

На правах рукописи

ВАРЛАЧЕВ ВАЛЕРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**НЕЙТРОННОЕ ТРАНСМУТАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ  
КРЕМНИЯ В БАССЕЙНОВОМ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ  
ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора технических наук

ТОМСК 2015

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

- Научный консультант: заслуженный деятель науки РФ, доктор физико-математических наук, профессор  
Валерий Павлович Кривобоков
- Официальные оппоненты: член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, заместитель директора по науке ФГБУН ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН  
профессор Двуреченский Анатолий Васильевич
- доктор технических наук, главный конструктор,  
директор отделения АО «НИКИЭТ»  
Черепнин Юрий Семёнович
- доктор физико-математических наук, профессор  
кафедры радиоэлектроники РФФ ТГУ  
Найден Евгений Петрович
- Ведущая организация: открытое акционерное общество  
«Государственный научный центр научно-исследовательский институт атомных реакторов»  
(ОАО «ГНЦ НИИАР»)

Защита состоится «\_\_13\_\_» \_\_мая\_\_ 2015 г. в \_15\_ часов на заседании диссертационного совета Д 212.269.02 при ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» по адресу 634050, Томск, пр. Ленина 30.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» по адресу: 634034, Томск, ул. Белинского, 53 и на сайте: <http://portal.tpu.ru/council/909/worklist>

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук,  
профессор

М.В. Коровкин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### **Актуальность темы**

Исследовательские ядерные реакторы (ИЯР) как инструмент для радиационной обработки материалов обладают большим потенциалом. В настоящее время накоплен опыт их успешного применения во многих технологиях модификации твёрдых тел: при получении материалов с заданными свойствами, в производстве радиофармпрепаратов для диагностики и лечения различных заболеваний, для нейтронно-активационного анализа веществ и т.д. Дальнейшее развитие этих радиационных технологий требует масштабных научно-исследовательских работ.

Многие ИЯР, в частности бассейновые, характеризуются небольшими размерами активной зоны и большим градиентом величины плотности потока нейтронов, например аппараты типа ИРТ. Поэтому для них актуальной является задача определения условий равномерного облучения образцов больших размеров с малой пространственной неоднородностью ( $< 5\%$ ) [1]. Её решение особенно важно для реализации технологий нейтронного трансмутационного легирования (НТЛ) слитков кремния. Этот материал является принципиально важным для силовой электроники. Проблема обеспечения электротехнической промышленности страны современными полупроводниковыми материалами и выход на мировой рынок привели к необходимости повысить качество легированного кремния, увеличить объёмы его производства. Причём наибольший интерес проявляется к слиткам кремния, имеющим диаметр более 10 см, изделия из которых позволяют коммутировать большие мощности.

Отсутствие в России специализированных реакторов, на которых реализована такая технология, потребовало приспособить для этих целей действующие исследовательские аппараты.

Исследования, проведенные в рамках диссертации, посвящены актуальной проблеме, связанной с разработкой радиационных технологий получения веществ с заданными свойствами, легко адаптируемых к использованию в других ИЯР бассейнового типа.

**Цель работы** состоит в разработке и практической реализации научно обоснованных технических решений по расширению возможностей бассейновых ИЯР в области создания технологии НТЛ слитков кремния большого размера и получения других кристаллических материалов с заданными свойствами.

Для достижения поставленной цели, в рамках настоящей работы, необходимо решить следующие теоретические и практические **задачи**:

- измерить нейтронно-физических характеристики экспериментальных каналов исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т;
- исследовать энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, возникающий при делении ядер урана-235 под действием нейтронов в активной зоне ИРТ-Т;
- определить условия равномерного пространственного облучения образцов больших размеров, соизмеримых с размером активной зоны, в нестационарных и неравномерных нейтронных полях;
- разработать и создать технологию НТЛ слитков кремния больших размеров (диаметром более 10 см и длиной до 70см) в горизонтальном канале реактора ИРТ-Т;
- исследовать влияние нейтронного излучения ядерного реактора на электрофизические параметры монокристаллов кремния;
- разработать на основе монокристаллического кремния метод и детекторы измерения нейтронного излучения.

Работа выполнялась в период с 1985 г. по 2013 г. в рамках программы по решению научно-технической проблемы 0.9.11 и целевой научно-технической программы О.Ц.023 (Постановление ЦК КПСС и Совмина СССР № 412 от 30.04.1981 г. и Распоряжение Совмина СССР № 174-рс от 29.01.1982 г.), а также научных программ государственного комитета по делам науки, высшей школы и технической политики и программы Минвуза РФ «Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники», на основе хоздоговорных работ с Всесоюзным электротехническим институтом им. В.И. Ленина, Государственным научно-исследовательским и проектным институтом редкометаллической промышленности, Запорожским титаномагниевым

комбинатом, Подольским химико-металлургическим заводом и зарубежных контрактов с фирмами «Wacker» (Германия), Topsil (Дания), «GT semiconductor materials co., ltd» (Китай) и «Ceiec Tianjin international trading co., ltd» (Китай).

**Научная новизна** работы состоит в том, что в ней впервые:

- разработан метод нейтронного трансмутационного легирования слитков кремния, размеры которых превышают размеры активной зоны бассейновых исследовательских ядерных реакторов.
- разработана математическая модель облучения протяженных образцов со сканированием в неоднородных нейтронных полях бассейновых ИЯР;
- измерен спектр  $\gamma$ -квантов с энергией больше 9 МэВ, возникающих в активной зоне ядерного реактора ИРТ-Т при вынужденном делении ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами. Выход  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий  $E_\gamma=12\div 36$  МэВ объяснен наличием высоковозбужденных состояний дочерних ядер, и, в том числе, возбуждением гигантского дипольного резонанса в осколках деления;
- получена и экспериментально подтверждена аналитическая зависимость удельной электрической проводимости монокристаллического кремния от величины интегрального потока тепловых нейтронов в диапазоне  $10^{14}$ - $10^{18}$  см $^{-2}$ ;
- разработан метод детектирования плотности потока тепловых нейтронов монокристаллами кремния.

#### **Научная и практическая значимость полученных результатов**

- Впервые разработана технология нейтронного трансмутационного легирования слитков кремния диаметром до 13 см (5 дюймов) и длиной до 70 см, с качеством на уровне мировых стандартов,
- Технология внедрена на базе бассейнового исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т и позволяет легировать слитки кремния, размеры которых превышают габариты его активной зоны.
- Определены условия квазистационарности нейтронного поля для однородного пространственного легирования слитков кремния в нестационарных нейтронных полях.

- Разработан и внедрён в практику легирования способ облучения со сканированием одновременно двух контейнеров со слитками кремния, что позволило удвоить эффективность использования оборудования.
- Разработан и реализован метод НТЛ высокоомного кремния до величины удельного электрического сопротивления 10-40 кОм·см.
- Результаты измерения спектра  $\gamma$ -квантов, возникающих в активной зоне при вынужденном делении ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами, позволили оптимизировать не только режимы охлаждения слитков кремния во время облучения, но и скорректировать расчёты биологической защиты установки для легирования. Полученные характеристики спектра были занесены в базу данных МАГАТЭ
- Разработаны детекторы сопровождения на основе монокристаллического кремния, позволяющие в процессе облучения контролировать флюенс быстрых и/или тепловых нейтронов.
- Создано технологическое оборудование для радиационного окрашивания природных топазов.

Технологии, методики и экспериментальные устройства, разработанные в процессе выполнения исследований, успешно внедрены на реакторе ИРТ-Т ТПУ и постоянно используются для выполнения заказов отечественных и зарубежных организаций.

### **Научные положения, вынесенные на защиту**

1. Промышленная технология нейтронного трансмутационного легирования слитков кремния в исследовательском ядерном реакторе бассейнового типа, размеры, которых превышают габариты активной зоны.
2. Математическая модель процесса облучения, реализация которой позволяет сформировать оптимальное нейтронное поле и определить режимы сканирования слитков кремния относительно активной зоны для получения высокой пространственной однородности легирования.
3. Результаты измерения спектра  $\gamma$ -квантов активной зоны реактора ИРТ-Т в широком диапазоне энергий. Выход  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий  $E_{\gamma}=12\div 36$

МэВ связан с наличием высоковозбужденных состояний дочерних ядер, и, в том числе, возбуждением гигантского дипольного резонанса в осколках деления.

4. На основе монокристаллов кремния разработан метод определения интегрального потока тепловых нейтронов в диапазоне  $10^{14}$ - $10^{18}$  см<sup>-2</sup>.

5. Комплекс автоматизированного технологического оборудования для радиационного легирования кремния и облучения других материалов, который внедрён в эксплуатацию на базе реакторе ИРТ-Т.

### **Апробация работы и публикации**

Основные результаты, полученные автором, опубликованы в виде 46 печатных работ, в том числе 25 статей в журналах, рекомендованных ВАК для публикации материалов докторских диссертаций, и семи патентов Российской Федерации. Материалы, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих научных совещаниях и конференциях:

XV Всесоюзном совещании по использованию исследовательских ядерных реакторов. Обнинск, 30 мая-3 июня, 1988; V Всесоюзном совещании по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Москва, 1990; In Silicon 94, IV<sup>th</sup> Scientific and Business Conference, Roznov pod Radhostem 8<sup>th</sup>-11<sup>th</sup> November 1994, , In Silicon 96, 5<sup>th</sup> Scientific and Business Conference, Roznov pod Radhostem V<sup>th</sup>-8<sup>th</sup> November 1996; Международной научно-технической конференции «Исследовательские реакторы: наука и высокие технологии». Димитровград, 25-29 июня 2001; IV Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», г. Алматы, Казахстан, 15-17 сентября 2003; II Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности (производство, наука, образование)» г. Томск, 2004; III Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности (производство, наука, образование)", г. Томск, 2005; V Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», г. Алматы, 26-29 сентября 2005; 56-ой Международной конференции «ЯДРО-2006» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре ядра, г. Саров, Нижегородской

обл., Россия, 4-8 сентября 2006; Международной научно-технической конференции «Исследовательские реакторы в XXI веке», Москва, 20-23 июня, 2006; 57 Международной конференции «ЯДРО-2008» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре ядра, г. Москва, 23-27 июня 2008; V Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности» Томск, 2010; VIII Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», г. Алматы, , 20-23 сентября 2011; IX Международной конференции «Взаимодействие излучения с твердым телом», Минск, Беларусь. 20-22 сентября 2011; (XIII, XIV, XV Всесоюзных координационных совещаниях по развитию науки с использованием ИЯР; XIV Всесоюзном совещании по метрологии нейтронного излучения на ускорителях и ядерных реакторах; IV и V Всесоюзных семинарах по проблемам ядерного легирования полупроводников).

**Вклад автора.** Основные исследования, результаты которых представлены в диссертации, выполнены по инициативе и под руководством автора. Личный вклад его включает формулировку цели и задач исследования, выбор путей их решения, разработку методов исследования, оригинальных технических решений и установок, обработку экспериментальных результатов, Все статьи по теме диссертации написаны автором после обсуждения результатов с соавторами работ. Радиационные технологии и оборудование, описанные в диссертации, созданы под его руководством.

**Структура и объем диссертационной работы.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и приложений. Она изложена на 268 страницах, содержит 77 рисунков, 12 таблиц и список цитируемой литературы из 204 наименований.

#### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** сформулированы актуальность, цель и задачи диссертационной работы; научные положения, выносимые на защиту; научная новизна; практическая значимость.

**В первой главе** приведены ядерно-физические характеристики ИЯР и основные направления их применения. Основное внимание уделено бассейновому реактору типа ИРТ-Т, его техническим характеристикам и месту среди действующих ИЯР. Главными параметрами, определяющими сферу использования ИЯР, являются нейтронно-физические характеристики экспериментальных устройств и активной зоны реактора. Для измерения этих характеристик в ИРТ-Т на базе вертикального горизонтального канала (ВЭК-14) было аттестовано опорное поле (ОП). ОП на ядерном реакторе – фиксированная область нейтронного поля реактора, аттестованная по дифференциальному спектру нейтронов. Опорное поле применяется в качестве образцовой меры для аттестации рабочих точек реакторных нейтронных полей и для исследования и градуировки спектрометрической и радиометрической аппаратуры.

Кроме того, в результате проведенных исследований аттестован образцовый источник (ОИ-Р) быстрых нейтронов ( $E_n > 0,1$  МэВ) на горизонтальном экспериментальном канале (ГЭК-6). Это позволило значительно сократить объём экспериментальных работ по измерению плотностных и спектральных характеристик полей реактора.

В процессе изучения нейтронно-физических характеристик реактора впервые исследован энергетический спектр  $\gamma$ -квантов, возникающих при делении ядер урана-235 под действием нейтронов в активной зоне ИРТ-Т. Это позволило оптимизировать не только режимы охлаждения слитков кремния во время облучения, но и скорректировать результаты расчетов биологической защиты установки для легирования кремния. Впервые исследован спектр  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий  $E_\gamma = 12 \div 36$  МэВ, возникающих при вынужденном делении ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами в ядерном реакторе ИРТ-Т. Показано, что выход  $\gamma$ -квантов в этом энергетическом диапазоне обусловлен возбуждением и последующим распадом гигантского дипольного резонанса в осколках деления.

Полученные результаты позволили определить круг радиационных технологий, которые могут быть реализованы на ИРТ-Т. К ним в первую очередь относится технология НТЛ кремния. Адаптация данной технологии для ИЯР с

малыми активными зонами позволит в значительной мере удовлетворить все возрастающие потребности электротехнической промышленности в её продукции. На основе проведенного анализа сформулированы основные задачи диссертационной работы, которые не были решены к её началу.

**Во второй главе** исследованы условия, которые обеспечивают равномерное облучение протяженных контейнеров с образцами большого диаметра на ИЯР с малыми размерами активной зоны, например в бассейновых реакторах, что особенно важно при создании технологии НТЛ кремния.

В настоящее время для равномерного облучения объемных контейнеров со слитками кремния используют два режима облучения: статический и динамический. При динамическом режиме контейнеры участвуют в движении, например, поступательно перемещаются по каналу реактора и одновременно вращаются вокруг своей оси. При статическом режиме они неподвижны во время облучения, поэтому пространственная равномерность образования легирующего изотопа будет определяться однородностью флюенса нейтронов по объему слитка кремния. Для достижения высокой равномерности требуются участки реакторного пространства с постоянной плотностью потока тепловых нейтронов. С увеличением объема контейнера с образцами становится все труднее найти для их облучения такие участки. Они могут быть в ядерных реакторах с большими активными зонами, либо с большими объемами замедлителей, имеющих большую длину диффузии (графит, тяжелая вода) [1, 2].

При уменьшении размеров активной зоны уменьшается, и длина участка с однородным полем. У большинства бассейновых ИЯР размеры активных зон менее 1 метра, поэтому участки с однородным полем невелики. Высокую пространственную равномерность облучения слитков кремния, размеры которых сопоставимы с размерами активной зоны реактора, возможно получить лишь при использовании динамических режимов облучения. При этом однородность легирования будет определяться как пространственно-временным распределением нейтронного поля, так и законом движения облучаемого контейнера со слитками кремния.

Для решения этой задачи можно выделить два подхода. Первый состоит в том, что для существующего в канале реактора нейтронного поля можно искать такой алгоритм движения контейнера, чтобы в результате облучения флюенс нейтронов был равномерно распределен по его объему. Может оказаться, что такого закона движения не существует или он будет слишком сложным для технической реализации. Второй предполагает решение обратной задачи: задаётся простой закон движения контейнеров и находится необходимое распределение плотности потока нейтронов по зоне облучения. И в соответствии с найденным распределением формируется нейтронное поле.

Одним из самых простых, технически осуществимых законов движения контейнера по каналу облучения является его равномерное перемещение вдоль канала с одновременным вращением, то есть точки в объеме контейнера движутся по винтовым линиям. В работе показано, что если по экспериментальному каналу вдоль его оси  $z$  перемещается вращающийся с постоянной угловой скоростью контейнер, то при распределении плотности потока тепловых нейтронов в плоскости, перпендикулярной оси канала

$$f_z(x,y) = A + B \cdot f_1(x) + C \cdot f_2(y), \quad (1)$$

не возникнет радиальной пространственной неоднородности облучения. В этом распределении  $A, B, C$  – постоянные коэффициенты, каждый из которых может быть равным и нулю;  $f_1, f_2$ , – нечетные функции на промежутке  $-R < U < R$ , где  $R$  – радиус контейнера.

Отметим одно важное обстоятельство, которое следует использовать при формировании поля нейтронов в соответствии с распределением (1). Чтобы выяснить, удовлетворяет ли какой-либо конкретный вариант критерию равномерности, можно снять пространственное распределение плотности потока нейтронов и сравнить его с (1). В этом случае необходимо проделать большой объем измерений. Однако существует особенность класса функций (1), использование которой упростит расчеты и экспериментальную работу. Пусть  $f_z(x,y)$  удовлетворяет (1) и является нечетной функцией, например, относительно  $x$ .

Тогда

$$u_z(x) = \int_{-R}^R f_z(x, y) dy \quad (2)$$

также удовлетворяет (1). Это обстоятельство позволяет сократить число экспериментов и расчетов, так как проверку пригодности нейтронного поля для задачи НТЛ кремния можно осуществить с помощью интегрального распределения (2).

Аксиальная равномерность легирования по длине слитка достигается при любом распределении плотности потока нейтронов вдоль оси канала  $f(x, y, z)$ , если контейнер со слитками возвратно-поступательно перемещать через зону облучения с постоянной скоростью  $v$ . Действительно, можно представить, что контейнер со слитками состоит из тонких дисков. И все они последовательно, друг за другом, её пересекают. Если плотность потока нейтронов  $f(x, y, z)$  не меняется во времени, то все эти диски наберут один и тот же флюенс нейтронов

$$\Phi(x, y) = \frac{H}{v} \bar{f}(x, y), \quad (3)$$

где  $H$  – длина зоны облучения,  $v$  – скорость перемещения контейнера,  $\bar{f}(x, y)$  – средняя плотность потока нейтронов

$$\bar{f}(x, y) = \frac{1}{H} \int_0^H f(x, y, z) dz. \quad (4)$$

Если  $f(x, y, z)$  при любом  $z$  удовлетворяет (1), то и  $\bar{f}(x, y)$  (свойство нечетных функций) входит в класс функций (1). Это обстоятельство также можно использовать для сокращения объема экспериментальных и расчетных работ при формировании нейтронного поля для НТЛ кремния.

Таким образом, пространственная равномерность флюенса нейтронов в контейнере с образцами будет достигнута, если контейнер возвратно-поступательно перемещают вдоль оси канала и одновременно вращают его относительно этой оси, а распределение плотности потока нейтронов в канале имеет вид

$$f(x,y,z) = A + B \cdot f_1(x) + C \cdot f_2(y) + D \cdot f_3(z), \quad (5)$$

где  $A, B, C, D$  – постоянные коэффициенты, каждый из которых может быть равным и нулю;  $f_i$  – нечетные функции относительно своих аргументов,  $f_5(z)$  – непрерывная относительно  $z$  функция. При этом необходимо, чтобы за каждое перемещение через нейтронное поле контейнер совершал целое число оборотов.

Пространственную равномерность флюенса в том же нейтронном поле можно получить и при дискретном вращении контейнера, если по каким-либо причинам невозможно организовать его непрерывное вращение. Для этого необходимо разделить время набора заданного флюенса на несколько циклов. После первого цикла контейнер поворачивают на угол  $\theta$ . При числе циклов облучений, равном  $k$ ,  $\theta = 2\pi/k$ . В каждом таком цикле набранный флюенс нейтронов должен быть в  $k$  раз меньше, чем требуемый, а контейнер без вращения возвратно-поступательно перемещают по каналу реактора. Зная пространственное распределение поля тепловых нейтронов, можно подобрать соответствующий угол дискретного поворота и проводить заданный режим легирования.

Отметим также еще одно важное обстоятельство, говорящее в пользу выбранного режима движения контейнеров – их вращение и многократное возвратно-поступательное перемещение. В некоторых случаях, например, при нейтронном легировании кремния, необходимо чтобы слитки кремния набрали флюенс до  $10^{18} \text{ см}^{-2}$ , то есть продолжительность легирования может составлять десятки часов. При столь длительном промежутке времени, за счет «выгорания»  $^{235}\text{U}$ , перемещения компенсирующих стержней и стержней управления в активной зоне реактора, неизбежно происходит изменение распределения потока нейтронов по зоне облучения. А это, в свою очередь, приведет к появлению неравномерности облучения, так как различные части контейнера при прохождении одних и тех же участков канала реактора будут набирать различные флюенсы нейтронов. В значительной мере такое негативное влияние изменения нейтронного поля снижается при многократном возвратно-поступательном перемещении контейнеров. Если контейнер, чтобы набрать требуемый флюенс нейтронов,  $n$  раз пересекает зону облучения, то, как показано, даже при самом

худшем варианте – внезапной остановке работы реактора – относительная неравномерность за все время облучения в  $n$  раз меньше, чем при облучении полным флюенсом нейтронов за одно перемещение.

Необходимая равномерность облучения может быть получена и при облучении контейнеров в каналах реактора, ограниченных с одной стороны (рис. 1).

При осуществлении этого способа нейтронное поле предварительно формируют так, чтобы в канале был участок  $(-b \leq z \leq b)$ , на котором распределение плотности потока нейтронов  $f(z)$  вдоль оси канала (оси  $z$ ) было бы четной функцией ( $f(z) = f(-z)$ ), и определяют этот участок  $-a \leq z \leq a$ . Длина контейнера со слитками должна быть не больше, чем длина выбранного участка ( $2a$ ). Затем контейнер однократно или многократно возвратно-поступательно перемещают по каналу реактора из позиции  $k$  в  $l$  и обратно. Облучение прекращают, когда средний по объему контейнера флюенс нейтронов станет равным

половине требуемого. После этого контейнер разворачивают, чтобы его торцы в канале поменялись местами, и точно также облучают его, перемещая из позиции  $m$  в  $n$  и обратно. При этом в одном крайнем положении (позиции  $k$  и  $m$ ) контейнер располагают за пределами зоны облучения, а в другом (позиции  $l$  и  $n$ ) – центр контейнера совмещают с серединой участка ( $z = 0$ ), на котором  $f(z) = f(-z)$ . Действительно, введем еще одну систему координат:  $y$ , неподвижную относительно контейнера (рис. 1), причем  $y = 0$  совпадает с центром контейнера. При движении контейнера из  $k$  в  $l$  имеет место преобразование координат

$$z = y + V_1 t - a - b, \quad (6)$$

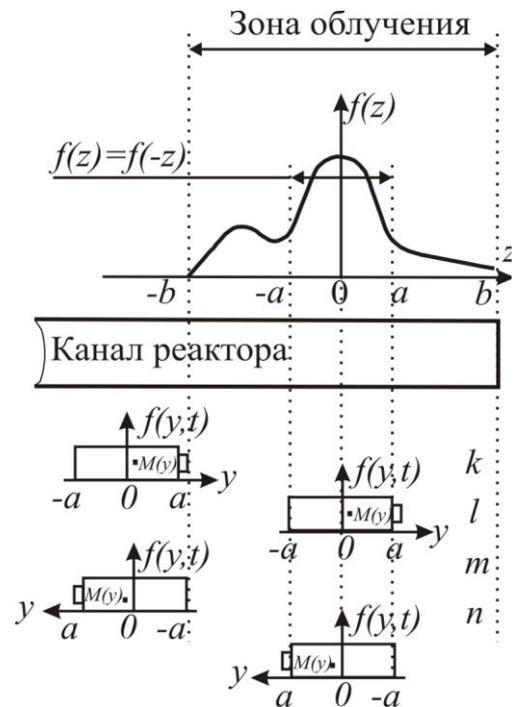


Рис. 1. Положение контейнера при одностороннем доступе к каналу реактора

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

$$F_i(y) = \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^y f(z) dz, \quad (7)$$

где  $f(z)$  – плотность потока тепловых нейтронов.

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

$$\sum_1^n F_i(y) = \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^y f(z) dz. \quad (8)$$

Усредним флюенс за  $n$  перемещений по длине контейнера ( $2a$ ), и пусть он будет равен половине требуемого

$$\Phi_1 = \frac{1}{2a} \cdot \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-a}^a dy \int_{-b}^y f(z) dz. \quad (9)$$

Так как  $\int_{-b}^y f(z) dz = \int_{-b}^0 f(z) dz + \int_0^y f(z) dz$ , то

$$\Phi_1 = \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz + \frac{1}{2a} \cdot \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-a}^a dy \int_0^y f(z) dz. \quad (10)$$

Поскольку при облучении второй половиной флюенса контейнер повернут на  $180^\circ$ , то в позициях  $m$  и  $n$  (рис. 1) ось  $y$  направлена в противоположном направлении. С учетом этого для второй половины облучения

$$\sum_1^k F_i(y) = \sum_1^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^{-y} f(z) dz, \quad (11)$$

$$\Phi_2 = \sum_1^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz - \frac{1}{2a} \cdot \sum_1^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-a}^a dy \int_0^y f(z) dz, \quad (12)$$

где  $k$  – число перемещений при облучении второй половиной флюенса.

Левые части выражений (10) и (12) равны, поэтому равны и правые.

$$\sum_1^n \frac{1}{V_i} = \sum_1^k \frac{1}{V_i}. \quad (13)$$

Из этого следует

$$\int_{-a}^a dy \int_0^y f(z) dz = 0, \quad (14)$$

$$\Phi_1 = \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz, \quad (15)$$

$$\Phi_2 = \sum_1^k \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz. \quad (16)$$

Суммируя (15) и (16), получим полный средний по контейнеру флюенс нейтронов за все время облучения

$$\Phi_1 + \Phi_2 = \sum_1^{n+k} \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz. \quad (17)$$

А суммируя (8) и (11), получим флюенс нейтронов в точке  $M(y)$  за все время облучения

$$\sum_1^{n+k} F_i(y) = \sum_1^n \frac{1}{V_i} \cdot \left[ \int_{-b}^y f(z) dz + \int_{-b}^{-y} f(z) dz \right]. \quad (18)$$

С учетом того, что

$$\int_{-b}^y f(z) dz + \int_{-b}^{-y} f(z) dz = \int_{-b}^0 f(z) dz + \int_0^y f(z) dz + \int_{-b}^0 f(z) dz + \int_0^{-y} f(z) dz = 2 \int_{-b}^0 f(z) dz, \quad (19)$$

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

$$\sum_1^{n+k} F_i(y) = \sum_1^{n+k} \frac{1}{V_i} \cdot \int_{-b}^0 f(z) dz. \quad (20)$$

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

Как отмечалось выше, для достижения аксиальной равномерности облучения при возвратно-поступательном перемещении контейнер должен полностью выйти за пределы нейтронного поля. Поэтому в облучении участвует лишь часть нейтронов этого поля. Например, при длине контейнера, равной длине зоны облучения, используется лишь 50% нейтронов. Для устранения этого недостатка предложено облучать одновременно два контейнера. По каналу реактора с распределением плотности потока нейтронов  $f(z)$  возвратно-поступательно перемещают не один контейнер, а два (рис. 2). Они перемещаются из положения  $e$  в положение  $f$  и обратно в положение  $e$ .

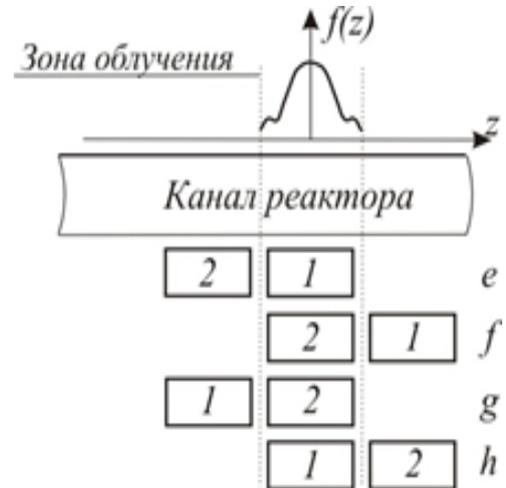


Рис. 2. Расположение двух контейнеров при их возвратно-поступательном перемещении

При этом в положении  $e$  с центром зоны облучения совмещают центр первого контейнера, а в  $f$  – центр второго. Такое возвратно-поступательное перемещение осуществляют до тех пор, пока усредненный по объему контейнеров флюенс нейтронов станет равным половине требуемого. Затем облучение прерывают, контейнеры меняют местами, сохраняя каждому из них прежнюю ориентацию в канале, и облучают оставшимся флюенсом нейтронов: 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. Облучение прекращают после того, как они будут облучены второй половиной флюенса нейтронов. При этом каждое перемещение из позиции  $e$  в  $f$  и обратно в первой половине облучения дополняется их перемещением из позиции  $g$  в  $h$  и обратно при второй половине облучения, то есть в результате каждый контейнер многократно пересекает всю зону облучения. Тем самым достигается аксиальная равномерность облучения.

Полученные результаты расширяют условия однородного облучения образцов больших размеров в пространственно-неоднородных, переменных во

времени нейтронных полях. Реализация этих условий возможна на ИЯР любого типа, в том числе на бассейновых реакторах с малыми размерами активных зон, что важно в условиях дефицита облучательных мощностей для нейтронного легирования кремния.

**В третьей главе** приведены результаты исследований по формированию нейтронного поля при создании радиационных технологий в бассейновом ИЯР типа ИРТ.

При создании радиационных технологий и проведении экспериментов в ИЯР выбор замедлителя является решающим фактором, определяющим ядерно-физические параметры нейтронного поля. В частности, нами рассмотрена задача НТЛ кремния в горизонтальном экспериментальном канале (ГЭК-4) на бассейновом исследовательском реакторе ИРТ-Т (исследовательский реактор типовой). Методом статистических испытаний (Монте-Карло) рассчитывалось нейтронное поле в различных замедлителях, сквозь которые проходит экспериментальный канал для НТЛ кремния.

Расчеты проводились с целью сравнения возможностей различных замедлителей при формировании нейтронного поля для НТЛ кремния. На рис. 3,4 приведены схема реактора ИРТ-Т и “геометрия” расчетов.

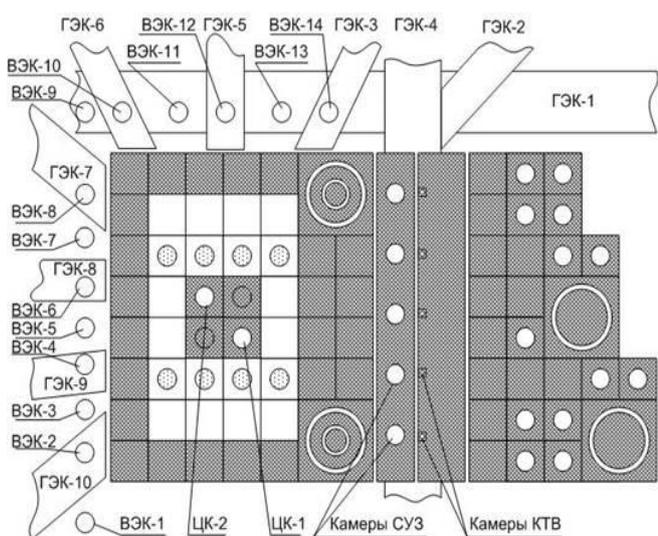


Рис. 3. Схема активной зоны и экспериментальных каналов реактора

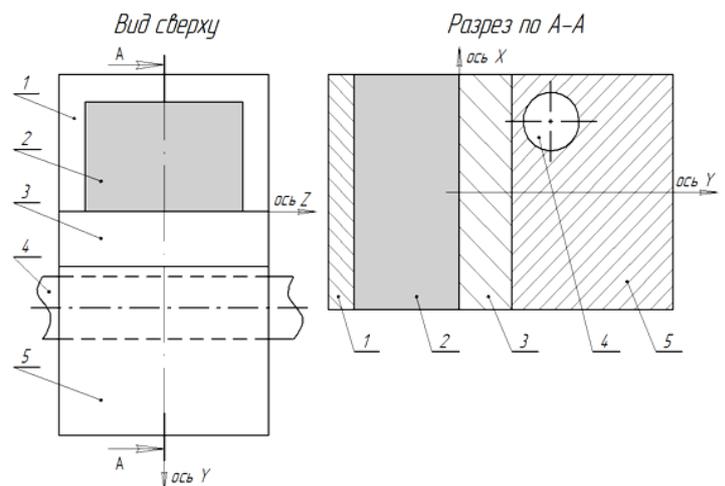


Рис. 4. Схема активной зоны с отражателем и замедлителем: 1 – отражатель из Вε; 2 – активная зона; 3 – отражатель, 4 – ГЭК-4; 5 – замедлитель

Активная зона состоит из 20 тепловыделяющих сборок (ТВС) и бериллиевой «ловушки» тепловых нейтронов. С трех сторон активная зона окружена отражателями. Отражатель выполнен из бериллия, отражатель и замедлитель – либо из бериллия, либо из другого материала. Через замедлитель проходил экспериментальный канал из стали с толщиной стенки 2 мм.

Внутренний диаметр канала был равен 15 см. Ось канала располагалась на расстоянии 12,5 см от верхней грани активной зоны. Рассматривались замедлители из бериллия, тяжелой воды и графита.

На рисунке 5 приведено распределение плотности потока тепловых нейтронов в зависимости от расстояния до активной зоны (вдоль оси у). Точка 0 на оси абсцисс соответствует границе «активная зона 2 – отражатель 3 с замедлителем 5» (рис. 4). Для всех распределений материалом отражателя 1 (рис. 4) был бериллий. В качестве отражателя 3 и замедлителя 5 использовались следующие материалы: распределение C1 – графит – графит; распределение C2 – бериллий (7 см) – графит; распределение C3 – бериллий (14 см) – графит; распределение D<sub>2</sub>O – тяжелая вода – тяжелая вода; распределение Be – бериллий – бериллий.

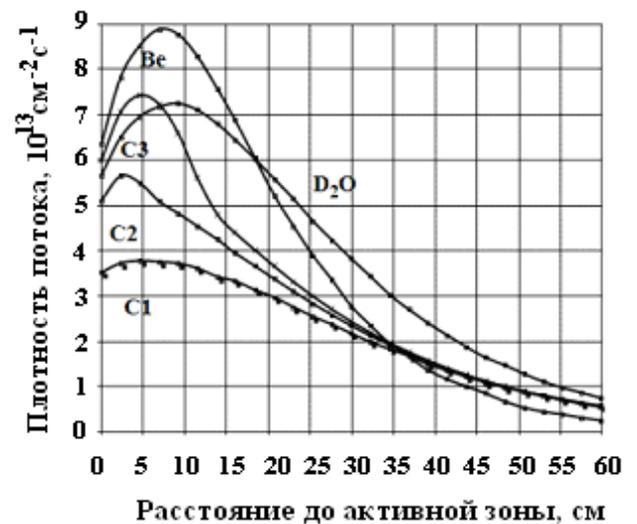


Рис. 5. Плотность потока тепловых нейтронов в различных замедлителях

Бериллий и тяжелая вода предпочтительней других замедлителей с точки зрения максимальной плотности потока тепловых нейтронов в канале. Однако бериллий проще в эксплуатации и более доступен, чем тяжелая вода. Поэтому он был выбран в качестве отражателя и замедлителя (рис. 3). Кроме того, для бериллия при малых размерах активной зоны реактора высок коэффициент качества по тепловым нейтронам, то есть отношение максимальной плотности потока тепловых нейтронов к мощности источника быстрых нейтронов не уступает тяжелой воде [4].

Результаты расчетов поля нейтронов в ГЭК-4 приведены в таблице 1 ( $L$  – расстояние от края канала до активной зоны;  $\varphi_{cp}$  – средняя плотность потока нейтронов на длине 164 см;  $\delta_{мен}$  – доля тепловых нейтронов в спектре;  $D$  – радиальный разброс плотности потока тепловых нейтронов на диаметре 14 см;  $Q$  – спектральный коэффициент – отношение плотности потока тепловых нейтронов к плотности потока нейтронов с энергией выше 3 МэВ.

Из результатов расчетов, приведенных в таблице 1, можно сделать следующие выводы. Максимальной плотности потока тепловых нейтронов и минимальному её радиальному разбросу соответствует расстояние 10-16см от грани активной зоны реактора. В то же время доля тепловых нейтронов в полном спектре на этом участке колеблется в диапазоне (55-72)%, а спектральный коэффициент от 98 до 426, что соответствует требованиям для технологии НТЛ кремния [1, 2].

В соответствии с полученными результатами расстояние между осью канала и гранью активной зоны было выбрано равным 22,5 см при  $L = 15$ см. Таким образом, при выборе места расположения экспериментального канала для НТЛ кремния необходимо руководствоваться следующими требованиями.

Таблица 1 - Результаты расчетов характеристик поля тепловых нейтронов в ГЭК-4 для отражателя и замедлителя из бериллия

$L$ , см	$\varphi_{cp}$ , $10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$\delta$ , %	$D$ , %	$Q$
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

Во-первых, создать максимально возможную плотность потока тепловых нейтронов в зоне облучения.

Во-вторых, спектр нейтронов в зоне облучения кремния должен быть максимально термолизован для уменьшения доли быстрых нейтронов, которые разрушают кристаллическую решетку кремния, генерируя радиационные дефекты.

В-третьих, радиальный разброс плотности потока тепловых нейтронов на диаметре канала должен быть менее 3%.

В соответствии с этими условиями и была сформирована зона облучения в горизонтальном экспериментальном канале ГЭК-4 (рис. 6).

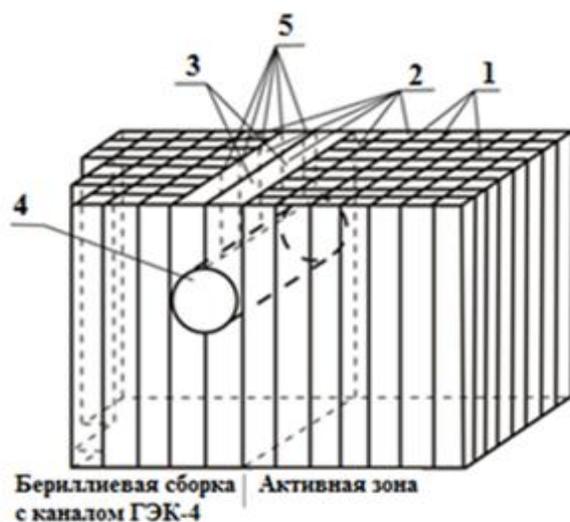


Рис.6. Вид активной зоны и бериллиевой тепловой сборки со стороны канала ГЭК-4: 1 – тепловыделяющие сборки; 2 – бериллиевые блоки; 3 – бериллиевые блоки, охватывающие канал; 4 – горизонтальный экспериментальный канал ГЭК-4; 5 – токовые камеры плотности потока тепловых нейтронов

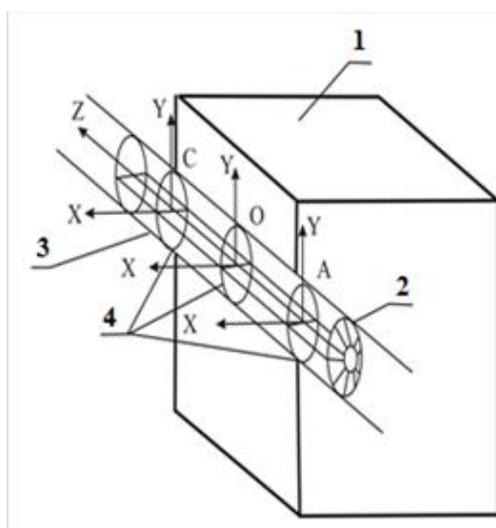


Рис. 7. Схема геометрии измерения распределения потока тепловых нейтронов в плоскостях  $A$ ,  $O$ ,  $C$ , перпендикулярных оси канала: 1 – активная зона, 2 – канал ГЭК-4; 3 – измерительное устройство, 4 – диски с закрепленными активационными детекторами

После её формирования были проведены экспериментальные исследования характеристик нейтронного поля. При их измерениях использовался метод активационных детекторов. Детекторы закреплялись на специальном устройстве и с помощью штанги подавались в канал реактора (рис. 7). Нанесенные на штанге реперы позволяли устанавливать устройство в канале реактора с погрешностью не

хуже 3 мм. Погрешность измерений наведенной радиоактивности детекторов не превышали 3%. Результаты измерений приведены на рисунке 8.

Для определения радиальной равномерности легирования устройство с медной фольгой в виде тонкого диска (рис. 7) при облучении возвратно-поступательно перемещали по каналу реактора.



Рис. 8. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по длине ГЭК-4

Активности измеряли на 7 кольцах различного радиуса, которые вырезали из медного диска. Для этого предварительно каждое кольцо взвешивали и растворяли в азотной кислоте, а результаты измерений активности нормировали на веса колец (рис. 9).

Представленные результаты доказывают, что в пределах погрешности измерений ( $\pm 3\%$  относительных) активность медного диска была радиально однородной. С помощью

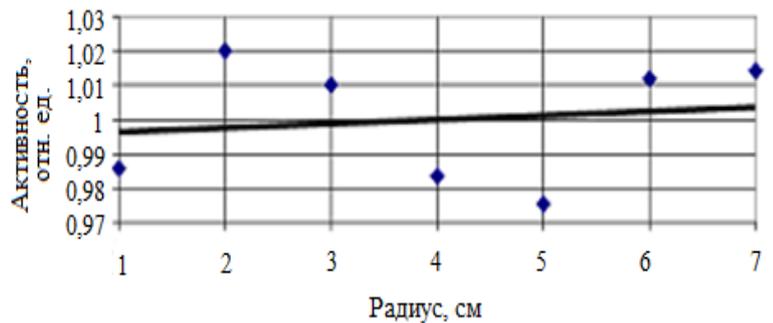


Рис. 9. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу контейнера

устройства, изображенного на рисунке 7, и активационных детекторов измерены характеристики нейтронного поля в ГЭК-4: доля тепловых нейтронов в спектре – 73%, спектральный коэффициент (отношение плотности потока тепловых нейтронов к интегральной плотности потока нейтронов с энергией свыше 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 зоны сканирования контейнера, равной 180 см) плотность потока тепловых нейтронов  $4,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , радиальная неравномерность флюенса нейтронов по радиусу при вращении контейнера – менее 3%.

Результаты исследований, приведенные выше, позволили впервые в России создать установку для НТЛ слитков кремния длиной до 70 см и диаметром до 13 см с мировым уровнем качества, что способствовало устранению зависимости России от зарубежных производителей этого материала.

**В четвертой главе** представлено описание установки для НТЛ слитков кремния длиной до 70 см и диаметром до 13 см на ГЭК-4 ИРТ-Т, а также результаты исследований оптимизации режимов облучения.

В соответствии с критериями, полученными выше, равномерность нейтронного легирования слитков кремния определяется как функция пространственного распределения нейтронного поля и его флуктуации, а также закона движения слитков кремния в этом поле.

В 1985-1995 гг. были выполнены исследования стабильности нейтронного поля в зоне облучения. Критерием ее служили данные измерений поля тепловых нейтронов в зоне облучения за 100 часов работы реактора на мощности 6 МВт. Нейтронное поле в зоне облучения в течение этого времени плавно изменялось на 2-4 % за счет перемещений стержней управления в активной зоне реактора. Измерения проводились с помощью 7 камер деления типа КтВ, установленных в бериллиевой сборке (рис. 6). Полученные результаты позволили исключить требования, накладываемые условием квазистационарности процесса облучения, к скорости поступательного перемещения образца. Ее можно определить, исходя из того, что при минимальном времени легирования образца скорость должна быть такой, чтобы число проходов было более 100. В случае непредвиденного сброса мощности реактора на одном из проходов вклад в неоднородность легирования, вызванный этим, войдет в конечную неоднородность с весом менее чем 0,01.

Ранее были сформулированы условия, при которых устраняется радиальная неравномерность легирования. Если же контейнер со слитками кремния не только вращается, но и равномерно перемещается вдоль оси канала, то эти выводы останутся в силе лишь при дополнительном условии. За время одного оборота контейнер перемещался вдоль оси канала на такое расстояние  $\Delta Z$ , на котором для

каждой его координаты  $z$  изменение плотности потока тепловых нейтронов пренебрежимо мало. Тогда скорость его перемещения вдоль оси канала  $V$  будет связана со скоростью вращения  $\alpha = \omega/2\pi$  неравенством

$$\alpha > V/\Delta Z. \quad (21)$$

Это выражение для всякой линейной скорости  $V$  устанавливает нижний предел угловой скорости  $\alpha_{\min}$ , при которой радиальная неравномерность легирования будет еще допустимой. Окончательно  $\alpha_{\min}$  определялась после экспериментального определения  $\Delta Z$  по критерию

$$(\Delta F/F)_{\max} < \varepsilon, \quad (22)$$

где  $\varepsilon$  – параметр, характеризующий максимальное относительное изменение потока, при котором радиальной неравномерностью легирования можно пренебречь (в нашем случае  $\varepsilon < 0,01$ ).

Кроме того, линейная скорость движения слитка должна быть постоянной. А к постоянству угловой скорости предъявляются менее жесткие требования. На основании вышеизложенного, были определены параметры установки облучения контейнеров со слитками кремния. Схема установки для облучения образцов с большими пространственными размерами в ГЭК-4 исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т ТПУ приведена на рис. 10.

Механическая часть установки включает в себя: «скамью», по которой движется защитная пробка с облучателем, на котором расположены контейнеры со слитками кремния. Там же расположены приводы вращения и перемещения контейнеров, а так же транспортный путь с тележкой для транспортировки контейнера к месту распаковки-упаковки и перегрузочное устройство подачи контейнера от облучателя на транспортную тележку и обратно. Вся установка окружена защитой из тяжелого бетона, примыкающей к корпусу реактора. Система детектирования плотности потока тепловых нейтронов в зоне облучения, как отмечалось выше, включает в себя семь камер деления КТВ-4, разработанных в НИКИЭТ. Пять камер (рис. 10) расположены непосредственно над каналом ГЭК-4. С их помощью контролируется распределение плотности потока тепловых

нейтронов вдоль канала 12 (зоны облучения). 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.

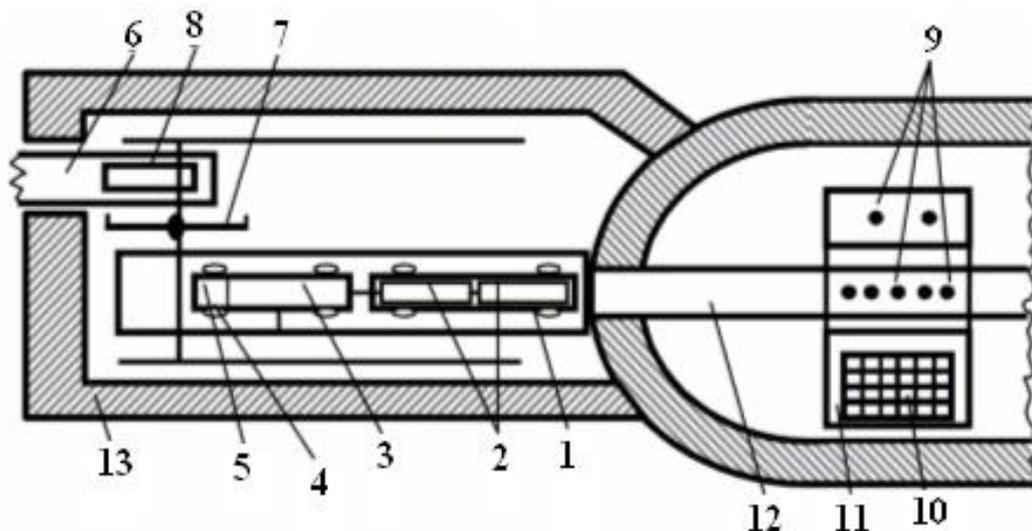


Рис. 10. Схема установки НТЛ слитков кремния на ГЭК-4 ИРТ-Т: 1 – скамейка; 2 – контейнеры на облучателе; 3 – штанга; 4 – привод перемещения облучателя; 5 – привод вращения контейнеров; 6 – транспортный путь; 7 – перегрузочное устройство; 8 – транспортная тележка; 9 – камеры деления КТВ-4; 10 – активная зона; 11 – бериллиевый отражатель; 12 – канал реактора; 13 – биологическая защита

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 наведенной активности облученных образцов. Весь процесс облучения осуществляется автоматически.

Эта установка позволяет проводить облучение слитков кремния диаметром до 130 мм, причем неоднородность легирования по диаметру слитка была менее 3%, а по длине слитка менее 5%.

С 1986 года по 1991 год НТЛ кремний выпускался для электротехнической промышленности СССР. Годовой объем НТЛ – до 2,5 тонн. Номиналы удельного

электрического сопротивления (у.э.с.) – от 10 до 250 Ом·см, диаметры слитков – до 105 мм. С 1991 года по 1998 год осуществлялось легирование кремния диаметром 4 дюйма для российских фирм и фирмы «Wacker». На рисунке 11 и 12 приведены результаты, полученные после измерения более двух тысяч слитков. Измерения у.э.с. проводились после нейтронного легирования и отжига слитков в вакууме специалистами фирмы «Wacker» (Германия). Производительность созданной установки равна 2 кг/час для слитков кремния диаметром 5 дюймов при легировании на номинал у.э.с., равный 60 Ом·см. Равномерность легирования по диаметру слитков 128 мм соответствует мировым стандартам.



Рис. 11. Статистика отклонения у.э.с. от номинала на торцах слитков

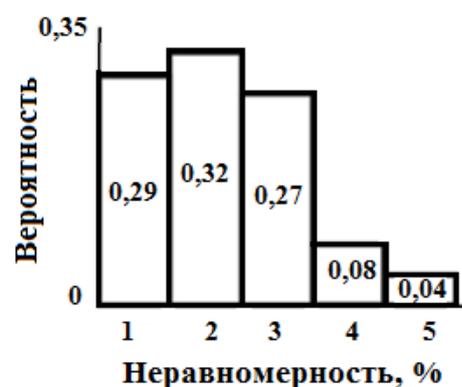


Рис. 12. Статистика неравномерности распределения флюенса нейтронов по длинам слитков кремния

Для производства фотоприемников инфракрасного излучения используется высокоомный кремний с у.э.с. более 10 кОм·см. С помощью нейтронного легирования можно весьма точно и равномерно вводить фосфор в исходный кремний *p*-типа, тем самым компенсировать остаточные акцепторные примеси и получить высокоомный кремний как *p*-типа (при недокомпенсации), так и *n*-типа (при перекомпенсации).

Однако с ростом у.э.с. многократно увеличивается его разброс по монокристаллу кремния. Поэтому необходим жесткий отбор исходного материала для получения после легирования заданных значений удельного электрического сопротивления и равномерности легирования по объёму кристаллов. В работе проанализированы электрофизические параметры исходного кремния, которые влияют на результат нейтронного легирования. Получена аналитическая

зависимость между электрофизическими параметрами исходного и нейтронного легированного кремния, позволяющая проводить отбор исходного кремния для получения заданных параметров:

$$\delta\rho = \delta\rho_0 \frac{\mu_n \rho}{\mu_p \rho_0}, \quad (23)$$

где  $\delta\rho$  – разброс значения у.э.с. по торцу легированного слитка кремния;  $\delta\rho_0$  – разброс значения у.э.с. по торцу исходного слитка кремния;  $\mu_n, \mu_p$  – подвижности электронов и дырок соответственно;  $\rho_0, \rho$  – у.э.с. исходного и легированного кремния соответственно.

Конечный разброс у.э.с. высокоомного кремния  $n$ -типа значительно превышает исходный разброс у.э.с. кремния  $p$ -типа. Выражение (23) позволяет определять пригодность исходного кремния для достижения заданных значений  $\rho$  и  $\delta\rho$  легированного кремния

$$\frac{1}{\rho_{01}} - \frac{1}{\rho_{02}} = \frac{1}{b} \left( \frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right), \quad (24)$$

где  $\rho_{01}, \rho_{02}$  – у.э.с. на торцах слитка исходного кремния;  $\rho_1, \rho_2$  – у.э.с. на торцах легированного слитка кремния:  $b = \mu_n/\mu_p$ .

Соотношение (24) позволяет выбраковывать те исходные слитки кремния, оба торца у которых не могут одновременно быть в заданном диапазоне сопротивлений.

Полученные электрофизические параметры НТЛ партии монокристаллического кремния  $p$ -типа диаметром 27-29 мм и весом 300 кг подтвердили правильность сделанных выше выводов. Отбор исходного кремния для НТЛ осуществлялся в соответствии с выражениями (23) и (24). Отжиг радиационных дефектов проводился при температуре 650°C в течение 30 минут. При использовании описанной методики отбора слитков высокоомного кремния для легирования, выход в годность облученного кремния увеличился более чем в два раза.

Полученные при создании технологии НТЛ кремния результаты позволили разработать метод, в котором монокристаллический кремний используется в качестве детектора нейтронов.

**В пятой главе** приведены результаты экспериментальных исследований и физические основы детекторов тепловых и быстрых нейтронов на основе монокристаллического кремния. Знание общих закономерностей изменений электрофизических параметров полупроводников при воздействии на них ионизирующих излучений позволяет прогнозировать поведение изделий электронной техники из этих полупроводников в радиационных полях, а иногда и повышать их радиационную стойкость. Одним из основных параметров полупроводниковых монокристаллов является у.э.с., а самым распространенным полупроводниковым материалом является кремний. Расчетами и экспериментами были получены аналитические выражения, устанавливающие зависимость величины флюенса быстрых нейтронов на у.э.с. монокристаллов кремния. Для монокристаллов кремния *p*-типа получена следующая зависимость удельного сопротивления конечного и исходного кремния от флюенса быстрых нейтронов:

$$k_1 \Phi = \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_1 \rho_0^2}}{\beta_1 \rho_0} - \frac{\gamma_1 \rho_0}{1 + \sqrt{1 - \alpha_1 \rho_0^2}} - \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_1 \rho^2}}{\beta_1 \rho} + \frac{\gamma_1 \rho}{1 + \sqrt{1 - \alpha_1 \rho^2}}, \quad (25)$$

где  $\alpha_1 = 4e^2 \mu_n \mu_p n^2$ ,  $\beta_1 = 2e \mu_p$ ,  $\gamma_1 = 2e \mu_p n^2$ ;  $e$  – заряд электрона,  $n$  – концентрация электронов в исходном кремнии. Так как  $\gamma_1$  и  $\alpha_1 \ll 1$ , то  $\sqrt{1 - \alpha_1 \rho_0^2}$  и  $\sqrt{1 - \alpha_1 \rho^2}$  можно принять равными по 1 и пренебречь вторым и четвертым членами в правой части выражения (25), тогда

$$\Phi = \chi_1 \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) = \chi_1 (\sigma_0 - \sigma), \quad (26)$$

где  $\chi_1 = 1/(k_1 e \mu_p)$ ;  $\sigma_0$ ,  $\sigma$  – удельные электропроводности кремния до и после облучения соответственно. При этом разница в расчете флюенса по выражениям (25) и (26) не превысит 0,2%.

Для кремния *n*-типа зависимость у.э.с. конечного и исходного кремния от флюенса быстрых нейтронов имеет вид:

$$\Phi = \chi_2 \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) = \chi_2 (\sigma_0 - \sigma), \quad (27)$$

где  $\chi_2 = 1/(k_2 e \mu_n)$ ,  $k_2$  – коэффициент пропорциональности между флюенсом быстрых нейтронов и концентрацией радиационных дефектов, компенсирующих донорную примесь кремния.

Как отмечалось выше, при облучении кремния тепловыми нейтронами за счет реакции радиационного захвата образуется радиоизотоп кремний-31, который путем  $\beta$ -распада (период полураспада 2,62 часа) превращается в фосфор-31. Фосфор в монокристаллическом кремнии является донорной примесью, поэтому в кремнии  $n$ -типа он увеличивает проводимость, а в кремнии  $p$ -типа – уменьшает. Между изменением проводимости ( $\sigma - \sigma_0$ ) и флюенсом тепловых нейтронов  $\Phi$  существует линейная связь. При этом коэффициент пропорциональности один и тот же для любого исходного сопротивления  $\rho_0$ .

Отжиг кремния после облучения необходим для того, чтобы убрать радиационные дефекты, которые влияют на изменение удельной проводимости. Это обстоятельство легло в основу метода измерения флюенса тепловых нейтронов в относительных единицах в широком диапазоне, от  $10^{14}$  до  $10^{18}$  см<sup>-2</sup>. Монокристаллы кремния можно использовать в качестве детекторов сопровождения при облучении образцов в известном спектре нейтронов. Кроме того, физическая информация (удельное электрическое сопротивление), в отличие, например, от активационного метода, сохраняется бесконечно долго, что позволяет в любой момент времени перепроверить полученный результат измерения.

Недостатком вышеописанного метода является то, что для измерения абсолютных значений флюенса тепловых нейтронов требуется его калибровка с помощью других, более универсальных методов, например, активационных. Однако, используя наработки активационного способа (метод кадмиевой разности [3]), удалось устранить этот недостаток.

Можно представить концентрацию фосфора-31 ( $C$ ), генерированную за время облучения без кадмиевого фильтра, в виде двух составляющих: генерированную тепловыми ( $C_t$ ) и надтепловыми ( $C_{nt}$ ) нейтронами:

$$C = C_t + C_{nt}. \quad (28)$$

В свою очередь величина  $C$  линейно связана с изменением удельной электронной проводимости (у.э.п.):

$$C = (\sigma - \sigma_0) / e\mu_n, \quad (29)$$

где  $\sigma_0$ ,  $\sigma$  – у.э.п. кремния до и после облучения,  $e$ ,  $\mu_n$  – заряд и подвижность электронов соответственно. Следует отметить, что измерение  $\sigma$  проводят после отжига радиационных дефектов при температуре 800°C, тем самым исключают влияние радиационных дефектов от быстрых нейтронов на изменение у.э.п. В настоящее время в качестве поглотителя тепловых нейтронов используется кадмий-113 из-за большого сечения поглощения в тепловой области и его быстрого убывания в эпитепловой. Однако сечение поглощения кадмия не является ступенчатой функцией. Поэтому в активационном методе кадмиевой разности введено понятие граничной энергии поглощения в кадмии  $E_{Cd}$ , которая зависит от толщины и формы фильтра. Считают, что нейтроны с энергией ниже  $E_{Cd}$  полностью поглощаются фильтром, а выше этой энергии не поглощаются. Возникающая при этом ошибка (1-4%) компенсируется кадмиевой поправкой  $F_{Cd}$ . В таком приближении при облучении кремния в кадмиевом фильтре

$$C_{nt} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \Sigma(E)\Phi(E)dE = C_{Cd}F_{Cd}, \quad (30)$$

где  $F_{Cd}$  – поправочный коэффициент, учитывающий поглощение надтепловых нейтронов в кадмии. Концентрация фосфора-31 ( $C_{Cd}$ ) экспериментально определяется путем измерения у.э.п. до ( $\sigma_{0,Cd}$ ) и после ( $\sigma_{Cd}$ ) облучения:

$$C_{Cd} = (\sigma_{Cd} - \sigma_{0,Cd}) / e\mu_n. \quad (31)$$

Для реакторных нейтронных полей, формирующихся в присутствии хороших замедлителей (вода, графит, бериллий и др.), спектр тепловых нейтронов приближенно описывается распределением Максвелла [3]. В этом случае при

использовании детектора, сечение реакции которого в тепловой области спектра меняется по закону  $1/v$  ( $v$  – скорость нейтрона):

$$C_t = \chi_t \int_0^{E_{Cd}} \Sigma(E) \Phi(E) dE = \chi_t g_t \Sigma_t \Phi_{эф}, \quad (32)$$

где  $C_t$  – концентрация фосфора-31, генерированная тепловыми нейтронами;  $\Phi_{эф}$  – эффективный флюенс тепловых нейтронов;  $\Sigma_t$  – макроскопическое сечение реакции при энергии нейтрона, соответствующей некоторой эффективной температуре  $T_{эф}$ , отличной от температуры среды  $T_0$ ;  $g_t$  – фактор Вескотта, учитывающий отличие зависимости сечения тепловых нейтронов ( $n, \gamma$ ) – реакции на кремнии-31 от закона  $1/v$ ,  $\chi_t$  – коэффициент самоэкранирования тепловых нейтронов (отношение числа вылетевших из кремния нейтронов к числу влетевших). По литературным данным, сечение ( $n, \gamma$ ) – реакции на кремнии-30 в тепловой области строго соответствует закону  $1/v$ , то есть  $g_t = 1$  [1]. Из-за утечки и поглощения нейтронов  $T_{эф} > T_0$ , т.е. не все нейтроны достигают термодинамического равновесия с окружающей средой [3]. В частности, при

$$\Sigma_a(kT_0)/\xi \Sigma_s < 0,2, \quad (33)$$

где  $\xi$  среднелогарифмическая потеря энергии

$$\xi = 1 + [(A-1)^2/2A] \ln[(A-1)/(A+1)], \quad (34)$$

где  $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_s$  – макроскопические сечения поглощения и рассеяния замедлителя;  $k$  – постоянная Больцмана;  $A$  – массовое число ядер замедлителя

$$T_{эф} = T_0 [1 + 0,73A \Sigma_a(kT_0)/\Sigma_s]. \quad (35)$$

Например, для бериллиевого замедлителя  $T_{эф} = 1,0066T_0$ , т.е.  $T_{эф} > T_0$ , примерно, на 2 К.

Из выражения (28, 30 и 32)

$$\chi_t \cdot \Sigma_t \cdot \Phi_{эф} = C - F_{Cd} C_{Cd}. \quad (36)$$

Тогда получим эффективный флюенс тепловых нейтронов

$$\Phi_{эф} = \frac{C}{\chi_t \Sigma_t} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}}\right), \quad (37)$$

а с учетом выражения (29) получим:

$$\Phi_{\text{эф}} = \frac{(\sigma - \sigma_0)}{e\mu_n\chi_t\Sigma_t} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}}\right), \quad (38)$$

где

$$R_{Cd} = C/C_{Cd} \quad (39)$$

есть кадмиевое отношение.  $C$  и  $C_{Cd}$  определяются с помощью выражений (30) и (31) по экспериментальным значениям у.э.п. От эффективного флюенса тепловых нейтронов легко перейти к среднему (за время облучения  $\tau$ ) значению эффективной плотности потока тепловых нейтронов ( $\varphi_{\text{эф}}$ ). По определению,  $\varphi_{\text{эф}} = \Phi_{\text{эф}}/\tau$ . При этом  $\varphi_{\text{эф}}$  является произведением объемной плотности нейтронов с энергией ниже граничной энергии кадмия на скорость нейтронов с энергией  $kT_{\text{эф}}$ . С погрешностью до 2% можно принять  $F_{Cd} = 1,02$ .

Коэффициент самоэкранирования  $\chi_t$  тепловых нейтронов (отношение числа нейтронов, вылетевших из шайбы кремния, к числу нейтронов, влетевших в кремний) в изотропном нейтронном поле определялся расчетами. Расчеты были выполнены методом Монте-Карло путем прямого моделирования нейтронных траекторий в природном кремнии. История нейтрона заканчивалась либо его поглощением, либо вылетом из кремния. Варьируемыми параметрами были радиус и толщина шайбы. Для каждого варианта разыгрывалось  $10^7$  нейтронных историй. Результаты расчетов приведены в таблице 2. Там же приведены эффективные оптические толщины, то есть средние значения отрезков в пластине по траектории влета в нее нейтрона.

Экспериментальная проверка предложенного способа измерения флюенса тепловых нейтронов показала хорошую сходимость результатов, полученных предложенным методом ( $\varphi_{\text{эф}} = 1,38 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) и методом кадмиевой разности ( $\varphi_{\text{эф}} = 1,49 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ).

Преимущество предложенных детекторов состоит в том, что они позволяют определять абсолютные значения плотности потока тепловых нейтронов при любом реакторном спектре нейтронов и при работе реактора на номинальном уровне мощности. Кроме того, эти детекторы обладают свойством памяти.

Таблица 2 - Коэффициент самоэкранировки ( $\chi_t$ ) и эффективная оптическая толщина  $d_{эф}$  кремниевой пластины радиусом  $r$  и толщиной  $d$  для тепловых нейтронов

$r$ , см	0,5			0,6			0,7		
$d$ , см	0,4	0,5	0,6	0,4	0,5	0,6	0,4	0,5	0,6
$\chi_t$	0,996	0,995	0,995	0,996	0,995	0,994	0,995	0,995	0,994
$d_{эф}$ , см	0,583	0,657	0,717	0,634	0,720	0,793	0,677	0,774	0,859
$r$ , см	0,8			0,9			1,0		
$d$ , см	0,4	0,5	0,6	0,4	0,5	0,6	0,4	0,5	0,6
$\chi_t$	0,995	0,994	0,994	0,995	0,994	0,993	0,995	0,994	0,993
$d_{эф}$ , см	0,7145	0,821	0,917	0,747	0,863	0,967	0,777	0,902	1,013
$r$ , см	1,1			1,2			1,3		
$d$ , см	0,4	0,5	0,6	0,4	0,5	0,6	0,4	0,5	0,6
$\chi_t$	0,994	0,994	0,993	0,994	0,993	0,993	0,994	0,993	0,992
$d_{эф}$ , см	0,803	0,936	1,054	0,828	0,966	1,092	0,850	0,994	1,126

То есть информация на детекторе может храниться продолжительное время, в отличие от активационных детекторов. Каждый монокристалл кремния можно использовать многократно, в том числе в качестве детектора сопровождения для контроля за флюенсом тепловых нейтронов в диапазоне  $10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$ .

**В шестой главе** представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по созданию экспериментальных установок для реализации радиационной технологии модификация оптических свойств (окрашивание) топазов и попутно оценена возможность создания на ИРТ-Т установки для нейтронной захватной терапии (НЗТ). Исследования, приведенные в этой главе диссертации, базируются на результатах, полученных ранее при создании технологии НТЛ кремния и изучения спектральных характеристик, нейтронных полей ИЯР. Введение в действие новых установок позволило увеличить эффективность использования ИЯР для решения прикладных и фундаментальных задач.

В связи с тем, что месторождения естественных окрашенных топазов практически истощены, а спрос на эти полудрагоценные камни растет, то в настоящее время, для окрашивания этих кристаллов используются радиационные технологии. Нейтронное облучение используется для придания топазам

различных оттенков синего цвета (от светло-голубого до темно-синего), что в несколько раз повышает его ювелирную ценность. В процессе облучения быстрыми нейтронами в кристалле топаза образуются структурные нарушения, меняющие его оптические свойства. Эти топазы по своим оптическим свойствам неотличимы от природных топазов, включая и оптические спектры поглощения. В процессе нейтронного облучения в кристаллической структуре топазов возникают как простые, так и сложные дефекты кристаллической решетки (комплексы дефектов). Вероятность образования сложных дефектов растет с ростом энергии нейтрона и достигает насыщения при энергии нейтрона в 1 МэВ. Именно комплексы дефектов образуют электронные и дырочные центры окраски.

При создании радиационной технологии окрашивания топазов принимались во внимание следующие: а) достижение максимальной производительности окрашивания кристаллов, которая зависит от объема минералов в контейнере, от плотности потока нейтронов и от спектра нейтронов: чем жестче спектр, тем выше дефектообразование и, значит, производительность; б) облучение образцов при минимально возможной температуре. Высокая температура (более 100<sup>0</sup>С) во время облучения приводит к отжигу некоторых центров окраски, а также к помутнению и растрескиванию кристаллов; радиоактивность топазов после облучения является ключевой проблемой. Она определяется наличием в составе минералов примесей, радиоизотопы которых имеют большие периоды полураспада. Целью исследований являлся поиск условий, позволяющих снизить наведенную радиоактивность топазов, облученных в нейтронном поле и тем самым уменьшить время выдержки их после облучения. Результаты нейтронно-активационного анализа образцов топазов из разных месторождений показали, что с точки зрения длительности «высвечивания» наиболее неблагоприятной примесью является тантал. Это связано с тем, что в некоторых образцах концентрация тантала достигает значения  $5,6 \cdot 10^{-5}$  % массовых. При этом период полураспада радиоизотопа тантал-182 равен 115,1 суткам, а сечение активации на тантале составляет на тепловых нейтронах 91 барн и на резонансных – свыше 480

барн. Таким образом, время «высвечивания» после облучения может длиться месяцами или даже годами, если в спектре будет значительная доля тепловых и резонансных нейтронов. Для снижения величины радиоактивности при облучении образцов рассмотрен вариант устройства, в котором фильтром как тепловых, так и резонансных нейтронов является карбид бора. Сечение поглощения тепловых нейтронов бора-10 составляет 4017 барн, а сечения поглощения резонансных нейтронов (в диапазоне энергий от 1эВ до 1кэВ) тоже велико и меняется от 770 барн до 25 барн (рис. 13).



Рис. 13. Зависимость сечения поглощения на боре и тантале от энергии нейтронов

Расчетным путем были рассмотрены различные варианты конструкции установки для облучения топазов с точки зрения минимизации величины наведенной активности.

Активность тантала в образцах рассчитывалась методом статистических испытаний при его бесконечном разбавлении. На основании результатов расчетов сделан вывод о том, что борным фильтром можно полностью «подавить» активность тантала в топазах, наведенную тепловыми нейтронами (рис. 14). Что касается активности на резонансных нейтронах, то она эффективно подавляется лишь при энергии до 100 эВ. То есть активность тантала можно значительно снизить, но понятно, что полностью подавить с помощью борного фильтра не удастся. В этой ситуации необходимо выбирать месторождение

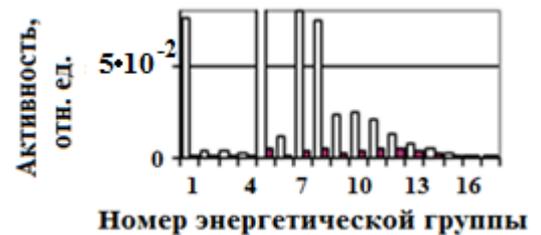


Рис.14. Активности топазов: черный цвет при наличии карбида бора толщиной 2 см, светлый – без карбида бора

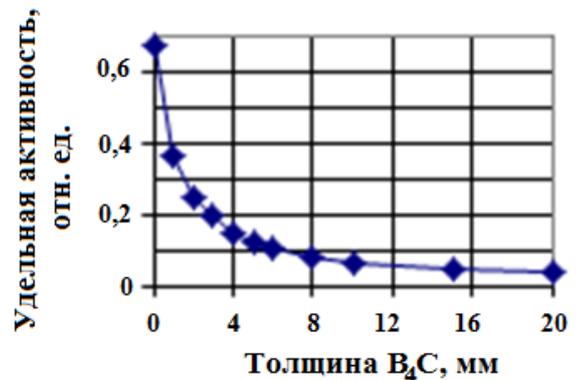


Рис.15. Зависимость удельной активности от толщины фильтра из В<sub>4</sub>С

топазов с соответствующим составом микропримесей. Этот вывод подтверждается и результатами, приведенными на рисунке 14, где показан вклад каждой группы нейтронов в активность тантала без карбида бора (светлая гистограмма) и с карбидом бора толщиной 2 см (черная гистограмма). На рисунке видно, что активности от тепловых нейтронов полностью подавлены карбидом бора, а активности от резонансных нейтронов значительно снижены.

На рис. 15 приведена зависимость удельной активности тантала от толщины фильтра из карбида бора, окружающего контейнер с образцами.

Поскольку топаз ( $\text{Al}_2(\text{F},\text{OH})_2\text{SiO}_4$ ) состоит из легких элементов, хорошо замедляющих нейтроны, то с ростом диаметра контейнера (с ростом массы образцов внутри фильтра тепловых и резонансных нейтронов) возможно замедление нейтронов. В этой связи была рассчитана зависимость удельной активности примеси тантала в топазах в следующей геометрии: бериллиевая призма толщиной 7 см, свинцовая призма (5см), призма из пустого вытеснителя воды (15см), в пустоте – контейнер с карбидом бора и топазами. Расстояние от свинца до внешней стенки контейнера – 2 см. Результаты расчетов удельной активности представлены на рис. 16. Видно, что увеличение диаметра контейнера с топазами приводит к росту удельной активности, и, следовательно, к необходимости увеличить времени выдержки образцов.

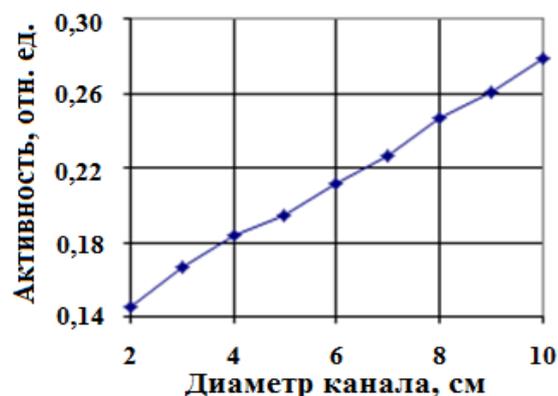


Рис.16. Зависимость удельной активности от диаметра канала в пустоте (толщина  $\text{B}_4\text{C}$  – 5 мм)

Оптимизация условий и геометрии облучения, позволила создать экспериментальную установку для окрашивания природных кристаллических структур (топазов) нейтронным и гамма-излучением на ВЭК-3 бассейнового реактора ИРТ-Т с производительностью окрашивания в светло-голубой цвет до 200 кг кристаллов в год и разработать техническое задание на установку с производительностью до 2000 кг/год.

Выведенные пучки тепловых нейтронов используются на ИЯР преимущественно для проведения нейтронографических [204] и фундаментальных исследований. В последнее время все больше внимания уделяется работам по созданию на выведенных пучках нейтронов установок для нейтронной захватной терапии (НЗТ) злокачественных опухолей. Первая такая экспериментальная установка в России была создана на ИРТ-М МИФИ.

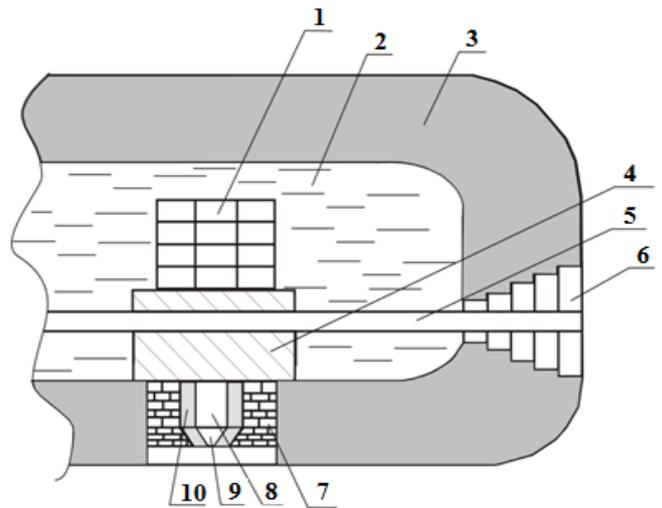


Рис.17. Упрощенная схема реактора ИРТ-Т:  
 1 – активная зона; 2 – вода бака реактора;  
 3 – биологическая защита реактора; 4 – бериллиевая сборка (ВТС); 5 – ГЭК-4; 6 – шибер ГЭК-4; 7 – кирпичи из бетона; 8 – цилиндр коллиматора; 9 – конус коллиматора; 10 – стенки коллиматора

В диссертации приведены исследования по возможности создания такой установки на ИРТ-Т. С этой целью были проведены теоретические исследования по оптимизации параметров выведенного пучка нейтронов для выбора геометрии облучательного устройства для НЗТ. Геометрия предлагаемой установки приведена на рисунке 17.

Горизонтальный канал ГЭК-4 проходит сквозь бериллиевую сборку, которая заполняет пространство между гранью активной зоны и внутренней стенкой бака реактора. В биологической защите из тяжелого бетона вырезана ниша, которая через стенку реактора примыкает к бериллиевой сборке.

Вывод пучка тепловых нейтронов из бериллиевой сборки предлагается осуществлять через нишу (7), в которой будет расположен коллиматор с фильтрацией гамма-излучения.

В качестве материала коллиматора рассматривались полиэтилен высокого давления, который эффективно рассеивает тепловые нейтроны, свинец и висмут, имеющие большое сечение поглощения  $\gamma$ -квантов. Поэтому применение свинца или висмута позволяет упростить биологическую защиту от реакторного

излучения. Расчеты параметров выведенного пучка проводились методом Монте-Карло путем прямого моделирования нейтронных траекторий.

Расчеты проводились в два этапа. На первом этапе рассматривалась лишь бериллиевая сборка (ВТС). В качестве источника нейтронов считалась грань активной зоны, примыкающая к ВТС. Исходным спектром нейтронов считался спектр деления, то есть более «жесткий» спектр, чем реально существующий. Выводилась информация о распределении плотности потока нейтронов ( $E < 0,5$  эВ) в относительных единицах с шагом 2 см вдоль оси  $z$ , которая перпендикулярна грани активной зоны. Кроме того, выводилась информация о спектрах нейтронов в канале ГЭК-4 и в последнем слое ВТС, который граничит с баком реактора. Вода бака реактора учитывалась слоем толщиной 2 см, окружающей ВТС воды. Траектория заканчивалась либо поглощением нейтрона, либо его утечкой из указанной геометрии.

Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными результатами измерения спектров нейтронов в ВТС при  $z = 3,5$  см и ГЭК-4. Кроме того, в канале ГЭК-4 ( $z = 22,5$  см) экспериментальное значение плотности потока тепловых нейтронов составляет  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Если по этому значению калибровать полученные результаты, то расчетная плотность потока тепловых нейтронов у бака реактора составит  $10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , а экспериментальное значение –  $2,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Доля нейтронов с энергией менее 0,5 эВ на границе ВТС с баком реактора по результатам расчетов составила более 98%, а доля нейтронов с энергией свыше 100 кэВ – около 0,2%. На втором этапе расчетов рассматривался только коллиматор, стенки которого выполнены либо из полиэтилена высокого давления, либо из свинца, либо из висмута.

Из полученных результатов следует, что наилучшим материалом коллиматора является полиэтилен. При этом независимо от выбранного материала коллиматора следует стремиться к следующему. Во-первых, к максимально возможной толщине стенок коллиматора (вплоть до 10 см). Во-вторых, к минимальной длине коллиматора, при этом доля длины цилиндра коллиматора должна быть максимально возможной. В-третьих, радиус входного

отверстия коллиматора должен быть максимальным. Учитывая, что плотность потока тепловых нейтронов на входе коллиматора равна  $2,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , на выходе коллиматора для данной геометрии (рис. 17) можно получить следующие плотности потока нейтронов с энергией до 0,5 эВ: при использовании полиэтилена – до  $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ; свинца при тех же геометрических размерах –  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Полученные параметры нейтронных пучков полностью удовлетворяют требованиям, предъявляемым к установкам для НЗТ. Результаты исследований подтверждают возможность создания на ИРТ-Т такой установки.

### Основные результаты и выводы

1. В бассейновом исследовательском ядерном реакторе ИРТ-Т разработана и внедрена установка для НТЛ слитков кремния диаметром до 13 см (5 дюймов) и длиной до 70 см. Производительность установки до 10 тонн в год. Качество нейтронного легирования соответствует мировым стандартам. Это позволило устранить зависимость электротехнической отрасли России от зарубежных производителей НТЛ кремния.

2. Проведены измерения нейтронно-физических характеристик экспериментальных каналов исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т. Полученные результаты позволили расширить круг радиационных технологий, которые могут быть реализованы в бассейновом ИЯР типа ИРТ-Т и оптимизировать условия радиационного воздействия при их реализации.

3. Впервые исследован спектр  $\gamma$ -квантов с энергией  $> 9 \text{ МэВ}$ , возникающих при вынужденном делении ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами в активной зоне ядерного реактора ИРТ-Т. Выход  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий  $E_\gamma = 12 \div 36 \text{ МэВ}$  объяснен наличием высоковозбужденных состояний дочерних ядер, и в том числе возбуждением гигантского дипольного резонанса в осколках деления. Знание спектра позволило оптимизировать не только режимы охлаждения слитков кремния во время облучения, но и скорректировать результаты расчетов биологической защиты установки для легирования. Результаты исследований были занесены в библиотеку данных МАГАТЭ.

4. Разработана математическая модель процесса облучения, реализация которой позволяет получить высокую пространственную равномерность легирования протяженных образцов большого размера, превышающих размеры активной зоны, достигаемую за счет их сканирования относительно неоднородного нейтронного поля.

5. Разработан способ облучения, при котором возвратно-поступательно перемещают не один, а два контейнера. По мере выхода из зоны одного из них на его место поступает другой, т. е. зона облучения всегда полностью заполнена кремнием. Это позволяет довести до 100% коэффициент использования нейтронного поля при реализации технологии НТЛ на бассейновых реакторах с малыми размерами активной зоны.

6. Получены критерии равномерного пространственного облучения протяженных образцов в экспериментальных каналах реактора с односторонним доступом. Показано, что для их реализации предварительно формируется нейтронное поле 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 четной функцией  $(f(z) = f(-z))$ , и определяют этот участок  $-a \leq z \leq a$ . Длина контейнера должна быть не больше, чем длина выбранного участка  $(2a)$ .

7. Разработан и реализован метод НТЛ высокоомного кремния (удельное электрическое сопротивление более 10 – 40 кОм). Он основан на предварительном отборе исходного кремния в соответствии с полученной аналитической зависимостью между электрофизическими параметрами исходного и НТЛ кремния. Это позволило увеличить выход в годность облученного высокоомного кремния более чем в два раза.

8. На базе горизонтального экспериментального канала ГЭК-4 бассейнового ИЯР типа ИРТ сформирована зона облучения для НТЛ кремния. В качестве замедлителя нейтронов выбран бериллий, имеющий максимальный коэффициент качества по резонансным и тепловым нейтронам. Получены следующие характеристики нейтронного поля: доля тепловых нейтронов в спектре – 73%, спектральный коэффициент – 106, эффективная температура

тепловых нейтронов – 337 К, максимальная плотность потока тепловых нейтронов –  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , средняя (по длине зоны облучения равной 180 см) плотность потока тепловых нейтронов –  $4,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

9. На основе результатов измерений нейтронно-физических характеристик экспериментальных каналов ИРТ-Т создана установка для окрашивания кристаллов (топазов) с производительностью до 200 кг/год.

10. Установлена аналитическая зависимость между флюенсом нейтронов и величиной удельной проводимости монокристаллического кремния, которая позволила на его основе разработать детекторы нейтронов, обладающие свойством памяти и позволяющие определять абсолютные значения флюенса тепловых нейтронов в диапазоне  $10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$ .

11. Расчетным и экспериментальным методами проведены исследования возможности создания на выведенном пучке нейтронов горизонтального канала ИРТ-Т установки нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей. Показано, что в выведенном пучке плотность потока нейтронов с энергией  $\leq 0,5$  эВ может достигать  $7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что удовлетворяет требованиям, предъявляемым к этим установкам.

В результате выполнения диссертации была решена проблема обеспечения электротехнической промышленности России нейтронным легированным кремнием (диаметр слитков более 10 см) с мировым уровнем качества, что позволило устранить зависимость страны от зарубежных производителей данного материала.

Полученные в процессе выполнения диссертации теоретические и экспериментальные результаты доказали принципиальную возможность создания в бассейновых ИЯР типа ИРТ радиационных технологий получения материалов с заданными свойствами. Разработанные технологии и установки могут легко адаптироваться к их использованию на других бассейновых ИЯР, что позволит повысить их экономическую эффективность. В первую очередь это связано с внедрением технологии НТЛ кремния, так как существует постоянно

возрастающая потребность мировой электротехнической промышленности в её продукции.

### Основные публикации по теме диссертации

1. Томский комплекс нейтронно-трансмутационного легирования кремния / Варлачев В.А., Кузин А.Н., Лыхин С.В. и др. // Атомная энергия, 1995. – Т. 79. – Вып. 1. – С. 38–40.
2. Varlachev V.A. Neutron transmutation doping of silicon in the research reactor / Varlachev V.A., Solodovnikov E.S. // In Silicon 94, 4<sup>th</sup> Scientific and Business Conference, Roznov pod Radhostem 8<sup>th</sup>-11<sup>th</sup> November 1994. – P. 206–209.
3. Моделирование условий облучения в бериллиевой сборке реактора ИРТ-Т / Варлачев В.А., Солодовников Е.С., Фотин Е.В. и др. // В сб. тезисов докладов V Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. - Москва, 1990. – С. 134.
4. Varlachev V.A. Any methods of irradiation for neutron-transmutation doping of silicon / Varlachev V.A., Solodovnikov E.S. // In Silicon 96, 5<sup>th</sup> Scientific and Business Conference, Roznov pod Radhostem 5<sup>th</sup>-8<sup>th</sup> November 1996. – P. 60–65.
5. Исследование нейтронных полей реактора ИРТ-Т / Варлачев В.А., Григорьев Е.И., Артемов А.В. и др. // В сб. тезисы докладов V Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. – Москва, 1990. – С. 175.
6. Пат. РФ № 2008373. МПК:С 30 31/20, С30 В 29/06. Способ нейтронно-трансмутационного легирования кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С.; заявл. 15.12. 1991; опубл. 28.02.1994, Бюл. №4. –6 с.: ил.
7. Пат. РФ № 2089011, МПК: Н 01 L 1/263. Способ нейтронно-трансмутационного легирования кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С., Фотин А.В. и др.; заявл. 14.10.1994; опубл. 27.08.1997, Бюл. № 24. – 4 с.: ил.

8. Варлачев В.А. Особенности нейтронно-трансмутационного легирования кремния на исследовательских реакторах / Варлачев В.А., Зенков А.Г., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 1998. – № 4. – С. 210–215.
9. Варлачев В.А. Исследовательский реактор ИРТ-Т и его использование в научных и прикладных исследованиях / Рябчиков А.И., Варлачев В.А. // Труды Международной научно-технической конференции «Исследовательские реакторы: наука и высокие технологии», Димитровград, 25-29 июня 2001 г. – Т. 3. – часть 2. – С. 32–59.
10. Варлачев В.А. Опыт эксплуатации комплекса нейтронно-трансмутационного легирования кремния / Варлачев В.А., Зенков А.Г., Солодовников Е.С. // Труды Международной научно-технической конференции «Исследовательские реакторы: наука и высокие технологии», Димитровград, 25-29 июня 2001 г. – Т. 3. – часть 1. – С. 173–186.
11. Энергетический спектр гамма-излучения из активной зоны ядерного реактора / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Кречетов Ю.Ф. и др. // Материалы 4-й международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, республика Казахстан, 2004. – Т. 1. – С. 328–336.
12. Облучательный комплекс для проведения массовых нейтронно-активационных анализов / Варлачев В.А., Глухов Г.Г., Солодовников Е.С. и др. // Известия вузов. Физика, 2004. – Т. 47. – № 12. – С. 258–262.
13. Варлачев В.А. Существует ли когерентное тормозное излучение осколков деления ядер / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Падалко В.Н. // Письма в ЖЭТФ, 2005. – Т. 82. – Вып. 7. – С. 440.
14. Варлачев В.А. Накопление  $^{59}\text{Ni}$  в коррозионно-стойкой стали под воздействием потока нейтронов / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Падалко В.Н. // Атомная энергия, 2005. – Т. 99. – Вып. 6. – С. 1–7.
15. Варлачев В.А. Влияние быстрых нейтронов на проводимость простых полупроводников / Варлачев В.А., Емец Г.Н., Солодовников Е.С. // Материалы 9-ой международной конференции «Взаимодействие излучения с твердым телом», 20-22 сентября 2011 г., Минск, Беларусь. – Минск, 2011.

– С. 107–109.

16. Пат. РФ № 2252798, МПК: А 61 N 5/10. Облучательное устройство для нейтрон-захватной терапии на ядерном реакторе / Варлачев В.А., Солодовников Е.С., Худолеев П.Н.; заявл. 26.06.2003; опубл. 27.05.2005, Бюл. № 15. – 8с.: ил.
17. Варлачев В.А. Исследование высокоэнергетической части спектра  $\gamma$ -квантов из реакции деления ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Падалко В.Н. // Сборник тезисов 56 Международной конференции «ЯДРО 2006» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре ядра, г. Саров, Нижегородской обл., Россия, 4-8 сентября 2006 г. – Саров, 2006. – С. 135–136.
18. Радиоактивные элементы в палеозойских углях Сибири / Арбузов С.И., Рихванов Л.П., Волостнов А.В., Варлачев В.А. // Геохимия, 2005. – Т. 5. – С. 1–15.
19. Генерация  $^{99}\text{Mo}$  на реакторе ИРТ-Т / Варлачев В.А., Рябчиков А.И., Солодовников Е.С., Чибисов Е.В. // Радиохимия, 2006. – Т. 48. – № 5. – С. 442-445.
20. Оптимизация условий облучения молибдена-98 на реакторе ИРТ / Рябчиков А. И., Варлачев В. А., Нестеров Е. А. и др. // Труды V междунар. конференции «Ядерная и радиационная физика». – Алматы, Казахстан, 26-29 сентября 2005. – С. 614–616.
21. Варлачев В.А. Исследование высокоэнергетической части спектра  $\gamma$ -квантов из реакции деления ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Падалко В.Н. // Известия РАН. Серия физическая, 2007. – Т. 71. – № 11. – С. 1682–1686.
22. Варлачев В.А. Оптимизация условий облучения при создании радиационных технологий на ИРТ-Т / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2007. – № 10/3. – С. 261–265.

23. Варлачев В.А. Предпосылки для создания нейтронно-захватной терапии в Томске / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2007. – № 10/3. – С. 266–269.
24. Varlachev V.A. A Fast-Neutron Detector Based on Single-Crystalline Silicon / Varlachev V.A., Solodovnikov E.S. // Instruments and Experimental Techniques, 2008. – Vol.51. – No. 2. – P. 171–174.
- Варлачев В.А. Детектор быстрых нейтронов на основе монокристаллического кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Приборы и техника эксперимента, 2008. – Вып. 2. – С. 17–20.
25. Варлачев В.А. Детекторы тепловых нейтронов на основе простых полупроводников / Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. // Доклады 8-ой международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, Казахстан, 20-23 сентября 2011. – Алматы, 2011. – С. 55–57.
26. Патент РФ № 2339975, МПК: G 01 T 3/08. Способ измерения флюенса быстрых нейтронов полупроводниковым детектором / Варлачев В.А., Солодовников Е.С.; заявл. 04.07.2008; опубл. 27.11.2008, Бюл. № 33. – 7с.
27. Варлачев В.А. Детекторы тепловых нейтронов на основе монокристаллического кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Приборы и техника эксперимента, 2009. – Вып. 3. – С. 35–37.
- Varlachev V.A. A Thermal Neutron Detector Based on Single-Crystalline Silicon / Varlachev V.A., Solodovnikov E.S. // Instruments and Experimental Techniques, 2009. – Vol. 52. – No. 3. – P. 342–344.
28. Варлачев В.А. Влияние быстрых нейтронов на проводимость монокристаллического кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2009. – Т. 52. – № 6. – С. 33–37.
29. Варлачев В.А. Накопление никеля-59 в нержавеющей стали под воздействием потока нейтронов / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Падалко В.Н. // В сб. тезисов докладов 5-ой международной конференции «Ядерная и радиационная физика», г. Алматы, республика Казахстан, 2005. – Алматы, 2005. – С. 369–370.

30. Варлачев В.А. Использование исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т для решения прикладных и фундаментальных задач / Варлачев В.А., Солодовников Е.С., Дудкин Г.Н. // Известия вузов. Физика, 2010. – Т. 53. – №10/2. – С. 304–309.
31. Использование монокристаллического кремния для детектирования быстрых и тепловых нейтронов / Варлачев В.А., Емец Г.Н., Солодовников Е.С. и др. // Сборник тезисов докладов V Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности», Национальный исследовательский Томский политехнический университет. – Томск: Изд. ТПУ, 2010. – С. 28.
32. Энергетический спектр гамма-квантов из активной зоны ядерного реактора / Варлачев В.А., Дудкин Г.Н., Кречетов Ю.Ф., Падалко В.Н. // В сб. тезисов доклада 2-ой международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности (производство, наука, образование)». – Томск, 2004. – С. 63.
33. Патент РФ № 2406170, МПК: G 21 K 5/00, B 01 J 19/08, C 30 B 33/04. Устройство для облучения минералов / Годовиков А.А., Варлачев В.А., Солодовников Е.С., Щербаков А.А.; заявл. 22.06.2007г, опубл. 10.12.2010, Бюл № 34. – 5 с.: ил.
34. Варлачев В.А. Повышение эффективности использования нейтронов при равномерном облучении образцов большой протяженности / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2010. – Т. 53. – №10/2. – С. 313–316.
35. Варлачев В.А., Солодовников Е.С. Критерии формирования нейтронного поля для равномерного облучения протяженных образцов / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2010. – Т. 53. – №10/2. – С. 310–312.
36. Исследование влияния различных параметров на радиоактивность топазов при их радиационном окрашивании на ядерном реакторе / Варлачев В.А.,

- Солодовников Е.С., Емец Е.Г., Годовиков А.А. // Известия вузов. Физика, 2010. – Т. 53. – №10/2. – С. 317–320.
37. Варлачев В.А. К вопросу о модернизации комплекса нейтронного легирования кремния на ИРТ-Т / Бадретдинов Т.Х., Горюнов А.Г., Варлачев В.А. // Известия вузов. Ядерная энергетика, 2010. – № 3. – С. 147–151.
38. Патент РФ № 2379713, МПК: G 01 T 3/08. Способ измерения флюенса нейтронов детектором из монокристаллического кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С.; заявл. 10.11.2008; опубл. 20.01.2010, Бюл. № 2. – 7 с.
39. Варлачев В.А. Измерение абсолютного значения флюенса тепловых нейтронов монокристаллами кремния / Варлачев В.А., Емец Е.С., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2011. – Т. 54. – №11/2. – С. 114–117.
40. Варлачев В.А. Использование канала ГЭК-1 реактора ИРТ-Т для нейтронно-трансмутационного легирования кремния / Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2011. – Т. 54. – №11/2. – С. 346–349.
41. Нейтронно-физические параметры исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т / Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г. и др. // Известия вузов. Физика, 2012. – Т. 55. – №11/2. – С. 39–44.
42. Варлачев В.А. Нейтронное поле в различных замедлителях ядерного реактора ИРТ-Т / Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2012. – Т. 55. – №11/2. – С. 45–47.
43. Патент РФ № 2472181, МПК: G 01 T 3/08. Способ измерения флюенса тепловых нейтронов монокристаллическим кремнием / Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С.; заявл. 13.07.2011; опубл. 10.01.2013, Бюл № 1. – 8 с.
44. Варлачев В.А. Получение высокоомного кремния путем нейтронного трансмутационного легирования / Варлачев В.А., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2009. – Т. 52. – №11/2. – С. 409–412.

45. Оперативный контроль плотности потока тепловых нейтронов в технологии НТЛ кремния / Варлачев В.А., Головацкий А.В., Емец Е.Г., Солодовников Е.С. // Известия вузов. Физика, 2013. – Т. 56. – №11/2. – С. 75–79.
46. Варлачев В. А. Канал для структурных исследований материалов методом рассеяния нейтронов на реакторе ИРТ-Т / Варлачев В. А., Тимченко Н. А., Кузнецов С. И. // Известия вузов. Физика. – 2013. – № 11/3. – С. 184–188.

#### **Цитируемая литература**

1. Neutron transmutation doping of silicon at research reactors. – Vienna, International Atomic Energy Agency, 2012. – P. 98.
2. Легирование полупроводников методом ядерных реакций / Смирнов Л.С., Соловьев С.П., Стась В.Ф., Харченко В.А. – Новосибирск: Наука, 1981. – 175 с.
3. Крамер-Агеев Е.А. Активационные методы спектрометрии нейтронов / Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. – М.: Атомиздат, 1976. – 232 с.
4. Бать Г.А. Исследовательские ядерные реакторы / Бать Г.А., Коченов А.С., Кабанов Л.П. – М.: Атомиздат, 1985. – 278 с.