ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЁТСЯ с 1989 г.

ВЫПУСК 1

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЁТА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЁТСЯ с 1981 г.

МОСКВА – 2015

Выпуск "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" Серии "Физика ядерных реакторов" подготавливается Национальным исследовательским центром "Курчатовский институт". Подписной индекс 32067 с 2010 г. в каталоге "Газеты. Журналы" ОАО Агентство "Роспечать".

Статьи из сборника "ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов" публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках "Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Yadernykh Reaktorov" журнала "Physics of Atomic Nuclei" (перевод Российского журнала "Ядерная физика"), издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788).

Сборник "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов" включён в Перечень ведущих изданий Высшей аттестационной комиссии.

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются. При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии:

главный редактор – Ю.М. Семченков (НИЦ "Курчатовский институт"); заместители главного редактора – С.М. Зарицкий (НИЦ "Курчатовский институт"), В.Ф. Колесов (ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"), В.В. Пчелин (НИЦ "Курчатовский институт"); ответственный секретарь – Е.А. Старостина (НИЦ "Курчатовский институт"); члены редколлегии – П.Н. Алексеев, Е.В. Бурлаков, А.Ю. Гагаринский, Н.Е. Кухаркин, М.П. Лизоркин, В.А. Сидоренко, В.С. Устинов, Я.И. Штромбах (НИЦ "Курчатовский институт"), А.Н. Лупишко (АО "ВНИИАЭС"), В.А. Мохов (АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС").

В выпусках "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- математические проблемы теории переноса и теории реакторов;

– теория и методы расчёта ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;

 проблемы обеспечения расчётных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;

– расчётные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;

– экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;

- общие проблемы ядерной энергетики;

- исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики.

Материалы для опубликования следует направлять в НИЦ "Курчатовский институт" на имя главного редактора серии.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory;

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;

- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;

- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;

- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;

- general problems of nuclear power;

- investigations of some problems of nuclear power development.

СОДЕРЖАНИЕ

Малофеев В.М., Пальшин В.А. Распараллеливание гетерогенного расчёта реактора на графическом процессоре......4 Давиденко В.Д., Зинченко А.С., Харченко И.К. Интегральные нестационарные уравнения переноса нейтронов для расчётов кинетики ядерных реакторов методом Монте-Карло.....11 Варивцев А.В., Жемков И.Ю. Расчётные исследования энерговыделения в нитридном и металлическом ядерном топливе, испытываемом в реакторе БОР-60.....17 Фадеев И.Д., Воронцов В.Е., Дмитриева И.В., Осипов С.Л., Рогожкин С.А., Шепелев С.Ф. Расчётные исследования в обоснование параметров реакторной установки БН -800 в режимах нормальной эксплуатации....22 Бабайцев В.Н., Краюшкин А.В. Математическая модель расчёта трёхмерных температурных полей в графитовой кладке Лубина А.С., Субботин А.С., Седов А.А., Фролов А.А. Анализ особенностей гидродинамики и теплообмена в ТВС перспективного натриевого реактора с высоким коэффициентом воспроизводства в уран-плуто-Русинкевич А.А., Иванов А.С., Голубев И.Е. Кинетика выхода продуктов деления из микротоплива с учётом задерживаемой доли и ограниченной растворимости......50 Чурин В.А., Корюкин В.А., Васильев И.В. Взаимодиффузия Мо и W в оболочках электрогенерирующих каналов при реакторном Пономаренко Г.Л. О гармонизации детерминистского и вероятностного подходов к Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Саврасов А.Н., Хоменков В.П., Плюйко В.А., Ровенских Е.П. Измерение изомерных отношений в фотоделении ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu.....79 Содержание выпусков сборника "ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов" в 2014 г......85

CONTENTS

Malofeev V.M., Pal'shin V.A. Parallelization of Heterogeneous Reactor Calculations on Graphics Processing Units......4 Davidenko V.D., Zinchenko A.S., Harchenko I.K. The Integral Non-Stationary Equations of Neutron Transport for Calculations of Nuclear Reactors Kinetics Using Monte Carlo Method..11 Varivtsev A.V., Zhemkov I.Yu. Calculation Investigations of Heat Rate in Nitride and Metallic Nuclear Fuel Tested in the Reactor BOR-60.....17 Fadeev I.D., Vorontsov V.E., Dmitrieva I.V., Osipov S.L., Rogozhkin S.A., Shepelev S.F. The Calculation Research to Validate BN-800 NPP Parameters at Normal Operation Modes......22 Babavtsev V.N., Kravushkin A.V. Mathematical Model for 3D Temperature Field Calculati-Lubina A.S., Subbotin A.S., Sedov A.A., Frolov A.A. Analysis of Features of Hydrodynamics and Heat Transfer in the Fuel Assembly of Perspective Sodium Reactor with a High Rate of Reproduction in the Uranium-Plutonium Rusinkevich A.A., Ivanov A.S., Golubev I.E. The Kinetics of Fission Products Release from Microfuel Considering the Trapped Fraction and Limited Solubility Effects......50 Churin V.A., Koryukin V.A., Vasil'ev I.V. The Interdiffusion of Mo and W in the Shells of the Electrogenerating Channels after Long In-Reactor Irradiation......59 Ponomarenko G.L. About Harmonization of Deterministic and Probabilistic Approaches to Vishnevskiy I.N., Zheltonozhskiy V.A., Savrasov A.N., Khomenkov V.P., Pliuyko V.A., Rovenskikh E.P. Investigation of Isomeric Ratios in Photofission Reaction on ²³⁵U, ²³⁷Np Contents of 2014 Year Issues......85

УДК 621.039

Распараллеливание гетерогенного расчёта реактора на графическом процессоре

В.М. Малофеев, В.А. Пальшин,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 Поступила в редакцию 05.05.2014 г.

Выполнено распараллеливание вычислений с использованием графического процессора в рамках нейтронно-физического расчёта реактора гетерогенным методом. Описан алгоритм распараллеливания, реализованный в модифицированной версии программы TREC. Приведены результаты оценки эффективности алгоритма параллельных вычислений.

Ключевые слова: теория гетерогенного реактора, параллельные вычисления, CUDA.

Parallelization of Heterogeneous Reactor Calculations on Graphics Processing Units. V.M. Malofeev, V.A. Pal'shin, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

Parallelization of neutron calculations performed by heterogeneous method is realized on graphics processing unit. Parallel algorithm of modified TREC code is described. Efficiency of parallel algorithm is evaluated.

Key Words: Theory of Heterogeneous Reactor, Parallel Computing, CUDA.

Введение

Полномасштабное моделирование динамики реакторов связанными нейтроннофизическими и теплогидравлическими программами требует больших вычислительных затрат, большая часть которых, как правило, приходится на моделирование нейтронно-физических процессов. Программа BARS [1] является одной из широко применяемых динамических программ. Она базируется на усовершенствованном методе теории гетерогенного реактора Галанина - Фейнберга [2, 3] и предназначена для полномасштабного нейтронно-физического моделирования динамических процессов с обратными связями в составе программного комплекса связанных нейтронно-физических и теплогидравлических расчётов.

Наибольшие вычислительные затраты в программе BARS приходятся на расчёт пространственно-энергетического распределения потока нейтронов, выполняемый программным модулем TREC [4]. Следовательно, для повышения вычислительной эффективности программы BARS необходимо увеличить быстродействие программы TREC.

В настоящее время для увеличения быстродействия программ широкое рас-

пространение получили параллельные вычисления. Существуют две возможности для осуществления параллельных вычислений: при помощи суперкомпьютеров, которые объединяют множество процессоров, и видеокарт (графических процессоров – ГП), сходных по архитектуре с конвейерными процессорами. Статья посвящена распараллеливанию вычислений с помощью видеокарт по технологии CUDA (Compute Unified Device Architecture). Они дешевле и доступнее, при этом дают прирост производительности не меньше, а иногда и больше, чем суперкомпьютеры. Однако для их использования требуется существенная модификация программы: замена ряда вычислительных алгоритмов и адаптация кода непосредственно для ГП.

Для выполнения параллельных вычислений на ГП большая часть подпрограмм программы TREC переписана на языке CU-DA Fortran, который является расширением языка Fortran, давая доступ к набору инструкций ГП для работы с его памятью. Также модифицированы алгоритмы некоторых подпрограмм для оптимизации параллельных вычислений.

В статье представлены алгоритмы реализации параллельных вычислений при решении уравнений теории гетерогенного реактора, а также приведены результаты оценки эффективности распараллеливания.

1. Математическая модель

Рассчитывается реактор с ячейками, имеющими многозонную по высоте структуру, размещёнными в узлах **k** квадратной или гексагональной решётки, с условием равенства нулю потока на внешней границе реактора.

В рамках теории гетерогенного реактора предполагается, что все ячейки расположены в однородной неразмножающей среде, описываемой уравнениями диффузии, и групповые потоки нейтронов $\Phi_g(\mathbf{r}, z)$ удовлетворяют системе уравнений

$$-\Delta \Phi_g(\mathbf{r},z) + \xi_g \Phi_g(\mathbf{r},z) =$$

 $= \xi_{g-1} \Phi_{g-1}(\mathbf{r}, z); \quad g = 1 \dots G,$ (1) где $\Phi_g(\mathbf{r}, z)$ – вектор пространственных распределений групповых потоков;

 $\xi_g = 1/\tau_g; \xi_G = 1/L^2; \tau_g, L^2$ – квадраты длин соответсвенно замедления и диффузии нейтронов в неразмножающей среде; G – число энергетических групп.

Граничные условия на цилиндрических поверхностях ячеек радиусом $\rho_{\mathbf{k}}$, охватывающих ячейки **r**, имеют вид

$$\rho_{\mathbf{k}} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho_{\mathbf{k}}} = \Lambda_{\mathbf{k}}(z) \Phi_{\mathbf{k}}(z) - \frac{\partial}{\partial z} \Lambda_{z\mathbf{k}}(z) \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}(z)}{\partial z};$$

$$\Phi_{\mathbf{k}}(z) = \left\{ \Phi_{\mathbf{k}}^{0}(z), \Phi_{\mathbf{k}}^{x}(z), \Phi_{\mathbf{k}}^{y}(z) \right\};$$

$$\Lambda_{\mathbf{k}}(z) = \operatorname{diag} \{ \Lambda_{\mathbf{k}}^{0}(z), \Lambda_{\mathbf{k}}^{1}(z), \Lambda_{\mathbf{k}}^{1}(z) \};$$

$$\Lambda_{z\mathbf{k}}(z) = \operatorname{diag} \{ \Lambda_{z\mathbf{k}}^{0}(z), 0, 0 \}, \qquad (2)$$

где Λ^0 , Λ^1 , $\Lambda_z - G \times G$ эффективные матрицы физических характеристик ячеек для монопольной компоненты потока, дипольной компоненты и описания аксиальной утечки нейтронов.

После того, как аксиальные составляющие потока раскладываются [4] в ряд Фурье по синусам, уравнения (1), (2) принимают вид

$$-\Delta \Phi_{g,m}(\mathbf{r}) + \left(\xi_g + \alpha^2 m\right) \Phi_{g,m}(\mathbf{r}) =$$

= $\xi_{g-1} \Phi_{g-1,m}(\mathbf{r}); g = 1 \dots G; m = 1 \dots M;$
$$\mathbf{d} \Phi = \mathbf{\Lambda} \Phi; \quad \mathbf{d} = \mathbf{\rho} \frac{\partial}{\partial \mathbf{\rho}},$$

где M – число аксиальных гармоник, ρ – диагональная матрица из радиусов $\rho_{\bf k}$, Λ – блочно-диагональная квадратная матрица

$$\Lambda = \operatorname{diag}\{\Lambda_{\mathbf{k}}^{0}, \Lambda_{\mathbf{k}}^{1}, \Lambda_{\mathbf{k}}^{1}\};$$

$$\Lambda_{\mathbf{k},mn}^{0} = \Lambda_{\mathbf{k},m-n}^{0c} - \Lambda_{\mathbf{k},m+n}^{0c} +$$

$$+ \alpha^{2} nm \left(\Lambda_{z\mathbf{k},m-n}^{0c} - \Lambda_{z\mathbf{k},m+n}^{0c}\right);$$

$$\Lambda_{\mathbf{k},mn}^{1} = \Lambda_{\mathbf{k},m-n}^{1c} - \Lambda_{\mathbf{k},m+n}^{1c};$$

$$\Lambda_{\mathbf{k}i}^{c} = \frac{\alpha}{\pi} \int_{0}^{0} \Lambda_{\mathbf{k}}(z) \cos(\alpha i z) dz, \quad (3)$$

где $\alpha = \pi/H$, *H* – высота реактора. Для многозонной по высоте ячейки

$$\Lambda_{\mathbf{k},i}^{c} = \sum_{l=1}^{-\kappa} \Lambda_{\mathbf{k},l} \left(J_{i}(\alpha z_{\mathbf{k},l}) - J_{i}(\alpha z_{\mathbf{k},l-1}) \right),$$

$$J_{i}(x) = \begin{cases} x/\pi, i = 0;\\ [\sin(ix)]/(\pi i), i > 0, \end{cases}$$
(4)

где $\Lambda_{\mathbf{k},l}$ соответствует физическим свойствам зоны *l* ячейки **k**, а $L_{\mathbf{k}}$ – число аксиальных зон ячейки.

Распределение потока нейтронов в радиальном направлении представляется в виде суперпозиции функций Грина, которые получены из решения малогруппового уравнения диффузии для бесконечной однородной среды с сингулярным источником на оси ячейки. Интенсивности этих источников определяются с использованием граничного условия в форме матриц **Л**. Затем полученная система уравнений умножается на матрицу **P**, которая аппроксимирует дифференциальный оператор ($-\Delta +$ $+ \xi_g + \alpha^2 m^2$) на сетке, совпадающей с узлами решётки.

В результате получается система линейных алгебраических уравнений, которая связывает только соседние ячейки [3]. В матричной форме система уравнений выглядит следующим образом:

$$\mathbf{P}\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{Q}\boldsymbol{\gamma}\big(K_{\vartheta\varphi}\big)\boldsymbol{\varphi},\tag{5}$$

где $\mathbf{Q} = \mathbf{PI}^{-1}\mathbf{K} + \mathbf{PF}$, \mathbf{K} , \mathbf{I} и \mathbf{F} – матрицы, составленные из цилиндрических функций. Матрицы \mathbf{K} и \mathbf{I} – диагональные, а матрица \mathbf{F} – полная по числу точек и диагональная по g и m. Векторы $\boldsymbol{\varphi}$ и $\boldsymbol{\Phi}$ связаны следующим соотношением: $\boldsymbol{\varphi} = \mathbf{C}^{-1}\mathbf{I}^{-1}\boldsymbol{\Phi}$, где \mathbf{C} – треугольная по g матрица с элементами $C_{gg} = 1$, $C_{gg'} = V_{gg'}C_{g-1,g'}$, $V_{gg'} =$

 $= \xi_{g-1}/(\xi_g - \xi_{g'}).$

Матрица γ связана с Λ следующим соотношением:

$$\boldsymbol{\gamma} = -\mathbf{I}\mathbf{C}^{-1}\boldsymbol{\Lambda}(K_{\flat\phi})\mathbf{C}\mathbf{I} + \mathbf{I}\mathbf{d}\mathbf{I}. \tag{6}$$

В матрицу γ введён параметр $K_{э\phi}$, пропорциональный числу вторичных нейтронов на деление. Для численного решения уравнения (5) используется нелинейный итерационный процесс, в котором значение $K_{э\phi}$ уточняется через заданное число внешних итераций расчёта на собственное значение. Итерационная схема вычисления главного собственного числа при фиксированном значении $K_{э\phi}$ имеет вид

$$\mathbf{P}\boldsymbol{\varphi}^{j,n} = \mathbf{Q}\boldsymbol{\gamma}\boldsymbol{\varphi}^{j,n} + \left(\frac{1}{\lambda^{j,n}}\right) \left\{ \mathbf{Q}\boldsymbol{\gamma} \left(K_{\Im \Phi}^{j}\right) \right\} \boldsymbol{\varphi}^{j,n-1};$$

$$\lambda^{j,n} \to \lambda^{j}; \quad \boldsymbol{\varphi}^{j,n} \to \boldsymbol{\varphi}^{j}. \tag{7}$$

Здесь j – номер цикла внешних итераций; n – номер внешней итерации в цикле; $\lambda^{j,n}$ – текущее значение главного собственного числа. Уточнение $K_{эф}$ проводится по формулам

$$K_{\mathfrak{s}\varphi}^{j} = K_{\mathfrak{s}\varphi}^{j-1} + \frac{\lambda^{j} - 1}{\partial \lambda^{j} / \partial K}; \frac{\partial \lambda^{j}}{\partial K} = -\frac{\lambda^{j} - \lambda^{j-1}}{K_{\mathfrak{s}\varphi}^{j} - K_{\mathfrak{s}\varphi}^{j-1}};$$
$$K_{\mathfrak{s}\varphi}^{j} \to K_{\mathfrak{s}\varphi}; \quad \boldsymbol{\varphi}^{j} \to \boldsymbol{\varphi} .$$

Обращение оператора левой части уравнения (7) на каждой внешней итерации сводится к последовательному решению для каждой группы и гармоники системы неоднородных уравнений в двумерной области относительно одногруппового вектора ϕ_{am} :

$$\mathbf{P}_{gm} \boldsymbol{\varphi}_{gm} = \mathbf{b}_{gm}; \qquad (8)$$
$$\mathbf{b}_{gm} = \mathbf{Q}_{gm} \left\{ \sum_{g'}^{G} \sum_{m'}^{M} \boldsymbol{\gamma} (K_{\mathfrak{d}})_{mm'}^{qq'} \boldsymbol{\varphi}_{g'm'}^{n-1} \right\}; \\ g = 1 \dots G; \ m = 1 \dots M. \qquad (9)$$

Матрица **Р** имеет простую симметричную структуру и для её численного обращения в нераспараллеленной версии программы TREC используется метод последовательной верхней релаксации [4].

2. Алгоритм распараллеливания

Основным принципом распараллеливания является разбиение исходной задачи на независимые подзадачи, решаемые одновременно. Способ разбиения исходной задачи в основном определяется архитектурой устройства, на котором производятся вычисления, в данном случае – архитектурой ГП (рис. 1).

ГП содержит ряд мультипроцессоров, которые в свою очередь имеют множество нитевых процессоров, имеющих общую (разделяемую) память. Исходная задача должна быть разбита на подзадачи таким образом, чтобы один мультипроцессор обрабатывал одну или более таких подзадач.



Рис. 1. Схема архитектуры ГП

При написании кода для ГП команды пишутся для виртуального аналога мультипроцессора – блока нитей. Соответственно, нить – виртуальный аналог нитевого процессора.

Управление ходом вычислений осуществляется последовательно центральным процессором (ЦП), а сами вычисления проходят параллельно на ГП. Схема вычислений выглядит следующим образом: исходя из размеров задачи, ЦП определяет число блоков и количество нитей в них и копирует данные для обработки в глобальную память видеокарты. В глобальной памяти ланные делятся на части в соответствии с числом блоков и отправляются в разделяемую память, т.е. каждый блок получает ту часть данных, которую ему необходимо обработать. Непосредственно обработку данных (вычисления) выполняют нити.

Принципы работы ГП подробно изложены в работах [5...7], а схема передачи данных между ГП и ЦП описана в [8].

Среди подпрограмм программы TREC распараллеливались подпрограммы, требующие больших вычислительных ресурсов. К ним относятся программы вычисления гамма-матрицы (6), определения источника \mathbf{b}_{gm} (9) и решения неоднородного уравнения (8). Блок-схема фрагмента программы TREC, выполняющего параллельные вычисления, представлена на рис. 2.

Вычисление гамма-матрицы представляет собой процесс перемножения матриц (б), но проводится в три этапа: сначала вычисляется $\Lambda'(z) = \mathbf{C}^{-1} \Lambda(z) \mathbf{C}$, затем проводится вычисление матрицы Λ' по формулам (3), (4) и, наконец, определяется $\gamma =$ $-I\Lambda'I + IdI$. Основная проблема возникает при вычислении Λ' по формуле (4) из-за большого числа вычислений тригонометрических функций. Для ускорения расчёта вычислительный алгоритм модифицирован таким образом, чтобы тригонометрические функции рассчитывались заранее с использованием разделяемой памяти, а в процессе вычисления по формуле (4) вычислялись только необходимые разности.

Определение источника (9) проводится в два этапа. На первом выполняется форми-



Рис. 2. Блок-схема реализации параллельных вычислений

рование источника как результат умножения матрицы γ на вектор ϕ , а на втором этапе производится разностное преобразование источника. При этом наибольшие вычислительные затраты приходятся на формирование источника.

Перейдём к распараллеливанию вычислений, связанных с матрицами **P** и **Q**, которые определяют разностное преобразование гетерогенных уравнений (5). Матрицы **P** и **Q** являются сильно разреженными, так как связывают только соседние ячейки, поэтому для них нельзя применять методы распараллеливания, разработанные для полных матриц.

Разберём действие разностного оператора в нераспараллеленной версии программы TREC. Рассмотрим реактор, ячейки которого образуют расчётную область в виде гексагональной решётки. В этом случае матрицы **P** и **Q** задают семиточечный шаблон, связывающий соседние ячейки (рис. За). При вычислении результата действия разностного оператора, задаваемого матрицей **Р** или **Q**, в ячейке внутри области используются шесть соседних ячеек. Чтобы обратиться к ячейке на соседнем ряду, необходимо знать длину данного ряда и соседнего (рис. 3б). Соответственно, индекс соседней ячейки вычисляется из этих двух величин, а на границе области к ним добавляется логическое условие, исключающее элементы вне области.

Для распараллеливания разобьём расчётную область на ряд подобластей, в каждой из которых расчёт ведётся на одном блоке нитей. Для расчёта ячеек на границе таких подобластей требуется информация из соседних подобластей, поэтому необходимо дополнить каждую подобласть соответствующими фиктивными ячейками. Фиктивные ячейки обеспечивают обмен информацией между подобластями и между блоками нитей, соответственно.

Каждая нить внутри блока рассчитывает одну ячейку. Чтобы упростить схему расчёта для каждой ячейки и избавиться от логического условия, проверка которого замедляет вычисления, необходимо построить универсальный алгоритм, который будет использовать заранее рассчитанные адреса соседних ячеек.

В общем виде результат умножения матрицы **P** или **Q** на некоторый вектор **F** для i-го элемента A(i) можно представить в виде

$$A(i) = \alpha_1(i)F(i - ir1) + + \alpha_2(i)F(i - ir1 - 1) + + \alpha_3(i)F(i - 1) + \alpha_4(i)F(i) + + \alpha_5(i)F(i + 1) +$$

 $+\alpha_6(i)F(i+ir2-1)+\alpha_7(i)F(i+ir2),(10)$ где *ir1* и *ir2* – адреса, зависящие от длины предыдущего и последующего рядов, соответственно, а α_i – коэффициенты, которые зависят от структуры матрицы **Р** или **Q**. Сформируем массивы адресов элементов из соседних рядов *ID1* ... *ID4*, так что для каждого *i* выполняется

 $ID1(i) = ir1_i; ID2(i) = ir1_i + 1;$

 $ID3(i) = ir2_i - 1; ID4(i) = ir2_i,$

тогда формула (10) для ячеек внутри области примет вид

$$A(i) = \alpha_{1}(i)F(i - ID1(i)) + + \alpha_{2}(i)F(i - ID2(i)) + + \alpha_{3}(i)F(i - 1) + \alpha_{4}(i)F(i) + + \alpha_{5}(i)F(i + 1) + + \alpha_{6}(i)F(i + ID3(i)) - - \alpha_{7}(i)F(i + ID4(i)).$$
(11)

Сформируем шесть массивов из нулей и единиц для каждого слагаемого, соответствующего соседней ячейке в формуле (11), которые будут определять, участвует оно в вычислении или нет. Эти массивы требуются для сохранения универсального вида формулы (11) на границе области, где используются только определённые соседние ячейки (рис. 4).

В результате формула (11) примет следующий вид:

$$A(i) = \alpha_{1}(i)K1(i)F(i - ID1(i)) + +\alpha_{2}(i)K2(i)F(i - ID2(i)) + +\alpha_{3}(i)K3(i)F(i - 1) + +\alpha_{4}(i)F(i) + \alpha_{5}(i)K4(i)F(i + 1) + +\alpha_{6}(i)K5(i)F(i + ID3(i)) + +\alpha_{7}(i)K6(i)F(i + ID4(i)),$$
(12)

где массивы *K*1 ... *K*6 "выкалывают" ненужные элементы, обращаясь в 0, а при нужных принимают значение 1. Формула (12) является универсальным выражением разностного преобразования для параллельных вычислений в разделяемой памяти, которая учитывает взаимное расположение ячеек внутри и на границе области.



Рис. 3. Расчёт ячейки внутри области с гексагональной решёткой (а); обращение к соседним элементам при вычислении в произвольной ячейке одномерного массива (б)



Рис. 4. Расчёт ячеек на границе области

В программе TREC для численного решения системы уравнений (8) используется метод верхней релаксации [4]. Чтобы реализовать его в параллельных вычислениях, можно применить красно-чёрную релаксацию, но это достаточно сложно осуществить на гексагональной решётке. Следовательно, необходимо использовать другой численный метод, более подходящий для распараллеливания. В данной работе применяется метод сопряжённых градиентов в улучшенной форме [9]. Для системы уравнений (8) реализация метода представляется в следующем виде (индексы *g* и *m* опущены):

$$\begin{split} \mathbf{r}_1 &= \mathbf{P}\boldsymbol{\varphi}^0 - \mathbf{b}; \ \boldsymbol{\beta}_1 &= \mathbf{r}_1/(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1); \ \boldsymbol{\varepsilon}_1 &= \mathbf{P}\boldsymbol{\beta}_1; \\ \boldsymbol{\varphi}^2 &= \boldsymbol{\varphi}^0 - \boldsymbol{\beta}_1/(\boldsymbol{\beta}_1, \boldsymbol{\varepsilon}_1); \\ \mathbf{r}_k &= \mathbf{r}_{k-1} - \boldsymbol{\varepsilon}_{k-1}/(\boldsymbol{\beta}_{k-1}, \boldsymbol{\varepsilon}_{k-1}); \\ \boldsymbol{\beta}_k &= \boldsymbol{\beta}_{k-1} + \mathbf{r}_k/(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_k); \ \boldsymbol{\varepsilon}_k &= \mathbf{P}\boldsymbol{\beta}_k; \\ \boldsymbol{\varphi}^{k+1} &= \boldsymbol{\varphi}^k - \boldsymbol{\beta}_k/(\boldsymbol{\beta}_k, \boldsymbol{\varepsilon}_k); \ k = 2, 3, \dots . \end{split}$$

Здесь k – номер внутренней итерации; **β**, **ε** – вспомогательные векторы; **г** – невязка, а ϕ^0 – начальное приближение.

Рассмотрим алгоритм распараллеливания данного метода. Решение неоднородных уравнений методом сопряжённых градиентов в улучшенной форме упрощенно может быть представлено в виде комбинации нескольких базовых операций: сложение и вычитание векторов, скалярное произведение векторов и умножение матрицы

Р на вектор. Распараллеливание операций, связанных с умножением матрицы Р, детально рассмотрено выше, а параллельное сложение и вычитание векторов выполняется тривиально.

Отдельно остановимся на скалярном произведении. После выполнения операции перемножения элементов векторов выполняется их суммирование. Для суммирования большого числа элементов используется параллельная редукция массива [5]. Результаты произведения элементов векторов записываются в отдельный массив, который разбивается на части, каждая из которых соответствует блоку нитей.

На первом этапе внутри каждого блока вычисляется частная сумма. После этого частные суммы из всех блоков записываются в один блок, который вычисляет конечный результат. Следует отметить, что наиболее затратной операцией с точки зрения времени является разностное преобразование, поэтому использование улучшенного градиентного метода даёт некоторое преимущество перед оригинальным методом сопряжённых градиентов без потери точности за счёт того, что на каждой итерации выполняется только одно умножение матрицы **P** на вектор **β**.

3. Результаты

Для оценки эффективности распараллеливания проведено сравнение времени вычислений на ГП и ЦП. Для расчётов использовался процессор Intel Core i5 3.3 ГГц и видеокарта Tesla M2050 с пропускной способностью 150 Гб/с. В качестве тестовой задачи рассматривалась модель реактора с 5 000 ячеек в плане. Вычисления проводились для 5 энергетических групп и 20 гармоник в монопольном приближении. В таблице представлены результаты производительности для двух наиболее затратных по времени счёта подпрограмм и для всей программы TREC в целом. Время указано в процентах от общего времени работы программы TREC.

| таолица. Результат | гы оценки п | роизводитель | вности |
|--------------------|-------------|--------------|--------|
| | | Решение | |

| Характеристика вычислительного процесса | Вычис- ление источника | Решение неодно- родных уравнений | Расчёт в целом |
|---|------------------------------|---|-------------------|
| Время счёта исход- ной программы, % | 76 | 24 | 100 |
| Время счёта параллель- ной программы, % | 34 | 66 | 100 |
| Ускорение, раз | 58 | 12 | 26 |

Из таблицы видно, что время работы подпрограммы, вычисляющей источник, значительно снизилось в распараллеленной версии программы. Это связано с тем, что ускорение этой подпрограммы практически в 5 раз превышает ускорение другой подпрограммы, выполняющей решение неоднородных уравнений.

На рис. 5 показана зависимость сокращения времени счёта от числа аксиальных гармоник для двух тестовых вариантов с 5 000 и 13 000 ячеек в плане.

Прирост производительности при увеличении числа точек значительно меньше, чем при увеличении числа гармоник. Это объясняется тем, что количество вычислений в подпрограмме источника растёт квадратично с увеличением числа гармоник, а в подпрограмме решения неоднородных уравнений – линейно. Поскольку эффективность распараллеливания подпрограммы вычисления источника значительно превосходит эффективность распараллеливания подпрограммы решения неоднородных уравнений, программа в целом получает большее ускорение.



Рис. 5. График зависимости производительности от размера задачи

Заключение

Разработанные алгоритмы реализации параллельных вычислений на ГП при решении гетерогенных уравнений показали высокую эффективность. Ускорение расчёта программы TREC на ГП по сравнению с расчётами на ЦП составляет более 30 раз при традиционных вычислениях с 25 аксиальными гармониками.

Список литературы

1. *Аввакумов А.В., Малофеев В.М.* Трёхмерное моделирование переходных процессов на запаздывающих нейтронах в гетерогенном реакторе // Атомная энергия, 1991, т. 70, вып. 1, с. 8–12.

2. *Галанин А.Д.* Теория гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1971.

3. *Кочуров Б.П.* Численные методы в теории гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1980.

4. *Малофеев В.М.* TREC – программа трёхмерного расчёта большого гетерогенного реактора // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 29–32.

5. *Боресков А.В., Харламов А.А.* Основы работы с технологией СUDА. М.: ДМК Пресс, 2010.

6. *Fatica M., Ruetsch G.* CUDA Fortran for Scientists and Engineers, Santa Clara, NVIDIA Corporation, 2011.

7. *Рыбакин Б.П.* Параллельное программирование для графических ускорителей. М.: НИИСИ РАН, 2011.

8. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Карпенко А.Г. Численное решение задач гидродинамики на графических процессорах общего назначения // Вычислительные методы и программирование, 2013, т. 14, с. 82–90.

9. *Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В.* Улучшенная форма метода сопряжённых градиентов // Математическое моделирование, 2011, т. 23, № 7, с. 33–51.

Контактная информация – Малофеев Валерий Михайлович, нач. лаб., тел.: +7(910)402-03-64, e-mail: vm_malofeev@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 4–10.

УДК 621.039

Интегральные нестационарные уравнения переноса нейтронов для расчётов кинетики ядерных реакторов методом Монте-Карло

В.Д. Давиденко, А.С. Зинченко, И.К. Харченко,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 Поступила в редакцию 09.09.2014 г.

Приводятся интегральные уравнения для форм-функции в адиабатическом, квазистатическом и усовершенствованном квазистатическом приближениях. Описывается подход к решению этих уравнений методом Монте-Карло.

Ключевые слова: нейтронная кинетика, интегральное уравнение, метод Монте-Карло, квазистатическое приближение.

The Integral Non-Stationary Equations of Neutron Transport for Calculations of Nuclear Reactors Kinetics Using Monte Carlo Method. V.D. Davidenko, A.S. Zinchenko, I.K. Harchenko, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

The integral equations for form-functions are given in adiabatic, quasistatic and improved quasistatic approximations. The approach to the solution of these equations by the Monte Carlo method is described. *Key Words*: Neutron Kinetics, Integral Equation, Monte Carlo Method, Quasistatic Approach.

Введение

В данной работе приводятся нестационарные уравнения переноса нейтронов в интегральной форме, для решения которых разрабатываются программы КИР (КИнетика Реакторов) и КИР-П (КИнетика Реакторов с Приближениями), основанные на методе Монте-Карло и предназначенные для расчётов кинетики ядерных реакторов. В программе КИР реализуются два алгоритма моделирования кинетики с использованием аналогового метода Монте-Карло. В программе КИР-П реализуются классические адиабатическое, квазистатическое и усовершенствованное квазистатическое приближения. Метод Монте-Карло в КИР-П применяется для расчётов параметров точечной кинетики и расчётов форм-функции. Приводятся основные аспекты методики решения этих интегральных уравнений методом Монте-Карло.

До настоящего времени исследования кинетики и динамики реакторов проводятся с использованием тех или иных алгоритмов решения приближённых уравнений точечной или распределённой кинетики.

Только в последнее время стали появляться работы с описанием программ, в которых для решения уравнения переноса нейтронов с временной зависимостью плотности потока нейтронов (п.п.н.) применяется метод Монте-Карло [1...11]. Создание таких программ стало возможным благодаря наблюдающемуся бурному развитию многопроцессорной вычислительной техники [12].

Предварительные оценки показывают, что использование суперкомпьютеров с производительностью ~ 10 петафлопс позволит моделировать быстропротекающие динамические процессы длительностью несколько десятков секунд как для реакторов с тепловым спектром нейтронов, так и для быстрых реакторов. Напомним, что 1 петафлоп = 10^{15} операций с плавающей запятой в секунду, 1 эксафлоп = 10^{18} операций.

Самый мощный в мире компьютер (информация на июнь 2014 г. [12]) – китайский Tianhe-2 (MilkyWay-2) имеет более 3 млн. 100 тыс. вычислительных ядер с тактовой частотой 2,2 ГГц и обладает производительностью ~ 33,9 петафлопс, на втором месте – американский Titan (более 560 тыс. ядер с тактовой частотой 2,2 ГГц, производительность ~ 17,6 петафлопс), на третьем месте – американский Sequoia (более 1,5 млн. ядер с тактовой частотой 1,6 Ггц, производительность ~ 17,2 петафлопс), на четвёртом – японский К (более 700 тыс. ядер с

тактовой частотой 2,0 Ггц, производительность более 10 петафлопс). К 2020 г. в Японии планируют построить компьютер с производительностью 1 эксафлопс.

Отметим, что во всех указанных в [1...11] программах применяется только или приближённый или прямой подход. Кроме того, хотя в этих работах описываются программы на основе метода Монте-Карло, в изложении приводится лишь нестационарное уравнение переноса нейтронов в интегро-дифференциальной форме.

Используя метод Монте-Карло, набирается статистика процессов в фазовом пространстве, таким образом решается интегральное уравнение переноса нейтронов, которое и будет анализироваться в данной статье. Здесь не приводится доказательство возможности перехода от интегро-дифференциального уравнения к интегральному уравнению Пайерса [13], которое дано в монографии Владимирова [14]. В общей форме уравнение переноса имеет вид интегрального уравнения Фредгольма второго рода

$$p(\mathbf{x}) = p_1(\mathbf{x}) + \int_X p(\mathbf{x}')p(\mathbf{x}' \to \mathbf{x}) \, d\mathbf{x}'.$$

q

Аналоговый метод решения задачи переноса нейтронов методом Монте-Карло естественным образом моделирует случайные процессы, происходящие в реакторе, которые в свою очередь описываются уравнением переноса нейтронов без учёта любых временных изменений. Поэтому, чтобы разобраться, как реализовать приближённые методы, нужно рассмотреть, каким образом зависящие от времени параметры отражаются в кинетическом уравнении.

Расчётная методика и интегральные уравнения

Моделирование методом Монте-Карло распределённой нейтронной кинетики заключается в многократном решении неоднородного уравнения переноса нейтронов на временных интервалах, на которые разбивается промежуток времени, в течение которого требуется рассмотреть динамический процесс.

Уравнение переноса нейтронов в интегро-дифференциальной форме имеет следующий вид [15]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \nabla \Phi + \Sigma \Phi =$$

= q(**r**, **\Omega**, E, t), (1)

где

$$(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \iint \sum_{x \neq f} \Sigma_x f_x \Phi' d\mathbf{\Omega}' dE' + \iint \tilde{\chi}_p (1 - \beta) \nu \Sigma_f \Phi' d\mathbf{\Omega}' dE' + \sum_j \lambda_j C_j(\mathbf{r}, t) \tilde{\chi}_j + Q(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t);$$
(2)

$$\frac{\partial C_j(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \lambda_j C_j = \iint \beta_j \nu \Sigma_f \Phi' d\mathbf{\Omega}' dE';$$
(3)

$$\Sigma \equiv \Sigma(\mathbf{r}, E, t); \Sigma_x \equiv \Sigma_x (\mathbf{r}, E', t)$$
 при $x \neq f; \Sigma_f \equiv \Sigma_f (\mathbf{r}, E', t);$
 $f_x \equiv f_x (\mathbf{r}; \mathbf{\Omega}', E' \rightarrow \mathbf{\Omega}, E; t); \Phi' \equiv \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t); \nu \equiv \nu(\mathbf{r}, E').$
а и Глесстона [15, с. 21] где *s* – расстояние вдоль направления пере-

мещения Ω.

В книге Белла и Глесстона [15, с. 21] приводится вывод уравнения для п.п.н. в интегральной форме стандартным методом характеристик. Вводится пол ная п.п.н. следующим образов dΦ

ктеристик. Вводится полная производ-
п.п.н. следующим образом:

$$= \frac{d\Phi}{dx}\frac{dx}{ds} + \frac{d\Phi}{dy}\frac{dy}{ds} + \frac{d\Phi}{dz}\frac{dz}{ds} + \frac{d\Phi}{dt}\frac{dt}{ds}, (4)$$

$$dt/ds = 1/v \Rightarrow t = t_0 + s/v,$$

$$d\mathbf{r}/ds = \mathbf{\Omega} \Rightarrow \mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + s\mathbf{\Omega}.$$
В итоге уравнение для п.п.н. производ-
ся к интегральному виду

В итоге уравнение для п.п.н. приводится к интегральному виду

Из уравнения (1) нетрудно увидеть, что

(5)

(6)

$$\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) =$$

$$= \int_{0}^{\infty} \exp\left(-\int_{0}^{s'} \Sigma_{\text{tot}}\left(\mathbf{r} - s''\mathbf{\Omega}, E, t - \frac{s''}{\nu}\right) ds''\right) q\left(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}, E, t - \frac{s'}{\nu}\right) ds', \quad (7)$$

где q определяется формулами (2) и (3).

Если чисто формально представить поток нейтронов $\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$ в виде произведения амплитудного фактора n(t) и формфункции $\psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t)$, т.е. $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = n(t)\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t),$ (8) то можно получить уравнение переноса нейтронов для форм-функции [16, c. 414]:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\upsilon} \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \nabla \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{1}{\upsilon} \frac{1}{n(t)} \frac{\partial n(t)}{\partial t} + \Sigma_{\text{tot}}(\mathbf{r}, E, t) \end{bmatrix} \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \\ = \iint \sum_{x \neq f} \Sigma_x(\mathbf{r}, E, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E' \to \mathbf{\Omega}, E) \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t) d\mathbf{\Omega}' dE' + \\ + \iint \frac{\chi_p(E)}{4\pi} (1 - \beta) \upsilon \Sigma_f(\mathbf{r}, E, t) \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t) d\mathbf{\Omega}' dE' + \\ + \frac{1}{n(t)} \sum_j \frac{\chi_j(E)}{4\pi} \lambda_j C_j(\mathbf{r}, E, t) + \frac{Q(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)}{n(t)}, \tag{9}$$

где $f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E' \to \mathbf{\Omega}, E)$ – вероятность того, что при столкновении в точке **r** нейтрона, имеющего направление полёта $\mathbf{\Omega}'$ и энергию E', в той же точке появится нейтрон с направлением движения $\mathbf{\Omega}$ и энергией E. Решив дифференциальное уравнение (3), можно получить выражение для концентраций эмиттеров запаздывающих нейтронов

$$C_{j}(\mathbf{r},t) = \int_{-\infty}^{\infty} \iint_{E',\Omega'} \beta_{j} \nu_{f} \Sigma_{f}(\mathbf{r},E',t') n(t') \psi(\mathbf{r},\Omega',E',t') \exp\left(-\lambda_{j}(t-t')\right) d\Omega' dE' dt'.$$

При записи потока нейтронов в виде произведения двух сомножителей предполагается, что амплитудный фактор n(t) должен описывать основную временну́ю зависимость, в то время как форм-функция ψ должна слабо меняться со временем. Методы, в которых используется форма предста-

вления потока (8), называются методами факторизации.

Если расписать каждый член для источника нейтронов q и поделить уравнение (2) на n(t), то можно получить уравнение для форм-функции без всяких приближений

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \frac{1}{n(t)} \int_{0}^{\infty} \exp\left[-\int_{0}^{s'} \Sigma_{\text{tot}} \left(\mathbf{r} - s'' \mathbf{\Omega}, E, t - \frac{s''}{\nu}\right) ds''\right] \times$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} \iint\limits_{E',\Omega'} \left(\frac{\chi_{p}(E)}{4\pi} \nu_{f}(1-\beta)\Sigma_{f}\left(\mathbf{r}-s'\Omega',E,t-\frac{s'}{\nu}\right) + \\ +\sum\limits_{x\neq f} \Sigma_{x}\left(\mathbf{r}-s'\Omega',E',t-\frac{s'}{\nu}\right)f(\mathbf{r},\Omega',E'\to\Omega,E) \end{array} \right) n(t-\frac{s'}{\nu}) \times \\ \times \left\{ \begin{array}{l} \times \psi\left(\mathbf{r}-s'\Omega',\Omega',E',t-\frac{s'}{\nu}\right)d\Omega'dE' + \sum\limits_{j} \frac{\chi_{j}(E)}{4\pi}\lambda_{j}C_{j}\left(\mathbf{r}-s'\Omega',E,t-\frac{s'}{\nu}\right) + \\ +Q\left(\mathbf{r}-s'\Omega,\Omega,E,t-\frac{s'}{\nu}\right) \end{array} \right\} ds'. \tag{10}$$

Для адиабатического и квазистатических приближений форм-функция либо не зависит от времени, либо эта зависимость выражается линейной или другими аппроксимациями. Поэтому производная формфункции по параметру *s* вводится следующим образом:

$$\frac{d\psi}{ds} = \frac{d\psi}{dx}\frac{dx}{ds} + \frac{d\psi}{dy}\frac{dy}{ds} + \frac{d\psi}{dz}\frac{dz}{ds}.$$
 (11)

В таком случае производится замена переменных (6), а замена переменных (5) исключается.

Подобно тому, как это сделано в [15, с. 21], методом характеристик выведены интегральные уравнения для форм-функции (а не для п.п.н.) в трёх приближениях: адиабатическом, квазистатическом и усовершенствованном квазистатическом.

Адиабатическое приближение вводит три упрощения [16, с. 415–416]. В нём не

различаются формы распределения источников запаздывающих и мгновенных нейтронов, следовательно, пренебрегается временны́м сдвигом в распределении предшественников запаздывающих нейтронов. Кроме того, оно пренебрегает в уравнении (1) обоими членами, содержащими производные по времени.

Интегральное уравнение, полученное для адиабатического приближения, выглядит следующим образом:

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \frac{1}{n(t)} \int_{0}^{\infty} \exp\left[-\int_{0}^{s'} \Sigma_{\text{tot}}(\mathbf{r} - s''\mathbf{\Omega}, E, t) \, ds''\right] \times$$

$$\times \left\{ \iint_{E',\Omega'} \begin{pmatrix} \frac{\chi_p(E)}{4\pi} v_f(1-\beta)\Sigma_f(\mathbf{r}-s'\Omega',E',t) + \\ +\sum_j \frac{\chi_j(E)}{4\pi} v_j \beta_j \Sigma_f(\mathbf{r}-s'\Omega',E',t) + \\ +\sum_{x\neq f} \Sigma_x(\mathbf{r}-s'\Omega',E',t)f(\mathbf{r},\Omega',E'\to\Omega,E) \end{pmatrix} n(t) \times \right\} ds'.$$
(12)
$$\times \psi(\mathbf{r}-s'\Omega',\Omega',E',t)d\Omega'dE' + Q(\mathbf{r}-s'\Omega,\Omega,E,t)$$

Выражение в показателе экспоненты в (12) будем называть коэффициентом ослабления.

Источники мгновенных и запаздывающих нейтронов могут быть объединены, и при отсутствии внешнего источника можно рассчитывать собственную функцию, соответствующую собственному значению $K_{эф}$.

Данное уравнение успешно решается

прецизионными программами, основанными на методе Монте-Карло.

В квазистатическом приближении лишь производная форм-функции по времени $d\psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, E, t)/dt$ в уравнении (1) полагается равной нулю. Интегральное уравнение для форм-функции, полученное в квазистатическом приближении, выглядит следующим образом:

$$\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \frac{1}{n(t)} \int_{0}^{\infty} \exp\left[-\int_{0}^{s'} \left(\Sigma_{\text{tot}}(\mathbf{r} - s''\mathbf{\Omega}, E, t) + \frac{1}{\upsilon n(t)} \frac{dn(t)}{dt}\right) ds''\right] \times \\ \times \left\{ \iint_{E', \mathbf{\Omega}'} \left(\frac{\chi_{p}(E)}{4\pi} v_{f}(1 - \beta)\Sigma_{f}(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', E', t) + \frac{1}{\upsilon n(t)} v_{f}(1 - \beta)\Sigma_{f}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t) + \sum_{x \neq f} \Sigma_{x}(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', E', t)f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E' \to \mathbf{\Omega}, E)\right) n(t) \times \\ \times \psi(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}', E', t)d\mathbf{\Omega}' dE' + \sum \frac{\chi_{j}(E)}{2} \lambda_{i}C_{i}(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', t) + \left\{ ds'. \right\}$$
(13)

$$\begin{pmatrix} \times \psi(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}', E', t) d\mathbf{\Omega}' dE' + \sum_{j} \frac{\kappa_j (z')}{4\pi} \lambda_j C_j (\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', t) + \\ + Q(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}, E, t) \end{pmatrix}$$
уравнений (12) и (13) видно, что для коэффициента ослабления член

Из уравнений (12) и (13) видно, что для численного решения методом Монте-Карло уравнения (13) следует учесть при расчёте

коэффициента ослабления член $\frac{1}{\upsilon n(t)} \frac{dn(t)}{dt}$, который можно рассчитать в приближении

точечной кинетики. При расчёте стационарной задачи запаздывающие нейтроны испускаются сразу и в уравнении (12) описыва-

ются членом $\sum_{j} \frac{\chi_{j}(E)}{4\pi} v_{j} \beta_{j} \Sigma_{f} (\mathbf{r} - s' \Omega', E', t)$, который в квазистатическом приближении должен быть исключён, что сделать сравнительно просто в процессе расчёта количества нейтронов следующего поколения. В то же время должен быть распределён источник запаздывающих нейтронов, который в уравнении (13) описывается членом $\sum_{j} \frac{\chi_{j}(E)}{4\pi} \lambda_{j} C_{j} (\mathbf{r} - s' \Omega', t)$.

В усовершенствованном квазистатическом приближении обычно применяется линейная аппроксимация производной формфункции по времени, которая рассчитывается следующим образом:

 $[\psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) - \psi(\mathbf{r}, \Omega, E, t - \Delta t)]/\Delta t$, где $t - \Delta t$ – значение времени, для которого последний раз пересчитывалась формфункция.

Возможны и другие аппроксимации производной форм-функции [17, с. 61], такие как экспоненциальная и квадратичная, которые также несложно использовать в расчётах. Интегральное уравнение, полученное для усовершенствованного квазистатического приближения, выглядит следующим образом:

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \frac{1}{n(t)} \int_{0}^{\infty} \exp\left[-\int_{0}^{s'} \left(\Sigma_{\text{tot}}(\mathbf{r} - s''\mathbf{\Omega}, E, t) + \frac{1}{\upsilon\Delta t} + \frac{1}{\upsilon n(t)} \frac{dn(t)}{dt}\right) ds''\right] \times \\ \times \left\{ \int_{E', \mathbf{\Omega}'} \left(\int_{e_{x\neq f}}^{\frac{\chi_{p}(E)}{4\pi}} v_{f}(1-\beta)\Sigma_{f}(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', E', t) + \\ + \sum_{x\neq f} \Sigma_{x}(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', E', t)f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E' \to \mathbf{\Omega}, E) \right) n(t) \times \\ \times \Psi(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}', E', t)d\mathbf{\Omega}' dE' + \sum_{j} \frac{\chi_{j}(E)}{4\pi} \lambda_{j}C_{j}(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', t) + \\ + Q(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}, E, t) + \frac{n(t)}{\upsilon\Delta t} \Psi(\mathbf{r} - s'\mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}', E', t - \Delta t) \right\} ds'.$$
(14)

Помимо тех операций, которые должны быть выполнены для квазистатического приближения, из уравнений (13) и (14) видно, что для численного решения методом Монте-Карло уравнения (14) следует учесть при расчёте коэффициента ослабления слагаемое $\frac{1}{\upsilon\Delta t}$. В то же время должны быть распределены источники нейтронов по распределению на предыдущем временном шаге, которые в уравнении (14) выражаются членом $\frac{n(t)}{\upsilon\Delta t}\psi(\mathbf{r} - s'\Omega', \Omega', E', t - \Delta t)$. Данный функционал предполагается оценивать на предыдущем временном интервале.

Заключение

На основе полученных интегральных уравнений рассмотрены некоторые аспекты

методики расчёта в различных приближениях быстропротекающих переходных процессов в ядерных реакторах.

В настоящее время для решения интегральных нестационарных уравнений переноса нейтронов разрабатываются программы, реализующие метод Монте-Карло. Эти программы предполагается использовать в программном комплексе, предназначенном для моделирования динамических процессов, протекающих в активных зонах ядерных реакторов с жидкометаллическим теплоносителем.

Список литературы

1. *Sjenitzer B.L., Hoogenboom J.A.* Dynamic Monte Carlo Method for Nuclear Reactor Kinetics Calculations // Nucl. Sci. Eng., 2013, 175, P. 94–107.

2. *Cho N.Z., Yun S.* Space-time reactor kinetics via Monte Carlo method. Int. Conf. on the Phys. of Rea. "Nuc. Pow.: A Sustai. Reso." Interlaken, Switzerland, Sep. 14-19, 2008.

3. *Yun S., Kim J.W., Cho N.Z.* Monte Carlo spacetime reactor kinetics method and its verification with time-dependent Sn method. Ibidem.

4. *Shayesteh M., Shahriari M.* Calculation of time -dependent neutronic parameters using Monte Carlo Method // Annals of Nuclear Energy, 2009, 36, P. 901–909.

5. *Leppanen J.* Development of a dynamic simulation mode in SERPENT 2 Monte Carlo code / Int. Conf. on Mathematics and Computational Methods Applied to Nucl. Science and Engin. (M&C 2013), Sun Valley, Idaho, May 5-19, 2013, P. 117–127.

6. *Sjenitzer B.L., Hoogenboom J.A.* General purpose dynamic Monte Carlo with continuous energy for transient analysis. PHYSOR 2012 – Advances in Reactor Physics Linking Research, Industry and Education. Knoxville, Tennessee, USA, April 15-20, 2012.

7. *Sjenitzer B.L., Hoogenboom J.A.* Implementation of the dynamic Monte Carlo method for transient analysis in the general purpose code TRIPO-LI. Int. Conf. on Math. and Com. Meth. App. to Nuc. Sci. and. Eng. (M&C 2011). Rio de Janireo, RJ, Brazil, May 8-12, 2011.

8. *Sjenitzer B.L., Hoogenboom J.A.* Monte Carlo method for calculation on the dynamic behavior of nuclear reactors. Joi. Int. Conf. on Supercom. in Nuc. App. and. Monte Carlo 2010 (SNA + MC 2010). Tokio, Japan, Oct. 17-21, 2010.

9. *Legrady D., Hoogenboom J.A.* Scouting the feasibility of Monte Carlo reactor dynamics simulations. Int. Conf. on the Phys. of Rea. "Nuc. Pow.: A Sustai. Reso." Interlaken, Switzerland, Sep. 14-19, 2008.

10. *Shen H., Li Z., Wang K., Yu G.* TMCC: a transient three-dimensional neutron transport code by the direct simulation method. PHYSOR 2010 – Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear

Renaissance. Pitsburg, Penns., USA, May 9-14, 2010.

11. Zhitnik A.K., Ivanov N.V., Marshalkin V.E., Ognev S.P., Pevnitsky A.V., Povyshev V.M., Ponomarev I.E., Roslov V.I., Semenova T.I., Tarasov V.A., and Fomin V.P., Taivo T.A. and Yang

W.S. Code TDMCC for Monte Carlo Computations of Spatial Reactor Core Kinetics. The Monte Carlo Method: Versatility Unbounded in a Dynamic Computing World. Chattanooga, Tennessee, USA, April 17-21, 2005.

12. *Тор 500.* The list, http://www.top500.org/ (дата обращения: 10.10.2014).

13. *Peierls R.* Critical conditions in the neutron multiplication // Proc. Cambridge Philos. Soc., 1939, Vol. 35, P. 610-615.

14. *Владимиров В.С.* Об одном интегро-дифференциальном уравнении // Изв. АН СССР. Сер. математическая, 1957, т. 21, вып. 1, с. 3–52.

15. *Белл Д., Глесстон С.* Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.

16. *Колесов В.Ф.* Апериодические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

17. **Фомиченко П.А.** Решение задач пространственной нейтронной кинетики методами улучшенной квазистатики в программе JAR-IQS. Препринт ИАЭ-5880/5, 1995.

Контактная информация –

Давиденко Владимир Дмитриевич, нач. лаб., тел.: 8(903)523-95-19, e-mail: Davidenko_VD@ nrcki.ru

Зинченко Александр Сергеевич, аспирант, тел.: +7(929)579-60-03, e-mail: zin-sn@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 11–16.

УДК 621.039.51

Расчётные исследования энерговыделения в нитридном и металлическом ядерном топливе, испытываемом в реакторе БОР-60

А.В. Варивцев, И.Ю. Жемков,

АО "ГНЦ НИИАР", 433510, г. Димитровград-10 Ульяновской обл. Поступила в редакцию 11.06.2014 г.

С помощью разработанной авторами методики проведены расчётные исследования по определению вклада запаздывающего гамма-излучения в суммарное тепловыделение в экспериментальном ядерном топливе различного обогащения. Показано, что пренебрежение запаздывающим гамма-излучением может привести к существенной недооценке тепловыделения.

Ключевые слова: твэл, экспериментальная ТВС, радиационное энерговыделение, гаммаквант, гамма-излучение, продукты деления.

Calculation Investigations of Heat Rate in Nitride and Metallic Nuclear Fuel Tested in the Reactor BOR-60. A.V. Varivtsev, I.Yu. Zhemkov, JSC "SSC RIAR", Ul'yanovsk region, Dimitrovgrad-10, 433510.

The calculation investigations related to the determination of the delayed gamma emission contribution to the total heat rate in the experimental oxide nuclear fuel with different enrichment are performed using the method developed by the authors. It has been shown that the neglection of delayed gamma emission can lead to the significant underestimation of heat rate.

Key Words: Fuel Element, Experimental Fuel Assembly, Radiation Heat Rate, Gamma Quantum, Gamma Emission, Fission Products.

Введение

В настоящее время в рамках Федеральной целевой программы "Ядерные энерготехнологии нового поколения" [1] проводятся многочисленные НИОКР, в том числе испытания топливных композиций перспективных реакторов на быстрых нейтронах (РБН). Основной задачей Программы является создание новой технологической платформы ядерной энергетики, основанной на замкнутом топливном цикле.

Замыкание ядерного топливного цикла планируется осуществить на основе больших РБН (таких как БН и БРЕСТ) с использованием плотных видов топлива (нитридное, металлическое) для обеспечения необходимого коэффициента воспроизводства ядерного топлива (ЯТ).

Большой интерес к реакторным испытаниям различных типов плотного топлива проявляют и в других странах (США, Корея и др.).

Для воссоздания условий, максимально приближенных к проектным, испытания перспективных видов ЯТ проводятся, как правило, в исследовательском РБН – БОР-60 [2] – одной из ведущих в России и мире исследовательских установок. Важнейшими параметрами при проведении испытаний экспериментальных твэлов являются линейная тепловая нагрузка, температура топлива и оболочки твэла. Эти характеристики определяются в первую очередь тепловыделением в топливе.

Расчёты нейтронно-физических и мощностных характеристик на стадиях планирования и сопровождения испытаний экспериментальных твэлов проводятся по прецизионному расчётному коду MCU-RR [3], основанному на методе Монте-Карло. Код MCU позволяет моделировать перенос нейтронов и фотонов в произвольной трёхмерной конфигурации материалов с детальным учётом зависимости сечений взаимодействия нейтронов и фотонов с веществом от энергии.

Следует отметить, что обогащение испытываемых в реакторе БОР-60 топливных композиций по делящимся нуклидам, как правило, значительно ниже, чем обогащение штатного топлива БОР-60 (~ 70 %). Таким образом, число делений в единице объёма и удельное энерговыделение в испытываемых топливных композициях ниже, чем в штатном ЯТ. Очевидно, что штатные и экспериментальные твэлы служат источниками мгновенных и запаздывающих гаммаквантов, причём интенсивность этих источников пропорциональна скорости делений.

Следовательно, тепло в экспериментальных твэлах выделяется не только за счёт деления ядер испытываемого ЯТ, но и за счёт дополнительного радиационного энерговыделения от гамма-излучения штатных тепловыделяющих сборок (ТВС). Под радиационным энерговыделением здесь понимается энергия реакторных излучений, поглощаемая материалами и выделяемая в них в виде тепла (не включает в себя энергию деления).

Расчётные коды на базе метода Монте-Карло (такие как MCU) позволяют моделировать образование мгновенных гамма-квантов в результате деления ЯТ и их взаимодействие с веществом, но при проведении прямого расчёта не учитывают образование запаздывающего гамма-излучения, и для этого необходимо применение специальных расчётных методик [4]. В работах [5, 6] показано, что запаздывающие гамма-кванты от продуктов деления ЯТ вносят значительный вклад в радиационное энерговыделение и, следовательно, могут вносить существенный вклад в суммарное энерговыделение.

Цель настоящей работы – определение вклада запаздывающего гамма-излучения от продуктов деления в энерговыделение для плотных видов ЯТ (нитридное, металлическое), испытываемых в реакторе БОР-60.

1. Расчётные модели, программы и методики

В расчётных исследованиях моделировалась экспериментальная ТВС (ЭТВС), содержащая 19 твэлов, размещённых в треугольной решётке (рис. 1). Внешний диаметр оболочек твэлов равен 6,9 мм, а их толщина 0,4 мм. Высота топливного сердечника твэла равна 45 см, а его эффективная плотность – 12,0 г/см³ (с учётом зазоров и пористости). Корпус ЭТВС – двойной шестигранный чехол, пространство между стенками чехла заполнено газом для уменьшения теплообмена между испытываемыми твэлами и окружающими штатными ТВС.

Рассматривались два вида топлива – мононитридное уран-плутониевое (UPuN) и металлическое урановое (U-10Zr). В расчётах ЭТВС с металлическим урановым топливом варьировалось обогащение топлива по ²³⁵U (10, 20 и 30 %), а в расчётах ЭТВС с нитридным уран-плутониевым топливом – массовое содержание плутония (10, 20 и 30 %).

Для проведения расчётных исследований с помощью комплекса автоматизированного расчёта реактора БОР-60 [7] создана трёхмерная гомогенная модель, соответствующая современному состоянию реактора (рис. 2).

Модель состоит из набора шестигранных призм размером "под ключ" 45 мм (размер ячейки реактора) с различными по высоте зонами: активная часть, зоны воспроизводства и т.д. Внутри каждой такой зоны находится гомогенная смесь топлива (для топливных сборок), поглотителя (для стержней СУЗ), стали, теплоносителя и/или других материалов с плотностями, соответствующими плотностям перечисленных материалов в реальных сборках. Исследуемые ЭТВС моделировались детально – отдельно описаны топливные сердечники, оболочки твэлов, чехлы и т.д.

Созданы две идентичные модели реактора БОР-60, отличающиеся только соста-



Рис. 1. Поперечное сечение ЭТВС (19 твэлов)



Рис. 2. Картограмма реактора БОР-60 с размещёнными ЭТВС: МП – материаловедческий пакет; ССБЭ – стальная сборка бокового экрана; АЗ, АР, РР – органы СУЗ (аварийной защиты, автоматического и ручного регулирования

вом ЭТВС: все ЭТВС содержат твэлы с нитридным уран-плутониевым ЯТ или с металлическим урановым ЯТ.

Поскольку интенсивность запаздывающего гамма-излучения в центре и на периферии активной зоны (а.з.) отличается, для каждой ЭТВС рассматривались три положения в а.з. реактора БОР-60 – во 2-м, 4-м и 7-м рядах. Для минимизации взаимного влияния описанные выше ЭТВС моделировались в ячейках реактора, отделённых друг от друга как минимум двумя рядами сборок. Основная информация о составе и расположении всех моделируемых ЭТВС приведена в табл. 1.

Каждый твэл разбивался по высоте на 9 расчётных слоёв, т.е. в каждой ЭТВС было 63 расчётных топливных ячейки. Во всех расчётных слоях для каждой ЭТВС рассчитывались составляющие энерговыделения от нейтронов, мгновенных и запаздывающих гамма-квантов. Для учёта запаздывающих гамма-квантов. Для учёта запаздывающих гамма-квантов применялась методика, предложенная в работе [4], при этом учитывались запаздывающие гамма-кванты от продуктов деления топлива как штатных ТВС реактора, так и самих ЭТВС. Относи-

| Ряд | Ячейка | Тип ЭТВС | Содержание Ри (для UPuN), % масс. | Обогащение по ²³⁵ U (для U-10Zr), % масс. |
|-----|--------|-------------|---|--|
| | A15 | ЭТВС-1 | 10 | 10 |
| 2 | Д15 | ЭТBC-2 | 20 | 20 |
| | B15 | ЭТВС-3 | 30 | 30 |
| | Г13 | ЭТВС-1 | 10 | 10 |
| 4 | E13 | ЭТВС-2 | 20 | 20 |
| | Б13 | ЭТВС-3 | 30 | 30 |
| | B06 | ЭТВС-1 | 10 | 10 |
| 7 | E06 | ЭТBC-2 | 20 | 20 |
| | Г06 | ЭТВС-3 | 30 | 30 |

Таблица 1. Состав и расположение моделируемых ЭТВС

тельная погрешность рассчитываемых по методике значений энерговыделения при доверительной вероятности P = 0,95 для различных материалов составляет ± 8...12 %.

Сначала по MCU-RR в режиме расчёта критичности определялись нейтронная и мгновенная гамма составляющие энерговыделения в топливных сердечниках экспериментальных твэлов, а также нейтронно-физические характеристики в а.з. – плотность потока и спектр нейтронов, распределение скорости делений ЯТ по а.з.

Затем по программе AFPA [8] рассчитывался изотопный состав облучённого ЯТ в а.з. (включая ЭТВС), а также характеристики запаздывающего гамма-излучения – интенсивность и энергетический спектр (15 групп).

После этого по MCU-RR (с использованием той же расчётной модели) в режиме расчёта с фиксированным источником определялась составляющая энерговыделения Q_{γ}^{3an} от запаздывающего гамма-излучения. Энерговыделение $Q_{сум}$ в расчётной ячейке определялось суммой всех составляющих.

Изменение нуклидного состава сырьевого материала в воспроизводящих экранах реактора БОР-60 не принималось во внимание. Составляющая от гамма-квантов, возникающих при активации нейтронами конструкционных материалов, в данном случае не учитывалась ввиду её меньшей значимости по сравнению с гамма-излучением, испускаемым продуктами деления ядер топливной композиции в а.з. реактора.

2. Результаты расчётов

Для каждой топливной ячейки в ЭТВС определялся вклад запаздывающего гамма-излучения в энерговыделение:

 $\delta = [Q_{\gamma}^{3an} / (Q_{cym} - Q_{\gamma}^{3an})] \cdot 100 \%$. В табл. 2 для каждой ЭТВС приведены значения максимального вклада запаздывающего гамма-излучения в суммарное энерговыделение, определённые по этой формуле.

| Габлица | 2. Максимальный вклад |
|-----------|-----------------------|
| запаздыва | ющего гамма-излучения |
| D O | HANFORI ITATAIIHA |

| в энерговыделение | | | | |
|-------------------|---------------|------|--------|--|
| Ряд | Тип | ma | xδ, % | |
| а.з. | ЭТВС | UPuN | U-10Zr | |
| | ЭТВС-1 | 5,4 | 6,2 | |
| 2 | ЭТВС-2 | 3,9 | 4,6 | |
| | ЭТВС-3 | 3,3 | 3,9 | |
| | ЭТВС-1 | 5,5 | 6,3 | |
| 4 | ЭТВС-2 | 4,1 | 4,8 | |
| | ЭТВС-3 | 3,3 | 3,9 | |
| | ЭТВС-1 | 5,0 | 5,6 | |
| 7 | ЭТВС-2 | 3,6 | 4,2 | |
| | ЭТВС-3 | 3,1 | 3,6 | |

Из результатов, представленных в таблице, видно, что вклад запаздывающего гамма-излучения в тепловыделение снижается с увеличением обогащения топливной композиции, испытываемой в составе ЭТВС. Вклад запаздывающего гамма-излучения в ЭТВС, расположенных на периферии а.з., заметно ниже, чем в ЭТВС, расположенных ближе к центру а.з., что отмечалось и ранее в работах [6, 9] для нетопливных экспериментальных устройств.

В общем для двух рассматриваемых видов ЯТ наблюдаются одинаковые закономерности. Отличие лишь в том, что вклад запаздывающего гамма-излучения в тепловыделение в нитридном смешанном ЯТ чуть ниже, чем в металлическом урановом, поскольку деление ядер ²³⁹Pu, содержащихся в нитридном топливе, сопровождается выделением большего количества тепла по сравнению с делением ²³⁵U.

Результаты проведенных исследований показывают, что пренебрежение запаздывающими гамма-квантами от продуктов деления ядер топлива в а.з. может привести к недооценке энерговыделения в отдельных экспериментальных твэлах до ~ 6 %, а с учётом погрешности расчёта радиационного энерговыделения (± 8...12 %) суммарная недооценка может составлять ~ 7 %.

Заключение

Результаты проведенных расчётов показали, что при пренебрежении гамма-квантами от продуктов деления ядер топлива в а.з. недооценка энерговыделения в экспериментальных твэлах может достигать ~ 7 %.

Таким образом, выполненные расчётные исследования показали, что при испытаниях в исследовательском реакторе различных перспективных видов топлива с низким обогащением по делящимся нуклидам (по сравнению со штатным ЯТ БОР-60) следует учитывать радиационное энерговыделение, обусловленное как мгновенными, так и запаздывающими гамма-квантами.

Показано, что методика, предложенная авторами ранее [4] для расчётного определения энерговыделения в нетопливных материалах, применима и для расчёта энерговыделения в топливе и позволяет повысить точность определения условий облучения экспериментальных твэлов с плотными видами ЯТ. При этом необходимо учитывать запаздывающие гамма-кванты от продуктов деления ЯТ как в штатных, так и экспериментальных TBC.

Список литературы

1. *Ядерные энерготехнологии* нового поколения на период 2010-2015 годов и на перспективу до 2020 года: Федеральная целевая программа [утв. Постановлением Правительства РФ от 03.02.2010 г. № 50].

2. Варивцев А.В., Жемков И.Ю., Ижутов А.Л., Крашенинников Ю.М. Реактор БОР-60 – база для испытаний материалов в обоснование инновационного развития ядерной энергетики / Сб. тезисов докладов научно-практ. конф. "Новые материалы для инновационного развития атомной энергетики", с. 50–52. Димитровград, ОАО "ГНЦ НИИАР", 2014.

3. *Gomin E., Maiorov L.* The MCU Monte Carlo Code for 3D Depletion Calculation // Proc. of Int. Conf. on Mathem. and Comput., Reac. Phys., and Envir. Analyses in Nucl Applications, Sept. 27–30 1999. Spain: Madrid, 1999, V. 2, P. 997–1006.

4. *Варивцев А.В., Жемков И.Ю.* Уточнённая методика расчёта радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 4, с. 31–38.

5. Варивцев А.В., Жемков И.Ю., Ишунина О.В., Набойщиков Ю.В., Неверов В.А. Расчётно-экспериментальные исследования радиационного тепловыделения в реакторе БОР-60 // Изв. ВУЗов. Сер. Ядерная энергетика, 2012, вып. 1, с. 91–98.

6. Варивцев А.В., Жемков И.Ю. Расчётно-экспериментальные исследования радиационного тепловыделения в боковом экране реактора БОР-60. Там же, 2013, вып. 3, с. 110–116.

7. *Жемков И.Ю.* Комплекс автоматизированного расчёта характеристик реакторов на быстрых нейтронах / Сб. научных трудов. Димитровград: ГНЦ НИИАР, 1996, вып. 4, с. 55–67.

8. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Алексанкин В.Г., Кулаковский М.Я. Расчёт радиационных характеристик смеси продуктов деления в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах / Нейтронная физика: Материалы 4-й Всес. конф. по нейтронной физике, ч. 4, с. 117–128. М.: ЦНИИатоминформ, 1977.

9. Варивцев А.В., Жемков И.Ю. Тестирование уточнённой методики расчёта радиационного тепловыделения на периферии активной зоны реактора БОР-60 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2013, вып. 4, с. 55–60.

Контактная информация – Варивцев Артём Владимирович, с. н. с., тел.: +7 (902)123-02-50, e-mail: vav3@niiar.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 17–21.

УДК 621.039.526

Расчётные исследования в обоснование параметров реакторной установки БН-800 в режимах нормальной эксплуатации

И.Д. Фадеев, В.Е. Воронцов, И.В. Дмитриева, С.Л. Осипов, С.А. Рогожкин, С.Ф. Шепелев, АО "ОКБМ Африкантов", 603074, г. Н. Новгород, Бурнаковский пр., 15 Поступила в редакцию 04.06.2014 г.

Представлены результаты расчётных исследований режимов пуска БН-800 как наиболее представительных для определения условий работы реакторной установки в режимах нормальной эксплуатации. Расчётный анализ выполняется с использованием программы ТР-БН. На основе выполненных расчётных исследований определены требования и рекомендации по проведению пуска БН-800 на трёх и двух теплоотводящих петлях. Выполнены расчёты основных статических параметров БН-800 в теплоотводящих контурах, необходимые для определения условий работы оборудования реакторной установки на различных уровнях мощности и временны́х интервалах.

Ключевые слова: режимы нормальной эксплуатации, статические параметры, БН-800, программа ТР-БН.

The Calculation Research to Validate BN-800 NPP Parameters at Normal Operation Modes. I.D. Fadeev, V.E. Vorontsov, I.V. Dmitrieva, S.L. Osipov, S.A. Rogozhkin, S.F. Shepelev, JSC "Afrikantov OKBM", 15, Burnakovskiy Proezd, Nizhniy Novgorod, 603074.

The results of calculation research of BN-800 NPP starting modes as the most representative ones for defining NPP operating conditions at normal operation are presented. The calculation analysis is carried out using TR-BN code. On the basis of the carried out calculation research, requirements and recommendations for the BN-800 start-up with two and three heat removal loops are defined. The main static BN-800 parameters in heat-rejection circuits needed to define NPP equipment operating conditions at various power levels and time intervals are calculated.

Key Words: Normal Operation Modes, Static Parameters, BN-800 NPP, TR-BN Code.

Введение

АЭС должны обеспечивать максимально возможную по проекту выработку электроэнергии, поэтому основным режимом работы является стационарный режим с номинальными параметрами (базовый режим). Кроме того, реакторная установка должна надёжно работать и при частичных нагрузках (плановых и неплановых). К плановым относятся режимы работы установки при выходе на номинальную мощность при пуске станции и обратно при её останове. Незапланированная работа на частичных нагрузках может быть связана с выходом из строя оборудования как в самой АЭС, так и в системе потребления мощности.

Законы изменения параметров реакторной установки на частичных нагрузках (расходы, температуры, давления сред) определяются принятыми принципами регулирования и поддержания режимных па-

раметров работы при изменении мощности АЭС, характеристиками теплообменного оборудования в составе теплоотводящих петель и работой паротурбинной установки в регулируемом диапазоне мощностей.

Для обоснования проектных параметров реакторной установки БН-800 на частичных нагрузках выполнены расчётные исследования режимов пуска, позволившие:

оптимизировать алгоритм перевода испарителя парогенератора в паровой режим;

 выполнить требования по температуре пара на выходе из испарителя парогенератора;

оптимизировать закон изменения давления пара в парогенераторе (скользящее или ступенчатое);

 обеспечить условия пуска турбины при работе реакторной установки на двух петлях;

оптимизировать алгоритм пуска на двух петлях.

Расчётные исследования выполнялись с использованием программы ТР-БН [1].

Характер прохождения режима пуска (медленное изменение параметров) позволяет проводить его расчёт по программе ТР-БН в квазистационарной постановке.

1. Методический подход

Программа ТР-БН предназначена для расчёта статических параметров (температур и расходов в теплопередающих контурах) реакторных установок на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем в диапазоне мощности реактора от 0,1 до 100 %.

Программа может также применяться при уточнении и анализе диапазона возможных отклонений номинальных параметров реакторной установки, связанных с расчётными погрешностями определения характеристик оборудования, из-за частичноотключённой дефектной теплопередающей поверхности в парогенераторе, промежуточном теплообменнике, возможными отклонениями в системах управления и т.д.

В программе ТР-БН моделируется одна петля реакторной установки в предположении симметричной работы теплоотводящих петель – равных расходов теплоносителей в петлях и одинаковой температуры I контура на входе и выходе из каждого промежуточного теплообменника (ПТО).

На рис. 1 представлена расчётная схема установки с секционно-модульным парогенератором и промежуточным пароперегревателем (ПП), которая отвечает наиболее общему варианту. В парогенераторе БН-800 модуль ПП отсутствует.

При решении задачи отдельно рассматриваются активная зона, ПТО, основной пароперегреватель (ОП), ПП (для БН-800 расчёт не выполняется) и испаритель. Испаритель разделён на пять участков [2]: подогревательный, поверхностного кипения, пузырькового кипения, ухудшенного теплообмена и перегрева. Активная зона и ПТО рассчитываются по одномерной точечной схеме, парогенератор – по одномерной схеме с разбиением на участки по длине. Движение теплоносителей в парогенераторе и ПТО противоточное.

Распределение температур по контурам описывается системой уравнений теплового баланса и теплопередачи, которая решается итерационным методом.

Исходными данными для расчёта служат расходы теплоносителей по I и II кон-



Рис. 1. Расчётная схема реакторной установки

турам и питательной воде, законы изменения температуры натрия на выходе из парогенератора, температуры и давления питательной воды, конструктивные характеристики теплообменного оборудования.

В результате расчёта определяются температуры натрия I контура на входе/выходе активной зоны, температура натрия II контура на выходе ПТО, температура пара на выходе парогенератора, распределение температур по длине теплопередающей поверхности в парогенераторе.

Программа ТР-БН верифицирована путём сравнения результатов расчёта с эксплуатационными данными, полученными на реакторной установке БН-600, и результатами расчёта по программе КОРСАР/ГП [3].

2. Исследования режимов пуска БН-800

Для выбора оптимального алгоритма перевода испарителя в паровой режим при пуске БН-800 на трёх петлях рассмотрены два варианта:

 при постоянном давлении воды/пара и снижении расхода питательной воды (вариант 1);

 при одновременном снижении давления воды/пара и расхода питательной воды (вариант 2). Основные отличия алгоритмов представлены в таблице.

Как показал анализ алгоритмов, перевод в паровой режим по варианту 2 имеет ряд достоинств по сравнению с вариантом 1, а именно:

– температура натрия I и II контуров поддерживается практически постоянной;

 время перевода измеряется минутами (подтверждается опытом эксплуатации БН-600);

– не возникает гидродинамическая неустойчивость.

Исходя из условий нормальной эксплуатации парогенератора, температура пара на выходе из испарителя должна быть не выше 400 °C. Для выполнения этого требования проведены расчётные исследования, которые показали, что основное влияние на температуру пара на выходе из испарителя оказывает температура натрия на выходе из парогенератора. Требование по непревышению температуры пара выполняется при поддержании температуры натрия на выходе из парогенератора 290 °C в диапазоне мощности реактора от 25 до 67 % и линейном повышении температуры в диапазоне от 67 до 100 %.

При определении закона изменения давления пара в парогенераторе рассмотрены скользящее и ступенчатое изменения (рис. 2).

| Вариант 1 | Вариант 2 |
|---|---|
| – заполнение испарителей водой с расходом ~ 6 | – заполнение испарителей водой с расходом ~ 6 |
| % от номинального и установка давления воды | % от номинального и установка давления на |
| на уровне 6 МПа (водный режим циркуляции); | уровне 12 МПа (водный режим циркуляции); |
| – увеличение расхода питательной воды до 35- | – увеличение расхода питательной воды до 35- |
| 40 %, поддержание температуры натрия на вы- | 40 %, поддержание температуры натрия на вы- |
| ходе из парогенератора 250 °С (для поддержа- | ходе из парогенератора 294 °С (для поддержа- |
| ния в водяном режиме работы), увеличение | ния в водяном режиме работы), увеличение |
| мощности реактора до ~ 6 %; | мощности реактора до ~ 10 %; |
| – снижение расхода питательной воды до ~ 7 % | – снижение давления питательной воды с 12 до |
| при постоянном давлении 6 МПа и постоянной | 8 МПа и одновременное снижение расхода пи- |
| мощности ~ 6 % (перевод испарителя пароге- | тательной воды до ~ 10 % при мощности ~ 10 % |
| нератора в паровой режим), повышение темпе- | (перевод испарителя парогенератора в паровой |
| ратуры натрия и воды/пара на выходе из испа- | режим), температура натрия изменяется в пре- |
| рителя на ~ 50 °С. После стабилизации пара- | делах 34 °С, температура воды/пара на выхо- |
| метров выполняется дальнейшее повышение | де из испарителя снижается на ~ 30 °С. После |
| мощности реакторной установки. | стабилизации параметров выполняется даль- |
| | нейшее повышение мощности реакторной уста- |
| | новки. |

Таблица. Сравнение алгоритмов перевода парогенератора БН-800 в паровой режим

При скользящем регулировании давление пара на начальном этапе нагружения поддерживается постоянным регулирующими клапанами турбины на значении ~ 6 МПа до положения 80 % открытия клапанов. При дальнейшем нагружении регулирование отключается и клапаны остаются неподвижными, что при росте расхода пара приводит к повышению давления перед турбиной, и после достижения значения ~ 13 МПа давление снова поддерживается постоянным клапанами турбины.

При ступенчатом способе регулирования давление пара поддерживается постоянным на значении ~ 13 МПа перед турбиной регулирующими клапанами турбины в диапазоне от 60 до 100 % мощности реактора, а на более низкой нагрузке изменяется регулирующими клапанами турбины по специально заданной зависимости.

Скользящий способ изменения давления пара предпочтительней, так как в диапазоне мощности реактора от 40 до 90 % не требуется регулирование клапаном, на основании чего данный способ рекомендован для использования в алгоритме пуска.

При разработке алгоритма пуска БН-800 на двух петлях выявлен ряд особенностей по отношению к пуску на трёх петлях. Максимальная мощность реактора при пуске на двух петлях равна 67 % от номинальной. При этом каждый из двух парогенераторов работает при 100 % мощности петли. Для унификации режимов пуска и поддержания номинальных параметров реактора и парогенератора приняты аналогичные алгоритмы пуска на трёх и двух петлях по отношению к мощности петли.

Для обоснования условий пуска турбины при работе реакторной установки на двух петлях необходимо определить требуемую мощность реактора. При работе реакторной установки на трёх петлях пуск турбины осуществляется на мощности реактора 25 %. При работе на двух петлях и мощности реактора 25 % температура пара на входе в турбину выше на 25...30 °С, чем при работе на трёх, что нежелательно с точки зрения термонапряжённого состояния турбины. По этой причине пуск турбины при работе на двух петлях осуществляется на мощности реактора 16...17 %, что соответствует мощности парогенератора 25 %.

3. Результаты расчётного анализа

На основании выполненных исследований и с учётом ограничений со стороны реактора и турбины разработаны алгоритмы и проведены расчёты статических параметров БН-800 в режимах пуска на трёх и двух петлях.

Основными ограничивающими факторами при определении температур БН-800 в зависимости от времени являются:

 – скорость увеличения мощности реактора (ограничивается температурным состоянием твэлов);

 темп разогрева корпуса и оборудования реакторной установки (скорость изменения



температуры натрия по I и II контурам должна быть не более 30 °С/час);

 нагружение и температурный режим турбины.

На рис. 3, 4 представлены изменения температур БН-800 для режимов пуска в зависимости от мощности реактора и от времени, соответственно.

Заключение

На основе проведенных расчётных исследований определены требования и рекомендации по проведению режимов пуска БН-800 на трёх и двух теплоотводящих петлях. Выполнены расчёты основных статических параметров БН-800 в теплоотводящих контурах, необходимые для определения условий работы оборудования реакторной установки на различных уровнях мощности и временны́х интервалах.

Список литературы

1. Дмитриева И.В., Осипов С.Л., Рогожкин С.А., Фадеев И.Д. Разработка программы ТР-БН



Рис. 3. Зависимость параметров БН-800 от мощности при пуске: а) на трёх теплоотводящих петлях, б) на двух теплоотводящих петлях; 1 – температура питательной воды, 2 – температура натрия на выходе из парогенератора, 3 – температура натрия на входе в напорную камеру, 4 – температура воды/пара на выходе из парогенератора, 5 – температура натрия на входе в парогенератор, 6 – температура натрия на выходе из активной зоны



Рис. 4. Зависимость параметров БН-800 от времени при пуске: а) на трёх теплоотводящих петлях, б) на двух теплоотводящих петлях; 1 – температура питательной воды, 2 – температура натрия на выходе из парогенератора, 3 – температура натрия на входе в напорную камеру, 4 – температура воды/пара на выходе из парогенератора, 5 – температура натрия на входе в парогенератор, 6 – температура натрия на выходе из активной зоны

для расчёта статических параметров РУ БН. Сб. докладов НТК "Теплофизика-2012", с. 532–540. Обнинск, 2012.

2. *Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.* Справочник по теплогидравлическим расчётам. 2-е изд., перер. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1990.

3. Фадеев И.Д., Дмитриева И.В., Осипов С.Л., Рогожкин С.А., Шепелев С.Ф. Верификация программы ТР-БН на базе эксплуатационных данных реактора БН-600. Сб. тезисов докладов НТК "Теплофизика-2013", с. 162–163. Обнинск, 2013.

Контактная информация –

Фадеев Илья Дмитриевич, инж.-констр. 1 категории, тел.: (831)246-94-40, e-mail: birbraer @okbm.nnov.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 22–27.

УДК 621.039.5

Математическая модель расчёта трёхмерных температурных полей в графитовой кладке РБМК

В.Н. Бабайцев, А.В. Краюшкин,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 Поступила в редакцию 18.03.2014 г.

Даётся краткое описание математической модели для расчёта трёхмерных температурных полей в графитовой кладке РБМК. Приведены результаты расчётов стационарных и аварийных режимов работы реактора. Проведено сравнение результатов расчёта с результатами, полученными по другим кодам. Выполнено сравнение расчётных и измеренных температур стыка графитовых колонн.

Ключевые слова: графитовая кладка, расчётный код, температура графита.

Mathematical Model for 3D Temperature Field Calculation in RBMK Graphite Stack. V.N. Babaytsev, A.V. Krayushkin, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

A short description of the mathematical model for 3D temperature field calculation in RBMK graphite stack is given. The results of steady-state and accidental regimes calculations are presented. Comparison with the results of the other codes is performed. Comparison with temperatures measured in the graphite column joints is performed too.

Key Words: Graphite Stack, Calculation Code, Graphite Temperature.

Введение

В настоящее время 8 из 11 энергоблоков с РБМК-1000 эксплуатируются за пределами проектного срока их службы (30 лет). На данный момент остро стоит вопрос обоснования решений по продлению сроэксплуатации энергоблоков ков сверх назначенных проектом. Важной составляющей этой работы является оценка технического состояния и остаточного ресурса графитовой кладки реактора. С этой целью на всех энергоблоках с РБМК-1000 проводится периодический мониторинг состояния графитовой кладки и размещённых в ней устройств.

В 2010 г. на 1-м энергоблоке ЛАЭС зафиксировано начало процесса формоизменения (искривления) технологических каналов (ТК) и каналов СУЗ. В 2012 г. во время обследования обнаружены прогибы, препятствующие дальнейшей безопасной эксплуатации энергоблока без выполнения ремонтно-восстановительных работ. Причиной искривления каналов явились деформационные процессы, связанные с началом вторичного распухания и растрескиванием графитовых блоков (ГБ). Для обоснования продления ресурса реакторов наряду с разработкой и внедрением технических и технологических мероприятий, направленных на уменьшение уже накопленных деформаций, а также снижение скорости их развития в дальнейшем, развёрнута разработка расчётных средств, позволяющих обосновать безопасность эксплуатации реакторов после завершения ремонтно-восстановительных работ.

Одним из разработанных расчётных средств является программа полномасштабного трёхмерного расчёта температуры графитовой кладки РБМК (KLADKA). Математическая модель, положенная в её основу, базируется на детальном описании всех конструкционных элементов кладки и учитывает все основные механизмы теплообмена, влияющие на её температурный режим. Это даёт возможность проводить подробный анализ поля температур во всех элементах кладки, включая трубы ТК, кольца твёрдого контакта, графит активной зоны, графит отражателя и канала охлаждения отражателя (КОО) с трубкой Фильда.

Код KLADKA предназначен для расчёта температуры графитовой кладки как при нормальной эксплуатации реакторов, так и в аварийных режимах. Отметим, что для моделирования таких процессов, как полное обесточивание станции, осушение каналов одного раздаточного группового коллектора и т.п., необходимо учитывать отдачу тепла от твэлов к трубе ТК. Специально для этой цели в код KLADKA включён блок трёхмерного расчёта нестационарной температуры твэла.

Ещё одной опцией кода KLADKA является возможность оценки величины газовых зазоров в системе колец твёрдого контакта. Для этого разработана методика "восстановления зазора", опирающаяся на показания датчиков системы термометрического контроля.

1. Краткое описание математической модели

Расчёт температуры в графите активной зоны и каналах охлаждения бокового отражателя проводится на основании численного решения уравнения теплопроводности в ортогональной криволинейной системе координат (ξ , η , z). Уравнение теплопроводности в этой системе имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{h_{\xi}h_{\eta}} \left[\frac{\partial}{\partial\xi} \left(\frac{h_{\eta}}{h_{\xi}} \lambda_{\perp} \frac{\partial T}{\partial\xi} \right) + \frac{\partial}{\partial\eta} \left(\frac{h_{\xi}}{h_{\eta}} \lambda_{\perp} \frac{\partial T}{\partial\eta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_{\prime\prime} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_{\nu}, \qquad (1)$$

где ξ , η , z – ортогональные криволинейные координаты (отн. ед., рад., м, соответственно); $h_{\xi}(\xi, \eta)$, $h_{\eta}(\xi, \eta)$ – метрические коэффициенты преобразования (коэффициенты Ламэ), м; $T(\xi, \eta, z)$ – температура графитового блока, К; $q_{\nu}(\xi, \eta, z)$ – плотность генерации тепла, Вт/м³; $\lambda_{\perp}(\xi, \eta, z)$, $\lambda_{//}(\xi, \eta, z)$ – теплопроводность графита соответственно в перпендикулярном и параллельном направлениях к оси канала, Вт/(м·К); t – время, с; c – теплоёмкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность, кг/м³.

Выбор криволинейной системы координат (ξ , η , z) сделан исходя из геометрии границ ГБ (внутренняя граница – окружность, внешняя – квадрат (рис. 1)). Такой подход позволил согласовать форму границ блока и регулярную сетку в радиальном на-

 $\xi = \xi_{max}$



Рис. 1. Расчётная сетка в ГБ активной зоны и КОО (80 расчётных узлов в плане х-у)

правлении, а также наиболее полно (в пределе точно) описать расчётную область, где решается задача распространения тепла.

Построение системы координат ξ, η, *z* (ортогональной расчётной сетки) реализовано по следующей методике.

1) С помощью функции

$$|x|^{\xi} + |y|^{\xi} = [r_0 + (\xi/2 - 1)\mu]^{\xi}$$
(2)

выполняется построение координатных линий (линий расчётной сетки) в радиальном направлении ГБ. Здесь ξ – безразмерная криволинейная координата, изменяющаяся от $\xi_{\min} = 2$ до $\xi_{\max} = 12$; $\mu = (a - 2r_0)/(\xi_{\max} - \xi_{\min}); a$ – поперечный

 $\mu = (a - 2r_0)/(\xi_{\text{max}} - \xi_{\text{min}}); a$ – поперечный размер ГБ; r_0 – радиус отверстия в ГБ.

Уравнение (2) при $\xi = \xi_{min}$ описывает внутреннюю границу ГБ, а при $\xi = \xi_{max}$ – внешнюю (рис. 1). Отметим, что при $\xi_{max} =$ = 12 наружная поверхность ГБ описывается неточно. Квадрат описывается точно только при $\xi_{max} \rightarrow \infty$. Однако при возрастании ξ_{max} усложняется задача расчёта метрических коэффициентов преобразования. Учитывая это, а также тот факт, что в углах ГБ градиенты температур невелики, дальнейшее увеличение ξ_{max} (более 12) признано нецелесообразным. 2) На основании результатов численного решения системы уравнений

$$\begin{cases} dy/dx = |y/x|^{\xi} (x/y); \\ |x|^{\xi} + |y|^{\xi} = [r_0 + (\xi/2 - 1)\mu]^{\xi} \end{cases}$$

проводилось построение координатных линий (координаты η) в азимутальном направлении. При этом соблюдается условие ортогональности вводимых координат. Криволинейная координата η – аналог полярной координаты ϕ , т.е. характеризует некий криволинейный угол. Пределы изменения координаты η от 0 до 2π .

Центральное отверстие в колоннах бокового отражателя заполнено сплошным графитовым стержнем. Поэтому решение уравнения теплопроводности в данном элементе кладки проводится в прямоугольной декартовой системе координат. Уравнение при этом имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + q_{\nu}, \qquad (3)$$

где х, у, z – декартовы координаты, м.

Численная аппроксимация уравнений (1) и (3) производится на конечно-разностной сетке, изображённой на рис. 2. В ГБ активной зоны и КОО используется сетка с 80



Рис. 2. Фрагмент графитовой кладки с расчётной сеткой в графите активной зоны, бокового отражателя и КОО

расчётными узлами, в ГБ бокового отражателя – с 16 расчётными узлами.

В центральной части активной зоны отвод тепла от ГБ осуществляется через систему графитовых колец, которую условно назовём контактным слоем. По проекту контактный слой состоит из колец 2-х типов, одно из которых находится в плотном контакте с ГБ, другое – в плотном контакте с трубой ТК. Графитовые кольца контактируют между собой по торцевым поверхностям (рис. 3).

Поле температур в контактном слое определяется на основании численного решения уравнения теплопроводности в *r-z* геометрии. Для этого в системе графитовых колец выделяется подслой, в который входят кольца двух типов. В выделенной области вводится расчётная сетка (рис. 3). На боковых границах расчётной области ставятся краевые условия сопряжённости температурных полей, на торцах системы – условие тепловой изоляции.

В реализованной расчётной модели количество колец не должно превышать 9 штук. Проведенные расчёты показали, что этого числа вполне достаточно для адекватного описания теплосъёма в данной системе.

Для каналов СУЗ, каналов Фильда и участков активной зоны, прилегающих к торцевым отражателям, расчёт теплопередачи от ГБ к теплоносителю ведётся с помощью численного решения уравнения теплопроводности в *r-z* геометрии с учётом свойственных этим каналам отличий в организации теплосъёма.

Таким образом, решение задачи распространения тепла в графитовой кладке складывается из решения уравнения теплопроводности, полученного в 3-х различных системах координат (криволинейной, декартовой и цилиндрической).

Для анализа аварийных режимов, связанных с осушением каналов, в программе KLADKA предусмотрен блок расчёта температур твэла, в котором реализовано численное решение нестационарного трёхмерного уравнения теплопроводности в (r, φ, z) геометрии.

Для построения конечно-разностного аналога уравнения теплопроводности (для всех геометрий) использовался метод контрольного объёма [1]. Для аппроксимации уравнения по временной переменной применяется неявный метод.

2. Сравнение прогнозных расчётов максимальной температуры кладки на примере 1-го энергоблока ЛАЭС

Анализируется состояние на момент начала эксплуатации после завершения ремонтно-восстановительных работ (приводимые здесь результаты расчётов выполнены в период, когда энергоблок находился в ремонте). Рассматривается полиячейка размером 5×5 каналов. Моделируется канал с продольной трещиной шириной 12 мм в ГБ, находящийся в окружении каналов с трещинами в ГБ шириной 5 мм (табл. 1). Предполагается, что данная полиячейка не



Рис. 3. Конечно-разностная сетка в ТК, графитовых кольцах и ГБ (на примере 3-х графитовых колец)

ремонтировалась, т.е. кольца и труба канала "старые". Теплопроводность ГБ равна 20 Вт/(м·К), колец твёрдого контакта – 15 Вт/(м·К). Следует отметить, что выбранная геометрия является консервативной и даёт верхнюю оценку максимальной температуры графитовой кладки на момент начала эксплуатации после завершения ремонтновосстановительных работ.

Т а б л и ц а 1. Расчётная полиячейка с раскрытием продольных трещин

| шириной 12 и 5 мм (кроме СУЗ) | | | | |
|-------------------------------|------|-------|------|------|
| 5 мм | 5 мм | СУЗ | 5 мм | 5 мм |
| 5 мм | 5 мм | 5 мм | 5 мм | 5 мм |
| СУЗ | 5 мм | 12 мм | 5 мм | СУЗ |
| 5 мм | 5 мм | 5 мм | 5 мм | 5 мм |
| 5 мм | 5 мм | СУЗ | 5 мм | 5 мм |

Для данной расчётной полиячейки проведены расчёты полей температуры по кодам KLADKA, MEB (код разработан в НИЦ КИ, авторы Рябов А.В., Шеманов М.Ю.) и ANSYS [2]. Отметим, что МЕВ и моделируют адиабатическую ANSYS полиячейку размером 5×5 каналов (МЕВ не может моделировать более 25 каналов, для ANSYS модели с большим числом каналов до сих пор нет), в то время как код KLA-DKA моделирует всю кладку целиком. Ввиду этих различий корректное сравнение расчётных температур может быть проведено только для центральной ячейки, для которой влияние ячеек, лежащих за пределами рассматриваемой полиячейки, мало.

Из табл. 2 следует, что результаты расчёта максимальной температуры графитовой кладки по всем кодам практически совпадают. Расхождение результатов с кодом ANSYS^{*} не превысило 2 %.

Таблица2. Максимальные температуры графитовой кладки

| Расчётный | Температура, |
|-----------|--------------|
| код | °C |
| MEB | 719 |
| ANSYS | 706 |
| KLADKA | 720 |

^{*} Расчёт по ANSYS выполнен Мамонтовым А.Ю. (НИКИЭТ), расчёт по МЕВ – Рябовым А.В. (НИЦ КИ).

3. Сравнение расчётных температур стыка графитовых колонн с показаниями термопар

Сравнение проводится на фактическом состоянии реактора 1-го энергоблока ЛАЭС от 08.07.11 г., зарегистрированном с помощью системы централизованного контроля СКАЛА. Мощность реактора составляет 3 263 МВт. Коэффициенты неравномерности поля энерговыделения в данном состоянии характеризовались следующими величинами:

• радиальный коэффициент неравномерности – 1,46;

• аксиальный коэффициент неравномерности – 1,20.

Сравнение расчётных и измеренных температур стыка графитовых колонн проведём на примере двух температурных каналов с координатами 55-37 и 21-37. На рис. 4, 5 приведены соответствующие данные.

Из рис. 4 и 5 следует, что в большинстве случаев результаты расчёта температуры стыка удовлетворительно согласуются с результатами измерений. Исключение составляет одна точка, находящаяся на отметке 5,3 м в канале 21-37. Результаты расчёта показывают, что температура стыка составляет 658 °C, в то время как измерение зафиксировало температуру 507 °C.

Обращает на себя внимание аксиальное



Рис. 4. Сравнение расчётных и измеренных температур на отметках размещения секций термопар в канале 55-37



Рис. 5. Сравнение расчётных и измеренных температур на отметках размещения секций термопар в канале 21-37

распределение температуры, измеренной термопарами в канале 21-37. Из рис. 5 видно, что на отметке 5,3 м имеет место ярко выраженный спад температуры. Объяснить причину этого спада не представляется возможным. Вполне вероятно, что данное измерение является недостоверным.

4. Использование кода КLADKA для расчёта аварийного режима с полным обесточиванием станции (BLACKOUT)

Сценарий рассматриваемого аварийного процесса выбран следующий. До момента аварии реактор работает на мощности 3 263 МВт (исследуется фактическое состояние реактора 1-го энергоблока ЛАЭС от 08.07.2011 г.). В момент времени $t = t_{\rm aвар}$ происходят обесточивание энергоблока и заглушение реактора. Предполагается, что источники надёжного электропитания (дизель-генераторы и пускорезервный трансформатор) длительно неработоспособны. Электропитание от аккумуляторных батарей (источников постоянного тока) функционирует.

Длительно не функционируют системы безопасности и системы, важные для безопасности, выполняющие функции компенсации потери теплоносителя из-за испарения воды в контуре многократной принудительной циркуляции (КМПЦ) от остаточного энерговыделения и за счёт тепла, аккумулированного в графитовой кладке и металлоконструкциях РУ.

Также не работают системы охлаждения контура СУЗ, бассейна выдержки, системы вентиляции и т.д. Комплексная система контроля, управления и защиты выполняет функцию заглушения реактора в полном объёме. Система защиты КМПЦ от превышения давления в составе 8 главных предохранительных клапанов (ГПК) работоспособна. Считается, что давление в КМПЦ за счёт работы ГПК поддерживается на уровне 7 МПа.

При моделировании аварии считалось, что:

• в момент времени t = 10 с происходит полное обесточивание энергоблока и начинается заглушение реактора;

• в момент времени t = 610 с происходит одновременное осушение всех каналов контура СУЗ;

• в момент времени $t = 7\ 210$ с происходит одновременное осушение всех топливных каналов и всех КОО.

На рис. 6...8 приведены результаты расчёта, полученные по коду KLADKA.

На рис. 6 приведен график изменения максимальных температур твэла, трубы ТК и ГБ. Из графика видно, что сразу после заглушения реактора температура твэлов быстро падает до температуры насыщения теплоносителя и остаётся на этом уровне до момента осушения каналов. Графитовая кладка к концу второго часа остывает до температур порядка 320...350 °C. После осушения каналов начинается разогрев топлива и оболочек твэлов. Следом за твэлами начинают греться канальная труба и графит кладки.

Результаты расчёта показывают, что критерий приемлемости по температуре оболочки (700 °C) достигается через 40 мин после осушения канала. Критерий приемлемости по температуре канальной трубы (650 °C) превышается через 2,3 часа. Дальнейшее моделирование аварии проводится в предположении, что труба ТК и оболочка твэла независимо от уровня их температур



Рис. 6. Изменение максимальных (по реактору) температур в процессе аварии (KLADKA)



ры твэлов (KLADKA)

сохраняют свою конструктивную целостность. Расчёт, сделанный в этом приближении, показывает, что максимальный проектный предел (1 200 °C) по температуре оболочки достигается через 14,4 часа после осушения каналов. К концу 42 часа максимальная температура твэлов и труб ТК находится на уровне 1 600 °C.

Для сравнения расчёт данного сценария аварии проведен по коду STEPAN-Т [3]. Отметим, что STEPAN-Т так же, как и KLADKA, рассчитывает температуры топлива и графита во всех ячейках реактора, однако при этом использует более упрощенную модель описания устройств, разме-



Рис. 8. Изменение среднеобъёмной температуры графита (KLADKA)

щённых в кладке. На рис. 9, 10 приведены соответствующие результаты расчёта.

Качественное сопоставление результатов расчёта, полученных по кодам KLAD-КА и STEPAN-Т, показывает, что динамика разогрева активной зоны после её осушения примерно одинакова. Причём это относится как к поведению максимальных температур, так и к радиальному распределению среднеобъёмных температур. Количественное расхождение результатов имеет место. Для наглядной оценки величины этих расхождений в табл. 3 приведены времена разогрева оболочек твэлов и труб ТК до своих критических температур, полученные по различным кодам.

Т а б л и ц а 3. Время разогрева оболочек твэлов

| Температура | Время разогрева после осушения активной зоны | |
|---|---|----------|
| 1 91 | KLADKA | STEPAN-T |
| $T_{ m ofon}^{ m max} = 700 \ {}^{\circ}{ m C}$ | 40 мин | 20 мин |
| $T_{\rm трубы}^{\rm max} = 650 {\rm ^oC}$ | 2,3 час | 2,6 час |
| $T_{\rm ofon}^{\rm max} = 1\ 200\ { m °C}$ | 14,4 час | 11,5 час |

и труб ТК до своих критических температур





Рис. 9. Изменение максимальных (по реактору) температур топлива и графита (STEPAN-T)



Заключение

Разработана и программно реализована полномасштабная трёхмерная модель для расчёта температуры графитовой кладки РБМК (KLADKA). Математическая модель, положенная в её основу, базируется на точном описании не только геометрии кладки, но и тепловых процессов, протекающих в ней (учитываются излучение, растечки тепла между колоннами кладки и т.п.). Это даёт возможность проводить подробный анализ поля температур во всех элементах кладки, включая трубы ТК, кольца твёрдого контакта, графит активной зоны, графит отражателя и графит КОО.

Для моделирования аварийных режимов с осушением каналов к коду KLADKA подключён блок расчёта трёхмерного поля температуры твэлов.

По результатам проведенных расчётных исследований можно заключить, что:

• код адекватно описывает теплообменные процессы, протекающие в графитовой кладке РБМК;

• код может быть использован для расчёта температурных полей в графитовой кладке в стационарных, переходных и аварийных режимах работы реактора;

• код может быть использован для проведения прогнозных оценок температурного режима графитовой кладки с учётом развития процессов её формоизменения (имеются в виду дальнейшая деградация кладки и её ремонт).

Список литературы

1. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плэтчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен, в 2-х томах. М.: Мир, 1990.

2. **Чигарев** *А.В.*, *Кравчук А.С.*, *Смалюк А.Ф.* Справочное пособие ANSYS для инженеров. М.: Машиностроение, 2004.

3. *Краюшкин А.В., Модин А.А.* Полномасштабная математическая модель для описания температурного режима РБМК в аварии с полным обесточиванием // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып. 1, с. 72–78.

Контактная информация – Бабайцев Владимир Николаевич, с. н. с., тел.: 8(499)196-78-03, e-mail: Babaytsev_VN@nrcki.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 28–36.
УДК 621.039.5

Анализ особенностей гидродинамики и теплообмена в ТВС перспективного натриевого реактора с высоким коэффициентом воспроизводства в уран-плутониевом топливном цикле

А.С. Лубина, А.С. Субботин, А.А. Седов, А.А. Фролов, НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 Поступила в редакцию 16.05.2014 г.

Рассмотрены особенности гидродинамики и теплообмена в быстром натриевом реакторе с повышенным объёмным энерговыделением в U-Pu-Zr металлическом топливе. Конструкция TBC такого реактора, в отличие от классических БH, сочетает использование тонких твэлов и менее тесной твэльной решётки. Для такой конструкции проводилось CFD-моделирование гидродинамики проточной части TBC совместно с расчётом температур теплоносителя и твэлов. Предварительно проведена верификация расчётного кода ANSYS CFX в части определения полей скорости, давления и температуры в каналах разной формы с неизменяемой геометрией по длине (труба, кольцевой канал, регулярная ячейка пучка стержней). Дальнейшее моделирование тепло-гидродинамики исследуемой конструкции TBC производилось с помощью выбранной на стадии верификации модели транспорта касательных напряжений. Представлены результаты анализа полученных данных по верификации кода, а также по особенностям гидродинамики и теплообмена в TBC перспективного быстрого реактора.

Ключевые слова: реактор-бридер на быстрых нейтронах, гидродинамика, теплообмен, верификация, пучок ТВС, тепловой поток, профили скоростей, поля температур, турбулентное течение.

Analysis of Features of Hydrodynamics and Heat Transfer in the Fuel Assembly of Perspective Sodium Reactor with a High Rate of Reproduction in the Uranium-Plutonium Fuel Cycle. A.S. Lubina, A.S. Subbotin, A.A. Sedov, A.A. Frolov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

The fast sodium reactor fuel assembly (FA) with U-Pu-Zr metallic fuel is described. In comparison with "classical" fast reactor this FA contains thin fuel rods and wider fuel rod grid. Studies of the fluid dynamics and the heat transfer were carried out for such new FA design. The verification of the ANSYS CFX code has been provided for determination of the velocity, pressure and temperature fields in the different channels. The calculations in the cells and in the FA were carried out using the model of shear stress transport (SST) selected at the stage of verification. The results of the hydrodynamics and heat transfer calculations have been analyzed.

Key Words: Fast Breeder Reactor, Hydrodynamics, Heat Exchange, Verification, Beam of the FA, Heat Flow, Velocity Profiles, Temperature Fields, Turbulent Flow.

Введение

Цель исследования – анализ особенностей гидродинамики и теплообмена в ТВС перспективного натриевого реактора с высоким потенциалом воспроизводства в уран-плутониевом замкнутом топливном цикле [1].

В данной работе исследовались проблемы гидродинамики и теплообмена модернизированного быстрого натриевого реактора электрической мощностью 1000 МВт с высокой объёмной энергонапряженностью в металлическом уран-плутониевом топливе. Объектом исследования служит наиболее энергонапряжённая ТВС активной зоны. К особенностям конструкции ТВС можно отнести довольно широкий относительный шаг топливной решётки (1,336), маленький диаметр твэлов (6,1 мм) и достаточно тонкий чехол ТВС (2 мм). С точки зрения особенностей режимных параметров теплоносителя нужно отметить, что в данном реакторе скорость теплоносителя в активной зоне ниже, а средний подогрев примерно в 1,5 раза выше (~ 220 К), чем в типичном БН (160 К).

Расчёты гидродинамики и теплообмена для такого типа ТВС ранее не проводились, поэтому применение существующих корреляций и методик расчёта, рассчитанных на специфику активных зон реакторов БН, возможно только после проверки их валидности для условий ТВС модернизированного реактора. В качестве расчётного инструмента решено использовать CFD-код ANSYS CFX [2].

Перед применением данного кода для моделирования термо-гидродинамики теплоносителя в ТВС активной зоны быстрого высокобридингового реактора проведена предварительная верификация различных моделей турбулентности кода ANSYS CFX на известных данных по трению и теплообмену, а также на расчётах полей скорости и турбулентных характеристик в каналах с неизменяемой по длине формой, включая пучки стержней.

1. Краткое описание используемых моделей турбулентности

Применялись несколько моделей турбулентности, реализованных в CFD-коде ANSYS CFX. Все они основаны на осреднении по Рейнольдсу моментов второго и третьего порядка турбулентных корреляций (таких, как Рейнольдсовы напряжения, турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ), диссипативная функция и т.д.) и использовании для этих корреляций дополнительных транспортных уравнений.

1.1. к-є модели

Одной из самых распространённых в инженерной практике моделей на сегодняшний день является модель k- ε с дополнительными транспортными уравнениями для таких усреднённых по Рейнольдсу моментов, как ТКЭ k и диссипативная функция ε . Модель довольно стабильна и во многих расчётных случаях предлагает хороший компромисс с точки зрения точности и надёжности.

В CFX *k*-є модель турбулентности [3] использует масштабируемую функцию для повышения надёжности и точности при хорошей сетке в пристеночной области. Масштабируемые пристеночные функции позволяют получать решение на сколь угодно малой сетке в пристенке, что является зна-

чительным улучшением по сравнению со стандартными пристеночными функциями.

1.2. k-ю модели

Хотя стандартные модели с двумя дополнительными уравнениями, такие как модель *k*-є, позволяют получить хорошие результаты по многим инженерным проблемам, существуют задачи, для которых эти модели не могут быть пригодны. Среди них: течения с отрывом пограничного слоя, потоки с внезапными изменениями средней скорости деформации, потоки вращающейся жидкости, потоки на изогнутых поверхностях.

Одно из преимуществ k- ω модели (ω – функция турбулентной частоты) – это возможность обработки пристенка при вычислениях в области малых чисел Рейнольдса. Модель не использует сложные нелинейные затухающие функции, необходимые в k- ε модели, и, следовательно, является более точной и надёжной. k- ε модель для малых чисел Рейнольдса требует обычно разрешения $y^+ < 0,2$ у пристенка, в то время как k- ω модели для малых чисел Рейнольдса требуют, по крайней мере, $y^+ < 2$.

Такое разрешение у пристенка, как $y^+ < 2$, не может быть гарантировано в большинстве случаев. Для более подробного разрешения пристенка разработана k- ω модель. Она позволяет плавно перейти от формы, связанной с малыми числами Рейнольдса, к формулировке пристеночной функции. k- ω модель предполагает, что турбулентная вязкость в формулировке Колмогорова [4] связана с ТКЭ и турбулентной частотой с помощью следующего соотношения:

$$\mu_{t} = \rho k / \omega, \qquad (1)$$

где р – плотность жидкости.

1.2.1. Baseline (BSL) модель

Ментер [5] предложил модель, представляющую собой синтез *k*- ω модели вблизи стенки и *k*- ε модели во внешней области.

Согласно этому подходу уравнения *k*-ю модели умножаются на блендинг-фактор

 F_1 , а уравнения k-є модели на функцию $(1 - F_1)$. Результирующие уравнения новой модели являются линейной комбинацией преобразованных уравнений. F_1 равен единице вблизи поверхности стенки и по мере удаления от неё уменьшается до нулевого значения вне пограничного слоя. Таким образом, в непосредственной близости стенки реализуется k- ω , а вне погранслоя – k-є модель.

1.2.2. Модель транспорта касательных напряжений

BSL модель сочетает в себе преимущества моделей k- ω и k- ε , но неверно предсказывает отрыв потока от гладкой поверхности и поведение потока в области отрыва. Причины этого недостатка подробно изложены у Ментера [5]. Основная причина в том, что обе модели не учитывают транспорт турбулентных касательных напряжений. Это приводит к завышению значения вычисляемой вихревой вязкости.

Модель транспорта касательных напряжений (Share Stress Transport (SST)) на основе k- ω рассчитывает транспорт турбулентных касательных напряжений, что позволяет решать задачи с возникновением отрывных течений потока при изменениях знака градиента давления вблизи стенки. Величина турбулентной вязкости корректируется путём введения ограничителя

$$v_t = a_1 k / \max(a_1 \omega, SF_2), \qquad (2)$$

где $v_t = \mu_t / \rho$, а F_2 – интерполяционная функция, аналогичная F_1 , которая содержит ограничитель для приграничного слоя; *S* –модуль тензора скоростей деформации потока; a_1 – коэффициент модели BSL RS, равный 5/9.

1.3. Турбулентные модели Рейнольдсовых напряжений

Эти модели основаны на уравнениях переноса для всех компонентов тензора напряжений Рейнольдса и скорости диссипации. Они не используют гипотезу турбулентной вязкости, а решают уравнения переноса напряжений Рейнольдса в потоке. Точные граничные условия и моделирование анизотропии напряжений теоретически делают модели напряжений Рейнольдса более подходящими для сложных течений. Однако практика показывает, что они зачастую не превосходят модели, состоящие из двух уравнений. Осреднёнными Рейнольдсовыми уравнениями движения для средней скорости являются [3]

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho U_i U_j \right) - \frac{\partial y}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] = \\ = \frac{\partial p''}{\partial x_i} - \frac{\partial \left(\rho \overline{u_i u_j} \right)}{\partial x_j} \left(\frac{\partial x_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$$
(3)

где

$$p' = p + \frac{2}{3}\mu \frac{\partial U_k}{\partial x_k} - \tag{4}$$

осреднённое полное давление; S_{M_i} – сумма объёмных сил; $\rho \overline{u_i u_j}$ – Рейнольдсовы напряжения; μ – динамическая вязкость; U_i , U_j , U_k – компоненты скорости.

1.3.1. Модели Рейнольдсовых напряжений, использующие уравнения для частоты турбулентных пульсаций

Программа CFX предлагает две ω -модели Рейнольдсовых напряжений: Omega Reynolds Stress (ORS) и Baseline Reynolds Stress (BSL RS) [5], которые соотносятся друг с другом так же, как и k- ω модель с BSL моделью. Турбулентная ω -модель Рейнольдсовых напряжений (SMC- ω model) – это модель, опирающаяся на уравнение для функции турбулентной частоты. Плюсом этого подхода является возможность производить более точную обработку пристеночной области переключением с опции пристеночной функции на опцию низкорейнольдсового сеточного приближения.

1.3.2. Явные алгебраические уравнения Рейнольдсовых напряжений

Явные алгебраические модели Рейнольдсовых напряжений (Explicit Algebraic Reynolds Stress Model (EARSM)) представляют собой расширение стандартных моделей, применяющих два уравнения. Эти модели выводятся из уравнений переноса для Рейнольдсовых напряжений и дают нелинейную связь между Рейнольдсовыми напряжениями и тензорами средней скорости деформации и завихрённости.

Из-за более высокого порядка точности многие явления, характерные для турбулентных потоков, могут быть адекватно промоделированы, например, вторичные токи, потоки с обтеканием препятствий и закруток. Реализация EARSM основана на модели Валлина и Йоханссона [6]. В CFX EARSM может быть использована вместе с BSL k- ω либо с k- ε моделями.

1.4. Модели крупных вихрей

Техника моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation (LES) Model) использует разделение между большими и малыми масштабами. Основные уравнения для LES получают путём фильтрации нестационарных уравнений Навье – Стокса в физическом пространстве. Процесс фильтрации эффективно отсортировывает вихри, масштабы которых меньше, чем ширина фильтра или сетки, применяемой в расчётах. Полученные таким образом уравнения определяют динамику крупных вихрей [7...9].

Опыт показал, что использование LES в потоках пограничного слоя при больших числах Рейнольдса требует слишком много затрат [10] и, следовательно, малоприменимо для моделирования широкого круга течений, характерных для разного рода технологических процессов. С другой стороны, турбулентные структуры могут быть рассчитаны путём разделения областей, где большие турбулентные масштабы соизмеримы с геометрией структур их генерации (закрылки крыла, здания, тупые задние кромки на лопатках турбины).

Модель отрывных вихрей (Detached Eddy Simulation (DES) Model) представляет собой попытку объединить элементы разработок RANS (Reynolds-Averaged Navier – Stokes) и LES, чтобы прийти к гибридной формулировке, где RANS используется в прилегающих и слабо разделяемых пограничных слоях. Хотя такой подход имеет много преимуществ, он, очевидно, имеет свои недостатки, так как модель определяет различные регионы автоматически.

Версия модели DES в ANSYS CFX [11] опирается на формулировку SST модели. Преимущество DES-модели состоит в комбинации использования техники крупных вихрей в ядре потока и SST-модели в пристеночной области. Кроме того, SST модель поддерживает разработку зональной DES [12], которая менее чувствительна к ограничениям разрешения сетки в отличие от стандартной разработки DES, предложенной Стрелетсом [13].

2. Верификация гидродинамики и теплообмена для каналов разной формы

2.1. Верификация гидродинамики течений в каналах неизменяемой формы

Перед проведением расчётных исследований гидродинамики и теплообмена в ТВС высокобридингового быстрого реактора проведена верификация расчётных моделей, используемых в ANSYS CFX. Для верификации гидродинамики созданы и рассчитаны несколько различных геометрий: щелевой канал, труба и гексагональная ячейка пучка стержней.

Для верификации гидродинамических характеристик турбулентных потоков в качестве флюида взят воздух при нормальных условиях. Такой выбор сделан из соображений сравнения расчётных и прецизионных экспериментальных данных по полям скоростей и турбулентным характеристикам, полученных для различных типов каналов с потоком воздуха.

При проведении верификации по гидродинамике выяснено, что ряд методов, а именно: *k*- ω , SST, BSL, ORS, BSL RS, BSL EARSM – дают результаты, которые находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными по полям скоростей вне области пристенка (отличие расчётного профиля скорости от экспериментального не превышает 10 %).

При этом и зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса ξ(Re), получаемая с помощью данных моделей, также

хорошо согласуется (различие не превышает 5 %) с результатами, полученными с помощью известных эмпирических корреляций по трению в каналах с различной неизменяемой по длине геометрией [14], например, по формуле Филоненко для трубы

$$\xi = (1,82 \lg \text{Re} - 1,64). \tag{5}$$

В пристеночной области ($y^+ < 10$) отличие расчётного профиля скорости от экспериментального может достигать довольно больших величин. Так, для щелевого канала (см. рис.1 а) различие расчётных и экспериментальных скоростей может превышать 35 % (обозначения: $y^+ = yU_{\tau}/v - 6e_{\tau}$ размерное расстояние ОТ стенки; $U_{\tau} = \sqrt{\tau_{wall}/\rho}$ – скорость, ассоциированная с касательным напряжением на стенке канала; v – кинематическая вязкость). Для труб отличие расчётных скоростей от экспериментальных в пристеночной области несколько меньше (12...15 %, см. рис. 1 б). Для регулярных ячеек пучков стержней расчётные данные оказались ещё более

близкими к экспериментальным (в диапазоне $5 \cdot 10^4 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$ отличие не превышало 10 %).

Необходимо отметить, что если использование перечисленных выше моделей, основанных на Рейнольдсовом осреднении пульсационных характеристик (RANS), даёт довольно близкие результаты, то профили скорости, рассчитанные с помощью модели крупных вихрей (LES), в значительной степени отличаются от канонических профилей скорости в области развитой турбулентности при Re > 5 000 (рис. 2). Результаты, полученные с применением модели отрывных вихрей (DES), практически совпадают с результатами k- ω .

По турбулентным характеристикам (ТКЭ и Рейнольдсовы напряжения) все методы дают существенно заниженные по сравнению с экспериментальными данными результаты для труб и щелей в пристенной области. Отличия здесь достигают 35...50 % (см. рис. 3 и 4).



Рис. 1. Безразмерные профили скорости, полученные с помощью модели турбулентности SST (линия) в сравнении с экспериментальными данными [15]: а) в щелевом канале для Re = 23 200, б) в трубе для Re = 49 000



Рис. 2. Сравнение профилей скорости в трубе, рассчитанных по модели k- ω и LES для чисел Re = 1•10⁴...5•10⁵



Рис. 3. Безразмерные профили ТКЭ для Re = 23 200, полученные с помощью моделей турбулентности BSL, BSL EARSM, BSL RS, k- ω , ORS, SST (цветные линии) в сравнении с экспериментальными данными [15] (символы о)

В случае регулярной ячейки треугольной решётки стержней отличие расчётных профилей ТКЭ от экспериментальных оказалось довольно сильно зависимым от числа Рейнольдса. Так, при Re = 49 100 расчётные значения ТКЭ оказались выше экспериментальных на 30 % и более во всей области потока (рис. 5а), при Re = 150 000 расчётное распределение ниже экспериментального в области максимума ТКЭ на 15 % и выше экспериментального на 15 % в ядре потока (рис. 5 б), для ещё больших чисел Рейнольдса (Re = 181 000) расчётный профиль ТКЭ ниже экспериментального во всей области потока (максимальное различие превысило 50 % в области максимума ТКЭ, см. рис. 5 в).

Сравнения расчётных и экспериментальных данных показали, что ряд турбулентных моделей, таких как модель транспорта касательных напряжений, модели



Рис. 4. Профиль безразмерной ТКЭ в трубе, полученный с помощью модели SST (Re = 120 000): а) в масштабе пристенка; б) в масштабе всей области потока (линии с метками – расчёт, сплошные линии – экспериментальные данные [16])



Рис. 5. Профиль безразмерной ТКЭ (\overline{k}/U_{τ}^2), полученный с помощью модели SST: а) в регулярной ячейке стержней с относительным шагом решётки s/d = 1,2 (Re = 49 100); б) в регулярной ячейке стержней с относительным шагом решётки s/d = 1,27 (Re = 150 000); в) в регулярной ячейке стержней с относительным шагом решётки s/d = 1,17 (Re = 370 000) (линии – расчёт, метки – экспериментальные данные [17...19])

Рейнольдсовых напряжений и k- ω модели могут использоваться для расчётов течений в ТВС с гексагональной упаковкой твэлов в диапазоне $10^5 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$.

2.2. Верификация теплообмена в решётках стержней

Верификация теплообмена проводилась на расчётной модели ячейки гексагональной решётки греющих стержней диаметром d = 6.1 мм с относительным шагом s/d = 1,336 (s – шаг решётки) при задании постоянного теплового потока со стороны поверхности греюшего стержня. В качестве исследуемых флюидов взяты натрий и воздух. Расчёты проводились с помощью моделей, отобранных при верификации гидродинамики, а также дополнительно для натрия с помощью моделей LES [7...9] и DES [11]. Результаты рассчитанных зависимостей чисел Нуссельта от чисел Рейнольдса (на воздухе) или Пекле (на натрии) сравнивались со значениями, определяемыми по эмпирическим формулам из справочника [14]:

– для натрия

Nu = Nu_л + 0,041Pe^{0.56+0.19(s/d)}/ $(s/d)^2$, (6) где Nu_л = 7,55(s/d) – 20 $(s/d)^{-13}$ – число Нуссельта для ламинарного движения теплоносителя;

– для воздуха

800

600

400

200

0

Nu =
=
$$\left(0,0165 - 0,02 \left(\begin{array}{c} 1 - 0,91 \times \\ \times (s/d)^{-2} \end{array} \right) (s/d)^{0,15} \right) \mathbb{R}e^{0.8} \mathbb{P}r^{0.4}.(7)$$

Выявлено, что расчёты зависимостей чисел Нуссельта от чисел Рейнольдса, проведённые для воздуха, дают несколько заниженные (на 5...10 %) результаты по сравнению с зависимостью (7) (см. рис. 6а). Расчётные зависимостью (7) (см. рис. 6а). Расчётные зависимостью (7), полученные для натрия, оказались, наоборот, завышенными (на 15 ...20 %) по сравнению с корреляционной зависимостью (6).

Наилучшее согласование расчётов по RANS моделям турбулентности с данными по теплообмену, получаемыми по известным эмпирическим корреляциям, достигнуты для моделей BSL и SST. Модель же крупных вихрей (LES) показала свою неприменимость для условий развитой турбулентности (линия с маркерами + на рис. 6 б).

3. Особенности термо-гидродинамики теплоносителя в ТВС

3.1. Методика проведения расчётных исследований

Результаты верификации показали, что имеющиеся в коде CFX модели турбулентности (кроме LES) могут быть применены для расчётов течений в гексагональных решётках стержней с относительным шагом 1,17 < s/d < 1,36 для чисел $10^5 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$ с погрешностью расчёта полей скорости и



Рис. 6. Сравнение безразмерной теплоотдачи для треугольной решётки стержней, полученной по ANSYS CFX и известным корреляциям ФЭИ из справочника [14]: а) зависимость Nu от Re для теплоотдачи к воздуху; б) зависимость Nu от Pe для теплоотдачи к натрию

температуры, не превышающей 15%. Наиболее быстрой и стабильной в счёте оказалась модель SST. Поэтому в дальнейших расчётах ячеек ТВС и всей ТВС использовалась именно модель SST.

Для моделирования гидродинамики в проточной части ТВС с твэлами, оребрёнными дистанционирующими проволоками, необходимо применять так называемые неструктурированные сетки. Такие сетки строятся, как правило, на основе разбиения исследуемой области на тетраэдрические объёмные элементы.

Из-за довольно строгого лимитирования по соотношению размеров сторон таких тетраэдров требуется огромное количество расчётных элементов (порядка 10¹⁰) для достижения приемлемой точности описания полей скорости и температуры в модели ТВС. Расчёт по такой модели требует огромных ресурсов оперативной памяти и колоссального расчётного времени.

Чтобы обойти ограничения по ресурсам расчётного времени и памяти в настоящем исследовании использовался упрощённый подход учёта закрутки от дистанционирующих проволок при моделировании теплогидродинамики теплоносителя в ТВС. Для учёта эффекта закрутки в ТВС от навитой вокруг твэлов проволоки предварительно проводилось моделирование гидродинамики теплоносителя в ячейке с навитой проволокой и в ячейке без проволоки.

В ячейке без проволоки в уравнении движения задавался дополнительный источник *x*- и *y*-компонент крутящего момента в виде периодической функции с тем же периодом, что и у проволочной навивки:

$$M_{x} = -A \frac{y - y_{i}}{\sqrt{(x - x_{i})^{2} + (y - y_{i})^{2}}} \sin\left(\frac{2\pi z}{T}\right);$$

$$M_{y} = -A \frac{x_{i} - x}{\sqrt{(x - x_{i})^{2} + (y - y_{i})^{2}}} \sin\left(\frac{2\pi z}{T}\right), (8)$$

где y_i и x_i – координаты центра твэлов, T – период навивки, z – аксиальная координата.

Коэффициент *A* в (8) определялся исходя из получения эквивалентности массового потока через границы ячейки на чередующихся полупериодах навивки для ячейки с двойной проволочной навивкой и для ячейки без навивок (но с дополнительным источником, закручивающим поток).

Обе ячейки (с навивкой и без неё) представляли собой шестигранную призму, содержащую цилиндрический твэл диаметром 6,1 мм при относительном шаге решётки s/d = 1,336. На рис. 7 представлена геометрия шестигранной ячейки с двухзаходной проволочной навивкой. Шаг периода навивки T = 0,06 м, диаметр проволоки D = 1,025 мм.

Геометрия модели исследуемой ТВС представлена на рис. 8. В каждой ТВС такого типа содержится 331 твэл с металлическим топливом. ТВС имеет глухой чехол. Граница межкассетного зазора показана на рис. 8 пунктирной линией. Встречные дистанционирующие проволочные навивки типа "ребро по ребру" показаны круговыми стрелками.

Для задания свойств натрия использованы температурные зависимости для плотности, теплопроводности, теплоёмкости и вязкости натрия из [14].

60

На входе в проточную часть ТВС зада-

Рис. 7. Модель шестигранной ячейки с дистанционирующей проволокой: а) поперечный разрез, б) один период навивки



Рис. 8. Схема ТВС активной зоны без каналов СУЗ

валась скорость теплоносителя (3,7 м/с). На входе в межкассетный зазор задавался расход теплоносителя на уровне 10 % от расхода через ТВС. Температура теплоносителя на входе в ТВС и в межкассетный зазор равна 350 °С. Аксиальное распределение теплового потока на внутренней поверхности оболочек твэлов описывалось при помощи следующей зависимости:

$$q(z) = q_{l\max} K_z K_r \sin(\varphi + \pi z/(H + \delta)),$$

где $q_{l_{\text{max}}} = 2,582 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2$ – максимальный тепловой поток; $K_z = 1,3$ и $K_r = 1,2$ – коэффициенты неравномерности тепловыделения по высоте и по радиусу, соответственно; H = 0,8 м – длина твэла; $\varphi = 0,349$ и $\delta = 0,224$ – параметры аксиального энергораспределения.

3.2. Результаты расчётов по моделям отдельных ячеек

В результате расчётов гидродинамики теплоносителя в ячейке без закрутки и в ячейке с двухзаходной проволочной навивкой установлено, что наличие навивки увеличивает потери на трение в ячейке примерно в 2 раза (коэффициент трения возрастает с $\xi = 0,021$ в ячейке без закрутки до $\xi = 0,041$ в ячейке с проволокой). Данный результат хорошо согласуется с формулой ФЭИ [20] для расчёта коэффициента трения в пучке стержней, дистанционируемых проволоками типа "ребро по ребру" (при относительном шаге решётки в диапазоне $1,067 \le s/d \le 1,32$):

$$\xi = \xi_0 (1 + 1.8/(T/D)), \qquad (9)$$

где ξ_0 – коэффициент сопротивления гладкого пучка, а T/D – относительный шаг навивки.

Согласно формуле (9) коэффициент трения в ячейке с шагом s/d = 1,336 составляет 0,044, что менее чем на 10 % отличается от полученного в расчёте по коду CFX.

Расчёты в ячейке без проволочной навивки, но с заданием дополнительного закручивающего источника показали, что сам эффект закрутки повышает потери на трение в ячейке на 30 %. Остальные 70 % вклада в увеличение трения в ячейке, содержащей дистанционирующие проволочные навивки, обусловлены уменьшением проходного сечения ячейки на ~ 10 % и одновременным увеличением её смоченного периметра на ~ 34 % за счёт проволок.

3.3. Результаты расчётов по модели TBC с учётом и без учёта источника закручивающего момента в уравнении движения теплоносителя

Расчёты моделей ТВС с учётом и без учёта закрутки теплоносителя вокруг твэлов показали, что конструкция ТВС, представленная на рис. 8, характеризуется довольно ровным полем подогрева теплоносителя.

Так, в варианте без учёта закрутки теплоносителя средний подогрев теплоносителя в ТВС составил 236 К, максимальный 244 К, а минимальный 210 К. Максимальная разница подогревов в ТВС не превышает 14 % от среднего подогрева в ТВС.

Гидравлический диаметр в угловых ячейках меньше, чем в центральных. Поэтому скорость теплоносителя в угловых ячейках соответсвенно ниже, чем в центральных, что приводит к росту температуры теплоносителя в угловых ячейках. В периферийных же ячейках ТВС гидравлический диаметр больше, чем в центральных. Скорость в периферийных ячейках выше, а подогревы теплоносителя и температуры оболочек твэлов соответственно ниже, чем в центральных ячейках (см. рис. 9 а).



Рис. 9. Распределение температуры теплоносителя в сечении ТВС на высоте "горячих пятен": а) в модели ТВС без учёта закрутки потока; б) в модели ТВС с учётом закрутки потока

В варианте с учётом закрутки теплоносителя максимальный подогрев снизился на 4 К, а минимальный повысился на 14 К (см. рис. 9 б). Максимальная разница подогревов при этом в ТВС снизилась до 6,7 % подогрева в ТВС.

На графиках 10 а)...в) приведены развёртки температур по азимуту центрального, периферийного и углового твэлов в модели ТВС без учёта закрутки теплоносителя. Приведенные на рис. 10 данные относятся к сечению на высоте активной зоны, где достигаются максимальные неравномерности температур. Из рис. 10 видно, что максимальная азимутальная неравномерность температуры для центрального твэла не превышает 2 К, для периферийного 12 К, для углового твэла 25 К.

Азимутальные неравномерности температур оболочек центрального, периферийного и углового твэлов в модели ТВС с учётом закрутки теплоносителя приведены на рис. 11 а)...в). На рисунке видно, что максимальная азимутальная неравномерность температур для центрального твэла не превышает 1,5 К, азимутальная неравномерность температуры оболочки периферийного твэла с учётом закрутки снизилась до 5,5 К, для углового – также до 5.5 К.

Как показали результаты расчётов, максимальная температура наружной стороны оболочек твэлов в исследуемой конструкции ТВС не превышает 586 °С. Средняя температура внутренней поверхности чехла ТВС составляет ~ 556 °С.



Рис. 10. Азимутальные развёртки температур оболочек твэлов на высоте 2/3 активной зоны в модели ТВС без учёта закрутки потока: а) для центрального твэла; б) для периферийного твэла рядом с чехлом ТВС; в) для углового твэла



Рис. 11. Азимутальные развёртки температур оболочек твэлов на высоте 2/3 активной зоны в модели ТВС с учётом закрутки потока: а) для центрального твэла; б) для периферийного твэла рядом с чехлом ТВС; в) для углового твэла



Рис. 12. Азимутальная развёртка температуры внутренней поверхности чехла

Азимутальные неравномерности температур внутренней поверхности чехла вбли-

зи выхода из активной зоны представлены на рис. 12. На рис. 12 видно, что максимальный разброс температур внутренней поверхности чехла не превышает 10,5 К.

Как показали результаты расчётов, максимальный перепад температур на толщине чехла оказался также достаточно небольшим (10,6 K).

Расчёты термо-гидродинамики натриевого теплоносителя в TBC с уменьшенным диаметром твэлов (6,1 мм) и более широкой твэльной решёткой (s/d = 1,336) показали достаточно приемлемый уровень температуры и неравномерности температуры оболочек твэлов и чехла TBC.

Заключение

Выполнен анализ особенностей гидродинамики и теплообмена в модифицированной ТВС быстрого реактора с натриевым охлаждением.

С целью выбора наиболее точной модели для проведения расчётных исследований выполнена предварительная верификация расчётных моделей гидродинамики и теплообмена CFD-кода ANSYS CFX. Результаты верификации показали, что имеющиеся в коде CFX модели турбулентности (кроме LES) могут быть использованы для расчётов течений в гексагональных решётках стержней с относительным шагом 1,17 < s/d < 1,36 для чисел Рейнольдса $10^5 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$ с погрешностью полей скорости и температуры, не превышающей 15 %.

В качестве расчётной модели лучше всего применять модель транспорта касательных напряжений (SST), так как она оказалась наиболее простой, быстрой и стабильной в счёте и, одновременно, достаточно точной. Если необходимо учитывать эффекты анизотропии турбулентности, образование вторичных токов и их воздействие на температурные поля, то наиболее подходящими моделями являются модели транспорта Рейнольдсовых напряжений ORS и BSL RS.

После предварительной верификации моделей турбулентности проведены расчёты элементарных ячеек с проволочной навивкой и без неё, а также расчёты исследуемой модифицированной ТВС быстрого реактора.

В результате расчётов гидродинамики теплоносителя в ячейке без закрутки и в ячейке с двухзаходной проволочной навивкой установлено, что наличие навивки увеличивает потери на трение в ячейке примерно в 2 раза (коэффициент трения возрастает с $\xi = 0,021$ в ячейке без навивки до $\xi = 0,041$ в ячейке с проволокой). Данный результат хорошо согласуется с формулой ФЭИ для расчёта коэффициента трения в пучке стержней с проволочным дистанционированием типа "ребро по ребру".

Расчёты моделей ТВС с учётом и без учёта закрутки теплоносителя вокруг твэлов показали, что конструкция ТВС с уменьшенным диаметром твэлов (6,1 мм) и более широкой твэльной решёткой (s/d = 1,336) характеризуется довольно ровным полем подогрева теплоносителя. Максимальная разница подогрева в ТВС составляет ~ 6,7 % от величины среднего подогрева в ТВС.

Максимальная температура наружной поверхности оболочек твэлов в исследуемой конструкции ТВС не превышает 586 °С. Средняя температура внутренней поверхности чехла ТВС составляет ~ 556 °С.

Азимутальная неравномерность температуры внутренней поверхности чехла не превышает 10,5 К, а максимальный перепад температур на толщине чехла 10,6 К.

Полученные результаты по уровню максимальных температур и температурных неравномерностей в конструкционных материалах изучаемой конструкции ТВС говорят о хорошей теплотехнической надёжности такой ТВС.

В дальнейших исследованиях планируются проведение расширенной верификации расчётных кодов, более детальное моделирование гидродинамики теплоносителя в каналах с проволочным дистанционированием и оценка факторов перегрева (неопределённостей).

Список литературы

1. *Бландинский В.Ю.* Влияние состава загружаемого плутония на изменение реактивности и изотопный состав нарабатываемого топлива в реакторе на быстрых нейтронах // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2012, вып.4, с. 62–68.

2. *ANSYS CFX*. URL: http://www.cae-expert.ru/ product/ansys-cfx (дата обращения: 21.01.2014).

3. *Ansys Theory* User's Guide. Turbulence and Wall Function Theory (электронный ресурс) 2011 SAS IP, Inc.

4. *Колмогоров А.Н.* Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР, серия физическая, 1942, т. 6, № 1-2, с. 56–58.

5. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // The American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, 1994, vol. 32, No. 8, p. 1598–1605.

6. *Wallin S. and Johansson A.* A complete explicit algebraic Reynolds stress model for incompressible and compressible flows // J. of Fluid Mechanics, 2000, vol. 403, p. 89–132.

7. *Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H.* A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model // Phys. of Fluids A, 1991, vol. 3, No. 7, p. 1760–1765.

8. *Lilly D.K.* A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method. Ibidem, 1992, vol. 4, No. 3, p. 633–635.

9. *Nicoud F., Ducros F.* Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor // Flow, Turbulence and Combustion, 1999, vol. 62, p. 183–200.

10. Spalart P.R, Jou W.-H., Strelets M. and Allmaras S.R. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach, 1st AFOSR Int. Conf. on DNS/LES, Aug.4-8, 1997, Ruston, LA. In: Advances in DNS/LES, C. Liu & Z. Liu Eds., Greyden Press, Colombus, OH.

11. *Menter F.R., Kuntz M.* Development and Application of a Zonal DES Turbulence Model for CFX-5, CFX-Validation Report, CFX-VAL17/0503.

12. *Menter F.R., Kuntz M.* Adaptation of Eddy-Viscosity Turbulence Models to Unsteady Separated Flow Behind Vehicles. Proc. Conf. the Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Busses and Trains, Asilomar, Ca, 2002.

13. *Strelets M.* Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, AIAA Paper 2001-0879, 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2001.

14. *Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.* Справочник по теплогидравлическим расчётам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). М.: Энергоатомиздат, 1990.

15. *Хуссейн А.К.М.Ф., Рейнольдс В.С.* Экспериментальное исследование полностью развитого турбулентного течения в канале // Теоретические основы инженерных расчётов, серия D, 1978, т. 97, № 4, с. 295–308.

16. *Конт-Белло Ж.* Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М.: Мир, 1968. 17. *Laufer J.* The structure of turbulence in fully developed pipe flow. NACA report 1174, 1953.

18. *Kjellstorm B.* Studies of turbulent from parallel to rod bundles of triangular array. AB Atomenergie, Sweden, 1974, AE-487.

19. *Trupp A.C., Azad R.S.* The structure of turbulent flow in triangular array rod bundles // Nucl. Eng. Design, 1975, v. 32, N 1, p. 47–84.

20. Жуков А.В., Свириденко Е.Я., Матюхин Н.М. и др. Поля скорости в сборках быстрых реакторов при изменении геометрии периферийных зон / В кн. "Теплофизические исследования", с. 17–22. М.: Изд-во ВИМИ, 1976.

Контактная информация –

Лубина Анна Сергеевна, инженер 2 кат., тел.: (499)196-75-88, e-mail: lubina_as@nrcki.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 37–49.

УДК 621.039.54

Кинетика выхода продуктов деления из микротоплива с учётом задерживаемой доли и ограниченной растворимости

А.А. Русинкевич, А.С. Иванов,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1, *И.Е. Голубев,* АО "ВНИИНМ им. А.А. Бочвара", 123098, Москва, ул. Рогова, 5а Поступила в редакцию 26.03.2014 г.

Исследовано влияние эффектов задерживаемой доли и ограниченной растворимости на выход продуктов деления (ПД) Cs, Cd, Mo и Te из микротоплива (МТ) с TRISO покрытием. Показано, что эти эффекты существенно влияют на профили концентраций ПД в МТ. Исследовано влияние геттера кислорода на выход Cs из МТ. Обнаружено, что несмотря на аномальное поведение задерживаемой доли Cs в МТ без геттера кислорода отличие в интегральном выходе Cs в микротвэлах с геттером и без геттера кислорода невелико, если время наблюдения не превышает 920 суток. Также показано, что выход Cd и Mo в МТ с геттером кислорода несколько выше, чем без геттера. Выход Te от присутствия геттера кислорода практически не зависит.

Ключевые слова: микротвэл, продукты деления, цезий, растворимость, выгорание, диффузия.

The Kinetics of Fission Products Release from Microfuel Considering the Trapped Fraction and Limited Solubility Effects. A.A. Rusinkevich, A.S. Ivanov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182, I.E. Golubev, JSC Bochvar VNIINM, 5a, Rogov St., Moscow, 123098.

In this paper we studied the influence of trapped fraction and limited solubility effects on the release of Cs, Cd, Mo and Te from microfuel with TRISO coating. It was shown that these effects significantly affect the concentration profiles of fission products in microfuel. The influence of oxygen getter on cesium release from microfuel was studied. It was found that despite the anomalous behavior of cesium trapped fraction in microfuel without oxygen getter, difference in the integral release of cesium in microfuel with and without oxygen getter is not large if the observation time is not more than 920 days. Also we have shown that the release of Cd and Mo in microfuel with oxygen getter.

Key Words: Microfuel, Fission Products, Cesium, Solubility, Burnup, Diffusion.

Введение

При разработке топлива для высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов (ВТГР) важной задачей является моделирование выхода ПД из МТ в графитовую матрицу и теплоноситель.

Ранее предпринимались попытки изучения транспорта ПД в МТ с помощью американского кода Trafic-FD, модель которого обсуждается в [1]. Однако, эта программа не позволила последовательно учесть ряд эффектов, возникающих при переносе ПД. В связи с этим нами разработана программа FP-Kinetics [2], позволяющая учесть эффекты задерживаемой доли и ограниченной растворимости.

Задерживаемой долей называется часть ПД, связавшаяся в устойчивые соединения

и в связи с этим не участвующая в дальнейшем процессе переноса [1, 3]. Эффект ограниченной растворимости связан с тем, что растворимость ряда элементов в некоторых материалах довольно низкая. С ростом выгорания возможен разрыв поля концентраций на границе с таким материалом [1]. Учёт этих эффектов необходим для создания моделей выхода ПД из МТ и корректной оценки радиационной безопасности установки ВТГР.

В работе [2] мы исследовали кинетику выхода серебра в МТ. Цель настоящей работы – расчёт выхода других ПД из микротвэла, таких как Cs, Cd, Te и Mo, построение профиля концентрации ПД внутри МТ, а также исследование влияния геттера кислорода на выход ПД с учётом рассмотренных эффектов. Для выполнения расчётов транспорта ПД необходимы сведения о коэффициентах диффузии ПД в материалах МТ. К сожалению, значения коэффициентов диффузии ПД в МТ в литературе сильно отличаются друг от друга, а для некоторых элементов отсутствуют, что следует учитывать при анализе результатов. Кроме того, нужны более точные сведения о пределах растворимости ПД в материалах покрытий.

1. Исходные данные

В работе [3] исследовалась термодинамика следующих элементов: Ag, Ce, Cd, Cs, La, Mo, Pu, Pd, Ru, Sr, Te, Y для двух вариантов MT (с геттером кислорода и без геттера). Задерживаемая доля Ce, Pu, Sr, Y в неповреждённых MT равна единице, эти элементы практически полностью связываются, и их перенос в данной работе не исследуется.

В настоящей работе изучен перенос Cs, Cd, Te и Mo, так как их задерживаемая доля, по результатам ранее выполненных исследований, заметно меняется в процессе выгорания топлива.

Мольный состав химических элементов определён на базе нейтронно-физического расчёта, выполненного для глубин выгорания 30, 50, 80 % FIMA [4]. В расчётах химического и фазового составов топлива рассматривалась замкнутая термодинамическая система, представляющая собой внутреннюю область микротвэла и состоящая из керна и буферного слоя пироуглерода ВРуС. Кроме того, исходный (технологический) свободный объём, включающий исходную пористость керна и слоя ВРуС, заполнен технологическим газом аргоном.

1.1. Коэффициенты диффузии

В литературе имеется большое количество данных об экспериментальных исследованиях по изучению выхода металлических ПД из топливных кернов из UO₂. К сожалению, данные из разных источников отличаются друг от друга на порядки. А экспериментальные данные по коэффициентам диффузии для оксидного плутониевого топлива вообще отсутствуют.

Наиболее полная информация собрана в [5], где представлены данные для определения коэффициентов диффузии ПД (цезия, серебра, стронция, бария, европия, церия, самария, рубидия и плутония) в низкообогащённых UCO кернах и для ThO₂ воспроизводящего материала. Эти данные включают зависимость от температуры и выгорания.

В [6] представлены данные по коэффициентам диффузии для цезия, стронция и серебра в UO₂ низкообогащённых топливных кернах, полученные в основном в ФРГ и США в экспериментах по облучению и отжигу спроектированных на разрушение микротвэлах (топливный керн с буферным слоем). В этих данных коэффициент диффузии имеет только температурную зависимость.

Низкоплотный углеродный буферный слой, как предполагают, в модели диффузии не имеет никакой заметной способности задержания ПД. В вычислениях ФРГ используется величина коэффициента диффузии на уровне 10^{-6} см²/с без температурной зависимости (энергия активации равна нулю). Американские рекомендации дают для соответствующего коэффициента диффузии значение 10⁻⁸ см²/с; различие незначительно¹, так как уровень коэффициента диффузии $10^{-6} \dots 10^{-8}$ см²/с значительно превосходит коэффициенты диффузии в других материалах покрытий МТ. В этой работе коэффициент диффузии всех ПД в буферном слое принят равным 10^{-8} см²/с. Коэффициенты диффузии в плотном пироуглероде и SiC также получены из работы [6].

В литературе точных значений коэффициентов диффузии Cd, Мо и Те в материалах МТ найти не удалось, поэтому для этих элементов коэффициенты диффузии во

¹ Поскольку коэффициенты диффузии ПД в SiC 10⁻¹⁴...10⁻¹⁵, то разница даже в 2 порядка качественно не меняет абсолютно ничего. Из графиков профилей концентрации видно, что перенос в буферном слое происходит моментально по сравнению с диффузией в SiC.

всех материалах приняты равными коэффициентам диффузии цезия.

Коэффициенты диффузии заданы в рамках стандартной активационной модели в виде экспоненциальной зависимости от температуры

$$D = D_0 \exp(-Q/(\mathbf{R}T)), \qquad (1)$$

где Q – энергия активации, R = 8,3143 Дж/ (моль·К) – газовая постоянная, T – температура. Параметры соотношения (1) для Cs в керне и покрытиях МТ представлены в табл. 1.

Таблица1. Параметры соотношения (1)

| для Сэ в керпе и покрытиях микротвола | | | | | |
|---------------------------------------|-------------------|------------|--|--|--|
| Материал | $D_{\rm e} M^2/c$ | <i>Q</i> , | | | |
| покрытия | D_0 , M/C | кДж/моль | | | |
| Керн (PuO ₂) | 5,6E-08 | 209 | | | |
| ІРуС и ОРуС | 6,3E-08 | 222 | | | |
| SiC | 5,5E-14 | 125 | | | |

1.2. Геометрические параметры МТ

Расчёты проводились на основе данных работы [3], где представлены результаты исследования термодинамики микротвэлов с плутониевым топливом с геттером кислорода и без геттера по программе Ivtantermo [7], предназначенной для расчёта параметров равновесия многокомпонентных гетерогенных термодинамических систем.

Геометрические параметры исследуемых микротвэлов представлены в табл. 2.

Таблица2. Геометрические параметры исследуемых микротвэлов

| Иссредние неромотро | Значение, |
|---------------------------------|-----------|
| пазвание параметра | МКМ |
| Диаметр керна | 200 |
| Толщина буферного слоя ВРуС | 100 |
| Толщина внутреннего слоя из | 25 |
| плотного пироуглерода ІРуС | 55 |
| Толщина слоя из карбида кремния | 35 |
| Толщина внешнего слоя из | 40 |
| плотного пироуглерода ОРуС | 40 |

2. Расчёт профиля концентрации и выхода ПД из МТ

2.1. Цезий

Выход Cs исследовался при температурах 1 273, 1 473 и 1 673 К для двух вариан-

тов МТ – без геттера кислорода (вариант № 1) и с геттером кислорода (вариант № 2).

2.1.1. МТ без геттера кислорода

В работе [3] показано, что при выгорании больше 25...30 % FIMA цезий связывается в керне и буферном слое в устойчивые соединения (Cs₂CO₃, CsI, CsBr, Cs₂O и др.). При этом задерживаемая доля Cs по мере выгорания топлива стремится к единице.

Диффузионная задача для расчёта поля концентраций в МТ имеет вид

$$\frac{\partial c^{(i)}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 D^{(i)} \frac{\partial c^{(i)}}{\partial r}) + \dot{s}, \qquad (2)$$

где $c^{(i)}$ – концентрация нуклида; D(i) – коэффициент диффузии в слое *i*; $\dot{s} = dc_0 / dt$ – функция источника нуклида в керне. Функция источника – это изменение концентрации нуклида в единице объёма в единицу времени за счёт генерации и химических реакций.

В центре керна условие сферической симметрии требует, чтобы

$$\left(\frac{\partial c}{\partial r}\right)\Big|_{r=0} = 0. \tag{3}$$

Граничное условие на поверхности МТ радиуса *R*

$$c^{(i)}(R,t) = 0.$$
 (4)

Тем самым предполагается, что атомы, попавшие на внешнюю поверхность МТ, не задерживаются на ней и практически сразу попадают в матричный графит и далее в теплоноситель. При этом реализуется оценка выхода ПД, соответствующая максимальному диффузионному потоку.

Начальное условие

$$c^{(i)}(r,0) = c_0^{(i)}(r),$$
 (5)

где $c_0^{(i)}(r)$ – начальная концентрация нуклида внутри МТ.

Кроме поля концентраций данная программа также рассчитывает поток *J* на выходе из МТ и интегральный выход *W* ПД из микротвэла:

$$J = 4\pi R^2 D^{(5)} \left(\frac{dc}{dr} \right)_{r=R},$$
 (6)

где $D^{(5)}$ – коэффициент диффузии во внешнем слое плотного пироуглерода;

$$W = \int_{0}^{\tau} J(t)dt,$$
 (7)

где т – время работы топлива.

График функции *s* источника в зависимости от выгорания при температурах 1 273, 1 473 и 1 673 К для этого варианта показан на рис. 1, откуда видно, что до 30 % FIMA (граница зависит от температуры) концентрация Cs в керне растёт в результате процессов деления в топливе. С 30

до 50 % FIMA (граница зависит от температуры) концентрация Cs В керне уменьшается за счёт образования устойчивых соединений (Cs₂CO₃, CsI, CsBr, Cs₂O и др.). В МТ данного варианта свободного кислорода больше, что приводит к дополнительному связыванию цезия в карбонат. Этот эффект не наблюдается в МТ с геттером кислорода. Решение диффузионной задачи проводилось с применением кода FP-Kinetics.

Выполнены расчёты концентрационных профилей, потоков и интегральных выходов Cs. На рис. 2 концентрационпоказаны ные профили Cs в зависимости от координаты для различных времён работы реактора при температуре 1473 К. До выгорания 30 % FIMA концентрация цезия в керне растёт и цезий диффундирует в слои покрытий. Максимальная концентрация в керне достигается в районе 7 064 часов – синяя линия на рис. 2. В слое SiC цезий имеет низкие коэффициент диффузии и предельную растворимость, поэтому в некоторый момент времени возникает разрыв в концентрационном профиле.

После выгорания 30 % FIMA концентрация чистого цезия в керне уменьшается до 0 и происходит обратная диффузия накопившегося Cs из слоёв покрытий. На рис. 2 это видно по линиям с временами более 9 713 час. Казалось бы, после этого выход Cs из MT должен существенно снизиться. Однако к этому времени в слое SiC произошло заметное накопление цезия. В







Рис. 2. Профили концентрации цезия для различных времен работь реактора при температуре 1 473 К для МТ без геттера кислорода

результате этот слой становится "источником" цезия. При этом диффузия накопившегося цезия проходит как во внешнюю, так и во внутреннюю область МТ.

При больших временах работы реактора несвязанный цезий в МТ присутствует практически только в слое SiC. В керне и буферном слое Cs связан в устойчивые соединения, а внешний пироуглеродный слой с относительно высоким коэффициентом диффузии не способен удержать ту часть цезия, которая проникла за барьер из SiC.

На рис. 3 показаны графики потоков на границе МТ для трёх температур, а на рис. 4 – интегральный выход Сs из МТ. Согласно рис. 3 при больших временах работы реактора и высоких температурах (1 673 К) поток цезия на границе МТ резко замедляется. Однако при более низких температурах связывание цезия в керне не успевает повлиять на поток на рассматриваемом расчётном промежутке времени.

Результаты расчёта потоков цезия на границе МТ и интегральных выходов для МТ без геттера кислорода для времени 920 сут приведены в табл. 3.

2.1.2. МТ с геттером кислорода

В варианте № 2 геттер связывает избыточный кислород и препятствует возникновению оксидных соединений цезия. При этом задерживаемая доля Cs остаётся на постоянном уровне около 10 %, соответственно концентрация цезия в МТ непрерывно растёт. При достижении предельной концентрации на границе слоя с ограниченной растворимостью происходит разрыв поля концентраций. Концентрация в керне продолжает расти, а в слоях SiC и ОРуС стремится к стационарному профилю.

После достижения в слое SiC предельной растворимости поток на границе МТ продолжает медленно возрастать. Поток становится постоянным на временах больше расчётных, при этом профиль концентрации Cs в SiC становится прямой линией.

При температуре 1 273 К предел растворимости Cs в SiC достигается на 633 сутки, при 1 473 К – на 288 сутки, а при температуре 1 673 К – на 282 сутки.

На рис. 5 приведен расчётный профиль концентрации Cs для 3 вариантов температур при t = 920 сут. На рис. 5 видно, что так же, как и в МТ без геттера кислорода, концентрация Cs в центральной области МТ существенно превышает предел растворимости Cs в SiC.

На рис. 6 приведен график потока Cs на границе MT, а на рис. 7 – график интегрального выхода Cs из MT с геттером кислорода для тех же температур.

В табл. 3 приведены расчётные данные о потоке Cs на границе МТ и интегральном выходе Cs в матричный графит на 920 сутки работы реактора для МТ без геттера кислорода (вариант 1) и с геттером кислорода (вариант 2).

Разница потоков и выходов ко времени t = 920 сут окончания расчёта незначительна, несмотря на то, что Cs в варианте № 1 связывается в керне в устойчивые соединения. Расчёты показывают, что эффект связывания цезия существенно сказывается на его выходе на временах, заметно превышающих 920 сут.

Таким образом, присутствие геттера кислорода не приводит к росту выхода Cs по сравнению с МТ без геттера кислорода на рассматриваемых временны́х интервалах. Необходимо отметить, что при повреждении покрытия SiC в МТ с геттером почти весь накопившийся цезий выйдет из МТ в матричный графит. Что касается МТ без геттера кислорода, то здесь заметная доля Cs, по-видимому, может оказаться связанной в химические соединения и его выход будет существенно подавлен.

2.1.3. Исследование выхода цезия из МТ без учёта эффекта ограниченной растворимости

В разделах 2.1.1. и 2.1.2. исследовалась диффузия цезия в МТ с учётом влияния эффектов задерживаемой доли и ограниченной растворимости. Оценим влияние этих эффектов на поток и интегральный выход цезия из МТ. В табл. 4 приведены



| гаолицаз. Потоки съ на границе WIT и интегральные выходы съ | | | | | | | | |
|--|---|----------|---------------------------|--------------------------------|--|--|--|--|
| c y | с учётом эффектов ограниченной растворимости и задерживаемой доли | | | | | | | |
| | Domisour | Темпера- | Поток, микро- | Интегральный вы- | | | | |
| | Бариант | тура, К | моль/(см ² ·с) | ход, микромоль/см ² | | | | |
| | Б | 1 273 | 5,96E-18 | 3,18E-11 | | | | |
| | Без геттера | 1 473 | 3,11E-13 | 7,63E-06 | | | | |
| кислорода | 1 673 | 1,85E-12 | 1,18E-04 | | | | | |
| | | 1 273 | 6,17E-18 | 3,30E-11 | | | | |
| | с геттером | 1 472 | 2.025 12 | 7745.06 | | | | |

3,23E-13

2,46E-12

1 473

1 673

данные о пиковом потоке Cs на границе МТ и интегральном выходе Cs в матричный графит на 920 сутки работы реактора для

кислорода

МТ без геттера кислорода и с геттером кислорода без учёта эффекта ограниченной растворимости.

7,74E-06

1,22E-04



Сравнение табл. 3 и 4 показывает, что учёт эффекта ограниченной растворимости приводит к значительному (в несколько раз) уменьшению потоков и выходов ПД из МТ особенно при высоких температурах. Причём рассматриваемый эффект оказывает существенное влияние как в присутствии, так и в отсутствии геттера кислорода.

2.2. Кадмий, молибден и теллур

Для МТ с геттером и без геттера кислорода проведен расчёт выхода Cd, Мо и Те при температуре 1 273 К. К сожалению, до-



| тис. 7. Бременные зависимости интегральных выходов цезих |
|--|
| для температур 1 273, 1 473 и 1 673 К из МТ с геттером кислорода |
| Т а б л и ц а 4. Потоки Cs на границе МТ и интегральные |
| вихали Себезущёта эффекта ограниценной растроримости |

| выходы сэ без у тета эффекта ограни тенной растворимости | | | | |
|--|----------|---------------------------|--------------------------------|--|
| Dopuque | Темпера- | Поток, микро- | Интегральный вы- | |
| Бариант | тура, К | моль/(см ² ·с) | ход, микромоль/см ² | |
| Γ | 1 273 | 8,07E-18 | 4,03E-11 | |
| ьез геттера кислорода | 1 473 | 7,45E-13 | 2,09E-05 | |
| | 1 673 | 5,59E-12 | 1,82E-04 | |
| С геттером кислорода | 1 273 | 8,50E-18 | 4,25E-11 | |
| | 1 473 | 2,12E-12 | 3,61E-05 | |
| | 1 673 | 2,80E-11 | 8,19E-04 | |

стоверных данных о предельной растворимости Cd, Мо и Те в материалах МТ в литературе не обнаружено, поэтому исследование влияния ограниченной растворимости на перенос этих элементов не проводилось.

Задерживаемая доля оказывает существенное влияние на выход Cd и Mo, поскольку для кадмия задерживаемая доля достигает 99, а для молибдена 91 %. Для теллура влияние задерживаемой доли невелико. Качественно концентрационные профили этих элементов аналогичны концентрационным профилям цезия варианта 2 (с геттером кислорода).

В табл. 5 приведены результаты расчёта потоков ПД на границе МТ и интегральных выходов на момент времени 920 сут. Видно, что присутствие геттера кислорода увеличивает выход кадмия практически в 3 раза, молибдена в 1,7 раза, а выход теллура от присутствия геттера кислорода в МТ практически не меняется.

Заключение

Проведено исследование влияния эффектов задерживаемой доли и ограниченной растворимости на результаты выхода Cs, Cd, Mo и Te из MT с TRISO покрытием. Показано, что эти эффекты существенно влияют на профили концентраций ПД в MT. Исследовано влияние геттера кислорода на выход Cs из MT. Обнаружено, что несмотря на аномальное поведение задерживаемой доли Cs в микротопливе без геттера кислорода отличие в интегральном выходе Cs в MT с геттером и без геттера кислорода невелико, если время наблюдения не превышает 920 сут. Дело в том, что в MT без

| интегральные выходы этих нд в магричный графит | | | | | |
|--|----------|---------------------------|--------------------------------|--|--|
| Bonuour | Название | Поток, микро- | Интегральный вы- | | |
| Бариант | элемента | моль/(см ² ·с) | ход, микромоль/см ² | | |
| Без геттера кислорода | Cd | 8,74E-21 | 4,37E-14 | | |
| | Mo | 1,03E-18 | 5,17E-12 | | |
| | Te | 8,21E-18 | 4,11E-11 | | |
| С геттером кислорода | Cd | 2,52E-20 | 1,29E-13 | | |
| | Mo | 1,82E-18 | 9,25E-12 | | |
| | Te | 8,25E-18 | 4,13E-11 | | |

Таблица5. Потоки Cd, Мо и Те на границе МТ и интегральные выходы этих ПД в матричный графит

геттера кислорода заметное количество Cs успевает накопиться в слоях покрытий и связывание Cs в керне при больших выгораниях не успевает повлиять на его интегральный выход за исследуемое время работы реактора.

Присутствие геттера кислорода не приводит к какому-либо заметному росту выхода цезия из МТ независимо от температуры. При этом необходимо учитывать, что данные расчёты проведены для неповреждённого МТ. При повреждении силовой оболочки в МТ с геттером кислорода почти весь накопившийся цезий выйдет из микротвэла в матричный графит. Что касается МТ без геттера кислорода, то здесь заметная доля Cs, по-видимому, может оказаться связанной в химические соединения и его выход будет существенно подавлен.

Показано, что учёт эффектов задерживаемой доли и ограниченной растворимости приводит к значительному изменению потоков и интегральных выходов ПД из МТ. Также изучен выход Cd, Mo и Te для МТ с геттером кислорода и без него. Показано, что выход Cd и Mo в МТ с геттером кислорода несколько выше, чем без геттера. Выход Te от наличия геттера кислорода практически не зависит.

Список литературы

1. Ponomarev-Stepnoy N.N., Ivanov A.S., Rusinkevich A.A., Belov G.V. Peculiarities of Fission Products Transport in HTGR Coated Fuel Particles at High Burnup Levels / Proc. of HTR 2010, Prague, Czech Republic, October 18-20, 2010, Paper 33.

2. *Иванов А.С., Русинкевич А.А.* Кинетика выхода серебра из микротоплива с учётом эффекта ограниченной растворимости // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2013, вып. 4, с. 76– 84.

3. **Русинкевич** А.А., Иванов А.С. Эффект задерживаемой доли в микротвэлах с плутониевым топливом. Там же, 2012, вып. 2, с. 83–92.

4. Глушков Е.С., Назаренко И.П., Паневин И.Г., Пономарев-Степной Н.Н. Методы нейтронно-физического расчёта ядерных реакторов. М.: Изд-во МАИ, 2000.

5. *Myers B.F.* Fuel Design Data Manual. GA Document 901866, Issue F, General Atomics, August 1987.

6. *Fuel performance* and fission product behavior in gas cooled reactors. IAEA-TECDOC-978. IAEA, November 1997.

7. *Белов Г.В.* Расчёт равновесного состава и свойств термодинамических систем при повышенных давлениях // Математическое моделирование, 2001, т. 13, № 8, с. 9–12.

Контактная информация –

Иванов Александр Сергеевич, проф., тел.: (499) 196-72-38, e-mail: asi.kiae@gmail.com;

Русинкевич Андрей Александрович, нач. лаб., тел.: (499)196-71-86, (903)735-56-80, e-mail: rusinkevich_andr@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 50–58.

УДК 621.039.546

Взаимодиффузия Мо и W в оболочках электрогенерирующих каналов при реакторном облучении

В.А. Чурин, В.А. Корюкин, И.В. Васильев,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 Поступила в редакцию 08.10.2014 г.

Проведен детальный анализ процессов взаимодиффузии в эмиттерных оболочках электрогенерирующих каналов (ЭГК) реакторов космического назначения после длительного реакторного облучения. Исследовалась взаимодиффузия Мо и W в оболочках моно- и поликристаллической технологии изготовления с нанесённым на них W слоем толщиной порядка 10^{-4} м при времени облучения от 3 000 до 12 350 часов и температурах от 1 350 до 1 670 °С. Показан один из механизмов, способствующих порообразованию в W слое и его отслоению. Предложена методика расчёта энергии активации, температуры и остаточной толщины W слоя, на основе которых состояние оболочек может быть спрогнозировано на длительное время с начала облучения.

Ключевые слова: реактор, ЭГК, оболочка, микроанализатор, взаимодиффузия, энергия активации.

The Interdiffusion of Mo and W in the Shells of the Electrogenerating Channels after Long In-Reactor Irradiation. V.A. Churin, V.A. Koryukin, I.V. Vasil'ev, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moskow, 123182.

The article provides a detailed analysis of interdiffusion processes in the shells of the electrogenerating channels of the space reactors after long in-reactor irradiation. We study interdiffusion between Mo monoand polycrystalline shells and the W layer of 10^{-4} m thickness at the exposure time of 3 000 to 12 350 hours and temperatures from 1 350 to 1 670 °C. We show one of the mechanisms, which contribute to pore formation and delamination of the W layer. This paper describes a method of calculating the activation energies, the temperature and the residual thickness of the W layer. It helps to predict shells structure until the long times from the beginning of the radiation.

Key Words: Reactor, Generation Channels, Shell, Microanalyzer, Interdiffusion, Activation Energy.

Введение

В конструкциях ЭГК, применяемых в термоэмиссионных реакторах-преобразователях космических аппаратов, используют биметаллические эмиттеры, представляюшие собой поли- или монокристаллическое W покрытие, нанесённое методом химических транспортных реакций в системах W-F или W-Cl на внешнюю цилиндрическую поверхность оболочек. В одноэлементных ЭГК, применяемых в прототипах космической ядерной энергетической установки "Енисей" [1], используется оболочка твэла диаметром ~ 20 мм, толщиной стенки 1 мм и длиной ~ 350 мм из цилиндрического монокристаллического Мо<111> или его сплава с 3 % Nb (сплав МН-3). На её внешнюю поверхность нанесено W покрытие толщиной ~ 100 мкм.

Качество нанесения W покрытия и его ресурсные свойства исключительно важны, поскольку они определяют время существования космического аппарата. Механические ресурсные свойства одноэлементных ЭГК подробно изучены ранее [2].

Приводятся результаты исследования высокотемпературных физических процессов взаимодиффузии в Мо-W образцах эмиттеров ЭГК. Для анализа этих процессов требуется применение локального метода микроанализа, позволяющего измерить концентрации элементов W и Мо на уровне ~ 0,01 вес. %. Единственным экспериментальным методом, способным решить эту задачу, является рентгеноспектральный анализ с использованием волновых спектрометров. Анализаторы, применяющие этот метод, разработаны и на них проводят эксперименты в ведущих странах мира.

В России установлены несколько анализаторов производства Японии или совместные разработки стран Европы и Японии. Вместе с тем эксплуатируются установки, изготовленные в нашей стране, – рентгеноспектральные микроанализаторы типа MAP-2, MAP-3 и MAP-4. В статье представлены результаты исследований образцов ЭГК, полученные в результате длительных реакторных испытаний, выполненных сотрудниками комплекса "Ромашка" [1].

1. Аппаратура и методика определения концентраций элементов

1.1. Микроанализатор МАР-2

Для измерения интенсивностей линий характеристического рентгеновского излучения (х.р.и.) использовался рентгеноспектральный анализатор MAP-2. Анализатор имеет два спектрометра с горизонтальным перемещением кристаллов. Для возбуждения х.р.и. в образце применяется электронная пушка с v-образным вольфрамовым катодом. На катод пушки подавалось высокостабильное напряжение E = 30 кВ. Электронный пучок при токе ~ 10^{-7} A, генерируемый пушкой, фокусировался электронными линзами на исследуемый участок оболочки, установленной на столике камеры образцов, в которой поддерживался высокий вакуум.

Интенсивности х.р.и. Мо_{*K*α1} и W_{*L*α1} при скорости счёта $N \le 10^4$ имп/с регистрировались пропорциональными счётчиками и измерялись системой регистрации спектрометров. По измеренным интенсивностям х.р.и. от оболочек и от эталонов, имеющих стопроцентное содержание Мо и W, рассчитывались концентрации Мо и W в области взаимодиффузии.

1.2. Приготовление и условия исследования образцов

Для исследования образцов из цилиндрических оболочек ЭГК вырезались кольцеобразные участки шириной до 5 мм. Участки вырезались в специальной "горячей" камере, предназначенной для работы с радиоактивными материалами, и проходили сложную и трудоёмкую технологическую цепочку: шлифовались, полировались и промывались от технологических и радиоактивных загрязнений. Затем образцы доставлялись на анализатор в защитных свинцовых контейнерах и устанавливались на специально разработанный столик для образцов, позволяющий вращать и перемещать образцы со скоростью до 9.10⁻⁴ м/час.

При записи интенсивностей х.р.и. выбирался анализируемый участок с помощью микроскопа при 500-кратном увеличении и разрешении ~ 10⁻⁵ м.

На поверхностях образцов поликристаллической технологии, выполненных с помощью газофазного осаждения (ГФО) по "фторидной" технологии изготовления, достаточно часто (в области взаимодиффузии) наблюдались участки открытого порообразования. На поверхностях образцов монокристаллической технологии (ГФО по "хлоридной" технологии) порообразование наблюдалось существенно реже. Для измерения интенсивностей х.р.и. выбирались участки, не имеющие открытого порообразования.

1.3. Метод расчёта взаимодиффузии

Расчёт зависимости коэффициента объёмной взаимодиффузии от концентрации молибдена $D(C_{Mo})$ в вольфрамовом покрытии на молибденовой оболочке проводился с использованием первых порядков интенсивностей линий х.р.и. – линий молибдена (K_{a1}) и вольфрама (L_{a1}) , возбуждаемых на анализируемом участке при воздействии электронного пучка диаметром 10⁻⁶ м.

Для промышленных конструкций зарубежных анализаторов (с вертикальным перемещением кристаллов-анализаторов) важным фактором является поглощение и генерация возбуждённого х.р.и. составом образца, что может привести к существенным нелинейностям зависимости между измеряемой интенсивностью х.р.и. и концентрацией анализируемого элемента. В этих случаях необходимо правильно оценить соответствующие поправки на поглощение и флюоресценцию [3].

Для микроанализатора MAP-2 зависимости между интенсивностями х.р.и. и концентрациями элементов Мо и W имеют линейный характер. Этот вывод подтверждается результатами, полученными авторами, а также работы [4], в которой приводится технология получения монокристаллических вольфрамовых покрытий ГФО.

На рис. 1 приведено сравнение интенсивностей (здесь и далее все интенсивности нормированы на 100 %) х.р.и. Мо_{*K*а1} и (100 % – $W_{L\alpha1}$) в зависимости от расстояния *x* на участке взаимодиффузии длиной ~ 20 мкм [4]. Из рисунка видно, что сумма интенсивностей х.р.и. (Мо_{*K*а1} + $W_{L\alpha1}$) с точностью до 0,1 % равна 100 %, что указывает на отсутствие существенного поглощения (или генерации) этих линий в образце.

Расчёт коэффициентов D(x) взаимодиффузии из зависимостей концентрации элементов Мо или W от расстояния в диффузионной зоне проводили по методу Больцмана – Матано [5]. Согласно этому методу коэффициент взаимодиффузии записывается как функция концентрации следующим образом:

$$D(x) = [10^{-8}/(2t)]S(x)/f'(x), \qquad (1)$$

где x – значение глубины проникновения атомов в мкм; t – время взаимодиффузии в секундах; f'(x) – производная от концентрации молибдена $C_{Mo}(x)$ в точке расчёта; S(x)– площадь области между концентрационной кривой и тремя отрезками: первым – по горизонтали от точки расчёта до плоскости Матано; вторым – по горизонтали от начала координат до плоскости Матано; третьим – по вертикали от плоскости Матано до пере-



Рис. 1. Сравнения интенсивностей х.р.и. Мо_{*K*а1} и (100 % – W_{*L*а1}) (пунктирная кривая) в области взаимодиффузии Мо-W

сечения с первым отрезком. Плоскость Матано в зоне взаимодиффузии определяется равенством количества вещества, продиффундировавшего из одной области в другую [5].

Коэффициент взаимодиффузии в зависимости от концентрации Мо, энергии активации Q^* и температуры T можно представить, как это сделано в [6], следующей формулой:

 $D(C_{\rm Mo}) = A \exp(BC_{\rm Mo}) \exp[-Q^*/(RT)],$ (2) где *A* и *B* – постоянные коэффициенты.

На основе стандартной программы MA-TCAD авторами разработана программа LOGDIFCAL для расчёта положения плоскости Матано, зависимости логарифмов коэффициентов диффузии $\log D[C_{Mo}(x)]$ от концентрации $C_{Mo}(x)$ и температуры (при известной энергии активации). Энергия активации Q^* взаимодиффузии определялась по наклону прямых Аррениуса.

Программа апробирована с использованием концентрационных кривых, приведенных в статье [6]. Результаты численного моделирования находятся в полном соответствии с результатами этой работы.

2. Экспериментальные результаты

Ниже приводятся экспериментальные данные, полученные после испытаний разных ЭГК на тепловых стендах, в петлевых каналах и комплексе "Ромашка".

На рис. 2 представлены концентрацион-



Рис. 2. Зависимости $C_{Mo}(x)$ от расстояния x до плоскости Матано для оболочки, выполненной по Cl технологии

ные кривые из области взаимодиффузии в Мо-W оболочках ГФО, выполненных по "хлоридной" технологии, аналогичной описанной в [4], и прошедших испытания на тепловом стенде без облучения. Оболочка твэла изготовлена из сплава Мо – 3 % Nb. Время и температуры испытаний: t = 4 100 час, T = 1570 °C (синим цветом) и t = 8870 час, T = 1520 °C (красным цветом).

По этим зависимостям проведены расчёты зависимости $\log D[C_{Mo}(x)]$ от концентраций Мо в зоне взаимодиффузии для этих оболочек (рис. 3).

По результатам расчёта $D[C_{Mo}(x)]$ определены энергии активации процесса взаимодиффузии оболочек: 114,2 ккал/моль (верхняя кривая) и 114,5 ккал/моль. Эти результаты расчёта энергии активации близки к данным, приведенным авторами в работе [4]: $Q^* = 113,0$ ккал/моль.

На рис. 4 представлены концентрационные кривые из области взаимодиффузии в Мо-W оболочках поликристаллической "фторидной" технологии. Время реакторного облучения $t = 4\,828$ час. Для одноэлементного ЭГК температура эмиттирующей поверхности максимальна в центре и постепенно снижается к краям канала. На рисунке температуры оболочки указаны в точках микроанализа образцов, вырезанных в разных участках ЭГК.

Результаты расчёта $\log D[C_{Mo}(x)]$ для этих оболочек поликристаллической технологии приведены на рис. 5.

Энергия активации Q^* взаимодиффузии определялась также по наклону прямых Аррениуса для пары Мо-W поликристаллический. Она оказалась равной 87 ккал/моль.

Концентрационные кривые из области взаимодиффузии в Мо-W оболочках Cl и F технологий представлены на рис. 6. Температуры оболочек Cl технологии в точках микроанализа: 1 500 (кривая 1) и 1 580 °C (кривая 2); время облучения 3 900 час. Время и температура для оболочки F технологии: $t = 3\ 000$ час, $T = 1\ 590$ °C (кривая 3).

Результаты расчёта $\log D[C_{Mo}(x)]$ для оболочек монокристаллической Cl технологии при реакторном облучении приведены на рис. 7.



Рис. 3. Зависимости $\log D[C_{Mo}(x)]$ от $C_{Mo}(x)$ для оболочек, изготовленных по Cl технологии. Время и температуры испытаний: t = 4 100 час, T = 1 570 °C (верхняя кривая); t = 8 870 час, T = 1 520 °C (нижняя кривая)



Рис. 4. Зависимости $C_{Mo}(x)$ от расстояния до плоскости Матано в областях взаимодиффузии Мо (справа от оси $C_{Mo}(x)$) и W (слева от оси $C_{Mo}(x)$) для поликристаллических оболочек. Время облучения: t = 4 828 час; температуры оболочек: 1 350 (1), 1 400 (2), 1 530 (3), 1 590 (4), 1 630 (5), 1 670 °C (6)



Рис. 5. Зависимости $\log D[C_{Mo}(x)]$ от $C_{Mo}(x)$ для оболочек ЭГК, изготовленных по поликристаллической технологии. Время облучения и температура оболочек: $t = 4\,828$ час; $T = 1\,400$ °C (нижняя кривая), $T = 1\,530$ °C (вторая снизу), $T = 1\,590$ °C (вторая сверху), $T = 1\,670$ °C (верхняя кривая)

На рис. 8 представлены результаты расчёта $\log D[C_{Mo}(x)]$ для оболочек монокристаллических F и Cl технологий при реакторном облучении.

Характерная концентрационная кривая в области взаимодиффузии Мо-W оболочки поликристаллической технологии приведена на рис. 9. Время облучения и температура: $t = 4\,828$ час, $T = 1\,590$ °C.



Рис. 6. Зависимости $C_{Mo}(x)$ от расстояния до плоскости Матано в областях взаимодиффузии Мо (справа от оси $C_{Mo}(x)$) и W (слева от оси $C_{Mo}(x)$) для оболочек по Cl и F технологиям



Рис. 7. Зависимости $\log D[C_{Mo}(x)]$ от $C_{Mo}(x)$ для монокристаллических оболочек Cl технологии. Время реакторного облучения и температура: $t = 3\,900$ час, $T = 1\,580$ °C (верхняя кривая), $T = 1\,500$ °C (нижняя кривая)



Рис. 8. Зависимости $\log D[C_{Mo}(x)]$ от $C_{Mo}(x)$ для монокристаллических оболочек F и Cl технологий. Температура оболочек и время реакторного облучения: T = 1590 °C, t = 3000 час (F технология, верхняя кривая); T = 1550 °C, t = 12350 час (Cl технология, нижняя кривая)

Горизонтальный участок кривой соответствует участку образца с внутренней микропорой по линии сканирования зонда.

В некоторых случаях на оболочках, подвергшихся частичному локальному разупорядочеванию вольфрамового покрытия, наблюдались аномальные результаты взаимодиффузии: падение величины коэффициента взаимодиффузии от концентрации. Так, например, на рис. 10 показаны результаты расчёта $\log D[C_{Mo}(x)]$ для такой оболочки поликристаллической технологии.



Рис. 9. График $C_{Mo}(x)$ от расстояния между областями Мо и W для поликристаллической оболочки



 $T = 1 400 \,^{\circ}\mathrm{C}$

3. Обсуждение полученных результатов

Из рис. 5 видно, что монотонного роста значения $\log D[C_{Mo}(x)]$ в зависимости от концентрации $C_{Mo}(x)$ на многих участках кривой не наблюдается, как это видно в случае взаимодиффузии необлучённых Мо-W (рис. 3). Более того, на рис. 5 отмечается существенная дисперсия значений $D[C_{Mo}(x)]$, однако общая закономерность – рост среднего значения $D[C_{Mo}(x)]$ от температуры – имеет место.

Из результатов, представленных на рис. 7 и 8 для монокристаллических образцов Cl и F технологий, наблюдается монотонный рост $D[C_{Mo}(x)]$ от концентрации $C_{Mo}(x)$: дисперсия значения $D[C_{Mo}(x)]$ существенно меньше и точность расчёта значений $\log D[C_{Mo}(x)]$ увеличивается.

На основе формулы (2) и результатов измерений нами рассчитана энергия активации Q^* для ЭГК, прошедших реакторные испытания, и предложена формула для расчёта $D(C_{Mo})$

 $D(C_{\rm Mo}) = 0,11 \exp(k^* C_{\rm Mo}) \exp[-Q^*/(RT)],$ (3) где $Q^* = 109\ 000\$ кал $\pm \Delta Q$ кал; $\Delta Q = 2\ 000\ \dots 4\ 000,\ k^* = 1,4\dots 1,7$ – для фторидной технологии; $\Delta Q = 500,\ k^* = 0,3$ – для хлоридной технологии.

Результаты расчёта для фторидной технологии имеют большой разброс, что может быть вызвано наличием в окрестности анализируемой области процессов порообразования. Дисперсия расчёта величины Q^* для хлоридной технологии невелика, а точность расчёта увеличивается.

Необходимо отметить и наличие участков с существенным локальным увеличением значения $\log D[C_{Mo}(x)]$ (рис. 10) со стороны W, и отсутствие экспериментальных данных (при статистике > 1000 событий) с существенным увеличением $\log D[C_{Mo}(x)]$ в центральной части области взаимодиффузии.

Наличие локального минимума типично для образцов с поликристаллической технологией, но локальные минимумы наблюдаются, хотя и существенно реже, и в образцах с монокристаллической технологией изготовления вольфрамового покрытия. Среди прочих полученных результатов встречаются события с односторонним, монотонным ростом коэффициента диффузии в участках образцов, близких к исходным монокристаллическим структурам.

По результатам микроанализа можно сделать вывод о развитии концентрационных напряжений, особенно в местах с максимальным градиентом концентраций, что подтверждается наличием изоконцентрационных участков в таких местах (рис. 9), а также видом зависимостей $\log D[C_{Mo}(x)]$ от $C_{Mo}(x)$ (рис. 10). Дальнейшее развитие напряжения на таких участках приводит к разрыву материала и появлению открытых пор, что подробно описано в [7, 8].

По известным значениям коэффициентов взаимодиффузии и энергии активации Q^* из (3) можно рассчитать температуру $T_{\rm pac}$ в области взаимодиффузии в каждом конкретном случае

 $T_{\text{pac}}=[5,5143\cdot10^4/(0,7-\ln(9,09D_{\text{ср}}(C_{\text{Mo}}))]-273,$ (4) где $D_{\text{ср}}(C_{\text{Mo}})$ – среднее значение коэффициента диффузии (с симметричным выбором точек расчёта диффузии относительно точки с 50 % концентрацией). Для более достоверного расчёта температуры по (4) необходимо знать значения диффузии в каждой из точек D_i и рассчитывать среднее значение температуры T по формуле

$$T = 5,516110^4 \cdot \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{-1}{1,5 + \ln D_i} - 273, \quad (5)$$

где *п* – количество точек.

Результаты расчётов коэффициента взаимной диффузии для разных типов оболочек представлены в таблице.

Из результатов расчётов видно, что для поликристаллической оболочки точность расчёта температуры меньше. Подобная закономерность подтверждается и при существенном увеличении размера статистической выборки. Это объясняется большой дисперсией коэффициентов диффузии вследствие более низкого качества структуры поликристаллических материалов.

В качестве параметра, позволяющего прогнозировать срок работы ЭГК, может быть выбрана остаточная толщина вольфрамового слоя. Она также может быть рассчитана по программе LOGDIFCAL. Действительно, толщина использованного 100 % вольфрамового слоя l_w (ушедшего на область взаимодиффузии) по кривой графика зависимости $C_W(x)$ от глубины взаимодиффузии рассчитывается интегрированием площади кривой, а зная её, можно рассчитать и толщину израсходованного слоя вольфрама

$$l_{\rm W} = 0.01 \int_0^l [100 - C_{\rm Mo}(x)] dx \,. \tag{6}$$

Необходимо отметить, что возможности исследования оболочек ЭГК с применением микрорентгеноспектрального анализатора гораздо шире, и это более подробно изложено в статьях [7, 8].

Заключение

В работе исследованы образцы оболочек одноэлементных ЭГК двух технологий нанесения W покрытий на оболочку из мо-

| Технология оболочки | $D_{\rm cp}[C(x)], {\rm Cm}^2/{\rm c}$ | $T_{3\kappa\epsilon\pi}$, °C | $T_{\text{pacy}}, ^{\circ}\text{C}$ | <i>T</i> , °C |
|---------------------|---|-------------------------------|-------------------------------------|---------------|
| поликристалл | $2,633 \cdot 10^{-14}$ | 1 590 | 1 580 | 1 579 |
| монокристалл (F) | $3,137 \cdot 10^{-14}$ | 1 590 | 1 591 | 1 584 |
| монокристалл (Cl) | $1,594 \cdot 10^{-14}$ | 1 550 | 1 549 | 1 549 |

Таблица. Коэффициенты взаимной диффузии для разных оболочек

нокристаллического сплава Mo-Nb, прошедших длительные ядерно-энергетические испытания в составе установок по программам работы термоэмиссионного реакторапреобразователя "Енисей". Измерены области взаимной диффузии Мо и W и рассчитаны соответствующие коэффициенты.

Проведенные исследования показали, что состояние материала в Мо-W оболочке в существенной степени определяется качеством и технологией её изготовления. При этом коэффициент взаимодиффузии может служить численной характеристикой качества и надёжности изготовленной оболочки, а тип отклонения коэффициента от линейной зависимости в значительной степени определяет локализацию существующего или возможного порообразования.

Чтобы не допустить высокого порообразования в области контакта W слоя, необходимо использовать технологии нанесения покрытия при температурах ~ 1 350 °C, способствующие диффузионному контакту элементов с максимальным понижением градиента концентраций элементов.

Проведенные эксперименты показали, что воздействие реакторного облучения на материалы оболочки начинает проявляться наиболее сильно на поликристаллических W покрытиях при высоких температурах. В облучённых материалах закономерно наблюдается немонотонный рост $\log D[C_{Mo}(x)]$. Более надёжными являются покрытия, выполненные по Cl монокристаллической технологии. Это позволяет прогнозировать ресурс термоэмиссионных ЭГК из этих материалов до 3 лет [9].

Применённый метод локального волнового рентгеноспектрального анализа позволяет достаточно точно рассчитать коэффициенты взаимодиффузии, температуры процессов и прогнозировать дальнейшее состояние оболочек ЭГК.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Нечаеву, Н.Е. Кухаркину и А.С. Иванову, а также всему коллективу испытательного комплекса "Ромашка", выполнившему наземные ядерно-энергетические испытания космической ядерной энергоустановки "Енисей" с одноэлементными ЭГК.

Список литературы

1. Кухаркин Н.Е., Пономарёв-Степной Н.Н., Усов В.А. Космическая ядерная энергетика (ядерные реакторы с термоэлектрическим и термоэмиссионным преобразованием – "Ромашка" и "Енисей"). Под ред. акад. РАН Н.Н. Пономарёва-Степного. М.: ИздАТ, 2008.

2. Дегальцев Ю.Г., Слабкий В.Д., Гонтарь А.С. Обобщение результатов послереакторных исследований одноэлементных ЭГК, прошедших ЯЭИ в опытных установках Я-82, 81, и прогнозирование ресурса. Труды 5 Межд. конф. "Ядерная энергетика в космосе", с. 272–279. Подольск, 23-25 марта 1995 г.

3. *Pouchou J.I., Pichoir F.* Basic expression of "PAP" computation for quantitative EPMA / Proc. of 11th Int. Congr. on X-Ray Optics and Microanalysis, Canada-London, 1986. P. 249–253.

4. Евстюхин А.И., Гаврилов И.И., Левин С.В., Смирнов В.П., Рябенко А.В., Янчур В.П. Получение монокристаллических осадков W из

хлоридов с помощью транспортных реакций. В сб. "Монокристаллы тугоплавких и редких металлов, сплавов и соединений", с. 27–32. М.: Наука, 1977.

5. Боровский И.Б., Гуров К.П., Марчукова И.Д., Угасте Ю.Э. Процессы взаимной диффузии в сплавах. М.: Наука, 1973.

6. *Erley W. and Wagner H.* Volume Interdiffusion in the Molybdenum-Tungsten System // Phys. Stat. Sol. (a), vol. 6, 1971, p. 543–550.

7. Васильев И.В., Иванов А.С., Чурин В.А. Диффузия урана и цезия в топливной оболочке электрогенерирующего канала // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2013, вып. 4, с. 85–92.

8. Васильев И.В., Иванов А.С., Кайнов В.Б., Чурин В.А. Взаимодействие топливной оболочки с карбонитридом урана в электрогенерирующем канале. Там же, 2012, вып. 2, с.75–82.

9. *Корюкин В.А.* Ресурсные свойства электродов одноэлементного электрогенерирующего канала термоэмиссионной ЯЭУ "Енисей" // Атомная энергия, 2001, т. 90, вып. 1, с. 3–12.

Контактная информация – Чурин Валентин Александрович, с. н. с., тел.: (499)196-99-89, 8(905)743-42-11, e-mail: Churin _VA@nrcki.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 59–65.

УДК 621.039.51

О гармонизации детерминистского и вероятностного подходов к обоснованию безопасности АЭС

Г.Л. Пономаренко,

АО ОКБ "ГИДРОПРЕСС", 142103, г. Подольск Московской обл., ул. Орджоникидзе, 21 Поступила в редакцию 30.10.2013 г., переработанный вариант – 17.03.2014 г.

Данная работа представляет практическую реализацию гармоничного взаимодействия методов ДАБ и ВАБ на примере оценки минимально достаточного количества ОР СУЗ для ВВЭР с учётом множественного их застревания. Новый концептуальный подход базируется на работах [1...3]. Анализ выполнен на примере определяющего режима MSLB [4] с использованием современного сопряжённого кода КОРСАР/ГП [5...7]. Новый подход позволяет решить целевую задачу по оценке необходимых количеств ОР СУЗ в зависимости от взаимноконкурирующих факторов, а также с учётом различных неопределённостей.

Ключевые слова: необходимое количество ОР СУЗ, детерминистский и стохастический методы, безопасность, поверхность отклика, степень консерватизма, неопределённости, вероятностные функции распределения.

About Harmonization of Deterministic and Probabilistic Approaches to the NPPs Safety Substantiation. G.L. Ponomarenko, JSC OKB "GIDROPRESS", 21, Ordzhonikidze St., Podol'sk, Moscow Region, 142103.

This work presents the practical realization of harmonious interaction between Deterministic and Probabilistic Safety Analyses based on the example of the estimation of the minimally sufficient quantity of Control Rods (CRs) in the Control and Protection System for WWERs with account of their plural sticking. A new conceptual approach to the definition of a minimum required quantity of CRs as part of the Spatial Effects Methodology is presented here on the basis of papers [1...3]. This work required usage of neutron-physical, thermal-hydraulic, probabilistic aspects and Philosophy of nuclear safety in their connection and interdependency. Analysis is performed on example of the mode MSLB [4], which has the most dependence on EP with respect to any other accidents, with the up-to-date coupled code KORSAR/GP [5...7]. New approach allows solve a target task on the necessary CRs quantities assessment against of intercompetitive factors and with account of different uncertainties.

Key Words: Necessary CRs Quantities, Deterministic and Stochastic Methods, Safety, Response Surface, Extent of Conservatism, Uncertainties, PDFs.

1. Метод BEPU-GP на примере оценки минимально достаточного числа OP CУЗ для аварии MSLB

На первый взгляд кажется, что лобовое решение задачи по определению необходимого количества ОР может быть получено сравнительно простым формальным методом BEPU-GRS [8] со стохастическим моделированием всех возможных более или менее значимых исходных данных. Однако, как показано ниже, получение высоких вероятностных показателей для решения такой задачи требует расчётных серий с большим количеством вариантов – до 10 000 шт. Поэтому такой лобовой подход в реальности невозможен из-за ограничений по вычислительным ресурсам.

По этой причине разработан и использован подход BEPU-GP (по сути, модификация метода BEPU). Он совмещает детерминистский и вероятностный методы и содержит следующие существенные особенности. Исходные данные разделяются на 3 группы:

 первая содержит (условно) менее значимые параметры, которые смоделированы консервативно, подобно обычному ДАБ;

вторая содержит более значимые параметры, которые смоделированы детерминистски в разумно (или умеренно) консервативной комбинации. Для определения и подтверждения выбора такой разумно консерва-

тивной комбинации выполняются отдельные серии детерминистских и стохастических расчётных анализов режима MSLB. В результате определяется поверхность отклика (раздел 4), позволяющая выполнить быстрое стохастическое моделирование очень большого количества вариантов без прямых расчётов по системному коду. В итоге определяется разумно консервативная комбинация этих параметров второй группы, которая применяется в дальнейшем анализе со стохастическим моделированием множественного застревания OP СУЗ;

– третья группа содержит главные параметры целевой задачи. Это полное количество (*M*) ОР СУЗ в активной зоне (рис. 1) и количество (*N*) ОР, зависших в крайнем верхнем положении. Положения *N* ячеек с зависшими ОР моделируются стохастически для каждой конкретной комбинации *M* и *N* и формируют большие серии, содержащие до 10 000 расчётных вариантов. *M* и *N* варьируются для каждой серии.

Далее используется специальный критерий отказа АЗ (раздел 2), т.е. критерий возникновения ПАЗ для случайной конфигурации упавших ОР СУЗ с множественным застреванием ОР. Для этой цели разработана специальная расчётная программа для стохастического моделирования ячеек с застрявшими ОР СУЗ. Критерий основан на анализе компактных конфигураций ОР СУЗ



Рис. 1. Нумерация ячеек в активной зоне с M = 103 ОР СУЗ. Ячейки без ОР выделены (периферийные 42 шт. и внутренние 18 шт.)

в аварийном секторе активной зоны. Он предназначен для *совместной* работы с методом разделения входных данных и моделированием параметров группы 2 в разумно консервативной *детерминистской* комбинации. Это позволяет почти полностью автоматизировать и сильно ускорить анализ в сравнении с прямыми вычислениями каждой стохастической конфигурации упавших ОР СУЗ по коду КОРСАР/ГП.

Критерий отказа зависит от нескольких параметров, таких как степень форсирования мощности, утечки нейтронов из активной зоны, степень консерватизма, размер "холодного пятна" в аварийном секторе и т.д. Так, например, для реалистических начальных и граничных условий, смоделированных без учёта всех неопределённостей и отказов, критерий отказа фактически не актуален, потому что авария MSLB (так же, как другие проектные режимы) удовлетворяет приёмочным критериям даже без срабатывания АЗ [9].

С другой стороны, для (сверх) маловероятного консервативного ДАБ "критерием отказа" АЗ будет вырожденный принцип застревания более одного самого эффективного ОР при умеренных полных количествах ОР (M = 49, 61, 76) или застревания двух-трёх ОР при M = 121 ОР. По этой причине целевую задачу по критериям успеха АЗ следует решать в некотором промежуточном приближении (названном здесь "разумным" консерватизмом), находящемся между реалистическим (ВЕ) и сверхконсервативным приближением (разделы 4 и 5).

Таким образом, в *эвристическом* по сути методе BEPU-GP применялось необходимое экспертное *знание* в следующих *пяти* важных положениях:

(а) входные параметры разделены на группы (см. выше) и для второй группы выбраны четыре наиболее значимых параметра (подобное используется к примеру в методе CSAU [8]);

(б) выбраны их функции распределения и пределы изменения (*так же* делается и в методе BEPU-GRS);

(в) получена *поверхность отклика* для предсказания выходного параметра *max*(*Tf*_

hot) при любой комбинации четырёх входных параметров (раздел 4). Проверкой по КОРСАР/ГП подтверждена её адекватная работа;

(г) разработано программное обеспечение для случайного моделирования комбинаций входных параметров в их области изменения. Получена кумулятивная вероятностная функция распределения Tf_hot по найденной поверхности отклика (раздел 4). Выбрана квантиль уровня α из примерного диапазона (95...98) % $\geq \alpha \geq$ (70...80) % в распределении Tf_hot как количественный критерий для "разумного" консерватизма в анализах маловероятных режимов ЗПА. "Разумно" консервативный детерминистский вектор из четырёх компонент (раздел 4) выбирается по этой квантили и используется на дальнейшем этапе;

(д) сформулирован консервативный и простой критерий отказа АЗ (раздел 2), универсальный для разного количества ОР СУЗ в активной зоне. Разработан код для стохастического моделирования множества ячеек с зависшими ОР СУЗ (разделы 5 и 3) и вычисления вероятности ПАЗ с помощью критерия отказа. Правильность и консервативность критерия отказа, а также метода ВЕРU-GP в целом, подтверждаются выборочными расчётами по КОРСАР/ГП.

2. Критерии отказа АЗ для множественного застревания ОР

Ниже представлены два критерия отказа АЗ (или критерии неблагоприятной конфигурации ОР), различающиеся по степени моделированного консерватизма (рис. 2):

1) первый критерий отказа АЗ: во внутренней области пятна аварийного сектора активной зоны сработало менее 4 ОР СУЗ, в промежуточной зоне – менее 6 ОР, во внешней зоне – менее 8 ОР;

2) второй критерий отказа АЗ: во внутренней области пятна аварийного сектора активной зоны сработало менее 2 ОР СУЗ, в промежуточной зоне – менее 5 ОР, во внешней зоне – менее 7 ОР.

Выбор более консервативного – первого или менее консервативного – второго критерия отказа зависит от уровня знания и точности моделирования процессов и явлений. Эти критерии отказа основаны на анализе компактных конфигураций застрявших OP в аварийном секторе активной зоны.

Они позволяют почти полностью автоматизировать и сильно ускорить анализ. Наиболее неблагоприятные конфигурации автоматически выбираются из большого количества статистических испытаний по первому или второму критериям отказа. Только такие конфигурации предполагают осуществление ПАЗ для режима MSLB. Другие случайные конфигурации будут благоприятны, т.е. для них выполняются топливные приёмочные критерии.

Правильность и консервативность критериев отказа для конфигураций сработавших ОР СУЗ подтверждаются сериями проверочных расчётов и опытом автора в области обоснования нейтронно-физических характеристик. Проверочные расчёты режима MSLB по коду КОРСАР/ГП показали, что более 15...20 % из самых неблагоприятных конфигураций, автоматически зарегистрированных как приводящие к ПАЗ, фактически проходят без ПАЗ.

Внешняя зона (сработало менее 7 ОР СУЗ)

Средняя зона (сработало менее 5 ОР СУЗ)

Внутренняя зона аварийного сектора активной зоны (сработало менее двух ОР СУЗ)

Обозначение случайной реализации "0-4-3" означает, что во внутренней зоне не сработали OP CV3 (ноль), в средней зоне сработали **четыре** и во внешней зоне **три** OP CV3 Рис. 2. Схема для второго критерия отказа АЗ: · – нет OP в ячейке; х – OP упал; о – OP застрял; Х – OP упал в аварийном квадранте активной зоны; О – OP застрял в аварийном квадранте

xoxoo.

x o . x . x o . o .

. o x x x x . X <mark>o X o o</mark>

. o x . o x X X . 0 0

. x x x o 0 0 X 0

. o x x . X . X O (

. . x x o 0 0

"0-4-3"

. x x x x o x o X

. x x . x . x 0 . .

x x x x x x x .

. • • . x x x x . x x

Использование этих критериев дало возможность выполнять только проверочные расчёты по КОРСАР/ГП для отдельных конфигураций. Требуется небольшое количество таких выборочных расчётов – только ~ 1...2 % от полного количества статистических испытаний. Большое количество (до 10 тысяч) статистических испытаний требуется для отработки консервативно высокой вероятности множественного застревания ОР при выполнении ВАБ.

3. Общие вероятностные показатели

Вероятностные характеристики любого процесса выражаются вероятностью Р успеха на множестве m статистических испытаний с доверительной вероятностью P_{conf} . При этом для k испытаний из полного количества m (k << m) успех может не быть достигнут. Следовательно, k есть допустимое количество неблагоприятных вариантов, т.е. таких вариантов, которые приводят к неуспеху. Согласно теории доверительная вероятность того, что для m - k вариантов успех будет достигнут с вероятностью Р, вычисляется по формуле

$$\mathbf{P}_{conf} = 1 - \sum_{i=0}^{k} \frac{m!}{(m-i)!i!} (1-\mathbf{P})^{i} \mathbf{P}^{m-i}.$$
(1)

Физический смысл формулы (1) применительно к решению целевой задачи состоит в следующем. Пусть проведена серия из т расчётных вариантов по системному коду КОРСАР/ГП методом ВЕРИ со стохастическим моделированием входных данных по предполагаемым функциям распределения в области их изменения. В результате получены полосы неопределённостей, содержащие т кривых для каждого из выходных критериальных параметров (Tf, DNBR и т.д.). Допустим, что в k наиболее неблагоприятно реализованных вариантах выходной параметр превышает некую величину, т.е. нарушается приёмочный критерий (к примеру, топливо достигает точки плавления).

Это соответствует *отказу*, а в остальных m - k вариантах достигается *успех* (топливо не плавится). Тогда для генеральной совокупности из бесконечного множества

вариантов вероятностные показатели P/P_{conf} вычисляются по формуле (1). Пусть, например, в случайной выборке с m = 59 расчётных вариантов выявлены наиболее неблагоприятные реализации критериальных параметров в выборке и принято k = 0. Тогда реализации критериальных параметров в генеральной совокупности будут не хуже, чем в выборке, с вероятностями $P/P_{conf} = 95$ %/95 %.

Соответственно вероятность отказа выражается формулой

$$\mathbf{P}_{fail} = 1 - \mathbf{P}.$$
 (2)

Вероятности успеха (P) и отказа (1 - P), полученные по формулам (1) и (2) в зависимости от количества неблагоприятных вариантов, представлены в табл. 1 и на рис. 3 при полном количестве статистических испытаний *m* = 10 000 шт. для двух диапазонов доверительных вероятностей P_{conf} > 0,95 и P_{conf} > 0,9999. Обозначения Lev_0, Lev_50 и Lev_350 соответствуют количествам k == 0, 50 и 350 шт. неблагоприятных вариантов, соответственно. Они фигурируют в табл. 1, на рис. 3 и далее и соответствуют различным допустимым вероятностям множественного застревания ОР СУЗ, иначе говоря, различным показателям надёжности СУЗ (Lev_0 – консервативная низкая надёжность, Lev 350 – высокая).

Таблица1. Вероятность успеха при *m* = 10 000 шт.

| Level | <i>k /m</i> , | Р | | |
|---------|---------------|---------------------|-----------------------|--|
| | отн. ед. | $P_{conf} \ge 0.95$ | $P_{conf} \ge 0,9999$ | |
| Lev_0 | 0 | 0,9997 | 0,9990 | |
| Lev_50 | 0,005 | 0,9937 | 0,9917 | |
| Lev_350 | 0,035 | 0,9600 | 0,9555 | |

4. Разумный консерватизм и поверхность отклика

Задачей этого раздела является выбор целесообразной степени консерватизма. Необходимо выбрать такую разумно консервативную *детерминистскую* комбинацию из четырёх значимых параметров, которая обеспечит достаточный консерватизм в дальнейших вычислениях со *стохастическим*



0 50 100 150 200 250 300 350 Рис. 3. Вероятность отказа в зависимости от числа неблагоприятных реализаций при количестве статистических испытаний $m = 10\ 000$ шт.

моделированием множественных застреваний ОР СУЗ.

Количественной мерой достаточности (или разумности) консерватизма принимается достижение квантили довольно высокого уровня в функции распределения выходного критериального параметра – максимальной температуры Tf_hot топлива в горячем твэле. Уровень квантили α – здесь температура T_{melt} , которая не должна быть превышена с вероятностью α (что по определению есть атрибут кумулятивной функции распределения), – выражается формулой

$$P(Tf_hot \le T_{melt}) = \alpha.$$
(3)

Следующие четыре основные параметра второй группы выбраны и моделированы здесь (к примеру, в методе CSAU [8] делается нечто подобное):

 $-d_OFF^0$ – начальное условие – отклонение аксиального офсета в начальном стационарном состоянии от своего равновесного значения. В инструкции по эксплуатации имеется рекомендация для оператора поддерживать его значение в пределах ± 5 абс. %; $-d_T$ – граничное условие – погрешность расчёта (недооценка) температуры воды в холодной нитке петли с аварийным парогенератором;

 – d_TC – граничное условие – недооценка захолаживания температуры теплоносителя в ядре "холодного пятна" в активной зоне.
Ядро моделируется консервативно большим и с наложением застревания в нём наиболее эффективных ОР СУЗ; *– d_EP –* граничное условие – погрешность расчёта эффективности АЗ.

Моделирование реальных физических параметров d_OFF^0 , d_T , d_TC , d_EP в коде КОРСАР/ГП выполнено с помощью вспомогательных параметров, обозначенных в табл. 2 и 3 как OFF, gl, dT, EP, соответственно. Предполагаемые плотности распределения этих параметров даны на рис. 4.

Показаны два нормальных распределения $N(\mu, \sigma^2)$ с показателями μ (математическое ожидание) и σ^2 (дисперсия) для каждого распределения. Массивы μ_i и σ_i , i = 1...4, образуют два вектора μ и σ в четырёхмерном пространстве.

Первое из них с обозначением "Real" относится к реалистическому распределению с компонентами μ_i , σ_i , i = 1...4. Оно является консервативным в своей неблагоприятной (правой) части (четыре параметра выбраны по вектору с компонентами μ_i +

+ 3σ_i), соответствующей сверхконсервативному ДАБ, в котором реализуются минимальные запасы.

Здесь вероятность того, что значение начальных данных на рис. 4 приведёт к более благоприятному значению критериального параметра, очень высока – больше чем 99,99 %, что служит уровнем соответствующей квантили. С другой стороны, принимая величины параметров по вектору с компо-



Рис. 4. Предполагаемые плотности нормальных распределений для значимых параметров и двух степеней консерватизма

нентами μ_i , получим реалистическое (т.е. ВЕ) моделирование режимов для ВАБ и ЗПА с уровнем соответствующей квантили 50 %. Область "разумного" консерватизма занимает промежуточное положение между двумя вышеупомянутыми экстремальными значениями и может быть выбрана на уровне квантилей из диапазона 70...80 % или выше.

Второе распределение "Shift_Cut" на рис. 4 более консервативно и получено из первого консервативным сдвигом вектора µ к $\mu + \Delta \mu$ (вектор σ также можно было изменить, но здесь он оставлен без изменения). Этот сдвиг делает более консервативной реализацию наиболее вероятных значений, но сверхконсервативной её неблагоприятную часть справа. Оно получено из первого распределения экспертно отбрасыванием краёв, так чтобы сконцентрировать внимание на наиболее значимой области. Т.е., с одной стороны, чтобы исключить из статистического моделирования ряд незначимых, очевидно благоприятных значений параметров и, с другой стороны, исключить сверхконсервативную зону совпадения маловероятных значений.

"Shift_Cut" – это вспомогательное распределение, которое, как и "Real", может быть выбрано пользователем-экспертом, причём не только в виде нормального, но и в виде другого, например, равномерного распределения. При этом соблюдается правило выбора входных данных из состояний НУЭ. Распределение "Shift_Cut" позволяет получить поверхность отклика для всего диапазона изменения входных параметров (в отличие от благоприятной (левой) части распределения "Real").

Анализ рис. 5 и 6, полученных ниже с использованием поверхности отклика, позволяет сравнить действия нормального и равномерного распределений входных параметров "Real" и "Shift_Cut" на вид функций распределения выходных параметров. Т.е. эти рисунки показывают влияние userэффекта, поскольку конкретный пользователь вправе выбрать форму распределения входного параметра.



Рис. 5. Кумулятивные PDF для *Tf_hot* в переходном процессе для степеней консерватизма Real и Shift_Cut для 90 000 и 110 статистических испытаний. *Нормальные* распределения для четырёх параметров

Это достаточно сильное влияние выражается сотнями градусов в распределении Tf_hot , причём "Shift_Cut" в сравнении с "Real" увеличивает консерватизм примерно так же, как равномерное распределение в сравнении с нормальным. Кроме того, рис. 5 и 6 демонстрируют характерные флуктуации при использовании малого числа статистических испытаний (порядка 100 шт.) и их приемлемость до 95 %-ных квантилей, но недостаточность их для решения конкретной целевой задачи с высокими квантилями.

В табл. 2 представлены характерные показатели (элементы векторов с компонента-



Рис. 6. Кумулятивные PDF для *Tf_hot* в переходном процессе для степеней консерватизма Real и Shift_Cut для 90 000 и 110 статистических испытаний. *Равномерные* распределения для четырёх параметров

ми μ_i , σ_i , i = 1...4) для обоих нормальных распределений для четырёх значимых параметров.

Поверхность отклика. Аппроксимация значений выходных параметров безопасности (Tf_hot , DNBR, Ql_hot и т.д.) через значения входных параметров (d_OFF^0 , d_T , d_TC , d_EP и т.п.) осуществляется многомерной поверхностью отклика. Поверхность отклика можно получить несколькими способами, например, нахождением коэффициентов аппроксимации методом наименьших квадратов или с использованием нейросетевых алгоритмов. В любом случае получение поверхности отклика требует ограниченного количества (нескольких десятков) относительно затратных обучающих и проверочных расчётных вариантов.

Здесь – это расчёты режима MSLB по коду КОРСАР/ГП на примере сценария с отказом отключения ГЦН на петле с аварийным парогенератором. Суть подхода и его выгода в том, что применение валидированной поверхности отклика позволяет мгновенно получать выходные результаты с приемлемой точностью (в пределах 1...2 %, см. табл. 3) для практически неограниченного количества (десятков тысяч) вариантов расчёта со стохастическими вариациями входных параметров. Практика показывает, что, как правило, достаточно выбрать (путём анализа или экспертно) не более 4...5 наиболее значимых входных параметров для стохастического моделирования.

Остальные, менее и мало значимые входные параметры, которых может быть несколько десятков, рекомендуется моделировать традиционно детерминистски и консервативно в соответствии с руководством МАГАТЭ [10]. Этот ограничивающий приём обеспечивает некоторый умеренный консерватизм и позволяет избежать проблем создания и использования поверхностей отклика больших размерностей. Для детерминистского учёта неопределённостей пот-

| | | μ | σ | min | max |
|-----|-----------|-------------------------------|--------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| OFF | Real | $\mu_1 = 0$ | $\sigma_1 = 0,16$ | $\mu_1 - 3\sigma_1$ | $\mu_1 + 3\sigma_1$ |
| OFF | Shift_Cut | $\mu_1 + \frac{1}{2}\sigma_1$ | σ_1 | $\mu_1 - {}^{5}/_{8}\sigma_1$ | $\mu_1 + \frac{5}{2}\sigma_1$ |
| gl | Real | $\mu_2 = 0$ | $\sigma_2 = 3$ | $\mu_2 - 3\sigma_2$ | $\mu_2 + 3\sigma_2$ |
| gl | Shift_Cut | $\mu_2 + \frac{2}{3}\sigma_2$ | σ_2 | $\mu_2 + \frac{1}{3}\sigma_2$ | $\mu_2 + \frac{8}{3}\sigma_2$ |
| dT | Real | $\mu_3 = 0$ | $\sigma_3 = 7$ | $\mu_3 - 3\sigma_3$ | $\mu_3 + 3\sigma_3$ |
| dT | Shift_Cut | $\mu_3 + {}^6/_7\sigma_3$ | σ_3 | $\mu_3 + \frac{5}{7}\sigma_3$ | $\mu_3 + \frac{20}{7}\sigma_3$ |
| EP | Real | $\mu_4 = 1$ | $\sigma_4 = 0,025$ | $\mu_4 - 3\sigma_4$ | $\mu_4 + 3\sigma_4$ |
| EP | Shift_Cut | $\mu_4 - \frac{2}{5}\sigma_4$ | σ_4 | $\mu_4 - 2\sigma_4$ | $\mu_4 - \frac{2}{5}\sigma_4$ |

Таблица2. Показатели нормального распределения для четырёх значимых параметров и двух степеней консерватизма ("Real" и "Shift_Cut")
| N⁰ | Случайные величины четырёх значимых пара- метров OFF_ gl_ dT_ EP | <i>Tf_hot calc</i> . , °C | Tf_hot approx., °C | Δt, °C | $\Delta t/Tf_hot$ approx.,% |
|--------------------|--|---------------------------|-----------------------|---------|-----------------------------|
| 1 | 0,47_8_20_0,94 | 2 838 | 2 844 | 6 | 0,2 |
| 2 | $-0,1_4_{10}_{0,97}$ | 1 880 | 1 889 | 9 | 0,5 |
| 3 | $-0,1_8_20_0,94$ | 2 578 | 2 639 | 61 | 2,3 |
| 4 | 0,2_4_10_0,97 | 1 984 | 1 992 | 8 | 0,4 |
| 5 | 0,47_4_10_0,97 | 2 064 | 2 094 | 30 | 1,4 |
| 6 | 0,2_7_17_0,96 | 2 4 3 8 | 2 438 | 0 | 0,0 |
| 7 | 0,1_6.5_11_0,965 | 2 137 | 2 1 3 6 | - 0,7 | 0,0 |
| 8 | 0,2_6_10_0,97 | 2 073 | 2 086 | 13 | 0,6 |
| 9 | 0,2_8_20_0,94 | 2 720 | 2 742 | 22 | 0,8 |
| Среднее отклонение | | | | 16,5 °C | 0,7 % |

Таблица3. Типичные величины погрешности аппроксимации *Tf_hot* при варьировании четырёх параметров

вэльных энерговыделений с разумным консерватизмом можно рекомендовать вероятностный подход, описанный в [11].

Здесь применена квадратичная аппроксимация четырёхмерной поверхности отклика для выходного параметра Tf_hot . Параллельно разработана программа для случайного моделирования каждого из четырёх входных параметров по их распределениям в областях изменения на рис. 4. Выполнены до 90 тысяч статистических испытаний и вычислена критериальная температура Tf_hot (рис. 5, 6) с использованием полученной поверхности отклика.

5. Минимально необходимое количество ОР

Достаточное количество ОР СУЗ определяется следующим образом. Вероятность отказа АЗ на требование выражается формулой

 $P_EP_{fail} = P(stuck [M - K])P_{fail}.$ (4) В соответствии со стандартом [12] необходимо обеспечить её низкую величину по критерию

$$P_{EP_{fail}} \le 10^{-5}$$
. (5)

 $P(\text{stuck } [M - K]) - \text{вероятность застрева$ ния (N = M - K) ОР СУЗ. Она оцениваетсяанализом надёжности, выполняемым зарамками этой работы. Хотя вероятность застревания одного ОР обычно предполагается малой (P1~10⁻⁵), а вероятность *независимого* застревания NОР СУЗ крайне малой (менее 10⁻¹⁰ для N >(5...10) шт.), тем не менее были факты множественного застревания ОР СУЗ (порядка 20 шт.) на АЭС по общей причине.

В этой связи вероятность P(stuck [M - K]) должна быть постулирована консервативно высокой вплоть до 10^{-2} (что соответствует консервативно низкой надёжности системы АЗ, моделированной в ВАБ). Эти вероятности, ограничиваемые верхними пределами для обеспечения выполнения критерия (5), приведены в табл. 4.

Таблица4. Максимально допустимые вероятности множественного застревания ОР СV3 $m = 10\,000$ нит

| 01 C 3, m - 10 000 mi. | | | | | |
|------------------------|---------------------------|--|-----------------------|--|--|
| Level | <i>k /m</i> , отн. ед. | P(stuck[$M - K$]) = 10 ⁻⁵ /(1 – P), не более | | | |
| | | $P_{conf} \ge 0.95$ | $P_{conf} \ge 0,9999$ | | |
| Lev_0 | 0 | 3,3.10-2 | $1,0.10^{-2}$ | | |
| Lev_50 | 0,005 | 1,6·10 ⁻³ | $1,2.10^{-3}$ | | |
| Lev 350 | 0.035 | $2.5 \cdot 10^{-4}$ | $2,2.10^{-4}$ | | |

Следует заметить, что применение лобового решения задачи методом BEPU-GRS с ограниченным малым количеством статистических испытаний (на уровне Lev_0 и k = 0) из формулы (1) даёт в результате гораздо меньшие значения Р, чем в табл. 1: -m = 59 расчётов; $P_{conf} \ge 0,95$; P = 0,95 (<< 0,9997);

-m = 180 расчётов; $P_{conf} \ge 0,9999$; P = 0,95 (<< 0,9990).

В начальных попытках решения задачи автор делал именно так, проводя серию расчётов с m = 59...100 шт. по КОРСАР/ГП (со статистической обработкой по специальному коду ПАНДА [13]). При этом из-за низких значений Р анализ надёжности должен обосновать весьма низкую вероятность P(stuck [M - K]) $\leq (10^{-5}/(1 - P)) = 2,0^{-1}0^{-4}$ множественного застревания ОР СУЗ, т.е. гораздо меньшую, чем 10^{-2} .

Однако это может быть проблематично и, по крайней мере, неконсервативно в сравнении с более высокими вероятностями Р из табл. 4.

Количество неблагоприятных вариантов в зависимости от числа сработавших ОР СУЗ при варьировании полного количества *M* ОР СУЗ представлено на рис. 7. Количество *m* статистических испытаний равно 10 000 шт.

Допустимое количество застрявших ОР в зависимости от полного количества ОР, представленное на рис. 8, определено с помощью рис. 3, чтобы соответствовать кри-



Рис. 7. Число *k* неблагоприятных вариантов в зависимости от количества *K* упавших ОР при варьировании полного количества *M* OP: а) первый критерий отказа, б) второй критерий отказа

терию (5).

Характерные примеры наиболее неблагоприятных комбинаций застрявших ОР СУЗ без достижения ПАЗ показаны на рис. 9. Выбраны критические максимально допустимые компактные группы из трёх и четырёх ОР СУЗ, которые застряли в аварийном секторе активной зоны. Можно заключить, что компактное застревание трёх-четырёх ОР СУЗ допустимо (по второму критерию отказа) для ВВЭР-1000 с 61 ОР СУЗ.

Размещение различных количеств ОР СУЗ в активной зоне ВВЭР-1000 показано на рис. 10. Для анализов ЗПА 49 ОР СУЗ в основном могут быть достаточны (рис. 8б) для безопасности действующих ВВЭР-1000 даже при застревании 7 ОР СУЗ, если веро-ятность их застревания мала (т.е. не более $(2,2...2,5)\cdot10^{-4}$, см. табл. 4), но при застревании только одного ОР СУЗ, если вероятность велика (но не более $(1,0...3,3)\cdot10^{-2}$).

Аналогично для ВВЭР-1000 с 61 ОР СУЗ консервативные застревания от 7 до 20 ОР СУЗ (с различными вероятностями застревания) будут допустимыми.



Рис. 8. Допустимые количества *М* – *К* зависших ОР в зависимости от полного количества *М* ОР: а) первый критерий отказа, б) второй критерий отказа



Рис. 9. Примеры наиболее неблагоприятных компактных конфигураций OP, застрявших в аварийном квадранте активной зоны (выделены) без реализации ПАЗ: а) первый критерий отказа, *K* = 64 шт. из *M* = 76 OP; б) второй критерий отказа, *K* = 42 шт. из *M* = 61 OP



И – 70 шп.Рис. 10. Размещение разных количеств ОР СУЗ в активной зоне ВВЭР-1000

Эти запасы, по сути, сформировали базис для подтверждения достаточности 61 ОР СУЗ при обосновании форсирования мощности и увеличения длительности кампании действующих ВВЭР-1000 в проекте "18 месяцев – 104 % *N*_{ном}", внедрённом недавно на Российских АЭС и внедряемом на зарубежных ВВЭР-1000.

При более консервативном подходе и повышенной мощности проектов АЭС-2006 и ВВЭР-ТОИ минимально достаточными будут 76 ОР СУЗ с допустимым застреванием 13-14 ОР СУЗ (с малой вероятностью $(2,2...2,5)\cdot10^{-4}$) и только 3 ОР СУЗ (с большой вероятностью $(1,0...3,3)\cdot10^{-2}$).

Заключение

1. Суть гармонизации детерминистского и вероятностного подходов к обоснованию безопасности состоит в сближении методологии выбора степени консерватизма в детерминистских, стохастических и комбинированных методах анализа ПА и ЗПА. Разработан комбинированный подход, совмещающий детерминистские и вероятностные методы для определения необходимого количества ОР СУЗ в реакторах.

2. Новый подход даёт возможность найти приемлемое решение задачи (с высоким уровнем доверия), которое включает 5 конкурирующих условий:

(1) низкое нормативное значение вероятности отказа АЗ на требование;

(2) консервативно большое значение вероятности множественного застревания OP; (3) умеренное количество ОР СУЗ в активной зоне;

(4) улучшенный мониторинг энерговыделения в активной зоне с центральным расположением ДПЗ внутри ТВС;

(5) улучшение технических характеристик (форсирование мощности, гибкий топливный цикл и т.д.) и безопасности.

3. Новый подход включает метод определения критериев успеха АЗ при застревании нескольких ОР СУЗ. Ранее, до 2008 г., критерии успеха АЗ для ВАБ вычислялись с помощью стационарных реакторных кодов типа БИПР-7 с применением концепции ТПК, которую ныне нецелесообразно использовать, так как она стала сверхконсервативной и устаревшей. ТПК не может служить адекватным критерием в переходном режиме с неравномерными распределениями параметров. Вместо критерия ТПК следует применять топливные критерии безопасности по локальным параметрам.

4. Разработан модифицированный метод BEPU-GP как улучшение более прямого, но более затратного метода BEPU-GRS, который обязывает выполнять вычисления по системному коду для каждого статистического испытания. Это улучшение позволяет преодолеть ограничения по времени вычисления для больших серий вариантных расчётов и получить оптимальное решение многофакторной целевой задачи по п. 2.

5. Для широкого диапазона количества ОР СУЗ в активной зоне типа ВВЭР-1000 (от минимальных 49 ОР на блоке 1 Южно-Украинской АЭС до максимальных 121 ОР на АЭС-2006) получена информация по допустимым количествам застрявших ОР СУЗ в зависимости от надёжности СУЗ (т.е. от вероятности застревания различных количеств ОР – см. параметр Level в табл. 4 и на рис. 7, 8). Показана также существенная зависимость от уровня знания и точности моделирования процессов и явлений (т.е. от выбора более консервативного (первого) или менее консервативного (второго) критерия отказа).

В том числе продемонстрировано весьма сильное влияние по сути user-эффекта при экспертном выборе показателей статистических распределений входных параметров на функции распределения выходных параметров. Это влияние выражается сотнями градусов в распределении *Tf_hot*.

6. Анализ выполнен по коду КОРСАР/ ГП на примере режима MLSB, который является определяющим для проектной основы системы АЗ. Традиционные топливные критерии использованы как критерии ПАЗ. Также разработаны программные средства для стохастического моделирования необходимых параметров.

Обосновано низкое значение вероятности отказа АЗ на требование – менее чем 10⁻⁵ (в соответствии с Российским стандартом [12]) – для активной зоны типа ВВЭР-1000 с различными количествами ОР СУЗ. Целесообразность консервативного распространения полученных критериев успеха АЗ к другим режимам можно проанализировать отдельно.

7. Изложенные предложения могут быть использованы в Риск-информативном подходе к процессу принятия решения не только по размещению ОР СУЗ и каналов ДПЗ в активной зоне новых ВВЭР, но также и к процессу принятия решений о допустимом повышении мощности и других параметров действующих ВВЭР. Этот подход позволяет принять обоснованное решение о возможности продолжения эксплуатации при нарушениях в системе АЗ.

В перспективе просматривается возможность расширения разработанного подхода не только для системы АЗ, но и для определения проектных основ других систем безопасности. Новый подход с использованием метода BEPU позволит оперативно и с меньшими затратами решать задачи по выявлению имеющихся запасов до повреждения топлива.

8. Для снижения неопределённостей следует применять наиболее точные методы и расчёты с использованием современных вычислительных средств, а также усовершенствованные измерения на действующих энергоблоках и экспериментальных стендах, в частности, измерения перемешивания теплоносителя [14...16].

Сокращения

АЗ – аварийная защита

- АЭС атомная электростанция
- ВАБ вероятностный анализ безопасности
- ВВЭР водо-водяной энергетический реактор
- ГЦН главный циркуляционный насос
- ДАБ детерминистский анализ безопасности
- ДПЗ детектор прямого заряда
- ЗПА запроектная авария
- МНТК международная научно-техническая конференция
- НУЭ нормальные условия эксплуатации
- ОР орган регулирования
- ПА проектная авария
- ПАЗ повреждение активной зоны
- СУЗ система управления и защиты
- ТВС тепловыделяющая сборка
- ТПК температура повторной критичности

BE – Best Estimate (реалистический)

BEPU – Best Estimate Plus Uncertainty (реалистический с учётом неопределённостей)

ВЕРU-GP – метод ВЕРU, модифицированный автором в ОКБ "ГИДРОПРЕСС"

BEPU-GRS – метод BEPU, разработанный в GRS (Gesellshaft fur Anlagen und Reaktorsicherheit, Германия)

ВОТ –нижняя половина активной зоны

CSAU – Code Scaling, Applicability and Uncertainty (масштабирование, пригодность, неопределённость)

EP – Emergency Protection (A3)

Failure – отказ

IAEA – International Atomic Energy Agency Lev – Level (уровень)

MSLB – Main Steam Line Break (разрыв паропровода)

PDF – Probabilistic Distribution Function (вероятностная функция распределения)

"Real" – нормальное статистическое распределение

RIA – Reactivity Initiated Accident (авария с вводом реактивности)

"Shift_Cut" – нормальное статистическое распределение, сдвинутое и с обрезанными краями Stuck – застревание

ТОР – верхняя половина активной зоны

User-эффект – субъективный эффект от действий конкретного пользователя

Обозначения

DNBR – departure from the nucleate boiling ratio (запас до кризиса кипения)

М – полное количество ОР СУЗ в активной зоне, шт.

т – количество статистических испытаний, шт.

К-количество упавших ОР СУЗ, шт.

N – количество ОР СУЗ, застрявших в крайнем верхнем положении (N = M - K), шт.

 OFF^{0} – исходное стационарное значение аксиального офсета мощности (ТОР – ВОТ)/

 $(TOP + BOT) \cdot 100, \%$

Р – вероятность

 P_{conf} – доверительная вероятность

P_EP_{fail} – вероятность отказа АЗ

 P_{fail} – допустимая вероятность неуспеха на множестве *m* стохастических вариантов, при котором требуемое значение P_{conf} обеспечивается Ql_hot – максимальная линейная мощность в

Qi_noi – максимальная линеиная "горячем канале", Вт/см

 T_{melt} – температура плавления топлива, °C μ – математическое ожидание для нормального

распределения

 σ^2 – дисперсия для нормального распределения

Список литературы

1. Пономаренко Г.Л. Новый концептуальный подход для определения минимально достаточного количества ОР СУЗ в ВВЭР. Сб. докладов (CD) на 7^{-й} МНТК "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР". Подольск, май 2011 г.

2. *Ponomarenko GL*. Assessment of Reasonable Quantity of Control Rods in WWERs Using the Uncertainties Quantification. IAEA PROJECT RER/9/095. Regional Technical Meeting on Quantification of Safety Margins. Hungarian Atomic Energy Agency. CD Proceedings, Budapest, Hungary, 9-13 May 2011.

3. Пономаренко Г.Л., Рыжов С.Б., Быков М.А., Ермаков Д.Н. Новый концептуальный подход к определению минимально достаточной эффективности аварийной защиты ВВЭР // ВАНТ. Сер. Обеспечение безопасности АЭС, 2006, вып. 13, с. 27–41.

4. Пономаренко Г.Л., Быков М.А., Мохов В.А., Васильченко И.Н., Беркович В.Я., Щекин И.Г. Анализ наиболее значимых реактивностных аварий при модернизации РУ ВВЭР-1000. Сб. докладов (CD) на 6^{-й} МНТК "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР" в ОКБ "ГИДРО-ПРЕСС". Подольск, 26-29 мая 2009 г.

5. Артёмов В.Г., Гусев В.И., Гудошников А.Н., Коротаев В.Г., Мигров Ю.А., Данилов И.Г. Развитие, тестирование и верификация второй базовой версии кода КОРСАР с пространственной кинетикой нейтронов для обоснования безопасности реакторов типа ВВЭР. Сб. докладов (CD) на 4^{-й} МНТК "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР" в ОКБ "ГИДРОПРЕСС". Подольск, 23-26 мая 2005 г.

6. Василенко В., Мигров Ю., Волкова С., Коротаев В., Данилов И. Опыт разработки и основные характеристики теплогидравлического кода нового поколения КОРСАР // Теплоэнергетика, 2002, вып. 11, с. 11–16.

7. Василенко В., Драгунов Ю., Мигров Ю., Коротаев В., Данилов И. Теплогидравлический код КОРСАР. Состояние развития и опыт эксплуатации. Сб. докладов (CD) на 3^{-й} МНТК "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР" в ОКБ "ГИДРОПРЕСС". Подольск, 26-30 мая 2003 г.

8. *Best Estimate* Safety Analysis for Nuclear Power Plants: Uncertainty Evaluation. IAEA Vienna, 2009. (Safety reports series, No. 52, SRS-52).

9. *Ponomarenko GL., Ryzhov S.B., Bykov M.A., Moskalev A.M.* Use of BEPU technique for analyses of BDBAs with cooling in WWER-1000. ICO-NE17-75537. CD Proc. of the 17th Int. Conf. on Nucl. Eng. ICONE17, July 12-16, 2009, Brussels.

10. *IAEA* Safety Standards for protecting people and the environment. DSA for Nuclear Power Plants, Specific Safety Guide No. SSG-2, IAEA, Vienna (2009).

11. Пономаренко Г.Л., Быков М.А., Подишоякин А.К. Моделирование детализированных распределений мощности в активной зоне ВВЭР для анализов безопасности // Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 5, с. 339–344.

12. *Государственный стандарт.* Реакторы ядерные энергетические. Общие требования к системе управления и защиты. ГОСТ 26843-86. Госкомитет СССР по стандартам. Издание официальное, 1986.

13. Владимиров А.В., Грановский В.С., Гудошников А.Н., Данилов И.Г., Донченко Д.Н., Коротаев В.Г., Мигров Ю.А. Анализ неопределённостей при численном моделировании аварийных режимов ВВЭР с помощью ПК ПАН-ДА/КОРСАР. Тезисы докладов межвед. семинара ТЕПЛОФИЗИКА-2008, с. 160 (15-17 октября 2008 года, г. Обнинск).

14. Беркович В.Я., Пономаренко Г.Л., Никитенко М.П., Быков М.А., Манаков В.Н. Новый метод и результаты экспериментального исследования перемешивания теплоносителя на действующем энергоблоке ВВЭР-1000 АЭС "Бушер" с участием штатного комплекса систем мониторинга // ВАНТ. Сер. Обеспечение безопасности АЭС, 2012, вып. 31, с. 91–102.

15. *Ponomarenko G.L., Berkovich V.Ja., Bykov M.A.* New method of coolant mixing studies at the operating WWER-1000 units. Proc. of the 21st Int. Conf. on Nuclear Engineering ICONE21-15251. July 29-August 2, 2013, Chengdu, China.

16. Пономаренко Г.Л., Быков М.А., Беркович В.Я. Новый метод исследования перемешивания теплоносителя на действующих энергоблоках ВВЭР // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2014, вып. 4, с. 56-65.

Контактная информация –

Пономаренко Григорий Леонидович, гл. специалист, тел.: +7(916)544-99-37, e-mail: ponomarenko.grigori@grpress.podolsk.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 66–78.

УДК 539.142

Измерение изомерных отношений в фотоделении ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu

И.Н. Вишневский, В.А. Желтоножский, А.Н. Саврасов, В.П. Хоменков,

Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680, Киев, проспект Науки, 47, *В.А. Плюйко, Е.П. Ровенских*,

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, 03022, Киев, пр-т Акад. Глушкова, 2

Поступила в редакцию НИЦ КИ 26.11.2014 г.

Измерены изомерные отношения выходов для продуктов фотоделения ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu тормозными γ -квантами с граничной энергией 18 МэВ. Получены новые данные для выходов изомерных пар ядер ¹³¹Te, ¹³²Sb, ¹³²I, ¹³³Te, ¹³⁴I, ¹³⁵Xe. Изомерные отношения вычислялись с вычетом вклада от β -распада изобарных ядер в выходы исследуемых изотопов. Определены средние угловые моменты исследуемых фрагментов деления в рамках статистической модели распада.

Ключевые слова: фотоделение, метод изомерных отношений, средние угловые моменты ядер.

Investigation of Isomeric Ratios in Photofission Reaction on ²³⁵U, ²³⁷Np and ²³⁹Pu. I.N. Vishnevskiy, V.A. Zheltonozhskiy, A.N. Savrasov, V.P. Khomenkov, Institute for Nuclear Research of the NAN Ukraine, 47, Nauka Prospect, Kyiv, 03680, V.A. Pliuyko, E.P. Rovenskikh, Taras Shevchenko Kyev National University, 2, Acad. Glushkov Prospect, Kyiv, 03022.

Isomeric yield ratios for photofission fragments of ²³⁵U, ²³⁷Np and ²³⁹Pu with end point energy of bremsstrahlung 18 MeV were measured. The new data for isomeric yield ratios for ¹³¹Te, ¹³²Sb, ¹³²I, ¹³³Te, ¹³⁴I, ¹³⁵Xe nuclei were obtained from the calculations. The contributions to the isomeric yield ratios for given nuclide produced by β -decay from nuclei of parent isobaric chain were removed. Average angular momenta of studied nuclei were also determined by a statistical model analysis.

Key Words: Photofission, Method of Isomeric Ratios, Average Angular Momentum of Atomic Nuclei.

Введение

Измерение изомерных отношений сечений образования высоко- и низкоспиновых радиоактивных состояний (выходов) одного и того же осколка деления – один из основных методов получения информации об их средних угловых моментах. Наиболее доступны для изучения ядра, близкие к магическим с $A \sim 90$, $Z \sim 40$, $N \sim 50$ и $A \sim 132$, $Z \sim 50$, $N \sim 82$. В этих ядрах образуются изомерные и основные радиоактивные со-

стояния за счёт подоболочек, различающихся значительно по квантовым числам $(p_{1/2}; g_{9/2}) - до N = 50; s_{1/2}; d_{3/2}; h_{11/2} - вблизи$ N = 82 (рис. 1).

Данные об изомерных отношениях продуктов деления также необходимы для решения ряда прикладных задач ядерной и радиационной физики. В частности, ядра вдали от линии β -стабильности часто имеют изомерные пары с $T_{1/2}$, отличающимися на порядок и более. При этом данные о распадах ядер с $T_{1/2} > 10$ с доступны для



Рис. 1. Схемы распадов исследуемых ядер-фрагментов деления

измерения одиночных γ -спектров, в то время как ядра с $T_{1/2}$ ~ мс изучать очень сложно.

Используя величины изомерных отношений и данные о γ -спектрах долгоживущего изомера, можно оценивать вклад короткоживущих изомеров, что является очень важной информацией при изучении массовых распределений осколков деления. Нами проводится изучение средних угловых моментов осколков фотоделения при различных граничных энергиях тормозных γ -квантов [1...3].

В данной работе представлены результаты исследования фотоделения в нечётных трансурановых нуклидах ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu при граничной энергии облучения 18 МэВ. Выбор такой энергии обусловлен тем, что в этой области ожидается максимальный выход реакции (γ , *nf*) и эта энергия ниже порога реакции (γ , 2*nf*) на этих ядрах.

1. Методика и экспериментальные результаты

Предваряя наши исследования, хотелось бы отметить, что в ранее выполненных исследованиях изомерных отношений использовалась в основном радиохимическая методика [4, 5]. Как известно, при делении одновременно происходит образование осколков деления, имеющих изомерные состояния, и изобарных ядер, которые также заселяют изучаемые изомеры (рис. 1). Во многих случаях заселение за счёт подпитки от изобарных ядер превышает прямое заселение изомеров за счёт деления.

В этом случае невозможен корректный учёт подпитки исследуемых изомерных пар, так как в зависимости от времени проведения радиохимического выделения данного изотопа, которое очень сложно контролировать, будет изменяться доля подпитки за счёт β -распада изобарных ядер. Кроме того, в этой методике не учитывается подпитка данного ядра за счёт изобарного во время облучения.

При соизмеримых временах облучения и периодах полураспада исследуемых ядер эта величина может значительно превы-

шать вероятность возбуждения данного изомера за счёт деления. Поэтому в наших исследованиях измерение γ-спектров проводилось непосредственно после облучения без радиохимического выделения с целью определения вклада за счёт распада изобарных ядер и от прямого заселения изомерных пар при делении.

Для схем распада (рис. 1) составлены системы дифференциальных уравнений в общем виде

$$dN_{g}/dt = Y_{g}\theta(T) +$$

$$+p\lambda_{m}N_{m}(t) + p_{B,g}\lambda_{B}N_{B}(t) - \lambda_{g}N_{g}(t);$$

$$dN_{m}/dt = Y_{m}\theta(T) + p_{B,m}\lambda_{B}N_{B}(t) - \lambda_{m}N_{m}(t);$$

$$dN_{B}/dt = Y_{B}\theta(T) - \lambda_{B}N_{B}(t);$$

$$Y_{i} = N\int\sigma_{i}(E)\Phi(E)dE, \ T = t_{ofn} - t, \qquad (1)$$
где $N_{g}(N_{m}, N_{B})$ - активность, $\lambda_{g}(\lambda_{m}, \lambda_{B})$ -

постоянная распада, $\sigma_g(\sigma_m, \sigma_B)$ – сечение заселения, $Y_g(Y_m, Y_B)$ – выход основного (соответственно изомерного и родительского) состояния, p_i – доля распада изомерного и материнского ядра; р – вероятность вылета γ -кванта некоторой мультипольности, N – количество ядер делящегося вещества, $\Phi(E)$ – поток налетающих гамма-квантов, $\theta(T)$ – тета-функция, $\theta(T < 0) = 0$, $\theta(T \ge 0) = 1$.

После интегрирования по временам облучения $t_{\text{обл}}$, выдержки $t_{\text{охл}}$ и измерения t_{изм} получены общие выражения для изомерного отношения Y_m / Y_g выходов, выраженные через площади фотопиков $N_i/(\varepsilon_i f_i)(\varepsilon_i - эффективность регистрации,$ f_i – абсолютные эффективности γ-переходов), i = g, m, B. Определив из спектров площади фотопиков у-переходов каждого состояния, вычисляли значения изомерных отношений. Ошибки измерения зависят от статистических ошибок и ошибок измерения энергетической зависимости эффективности спектрометров.

Для измерений применялись мишени из 235 U, 237 Np и 239 Pu, обогащённые изотопами 90 % 235 U (10 % 238 U), 100 % 237 Np и 95,5 %

²³⁹Pu (4,5 % ²⁴⁰Pu) весом 514, 853 и 400 мг, соответственно. Мишени упакованы в контейнеры из нержавеющей стали и облучались γ-квантами тормозного спектра электронов микротрона М-30 с максимальной энергией 18 МэВ (ИЭФ НАНУ). Так как в качестве тормозной мишени использовалась тонкая Та-мишень, спектр тормозного излучения имел вид спектра Шиффа. Облучение проводилось в течение 5...10 мин и через 15...20 с начинались измерения на Ge -спектрометрах. Через каждые 60 с спектры записывались в течение всего времени измерения, составлявшего 1...2 часа.

В измерениях применялись спектрометры на базе Ge-детекторов с разрешением 1,8 кэВ для γ-линии 1 330 кэВ ⁶⁰Co. Для обработки спектров использовался пакет программ Winspectrum [6]. Анализ спектров проводили, выбирая различные продолжительности пауз и времени измерений. Надёжно выделены γ-переходы исследуемых ядер. Характерные спектры продуктов фотоделения ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu приведены на рис. 2.

Из этих данных вычислялись экспериментальные значения изомерных отношений выходов с вычетом вклада от β-распада изобарных ядер в выходы исследуемых изомерных пар.

Сложность проведения эксперимента состояла в большой массе исследуемых мишеней из ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu. Данные мишени герметично упакованы в различные контейнеры из нержавеющей стали, из-за чего нельзя было точно зафиксировать геометрию применявшихся образцов, вследствие чего невозможно было использовать внешние калибровочные источники.

Кроме того, приходилось применять фильтры, частично уменьшающие интенсивность γ -переходов в низкоэнергетической области. Поэтому нами для калибровки использовались как собственные γ -переходы после α -распада ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu, так и γ -переходы долгоживущих осколков деления,



Рис. 2. Характерные спектры продуктов фотоделения для: a) ²³⁵U, б) ²³⁷Np, в) ²³⁹Pu

для которых имеется информация об интенсивностях γ-переходов в одном и том же ядре.

Калибровка спектрометра по эффективности регистрации проводилась с использованием продуктов распада таких осколков деления: ¹⁰¹Mo, ¹⁰¹Tc, ¹³⁰Sb, ¹³⁴I, ¹³⁴Te, ¹³⁸Xe, ¹³⁸Cs. Форма кривой эффективности описывалась выражением [7]

$$\ln \varepsilon(E) = \sum_{j=0}^{m} a_{j} (\ln E)^{j} . \qquad (2)$$

Для определения вектора **a** параметров кривой этим выражением подгонялись экспериментально определённые значения логарифма эффективности регистрации γ-линий перечисленных выше изотопов. Однако, поскольку соотношение этих изотопов нам неизвестно, для его учёта следует ввести дополнительный вектор **b** параметров. Таким образом, необходимо минимизировать функцию [6]

$$S(\mathbf{a},\mathbf{b}) = \sum_{i=1}^{N} \sum_{k=1}^{n_i} w_{ik} \left(\sum_{j=0}^{m} a_j (\ln E_{ik})^j - b_i \varphi_{ik} \right)^2, (3)$$

где N – число изотопов, n_i – число линий *i*го изотопа, b_i – весовой коэффициент *i*-го изотопа, E_{ik} – энергия *k*-й линии *i*-го изотопа, φ_{ik} – логарифм отношения измеренной и табличной интенсивностей *k*-й линии *i*-го изотопа. Коэффициенты w_{ik} обратно пропорциональны сумме квадратов относительных погрешностей измеренной и табличной интенсивностей линии. Весовой коэффициент b_1 первого изотопа полагается равным единице.

Дифференцируя по **a**, **b** и приравнивая производные к нулю, получаем систему линейных уравнений

$$\mathbf{M}\begin{pmatrix}\mathbf{a}\\\mathbf{b}\end{pmatrix} = \mathbf{Y},\tag{4}$$

из которой определены параметры a_j калибровки и относительные активности b_i изотопов. На рис. З приведены кривые относительной эффективности для ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu.

В данной работе нас интересовало отношение эффективностей регистрации $\eta = \epsilon_k/\epsilon_l$ для двух различных энергий E_k и E_l . Погрешность этого отношения существенно ниже погрешностей отдельно взятых коэффициентов эффективности. Так, относительная погрешность $\delta\eta$ будет равна абсолютной погрешности $\Delta(\ln\eta)$ [6]

$$\Delta \ln \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_l} = \sqrt{S_0 \sum_{i,j=0}^m M_{ij}^{-1} \left[(\ln E_k)^i - (\ln E_l)^i \right] \times \left[(\ln E_k)^j - (\ln E_l)^j \right]}, \quad (5)$$

где S_0 – минимизированное значение; M_{ij}^{-1} – элементы матрицы, обратной матрице **М**



Рис. 3. Относительная эффективность регистрации у-переходов продуктов деления ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu

(4). Легко видеть, что погрешность отношения η будет тем меньше, чем ближе друг к другу находятся энергии E_k и E_l . Эта погрешность также существенно уменьшается из-за взаимной корреляции параметров **а** калибровки.

Полученные значения изомерных отношений выходов приведены в табл. 1, где для сравнения даны величины изомерных отношений при фотоделении γ-квантами с граничной энергией 9,8 МэВ.

2. Обсуждение

Из полученных значений Y_m/Y_g (табл. 1) можно извлечь значения средних угловых моментов $\overline{J}(\hbar)$ фрагментов деления. Для этого процесс девозбуждения ядра, который приводит к заселению основного и изомерного состояний, описывается статистической моделью, предложенной в [3], которая является является обобщением модели Хоизенги – Ванденбоша [8, 9]. Начальное распределение заселённости состояний служит входным параметром этой модели и определяет значение изомерных отношений.

В расчётах использовалось распределение вероятности заселения состояний в осколках деления в соответствии с [5]

 $P(J) = 2\rho(E^*, J)\exp(-\beta E^* - \lambda J),$ (6) где ρ – плотность уровней; E^* и J – соответственно энергия возбуждения и угловой момент ядра; β , λ – параметры.

Средние угловые моменты фрагментов деления связаны с распределением вероятности заселения состояний соотношением

$$\overline{J} = \sum_{j} J P(J) / \sum_{j} P(J) . \quad (7)$$

На основе параметров вероятности заселения состояний с применением соотношения (7) определены средние угловые моменты \overline{J} . Значения \overline{J} , извлечённые из экспериментальных значений изомерных отношений для различных осколков, приведены в табл. 2.

Таблица2. Значения \overline{I}

| средних угловых моментов | J |
|--------------------------|----|
| изучаемых осколков делен | ИЯ |

| Ядро | ²³⁵ U | ²³⁷ Np | ²³⁹ Pu |
|-------------------|------------------|-------------------|-------------------|
| ¹³¹ Te | 5,2(2) | 5,0(2) | 5,4(2) |
| ¹³² Sb | 7,5(2) | 7,2(2) | 7,5(5) |
| 132 I | 8,9(3) | 8,6(3) | 8,5(2) |
| ¹³³ Te | 7,2(2) | 7,5(2) | 7,3(2) |
| 134 I | 7,3(2) | _ | 8,0(3) |
| ¹³⁵ Xe | 2,3(1) | 2,2(1) | 2,5(1) |

Значения \overline{J} определены с погрешностью ± (0,5...1) \hbar [10]. Несмотря на то, что погрешности в величинах изомерных выходов во многих случаях довольно большие из-за того, что величины средних угловых моментов являются экспоненциальными параметрами, погрешности в величинах средних угловых моментов существенно меньше. Однако, поскольку нам неизвестно начальное число нейтронов, возможна систематическая погрешность в 0,5 \hbar .

При облучении ²³⁸U тормозными γ -квантами с граничной энергией меньше 10 МэВ [10] фотоделение происходит только по каналу (γ , f), а при энергиях больше 12 МэВ в фотоделении участвуют два канала: (γ , f) и (γ , nf). Из сравнения данных для изотопов урана и плутония видно, что для всех измеренных пар, кроме ^{135m,g}Xe, изомерные отношения для реакции (γ , f) меньше в

| | | DDIAC | дов ядер | 10, 50, | 1, 10, | 1, 110 | |
|--|-------------------|------------------|-----------|-------------------|---------|-------------------|----------|
| | Ядро | ²³⁵ U | | ²³⁷ Np | | ²³⁹ Pu | |
| | | 18 МэВ | 9,8 МэВ | 18 МэВ | 9,8 МэВ | 18 МэВ | 9,8 МэВ |
| | ¹³¹ Te | 2,6(5) | — | 1,9(3) | _ | 3,2(6) | 0,44(5) |
| | 132 Sb | 1,46(22) | 0,58(6) | 1,01(12) | _ | 1,48(16) | 4,5(15) |
| | 132 I | 2,2(4) | _ | 0,95(15) | - | 0,51(6) | _ |
| | ¹³³ Te | 4,3(3) | 2,3(3) | 9,0(9) | 1,8(2) | 5,3(3) | 2,6(3) |
| | 134 I | 0,58(9) | 0,49(5) | _ | 2,7(2) | 1,26(25) | 0,96(10) |
| | ¹³⁵ Xe | 0,056(7) | 0,142(14) | 0,041(6) | 0,18(2) | 0,066(7) | 0,42(4) |

Таблица1. Экспериментальные значения^{*)} изомерных отношений выходов ядер¹³¹ Те, ¹³² Sb, ¹³² I, ¹³³ Те, ¹³⁴ I, ¹³⁵ Хе

^{*)}В скобках обозначены погрешности для последних (после запятой) значащих цифр

среднем в 1,5...2 раза, чем для реакции (γ , f) + (γ , nf) (табл. 1). Из этих данных можно сделать вывод о влиянии эффектов спаривания и возможного возрастания величины изомерных отношений с ростом энергии.

Ещё больше различий мы видим в значениях изомерных отношений ^{135m,g}Хе для ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu. Такое систематическое поведение изомерных отношений объяснить обычными статистическими процессами очень сложно, так как вклад вносимой энергии (18 МэВ) незначителен на фоне энергии, выделяемой при делении (~ 200 МэВ). Для объяснения необходимо увеличить вклад симметричного канала деления или рассмотреть возможность значительно-ΓО увеличения доли предделительных нейтронов.

В этом случае всегда можно скомбинировать вылет при соответствующей деформации нейтронов из подоболочек с большими или малыми угловыми моментами. К сожалению, других данных о (γ , f)-канале на нечётных по Z ядрах нет кроме работы [11], где изучались изомерные отношения выходов в диапазоне энергий 12...70 МэВ. Изомерные отношения измерены только для ^{131m,g}Te ($Y_m/Y_g \sim 0,6$ во всём диапазоне энергий). Однако, эти исследования проводились с использованием радиохимической методики, которая, как обсуждалось выше, имеет ряд недостатков по сравнению с прямым методом измерений γ -спектров.

Заключение

Получены экспериментальные значения изомерных отношений выходов осколков деления ¹³¹Te, ¹³²Sb, ¹³²I, ¹³³Te, ¹³⁴I, ¹³⁵Xe для ²³⁵U, ²³⁷Np и ²³⁹Pu в (γ , f) + (γ , nf)-реакциях при граничной энергии 18 МэВ тормозных γ -квантов. Обнаружено влияние нечётных и чётно-чётных эффектов в делящихся системах.

Список литературы

1. Вишневский И.Н., Давидовская О.И., Желтоножский В.А., Саврасов А.Н. Исследование фотоделения ²³²Th и ²³⁸U // Изв. РАН. Сер. физическая, 2009, т. 73, № 6, с. 782–785. 2. Бесшейко О.А., Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Каденко И.Н., Мазур В.М., Плюйко В.А., Стрильчук Н.В. Изомерные отношения и средние угловые моменты для продуктов фотоделения ²³⁸U и ²³⁷Np. Там же, 2005, т. 69, № 5, с. 658 –662.

3. Vishnevskiy I.N., Zheltonozhskiy V.A., Savrasov A.N., Rovenskikh E.P., Pliuyko V.A., Davidovskaya O.I., Gorbachenko A.N. Isomer yield ratios of ¹³³Te, ¹³⁴I, ¹³⁵Xe in photofission of ²³⁵U with 17 MeV bremsstrahlung // Nuclear Physics and Atomic Energy. 2014. V. 15. P. 111–118.

4. *Aumann D.C., Guckel W., Nirschl E. and Zeising H.* Independent isomeric yield ratio of ¹⁴⁸Pm in fission of the moderately excited ²³⁶U compound nucleus as a measure of fragment angular momentum // Physical Review C. 1977. Vol. 16. No. 1. P. 254–265.

5. *Ford G.P., Wolfsberg K. and Erdal B.R.* Independent yields of the isomers of ¹³³Xe and ¹³⁵Xe for neutron-induced fission of ²³³U, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, and ²⁴²Am^m. Ibidem. 1984. Vol. 30. No. 1. P. 195–213.

6. *Хоменков В.П.* Исследование атомно-ядерных эффектов в процессе внутренней конверсии гамма-лучей: Автореф. дисс. на соиск. учёной степ. к. ф.-м. н. Киев, 2003.

7. *Debertin K., Helmer R.G.* Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors. Amsterdam, Elsevier Science Publishers B.V., 1988.

8. *Huizenga J.R., Vandenbosh R.* Interpretation of isomeric cross-section ratios for (n, γ) and (γ, n) reactions // Physical Review. 1960. V. 120. No. 4. P. 1305–1312.

9. *Vandenbosh R., Huizenga J.R.* Isomeric Cross-Section Ratios for Reactions Producing the Isomeric Pair^{197,197m}Hg. Ibidem. P. 1313–1319.

10. *Wagermas C*. The nuclear fission process. 1 edition. Boca Raton.: CRC Press Inc., 1991.

11. *Jacobs E., Thierens H., De Frenne D.* Product yields for the photofission of ²³⁸U with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-MeV bremsstrahlung // Physical Review. 1979. Vol. 19, No. 2. P. 422–432.

Контактная информация – Ровенских Евгений Павлович, аспирант, р. т.: +(1038-044)383-34-48, e-mail: junni@ukr.net

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2015, вып. 1, с. 79–84.

Содержание выпусков сборника "Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов" в 2014 г.

СОДЕРЖАНИЕ ВАНТ-2014-1,2

| Семидоцкий И.И., Орешин С.В., Свиязов А.А. Идентификация динамических характеристик |
|--|
| аппаратурного комплекса измерения реактивности реактора ВК-50 при использовании им- |
| пульсных каналов контроля нейтронной мощности5 |
| Лебедев Г.В. Измерения нейтронной мощности реактора в абсолютных единицах10 |
| Чукбар Б.К. Верификация статистического метода CORN моделирования микротоплива для |
| случаев повышенного содержания зёрен15 |
| Буколов С.Н. VEGA – программа для расчётов нейтронно-физических характеристик реакто- |
| ра в процессе выгорания топлива методом Монте-Карло |
| Глушков Е.С., Глушков А.Е., Зимин А.А., Капитонова А.В., Компаниец Г.В., Петрушенко |
| Р.П. Возможность представительных петлевых испытаний твэлов малогабаритных быстрых |
| реакторов в каналах исследовательских реакторов на тепловых нейтронах |
| Невиница В.А., Дудников А.А., Бландинский В.Ю., Баланин А.Л., Алексеев П.Н., Титарен- |
| ко Ю.Е., Батяев В.Ф., Павлов К.В., Титаренко А.Ю. Методика и результаты расчётов рав- |
| новесного изотопного состава демонстрационного подкритического жидкосолевого реакто- |
| pa44 |
| Фролов А.А. Исследование особенностей гидродинамики и теплообмена полостной активной |
| зоны расплавносолевого реактора – пережигателя минорных актинидов |
| Андрианова Е.А., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф., Цибульский С.В. Варианты замыкания |
| ядерного топливного цикла |
| Курский А.С., Калыгин В.В., Семидоцкий И.И., Смирнова И.М., Шамардин В.К., Широков |
| В.И. Прогнозирование накопления отложений на твэлах кипящего реактора |
| Корниенко Ю.Н. Обобщение и анализ параметров распределений для неравновесных двух- |
| фазных потоков. Кольцевые каналы и ТВС76 |
| Корниенко Ю.Н. Разработка обобщённого критерия границы колебаний волн плотности в па- |
| раллельных каналах с подъёмными участками на основе модели неравновесного потока дрей- |
| фа91 |
| Весёлкин Ю.А., Иванов А.С., Трушкина Т.В. Измерение анизотропии пироуглеродных по- |
| крытий микротвэлов102 |
| Гарибов А.А., Наджафов А.И., Мадатов Р.С., Гарибли А.А., Рамазанов М.А. Исследование |
| взаимодействия в системе нано Si-U ₃ O ₈ 112 |
| Конюхов Г.В., Павшук В.А. Концепция высокотемпературных газоохлаждаемых ядерных ре- |
| акторов в космической энергетике121 |
| Мордашёв В.М. Выявление закономерностей из многомерных данных (письмо в редак- |
| цию) |
| Семинар "Физика ядерных реакторов" |
| Содержание выпусков сборника "ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов" в 2013 г |

CONTENTS OF VANT-2014-1,2

Semidotskiy I.I., Oreshin S.V., Svivazov A.A. Identification of VK-50 Reactor Reactivity Measuring Chukbar B.K. Verification of Statistical Method CORN for Modeling of Microfuel in Case of High Bukolov S.N. VEGA - a Code for Calculation of Reactor Neutron Parameters by Method Monte Glushkov E.S., Glushkov A.E., Zimin A.A., Kapitonova A.V., Kompaniets G.V., Petrushenko R.P. The possibility of representative loop tests of fuel elements for small-size fast reactors in channels of Nevinitsa V.A., Dudnikov A.A., Blandinskiy V.Yu., Balanin A.L., Alekseev P.N., Titarenko Yu.E., Batyaev V.F., Pavlov K.V., Titarenko A.Yu. Calculation Investigations of Isotope Equilibrium in Frolov A.A. Study of Hydrodynamics and Heat Exchange in Cavity Core of Molten Salt Reactor -Andrianova E.A., Davidenko V.D., Tsibul'skiv V.F., Tsibul'skiv S.V. Variants of Nuclear Fuel Cy-Kurskiy A.S., Kalygin V.V., Semidotskiy I.I., Smirnova I.M., Shamardin V.K., Shirokov V.I. Pre-Kornienko Yu.N. Generalization and Analysis of the Distribution Parameters for Non-Equilibrium Kornienko Yu.N. Development of the Generalized Criterion for Density Wave Oscillation Threshold Vesyolkin Ju.A., Ivanov A.S., Trushkina T.V. Anisotropy Measurement of Coated Particles Pyrolytic Carbon Layers......102 Garibov A.A., Nadzhafov A.I., Madatov R.S., Garibli A.A., Ramazanov M.A. Study of Interaction Konyukhov G.V., Pavshuk V.A. A Concept of High-Temperature Gas-Cooled Nuclear Reactors in Mordashev V.M. Finding Laws in the Multidimensional Dada (Letter to Editor)......132 Seminar "Physics of Nuclear Reactors"......134

СОДЕРЖАНИЕ ВАНТ-2014-3

Андреев С.А., Литвин В.И., Снопков А.А., Черашев В.И. К истории создания и развития импульсных ядерных реакторов типа БАРС......З Андреев В.В., Андреев С.А., Кедров А.В., Лукин А.В. К истории создания и развития импульсных ядерных реакторов типа ЭЛИР, ИГРИК, ЯГУАР.....11 Андреев С.А., Лукин А.В., Соколов Ю.А. К истории создания и развития импульсных ядерных реакторов типа ЭБР......18 Кувшинов М.И., Воронцов С.В., Хоружий В.Х. Экспериментальные расчётные параметры тестовых (Benchmark) сферических критических сборок с активной зоной из металлического плутония (²³⁹Pu (88 %)) в αфазе и отражателем из обеднённого урана.....24 Ершова Л.С., Лукин А.В., Соколов Ю.А., Тупицин П.Л., Хмельницкий Д.В. Исследование критических параметров систем из высокообогащённого урана и меди......34 Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Утилизация энергетического плутония и высокообогащённого урана с наработкой изотопа ²³³U в реакторах типа ВВЭР с использованием тория и тяжёлой воды......42 Колесов В.Ф. Решения динамических задач термоупругости для полусферической оболочки и стержня......61 Кошелев А.С., Хоружий В.Х. Особенности формирования поля нейтронов в рабочем зале реактора с компактной активной зоной БР-1 (БР-1М).....72 Кошелев А.С., Довбыш Л.Е., Овчинников М.А., Пикулина Г.Н., Дроздов Ю.М., Чукляев С.В. Высокочувствительный детектор быстрых нейтронов КНК-2-7М......83 Бесов С.С., Ершова Л.С., Лукин А.В., Соколов Ю.А., Хмельницкий Д.В. Определение времени жизни мгновенных нейтронов в размножающих системах методом дифференцирования постоянной спада......94 Колесов В.Ф. Электроядерные установки и проблемы ядерной энергетики......106

CONTENTS OF VANT-2014-3

Andreev S.A., Litvin V.I., Snopkov A.A., Cherashev V.I. The history of creation and development pulsed nuclear reactors of BARS type Andreev V.V., Andreev S.A., Kedrov A.V., Lukin A.V. The history of creation and development pulsed nuclear reactors of ELIR, IG-RIK, YAGUAR Type.....11 Andreev S.A., Lukin A.V., Sokolov Yu.A. The history of creation and development pulsed nuclear reactors of EBR type.....18 Kuvshinov M.I., Vorontsov S.V., Khoruzhy V.Kh. Experimental and calculation parameters of Benchmark spherical assemblies with core made of metallic plutonium (²³⁹Pu (88%)) in α -phase and depleted uranium reflector......24 Ershova L.S., Lukin A.V., Sokolov Yu.A., Tupitsyn P.L., Khmel'nitskiy D.V. Research of critical parameters of systems made of high-Marshalkin V.E., Povyshev V.M. Utilization of non-weapon plutonium and high-enriched uranium with 233 U isotope production in WWER type reactors using thorium and heavy Kolesov V.F. Solutions of dynamical thermoelasticity problems for semi-sperical shell and rod......61 Koshelev A.S., Khoruzhy V.Kh. Specific features of neutron field formation in the working hall of compact core reactor BR-1 (BR-1M).72 Koshelev A.S., Dovbysh L.E., Ovchinnikov M.A., Pikulina G.N., Drozdov Yu.M., Chuklyaev S.V. High-sensitivity fast neutron detector KNK-2-7M......83 Besov S.S., Ershova L.S., Lukin A.V., Sokolov Yu.A., Khmel'nitskiy D.V. Determination of prompt neutrons lifetime in multiplying systems by method of constant decay differentia-Kolesov V.F. Electronuclear facilities and nuclear power problems......106

СОДЕРЖАНИЕ ВАНТ-2014-4

| Абрамов Б.Д. Некоторые методы расчёта возмущений в ядерных реакторах |
|---|
| Олейник Д.С. Оценка методом Монте-Карло влияния неопределённости исходных данных на |
| решение уравнения переноса по программе МСИ14 |
| Радаев А.И., Щуровская М.В. Обоснование параметров геометрической модели активной зо- |
| ны исследовательского реактора при расчёте методом Монте-Карло21 |
| Сурков А.В., Кочкин В.Н., Песня Ю.Е., Насонов В.А., Вихров В.И., Ерак Д.Ю. Эксперимен- |
| тальное исследование нейтронно-физических характеристик реактора ИР-8 с целью подтвер- |
| ждения результатов расчётов по программе MCU-PTR34 |
| Чапаев В.М., Хватов В.А., Курченков А.Ю., Мильто Н.В. Восстановление полей энерговы- |
| деления по показаниям ДПЗ в активной зоне ВВЭР-1000 на уровнях мощности, близких к |
| МКУ |
| Пономаренко Г.Л., Быков М.А., Беркович В.Я. Новый метод исследования перемешивания |
| теплоносителя на действующих энергоблоках ВВЭР56 |
| Белов С.Б., Киселёв А.В., Марова Е.В., Фаракшин М.Р., Фролов В.М., Малышева И.В., Пе- |
| регудов А.А., Семёнов М.Ю., Стогов В.Ю., Цибуля А.М., Алексеев П.Н., Бояринов В.Ф., Зи- |
| зин М.Н., Невиница В.А., Тимошинов А.В., Фомиченко П.А. Результаты верификации про- |
| грамм расчёта нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора типа БН- |
| 1200 |
| Белов С.Б., Киселёв А.В., Марова Е.В., Фаракшин М.Р., Зизин М.Н., Фомиченко П.А., Рас- |
| кач К.Ф., Семёнов М.Ю. Результаты тестовых расчётов нейтронно-физических процессов при |
| движении одиночных стержней СУЗ в реакторе типа БН-120077 |
| Богатов С.А., Митенкова Е.Ф., Новиков Н.В. Радиационные характеристики транспортных |
| упаковок с остеклованными высокоактивными отходами |
| Краюшкин А.В., Гераскин И.Н., Давыдова Г.Б., Захарова Л.Н. Расчёт температур в обезво- |
| женном бассейне выдержки отработавшего топлива РБМК |
| Прошкин А.А., Дьяков А.В., Степанов А.С. Разработка основных положений методики рас- |
| чёта работоспособности твэлов быстрых реакторов в проектных аварийных режимах101 |
| Андрианова Е.А., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф. Возможности формирования замкнутого |
| топливного цикла атомной энергетики с низкой радиоактивностью |
| Алексеев П.Н., Бобров Е.А., Чибиняев А.В., Теплов П.С., Дудников А.А. Многократный ре- |
| цикл РЕМИКС-топлива при работе ВВЭР-1000 в замкнутом топливном цикле115 |
| Субботин С.А., Щепетина Т.Д., Чумак Д.Ю. Тяжёлая нефть + малые АЭС: фактор диверси- |
| фикации рисков атомной энергетики и гармонизации топливно-энергетического комплек- |
| ca |
| Семинар "Физика ядерных реакторов" |
| K юбилею академика Ф M Митенкова 136 |

CONTENTS OF VANT-2014-4

| Abramov B.D. Some Methods for Calculation of Perturbations in Nuclear Reactors |
|--|
| Oleynik D.S. The Monte Carlo Estimation of the Effect of Uncertainties in the Input Data for the |
| Transport Equation Solving by the MCU Code14 |
| Radaev A.I., Schurovskaya M.V. Analysis of Research Reactor Core Geometrical Model Parameters |
| for the Calculation Using Monte Carlo Code21 |
| Surkov A.V., Kochkin V.N., Pesnya Yu.E., Nasonov V.A., Vihrov V.I., Erak D.Yu. Experimental |
| Investigation of Neutron-Physical Characteristics of the IR-8 Reactor to Confirm the Results of Cal- |
| culations by MCU-PTR Code |
| Chapaev V.M., Khvatov V.A., Kurchenkov A.Yu., Mil'to N.V. The Adjustment of the Power Distri- |
| bution in the VVER-1000 Core at the Very Low Power Levels Using the SPND Rec- |
| ords43 |
| Ponomarenko G.L., Bykov M.A., Berkovich V.Ja. New Method of the Coolant Mixing Studies at |
| the Operating VVER-1000 Units |
| Belov S.B., Kiselyov A.V., Marova E.V., Farakshin M.R., Frolov V.M., Malysheva I.V., Peregudov |
| A.A., Semyonov M.Yu., Stogov V.Yu., Tsibulya A.M., Alekseev P.N., Boyarinov V.F., Zizin M.N., |
| Nevinitsa V.A., Timoshinov A.V., Fomichenko P.A. Results of the Verification of the Computer |
| Codes Used for Analysis of the BN-1200 Reactor Core Neutronics |
| Belov S.B., Kiselyov A.V., Marova E.V., Farakshin M.R., Zizin M.N., Fomichenko P.A., Raskach |
| K.F., Semyonov M.Yu. Results of the Benchmark Calculations of the Neutronic Processes Caused by |
| Movement of Single Control Rods in a BN-1200 Type Reactor77 |
| Bogatov S.A., Mitenkova E.F., Novikov N.V. The Radiation Characteristics of the Transport Packa- |
| ges with the Vitrified High-Level Waste |
| Krayushkin A.V., Geraskin I.N., Davydova G.B., Zaharova L.N. Temperature Calculation in the |
| Dewatered RBMK Fuel Storage |
| Proshkin A.A., D'yakov A.V., Stepanov A.S. Development of the Basic Concepts of the Methodol- |
| ogy for Calculation of Fast Reactor Fuel Elements Performance in the Design-Basis Accident Condi- |
| tions101 |
| Andrianova E.A., Davidenko V.D., Tsibul'skiy V.F. The Possibility of the Nuclear Power Fuel Cy- |
| cle with Minimal Radioactivity108 |
| Alekseev P.N., Bobrov E.A., Chibinyaev A.V., Teplov P.S., Dudnikov A.A. The Multiple Recycle of |
| the REMIX-Fuel at work the VVER-1000 Operation in the Closed Fuel Cycle115 |
| Subbotin S.A., Schepetina T.D., Chumak D.Yu. Heavy Oil + Small Nuclear Power Plants: Diversi- |
| fication Factor of Nuclear Power Risks and Harmonization of Fuel-Energy Complex127 |
| Seminar "Physics of Nuclear Reactors" |
| Academician F.M. Mitenkov Jubilee |

Правила оформления статей

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом "Оригиналы авторские и текстовые издательские" (ОСТ 29.115 – 88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования.

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата A4 **шрифтом № 12 через 2 интервала**. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – всё вышеперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; таблицы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии обычным шрифтом № 12 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры ("..").

3. Содержание статьи должно быть кратким и чётким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных надписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α , β , γ , φ и т.д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т.д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включённые в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d, $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде представляется в отдельном файле.

5. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторах Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на клавиатуре ($x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$ и т.д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры (x_3 , км² и т.д.), греческие буквы вставляются че-

рез Меню *Вставка → символ.* 6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 11. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 11. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т.д. и расшифровывается. **В компьютерном виде рисунки представляются в отдельных файлах**, выполненные в графических редакторах *Paint, PhotoShop, CorelDraw, jpg, png* (фотографии в растровом формате *tif, dpi*-300). Рисунки в Word не вставлять кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическая ссылка" (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы всех авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы **всех** авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой учёной степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы **всех** авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчётов – фамилии и инициалы всех авторов, название отчёта, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста указывается контактная информация об авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, е-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Внимание! Новая информация

для читателей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов"

Редколлегия сборника "ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов" информирует авторов и читателей, что начиная со II полугодия 2015 г. в Сер. Физика ядерных реакторов издаются выпуски "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" (3 выпуска в год), "Обеспечение безопасности АЭС" (1 выпуск в год) и "Импульсные реакторы и простые критические сборки" (1 выпуск в год). Подписка на "ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов" с 2012 г. осуществляется только по каталогу "Газеты. Журналы" ОАО Агентство "Роспечать" (подписной индекс 32067).

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

Выпуск 1

Ответственный за выпуск **С.М. Зарицкий** (тел./факс: (499)196-71-98, e-mail: zaritskiy_sm@nrcki.ru)

Редактор **В.В. Пчелин** (тел./факс: (499)196-99-44, e-mail: pchelin_vv@nrcki.ru)

Подписано в печать 10.03.15. Формат 70×108/16 Печать цифровая. Усл. печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 10. Тираж 250. Индекс 3646. 10 статей. Заказ 10 Отпечатано в НИЦ "Курчатовский институт" 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1