтронов [88]: термoneйтронных детекторов (ТНД),

родиевых детекторов прямой зарядки (ДПЗ), токовых камер деления типа КТВ и КТН.

Термонейтронные детекторы (ТНД) представляют собой термопару, один из спаев которой нагревается поглощающим нейтроны веществом (обычно уран – 235). Её электродвижущая сила зависит от плотности потока нейтронов. Постоянная времени ТНД составляет несколько секунд. Для компенсации влияния γ -фона и высоких температур используют аналогичную термопару, включённую встречно, но на «горячем» спае отсутствует нейтронно-чувствительное вещество.

ДПЗ представляет собой конденсатор, обычно коаксиальный, с тонкой (0,5 мм) изоляцией из окиси магния или кремния. Центральный электрод содержит элемент, имеющий на нейтронах большое сечение образования β -радиоактивного изотопа с малым периодом полураспада (серебро – 108, родий – 104). Возникающий ток β -частиц пронизывает изолятор. Для компенсации влияния γ -фона и высоких температур в соединительную линию ДПЗ включается специальная фоновая жила. Инерционность ДПЗ определяется периодом полураспада β -радиоактивного изотопа, например, для родия – 104 (около 40 секунд), для серебра – 108 (около 2 минут) [33].

К недостаткам ТНД и ДПЗ, помимо их большой инерционности, можно отнести малую величину выдаваемого сигнала. Для ТНД чувствительность составляет $\sim 5 \cdot 10^{-11}$ мВ/(н/см²с), а для ДПЗ – $\sim 1 \cdot 10^{-20}$ А/(н/см²с).

Ионизационные токовые камеры деления имеют, как правило, цилиндрическую конфигурацию и малые габариты. На собирающий электрод наносится вещество, взаимодействующее с нейтронами. Ионизационные токовые камеры деления КТН и КТВ обладают рядом преимуществ по сравнению с детекторами ТНД и ДПЗ. Во-первых, их постоянная времени менее 1 мкс, то есть они практически безынерционные; во-вторых, чувствительность токовых камер деления равна $(0,5 \div 1) \cdot 10^{-17}$ А/(н/см²·с), что позволяет получить на соответствующем нагрузочном сопротивлении полезный сигнал порядка нескольких вольт.

К недостаткам такого оборудования следует отнести необходимость подключения для его питания высоковольтного источника (100-500 В) и повышенные требования к сопротивлению изоляции как самих токовых камер, так и линий связи с ними.

Следует отметить, что в этих датчиках проблемы развязки высокого напряжения питания от полезного сигнала и надёжности высокоомной изоляции хорошо проработаны и практически решены, особенно для камер типа КТВ (камера триаксиальная внутризонная). Они по принципу работы относятся к коаксиальным ионизационным камерам деления с охранным электродом. Их характеристики полностью соответствуют требованиям к нейтронным датчикам, приведённым выше. Поэтому для системы мониторингирования нейтронного поля в зоне облучения слитков кремния нами были выбраны камеры КТВ-4. На рисунке 2.1 главы II показано расположение этих камер в бериллиевом замедлителе реактора ИРТ-Т.

Конструкция триаксиальных камер КТВ состоит собственно из камеры и кабельной линии (рис. 4.6). Они выполнены (рис. 4.7) на основе триаксиального терморадационностойкого кабеля типа КНМС 2С1х0,163 (ТУ 16.505.564-75) с электродами центральной жилы 1, промежуточной оболочки 2, наружной оболочки 3 из некоррозионной стали и изоляции 4 из спрессованной порошкообразной окиси магния.

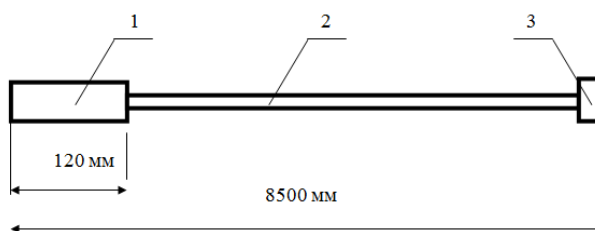


Рис. 4.6. Камера КТВ-4 с кабельной линией:

- 1 – рабочий участок (камера); 2 – токоведущий участок (кабель КНМС2С);
3 – разъём

Промежуточная оболочка 2 выполняет роль охранного электрода камеры. Общая длина камеры КТВ-4 с токоведущим участком кабеля КНМС2С составляет 8500 мм.

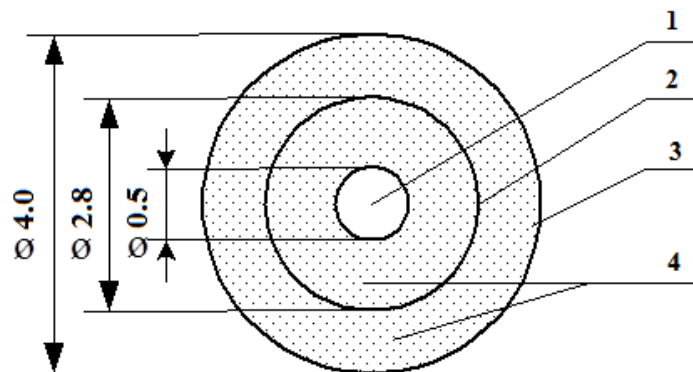


Рис. 4.7. Кабель КНМС2С:

1 – центральная жила; 2 – охранный электрод (оболочка); 3 – наружная оболочка; 4 – изолятор (опрессованная окись магния)

На другом конце токоведущего участка (рис. 4.7) кабеля КНМС2С смонтирован электрический разъём типа ШР, который служит для присоединения к внутриреакторному кабелю КНМС2С другого гибкого триаксиального кабеля типа АВКЭ-1, находящегося за пределами корпуса реактора.

Электрическая схема включения камеры в измерительную цепь представлена на рисунке 4.8. На схеме видно, что её ток, пропорциональный плотности нейтронного потока, протекает по цепи: клемма «+» источника питания, $R_{изм}$, центральный электрод 1, корпус камеры 3, далее через землю снова на источник питания. Все фоновые токи, возникающие при воздействии на изоляцию кабельной линии температуры и радиоактивного излучения, протекают по цепям в обход резистора $R_{изм}$. Тем самым устраняется влияние фоновых токов на показания камеры. Сигнал в виде падения напряжения на $R_{изм}$ находится под потенциалом 240 вольт относительно земли. Для обработки сигналов с нескольких камер используется мультиплексор аналоговых сигналов на 16 входов, расположенный на плате АЦП. Далее напряжение выбранного канала через гальваническую развязку, расположенную там же, поступает на аналого-цифровой преобразователь и обрабатывается компьютером.

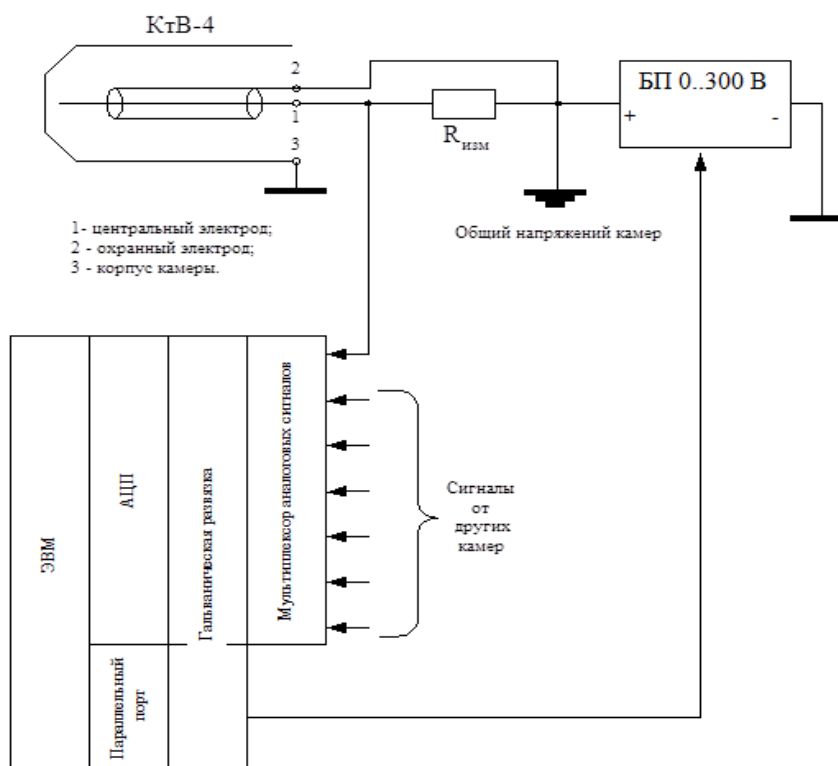


Рис. 4.8. Схема включения камеры КТВ-4 в измерительную цепь

Для контроля плотности потока тепловых нейтронов и её распределения по зоне облучения используются пять камер, расположенных над каналом ГЭК-4. Ещё две установлены в глубине бериллиевой сборки. Они откалиброваны на показание средней плотности потока в зоне облучения кремния. Применение двух независимых систем позволяет контролировать флюенс тепловых нейтронов, набранный слитками кремния, с погрешностью менее 2%, что во многом способствует получению на ИРТ-Т НТЛ кремния высокого качества.

4.5. Опыт эксплуатации установки

По результатам исследований, описанных в предыдущих главах, была создана и введена в эксплуатацию новая, полностью автоматизированная установка для нейтронного легирования кремния. Её внешний вид представлен на рис. 4.9-4.14. За полгода её использования на ней было обработано порядка 1 т монокристаллического кремния.



Рис. 4.9. Облучатель с контейнерами



Рис. 4.10. Перегрузочное устройство



Рис. 4.11. Хранилище облученного кремния



Рис. 4.12. Тележка с контейнером



Рис. 4.13. Пульт управления установкой



Рис. 4.14. Шкаф управления легированием кремния

Для проверки работоспособности созданного оборудования была обработана опытно-промышленная партия монокристаллического кремния. На рис. 4.15 и 4.16 приведены результаты измерений у.э.с. слитков и переданы заказчикам.

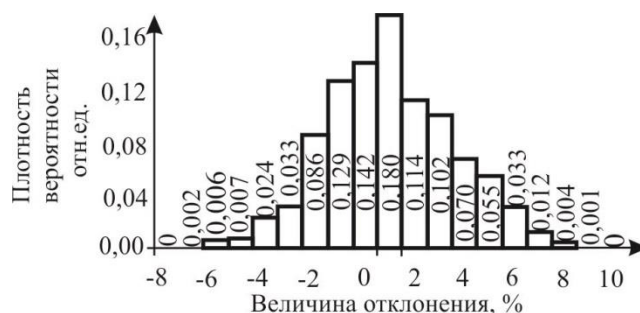


Рис. 4.15. Статистика отклонений у.э.с. от номинала на торцах слитков.

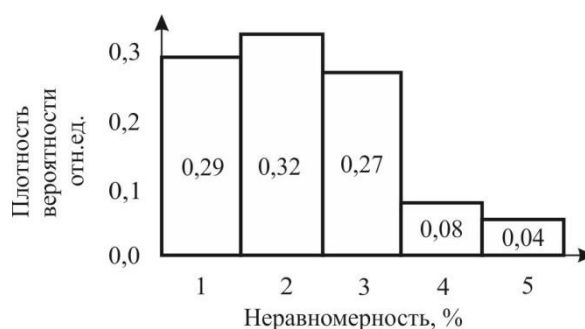


Рис. 4.16. Статистика неравномерности у.э.с. по длине слитков

Наиболее надёжным критерием качества легирования и способом проверки теоретических моделей для обработки одновременно двух контейнеров с кремнием, заложенных в зоне облучения, является выявление метрологических характеристик облученных слитков.

Для определения радиальной однородности легирования была облучена партия слитков кремния на разный номинал конечного удельного электросопротивления. После этого они отжигались в печи СУЗН-1.6 при температуре $750 \div 800$ °С, затем вместе с печью остывали в течение 24 часов до комнатной температуры. После определялись торцевые разбросы, а также отклонение от номинала легирования.

Точность легирования на требуемый номинал определяется по формуле:

$$\Delta\rho = \frac{\rho_{ном} - \bar{\rho}}{\rho_{ном}}, \quad (4.33)$$

где $\rho_{ном}$ – номинальное значение у.э.с., заданное в исходных данных, $\bar{\rho}$ – среднее значение у.э.с. по торцу слитка.

Однородность легирования по торцу слитка характеризуется критерием $\nabla\rho$ (градиент радиального разброса), который представляет собой разброс значений у.э.с. и может быть определен из соотношения:

$$\nabla\rho = \frac{\rho_{max} - \rho_{min}}{\rho_{min}}, \quad (4.34)$$

где ρ_{max} и ρ_{min} – максимальное и минимальное значение у.э.с. соответственно.

Измерения проводились на установке «ВИК УЭС-15» по 3 точкам на двух взаимно перпендикулярных прямых.

Для кремния n-типа связь между исходным сопротивлением $\bar{\rho}_{исх}$ и конечным, легированным $\bar{\rho}_{лег}$, определяется выражением:

$$\Phi_{тн} = \frac{2,156 \cdot 10^{19} (\bar{\rho}_{исх} - \bar{\rho}_{лег})}{\bar{\rho}_{исх} + \bar{\rho}_{лег}}, \quad (4.35)$$

где $\Phi_{тн}$ – флюенс тепловых нейтронов [$см^{-2}$], необходимый для того, чтобы кремний с исходным сопротивлением $\bar{\rho}_{исх}$ пролегировать до заданного сопротивления $\bar{\rho}_{лег}$; $2,156 \cdot 10^{19}$ – эмпирическая константа.

$$\bar{\rho}_{ном} = \frac{1}{\frac{\varphi_{тн} t_{обл}}{2,156 \cdot 10^{19}} + \frac{1}{\bar{\rho}_{исх}}}, \quad (4.36)$$

где $\varphi_{тн} t_{обл} = \Phi_{тн}$.

Если известна неоднородность поля тепловых нейтронов $\Delta\varphi_{тн}$, то можно определить её вклад в конечное радиальное распределение легирующей примеси

$\Delta \bar{\rho}_{m.лег}$. Если к выражению 4.36 применить известное правило для приращения функции нескольких аргументов

$$|\Delta f(X, Y, \dots)| \approx |f'(X)|\Delta X + |f'(Y)|\Delta Y, \quad (4.37)$$

то для $\Delta \bar{\rho}_{m.лег}$ получим следующее соотношение

$$\frac{\Delta \bar{\rho}_{m.лег}}{\bar{\rho}_{m.лег}} = \frac{\Delta \varphi_{mn}}{\varphi_{mn}} \left(1 - \frac{1}{f}\right) + \frac{\Delta \bar{\rho}_{исх}}{\bar{\rho}_{исх}} \cdot \frac{1}{f}, \quad (4.38)$$

где $f = \frac{\bar{\rho}_{m.исх}}{\bar{\rho}_{m.лег}}$ – коэффициент легирования.

Из выражения (4.38) видно, что радиальная неоднородность легирования, представленная в относительных единицах $\frac{\Delta \bar{\rho}_{m.лег}}{\bar{\rho}_{m.лег}}$, будет определяться

непостоянством поля тепловых нейтронов $\frac{\Delta \varphi_{mn}}{\varphi_{mn}}$ и радиальным разбросом

исходного сопротивления $\frac{\Delta \bar{\rho}_{исх}}{\bar{\rho}_{исх}}$; коэффициент легирования f характеризует

удельный вес или долю этих причин и конечную неоднородность легированного образца. Чем больше фактор легирования, тем больший вес приобретает неоднородность, вносимая облучением. Поэтому в технологии нейтронного легирования показателем качества процесса облучения является величина γ_m , равная

$$\gamma_m = \frac{\Delta \varphi_{mn}}{\varphi_{mn}} = \left(\frac{\Delta \bar{\rho}_{m.лег}}{\bar{\rho}_{m.лег}} - \frac{\Delta \bar{\rho}_{m.исх}}{\bar{\rho}_{m.исх}} \cdot \frac{1}{f} \right) / \left(1 - \frac{1}{f}\right). \quad (4.39)$$

Для проверки работоспособности созданной автоматизированной установки и доказательства достоверности проделанных расчетов нами был выполнен технологический эксперимент с целью выявления недостатков и их устранения.

В таблице 4.10. приведены данные облучения партии кремния при использовании двух контейнеров. Из результатов видно, что разброс у.э.с. по торцам слитков не превышает 3%.

Таблица 4.10.

Результаты обработки промышленной партии монокристаллического кремния

№	Маркеровка Слитка	Диаметр (мм)	Длина (мм)	Вес (гр)	Номинальное сопротивление $\Omega(\text{см})$	Конечное сопротивление ($\Omega\text{см}$)		Разброс на торцах слитка		Отклонение	
						верх	низ	RRG=($p_{\text{max}}-p_{\text{min}}$)/ $p_{\text{min}}\%$		IRRAC=($p_{\text{ном-рсп}}$)/ $p_{\text{ном}}\%$	
								верх	низ	верх	низ
1	СТ-08-02-14A	102-103	168	3,320	60	63,2	62,1	2,5	2,4	-5,4	-3,6
2	СТ-08-02-14B	102-105	188	3,825	60	61,0	64,3	1,6	1,7	-1,7	-7,2
3	СТ-08-02-14C	102-106	166	3,460	60	63,2	64,9	2,2	2,5	-5,4	-8,1
4	СТ-08-02-14D	104-105	173	3,530	60	63,2	63,8	2,5	2,8	-5,4	-6,3
5	СТ-08-02-15A	102-103	222	4,390	70	74,1	75,2	2,5	2,3	-5,9	-7,4
6	СТ-08-02-15B	105-106	176	3,620	70	73,6	74,4	2,3	2,6	-5,1	-6,4
7	СТ-08-02-15C	102,5-103	78	1,575	70	74,1	73,6	2	2,1	-5,9	-5,1
8	СТ-08-02-15D	103-105	221	4,460	70	75,2	74,1	2,5	2,4	-7,4	-5,9
9	СТ-08-02-16A	104-106	258	5,240	70	73,2	74,2	2,5	2,3	-4,6	-6,0
10	СТ-08-02-16B	103-104	219	4,380	70	74,2	75,1	2,3	2,6	-6,0	-7,3
11	СТ-08-02-16C	103-105	220	4,420	70	74,6	75,4	2	2,1	-6,6	-7,7
12	СТ-08-02-17A	104-105	263	5,320	70	73,8	74,2	2,5	2,4	-5,4	-6,0
13	СТ-08-02-17B	104-104	210	4,260	70	74,6	75,2	1,6	1,7	-6,6	-7,4
14	СТ-08-02-17C	104-105	217	4,440	70	73,8	74,3	2,4	2,6	-5,4	-6,1
15	СТ-08-02-18A	104-104	157	2,872	75	77,8	78,2	2,7	2,9	-3,7	-4,3
16	СТ-08-02-18B	105-105	275	5,600	75	79,5	78,5	2,8	2,6	-6,0	-4,7
17	СТ-08-02-18C	104-105	263	5,270	75	77,9	78,5	2,5	2,4	-3,9	-4,7
18	СТ-08-02-19A	104-105	263	5,340	85	88,9	89,2	1,9	2,4	-4,6	-4,9
19	СТ-08-02-19B	104-104	159	3,210	85	89,5	89,7	2,5	2,6	-5,3	-5,5
20	СТ-08-02-19C	105-105	275	5,590	85	88,9	88,6	2,3	2,6	-4,6	-4,2
21	СТ-08-02-20A	104-105	140	2,850	85	90,2	90,4	2	2,1	-6,1	-6,4
22	СТ-08-02-20B	105-105	277	5,665	85	89,3	90,1	2,5	2,4	-5,1	-6,0
23	СТ-08-02-20C	104-105	276	5,640	85	89,6	89,9	1,6	1,7	-5,4	-5,8
24	СТ-08-02-21A	105-105	276	5,690	120	129,5	129,6	2,2	2,5	-7,9	-8,0
25	СТ-08-02-21B	105-105	278	5,700	120	128,7	129,1	2,5	2,4	-7,2	-7,6
26	СТ-08-02-21C	104-106	139	2,865	120	129,5	129,2	1,6	1,7	-7,9	-7,7
27	СТ-08-02-22A	102-105	240	4,815	120	128,6	127,9	2,4	2,6	-7,2	-6,6
28	СТ-08-02-22B	104-105	275	5,670	120	128,9	129,2	2,7	2,9	-7,4	-7,7
29	СТ-08-02-22C	105-105	182	3,760	120	129,2	129,6	2,8	2,6	-7,7	-8,0
30	СТ-08-02-23A	103-104	274	5,450	120	128,8	129,1	2,5	2,4	-7,3	-7,6
31	СТ-08-02-23B	104-105	195	3,955	120	129,3	129,7	1,9	2,4	-7,8	-8,1

32	СТ-08-02-23C	103-104	228	4,590	120	129,1	128,8	2,5	2,6	-7,6	-7,3
33	СТ-08-02-24A	104-105	194	3,910	270	287,3	288,4	2,7	2,9	-6,4	-6,8
34	СТ-08-02-24B	104-105	227	4,620	270	289,3	290,1	2,2	2,5	-7,1	-7,4
5	СТ-08-02-24C	104-105	273	5,570	270	290,5	291,2	2,8	2,4	-7,6	-7,9
36	СТ-08-02-25A	105-105	273	5,610	270	292,3	293,1	2,8	2,6	-8,3	-8,6
37	СТ-08-02-25B	103-104	226	4,570	270	293,5	294,1	2,5	2,4	-8,7	-8,9
38	СТ-08-02-25C	104-105	197	4,030	270	289,6	289,5	1,9	2,4	-7,3	-7,2
39	СТ-08-02-26A	104-105	225	4,570	270	290,1	292,2	2,5	2,6	-7,4	-8,2
40	СТ-08-02-26B	104-104,5	197	4,005	270	291,8	292,3	2,7	2,9	-8,1	-8,3
41	СТ-08-02-26C	104-105	273	5,560	270	294,2	293,5	2,8	2,6	-9,0	-8,7
42	СТ-08-02-27A	105-105	190	3,890	400	367,8	366,8	2	2,1	8,1	8,3
43	СТ-08-02-27B	104-104	272	5,460	400	368,9	372,1	2,5	2,4	7,8	7,0
44	СТ-08-02-27C	104-104	235	4,710	400	400	407	1,9	2,4	0,0	-1,8
45	СТ-08-02-28A	104-105	270	5,525	400	358,3	365,7	2,5	2,6	10,4	8,6
46	СТ-08-02-28B	105-106	184	3,770	400	372,1	367,8	2,3	2,6	7,0	8,0
47	СТ-08-02-28C	104-104	243	4,860	400	373,1	374,2	2	2,1	6,7	6,5
48	СТ-08-02-29A	103-104	262	5,250	400	397,5	402,8	2,5	2,4	0,6	-0,7
49	СТ-08-02-29B	103-106	163	3,295	400	361,5	357,2	1,6	1,7	9,6	10,7
50	СТ-08-02-29C	104-105	272	5,570	400	403,9	409,2	2,2	2,5	-1,0	-2,3
51	СТ-08-02-30A	103-104	261	5,270	470	472,3	473,5	2,5	2,8	-0,5	-0,7
52	СТ-08-02-30B	104-105	164	3,370	470	471,7	464,3	2,5	2,3	-0,4	1,2
53	СТ-08-02-30C	104-104,5	271	5,470	470	475,2	476,2	2,3	2,6	-1,1	-1,3
54	СТ-08-02-31A	104-105	270	5,565	470	472,6	471,5	2	2,1	-0,6	-0,3
55	СТ-08-02-31B	103-105	204	4,080	470	476,1	478,2	2,5	2,4	-1,3	-1,7
56	СТ-08-02-31C	103-106	223	4,600	470	475,9	476,4	1,6	1,7	-1,3	-1,4
57	СТ-08-02-32A	104-105	269	5,450	470	473,5	474,6	2,4	2,6	-0,7	-1,0
58	СТ-08-02-32B	104-105	223	4,500	470	475,2	472,5	2,7	2,9	-1,1	-0,5
59	СТ-08-02-32C	104-105	203	4,140	470	473,2	474,1	2,8	2,6	-0,7	-0,9

На рис. 4.16. приведена гистограмма, которая показывает, что при облучении данной партии кремния отклонение от номинала не превысило 3%. Кроме того, на базе технологии нейтронно-трансмутационного легирования, осуществляемой на созданной установке были разработаны методика измерений и детекторы для определения флюенса быстрых и тепловых нейтронов с помощью монокристаллического кремния [89, 90, 96, 97, 99, 100], а также предложен способ получения высокоомного кремния путём НТЛ [91].

К настоящему времени накоплен значительный опыт (2012-2015 гг.) эксплуатации установки для нейтронного легирования. В связи с этим можно сделать несколько важных замечаний.

1. В качестве конструкционного материала для узлов установки, подвергающихся интенсивному воздействию нейтронного и гамма-излучения, был выбран алюминий, хорошо зарекомендовавший себя, так как он не поглощает нейтроны и слабо активируется.

2. Управляющая программа работает стабильно и показывает хорошие результаты. Требуемые параметры легирования вычисляются компьютером. Как только набирается заданный флюенс, управляющая программа даёт команду извлечь из реактора облучаемые образцы. После этого оператор меняет местами контейнеры. Кроме того имеется возможность процедуры перекладки выполнять в полностью автоматическом режиме, без участия человека.

3. Внутри биологической защиты были добавлены дополнительные камеры видеонаблюдения, помогающие оператору проводить необходимые манипуляции с пульта управления установкой.

4. Переход от одноконтейнерного варианта к двухконтейнерному позволил увеличить производительность оборудования в два раза, сохранив при этом точность легирования, как и на прототипе с одним контейнером.

Для предотвращения аварийных ситуаций установка оборудована соответствующей сигнализацией, которая срабатывает в следующих случаях:

- 1) остановка облучателя в реакторе во время набора флюенса;
- 2) прекращение вращения в течение облучения;
- 3) отсутствие воздушного охлаждения.

При возникновении хотя бы одной из них во избежание порчи кремния оператору необходимо принять срочные меры для извлечения слитков из зоны облучения, чтобы устранить причину срабатывания сигнализации.

5. Установка способна перерабатывать до 10 т кремния в год на номинал 100 Ом·см. При этом выход годной продукции составляет до 98%. Главное достоинство установки в том, что она контролирует все технологические параметры.

6. Разработанное устройство обеспечивает стабильно высокое качество конечной продукции, которое соответствует мировым стандартам. Разброс у.э.с. по торцам слитков не превышает 3%, по длине – 5%.

7. Перспективой развития НТЛ является создание канала для легирования образцов большего размера, вплоть до 10 дюймов.

Для проверки работоспособности установки проведено легирование промышленной партии монокристаллического кремния. Оно показало, что продукция соответствует мировым стандартам качества, предъявляемым к НТЛ кремнию.

Экспериментальные данные, полученные при измерении характеристик нейтронного поля в зоне облучения кремния, а также метрологические параметры НТЛ кремния подтверждают правильность теоретических расчетов, методики формирования зоны облучения. Результаты легирования промышленных партий кремния в 2011-2013 г.г. позволяют сделать вывод о возможности высококачественного легирования кремния на исследовательском ядерном реакторе ИРТ-Т НИ ТПУ.

Результаты расчетов и экспериментов подтверждают правильность концепции работы. Разработана методика проектирования и создана промышленная установка, функциональные характеристики которой вполне соответствуют поставленной задаче. Налажено опытное производство ядерно-легированного кремния высокого качества. Доказано, что бассейновый реактор типа ИРТ-Т вполне пригоден для легирования слитков кремния, размеры которых превышают габариты активной зоны.

В настоящее время в силовой электронике наблюдается тенденция постепенного перехода на более крупные полупроводниковые кристаллы, в частности на слитки кремния диаметром 8-10 и даже 12 дюймов. Разработка

технологии и оборудования для этих целей, видимо, будет целью дальнейших исследований по данной тематике.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы проделанной работы.

1. Создана и внедрена в эксплуатацию для НТЛ кремния автоматизированная установка на базе горизонтального экспериментального канала ГЭК-4 на исследовательском ядерном реакторе ИРТ-Т, которая позволяет проводить легирование слитков кремния диаметром до 130 мм и длиной до 750 мм.

2. Исследованы замедляющие способности различных материалов. В качестве замедлителя выбран бериллий, так как он имеет наиболее оптимальные параметры для формирования поля тепловых нейтронов в бассейновом реакторе ИРТ-Т. Это в свою очередь позволило оптимизировать существующую зону облучения для легирования слитков кремния больших размеров.

3. Измерены нейтронно-физические характеристики поля в горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-4. Сформирована зона облучения для легирования кремния. Получены следующие характеристики нейтронного поля: доля тепловых нейтронов в спектре – 73%, спектральный коэффициент – 106, эффективная температура тепловых нейтронов – 337⁰ К, максимальная плотность потока тепловых нейтронов – $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, средняя (по зоне сканирования длиной 180 см) плотность потока тепловых нейтронов – $4,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Полученные результаты легли в основу методики проектирования автоматизированной установки для нейтронного трансмутационного легирования кремния на реакторе ИРТ-Т.

4. Для контроля флюенса нейтронов разработана система мониторингирования на основе ионизационных камер типа КтВ-4. Пять из них располагаются непосредственно над экспериментальным каналом и контролируют распределение плотности потока тепловых нейтронов в нём. Ещё две таких же установлены в глубине бериллиевой сборки и откалиброваны на среднее значение плотности потока нейтронов с той же энергией.

5. Разработана конструкция биологической защиты. Расчётным путём показано, что для установки НТЛ кремния при мощности реактора 6 МВт достаточно защиты из тяжёлого бетона толщиной 75 см. Это позволило снизить дозовые нагрузки на работающий в зале персонал до допустимых значений.

6. Разработан алгоритм облучения, при котором возвратно-поступательно перемещают не один, а два контейнера. По мере выхода из рабочей части зоны одного из них на его место поступает второй, т.е. зона облучения всегда заполнена кремнием. Этот алгоритм позволяет удвоить производительность установки.

7. Результаты испытаний показали, что обработанный материал не уступает мировым стандартам качества. Производительность установки НТЛ составляет 10 т в год на номинал 100 Ом·см.

На установке постоянно выполняются хоздоговоры и контракты по легированию слитков кремния для Российских и зарубежных компаний.

Список литературы

1. Колин Н.Г. Ядерное легирование и радиационное модифицирование полупроводников: состояние и перспективы // Известия вузов. Физика. – 2003. – Т. 46. – № 6. – С. 12-20.
2. Смирнов Л.С., Соловьев С.П., Стась В.Ф., Харченко В.А. Легирование полупроводников методом ядерных реакций. – Новосибирск: Наука, 1981. – 175 с.
3. Соловьев С.П., Харченко В.Л. Радиационное легирование кремния // Известия АН СССР. Серия Неорганические материалы. – 1971. – Т. 7. – № 12. – С. 743.
4. Производство нейтронно-легированного полупроводникового кремния / пер. с яп. М. С. Маяновского // Атомная техника за рубежом. – 2008. – № 4. – С. 20-29.
5. Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников / под. ред. Дж. Миза. – М.: Мир, 1982. – 264 с.
6. Lark-Horovitz K. Nucleon-Bombarded Semiconductors // Semiconductors Materials (Proc. Conf. Reading, 1951). Butterworth, London. – 1951. P. 47-69.
7. Tanenbaum M., Mills A.D. Preparation of Uniform Resistivity N-type Silicon by Nuclear Transmutation // Electrochemical Society. – 1961. – Vol. 108. – No. 2. – P. 171-176.
8. Schnoller M.S. Breakdown Behavior of Rectifiers and Thyristors Made from Striation-Free Silicon // IEEE Transaction on Electron Devices. – 1974. – Vol. 21. – No. 5. – P. 313-314.
9. Heydorn K., Andresen K. Neutron Transmutation Doping of Silicon at Risø National Laboratory // INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Silicon Transmutation Doping Techniques and Practices (Proc. IAEA Consultants Mtg, Otwock-Swierk, Poland, 1985, IAEA-TECDOC-456). – Vienna, 1988. – P. 17.

10. Nielsen K.H. New Horizontal Facility for Neutron Transmutation Doping of Silicon // Proc. 6th Mtg International Group on Research Reactors (IGORR). – Taejon, Republic of Korea, 1998. – P. 151.
11. Crick N.V. Silicon Irradiations at the Harwell Laboratory of the United Kingdom Atomic Energy Authority // INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Silicon Transmutation Doping Techniques and Practices (Proc. IAEA Consultants Mtg, Otwock-Swierk, Poland, 1985, IAEA-TECDOC-456). – Vienna, 1988. – P. 65.
12. Crick N.V. Silicon Irradiations in the Harwell Reactors // Multipurpose Research Reactors (Proc. Int. Conf., Grenoble, 1987), IAEA-SM-300/71P, IAEA. – Vienna, 1988. – P. 379.
13. Cundy D.R., et.al. SIDONIE – A New Silicon Irradiation Facility in BR2 // Proc. Int. Conf. on Irradiation Technology. – Saclay, France, 1992. P. - 50-55.
14. Alberman A., Blowfield H. A Review of Silicon Transmutation Doping and its Practice at French and Belgian Research Reactors // IAEA Technical Report Series 455, IAEA. – Vienna, 2007. – P. 152.
15. Ponsard B., Blowfield H. Production of Radioisotopes and NTD Silicon in the BR2 Reactor. – Режим доступа: http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/SupplementaryMaterials/TECDOC_1713_CD/template-cd/datasets/Personnel/Ponsard.html
16. Chawla R., Christen R., Hammer J., Lehmann E. Irradiations Techniques Employed at the 10 MWth SAPHIR Reactor. – Режим доступа: http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/23/076/23076064.pdf
17. Gunn S.L., Meese J.M., Alger D.M. High Precision Irradiation Techniques for NTD Silicon at the University of Missouri Reactor // Neutron Transmutation Doping in Semiconductors. (Proc. 2nd Int. Conf. Columbia, Missouri, 1978) / Ed. by Meese J.M. – New York: Plenum Press, 1979. – P. 197.
18. Peat G. The HIFAR 10 VGR NTD Silicon Production Rigs and Facilities // Proc. Int. Conf. on Irradiation Technology. – Saclay, France, 1992. - P. 130.

19. Kusunoki T., Magome H., Takeuchi M., Komeda M., Kobayashi S., Yamashita K. Present Status of Production of Neutron-Transmutation-Doped Silicon in JRR-3 and JRR-4 // Proc. 6th Int. Conf. on Isotopes. – Seoul, 2008. – P. 125.
20. Kim M.S., Lee C.S., Oh S.Y., Hwang S.Y., Jun B.J. Radial Uniformity of Neutron Irradiation in Silicon Ingots for Neutron Transmutation Doping at HANARO // Nuclear Engineering and Technology. – 2006. – Vol. 38. – No. 1. – P. 93-98.
21. Sultan M., Elsherbiny E., Sobhy M. A Method for Neutron Transmutation Doping of Silicon in Research Reactors // Ann. Nucl. Energy. – 1995. – Vol. 22. – No. 5. – P. 303.
22. Amos P.E., Kim S. New Silicon Irradiation Rig Design for OPAL Reactor // 11th International Topical Meeting Research Reactor Fuel Management (RRFM) and Meeting of the International Group on Reactor Research (IGORR). – Lyon, France, 2007. – P. 10-14.
23. Hergenreder D.F. MCNP Design of High Performance NTD Facilities // International Conference on Research Reactor Utilization, Safety, Decommissioning, Fuel and Waste Management. – Santiago, 2003. – P. 10-14.
24. Strydom W.J., Louw P.A. Neutron Transmutation Doping of Silicon at the SAFARI-1 Research Reactor // Technical Reports Series No. 455. Utilization Related Design Features of Research Reactors: A Compendium. – Vienna, 2007. – P. 179-186.
25. Von Ammon W. Neutron Transmutation Doped Silicon – Technological and Economics Aspects // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 1992. – Vol. 63. – No. 1/2. – P. 95-100.
26. Harris D.W.G. The Two Dimensional General Geometry Transport Code TWOTRAN, AEEW-R841 // Atomic Energy Establishment of Winfrith. – 1973.
27. Silicon Transmutation Doping Techniques and Practices // Режим доступа: http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/19/088/19088982.pdf
28. Wagner F.M., Kneschaurek P., Kampfer S., Kastenmmuller A., Loeper-Kabasakal B., Waschowsky W., Breitzkreutz H., Molls M., Petry W. The Munich Fission

- Neutron Therapy Facility MEDAPP at FRM II // Strahlenther Onkol 184. – 2008. – P. 643-646.
29. Lin X., Henkelmann R., Turler A., Gerstenberg H., De Corte F. Neutron Flux Parameters at Irradiation Positions in the New Research Reactor FRM II // NIM in Physics Research A 564. – 2006. – P. 641-644.
 30. Gerstenberg H., Li X., Neuhaus I. Silicon Doping at FRM II // Transactions RRFM 2009. – Vienna, – 2009. P. 50-54.
 31. Антропов Н.А. Формирование зоны облучения для нейтронного легирования кремния фосфором на ядерном реакторе ИРТ: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск. 1988. – 168 с.
 32. Варлачев В.А., Гусаров О.Ф., Заболотнов С.А. Исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т. – Томск: Издательство ТПУ, 2002. – 56 с.
 33. Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. Исследовательские ядерные реакторы. – М.: Атомиздат, 1985. – 278 с.
 34. Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г., Солодовников Е.С., Усов Ю.П., Худолеев П.Н. Нейтронно-физические параметры исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 11/2. – С. 39-44.
 35. Гомин Е.А. Программа MCU5TPU // РНЦ “Курчатовский институт», институт ядерных реакторов. – М., 2007.
 36. Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Нейтронные поля в горизонтальном экспериментальном канале при различных конфигурациях замедлителя // Современная техника и технологии: сборник трудов XIX международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 2013. – С. 30-31.
 37. Глухов Г.Г., Диденко А.Н. Ядерный реактор ИРТ-Т НИИЯФ ТПИ в научных и прикладных исследованиях // Атомная энергия. – 1988. – Т. 64. – № 5. – С. 366-370.
 38. Кулаков В.М., Ладыгин Е.А., Шаховцов В.И. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Сов. радио, 1980. – 224 с.

39. Варлачев В.А., Солодовников Е.С. Формирование зоны облучения для равномерного облучения протяженных образцов // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 10/2. – С. 310-312.
40. Архангельский Н.В. Программа IRT двумерного расчета нейтронных полей в реакторах с прямоугольной решеткой. – М.: ИАЭ, 1972. – 16 с.
41. Бусленко Н.П., Голенко Д.И., Соболев И.Н. Метод статистических испытаний. – М.: Наука, 1962. – 331 с.
42. Гелбард Э., Спаное Д. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. – М.: Атомиздат, 1972. – 268 с.
43. Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. – Новосибирск: Наука, 1974. – 141 с.
44. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траектории нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. – М.: Атомиздат, 1978. – 95 с.
45. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. – М.: Атомиздат, 1978. – 255 с.
46. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. – М.: Наука, 1976. – 319 с.
47. Соболев И.Н. Численные методы Монте-Карло. – М.: Наука, 1973. – 311 с.
48. Varlachev V.A., Kuzin A.N., Lykhin S.V., Solodovnikov E.S., Fotin A.V., Tsibul'nikov Y.A. Tomsk Complex for Neutron-Transmutation Doping of Silicon // Atomic Energy. – 1995. – Vol. 79. – No. 1. – P. 38-40.
49. Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Автоматизированный комплекс для нейтронного легирования кремния // Ядерная и радиационная физика: Сборник тезисов 9-ой международной конференции. – Алматы, Республика Казахстан, РГП ИЯФ, 2013. – С. 23-24.
50. МАГАТЭ. Библиотека оцененных ядерных данных. – Режим доступа: <https://www-nds.iaea.org>
51. Хааз Е., Мартин Д. НТЛ-метод с точки зрения возникновения радиоактивности // Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. – М: Мир, 1982. – С. 38-48.

52. Патент РФ № 2332732. МПК: G21F9/00. Способ дезактивации радиационно-легированного кремния / О.Г. Черников, Е.К. Горбунов, Л.В. Шмаков, К.Г. Кудрявцев, К.В. Григорьев, Г.А. Чумаченко, В.И. Заика, А.Н. Фурсов. Заявл. 08.12.2006. Оpubл. 27.08.2008. Бюл. № 24. – 6 с.: ил.
53. Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С. Радиометрия нейтронов активационным методом. – М.: Атомиздат, 1975. – 203 с.
54. Фейнберг С.М. Теория ядерных реакторов в 2-х томах. Том 1. – М.: Атомиздат, 1978. – 397 с.
55. Смелов В.В. Лекции по теории переноса нейтронов. – М.: Атомиздат, 1978. – 215 с.
56. Коршунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Вавилов В.А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. – Минск: Наука и техника, 1986. – 253 с.
57. Бродер Д.Л. Вопросы физики защиты реакторов. – М. Атомиздат, 1976. – 246 с.
58. Космач В.Ф., Кулаков В.Н., Остроумов В.И., Петухов А.Н. Расчет числа дефектов, образованных в кремнии быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников. – 1972. – № 2. – С. 420-422.
59. Стейн Х. Эффекты атомных смещений при НТЛ // Нейтронное легирование полупроводников / Под ред. Дж.Миза. – М.: Мир, 1982. – С. 123-143.
60. Владимиров В.И. Практические задачи по эксплуатации ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1976. – 295 с.
61. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968. – 455 с.
62. Патент РФ № 2193610. МПК: C30B31/20, C30B29/06, H01L21/263. Способ нейтронно-трансмутационного легирования кремния / В.Г. Шевченко, Л.В. Шмаков, В.И. Лебедев, Г.А. Чумаченко, В.А. Трунов, А.П. Булкин. Заявлено 27.09.2000. Оpubл. 27.11.2002.
63. Шлимак И.С. Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников: наука и приложения // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41. – № 5. – С. 794-798.

64. Tokai Research and Development Center. The Handbook of Research Reactor Utilization, Japan Atomic Energy Research Institute (formerly Japan Atomic Energy Agency), 1994. – 213 p.
65. Varlachev V.A., Solodovnikov E.S. Neutron Transmutation Doping of Silicon in the Research Reactor // In Silicon 94, 4th Scientific and Business Conference. – Roznov pod Radhosten, 1994. – P. 206-209.
66. Varlachev V.A., Solodovnikov E.S. Any Methods of Irradiation for Neutron-Transmutation Doping of Silicon // In Silicon 96, 5th Scientific and Business Conference. – Roznov pod Radhosten, 1996. – P. 60-65.
67. Доллежалъ Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. – М.: Атомиздат, 1980. – 207 с.
68. Смит Т. Нейтронное легирование на исследовательских ядерных реакторах в Харуэлле // Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников / Под ред. Дж. Миза. – М.: Мир, 1982. – С. 65-72.
69. Ганн С., Миз Д., Олже Д. Методы получения НТЛ-кремния при облучении с высокой точностью на исследовательском реакторе шт. Миссури (ИРУМ) // Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников / Под ред. Дж. Миза. – М.: Мир, 1982. – С. 104-122.
70. Смирнов В.И. Курс высшей математики, т. 2. – М.: Физматиздат, 1958. – 627 с.
71. Смирнов В.И. Курс высшей математики, т. 1. – М.: Физматиздат, 1958. – 478 с.
72. Варлачев В.А., Солодовников Е.С. Критерии формирования нейтронного поля для равномерного облучения протяженных образцов // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 10/2. – С. 310-312.
73. Патент РФ № 2008373. МПК С30В31/00 и С30В29/00. Способ нейтронно-трансмутационного легирования кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. Заявлено 15.12.1991. Опубл. 28.02.94. Бюл. №4. – 6 с.: ил.
74. Патент РФ № 2089011. МПК H01L21/00. Способ нейтронно-трансмутационного легирования кремния. Варлачев В.А., Солодовников

- Е.С., Фотин А.В., Цибульников Ю.А. Заявлено 14.10.94. Оpubл. 27.08.97. Бюл. № 24. – 4 с.: ил.
75. Защита ядерных реакторов. Материалы комиссии по атомной энергии США. / Пер. с англ., под ред. С.Г. Цыпина. – М.: Иностранная литература, 1958.
 76. Гольштейн Г.Г. Основы защиты реакторов. – М.: Госатомиздат, 1961.
 77. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления. Справочник. – М.: Атомиздат, 1968.
 78. Козлов В.Ф., Трошкин Ю.С. Справочник. Защита от ионизирующего излучения. – М.: Атомиздат, 1967.
 79. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Справочник. Защита от ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1966.
 80. Бродер Д.Л. Бетон в защите ядерных установок. – М.: Атомиздат, 1966.
 81. Гусев Н.Г., Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1969.
 82. Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Новая установка для НТЛ кремния на исследовательском ядерном реакторе ИРТ-Т // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 11/3. – С. 180-184.
 83. Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Оперативный контроль плотности потока тепловых нейтронов в технологии НТЛ кремния // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 11/2. – С. 75-79.
 84. Никольский С.М. Квадратурные формулы. – М.: Наука, 1979. – 256 с.
 85. Альберг Д., Нильсон Э., Уолис Д. Теория сплайнов и её приложение. – М.: Наука, 1972. – 318 с.
 86. Стечкин С.Б., Субботин Ю.Н. Сплаины в вычислительной математике. – М.: Наука, 1976. – 248 с.
 87. Василенко В.А. Сплайн-функции: теория, алгоритмы, программы. – Новосибирск: Наука, 1983. – 216 с.
 88. Дмитриев А.В., Малышев Е.К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. – М.: Атомиздат, 1975. – 96 с.

89. Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Измерение абсолютного значения флюенса тепловых нейтронов монокристаллами кремния // Известия вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 11/2. – С. 114-117.
90. Патент РФ № 2472181, МПК: G01T3/08. Способ измерения флюенса тепловых нейтронов монокристаллическим кремнием / Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Заявл. 13.07.2011. Опубл. 10.01.2013г. Бюл. №1, – 8 с.
91. Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Получение высокоомного кремния путем нейтронного трансмутационного легирования // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 11/2. – С. 409-412.
92. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы математической физики. – М.: Наука, 1973. – 351 с.
93. Атанасян В.А., Биленкин И.Я., Смолянский М.Л. Специальные главы математического анализа. – М.: Просвещение, 1966. – 165 с.
94. Фихтенгольц Г.Н. Курс дифференциального и интегрального исчисления в 3-х т. – М.: Наука, 1969. – 800 с.
95. Мерей Р. Физика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1959. – 291 с.
96. Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Влияние быстрых нейтронов на проводимость монокристаллического кремния. Детекторы быстрых нейтронов // Ядерная и радиационная физика: сборник докладов 7-ой международной конференции. – Алматы, Республика Казахстан, 2009. – С. 146-149.
97. Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Детекторы тепловых нейтронов на основе простых полупроводников // Ядерная и радиационная физика: сборник тезисов докладов 8-ой международной конференции. – Алматы, Республика Казахстан, 2011. – С.55-57.
98. Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Автоматизированный комплекс для нейтронного легирования кремния // Ядерная и радиационная физика: сборник докладов 9-ой международной конференции. – Алматы, Республика Казахстан, 2013. – С.13-17.

99. Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. Детектирование нейтронов монокристаллами кремния с омическими контактами // Современные техника и технологии: труды XIX Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 2013. – Т. 3. – С. 32-33.
100. Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С., Пузыревич А.Г. Использование монокристаллического кремния для детектирования быстрых и тепловых нейтронов // Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности: сборник тезисов докладов V Международной научно-практической конференции. – Томск, 2010. – С. 30.