

Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт»

На правах рукописи



Аристархова Елена Александровна

**Расчет гетерогенного реактора с эффективными условиями
на аксиальных границах активной зоны**

Специальность: 05.13.18 – Математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Москва – 2020

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт».

Научный руководитель: **Малофеев Валерий Михайлович**,
кандидат физико-математических наук,
начальник лаборатории динамики
реакторов Курчатовского комплекса
ядерных транспортных энергетических
технологий НИЦ «Курчатовский
институт», г. Москва

Официальные оппоненты: **Ельшин Александр Всеволодович**,
доктор технических наук,
начальник отдела нейтронно-физических
исследований, ФГУП «НИТИ
им. А.П. Александрова», г. Сосновый Бор

Увакин Максим Александрович,
кандидат физико-математических наук,
заместитель начальника отдела, начальник
группы АО ОКБ «ГИДРОПРЕСС»,
г. Подольск

Ведущая организация: Акционерное Общество
«Опытное Конструкторское Бюро
Машиностроения им. И.И. Африкантова»
(АО «ОКБМ Африкантов»),
г. Нижний Новгород

Защита диссертации состоится 24 ноября 2020 г. в 15 ч. 30 мин.
на заседании диссертационного совета Д 520.009.07 на базе Национального
исследовательского центра «Курчатовский институт» по адресу: 123182,
г. Москва, пл. Академика Курчатова, д.1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ «Курчатовский
институт» и на сайте www.nrcki.ru.

Автореферат разослан «___» _____ 20__ г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

 Д.А. Шкаровский

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В настоящее время в связи с ростом требований по обеспечению безопасности ядерной энергетики большое внимание уделяется совершенствованию расчетных методов с целью повысить точность получаемых результатов. Повышение точности расчетов достигается путем усложнения математической модели, что приводит к увеличению вычислительных затрат. При обосновании безопасности ядерных реакторов широко используются динамические комплексы связанных нейтронно-физических и теплогидравлических кодов, в которых проводятся трехмерные расчеты пространственного распределения энерговыделения. В этих кодах обычно при моделировании нейтронно-физических процессов используется диффузионное приближение в сочетании с гомогенизацией ячеек. Расчеты по связанным нейтронно-физическим и теплогидравлическим кодам требуют значительных вычислительных затрат, и, как правило, большая часть времени приходится на трехмерные расчеты пространственного распределения энерговыделения. Подобные комплексы часто ориентированы на расчеты реакторов конкретного типа с возможностью использования корректирующих коэффициентов.

Загрузки современных ядерных реакторов с промежуточным спектром нейтронов имеют сложную гетерогенную компоновку активной зоны. В ряде случаев гомогенизация отдельных элементов активной зоны таких реакторов и диффузионное приближение приводят к большим погрешностям в расчетах. Транспортные методы на “мелкой” сетке позволяют достичь высокой точности, но при этом требуют очень больших вычислительных затрат.

В настоящее время разработаны численные методы, которые позволяют достигать более высокую точность, чем диффузионное приближение, при достаточно высоком быстродействии.

Одним из таких методов является метод поверхностных гармоник, предложенный Н.И. Лалетиным, основанный на построении конечно-разностных уравнений из уравнения переноса, связывающих характеристики небольших областей активной зоны. Этот метод реализован в программных комплексах SUHAM и SVS.

Другим методом, который позволяет достигать более высокую точность, является метод, основанный на теории гетерогенного реактора Галанина-Фейнберга. Этому методу посвящена представленная работа.

В качестве нейтронно-физических констант в гетерогенном методе вместо традиционных макроскопических сечений и коэффициентов диффузии используются матрицы эффективных условий (Λ -матрицы) на границах ячеек. Эти матрицы определяются из серии транспортных расчетов ячейки с различными значениями нейтронных токов на её границе и устанавливают связь

между потоками и токами нейтронов на границах ячеек. Этот подход позволяет сократить число энергетических групп, необходимое для трехмерного расчета реактора. Групповые потоки нейтронов ищутся в виде суперпозиции функций Грина, являющихся решением уравнения диффузии для однородной бесконечной среды с сингулярным источником. Интенсивность источников определяется через матрицы граничных условий.

Для сокращения времени счета проводится разностное преобразование гетерогенных уравнений, которое приводит к уравнениям, связывающим только соседние ячейки, при этом позволяет получать решение с высокой точностью. Аксиальное распределение потока нейтронов описывается непрерывной зависимостью путем разложения аксиальной компоненты потока нейтронов в ряд Фурье, при этом предполагается, что на внешней границе аксиальных отражателей групповые потоки нейтронов обращаются в ноль. Гетерогенный метод с нулевыми граничными условиями в диссертационной работе рассматривается как базовый.

Метод решения разностных гетерогенных уравнений реализован в нейтронно-физическом коде BARS, который позволяет проводить расчеты стационарных состояний и динамики реактора как в покассетном, так и в потвэльном приближении. В качестве модуля расчета пространственного распределения энерговыделения в коде BARS используется нейтронно-физический код TREC, который является также и самостоятельной программой для проведения расчетов стационарных состояний реактора. Код TREC выполняет расчеты эффективного коэффициента размножения нейтронов ($k_{эф}$), пространственного распределения потока нейтронов и энерговыделения. Для полномасштабного моделирования динамики легководных и графитовых реакторов код BARS был объединен с теплогидравлическими кодами RELAP5, KOPCAP, SERPENT и PACHAP. Моделирование переходных процессов реакторов с промежуточным спектром нейтронов осуществляется в составе комплексов программ SERB (связка кода BARS с кодом SERPENT) и БОРТ-2 (связка BARS с PACHAP).

Численный алгоритм кода TREC построен на итерационной схеме, в которой все параметры, характеризующие свойства ячеек и описывающие взаимосвязь аксиальных гармоник, заключены в правую часть гетерогенных уравнений. Использование такой схемы в сочетании с аксиальным разложением потока нейтронов в ряд Фурье позволяет разделить трехмерную задачу на систему двумерных задач. За счет такого разделения задачи численный алгоритм гетерогенного метода легко поддается распараллеливанию. Высокая интегральная сходимость ряда Фурье обеспечивает эффективный расчет с небольшим числом гармоник интегральных параметров ($k_{эф}$) и двумерного

распределения потока нейтронов, а также в рамках модели позволяет гибко учитывать сложную аксиальную геометрию ячеек и произвольные изменения в положении регулирующих стержней. При небольшом числе гармоник (до 10) счетное время задачи растет линейно с увеличением числа гармоник. Расчеты больших энергетических реакторов на тепловых нейтронах, таких как РБМК и ВВЭР, позволяют достичь достаточно высокую точность аксиального распределения энерговыделения с использованием 7-10 аксиальных гармоник. При расчетах с числом гармоник больше 10 основные вычислительные затраты приходятся на вычисление правой части уравнений, поэтому время счета начинает расти квадратично с увеличением числа гармоник. Гетерогенные расчеты легководных реакторов с промежуточным спектром нейтронов требуют увеличения числа аксиальных гармоник до 30-40 из-за наличия больших «всплесков» потока тепловых нейтронов в аксиальных отражателях, что значительно увеличивает счетное время.

Для того чтобы избежать прямого расчета распределения потока нейтронов в аксиальных отражателях предлагается использовать матрицы эффективных условий на границах между активной зоной и отражателями по аналогии с матрицами эффективных условий, задаваемых на границах между ячейками. Использование матриц эффективных граничных условий позволит сократить число аксиальных гармоник, что приведет к сокращению счетного времени при заданной точности. Актуальность применения матриц эффективных условий на аксиальных границах активной зоны, наряду с распараллеливанием, повышается при необходимости моделирования динамики реактора в реальном времени.

Для реализации предлагаемого подхода требуется решить две задачи:

- обобщить базовую гетерогенную теорию на случай, когда на аксиальных границах активной зоны задаются эффективные условия;
- разработать методику вычисления элементов матрицы эффективных условий на границе между активной зоной и многозонным отражателем.

Решению и компьютерной реализации поставленных задач посвящена данная работа.

Актуальность работы обусловлена необходимостью сокращения времени проведения нейтронно-физических расчетов пространственного распределения энерговыделения при моделировании переходных процессов в ядерных реакторах с сохранением требуемой точности получаемых результатов. Актуальность работы повышается при моделировании динамики реактора в реальном времени.

Целью данной работы является разработка методов и кодов расчета гетерогенного реактора с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны.

Научная новизна

Получены уравнения гетерогенного реактора в дипольном приближении с эффективными условиями на границах между активной зоной и аксиальными отражателями, обобщающие базовую гетерогенную теорию. Разработан численный алгоритм решения гетерогенных уравнений с эффективными граничными условиями, который реализован в усовершенствованной версии кода TREC.

Предложен метод вычисления матрицы эффективных условий на аксиальных границах активной зоны. Получены аналитические выражения для элементов треугольной матрицы на границе между активной зоной и многозонным отражателем в малогрупповом диффузионном приближении. Разработан алгоритм вычисления матриц эффективных граничных условий, который реализован в коде Laref.

Практическая значимость

Гетерогенный метод с использованием матриц аксиальных эффективных граничных условий позволяет значительно сократить время проведения нейтронно-физических расчетов легководных реакторов с промежуточным спектром нейтронов за счет уменьшения количества аксиальных гармоник при сохранении требуемой точности получаемых результатов. Предлагаемый подход наиболее актуален для динамических расчетов. Сокращение счетного времени особенно важно для моделирования переходных процессов в реальном времени. Кроме того, разработанная методика вычисления матриц эффективных граничных условий может быть легко использована в диффузионных кодах, реализующих традиционные сеточные методы.

На защиту выносятся:

- вывод уравнений гетерогенного реактора с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны;
- реализация гетерогенного метода с эффективными граничными условиями в усовершенствованной версии кода TREC;
- метод вычисления матриц эффективных условий на аксиальных границах активной зоны;
- численный алгоритм вычисления матриц эффективных граничных условий, реализованный в коде Laref;

- результаты верификации метода вычисления матриц эффективных граничных условий и гетерогенного метода с эффективными граничными условиями.

Личный вклад автора заключается в разработке и реализации гетерогенного метода с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны.

Автором лично:

- получены уравнения гетерогенного реактора в дипольном приближении с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны;
- создана усовершенствованная версия кода TREC, в которой реализован гетерогенный метод с эффективными граничными условиями;
- получены аналитические выражения для элементов треугольной матрицы на границе между активной зоной и многозонным отражателем в малогрупповом диффузионном приближении;
- разработан алгоритм вычисления матриц эффективных граничных условий;
- создан код Laref, предназначенный для расчета матриц эффективных граничных условий;
- проведена верификация разработанных методов.

Достоверность результатов работы

Достоверность результатов, полученных по разработанному гетерогенному методу с эффективными граничными условиями, подтверждена тестовыми расчетами активной зоны легководного реактора с промежуточным спектром нейтронов.

Апробация работы

Результаты работы были доложены на следующих семинарах:

- XVIII школа-семинар по проблемам физики реакторов «Физические проблемы замкнутого топливного цикла» («Волга-2014»), сентябрь 2014, Россия, Тверская обл.
- XXV научно-технический семинар по нейтронно-физическим проблемам ядерной энергетики («Нейтроника-2014»), 21-24 октября 2014 г., Россия, Обнинск.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 5 статей, среди которых 2 статьи в рецензируемых научных изданиях. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав основного текста, заключения, списка сокращений и списка литературы. Объём диссертационной работы составляет 130 страниц, включая 36 рисунков и 9 таблиц. Список литературы содержит 64 источника.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приводится краткий обзор существующих динамических комплексов связанных нейтронно-физических и теплогидравлических кодов, которые применяются для трехмерного моделирования динамики ядерных реакторов. Излагаются основные принципы расчета гетерогенного реактора, основанного на теории Галанина-Фейнберга. Приводится описание нейтронно-физических кодов, в которых реализован гетерогенный метод. Отмечаются проблемы гетерогенных расчетов легководных реакторов с промежуточным спектром нейтронов, связанные с увеличением времени счета из-за наличия больших «всплесков» потока тепловых нейтронов в аксиальных отражателях. Предлагается усовершенствованный гетерогенный метод с использованием эффективных граничных условий для сокращения времени проведения нейтронно-физических расчетов.

Глава 1 посвящена выводу уравнений гетерогенного реактора с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны.

Рассматривается реактор с ячейками, имеющими многозонную по высоте структуру, размещенными в узлах \mathbf{k} квадратной или гексагональной решетки.

Формально считается, что ячейки находятся в однородной среде, в которой групповые потоки удовлетворяют системе уравнений:

$$-\Delta \Phi^g(\mathbf{r}, z) + \xi^g \Phi^g(\mathbf{r}, z) = \xi^{g-1} \Phi^{g-1}(\mathbf{r}, z); \quad g = 1, \dots, G; \quad \xi^g = 1/\tau^g; \quad \xi^G = 1/L^2, \quad (1)$$

где τ^g и L^2 – квадраты длины замедления и диффузии.

В дипольном приближении G – вектор потока нейтронов $\Phi(\mathbf{r}, z)$ вблизи границы ячейки \mathbf{k} с эквивалентным радиусом ρ_k представляется в виде:

$$\Phi_{\mathbf{k}}(\rho_{\mathbf{k}} \mathbf{n}, z) = \Phi_{\mathbf{k}}^0(z) + (\Phi_{\mathbf{k}}^d(z), \mathbf{n}),$$

где \mathbf{n} – произвольный единичный двухкомпонентный вектор, $\Phi_{\mathbf{k}}^d(z) = \{\Phi_{\mathbf{k}}^x(z), \Phi_{\mathbf{k}}^y(z)\}$.

Граничные условия на поверхности ячеек \mathbf{k} задаются в форме:

$$d\Phi_{\mathbf{k}}(z) = \Lambda_{\mathbf{k}}(z)\Phi_{\mathbf{k}}(z) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Lambda_{z_{\mathbf{k}}}(z) \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}(z)}{\partial z} \right); \quad d \equiv \rho_{\mathbf{k}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \Big|_{r=\rho_{\mathbf{k}}}, \quad (2)$$

где $\Phi_{\mathbf{k}}(z) = \{\Phi_{\mathbf{k}}^0(z), \Phi_{\mathbf{k}}^x(z), \Phi_{\mathbf{k}}^y(z)\}$; $\Lambda_{\mathbf{k}}(z)$ и $\Lambda_{z_{\mathbf{k}}}(z)$ – блочно-диагональные матрицы, $\Lambda_{\mathbf{k}}(z) = \text{diag} \{ \Lambda_{\mathbf{k}}^0(z), \Lambda_{\mathbf{k}}^d(z), \Lambda_{\mathbf{k}}^d(z) \}$, $\Lambda_{z_{\mathbf{k}}}(z) = \text{diag} \{ \Lambda_{z_{\mathbf{k}}}^0(z), 0, 0 \}$; $\Phi_{\mathbf{k}}^0(z)$, $\Phi_{\mathbf{k}}^x(z)$, $\Phi_{\mathbf{k}}^y(z)$ – векторы монопольной и дипольных компонент потока; $\Lambda_{\mathbf{k}}^0(z)$, $\Lambda_{\mathbf{k}}^d(z)$ и $\Lambda_{z_{\mathbf{k}}}^0(z)$ – $G \times G$ эффективные матрицы, которые формируются из физических характеристик, определяемых из детального многогруппового расчета изолированной ячейки.

Граничные условия на торцах активной зоны представляются в виде:

$$\frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}(z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \lambda_1 \Phi_{\mathbf{k}}(0); \quad \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}(z)}{\partial z} \Big|_{z=H} = -\lambda_2 \Phi_{\mathbf{k}}(H), \quad (3)$$

где λ_1 и λ_2 – матрицы эффективных условий для нижней и верхней границы активной зоны соответственно, H – высота активной зоны.

Приводится решение системы уравнений (1) с граничными условиями (2) и (3).

Аксиальная зависимость потока нейтронов вблизи границы ячейки \mathbf{k} представляется в виде (индекс \mathbf{k} далее опущен):

$$\Phi(\mathbf{r}, z) = \sum_{m=1}^M \Psi_m(z) \Phi_m(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где $\Psi_m(z)$ – треугольная $G \times G$ матрица; $\Phi_m(\mathbf{r}) = \{\Phi_m^0(\mathbf{r}), \Phi_m^x(\mathbf{r}), \Phi_m^y(\mathbf{r})\}$, $\Phi_m^0(\mathbf{r})$ – монопольная компонента G – вектора $\Phi_m(\mathbf{r})$, $\Phi_m^x(\mathbf{r})$ и $\Phi_m^y(\mathbf{r})$ – его дипольные компоненты; M – число аксиальных гармоник.

Диагональные элементы матрицы $\Psi_m(z)$ представляются в виде:

$$\psi_m^{gg}(z) = \sin(\omega_m^g z + \delta_m^g); \quad g = 1, \dots, G. \quad (5)$$

Параметры ω_m^g и δ_m^g определяются таким образом, чтобы выполнялись граничные условия:

$$\begin{cases} \psi_m'^{gg}(0) = \lambda_1^{gg} \psi_m^{gg}(0) \\ \psi_m'^{gg}(H) = -\lambda_2^{gg} \psi_m^{gg}(H); \end{cases} \quad (6)$$

$$g = 1, \dots, G.$$

Приводится доказательство того, что функции $\psi_m^{gg}(z)$ ортогональны, т.к. они удовлетворяют условию (6). В силу ортогональности выполняется условие:

$$\int_0^H \psi_m^{gg}(z) \psi_n^{gg}(z) dz = \begin{cases} 0, m \neq n \\ S_n^g, m = n, \end{cases} \quad (7)$$

где $S_n^g = (\omega_n^{g^2} H + \lambda_1^{gg} \psi_n^{gg^2}(0) + \lambda_2^{gg} \psi_n^{gg^2}(H)) / (2 \omega_n^{g^2})$.

Поддиагональные элементы матрицы $\psi(z)$ представляются в следующем виде:

$$\psi_m^{gj}(z) = a_m^{gj} \left(\exp(-\gamma_1^g z) + d_m^{gj} \exp(-\gamma_2^g (H-z)) + \sum_{l=1}^M c_{ml}^{gj} \psi_l^{gg}(z) \right); \quad g = 2, \dots, G; \quad j = 1, \dots, g-1. \quad (8)$$

Первые два слагаемых в выражении (8) описывают экспоненциальное затухание потока нейтронов по мере удаления от аксиальных отражателей. Предполагается, что параметры $\gamma_{1,2}^g$ ($g = 2, \dots, G$) зависят от нейтронно-физических свойств активной зоны и выбираются таким образом, чтобы обеспечивалась достаточно быстрая сходимость по гармоникам разложения (4). Сумма по гармоникам $\psi_l^{gg}(z)$ в выражении (8) введена для того, чтобы выполнялось следующее условие ортогональности:

$$\int_0^H \psi_m^{gj}(z) \psi_n^{gg}(z) dz = 0; \quad g = 1, \dots, G; \quad j = 1, \dots, g-1. \quad (9)$$

Выражение для коэффициентов c_{ml}^{gj} определяется путем умножения выражения (8) на $\psi_n^{gg}(z)$ и интегрирования по z с использованием условий ортогональности (7) и (9). Коэффициенты a_m^{gj} и d_m^{gj} определяются из подстановки выражения (8) в граничные условия (3).

Приводится вывод выражений для элементов матриц $\Lambda(z)$ и $\Lambda z(z)$ из граничных условий (2) с использованием условий ортогональности (7) и (9) для ячеек реактора, имеющего многозонную по высоте структуру.

Используя разложение (4) функции $\varphi(\mathbf{r}, z)$ и выражения (5), (8) для функций $\psi_m(z)$ проводится преобразование уравнения (1). Полученное уравнение умножается на $\psi_n^{gg}(z)$. После интегрирования по z с использованием условий ортогональности (7), (9) и выполнения ряда тождественных преобразований, получается система уравнений:

$$(-\Delta_{\mathbf{r}} + \alpha_n^{g2})\varphi_n^g(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^M \left[\xi^{g-1} b_{nm}^{gg-1} \frac{1}{S_n^g} \varphi_m^{g-1}(\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{g-1} a_m^{gi} (p_{nm}^{gi} - c_{mn}^{gi} \omega_n^{g2}) \varphi_m^i(\mathbf{r}) \right], n = 1, \dots, M. \quad (10)$$

где $\alpha_n^{g2} = \omega_n^{g2} + \xi^g$; b_{nm}^{gg-1} и p_{ml}^{gj} – коэффициенты, вычисляемые через параметры $\omega_m^g, \delta_m^g, \gamma_1^g$ и S_l^g .

Решение системы уравнений (10) представляется в виде:

$$\varphi_n^g(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^g \sum_{l=1}^M A_l^i C_{ml}^{gi} f_l^i(\mathbf{r}); n = 1, \dots, M; g = 1, \dots, G, \quad (11)$$

где A_l^i – произвольные константы; C_{ml}^{gi} – элементы блочно-треугольной матрицы; $f_l^i(\mathbf{r})$ – функции Грина, удовлетворяющие уравнениям

$$-\Delta_{\mathbf{r}} f_l^i(\mathbf{r}) + \alpha_l^i f_l^i(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}); i = 1, \dots, g; l = 1, \dots, M.$$

После подстановки выражения (11) в уравнения (10) получается система рекуррентных соотношений, из которых определяются параметры C_{nl}^{gi} .

Решение (11) уравнений (10) описывает вклад отдельной произвольной ячейки реактора в общий баланс нейтронов. В работе приведено описание общего решения для реактора в целом, которое строится в виде суперпозиции решений с использованием теоремы сложения цилиндрических функций. Описывается разностное преобразование полученных уравнений к уравнениям, связывающим только соседние ячейки.

Полученные в работе уравнения гетерогенного реактора с эффективными условиями (3) на аксиальных границах переходят в уравнения базовой теории гетерогенного реактора, если матрицы λ_1 и λ_2 диагональны и $\lambda_1^{gg}, \lambda_2^{gg} \rightarrow \infty$.

Приводится описание численного метода решения полученных уравнений, для которого используются методы из базовой теории гетерогенного реактора.

В главе 2 излагается метод вычисления матриц эффективных условий на аксиальных границах активной зоны. Поскольку на границе между активной зоной и аксиальным отражателем аксиальная компонента градиента потока нейтронов по величине значительно превосходит радиальную компоненту, для вычисления матриц эффективных граничных условий используется одномерная модель. Так как результаты нейтронно-физического расчета менее чувствительны к погрешности расчета распределения потока нейтронов в отражателе, чем в активной зоне, для расчета распределения потока нейтронов в отражателе используется диффузионное приближение.

Рассматривается многозонный одномерный аксиальный отражатель реактора. На границе между активной зоной и отражателем задаются эффективные условия в следующей форме:

$$\varphi_g^{0'} = -\sum_{j=1}^g \lambda_{gj} \varphi_j^0; \quad g = 1, \dots, G, \quad (12)$$

где φ_g^0 – поток нейтронов группы g в активной зоне близи отражателя, λ_{gj} – элементы треугольной матрицы граничных условий.

Распределение потока нейтронов в зоне i удовлетворяет уравнениям диффузии в одномерной плоской геометрии:

$$\begin{aligned} \varphi_1^{i'''}(z) - \alpha_1^{i2} \varphi_1^i(z) &= 0; \\ \varphi_g^{i''}(z) - \alpha_g^{i2} \varphi_g^i(z) &= -\sum_{j=1}^{g-1} D_{j,g}^i \tilde{\alpha}_{gj}^{i2} \varphi_j^i(z); \quad g = 2, \dots, G; \\ z_{i-1} &\leq z \leq z_i; \quad i = 1, \dots, N; \\ z_0 &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\alpha_g^i = \sqrt{\frac{\Sigma_{ag}^i + \Sigma_{dg}^i}{D_g^i}}; \quad g = 1, \dots, G-1; \quad \alpha_G^i = \sqrt{\frac{\Sigma_{aG}^i}{D_G^i}}; \quad D_{j,g}^i = \frac{D_j^i}{D_g^i}; \quad \tilde{\alpha}_{gj}^i = \sqrt{\frac{\Sigma_{gj}^i}{D_j^i}}; \quad j = 1, \dots, G-1.$$

Здесь Σ_{ag}^i – сечение поглощения в энергетической группе g зоны i ; Σ_{dg}^i – сечение увода в энергетической группе g зоны i ; D_g^i – коэффициент диффузии в

энергетической группе g зоны i ; Σ_{gj}^i – сечение замедления из группы j в группу g зоны i ; G – число энергетических групп; N – число аксиальных зон в отражателе.

Предполагается, что последняя зона отражателя граничит с вакуумом и условие на внешней границе имеет вид:

$$\varphi_g^{N'}(z_N) = -\lambda_g^v \varphi_g^N(z_N); \quad g = 1, \dots, G, \quad (14)$$

где z_N – расстояние от активной зоны до границы аксиального отражателя с вакуумом; λ_g^v – элементы диагональной матрицы эффективных условий на границе отражателя с вакуумом, значения которой определяются из физических характеристик последнего слоя отражателя.

На границах раздела z_i двух зон отражателя выполняются условия непрерывности потока и тока нейтронов:

$$\varphi_g^i(z_i) = \varphi_g^{i+1}(z_i); \quad D_g^i \varphi_g^{i'}(z_i) = D_g^{i+1} \varphi_g^{i+1'}(z_i); \quad g = 1, \dots, G; \quad i = 1, \dots, N-1. \quad (15)$$

На границе раздела отражателя с активной зоной выполняются условия непрерывности, аналогичные условиям (15):

$$\varphi_g^0(0) = \varphi_g^1(0); \quad D_g^0 \varphi_g^{0'}(0) = D_g^1 \varphi_g^{1'}(0); \quad g = 1, \dots, G, \quad (16)$$

где φ_g^0 и $\varphi_g^{0'}$ – поток нейтронов и его производная в активной зоне вблизи отражателя, D_g^0 – коэффициент диффузии активной зоны для группы g вблизи отражателя.

Решение системы (13) для зоны i представляется в следующем виде:

$$\varphi_g^i(z) = \gamma_g^i f_g^i(z) + \beta_g^i \exp(\alpha_g^i z) + \sum_{j=1}^{g-1} \alpha_{gj}^i (\gamma_j^i f_j^i(z) + \beta_j^i \exp(\alpha_j^i z)); \quad g = 1, \dots, G; \quad (17)$$

$$z_{i-1} \leq z \leq z_i; \quad g = 1, \dots, G,$$

где γ_g^i , β_g^i , α_{gj}^i – постоянные коэффициенты ($\beta_1^i = 0$, $\alpha_{1j}^i = 0$).

Первые два слагаемые в решении (17) описывают диффузию нейтронов в пределах группы g , а сумма по j – влияние нейтронов с большей энергией на распределение потока нейтронов группы g .

Функция $f_g^i(z)$ является решением уравнения

$$\varphi_g^{i''}(z) - \alpha_g^i \varphi_g^i(z) = 0$$

с граничными условиями (14), (15) и имеет вид:

$$f_g^i(z) = \exp(-\alpha_g^i z) + a_g^i \exp(\alpha_g^i z),$$

где a_g^i – постоянный коэффициент.

Коэффициенты a_g^i определяются из подстановки функции $\varphi_g^i(z) = f_g^i(z)$ сначала в граничное условие (14), затем последовательно для каждой зоны i от $N-1$ до 1 в граничные условия (15). Значения потока нейтронов φ_g^0 на границе между активной зоной и отражателем зависят от коэффициентов γ_g^1 . Т.к. граничные условия (12) должны выполняться при любых значениях φ_g^0 , в дальнейшем используется условие независимости потока нейтронов $\varphi_g^i(z)$ от значений γ_g^1 ($g=1, \dots, G$).

Для определения значений всех коэффициентов в выражении (17), рассматривается последовательно каждая энергетическая группа. Для первой группы выражение (17) подставляется в условия (15) и все коэффициенты γ_i^1 ($i=2, \dots, N$) выражаются через коэффициент первой зоны γ_1^1 . Затем для каждой группы $g=2, \dots, G$ выполняются следующие операции. Сначала выражение (17) подставляется в уравнения (13) и, используя условия независимости $\varphi_g^i(z)$ от коэффициентов γ_g^1 , находят выражения для коэффициентов α_{gj}^i . Затем подставив выражение (17) в условия (15) последовательно для каждой аксиальной зоны получается система уравнений с граничными условиями (14), из которой находят выражения для коэффициентов β_g^i , а коэффициенты γ_g^i выражаются через коэффициенты первой зоны γ_j^1 . Таким образом, все коэффициенты в выражении (17) определяются явно или выражаются через коэффициенты первой зоны γ_j^1 , и выражение (17) преобразуется к виду:

$$\varphi_g^i(z) = \sum_{j=1}^g \gamma_j^1 R_{gj}^i(z); \quad g = 1, \dots, G, \quad (18)$$

где $R_{gj}^i(z)$ – функция, связанная рекуррентным соотношением с функцией $f_g^i(z)$.

Выражение (18) для $i=1, z=0$ подставляется в условия непрерывности потока и тока нейтронов (16). Полученные выражения подставляются в уравнения (12) и, используя условие независимости $\phi_g^1(z)$ от параметров γ_j^1 , определяются соотношения для элементов матрицы эффективных условий на аксиальных границах активной зоны:

$$\lambda_{gg} = -\frac{dR_{gg}^1(0)}{R_{gg}^1(0)} \cdot \frac{D_g^1}{D_g^0};$$

$$\lambda_{gj} = -\frac{1}{R_{jj}^1(0)} \left(\sum_{l=j+1}^g \lambda_{gl} R_{lj}^1(0) + dR_{gj}^1(0) \right) \cdot \frac{D_g^1}{D_g^0}; \quad j = g-1, \dots, 1; \quad g = 1, \dots, G.$$

В главе 3 приводится описание программной реализации гетерогенного метода с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны и метода вычисления матриц аксиальных граничных условий.

Разработанный гетерогенный метод с эффективными граничными условиями был программно реализован в качестве усовершенствованной версии кода TREC. Усовершенствованная версия переходит в базовую в том случае, если матрицы эффективных условий на аксиальных границах активной зоны диагональны и их элементы стремятся к бесконечности. В результате модификации кода TREC были изменены существующие подпрограммы базовой версии кода, а также написаны новые, подробное описание которых приведено в разделе 3.1.

В разделе 3.2 излагается алгоритм вычисления элементов матрицы эффективных аксиальных граничных условий, который реализован в коде Laref.

Глава 4 посвящена верификации разработанных методов на примере тестовых расчетов активной зоны легководного реактора с промежуточным спектром нейтронов.

В разделе 4.1 излагается краткое описание расчетной модели активной зоны ядерного реактора.

Все расчеты проводились в четырехгрупповом приближении. Компонки верхнего и нижнего аксиального отражателя моделировались двумя и четырьмя зонами соответственно. Матрицы аксиальных граничных условий (3) были рассчитаны по коду Laref. В качестве параметров $\gamma_{1,2}^g$ (8) были взяты значения, близкие к значениям длин замедления и диффузии областей активной зоны, примыкающих к аксиальным отражателям.

Для проверки разработанной методики нейтронно-физических расчетов с использованием матриц эффективных граничных условий в разделе 4.2 приводятся результаты одномерных расчетов двух ТВС, которые отличаются аксиальной компоновкой физических зон. Рассчитываемые модели представляли из себя бесконечные в радиальном направлении решетки, состоящие из одинаковых ТВС. Верификация предложенной методики проводилась с помощью кода *Difax*, решающего малогрупповые уравнения диффузии в одномерной плоской геометрии с граничными условиями в виде (12) или (14) конечно-разностным методом. В качестве базовых взяты расчеты с граничными условиями (14), задаваемыми на внешних границах отражателей. Матрицы эффективных граничных условий были рассчитаны по коду *Laref*. Отклонение значения $K_{эф}$ из расчетов по коду *Difax* с эффективными граничными условиями в виде (12) от значения, полученного из базовых расчетов, не превышает 0,03%. Расчеты аксиального распределения потока тепловых нейтронов в активной зоне с эффективными граничными условиями практически совпадают с базовыми расчетами. На рисунке 1 приведено аксиальное распределение потока тепловых нейтронов для одной из рассмотренных ТВС. Пунктиром показаны границы активной зоны, на которых задавались эффективные условия в виде (12). Отмечается, что максимальное значение потока тепловых нейтронов в отражателе в 2,7 раза больше максимального значения потока тепловых нейтронов в центре активной зоны.

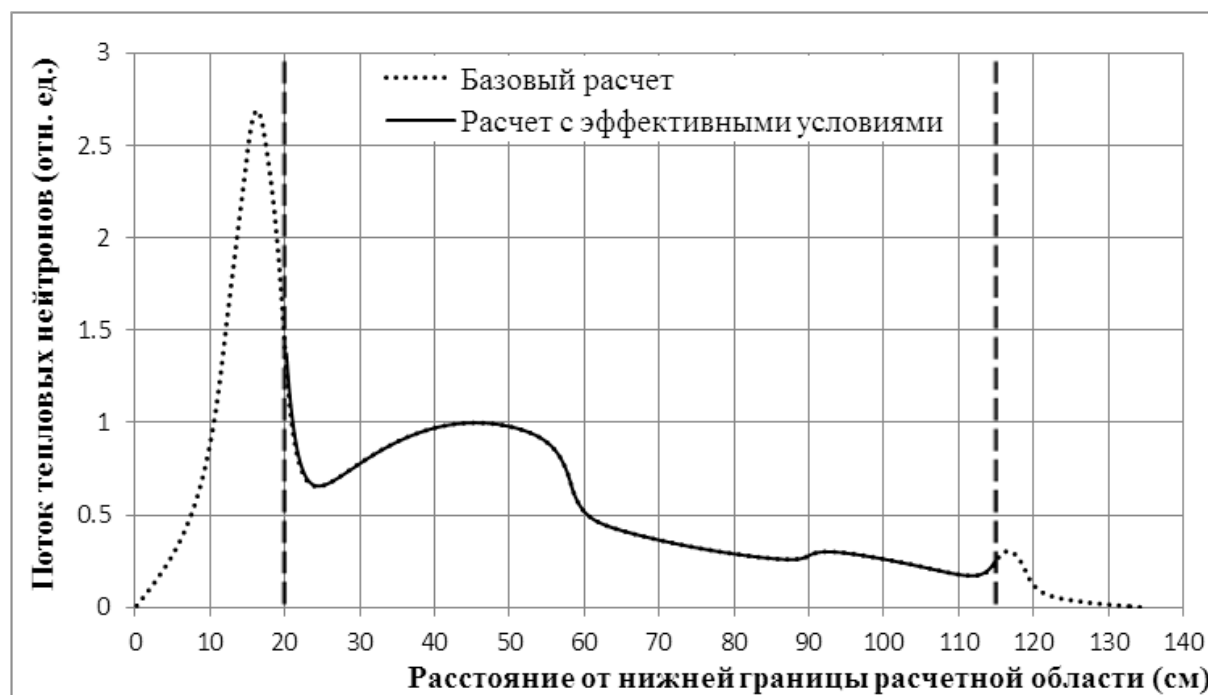


Рисунок 1 - Аксиальное распределение потока тепловых нейтронов в ТВС легководного реактора с промежуточным спектром нейтронов

Раздел 4.3 посвящен верификации усовершенствованного метода расчета гетерогенного реактора с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны.

С целью проверки усовершенствованного метода расчета гетерогенного реактора были проведены расчеты тех же ТВС по базовой и усовершенствованной версиям кода TREC с использованием 39 аксиальных гармоник. Отклонения значений $K_{эф}$, полученных из расчетов по усовершенствованной версии кода TREC, от значений, полученных из базовых расчетов, такого же порядка, как отклонения из расчетов по коду Difax, и составляют -0,05% и -0,03% для ТВС 1 и ТВС 2 соответственно. Аксиальное распределение энерговыделения в рассмотренных ТВС, полученное из расчетов по кодам TREC и Difax, с высокой степенью точности согласуются между собой. На рисунке 2 изображен график аксиального распределения энерговыделения в одной из ТВС.

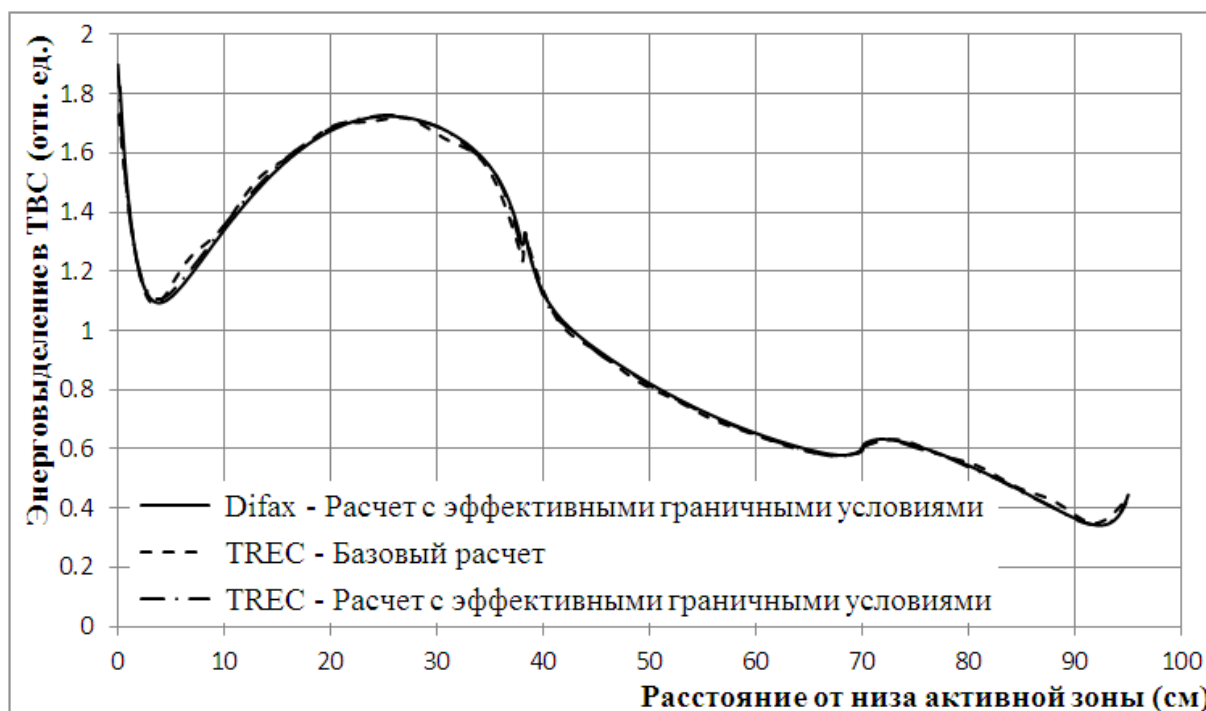


Рисунок 2 - Аксиальное распределение энерговыделения в ТВС легководного реактора с промежуточным спектром нейтронов

Отмечается, что на графиках аксиального распределения энерговыделения, полученного из расчетов по базовой версии кода TREC, наблюдаются небольшие осцилляции. Эти осцилляции свидетельствуют о том, что при наличии больших всплесков потока тепловых нейтронов в отражателях даже 39 гармоник не дают точное описание аксиального распределения энерговыделения, хотя и обеспечивают точность, достаточную для проведения

практических расчетов. На графиках, полученных из расчетов по усовершенствованной версии TREC подобных осцилляций нет. По-видимому, усовершенствованные расчеты с использованием 39 аксиальных гармоник при наличии больших всплесков потока тепловых нейтронов в отражателях дают более точное описание аксиального распределения энерговыделения за счет того, что на аксиальных границах с отражателями используются эффективные условия.

Для верификации и проверки эффективности гетерогенного метода с аксиальными граничными условиями были проведены тестовые полномасштабные расчеты активной зоны легководного реактора с промежуточным спектром нейтронов. Расчеты по усовершенствованной версии кода TREC с аксиальными эффективными граничными условиями сравнивались с расчетами по базовой версии кода TREC с условиями равенства нулю потока на внешних границах аксиальных отражателей реактора. В качестве реперных были взяты расчеты с 39 аксиальными гармониками по базовой и усовершенствованной версиям кода TREC, которые совпали с высокой точностью. Для оценки сходимости разложения (4) были проведены расчеты с 15, 7 и 5 гармониками.

В таблице 1 перечислены основные значения погрешности расчета радиального распределения энерговыделения. Приведены значения среднеквадратичного (σ) и максимального (ΔP_{\max}) отклонений радиального распределения энерговыделения, полученного из расчетов с 5, 7 и 15 аксиальными гармониками, от распределения, полученного из реперных расчетов. Значения отклонений радиального распределения энерговыделения, полученного из расчетов с 15 аксиальными гармониками по базовой и усовершенствованной версиям кода TREC, от значений, полученных из реперных расчетов, одного порядка. Для расчетов с 7 и 5 гармониками отклонения усовершенствованной версии кода значительно меньше, чем базовой. Погрешность усовершенствованного метода с 5 аксиальными гармониками в расчете распределения энерговыделения по ТВС не превышает 0,7 %, при этом погрешность расчета $K_{\text{эф}}$ составляет -0,4 %.

Таблица 1 - Погрешность расчетов радиального распределения энерговыделения

Число аксиальных гармоник	Базовый расчет		Усовершенствованный расчет	
	σ (%)	ΔP_{\max} (%)	σ (%)	ΔP_{\max} (%)
15	0,09	0,24	0,06	-0,11
7	0,35	1,14	0,08	-0,19
5	1,42	4,16	0,25	-0,68

В работе также приводятся результаты расчетов аксиального распределения энерговыделения в трех ТВС активной зоны. На рисунках 3 и 4 изображены графики аксиального распределения энерговыделения в одной из рассмотренных ТВС из расчетов с 15 и 7 гармониками. На рисунках видно, что расчеты аксиального распределения энерговыделения по усовершенствованной версии кода TREC значительно лучше согласуются с реперным расчетом, чем расчеты по базовой версии кода TREC. Отклонения расчета аксиального распределения энерговыделения по усовершенствованной версии с 7 гармониками от реперного расчета сопоставимы с отклонениями расчета по базовой версии с 15 гармониками.

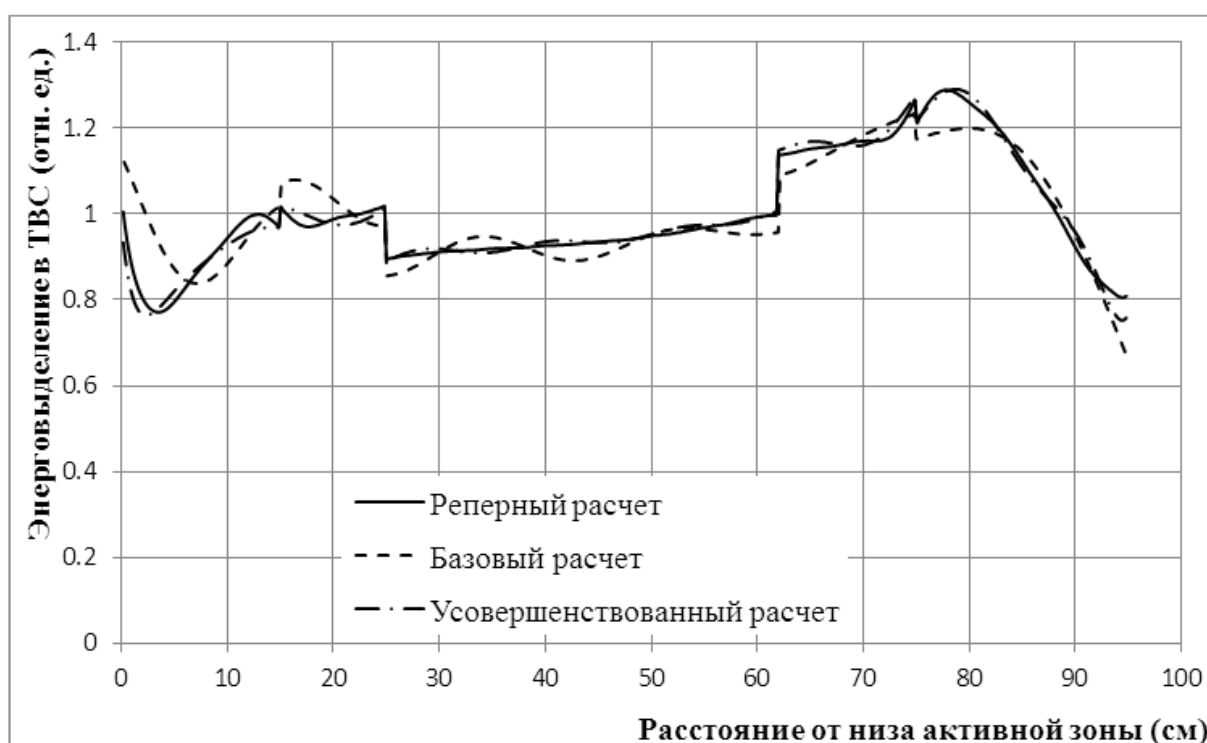


Рисунок 3 - Аксиальное распределение энерговыделения в ТВС из полномасштабных расчетов с 15 гармониками

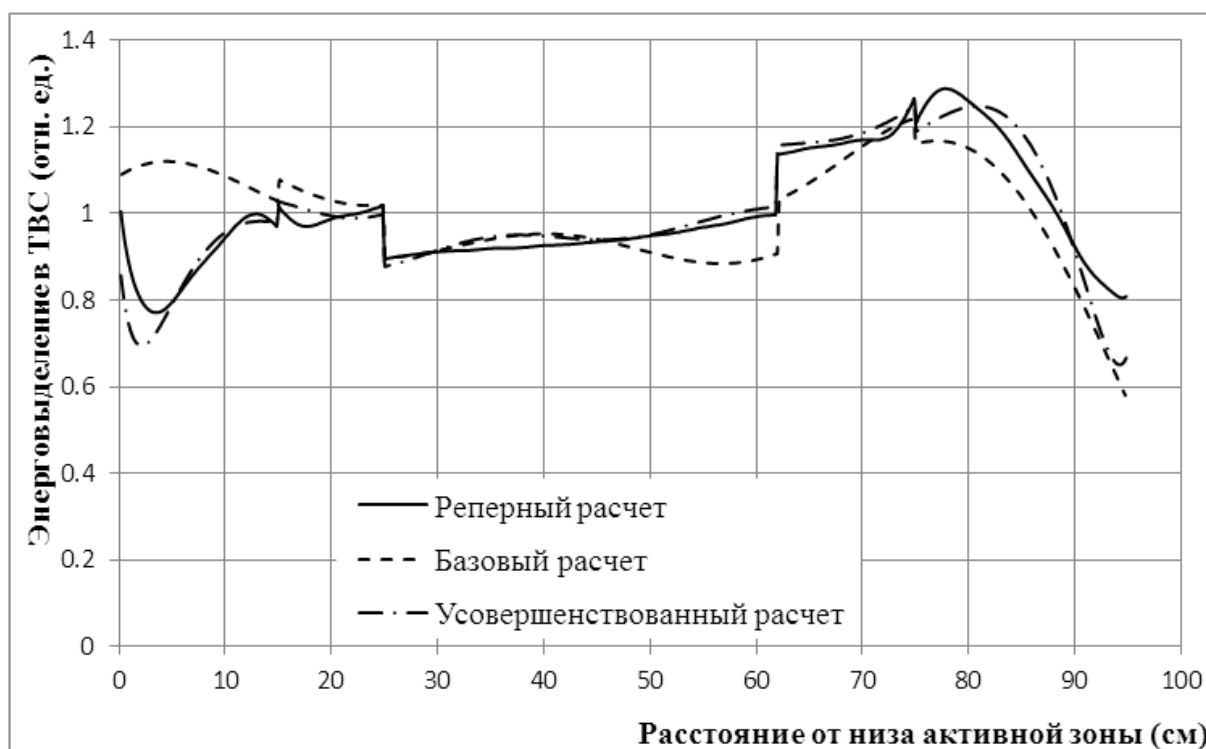


Рисунок 4 - Аксиальное распределение энерговыделения в ТВС из полномасштабных расчетов с 7 гармониками

Анализ представленных в работе результатов показал, что при расчете по усовершенствованной версии кода TREC наблюдается постепенное систематическое занижение аксиального распределения энерговыделения вблизи отражателей с уменьшением числа гармоник. Для устранения этого систематического занижения предлагается процедура корректировки аксиальных матриц эффективных граничных условий. На рис. 5 и 6 представлены графики аксиального распределения энерговыделения в рассмотренной ранее ТВС, полученные из расчетов с корректировкой для 7 и 5 гармоник. Из рисунков видно, что корректировка матриц значительно улучшает результаты и дает возможность проводить расчеты с удовлетворительной точностью при использовании 5 гармоник.

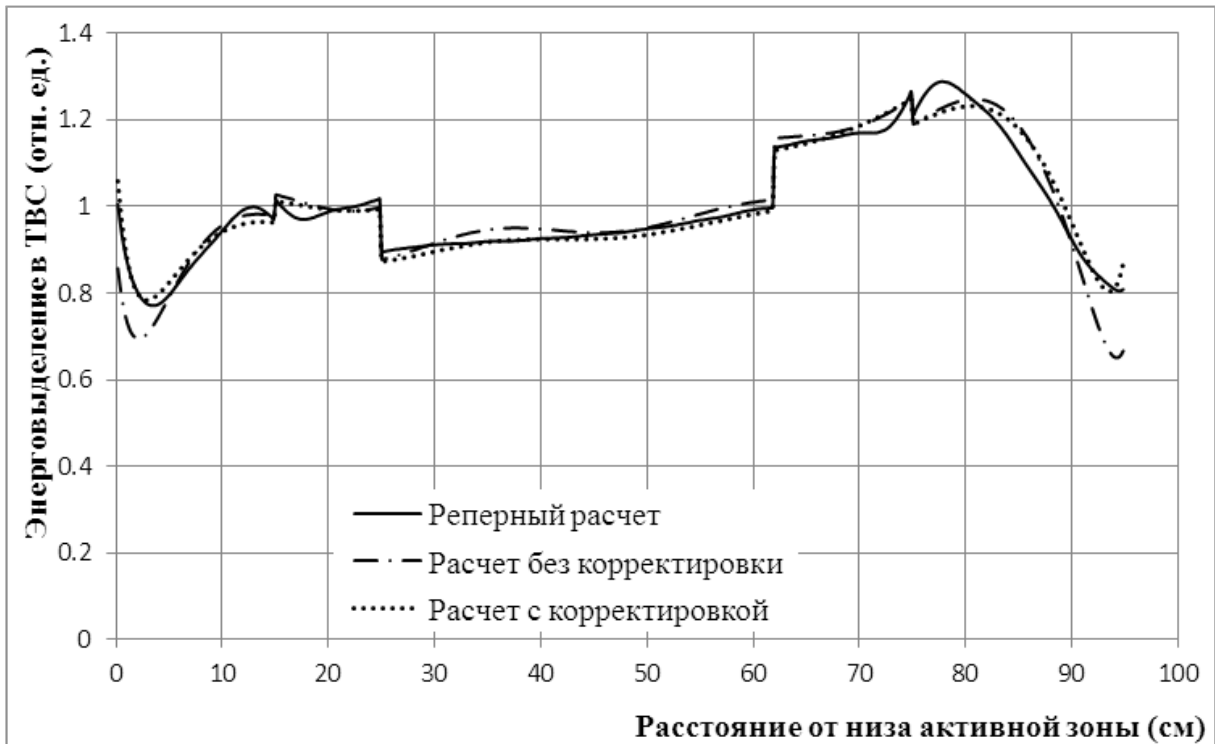


Рисунок 5 - Аксиальное распределение энерговыведения в ТВС из полномасштабных усовершенствованных расчетов с 7 гармониками



Рисунок 6 - Аксиальное распределение энерговыведения в ТВС из полномасштабных усовершенствованных расчетов с 5 гармониками

В разделе 4.4 проводится анализ эффекта ускорения трехмерных расчетов реактора по усовершенствованной версии кода TREC. Сравнение расчетов по усовершенствованной и базовой версиям кода TREC показало, что использование эффективных условий на аксиальных границах активной зоны сокращает время расчета реактора в 6-9 раз.

В заключении перечисляются основные результаты диссертационной работы.

- Выведены уравнения гетерогенного реактора в дипольном приближении с эффективными условиями на границах между активной зоной и аксиальными отражателями.
- Получены аналитические выражения для элементов треугольной матрицы на границе между активной зоной и многозонным отражателем в малогрупповом диффузионном приближении.
- Разработан алгоритм вычисления матриц эффективных условий на аксиальных границах активной зоны, который реализован в коде Laref.
- Создана усовершенствованная версия нейтронно-физического кода TREC, в которой реализован гетерогенный метод с эффективными граничными условиями.
- Проведена верификация и проверка эффективности усовершенствованного гетерогенного метода на примере тестовых трехмерных расчетов активной зоны легководного реактора с промежуточным спектром нейтронов по коду TREC. Выигрыш по времени расчета при использовании усовершенствованной версии кода TREC составляет 6-9 раз по сравнению с расчетами по базовой версии кода.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в изданиях, рекомендованных ВАК России:

- Аристархова Е.А., Малофеев В. М. Эффективные условия для плотности потока нейтронов на аксиальных границах активной зоны // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. – 2015. – Вып. 2. – С. 20-24.
- Аристархова Е.А., Малофеев В. М. Уравнения гетерогенного реактора с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны // Атомная энергия. – 2016. – Т. 120, вып. 3. – С. 134-138.

Статья:

Аристархова Е.А. Эффективные условия на аксиальных границах активной зоны и гетерогенный расчет реактора // ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы. – 2015. – Вып. 1. – С. 16-30.

Материалы конференций:

- Аристархова Е.А. Метод гетерогенного расчета реактора с эффективными условиями на аксиальных границах активной зоны // Сборник научных трудов XVIII семинара по проблемам физики реакторов ВОЛГА-2014, «Физические проблемы замкнутого топливного цикла». – Электронная версия (CD). – Москва, 2014.
- Аристархова Е.А. Эффективные условия на аксиальных границах активной зоны и гетерогенный расчет реактора // Материалы XXV научно-технического семинара НЕЙТРОНИКА-2014, «Нейтронно-физические проблемы ядерной энергетики». – Обнинск, Россия, 21-24 октября 2014 г. – С. 32-34.

Также материалы диссертации изложены в научно-техническом отчете:

Разработка метода расчета матриц эффективных граничных условий на торцевых границах активной зоны. По теме: Развитие программного комплекса расчета динамики БОРТ-2. Совершенствование кодов для физических расчетов перспективных активных зон на основе метода Монте-Карло / Е.А. Аристархова, В.М. Малофеев – Инв. № 260-39 от 11.11.2014. – М., 2014.