МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ЯДЕРНОЕ ОБЩЕСТВО РОССИИ

известия высших учебных ЭНЕОГЕТИКА	НАУЧНО- ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ Издается в Университете атомной энергетики
ЗАВЕЛЕНИЙ ОТПЕРТЕТИТА	с 1993 г.
	N1
СОДЕРЖАНИЕ	O BHIMICK · 2000
БЕЗОПАСНОСТЬ, НАЛЕЖНОСТЬ И ЛИАГНОСТИКА ЯЭУ	
В.И. Бараненко. О.М. Гулина. Д.А. Докукин	
Методологическая основа прогнозирования эрозионно-коррозионного износ	а оборудования
АС методом нейросетевого моделирования	
Ю.В. Волков, Д.С. Самохин	
Обеспечение консервативности оценок показателеи надежности объектов яд« при малой статистике по отказам	ерных технологии
А И Трофимов А В Нахабов М Г Калениции С И Минин	
Автоматизированная комплексная система контроля состояния технологичес	ких каналов реактора
РБМК-1000	
ЭКОЛОГИЯ ЭНЕРГЕТИКИ	
Н.Н. Павлова, В.П. Романцов, Е.И. Сарапульцева.	
Анализ функций распределения показателей биологической активности почв	втехногенно
загрязненных раионах	23
А.А. Безоорооов, Н.В. Гусев, И.Р. Суслов, В.И. Фоломеев Природный ядерный реактор в недрах Земди	30
Ю.А. Казанский, В.А. Левченко, Ю.С. Юрьев, В.А. Баршевцев, В.А. Белугин, С	
А.А. Казанцев, А.В. Левченко, Ю.Д. Левченко, Д.М. Титов	
Некоторые нейтронно-физические и теплогидравлические характеристики ус	совершенствованной
конструкции реактора «МАСТЕР»	
Е.І. КУЛИКОВ, А.Н. ШМЕЛЕВ, І.І. КУЛИКОВ Посиородни й розитор со срорукритиноскими воромотроми товлоноситоря	
и (Th-U)О топливом: уменьшение температурного эффекта реактивности по т	еплоносителю 51
ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ И РАДИОАКТИВНЫЕ ОТХОДЫ	
И.В. Шаманин, П.М. Гаврилов, С.В. Беденко, В.В. Мартынов	
Нейтронная активность облученного МОХ- топлива при различных глубинах вы	ыгорания 60
И.В. Шаманин, П.М. Гаврилов, С.В. Беденко, В.В. Мартынов	
Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива при повышенных глу	/бинах выгорания 68
ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА	
А.В. Безносов, Т.А. Бокова, С.Ю. Савинов, П.А. Боков, М.Д. Зефиров	
Экспериментальные исследования характеристик прямоконтактных парогене	раторов с тяжелыми
жидкометаллическими теплоносителями А П Волобьев В И Кливениев Ojan Lin Хиеми Сао	
Моделирование фрагментации в жилких средах методом сглаженных частиц	
(Smoothed Particle Hydrodynamics)	
С.Г. Калякин, Ю.П. Джусов, Ю.Ю. Штейн, Ю.В. Климанова	
Особенности естественной конвекции в контурах сложной формы	
Б.В. Кебадзе, В.А. Шурупов	105
А.А. Лукьянов, В.Б. Смыков, Ю.С. Юрьев	105
Снижение мощности парогенератора АЭС с ВВЭР вследствие отложений на труб	бах 112
МАТЕРИАЛЫ И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА	
В.Н. Нестеров, И.В. Шаманин, Е.Г. Емец, А.А. Цыганов, С.Г. Котляревский,	А.О. Павлюк
Аналитическая схема дефектообразования в кристаллической решетке графи	та при реакторном
облучении	
ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ	
ю.а. Кураченко	100
оптимизация олока вывода реакторного пучка для лучевои терании	129
Критерии качества нейтронных пучков для лучевой терапии	139
Критерии качества нейтронных пучков для лучевой терапии	139

CONTENTS

SAFETY, RELIABILITY AND DIAGNOSTICS NPP

V.I. Baranenko, O.M. Gulina, D.A. Dokukin
Methodology of Erosion-Corrosion wear Prediction by Neuron Net Modeling
Y.V. VOLKOV, D.S. Samonin The Concervatism Estimations Providing of Poliability of Nuclear Technologies Objects Including
I ow Statistics of Failures
A.I. Trofimov A.V. Nahabov M.G. Kalenishin S.I. Minin
Automatic Complex Control System of Condition of Technological Channels
of the RBMK-1000 Reactor
ENVIROMENTAL ASPECTS OF POWER ENGINEERING
N. Pavlova, V. Romancov, E. Sarapulseva
Analyze of the Distribution Functions Soils Biological Activity in Technogenic Contaminated
Areas 23
REACTOR PHYSICS AND TECHNOLOGY
A.A. Bezborodov, N.V. Gusev, I.R. Suslov, V.I. Folomeev
Georeacror in Bowels of the Earth
Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, Yu.S. Yur ev, V.A. Barshevtsev, V.A. Belugin, S.L. Dorokhovich,
A.A. Kazantsev, A.V. Levchenko, Yu.D. Levchenko, D.M. Titov
50me Neutron-Physical and Thermo-Hydraulic Characteristics of Improved Facility MASTER
E.G. KULIKOV, A.N. SIMPLEV, G.G. KULIKOV Supercritical Light-Water Reactor with (Th-11)0 Fuel: How to Suppress Temperature
Reactivity Coefficient
FUEL CYCLE AND RADIOACTIVE WASTES MANAGEMENT
I.V. Shamanin P.M. Gavrilov S.V. Bedenko V.V. Martynov
Neutron Radiation of Irradiated MOX- fuel with Different Burn up
I.V. Shamanin, P.M. Gavrilov, S.V. Bedenko, V.V. Martynov
Neutron Riation of Sent Nclear Fel with Rised Burn-up 68
THERMAL PHYSICS AND HEATHYDRAULICS
A.V. Beznosov, T.A. Bokova, S.U. Savinov, P.A. Bokov, M.D. Zefirov
Experimental Researches of Direct Contact Steam Generators Characteristics with
Heavy Liquid Metal Heat-Carriers
A.P. Vorobev, V.I. Kriventsev, Qian Lin, Xuewu Cao
Numerical Modeling of Fragmentation in Liquid Media with Smoothed Particle
Rydrodynamics (SPR) Metriod
S.G. Kalyakin, Tu.F. Djusov, Tu.Tu. Snieyn, Tu.V. Klimanov Natural Convection Specificity in Complex Loops
B V Kehadze V A Shurunov
Choosing of Frequency Range for Thermocorrelation Flowmeter
A.A. Lukvanov, V.B. Smvkov, Yu.S. Yuriev
The Reduce of VVERs Steam Generator Power Output due to Deposits on the Tubes
MATERIALS OF NUCLEAR POWER ENGINEERING
V.N. Nesterov, I.V. Shamanin, E.G. Emets, A.A. Tsyganov, S.G. Kotlyarevsky, A.O. Pavlyuk
Analytical Scheme of Defects Evolution in the Crystal Lattice of Graphite at the Reactors
Irradiation 120
APPLICATION OF NUCLEAR METHODS AND MEANS
Yu.A. Kurachenko
Reactor Beam Removal Unit Optimization for Neutron Therapy 129
Yu.A. Kurachenko, Yu.A. Kazansky, A.V. Eu.S. Matusevich
Neutron I nerapy Beams Performance Unterla

УДК 621.039.58

МЕТОДОЛОГИЧЕСКАЯ ОСНОВА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЭРОЗИОННО-КОРРОЗИОННОГО ИЗНОСА ОБОРУДОВАНИЯ АС МЕТОДОМ НЕЙРОСЕТЕВОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В.И. Бараненко, О.М. Гулина, Д.А. Докукин

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Обсуждается проблема эрозионно-коррозионного износа (ЭКИ), которому подвержены оборудование и трубопроводы АС. Анализируются методы моделирования процесса ЭКИ. Изложена методология применения теории нейронных сетей для прогнозирования ЭКИ.

В настоящее время в мире эксплуатируется 436 блоков, из них 105 блоков старше тридцати лет. В течение следующих десяти лет каждый год от 15 до 30 блоков будут достигать тридцатилетнего возраста [1]. На подобных объектах особую опасность представляют дефекты оборудования и трубопроводов, образующиеся по эрозионно-коррозионному механизму, эффект которого проявляется после 10-15 лет эксплуатации. Этот процесс характерен для оборудования и трубопроводов, изготовленных из сталей перлитного класса [1, 2].

На атомных и тепловых станциях регулярно проводятся мероприятия по контролю толщин стенок элементов трубопроводов с целью выявления мест эрозионно-коррозионного износа. Выполнение подготовительных работ, проведение измерений и обработка результатов контроля требуют значительного количества времени и средств. Эффективность данных мероприятий определяется объемом и периодичностью контроля, а также распределением проводимых измерений по элементам трубопроводов. Ежегодно на каждом блоке осуществляется выборочный контроль толщинометрии объемом ~ 20000 измерений. С целью сокращения объема контроля проводится предварительный анализ по выявлению групп элементов трубопроводов, наиболее подверженных процессу ЭКИ.

Для оценки периодичности контроля необходимо использовать модели прогнозирования развития процесса ЭКИ. Как правило, используются аналитический и эмпирический подходы к моделированию процесса. При этом точность результатов прогнозирования зависит от применяемой модели. На рис. 1 приведена классификация моделей прогнозирования ЭКИ.

Аналитические модели, основанные на теоретическом описании физических процессов, незаменимы при исследовании отдельных механизмов ЭКИ: каплеудар-

[©] В.И. Бараненко, О.М. Гулина, Д.А. Докукин, 2008

БЕЗОПАСНОСТЬ, НАДЕЖНОСТЬ И ДИАГНОСТИКА ЯЭУ



Рис. 1. Модели прогнозирования ЭКИ

ная эрозия, кавитационная эрозия, электрохимическая коррозия и т.д. Кроме того, например, гидродинамические модели позволяют выявлять места возникновения локальных утонений и получать пространственные распределения ЭКИ на основании характеристик потока, что позволяет корректировать схемы мест проведения контрольных измерений.

Однако процессы, определяющие ЭКИ, сложным образом взаимосвязаны друг с другом, и их влияние на общий процесс износа определяется многими факторами: геометрией элемента оборудования, химическим составом металла, типом теплоносителя и параметрами эксплуатации. Поэтому в настоящее время аналитические модели способны обеспечить лишь качественный анализ и не могут быть использованы для количественного прогнозирования процесса ЭКИ.

Эмпирические модели строятся на основании данных эксплуатационного контроля и результатов лабораторных исследований. Для прогнозирования ЭКИ оборудования конкретного блока необходимо выполнить калибровку эмпирической модели, используя данные эксплуатационного контроля этого блока. Модель, полученная в результате калибровки, не может быть применена для другого блока без соответствующей адаптации.

Основным недостатком эмпирических моделей является невозможность прогнозирования пространственного распределения ЭКИ. Можно выделить три вида эмпирических моделей: статистические, физико-химические и нейросетевые.

Статистические модели позволяют оценить общее состояние системы или отдельных групп элементов трубопроводов на данный момент. В основе статистических моделей лежат данные эксплуатационного контроля. Методы статистического анализа применяются для оперативного реагирования на сложившуюся ситуацию: выявление элементов, подверженных ЭКИ, оценка максимальной и средней скорости ЭКИ, и т.д., на основании чего можно оценить объем и примерную дату следующего контроля.

Физико-химические модели базируются на большом объеме экспериментальных данных, на основании которых выявляются закономерности влияния отдельных факторов на общий процесс ЭКИ, например, влияния температуры, скорости потока, содержания кислорода или диаметра трубопровода на интенсивность ЭКИ (см. рис. 2). Приведенные графики иллюстрируют разнообразный характер влияния факторов на износ оборудования.

В общем виде физико-химическую модель можно представить как произведение функций, описывающих влияние конкретного фактора при постоянных значениях оставшихся факторов:

 $W = F_1(T)F_2(V)F_3(O_2)F_4(pH)F_5(Cr)F_6(Mo)F_7(Cu)F_8(D)F_9(G)F_{10}(Am)F_{11}(\alpha)F_{12}(\tau)$ (1) где $F_1(T)$ – функция зависимости скорости ЭКИ от температуры (мм/год), а $F_2 - F_{12}$ – безразмерные функции, описывающие зависимость процесса ЭКИ от скорости



Рис. 2. Влияние температуры (а), скорости потока (б), содержания кислорода (в), диаметра трубопровода (г) на интенсивность ЭКИ

потока, содержания кислорода, значения pH среды, содержания хрома, молибдена и меди в металле, внутреннего диаметра и геометрических особенностей элемента трубопровода, применяемого амина, влажности пара, времени эксплуатации соответственно. Перечень факторов, заложенных в модель, может изменяться в зависимости от имеющихся эмпирических данных [2].

Недостатком физико-химических моделей является допущение о независимом влиянии факторов с целью снижения сложности модели. Достоверность прогнозных расчетов определяется достоверностью эмпирических зависимостей, построенных для каждого фактора. Кроме того, функции влияния факторов времени и геометрии элемента трубопровода являются индивидуальными для каждого блока. Таким образом, для достоверного прогнозирования требуется проведение большой аналитической работы по адаптации модели к эксплуатационным данным конкретного блока. Погрешность физико-химических моделей обычно составляет ±50% [1].

Несмотря на недостатки, прогнозирование на основе физико-химических моделей согласуется с данными контроля ЭКИ. В рамках этого подхода разработан известный программный комплекс CHECWORKS (ERPI, USA) [3]. Этот продукт широко используется для прогнозирования ЭКИ на энергоблоках США, Канады, Франции, Германии и др. В России аналогичными программными средствами являются ЭКИ-02 (однофазная среда) и ЭКИ-03 (двухфазная среда) [2].

Нейросетевые модели. Вышеуказанные недостатки автоматически снимаются при использовании математического аппарата теории нейронных сетей. Нейронные сети хорошо зарекомендовали себя в области моделирования систем и процессов, внутренние связи которых либо мало изучены, либо реализуют сложные взаимодействия [4]. Эрозионно-коррозионный износ оборудования и элементов трубопроводов АС относится к подобным процессам. В настоящее время данный метод прогнозирования ЭКИ активно развивается [5].

Сеть – это модель процесса. Основными характеристиками сети являются структура, количество слоев, тип нейрона, входные и выходные величины, алгоритм обучения. Выбор атрибутов нейронной сети обусловлен объемом и качеством экспериментальных данных, имеющихся для обучения. Базой обучения являются результаты толщинометрии, химический состав металла, водно-химический режим теплоносителя, температура, скорость потока и др. Причем предварительной обработки данных и получения соответствующих зависимостей для конкретного фактора не требуется. Однако для повышения достоверности прогноза необходима фильтрация данных, заключающаяся в использовании лишь информации об утонениях, т.к. процесс ЭКИ связан с утонением стенки, а утолщения обусловлены другим процессом – переносом продуктов коррозии, который не должен вносить дополнительный шум в прогнозируемый процесс.

Не стоит пытаться построить универсальную сеть. Это потребует разработки сложной структуры сети с большим количеством слоев и нейронов, а, следовательно, понадобится обучающая выборка большего объема для получения приемлемого результата. Так, например, для каждого геометрического типа элементов трубопровода (прямой участок, гиб, отвод и т.п.) имеет смысл построить отдельную сеть, что значительно упростит структуру нейронной сети и повысит точность модели.

Результатом работы сети является прогнозируемое значение утонения стенки элемента трубопровода в выбранный момент времени. Значения входных величин, одновременно подаваемых на вход сети, должны относиться к конкретному элементу трубопровода. Данные величины можно разделить на основные и дополнительные (см. рис. 3).

Основные параметры являются необходимыми для работы сети. К ним относятся дата проведения и результат толщинометрии, а также момент времени, для которого прогнозируется значение утонения. Начало отсчета времени соответствует началу эксплуатации блока. В случае, когда для каждого рассматриваемого элемента трубопровода доступно несколько заключений толщинометрии, следует расширить количество используемых моделью значений утонения стенки элемента трубопровода, что положительно отразится на точности прогноза.

Дополнительные входные параметры вводятся в модель для более детального разделения значений результатов толщинометрии, что приводит к образованию



Рис. 3. Входные и выходные параметры нейронной сети

дополнительных связей в нейронной сети. К дополнительным параметрам относятся значения температуры, внутреннего диаметра, скорости потока, содержания кислорода, типа амина, химического состава металла и др. Введение в модель дополнительного параметра имеет смысл только при наличии эксплуатационных данных для различных значений этого параметра. В этом и состоит основная сложность процесса сбора информации, т.к. многие факторы, оказывающие существенное влияние на процесс ЭКИ, не контролируются на реальных блоках [1].

Заключение о результатах толщинометрии, помимо таблицы значений толщин (табл. 1), содержит следующую информацию: календарная дата проведения контроля, геометрический тип, внешний диаметр и номинальная толщина контролируемого элемента, а также схема зон контроля. Выше упоминалось, что локальные эффекты плохо прогнозируются эмпирическими моделями, поэтому из серии измерений следует выбирать максимальное значение утонения стенки элемента трубопровода.

Таблица 1

Объект контроля	Полоса	Места контроля толщины по сечениям, мм					
		А	Б	В	Г	Д	E
1–2	1	26,1	26,0	26,0	26,0	26,0	26,1
	2	26,3	26,0	25,8	25,6	26,0	26,3
	3	26,8	26,7	26,5	26,7	26,8	26,8

Фрагмент заключения о результатах толщинометрии. Отвод Ø530×28 трубопровода питательной воды

Настройка нейронных сетей, предназначенных для задач прогнозирования, производится по принципу «обучение с учителем». Для формирования обучающего вектора необходимо располагать по крайней мере двумя заключениями о результатах толщинометрии и значениями дополнительных входных параметров для каждого рассматриваемого элемента. На входы нейронной сети подаются значения дополнительных параметров, даты и максимального утонения стенки из заключения более ранней процедуры контроля, и даты следующего контроля. В результате работы нейронной сети значение, полученное на выходе, сравнивается со значением максимального утонения из заключения более позднего контроля и выполняется процедура подстройки сети в соответствии с выбранным методом обучения [4]. Процедура обучения повторяется до тех пор, пока разность между значением, получаемым на выходе нейронной сети, и эталонным значением не будет меньше требуемой величины.

В рабочем режиме на входы обученной нейронной сети подаются значения результата последней процедуры контроля, даты контроля, дополнительных параметров для рассматриваемого оборудования и времени, для которого нужно выполнить прогноз. На основании указанных входных данных нейронная сеть вычисляет прогнозируемое значение утонения стенки элемента трубопровода.

Таким образом, в данной работе показано, что

• процесс ЭКИ характерен для элементов трубопроводов со сроком эксплуатации более 15 лет и требует особого контроля;

 для повышения эффективности контроля необходима разработка моделей прогнозирования ЭКИ; приведен обзор аналитических и эмпирических моделей;

• предложен аппарат теории нейронных сетей для решения задачи прогнозирования процесса ЭКИ; изложена методологическая основа прогнозирования ЭКИ методом нейросетевого моделирования.

Литература

1. Эрозия-коррозия. Коррозия при содействии потока/Материалы международного техническо-го семинара (Обнинск, 6-8 ноября 2007).

2. Бараненко В.И., Янченко Ю.А. Решение проблем снижения эрозионно-коррозионного износа оборудования и трубопроводов на зарубежных и отечественных АЭС// Теплоэнергетика. – 2007. – № 5. – С. 12-19.

3. Chexal B., Mahini R., Munson D. CHECWORKS An integrated computer program for controlling flow accelerated corrosion/The forth Inter. Topral. Meeting on Nuclear Thermal Hydraulias Operations and Safaty (Taipei – Taiwan, 5-9 april 1994). – P. 5.

4. *Уоссерман* Ф. Нейрокомпьютерная техника: Теория и практика (пер. Ю.А. Зуев, В.А. Точенов). − М.: Мир, 1992.

5.*Левчук В.И., Бакиров М.Б., Селезнев Л.И*. Новый подход к оценке эрозионно-коррозионного износа оборудования и трубопроводов на АЭС//Теплоэнергетика. – 2007. – №5. – С. 71-76.

Поступила в редакцию 26.12.2007

УДК 621.039.5

ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОНСЕРВАТИВНОСТИ ОЦЕНОК ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ ОБЪЕКТОВ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ПРИ МАЛОЙ СТАТИСТИКЕ ПО ОТКАЗАМ

<u>Ю.В. Волков, Д.С. Самохин</u>

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Разработан и продемонстрирован на данных по аварийным остановам реактора BBP-ц метод анализа степени консервативности оценок показателей надежности и безопасности объектов ядерных технологий. Показаны возможности предложенного подхода при анализе статистических данных по отказам оборудования, в том числе и при малой статистике по отказам.

введение

При оценке показателей надежности и безопасности оборудования объектов ядерных технологий по эксплуатационным данным, среди прочих, часто возникают проблемы двух родов:

1) проблема малой статистики по отказам;

2) проблема выбора адекватных законов распределения изучаемых случайных величин.

Суть первой проблемы. Ввиду потенциальной опасности ядерных технологий все лица и организации, причастные к ним, принимают необходимые меры для того, чтобы обеспечить в максимальной степени уровни их надежности и безопасности. Поэтому крупные аварии и отказы оборудования с серьезными последствиями в ядерных технологиях крайне редки или не происходят вообще. С другой стороны, в отличие от массовых (например, компьютерных, авиационных) технологий, в ядерных технологиях в значительной мере используются единичные экземпляры оборудования, специально предназначенные для безотказного выполнения специфических для этого рода деятельности работы и/или технологических операций в течение длительного времени. *Например*, корпусы реакторов с водой под давлением, некоторые приводы органов СУЗ и другие изготавливаются в единичных экземплярах и предназначены для безотказного выполнения своих функций в течение десятков лет.

Другой пример. Операции по перегрузкам ТВС в ядерных реакторах проводятся со специальными мерами предосторожности, чтобы избежать различные потенциальные опасности, например, такие как падение ТВС в активную зону или хранилище, чрезмерные перекосы ТВС в направляющих в процессе движения и т.п. Хотя

[©] Ю.В.Волков, Д.С. Самохин, 2008

эти операции, в принципе, носят массовый характер, тем не менее, реализации подобных опасностей, приведшие к повреждению ТВС, крайне редкие события.

Третий пример. В отличие от массовых перевозок обычных грузов (угля, нефти, строительных и других материалов) перевозки по железным дорогам контейнеров с ТВС между ЯЭУ и заводами по их изготовлению или переработке, а также единичных экземпляров космических ЯЭУ от места изготовления до полигона [1], являются уникальными операциями со специально принятыми мерами предосторожности, обеспечивающими в максимальной степени их безопасность и делающими транспортные аварии с такими объектами крайне маловероятными.

Поэтому при оценках количественных характеристик надежности и безопасности для ядерных технологий часто возникают ситуации, связанные с тем, что такие оценки необходимо проводить для уникальных объектов и операций, отказы и/или аварии которых происходили чрезвычайно редко, а зачастую статистика об их отказах и вовсе отсутствует или имеет нечеткий характер.

Суть второй проблемы подробно обсуждена в работе [2] и состоит в том, что для выбора адекватных законов распределения изучаемых случайных величин имеется не так много возможностей. Это связано с необходимостью, например, учитывать фактор регулирования параметров ЯЭУ с целью недопущения их выхода за уставки, или учитывать, что реальное время неотрицательно, а соответственно интервалы времени между отказами технических систем, как случайные величины, не могут принимать отрицательные значения с вероятностью единица и т.д.

В работах [1, 3, 4] предложена модель для анализа безаварийного опыта эксплуатации с использованием пуассоновского закона распределения. Здесь, в этой статье с использованием распределения Вейбулла эта модель развита для анализа степени консервативности получаемых оценок показателей надежности.

Поскольку распределение Вейбулла является распределением экстремального значения, т.е. минимальной случайной величины из очень большого (в пределе бесконечного) множества альтернатив, оно является подходящим для описания результатов эксплуатации объектов, со множеством возможных причин их отказов [2].

Плотность распределения Вейбулла для интервала времени t между двумя соседними случайными событиями имеет вид:

$$f(t) = \alpha \rho(\rho t)^{\alpha - 1} \exp\{-(\rho t)^{\alpha}\}.$$
(1)

Заметим, что экспоненциальный закон распределения является частным случаем закона распределения Вейбулла при α = 1.

Вероятность безотказной работы объекта в течение заданного времени t для распределения Вейбулла определяется формулой

$$P(t) = \exp\{-(\rho t)^{\alpha}\}.$$
(2)

Таким образом, распределение Вейбулла есть экспоненциальное распределение степенного преобразования времени $\vartheta = t^{\alpha}$ с параметром $\omega = \rho^{\alpha}$.

Тогда распределение числа отказов k на интервале [0, ϑ] имеет вид

$$P_{\vartheta}(k) = \frac{(\omega \vartheta)^{k}}{k!} \exp\{-\omega \vartheta\}$$
(3)

и является пуассоновским.

Примененные в работах [1, 3, 4] экспоненциальный и пуассоновский законы распределения случайных величин на реальной временной шкале [0, t] являются частными случаями (при $\alpha = 1$) более общих законов (1) и (3). Следовательно, предположение об экспоненциальности закона распределения времени безотказной работы какого-либо объекта автоматически означает, что предполагается

 α = 1 в распределениях (1) и (3). Но в реальности это может быть не так. Например, α может быть случайной величиной, принимающей значения в интервале (0, ∞). Во всяком случае оценки α по данным испытаний или эксплуатации объекта подвержены статистической изменчивости. Поэтому такое предположение требует дополнительных обоснований.

Определение возможной статистической изменчивости параметра α на примере анализа аварийных остановов реактора BBP-ц. Величину α можно оценить, например, следующим образом. Предположим, что при эксплуатации до момента времени $\tau < t_k$ отказов объекта не было, и первый отказ произошел в этот момент. Под t_k далее везде понимается некоторый фиксированный момент времени после отказа (это может быть текущий момент времени, или заданный пропорционально τ , или момент времени следующего отказа). Тогда, задавая вероятность $P_{\alpha} = 1-u$ (u<<1) недоверия к наблюденному результату, следует считать, что с вероятностью P_{α} отказ объекта должен был произойти раньше момента времени τ , но из-за статистической изменчивости данных «нам повезло». Принципиально важным моментом при определении параметров распределения Вейбулла, является определение меры недоверия u, к зафиксированному числу отказов. Вопрос о выборе величины u и смысле вероятности P_{α} подробно обсужден в работах [1–4].

Имеем

$$e^{-(\rho\cdot\tau)^{\alpha}} = u, \qquad (4)$$

далее следует допустить, что с той же вероятностью P_{α} к моменту времени t_k должно было произойти не менее двух отказов, но нам «повезло». Тогда

$$P_{t_k}(0) + P_{t_k}(1) = \exp\{-(\rho \cdot t_k)^{\alpha}\} [1 + (\rho \cdot t_k)^{\alpha}] = u.$$
(5)

Введя обозначения $y_1 = (\rho \cdot \tau)^{\alpha}$ и $y_2 = (\rho \cdot t_k)^{\alpha}$, при заданном значении u из (4) и (5) получим для y_1 и y_2 уравнения

$$\exp(-y_1) = u \tag{6}$$

И

$$(1+y_2)\exp(-y_2) = u.$$
 (7)

Зная корни уравнений (6), (7), можно (для $y_1 \neq 1$ и $y_2 \neq 1$) получить оценку α как

$$\widetilde{\alpha}(q) = \frac{\ln(y_2/y_1)}{\ln q}, \qquad (8)$$

где

$$q = \frac{t_k}{\tau} \,. \tag{9}$$

Авторы располагают данными по аварийным остановам реакторной установки BBP-ц, зафиксированным с момента ввода реактора BBP-ц в эксплуатацию (25 марта 1965 г.) по 2004 г. включительно. За указанный промежуток времени наблюдалось 147 незапланированных остановов. Все они являлись следствием различных отказов и/или ошибок персонала [5]: отказы приборов, подсадки напряжения в электросети, ошибки персонала, неисправности экспериментальных устройств и т.д. Предварительный качественный анализ данных показал, что остановки BBP-ц, произошедшие с интервалом времени менее одних суток, были следствием неполного устранения причины первоначального останова реактора. Отказы, явившиеся следствием неустранения или частичного устранения неисправности после предшествующего отказа, при обработке данных во внимание не принимались. Поэтому в выборке, подвергнутой обработке, остались 139 данных об отказах. Оценку статистической изменчивости оценок $\widetilde{\alpha}$ предлагается провести следующим способом.

Допустим, отношение (9), входящее в формулу (8) для оценок $\tilde{\alpha}$, является случайной величиной. В работе [2] показано, что для аварийных остановов реактора ВВР-ц q есть отношение суммы двух одинаково экспоненциально распределенных случайных величин к одной из них. В этом случае плотность распределения q имеет вид:

$$f_{q}(q) = \begin{cases} \frac{C}{q^{2}} & q > 0 \\ 0 & q \le 0 \end{cases}$$
(10)

Согласно работе [6], зная плотность распределения q, можно по формуле

$$f_{x}(x) = f_{q}(x(q)) \left| \frac{dx(q)}{dq} \right|, \tag{11}$$

воспользовавшись преобразованием (8), найти плотность распределения оценки \widetilde{lpha} в виде

$$f_{\alpha}(\alpha) = \begin{cases} \frac{C}{\tilde{\alpha}^2} e^{-\frac{C}{\tilde{\alpha}}} & \tilde{\alpha} \ge 0\\ 0 & \tilde{\alpha} < 0 \end{cases}$$
(12)

где $C = \ln(y_2/y_1)$ – параметр в формуле (8). Если обозначить

$$z = \frac{1}{\widetilde{\alpha}} , \qquad (13)$$

то в соответствии с формулой (11)

$$f_{z}(z) = \begin{cases} Ce^{-C \cdot z} & z \ge 0 \\ 0 & z < 0 \end{cases},$$
(14)

т.е. случайная величина z распределена экспоненциально с параметром C. Тогда $\ln f_z(z) = \ln C - C \cdot z$ является линейной функцией z.

Составим по данным об аварийных остановах реактора ВВР-ц, аналогично работе [2], выборку отношений

$$q_i = \frac{t_{k,i}}{\tau_i} \left(i = \overline{1, 139} \right), \tag{15}$$

где $t_{k,i} = \tau_i + \tau_{i+1}, \tau_i$ – интервал времени между (*i*-1)-м и *i*-м аварийными остановами.

По каждому из 138 отношений вида (15) с помощью формул (8), (13) оценены 138 значений $\tilde{\alpha}$ и z_i . По этим выборкам построены гистограммы оценок распределений случайной величины z для разного количества разрядов. Для удобства анализа на рис. 1–3 гистограммы показаны в полулогарифмическом масштабе, и поэтому точками приведены не значения частот попадания в разряды, а натуральные логарифмы от них. Сплошная прямая линия на всех рисунках подобранная по МНК теоретическая зависимость $\ln f_z(z) = \ln C - C \cdot z$.

Теоретическое распределение (14) можно подбирать методом наименьших квадратов с проверкой его соответствия гистограммам по критерию χ^2 [7] при уровне значимости 0.05 следующими двумя способами:

1) считаем, что C известно, и, например, при u=0.05 равно 0.46 (именно это значение принято при составлении выборок $\tilde{\alpha}$ и z_i);

2) считаем, что С неизвестно и подлежит оценке.

Результаты расчетов вторым способом приведены в табл.1 и на рис. 1-3.

Таблица 1

Ζ

Результаты сравнения гистограмм оценок распределения случайной величины *z* с подобранным вторым способом теоретическим распределением *f_z(z)*

Число разрядов гистограммы	Оценка параметра С	Фактическая величина χ^2	Критическое значение χ^2
13	0,415	17,4	20,7
23	0,485	14,8	33
34	0,445	20,7	44



Рис.1. Сравнение гистограммы распределения случайной величины *z* с теоретической зависимостью (14) в полулогарифмическом масштабе при разбиении размаха выборки на 13 разрядов



Рис. 2. Сравнение гистограммы распределения случайной величины z с теоретической зависимостью (14) в полулогарифмическом масштабе при разбиении размаха выборки на 23 разряда

БЕЗОПАСНОСТЬ, НАДЕЖНОСТЬ И ДИАГНОСТИКА ЯЭУ





Выводы по результатам расчетов:

1) гипотеза об экспоненциальности распределения случайной величины *z* не противоречит опытным данным при любом разбиении размаха выборки *z_i* (см. табл. 1, столбцы 3 и 4);

2) при подборе по МНК параметра C для распределения $f_z(z)$ он в зависимости от разрядной сетки варьируется мало и близок к заданному значению C = 0.46 (см. 2 столбец табл. 1).

ОЦЕНКА КОНСЕРВАТИВНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРА Потока отказов при малой статистике по отказам на примере аварийных остановов реактора ввр-ц

Уравнения (6) и (7) имеют обобщение на случай произвольного числа *m* наблюденных отказов:

$$e^{-y_m} \sum_{k=1}^m \frac{y_m^{k-1}}{(k-1)!} = u.$$
 (16)

На рис. 4 приведены зависимости $y_m = f(m)$ при различных u. Видно, что при $u = 0.5, y_m < m$ для всех m. Однако с ростом m относительное отличие y_m и m умень-

шается. Например, $\frac{|y_m - m|}{m} = 0.307$ при m=1, и $\frac{|y_m - m|}{m} = 0.055$ при m=6. Поскольку по определению при $\alpha = 1$ имеет место равенство $y_m = \rho \cdot t$, то в этом случае оценка параметра потока отказов как среднеарифметического числа отказов в единицу времени

$$\widetilde{\rho} = \frac{m}{t} \tag{17}$$

более консервативна, чем средневероятная оценка

$$\tilde{\rho} = \frac{y_m}{t} \,. \tag{18}$$

Понятно, что это не так при и << 0.5 (см. зависимость 2 на рис.4.).



Рис.4. Зависимости корней y_m уравнения (16) от фактического числа m наблюденных отказов: 1 – при u=0.5, 2 – при u=0.05

Согласно работе [2], за время t = 14331 сут эксплуатации реактора ВВР-ц произошло m=139 аварийных остановов. В соответствии с формулой (17), в этом случае $\tilde{\rho} \approx 0.0097$ 1/сут.

Допустим, для какого-то объекта имеется оценка $\tilde{\rho}$. Обозначим $\vartheta = \tilde{\rho} \cdot t$. Тогда формула (2) может быть переписана в виде

$$P(\vartheta) = \exp\{-\vartheta^{\alpha}\}.$$
(19)

На рис. 5 приведены зависимости $P(\vartheta)$ при различных значениях α . Видим, что при $\vartheta < 1$ оценки для $\alpha < 1$ более консервативны, а для $\alpha > 1$ более оптимистичны, чем для $\alpha = 1$. При $\vartheta > 1$ все наоборот.



Выше определено, что α может быть случайной величиной с законом распределения вида (12). Тогда можно оценить интервал значений, в который попадает

 α с заданной вероятностью $u_{\alpha} = \int_{\alpha_{\min}}^{m} f_{\alpha}(\alpha) d\alpha$. Таким образом можно определить ин-

тервал значений, внутри которого с вероятностью u_{α} будет лежать вероятность безотказной работы объекта, в случае, если есть сомнения в «чистой» экспоненциальности распределения времени до отказа, т.е. есть основания полагать многоканальной природу повреждения объекта. Например, на рис. 5 заштрихована область, где с вероятностью $u_{\alpha} = 0.5$ лежат значения вероятности того, что аварийного останова реактора BBP-ц не будет к моменту времени $t = 9/\tilde{\rho}$. В частности,

можно прогнозировать (см. вертикальную линию на рис. 5), что ближайший останов произойдет не раньше, чем через месяц с вероятностью 0.74, которая лежит между «оптимистичной» величиной 0.98 и «пессимистичной» величиной 0.63.

Оптимизму оценок по формуле (19) при $\vartheta < 1$ и $\alpha > 1$ можно дать такую интерпретацию. Если отказ объекта произошел в момент времени τ , т.е. в интервале времени [0, τ) он отработал безотказно, то оценки вероятности безотказной работы объекта после восстановления работоспособности, на предстоящий период времени $t < \tau$ при $\alpha > 1$ отражают надежду, что и в следующий раз, скорее всего, отказ произойдет не ранее времени τ после ремонта.

Пессимизм оценок по формуле (19) при $\vartheta < 1$ и $\alpha < 1$ также может быть проинтерпретирован: если отказ все же произошел, то даже при полном его устранении «ничего хорошего ждать не приходится» и его снова надо ждать в ближайшее время.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены метод статистического анализа данных по отказам оборудования объектов ядерных технологий, а также метод оценки и обеспечения консервативности результатов расчета параметра потока отказов при малой статистике по отказам. Они позволяют оценивать интервалы значений для вероятностных характеристик надежности оборудования, в которые эти характеристики могут попадать, если предположение об экспоненциальной надежности оборудования подвергается сомнению.

Литература

1. Волков Ю.В., Макаренков Ю.Д., Пупко В.Я. Вероятностный анализ перевозок космических ЯЭУ по железным дорогам//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1993. – №2.

2. *Волков Ю.В., Самохин Д.С.* Методы определения вида и параметров распределений случайных величин или процессов по эксплуатационным данным ЯЭУ//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2007. – №4.

3. Волков Ю.В. Теоретико-расчетные модели для оценок и обеспечения надежности и безопасности реакторных установок//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1995. – №6.

4. Волков Ю.В. Надежность и безопасность ЯЭУ: Учебное пособие. – Обнинск: ИАТЭ, 1997.

5. Волков Ю.В., Кочнов О.Ю. Анализ данных по срабатыванию АЗ реактора ВВР-ц//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – №2.

6. Розанов Ю.А. Случайные процессы: краткий курс. – М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию 3.10.2007

УДК 621.039.564

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ КОМПЛЕКСНАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛОВ РЕАКТОРА РБМК-1000

<u>А.И.Трофимов, А.В. Нахабов, М.Г. Каленишин, С.И. Минин</u>

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г.Обнинск



Представлены результаты разработки алгоритма и программного обеспечения комплексной системы контроля, позволяющей проводить измерения диаметра, искривления, толщины технологических каналов, а также контроль сплошности металла стенок этих каналов.

введение

В процессе эксплуатации технологические каналы (ТК) реакторов РБМК под действием радиационного излучения и температуры претерпевают деформацию. Это может привести к разрушению ТК. С целью диагностики и предупреждения подобных дефектов применяются различные диагностирующие приборы и системы. В частности, подлежат диагностике следующие параметры ТК: вертикальное искривление, диаметр, толщина стенки, целостность металла. В настоящее время для каждого из этих параметров применяется отдельная контролирующая система. В рассматриваемой системе предпринята попытка объединить процессы контроля вышеобозначенных параметров в едином цикле измерений. Целями являются создание единого контролирующего комплекса, уменьшение времени, затрачиваемого на проведение контроля, централизованное и структурированное представление информации, полученной в процессе контроля. Трудности такого объединения состоят в повышенной сложности организации измерительного процесса, к программному обеспечению выдвигаются особые требования по обеспечению взаимодействия подсистем.

СОСТАВ КОМПЛЕКСНОЙ СИСТЕМЫ

Система содержит контролирующий зонд; спускоподъемное устройство, осуществляющее перемещения зонда вдоль ТК; аппаратуру управления; устройство управления, сбора и обработки информации. Контролирующий зонд включает в себя блок ультразвуковых преобразователей (УЗП) для измерения диаметра ТК, толщины стенки и целостности металла; инклинометр для контроля искривления ТК; шаговый двигатель для вращения зонда вокруг продольной оси. Измерительные каналы автономны, что позволяет при необходимости отдельно проводить контроль каждого из параметров.

[©] А.И.Трофимов, А.В. Нахабов, М.Г. Каленишин, С.И. Минин, 2008



Рис. 1. Схема системы контроля: 1 – аппаратура управлении; 2 – ЭВМ; 3 – зонд; 4 – блок УЗП; 5 – инклинометр; 6 – спускоподъемное устройство

АЛГОРИТМ КОНТРОЛЯ



Рис.2. Алгоритм контроля

Процесс контроля разбит на две части, разнесенных по времени: сбор данных и первоначальная их обработка (осуществляется в реальном времени); обработка и анализ накопленных данных (осуществляется в отложенном времени).

Для проведения цикла измерений контролирующий зонд с помошью спускоподъемного устройства опускается в ТК до нижней, стартовой точки. Контроль проводится при движении контролирующего зонда вверх с заданной скоростью с одновременными вращательными движениями вдоль продольной оси. Данные от ультразвуковых датчиков поступают в ЭВМ и записываются на жесткий диск. Также передаются данные от инклинометра, датчиков толщинометрии и диаметрометрии и датчиков определения «уровня зеркала». Электродвигатель спускоподъемного устройства снабжен механизмом слежения за количеством оборотов, что позволяет отслеживать координату вертикального перемещения. Блоксхема алгоритма контроля представлена на рис. 2.

Программное обеспечение построено по двухуровневому принципу. На верхнем уровне расположена программа контроля, которая отслеживает параметры контроля и управляет всеми устройствами системы. Она отвечает за организацию контроля и взаимодействие блоков. На нижних уровнях располагаются программы, управляющие отдельными устройствами и обеспечивающие дополнительные функции. В состав программного обеспечения входят следующие программные блоки: управления серводвигателем, управления шаговым двигателем, управления датчиками УЗК, управления инклинометром, накопления информации, обработки и визуализации.

Схема организации ПО показана на рис.3.

Блок управления серводвигателем. Серводвигатель снабжен электронным блоком сопряжения и подключен к СОМ-порту управляющей ЭВМ. Среди команд управления в том числе доступны: установка скорости вращения вала, установка направления вращения вала, считывание текущего положения ротора (в оборотах). Пересчет количества оборотов в вертикальную координату положения осуществляется по таблице градуировки. Блок управления серводвигателем включает в себя автоматизированную подсистему определения крайних положений

движения. Верхняя точка определяется с помощью



Рис. З. Схема организации ПО

так называемого датчика определения уровня зеркала, т.е. при пересечении зонда границы воздух-вода. Глубина погружения, задаваемая оператором, определяет нижнюю точку. Также подсистема обеспечивает возможность подвода зонда к указанной точке и проведения повторного контроля отрезка канала при необходимости.

Блок управления шаговым двигателем. Предназначен для обеспечения вращательных движений модуля контроля с целью охвата головкой датчиков УЗК всей плоскости канала. Полный оборот модуля контроля осуществляется за 200 шагов. Каждый шаг инициируется посылкой импульса по LPT порту, через который блок сопряжения шагового двигателя подключен к управляющей ЭВМ. По достижении 200 шагов управляющая программа переключает шаговый двигатель на вращение в противоположную сторону.

Из уровня погружения и номера шага складываются координаты положения модуля контроля, при передаче информации в блок-накопитель координаты передаются непосредственно перед блоком данных от датчиков. Таким образом, при постобработке можно однозначно определить глубину погружения и угол поворота любой точки контроля.

Блок управления датчиками УЗК. Контроль проводится при вращении зонда попеременно по часовой и против часовой стрелок с одновременным подъемом вдоль канала, при этом реализуется несколько схем прозвучивания (тактов). Каждый оборот зонда вокруг оси совершается за 200 шагов, на каждом шаге стенка канала последовательно прозвучивается по 14 схемам. Одна из схем используется для толщинометрии, одна – для диаметрометрии. Дополнительная схема служит для определения уровня «зеркала». Признаком наличия дефекта является превышение сигналом заданного порога над уровнем шума. Вся собранная в ходе контроля информация об амплитудах сигналов в относительных (условных) единицах записывается в файл. В первой строке файла содержится служебная информация, а далее по столбцам идет информация по каждому такту, в первом столбце указаны координаты положения зонда в шагах, перевод их в метрические единицы осуществляется при постобработке по заранее отградуированной таблице.

Блок управления инклинометром. Каждый отчет представляет собой два числа, соответствующих отклонениям по осям *ZX* и *ZY* (ось *Z* является продольной по отношению к модулю контроля).

Блок накопления информации. Обеспечивает сохранение сформированного пакета в накопителе (жесткий диск ЭВМ). На каждом шаге двигателя в блок-накопитель отправляется информационный пакет, содержащий следующие данные: время отчета, координаты (уровень погружения и угол поворота), данные инклинометра (пара углов отклонения), 14 отчетов с датчиков УЗК. Перед началом контроля оператор заполняет протокол контроля, который сохраняется вместе с данными измерений. Таким образом программное обеспечение позволяет накапливать и хранить данные измерений в структурированном виде.

Блок визуализации. Подразумевает двойную реализацию: во-первых, обеспечивает отображение данных, поступающих во время процедуры контроля в реальном времени, во-вторых, обеспечивает анализ и отображение накопленных данных в отложенное время. Отображение поступающих данных во время контроля реализовано в виде осциллограмм по каждой схеме прозвучивания (итого 14 шт.). По оси X отложено время отслеживания сигнала (строб), которое может быть выставлено индивидуально для каждой из схем.

По оси У отложена амплитуда сигнала в вольтах. Для каждой схемы можно настроить отрезок значимости – все что перед и за отрезком отсекается в момент предобработки сигнала и в накопитель не поступает, а также коэффициент усиления сигнала. Интерфейс программы показан на рис. 4.

Отображение накопленных данных после процедуры контроля реализовано в виде графической таблицы. По оси X откладываются шаги (200 шт.), по оси Y – уровень погружения. Каждая ячейка таблицы окрашена в белый цвет с интенсивностью, соответствующей уровню сигнала. Таким образом, белые «точки» откалиброванной системы указывают на наличие дефекта. Для каждой схемы прозвучивания строится отдельная таблица. Позволяет получить информацию о координатах интересующей точки с целью подвода модуля контроля в заданное место канала.

Блок обработки осуществляет динамическую фильтрацию, масштабирование, отображение информации по амплитудам и координатам. В этом блоке, т.е. на этапе постобработки, производится калькуляция параметров контроля:

• координата по высоте переводится из условных единиц в метрическую систему, опираясь на результаты проведенной градуировки;

• абсолютные значения амплитуды переводятся в вольтаж, опираясь на выставленные коэффициенты усилений;

• высчитывается угол поворота зонда в градусах для каждой точки контроля.

Визуализация данных толщинометрии. Данные от схемы УЗК, предназначенной для толщинометрии, обрабатываются специальной программой, производящей вычисления расстояния между всплесками отраженных сигналов от внутренней и внешней стенок канала.

Визуализация данных диаметрометрии. Данные от схемы УЗК, предназначенной для диаметрометрии, обрабатываются специальной программой, производящей расчет диаметров в двух взаимоперпендикулярных плоскостях.



Рис. 4. Визуализация данных контроля в реальном времени

Визуализация данных об искривлении ТК. Процедура визуализация данных об искривлении ТК осложняется тем, что для каждой точки контроля имеются данные лишь об угле отклонения зонда, а не об абсолютном расстоянии зонда от продольной оси. Для определения этого расстояния предназначена программа расчета. Принцип расчета расстояния приведен на рис. 5. Для каждой точки отчета строится треугольник с гипотенузой, равной пройденному за время от предыдущего

отсчета расстоянию и углом при гипотенузе, значение которого получено от инклинометра. Вычисленные значения длин катетов формируют ряд чисел a_i , являющихся расстоянием смещения относительно положения зонда в момент времени предыдущего отчета. Искомые смещения от продольной оси составляют ряд b_i и рассчитываются как $b_1 = 0$; $b_i = b_{i-1} + a_i$ для i > 1.

По результатам расчетов строится кривая для каждой из двух проекций ТК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате разработки алгоритма и программного обеспечения проведена автоматизация обработки и представления информации в комплексной системе контроля состояния технологических каналов. Система позволяет проводить измерения геометрических параметров ТК и целостность металла за один цикл, что значительно экономит время и снижает затраты на проведение контроля. Данные контроля сопровождаются протоколом контроля и систематизируются. Система прошла тестовые испытания и направлена на Смоленскую АЭС.



Рис. 5. Определение смещения зонда от продольной оси

Литература

1. *Трофимов А.И., Балдин В.Д., Григорьев М.В.* Диагностика и ремонт конструкций активной зоны энергетических ядерных реакторов РБМК-1000. – М.:Энергоатомиздат, 2002.

2. *Трофимов А.И., Минин С.И., Трофимов М.А., Зильпер А.А.* Автоматизированная система контроля напряженного состояния металла технологических каналов в районе переходников стальцирконий энергетических ядерных реакторов типа РБМК// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2000. – №4.

Поступила в редакцию 10.10.2007

УДК 519.7:574

АНАЛИЗ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ БИОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПОЧВ В ТЕХНОГЕННО ЗАГРЯЗНЕННЫХ РАЙОНАХ

<u> Н.Н. Павлова, В.П. Романцов, Е.И. Сарапульцева</u>

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г.Обнинск



В настоящее время особую актуальность приобретают мероприятия по оценке экологических последствий техногенного загрязнения городов. Это в равной степени относится как к крупным промышленным центрам, так и к малым городам.

В г.Обнинске, расположенном в 100 км к юго-западу от Москвы, на территории Калужской области, более 50 лет действует крупный Государственный научноисследовательский центр – Физико-энергетический институт (ФЭИ) и ряд производств, связанных с разработкой объектов атомной энергетики. Одна из промплощадок ФЭИ примыкает к массиву жилой застройки города. Санитарно-защитная зона (СЗЗ) ФЭИ рассчитана с учетом выбросов в атмосферу химических и радиоактивных веществ предприятия, состав которых зависит от характера проводимых исследований и в целом определяется инертными радиоактивными газами, а также йодом-131, короткоживущими и долгоживущими аэрозольными продуктами деления ядерного топлива и продуктами коррозии активированных нейтронами конструкционных материалов ядерных установок [1]. Радиоактивные выбросы ФЭИ в атмосферу за период исследования не превышали допустимых норм для предприятий атомной энергетики [2].

В атмосферу Обнинска выбрасываются также пыль разного состава, диоксид серы, окислы азота, оксид углерода, углеводороды. От работы автотранспорта поступают оксиды углерода и азота, а также сажа и тяжелые металлы. При преимущественно юго-западном направлении ветра на исследуемой территории значение pH в осадках несколько выше, чем в среднем по региону [1].

В Обнинском ИАТЭ накоплен теоретический и практический опыт биологического мониторинга наземных и водных экосистем, который лег в основу проводимых в 2002–2007 гг. работ, поддерживаемых Программой инновационного сотрудничества Минатома РФ и Минобразования РФ по биологической оценке влияния деятельности ФЭИ на природный биоценоз [3–5].

Известно, что антропогенные воздействия на почву могут изменять условия существования почвенных микроорганизмов, нарушать нормальное протекание процессов трансформации веществ как в почве, так и в биосфере [6]. Почвенные микроорганизмы занимают основное положение в циклах таких жизненно важ-

[©] Н.Н. Павлова, В.П. Романцов, Е.И. Сарапульцева, 2008

ных элементов, как C, N, P, S, Fe, Mn и др. На ранних стадиях развития техногенных экосистем почвенные микробоценозы являются наиболее информативной диагностической компонентой биоты, способной в силу высокой адаптации быстро реагировать на смену экологических условий и менять функциональную активность [7]. Именно эта способность микроорганизмов была использована в целях биологического мониторинга почв в районе Обнинска, на территории которого расположено предприятие атомной энергетики [8].

Существенное место в данной работе отводится обоснованию выбора показателей биологической активности почв в целях биомониторинга. Математические методы анализа позволили определить приоритетные биологические системы почвенного микробоценоза, наиболее динамично и адекватно характеризующие состояние экосистемы в техногенно загрязненном районе.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Были отобраны 60 образцов почв на территории г. Обнинска и санитарно-защитной зоны ФЭИ. Схема пробоотбора приведена на рис. 1.



Рис.1. Карта-схема точек пробоотбора образцов почв в 2002–2007 гг. на территории Обнинска и СЗЗ ФЭИ

Для мониторинга почв использовали как биохимические показатели: оценку ферментативной активности микробоценозов по каталазной, дегидрогеназной, уреазной и инвертазной активностям, так и физиологические – изменение активности азотфиксации, денитрификации, метаногенности и эмиссии CO₂ из почв. Биологическая активность почв оценивалась по известным методикам, применяемым в почвенной микробиологии [9–11].

Для статистического анализа результатов биологического мониторинга исследуемой территории все точки пробоотбора были разделены на две зоны: «парковая» – зона 1 (точки 1 – 11, 13, 15, 19–26, 28–30, 33, 51, 52, 58–60) и «придорожная» – зона 2 (точки12, 14, 16–18, 27, 31, 32, 34 – 50, 53–57). В основе принципа условного разделения точек пробоотбора по зонам лежала их принадлежность к относительно «нетронутым» лесным и луговым районам пригорода, санитарнозащитной зоны ФЭИ, расположенной в пойме р.Протвы, парковой части города (зона 1) и почвам, отобранным вблизи центральных улиц города и железнодорожной ветки Москва–Калуга (зона 2).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты биологической активности почв по восьми показателям представлены на рис. 2–3 в соответствии с зональностью. Проведен сравнительный анализ изменения исследуемых показателей активности почвенных микробоценозов по зонам наблюдения.

Из полученных результатов можно заключить, что каталазная активность почв в зонах 1 и 2 достоверно не отличается (рис.2а). Распределения можно считать нормальными по критерию Колмогорова [12], формирование результата измерений аддитивное. Функции плотности распределений имеют вид:

$$f_1(x) = \frac{1}{0.3\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-1.4)^2}{2 \cdot 0.3^2}\right), \quad f_2(x) = \frac{1}{0.5\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-1.7)^2}{2 \cdot 0.5^2}\right),$$

где $f_1(x)$ – функция плотности распределения каталазной активности в зоне 1, $f_2(x)$ – функция плотности распределения каталазной активности в зоне 2.

Статистическая обработка не позволила обнаружить достоверных отличий в исследуемых точках зон наблюдения. Каталазная активность почв не является информативным показателем преобразований почвенного микробоценоза в условиях низкоинтенсивного загрязнения почв тяжелыми металлами и радионуклидами.

Распределения значений инвертазной активности в зонах 1 и 2 являются нормальными (рис. 26). Функции плотности распределения описываются следующими выражениями:

$$f_1(x) = \frac{1}{0.31\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-1.7)^2}{2\cdot 0.31^2}\right), \quad f_2(x) = \frac{1}{0.3\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-1.8)^2}{2\cdot 0.3^2}\right),$$

где $f_1(x)$ – функция плотности распределения инвертазной активности в зоне 1, $f_2(x)$ – функция плотности распределения инвертазной активности в зоне 2.

Функции $f_1(x)$ и $f_2(x)$ неразличимы при уровне значимости (α = 0,05).

Анализ уреазной активности исследуемых почв выявил, что функции плотности распределения этого показателя в зоне 1 и 2 являются логнормальными:

$$f_1(x) = \frac{1}{0.03\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{x} \exp \left[-\frac{1}{2 \cdot 0.03^2} \cdot (\ln x - 0.3)^2 \right],$$

ЭКОЛОГИЯ ЭНЕРГЕТИКИ



Рис.2. Интегральная функция распределения биохимических показателей биологической активности почвенного микробоценоза в точках пробоотбора.

По оси абсцисс – каталазная активность (а), см³ O₂/г мин; инвертазная активность (б), мг гл/г сут; уреазная активность (в), мг NH₄/г ч; дегидрогеназная активность (г), мг TTФ/г сут. По оси ординат – значения интегральной функции распределения

$$f_2(x) = \frac{1}{0.04\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{x} \exp\left[-\frac{1}{2 \cdot 0.04^2} \cdot (\ln x - 0.3)^2\right].$$

Характер распределений биологического показателя не различается (α =0,05) в зонах 1 и 2 (рис. 2 в).

Распределения показателей дегидрогеназной активности в зонах 1 и 2 являются нормальными. Функции плотности распределения соответственно имеют вид:

$$f_1(x) = \frac{1}{8,52\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-14,1)^2}{2\cdot 8,52^2}\right), \quad f_2(x) = \frac{1}{7,28\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-13,0)^2}{2\cdot 7,28^2}\right)$$

Значения данного показателя биологической активности почв достоверно не различаются (α =0,05) в зонах 1 и 2.

Высокая биоиндикационная значимость в мониторинге исследуемого почвенного микробоценоза может быть отведена эмиссии CO₂. Функции плотности распределения в зонах 1 и 2 для полученных значений данного показателя следующие:

$$f_1(x) = \frac{1}{2,31\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-7,4)^2}{2\cdot 2,31^2}\right), \quad f_2(x) = \frac{1}{2,69\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-9,3)^2}{2\cdot 2,69^2}\right).$$

Распределения являются нормальными по критерию Колмогорова. Функции $f_1(x)$ (зона 1) и $f_2(x)$ (зона 2) достоверно различны даже при малых уровнях значимости (α =0,025) (рис.За). Эмиссия CO₂ в точках зоны 2 достоверно ниже, чем в точках зоны 1.



Рис.3. Интегральная функция распределения физиологических показателей биологической активности почвенного микробоценоза в точках пробоотбора. По оси абсцисс – эмиссия CO₂ (а), мкг C-CO₂ /г·ч; активность азотфиксации (б), мкг N₂ /г·ч; денитрифицирующая активность (в), мкг N₂O /г·ч; метаногенная активность (г), мкг CH₄ /г·ч. По оси ординат – значения интегральной функции распределения

Плотности распределений показателей активности азотфиксации в зонах 1 и 2 являются логнормальными и описываются следующими функциями:

$$f_1(x) = \frac{1}{0.81\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{x} \exp\left[-\frac{1}{2 \cdot 0.81^2} \cdot (\ln x - 1.8)^2\right],$$
$$f_2(x) = \frac{1}{0.73\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{x} \exp\left[-\frac{1}{2 \cdot 0.73^2} \cdot (\ln x - 1.6)^2\right].$$

Функции $f_1(x)$ и $f_2(x)$ достоверно (α =0,05) не различимы для зон 1 и 2 соответственно (рис. 3 б).

Значения денитрифицирующей активности почвенного микробоценоза имеют следующие функции плотности распределения в зонах 1 и 2:

$$f_1(x) = \frac{1}{1,32\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-2,0)^2}{2\cdot 1.32^2}\right], \quad f_2(x) = \frac{1}{0,8\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-2,2)^2}{2\cdot 0.8^2}\right].$$

Показатели денитрификации в зонах 1 и 2 достоверно (α =0,1) различаются (рис. 3в). Таким образом, денитрифицирующая активность почв является информативным показателем при проведении биологического мониторинга территорий с низким уровнем загрязнения почв тяжелыми металлами и радионуклидами.

Распределения показателей метаногенной активности микробоценоза исследуемых почв в зонах 1 и 2 являются нормальными и описываются функциями:

$$f_1(x) = \frac{1}{2, 4\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-3,2)^2}{2 \cdot 2, 4^2}\right], \quad f_2(x) = \frac{1}{0, 8\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(x-2,1)^2}{2 \cdot 0, 8^2}\right].$$

Функции $f_1(x)$ (зона 1) и $f_2(x)$ (зона 2) достоверно (α =0,05) отличаются (рис.3г). Метаногенная активность почвенных микробоценозов может быть использована при биодиагностике почв с низким уровнем загрязнения тяжелыми металлами и радионуклидами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты позволяют судить о различной степени биологической активности почвенных микробоценозов на техногенно загрязненных почвах с низким содержанием тяжелых металлов и радионуклидов. Анализ функций распределения биохимических показателей почвенного микробоценоза в зонах 1 и 2 не выявил достоверных различий. Данные показатели не являются информативными при проведении биологического мониторинга почв с низкоинтенсивным уровнем загрязнения тяжелыми металлами и радионуклидами.

Из физиологических показателей биологической активности, полученных в данной работе, статистически значимыми (α =0,05) для биологического мониторинга техногенно загрязненных территорий являются эмиссия CO₂ и метаногенность. С меньшим уровнем значимости (α =0,1) может быть использована денитрифицирующая активность почвенного микробоценоза.

Литература

1. Силин И.И. Экология и экономика природных ресурсов бассейна р.Протвы (Калужская и Московская области). – Калуга: ВИЭМС, 2003.

2. Радиационная обстановка на территории России и сопредельных государств в 1999-2005гг.: Ежегодники/Под. ред. К.П. Махонько. – Обнинск: НПО «Тайфун», 1999-2005.

3. *Егорова Е.И., ЦыбА.Ф*. Биолого-эпидемиологический мониторинг ГНЦРФ-ФЭИ/Тез.докл. научной сессии МИФИ-2003. – М., 2003. – С.28-29.

4. *Егорова Е.И., Иголкина Ю.В., Степанов А.Л*. Мониторинг почв в районе размещения предприятия атомной промышленности //Успехи современного естествознания, – 2003. – №12. – С.92-93.

5. *Егорова Е.И., ЦыбА.Ф.* Биологический мониторинг ГНЦРФ-ФЭИ Минатома РФ: Тезисы докладов научной сессии МИФИ – 2004. – М., 2004. – С.213-214.

6. *Егорова Е.И., Козьмин Г.В., Трофимов А.И*. Проблемы экологической оценки состояния природной среды в районах размещения атомных станций//Вестник РАЕН. – 2002. – №2. – С.355-358.

7. Соколов М.С., Филипчук О.Д., Цаценко Л.В. Биогеоценотические критерии экологического нормирования. Сельскохозяйственная биология. – М.: РАСН, 1998. – №3. – С. 3-24.

8. *Егорова Е.И.* Оценка экологического состояния рекреационной зоны г. Обнинска в районе расположения ГНЦРФ-ФЭИ им. А.И. Лейпунского методами биологического мониторинга // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – №2 – С. 48-56.

9. Xasues Ф.X. Методы почвенной энзимологии. – М.: Наука, 1990. – С. 15-17, 33-35.

10. *Умаров М.М.* Ацетиленовый метод изучения азотофиксации в почвенно-микробиологических исследованиях//Почвоведение. – 1976. – №11. – С.92-95.

11. Степанов А.Л., Лысак Л.В. Методы газовой хроматографии в почвенной микробиологии: Уч.метод.пособие. – М.: МАКС Пресс, 2002.

12. Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика. Основы моделирования и первичная обработка данных: Справочное издание. – М.: Финансы и статистика, 1983.

13.*Романцов В.П*. Статистические методы обработки данных в экспериментальной ядерной физике: Уч.пособие по курсу «Экспериментальные методы ядерной физики». – Обнинск: ИАТЭ, 1993.

Поступила в редакцию 3.12.2007

УДК 621.039.5

P

ПРИРОДНЫЙ ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР В НЕДРАХ ЗЕМЛИ

А.А. Безбородов, Н.В. Гусев, И.Р. Суслов, В.И. Фоломеев

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

Исследуется возможность длительного протекания цепных ядерных реакций деления в недрах Земли на протяжении 4 млрд. лет вплоть до настоящего времени. Природный реактор на быстрых нейтронах в виде «озер» мог образоваться при оседании урана из жидкого слоя на твердое ядро Земли. Приведен механизм концентрирования урана в ядре Земли. В таком слое могла протекать цепная ядерная реакция с воспроизводством новых делящихся нуклидов. Рассчитаны некоторые нейтронно-физические характеристики природного реактора. Наиболее вероятна его работа в импульсном режиме, как это было в случае природного ядерного реактора в Окло (Габон).

ВВЕДЕНИЕ

Земля излучает примерно в два раза больше тепла (~ 45 ТВт), чем могла бы отдавать в результате остывания и радиогенного энерговыделения [1,2].

В 1956 г. Курода [3] пришел к выводу, что около 2 млрд. лет назад и ранее, когда доля ²³⁵U превышала 3%, в местах концентрации урана и в присутствии замедлителей нейтронов (например, воды) могли возникать самопроизвольные цепные ядерные реакции деления. В 1972 г. французские специалисты нашли остатки природного ядерного реактора, который работал 1,8 млрд. лет назад в подземном урановом месторождении в Окло (Габон, Африка) [4, 5]. Позже было найдено примерно два десятка реакторных зон в том же районе [6]. Начались исследования других мест концентрации актиноидов и работы природных ядерных реакторов, причем не только в коре, но и в ядре Земли, и в самом центре Земли [7, 8].

Для анализа характеристик геореактора косвенным методом исследования и доказательства его существования служит выход продуктов деления, мигрирующих из зоны реакции и достигающих земной поверхности. Представляет интерес атомное отношение ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ [8]. Тритий является основным продуктом тройного деления, β -распад которого формирует ${}^{3}\text{He}$. Отношение ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ в различных местах земной коры в 6–11 раз выше [9], чем в атмосфере (в среднем в 7,55 раз, в мантии в – 10 раз, в вулканической лаве на Гавайях – в 30 раз). Ведется изучение и других продуктов деления актиноидов природного ядерного реактора, достигших вулканической лавы. Например, ${}^{10}\text{Be}$, присутствие которого в земной атмосфере обусловлено только космическим излучением [10]. Прямым методом исследования природного реактора являются электронные антинейтрино, возникающие в результате β -распада продуктов деления, образующихся после деления тяжелых ядер в ходе цепной ядерной реакции [11]. В мире имеются нейтринные детекторы способные решить эту задачу [12].

[©] А.А. Безбородов, Н.В. Гусев, И.Р. Суслов, В.И. Фоломеев, 2008

Работа природного ядерного реактора в импульсном режиме, как это было в реакторе Окло [6], может пояснять многие глобальные процессы на Земле как в прошлом, так и в настоящем: смена полюсности магнитного поля Земли (в среднем 1 раз в 200 тыс. лет, например, [7, 8]), изменение климата – локальные ледниковые периоды (за последние 2 млн. лет зафиксировано 20 ледниковых периодов: примерно 90 тыс. лет похолодания и 10 тыс. лет потепления [13,14]).

МЕХАНИЗМ КОНЦЕНТРИРОВАНИЯ УРАНА НА ТВЕРДОЕ ЯДРО Земли

Ядро Земли на ~90% состоит из железоникелевой смеси, причем ~80% приходится на железо, ~10% – на никель [15, 16]. Остальное – легкие химические элементы в составе земного ядра, которые должны уменьшать суммарную плотность ядра до геофизических значений, по сравнению с чистой железоникелевой смесью. Указывается [16], что такими легкими элементами могут быть достаточно распространенные в Солнечной системе С, N, O. В работах [17, 18] приведены обоснования того, что основным таким элементом может быть углерод в количестве до 10% масс. Как указывается, например, в монографии [19] в силикатной магме (первоисточнике всех месторождений) уран находится в виде UO₂.

Для определения поведения урана в недрах планеты была проведена серия экспериментов при давлении 5, 7 и 10 ГПа и температуре 1900–2500 К, в которых исследовано взаимодействие диоксида урана с железоникелевым расплавом [20]. Эксперименты проведены на многопуансонном аппарате высокого давления типа «разрезная сфера». Исходные образцы диаметром 5, высотой 10 мм прессовали из урансодержащих порошков и механической смеси железа и никеля в различной пропорции. Трубчатый графитовый нагреватель, внутри которого в оболочке на основе диоксида циркония помещали исследуемый образец, поддерживал высокую температуру. Время выдержки при высоком давлении и температуре составляло 4–6 ч. На рис. 1 показано полученное в экспериментах распределение диоксида урана по высоте образцов, разрезанных вдоль оси. Образцы состояли из однородных смесей спрессованных порошков железа и частиц диоксида урана размером 2–3 мкм. Видно, что при давлении 5 ГПа растворилось больше диоксида урана, чем при давлении 10 ГПа (при одинаковой исходной концентрации 10⁻²%



Рис. 1. Распределение UO₂ в железе после охлаждения и снятия давления, полученное методом массспектрометрии вторичных ионов

по массе) и что более тяжелые частицы диоксида оседают на дно рабочей ячейки в расплаве железа. Растворимость диоксида урана, которая уже при 5 ГПа оказалась менее чем 10⁻²% по массе, была определена лазерно-люминесцентным методом и составила 3,2·10⁻⁴% по массе при 10 ГПа и 2300 К. Таким образом, она снижается с ростом давления.

Аналогичные эксперименты с той же целью были проведены и канадскими специалистами [21].

После образования Земли в магме, состоящей в основном из смесей растворов и расплавов железа и силикатов, были и соединения урана. Силикаты, кристаллизуясь при очень высоком давлении, вытесняют из своей решетки соединения актиноидов. Соединения урана в виде кристаллов оказываются в железоникелевом расплаве. Со снижением интенсивности бомбардировки планеты выпадающим веществом [16] и уменьшением выделения тепла короткоживущими радиоактивными элементами магма относительно успокаивается, и становится все более интенсивной гравитационная дифференциация вещества по плотности. Силикатные частицы поднимаются вверх, железоникелевый расплав с взвешенными в нем кристаллами актиноидов опускается к ядру Земли. С повышением давления кристаллизуется и оставшаяся часть растворенных в металлическом расплаве актиноидов. Как более плотные такие частицы оксидов урана с уменьшением тепловой конвекции в жидком слое оседают на твердое ядро планеты.

В результате анализа большого количества сейсмических трасс (более 300 тыс.), проходящих через земное ядро, обнаружено явление анизотропии волновых свойств внутреннего ядра [22], связанное с наличием относительно тонкого слоя повышенной плотности на границе жидкого и твердого ядра [23, 24], который может являться средоточием для актиноидов, препятствуя их проникновению вглубь твердого ядра.

При гравитационной дифференциации вещества планеты химически устойчивые и высокоплотные соединения актиноидов могли опускаться и концентрироваться на твердом ядре Земли (рис. 2).



Рис. 2. Механизм оседания диоксида урана на внутреннее ядро Земли: 1 – кора Земли, 2 – магма, 3 – жидкое ядро Земли, 4 – твердое ядро Земли

РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Моделируемая среда представляет собой область железоникелевоуглеродного расплава (в соотношении 80:10:10% по массе) плотностью 12 г/см³, и взвешенных в нем кристаллов диоксида урана плотностью 19,5 г/см³, при температуре 5000 К и давлении 330 ГПа. Плотности получены специалистами из Новосибирска [17, 25] по ударно-волновым данным и обобщенным ударным адиабатам. Время начала моделирования 4 млрд. лет назад. Вследствие недостатка эффективного замедлителя цепная реакция деления идет в основном на быстрых нейтронах. Такая среда является совокупностью «озер» актиноидов на неровной поверхности [24, 26] твердого ядра Земли.

Из-за тепловыделения и конвективных потоков происходит разрыхление актив-

ного слоя, что вызывает уменьшение объемной концентрации кристаллов урана и приводит к подкритичности и медленному уменьшению потока нейтронов. Энерговыделение снижается, конвективные потоки уменьшаются, уран оседает, его объемная концентрация увеличивается, что приводит к надкритическому состоянию. Таким образом, конвективное разрыхление слоя действует как отрицательная обратная связь по мощности нейтронного процесса, который может идти в квазистационарном режиме. Естественный процесс генерации и удаления продуктов деления за счет гравитационной сепарации представляет управляющий механизм, который может альтернативно останавливать и возобновлять работу реактора, как отмечается в работе [7]. За счет энергии, аккумулированной радиационными дефектами, атомы могут получать энергию, превышающую энергию связи. Образующиеся первично выбитые атомы способствуют появлению вторично выбитых, и в результате возникает каскад смещенных атомов. Накопление дефектов увеличивает потенциальную энергию вещества. Этот процесс известен для графита и при определенных условиях (повышение температуры) энергия может спонтанно выделиться [27, 28]. Для природного реактора наличие углерода приведет к выбросу вещества из зоны реакции и последующему восстановлению его работы за счет гравитации. Таким образом, количество актиноидов в кристаллах урана поддерживается постоянным, несмотря на деление. При фиксированной доле расплава количество делящегося материала в единице объема зоны ядерной реакции постоянно, за счет выгорания меняется лишь изотопный состав и толщина слоя. Работу природного ядерного реактора можно сравнить с высокотемпературным реактором – подача топлива (сверху) в активную зону в виде шаровых твэлов [29].

ВОЗМОЖНЫЕ СЦЕНАРИИ РЕАКЦИИ

Можно приближенно оценить диапазон изменения выделившейся энергии в зависимости от сценария реакции.

Пусть E_{α} – энергия выделяющаяся при α -распаде всего урана, E_f – благодаря делению (200 МэВ выделяется при делении ядра урана; около 50 МэВ во всей цепочке α -распада). $E_f = 4E_{\alpha}$. Тогда суммарное выделение энергии находится в пределах $E_{\alpha} \leq E_s \leq 4E_{\alpha}$. С учетом того, что за 4 млрд. лет распалась по α -каналу примерно половина всего урана, можно считать, что выделилась энергия $E_{\alpha,4} = 0.5E_{\alpha}$.

Сценарий 1. Цепная реакция деления невозможна из-за больших конвективных потоков и большой объемной доли расплава. Изотопная кинетика осуществляется по каналу α -распада; $E_{s,4} = 0,5E_{\alpha}$.

Сценарий 2. Цепная реакция деления невозможна, когда концентрация ²³⁵U падает ниже критического уровня. Появление новых делящихся нуклидов мало. Оставшийся делящийся материал продолжает выделять тепло. $E_{s,4} = f E_{f,4} + 0,5(1 - f) E_{\alpha}$, где f - доля разделившихся ядер, $f = x_5 f_5$, $x_5 -$ доля ядер ²³⁵U в исходной композиции, $f_5 -$ разделившийся ²³⁵U. 4 млрд. лет назад x_5 было ~ 16,5%. Возможно, что около половины ядер ²³⁵U выгорело до потери критичности. Тогда $E_{s,4} = 0,6E_a$.

Сценарий 3. Режим размножения. При начальном этапе деления ²³⁵U новые делящиеся нуклиды появляются с высокой скоростью. Получается нестандартный быстрый бридер. ²³⁸U превращается в ²³⁵U за счет α -распада ²³⁹Pu. Если реакция продолжается до настоящего времени, то по каналу деления энергию может выделить также примерно половина актиноидов. $E_{s,4} = 2,25E_{\alpha}$, т.е. увеличение примерно в 5 раз.

Сценарий 4. Импульсный режим. Похож на предыдущий. Цепная реакция деления происходит в течение короткого времени, и затем в течение длительного времени происходит процесс осаждения делящегося вещества на твердое ядро. Затем процесс повторяется. Энерговыделение такое же, как и в сценарии 3.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОТОПНОЙ КИНЕТИКИ

Используются сечения взаимодействия нейтронов с материалами среды БНАБ [30, 31] 26 энергетических групп. Для описания изотопной кинетики делящихся нуклидов методом конечных разностей решается система уравнений вида [32]:

$$dN_i/dt = -C_i - f_i - \lambda_i N_i + C_{i-1} + \lambda_{i \to i} N_i,$$

где N_i – концентрация нуклида *i* в рассматриваемом материале; C_i – радиационный захват; f_i – деление; λ_i – константа распада *i*-го нуклида; $\lambda_{j \to i}$ – константа *j*-го нуклида, из которого при распаде получается нуклид *i*. Поскольку все протекающие процессы приводят к медленным изменениям, удовлетворительные результаты дает использование явной схемы:

$$N(t + \Delta t) = N(t) + F(t)\Delta t,$$

где *F*(*t*) – правая часть вышеприведенного уравнения, вычисленная для момента времени *t*. Активный слой описывается гомогенизированной смесью железоникелевоуглеродного расплава и кристаллов диоксида урана. Зависящие от времени макроконстанты гомогенизированной среды определяются как

$$\Sigma(t) = (1 - C(t))\Sigma_{fuel}(t) + C(t)\Sigma_{melt},$$

где C(t) – объемная доля расплава в слое в момент времени t, $\Sigma_{fuel}(t)$ – макроконстанты актиноидов в момент времени t, Σ_{melt} – независящие от времени макроконстанты расплава. Макроконстанты актиноидов $\Sigma_{fuel}(t)$ получаются умножением ядерных коцентраций нуклидов актиноидов, вычисляемых из уравнений изотопной кинетики, на их не зависящие от времени микроконстанты и суммированием по всем рассматриваемым нуклидам. По аналогии с рекомендациями из работы [33, с.68] наряду с общим временным циклом предусматривается дополнительное разбиение на временные интервалы. Изменяющаяся по времени доля расплава C(t) выбирается из условия критичности слоя – равенства эффективного коэффициента размножения единице. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в активном слое описывается в приближении пространственнонезависимой утечки (В²-приближении), сводящей задачу к эффективной нульмерной. Использование В²-приближения для целого ряда задач моделирования воспроизводства ядерного топлива в быстрых реакторах [34, 35] показывает, что данное приближение позволяет получить достаточно адекватные качественные оценки основных эффектов, определяющих динамику моделируемого процесса. Утечка рассчитывается по толщине слоя *H* по формуле $B^2 = \pi^2/H^2$. При заданном значении C(t) эффективный коэффициент размножения определяется из уравнения баланса в многогрупповом B²-приближении. Критическая доля расплава итерационно находится из условия $k_{3b} = 1$ с использованием итерационного метода Ньютона:

$$C^{(i+1)} = C^{(i)} + (1 - k_{i_{0}}^{i}) / (dk_{i_{0}}^{i} / dC),$$

в котором значение производной $dk_{s\phi}^i/dC$ определяется по разностной формуле на двух последовательных итерациях. Условно-критическое уравнение переноса нейтронов определяет нейтронные потоки с точностью до умножения на произвольную константу, которая выбирается из условия нормировки на заданную мощность, выделяемую при делении. Поскольку в модели выделяемая энергия отводится через поверхность неизменной площади, то предполагается, что мощность реакции на единицу этой поверхности постоянна.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

«Глубина озера» Z равна сумме эффективной толщины слоя актиноидов Z_f и перемешанного с актиноидами расплава Z_m с соотношением объемов 1 – C(t) и C(t). Максимально возможный при заданном состоянии озера актиноидов и их нуклидном составе эффективный коэффициент размножения $k_{s\phi}^{max}$ >1 определяется толщиной слоя актиноидов Z_f – глубиной озера. В табл. 1 представлены суммарное энерговыделение и продолжительность критичности в зависимости от глубины озера актиноидов Z_f для нейтронной мощности 10⁻⁴ Вт/см³, соответствующей сценарию 4 – выгоранию основной массы актиноидов по каналу деления.

Энерговыделение и продолжительность критичности показывают, что при начальной толщине в десятки метров они очень слабо влияют на качественные характеристики процесса. Поэтому результаты для начальной толщины 30 м являются представительными.

Таблица 1

Суммарное энерговыделение и продолжительность критичности в зависимости от глубины озера актиноидов для нейтронной мощности 10⁻⁴ Вт/см³

Начальная толщина слоя актиноидов, м	Энерговыделение в относительных единицах	Продолжительность критичности, млрд. лет
30	1	0,47
60	2,01	0,54
90	3,02	0,59

Зависимость от времени $k_{_{3\phi}}^{_{max}}$ от задаваемого уровня мощности представлена на рис. 3. Четыре млрд. лет назад стартовый $k_{_{3\phi}}^{_{max}}$ =1,36 во всех случаях один и тот же.

При первом сценарии изотопной кинетики (при нулевой мощности деления, кривая 1) за счет более быстрого распада ²³⁵U по сравнению с ²³⁸U $k_{_{3\phi}}^{_{max}}$ становится меньше единицы примерно через 1 млрд. лет (т.е. 3 млрд. лет назад) и цепная реакция деления прекращается. При втором сценарии (мощность 0,3·10⁻⁵ BT/см³, кривая 2) первые 700 млн. лет $k_{_{3\phi}}^{_{max}}$ убывает быстрее, чем при отсутствии деления, однако затем происходит частичная компенсация выгорания и α -распада накоплением, и кривая идет выше, чем в предыдущем случае. При третьем сценарии (мощ-



ность 0,3852·10⁻⁵ Вт/см³, кривая 3) вначале $k_{3\phi}^{max}$ падает в течение 1 млрд. лет, затем стабилизируется и остается значительно выше единицы весь рассматриваемый интервал времени. При дальнейшем увеличении мощности (мощность 0,8·10⁻⁵ Вт/см³, кривая 4) наблюдается спад на начальном этапе. В интервале 800–2750 млн. лет $k_{3\phi}^{max}$ стабилизируется на высоком уровне 1,10–1,15. Однако затем из-за более быстрого выгорания становится ниже, чем в предыдущем случае и после 2800 млн. лет становится меньше единицы. Процесс определяется в основном ²³⁵U и ²³⁸U, вклад остальных нуклидов незначителен. На рис. 4 представлена зависимость от времени обогащения по ²³⁵U. $C = {}^{235}U/({}^{235}U+{}^{238}U)$ для того же набора мощности. Стартовое значение 4 млрд. лет назад во всех случая одно и то же – 0,165. При нулевой мощности деления *C* (кривая 1) монотонно падает до современного уровня 0,0072. При повышении мощности деления в первые 500 млн. лет происходит более быстрое снижение обогащения, затем оно замедляется (кривая 2) и даже стабилизируется либо до настоящего времени (кривая 3), либо до момента, когда количество актиноидов уменьшается ниже уровня, необходимого для поддержания цепной реакции (кривая 4).



В табл. 2 приведена зависимость отношения суммарного энерговыделения к энерговыделению при сценарии 1, отношения числа делений к числу альфа-распадов и $k_{_{3\Phi}}^{_{max}}$ в настоящее время от нейтронной мощности. Видно, что процесс деления может продолжаться до настоящего времени при попадании отношения числа делений к числу альфа-распадов в узкий диапазон 0,7–0,9. При этом суммарное энерговыделение увеличивается в 3,5–4,5 раз.

Выше были приведены результаты для непрерывно протекающей реакции. Однако наиболее вероятным представляется реакция в импульсном режиме, когда периоды критичности перемежаются периодами отсутствия цепной реакции, как это было в природном реакторе Окло [6]. В табл. 3 представлен ряд макроскопических параметров для реакции в импульсном режиме.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С АНТИНЕЙТРИНО

Подтверждением существования геореактора являются экспериментальные работы на нейтринных детекторах в целом ряде стран. Электронные антинейтрино образуются в результате β-распада продуктов деления тяжелых ядер. В работе [36] на основе реакции
Таблица 2

Отношение суммарного энерговыделения к энерговыделению при сценарии 1, отношение числа делений к числу α-распадов, k_{эф}^{max} в настоящее время в зависимости от нейтронной мощности

Мощность, 10 ⁻⁵ Вт/см ³	Энерговыделение в относительных единицах	Отношение числа делений к числу α-распадов	$k_{_{ m 9}\phi}^{_{ m max}}$
0	1	0	0,350
0,3	1,54	0,15	0,364
0,375	1,82	0,23	0,384
0,3833	1,89	0,25	0,393
0,3852	3,67	0,68	1,130
0,49	4,37	0,90	1,082
0,493	4,39	0,905	1,046
0,49567	4,40	0,91	1,006
0,6	4,57	1,03	0,748
0,8	4,81	1,23	0,560
1,0	4,98	1,41	0,465

Таблица 3

Изменение макроскопических параметров среды в импульсном процессе выгорания и α-распада до настоящего времени (при мощности деления 8·10⁻⁶ Вт/см³)

Параметры	Время, млрд. лет назад								
Параметры	4	3,5	3	2,5	2	1,5	1	0,5	0
Обогащение по ²³⁵ U, %	16,5	11,2	8,9	8,5	8,7	9,2	9,8	10,4	11
Толщина слоя, см	3000	2469	2030	1650	1311	1006	731	483	262
Коэффициент воспроизводства	0,59	0,94	1,2	1,27	1,23	1,16	1,09	1,03	0,96

$$\overline{v}_{e} + p \rightarrow e^{+} + n$$

даются рекомендации по поиску сигналов от источников:1) работающих энергетических ядерных реакторов; 2) от урана и тория в пределах коры Земли; 3) от геореактора, создающего сигналы по всей земной поверхности. И обосновывается возможность отделения первых двух (из-за разных направлений) от сигналов геореактора. В Садберийской нейтринной обсерватории (SNO, Канада) было установлено существование осцилляций (превращений) электронных нейтрино [36]. Построенный в Камиока (Западная Япония) детектор KamLAND с массой мишени 1 тыс. т первоначально был использован для определения нейтринных осцилляций от промышленных ядерных реакторов, что было определено. Используется для поиска геонейтрино. Исследования планируются в подземной лаборатории Гран-Сассо на детекторе Borexino (Италия). Планируется строительство детектора на острове Кюрасао (Нидерланды) [37]. Аналогичные исследования ведутся на Южном полюсе (проект Geomanda, США), на американском континенте (Homestake), на подводном детекторе на Гавайях [38]. Перспективная работа делается на Баксанской нейтринной обсерватории (Институт ядерных исследований РАН, Россия), с использованием большого сцинцилляционного спектрометра [39].

Работа геореактора подтверждает объяснение феномена (Ю.А. Шуколюков [40]) аномального ксенона Земли (превышение отношения количества младших изотопов ксенона к ¹³⁶Хе от обычного их отношения) как продукта нейтронно-индуцированного деления ²³⁵U – не только в минералах земной коры в прошлом, но и в породах, происходящих из глубинных слоев Земли – из мантии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Соединения урана могли концентрироваться над твердым внутренним ядром Земли в количествах, достаточных для начала цепных ядерных реакций млрд.ы лет назад. Самоподдерживающаяся цепная ядерная реакция деления на границе жидкого и твердого ядра Земли начавшись в прошлом, при определенных уровнях мощности может продолжаться до настоящего времени, напоминая бридерный режим ядерного реактора на быстрых нейтронах.

Авторы признательны акад. В.Е. Фортову и проф. В.В. Митрофанову за внимание к данной работе.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Калужской области (проект № 07-02-96410).

Литература

1. *Montelli R., Nolet G., Dahlen F.A.* et al. Finite-Frequency Tomography Reveals a Variety of Plumes in the Mantle//Science. – 2004. – V. 303. – P. 338-343.

2. *Anderson O.L.* The power balance at the core-mantle boundary//Physics of the Earth and Planetary Physics. – 2002. – V. 131. – P. 1-17.

3. *Kuroda P.K.* On the Nuclear Physical Stability of the Uranium Minerals//Journal of Chemical Physics. – 1956. – V. 25. – № 4. – P. 781-782.

4. Cowan G.A. A Natural Fission Reactor//Scientific American. – 1976. – V. 235. – P. 36-47.

5. *Петров Ю.В., Назаров А.И., Онегин М.С., Петров В.Ю., Сахновский Э.Г*. Нейтронно-физический расчет свежей зоны природного ядерного реактора Окло//Атомная энергия. – 2005. – Т. 98. – Вып. 4. – С. 306-316.

6. *Meshik A., Hohenberg C., Pravdivtseva O.V.* Record of cycling operation of the natural nuclear reactor in the Oklo/Okelobondo area in Gabon//Physical Review Letters. – 2004. – V. 93. – № 18. – P. 182-190.

7. Hollenbach *D.F., Herndon J.M.* Deep-Earth reactor: Nuclear fission, helium, and the geomagnetic field//Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 2001. – V. 98. – № 20. – P. 11085-11090.

8. *Herndon J.M.* Nuclear georeactor origin of oceanic basalt ³He/⁴He, evidence, and implications// Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 2003. – V. 100. – № 6. – P. 3047-3050.

9. Anderson D.L. The statistics of helium isotopes along the global spreading ringe system and the central limit theorem//Geophysics Research Letters. – 2000. – V.27. – №16. – P. 2401-2404.

10. *Raisbeck G.M., Yiou F., Bourles D. et al.* Evidence for two intervals of enhanced ¹⁰Be deposition in Antarctic ice during the last glacial period//Nature. – 1987. – V. 326. – P. 273-277.

11. Rusov V.D., Pavlovich V.N., Vaschenko V.N., Tarasov V.A., Zelentsova T.N., Bolshakov V.N., Litvinov D.A., Kosenko S.I., Byegunova O.A. Geoantineutrino spectrum and slow nuclear burning on the boundary of the liquid and solid phases of the Earth's core//Journal of Geophysical Research. September, 2007. – V. 112. – B09203, – doi:10.1029/2005JB004212. – P. 116.

12. Araki T., Enomoto S., Furuno K. et al. Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND//Nature. – 2005. – V. 436. – P. 499-503.

13. Petit J.R., Jouzel J., Raynaud D. et al. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica//Nature. – 1999. – V. 399. – P. 429-436.

14. *Pollard D.* An investigation of the astronomical theory of the ice ages using a simple climate-ice sheet model//Nature. – 1978. – V. 272. – P. 233-235.

15. *Birch F*. Density and composition of the mantle and core//Journal of Geophysical Research. – 1964. – V 69. – № 20. – P. 4377-4390.

16. Витязев А.В., Печерникова Г.В., Сафронов В.С. Планеты земной группы. – М.: Наука, 1990.

17. Anisichkin V.F. Shock-wave data as evidence of the presence of carbon in the earths core and lower mantle//Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2000. – V. 36. – №4. – P. 516-522.

18. *Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Бордзиловский С.А., Караханов С.М., Туркин А.И*. Измерение скорости звука за фронтом ударной волны в смесях железа с алмазом//Физика горения и взрыва. – 2004. – Т. 40. – № 4. – С. 117-130.

19. Синев Н. М. Экономика ядерной энергетики. – М.: Энергоатомиздат, 1987.

20. *Mitrofanov V.V., Anisichkin V.F., Voronin D.V., Turkin A.I.* Posibility of the atomic explosion energy release in planets bowels/Proceedings of the International Conference «V Zababakhin Scientific Talks», Snezhinks, Russia, September 21-25, 1998. RFNC-VNIITF. –1999. –Part I. –P. 67-76.

21. Xuezhao Bao and Secco R.A. U solubility in Earths core//arXiv:astro-ph/0606634, 2006.

22. *Кузнецов В.В.* Анизотропия свойств внутреннего ядра Земли//Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167. – № 9. – С. 1001-1012.

23. Адушкин В.В., Ан В.А., Овчинников В.М., Краснощеков Д.Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн РКіКР на расстояниях около 6°/Доклады Академии наук. – 1997. – Т. 354. – № 3. – С. 382-385.

24. *Krasnoshchekov D.N., Kaazik P.B., Ovtchinnikov V.M*. Seismological evidence for mosaic structure of the surface of the Earth's inner core//Nature. – V. 435. – № 5. – P. 483-487.

25. *Voronin D.V., Anisichkin V.F.* Simulation of the behaviour of mixture of heavy particles behind a shock-wave front//Combustion, Explosion, and Shock Waves. – 2001. – V. 37. – №4. – P. 470-474.

26. Anderson D.L. Theory of the Earth. - Boston: Blackwell Scientific Publications, 1989.

27. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

28. Гончаров В.В., Бурдаков Н.С., Вергильев Ю.С. и др. Действие облучения на графит ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1978.

29. Филиппов Г.А., Богоявленский Р.Г., Пономарев-Степной Н.Н., Гольцев А.О. Высокотемпературный гелиевый модульный ядерный реактор с шаровыми твэлами для производства электроэнергии и водорода//Атомная энергия. – 2004. – Т. 96. – Вып. 3. – С. 175-182.

30. *Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М*. Групповые константы для расчета реакторови защиты. – М.: Энергоатомиздат, 1981.

31. *Manturov G.N.* CONSYST2 Abstract. ABBN-90: Multigroup Constant Set for Calculation of Neutron and Photon Radiation Fields and its Functionals, Including the CONSYST2 Program. – Oak Ridge, RSICC DLC-182, 1995.

32. Усынин Г.Б., Кусмарцев Е.В. Реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Энергоатомиздат, 1985.

33. *Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Экспериментальные методы физики реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1984.

34. Уолтер А., Рейнольдс А. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. – М.: Энергоатомиздат, 1986.

35. *Suslov I.R.* An improved Transport Theory Schemes Based on the Quasi-Stationary Derivatives Principle/Proceedings of International Conference on Mathematical Methods and Supercomputing in Nuclear Applications, Saratoga Springs, USA, October 5-9, 1997. Part B. P. 132-136.

36. *МакдональдА., КлейнД., ВокД*. Разгадка тайны солнечных нейтрино//В мире науки. – 2003. – № 9. – С. 68-77.

37. *de Meijer R.J., van der Graaf, Jungmann K.P.* Quest for a nuclear georeactor//Nuclear Physics News. – 2004. – № 14. – Р. 20-25.

38. *Raghavan R.S.* Detecting a Nuclear Fission Reactor at the Center of the Earth//Hep-ex/0208038. 2002.

39. Domogatsky G.V., Kopeikin V.I., Mikaelyan L.A., Sinev V.V. Neutrino Geophysics at Baksan I: Possible Detection of Georeactor Antineutrinos//Ядерная физика. – 2005. – №1. – С. 70-73. 40. Шуколюков Ю.А. Новый взгляд на древний ксенон//Соровский образовательный журнал. – 1997. – №9. – С. 63-70.

Поступила в редакцию 10.07.2007

УДК 621.039.5

НЕКОТОРЫЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСОВЕРШЕНСТВОВАННОЙ КОНСТРУКЦИИ РЕАКТОРА «МАСТЕР»

Ю.А. Казанский*, В.А. Левченко**, Ю.С. Юрьев***, В.А. Баршевцев**, В.А. Белугин***, С.Л. Дорохович**,

<u>А.А. Казанцев**, А.В. Левченко**, Д.М. Титов**</u>

* Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск

* * ЭНИМЦ «Моделирующие системы», г. Обнинск

* * * ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



В статье приведены результаты расчетных исследований усовершенствованного реактора «MACTEP», подробное описание которого было опубликовано в журнале «Ядерная энергетика» в 2003 г. [1].

Модернизация реакторной установки проведена по следующим направлениям: уменьшено обогащение урана ниже 20% с целью удовлетворения международным требованиям по нераспространению ядерных материалов; увеличена тепловая мощность реактора с целью снижения себестоимости вырабатываемой энергии; сокращено количество дорогостоящего бериллия в активной зоне.

Показано, что новый вариант реактора «MACTEP» имеет лучшие физические и теплогидравлические характеристики по сравнению с предыдущим вариантом.

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением научного исследования [1], которое было направлено на обоснование возможности создания саморегулируемого реактора сверхмалой мощности с длительным сроком непрерывной работы. Среди многих проектов реакторов малой мощности, установка «MACTEP» отличается низким давлением в первом контуре охлаждения (0.12 МПа) и реализацией идеи теплопроводной активной зоны, что дает дополнительный барьер безопасности.

В ходе детальной проработки проекта «однотвэльной» установки «МАСТЕР» мощностью 300 кВт стало понятно, что представленный вариант реактора может быть модернизирован для улучшения технических и экономических показателей.

Основные направления усовершенствования установки следующие:

[©] Ю.А. Казанский, В.А. Левченко, Ю.С. Юрьев, В.А. Баршевцев, В.А. Белугин,

С.Л. Дорохович, А.А. Казанцев, А.В. Левченко, Д.М. Титов, 2008

ΦИЗИКА И ТЕХНИКА РЕАКТОРОВ

• увеличение тепловой мощности для снижения себестоимости вырабатываемой энергии за счет введения в конструкцию активной зоны дополнительного кольцевого канала охлаждения;

• уменьшение обогащения урана ниже 20% с целью удовлетворения международным требованиям по нераспространению ядерных материалов;

 замена UBe₁₃+Mg-топлива с низкой плотностью на более плотное UO₂-топливо для уменьшения размеров активной зоны;

• уменьшение содержания Ве в активной зоне реактора и отражателе из-за его дороговизны за счет применения алюминиево-бериллиевого (Al-Be) сплава и более тесной решетки твэлов;

• применение диспрозия (Dy) в качестве выгорающего поглотителя с целью пассивной компенсации изменения реактивности в результате выгорания топлива.

При оптимизации характеристик реактора сверхмалой мощности, когда затраты на топливо являются основными, желательно достигнуть максимальных значений двух отношений. Первое (экономическое) – отношение стоимости выработанной энергии к стоимости топлива. Второе (важно для достижения саморегулирования) – отношение выработанной энергии к потере реактивности.

Новый температурный режим позволил использовать оболочки корпуса реактора из нержавеющей стали – материала с худшей теплопроводностью, но намного более надежного при длительной эксплуатации.

Приведенные сравнительные характеристики исходного и усовершенствованного проектов показали существенный прогресс в основных характеристиках реактора.

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ «МАСТЕР»

Принципиальная гидравлическая схема установки «МАСТЕР» представлена на рис. 1.

Установка трехконтурная, состоит из следующих основных агрегатов: корпус реактора, теплообменники 1 и 2, насосы 1 и 2, бак заполнения.

Особенностью данного реактора является размещение в одном прочном корпусе как активной зоны реактора, так и теплообменника первого-второго контуров.

Корпус с активной зоной и теплообменником заполнен водой, которая является теплоносителем первого контура. Циркуляция теплоносителя первого контура



Рис. 1. Принципиальная гидравлическая схема установки «МАСТЕР»

естественная. Съем тепла с теплообменника первого контура осуществляется водой второго контура.

Второй контур образован двумя циркуляционными насосами 1, двумя теплообменниками 2, насосом 2 и баком заполнения. Теплоноситель второго контура – вода. Циркуляция во втором контуре – принудительная. Первый насос 1 и теплообменник 2 работают в основном режиме. Второй насос 1 и теплообменник 2 – в резервном.

Тепловая энергия второго контура передается через теплообменник 2 в контур системы отопления (контур потребителя).

КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРНОЙ Установки «мастер»

Конструктивная схема реактора «МАСТЕР» представлена на рис. 2.

В стальном корпусе установки с внешним диаметром 1200 мм, высотой 6100 мм и толщиной 30 мм расположены: активная зона с отражателем, теплоизолирующая обечайка, тяговая труба и теплообменник. Через верхнюю крышку корпуса реактора выведены трубы, подводящие и отводящие теплоноситель 2-го контура.

Активная зона (АЗ) является основным элементом реактора и состоит из двух модулей: внутреннего и внешнего. Внутренний модуль выполнен в виде цилиндра диаметром 286 и высотой 1240 мм. Внешний модуль - в виде цилиндра с внутренним диаметром 336 и внешним диаметром 956 мм. Внешний модуль содержит как часть активной зоны (внешний диаметр 750 мм), так и отражатель толщиной 100 мм из того же Al-Beсплава. Высота периферийной части АЗ та же, что и центральной. Толщина корпуса АЗ как для внутреннего, так и для внешнего модулей составляет 3 мм.

Состав АЗ был выбран таким образом, чтобы обеспечить контактную теплопроводность, т.к. передача тепла от твэлов к теплоносителю первого контура осуществляется за счет теплопроводности материалов АЗ. Для этого оказалась подходящей следующая композиция: твэлы диаметром 13.5 мм и высотой топлива (UO₂) 1000 мм, расположены внутри Al-Be-матрицы с шагом 18 мм. Для снижения термического сопротивле-



Рис. 2. Конструктивная схема реакторной установки «MACTEP»

ния зазоры между топливными таблетками и облочками твэлов, а также между оболочками твэлов и Al-Be-матрицей заполнены гелием.

Между внутренним и внешним модулями A3, а также между внешним модулем A3 и обечайкой находятся кольцевые каналы системы охлаждения первого контуpa. Размещение внутреннего кольцевого канала и его толщина (25 мм) выбрана таким образом, чтобы теплопроводные матрицы (топливо-замедлитель) имели приблизительно одинаковые распределения температур как во внутреннем, так и во внешнем модулях A3 реактора. Положение кольцевого канала внутри A3 и его ширина существенно влияют не только на температурное распределение внутри активной зоны, но и на коэффициент реактивности по температуре теплоносителя. Как показали расчеты, увеличение ширины кольцевого канала приводит к росту коэффициента реактивности по температуре теплоносителя (в конце концов, он становится положительным). Но увеличение ширины кольцевого канала положительно влияет на теплогидравлические характеристики: увеличивается расход естественной циркуляции, что приводит к снижению температуры внутри активной зоны и позволяет увеличить мощность установки.

В зазоре между внешним модулем АЗ и внутренней поверхностью корпуса реактора расположена обечайка, заполненная теплоизолирующим материалом для того, чтобы исключить теплообмен между горячей и холодной ветвями воды первого контура. Над АЗ теплоизолирующая обечайка переходит в тяговую трубу. Высота тягового участка и поверхность теплообменника выбирались таким образом, чтобы не допустить кипения в первом контуре.

	Таблица
Параметр	Значение
Тепловая мощность	1 МВт
Кампания реактора	60 лет
Высота АЗ	1000 мм
Внешний диаметр центрального модуля АЗ	286 мм
Внутренний диаметр периферийного модуля АЗ	336 мм
Внешний диаметр периферийного модуля АЗ	750 мм
Внешний диаметр периферийного модуля АЗ с отражателем	956 мм
Материал замедлителя и отражателей	Сплав Al(38%)+Be(62%)
Топливо	UO ₂
Масса топлива	1515 кг
Обогащение по 235U	17 %
Количество твэлов	1355 шт.
Внешний диаметр твэла	13.5 мм
Толщина оболочки твэла	0.9 мм
Диаметр топлива	11.7 мм
Шаг решетки	18 мм
Материал оболочки твэла	Сплав Zr(99%)+Nb(1%)
Материал корпуса активной зоны и корпуса реактора	Сталь 12Х18Н10Т
Материал внутреннего кольцевого канала охлаждения	Сталь 12X18H10T + 1.6% Dy
Высота тягового участка	2500 мм
Высота теплообменника первого контура	1600 мм

Примечание: состав материалов дан в процентах по массе.

В верхней части корпуса расположена теплообменная поверхность, выполненная из труб в виде змеевиков и объединенных во входном и выходном коллекторах.

Внутренняя часть корпуса реактора заполнена водой, являющейся теплоносителем 1-го контура. В верхней части корпуса оставлен газовый объем для компенсации объемного расширения воды 1-го контура.

Циркуляция теплоносителя в первом контуре реактора осуществляется по следующей схеме. Вода, находящаяся в зазоре между теплоизолирующей обечайкой и внешней поверхностью периферийного блока активной зоны, а также во внутреннем кольцевом канале охлаждения активной зоны нагревается. За счет естественной циркуляции она направляется по тяговой трубе на теплообменную поверхность, где передает тепло воде 2-го контура. Затем охлажденная вода 1-го контура направляется по зазору между корпусом и теплоизоляционной обечайкой на вход в активную зону.

Проведенные оптимизационные расчеты позволили выбрать основные размеры реакторной установки, приведенные в табл. 1. Используя эти геометрические размеры реактора и материалы, были рассчитаны теплогидравлические и нейтронно-физические характеристики реактора.

ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА «МАСТЕР»

При оптимальном выборе положения и ширины (25 мм) внутреннего кольцевого канала охлаждения, мощности во внутреннем и внешнем модулях активной зоны оказались равными соответственно 255 и 745 кВт. Массовые расходы теплоносителя по кольцевым каналам внутри и снаружи реактора – соответственно 5.9 и 4.1 кг/с; подогревы теплоносителя в каналах – 25 и 23°С.

На рис.3 и 4 показаны радиальное и аксиальные распределения температур для реактора в начале кампании при мощности 1 МВт. Из рисунков видно, что удалось существенно снизить температуру в активной зоне и значительно сократить перепады температур: максимальные температуры во внутреннем и внешнем модулях практически одинаковые (280°C). Следует отметить, что при мощности 1 МВт без кольцевого канала в активной зоне, температура в центре достигает 850°C, а перепад температур около 700°C.



Рис. 3. Распределение температуры по радиусу среднего сечения реактора с двумя кольцевыми каналами охлаждения активной зоны



центральной части активной зоны

Распределение температур по высоте активной зоны, как видно на рис. 4, меняется незначительно и не превышает 80°С.

Расчетные теплогидравлические характеристики контуров установки «МАСТЕР» приведены в табл. 2.

Температурные радиальные распределения внутри твэлов, находящихся во внутреннем блоке активной зоны, показаны на рис. 5. Верхняя кривая для твэлов с максимальной мощностью, нижняя кривая – для твэлов со средней мощностью. При проведении расчетов принималось, что величина гелиевого зазора между замедлителем и твэлом составляет 0.5 мм. Твэлы с максимальной мощностью расположены вблизи кольцевого зазора, где температура матрицы замедлителя самая низкая, около 160°С (см. рис. 3), а твэлы со средней мощностью расположены на радиусе около 5 см, где температура матрицы замедлителя примерно 250°С.

Полученные данные позволяют сделать прогноз о возможности увеличения мощности для реактора с двумя теплопроводными блоками и при естественной

	_
Параметр	Значение
Средняя температура теплоносителя 1-го контура на входе в АЗ	76°C
Средняя температура теплоносителя 1-го контура на выходе из АЗ	100°C
Расход теплоносителя 1-го контура	10 кг/с
Поверхность теплообменника 2-го контура	47 м ²
Средняя температура воды на входе в теплообменник 2-го контура	59°C
Средняя температура воды на выходе из теплообменника 2-го контура	90°C
Расход теплоносителя 2-го контура	7.7 кг/с
Поверхность теплообменника контура потребителя	53 м²
Средняя температура воды на входе в теплообменник контура потребителя	50°C
Средняя температура воды на выходе из теплообменника контура потребителя	80°C

Таблица 2

циркуляции теплоносителя за счет радиального профилирования концентрации топлива и увеличения высоты подъемного участка.

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА «МАСТЕР»

Расчет эффективного коэффициента размножения, пространственных распределений плотностей потоков нейтронов, пространственного энерговыделения и других характеристик выполнены для начала кампании при разных уровнях мощности с помощью программы MCNP-4C [2], с библиотекой ядерных данных ENDF/ B-VI и темпертурными распределениями, полученными из стационарных теплофизических расчетов.

Плотность потока нейтронов при номинальной мощности в пределах активной зоны реактора изменяется в интервале (1-1.6)·10⁺¹³н/см²с. Спектр нейтронов достаточно жесткий – более половины нейтронов имеют энергию выше 100 кэВ. Доля тепловых нейтронов настолько мала, что можно пренебречь переходными процессами, обусловленными накоплением ядер ксенона и самария. Равновесное отравление реактора ядрами ксенона не превышает 0.01β.

Флюенсы быстрых нейтронов не достигают критических значений – максимальный флюенс составляет около 2·10⁺²². При таком флюенсе распухание достаточно чувствительного к облучению бериллия составляет всего 0.3%.



Рис. 6. Распределение энерговыделения по радиусу активной зоны реактора «МАСТЕР»

Распределение энерговыделения по радиусу во внутреннем и внешнем модулях активной зоны реактора показано на рис. 6. Здесь приведены расчеты для конца кампании, т.е. когда выгорающий поглотитель практически выгорел и наблюдается наибольшая неравномерность энерговыделения по радиусу. Существенная радиальная неравномерность энерговыделения связана с расположением внутри теплопроводной активной зоны кольцевого канала с теплоносителем. В дальнейшем намечается изучить возможность уплощения энерговыделения за счет профилирования обогащения топлива в активной зоне.

Отметим низкий уровень энергонапряженности: максимальная энергонапряженность примерно в 20 раз ниже средней энергонапряжености такого реактора, как BB3P-1000.



Рис. 7. Зависимость эффективного коэффициента размножения от времени работы реактора для двух случаев: без поглотителя (верхняя кривая) и с диспрозиевым поглотителем, размещенным в стенках внутреннего и внешнего модулей активной зоны

Для расчетов выгорания топлива, а также коэффициентов реактивностей использовалась транспортная программа WIMS-D4 [3] с библиотекой констант ENDF/ B-VII [4]. На рис.7 показана зависимость $k_{эф\phi}$ от выгорания топлива. Верхняя кривая получена при расчете без выгорающего поглотителя в А3.

Для компенсации избыточной реактивности в стальную оболочку кольцевого канала охлаждения введен выгорающий поглотитель (естественная смесь изотопов диспрозия). Диспрозий был выбран после вариантных расчетов с различными поглотителями (B, Gd, Er, Eu, Dy). При добавлении 1.6% Dy в стальную оболочку канала начальное значение эффективного коэффициента размножения становится равным 1.0036, а выбег реактивности за время кампании не превышает 0.9% $\Delta k/k$ (нижняя кривая на рис. 7). При этом глубина выгорания за 60 лет работы реактора составляет 16.4 МВт-сут/кгU.

В табл. 3 представлены значения $k_{3\varphi\varphi}$ и коэффициентов реактивности на начало и конец кампании. Температура во всех частях реактора при холодном состоянии одинакова и равна 300 К. Горячее состояние соответствует мощности 1 МВт и температурам, полученным при теплофизических расчетах стационарного состояния.

Параметр	Начало кампании	Конец кампании
<i>к</i> ₃ _{фф} , хол	1.0048	1.0065
<i>к</i> _{эфф} , гор	1.0036	1.0018
α _f , pcm/K	-2.0	-3.4
α _{тепл} , pcm/K	14.7	11.4
α _w , pcm/%	-1.2	-10.5

|--|

Примечание:

pcm = $\frac{(k_2 - k_1)}{(k_2 \times k_1)} \cdot 10^{-5}$; α_f – температурный коэффициент по топливу; $\alpha_{\text{тепл}}$ – температурный коэффициент

по теплоносителю; α_{w} – мощностной коэффициент

Приведенные в табл. З данные показывают, что реактор обладает отрицательной обратной связью по мощности и температуре топлива. Кроме того, потеря теплоносителя первого контура приводит к уменьшению $k_{\rm эф\phi}$ на 1% и в холодном и в горячем состояниях, т.е. реактор переходит в подкритическое состояние.

Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя оказался положительным. В будущем желательно найти пути уменьшения его значений. Тем не менее, проведенные оценки с использованием программы и методики аналогичной [1] показали, что введение положительной реактивности при увеличении подогрева теплоносителя или входной температуры теплоносителя (аварийное состояние контура потребления: уменьшение расхода или потеря теплоносителя) не приводит к аварийной ситуации, т.к. мощность реактора снижается за счет роста средней температуры активной зоны в целом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате оптимизации теплогидравлических характеристик за счет введения кольцевого канала теплоносителя в активную зону, а также изменения конструкции теплообменника первого контура, высоты подъемного участка, изменения химического состава топлива, мощность реактора увеличена втрое, т.е. повышена до 1 МВт. Перечисленные изменения позволили существенно улучшить температурные распределения в активной зоне реактора. В частности, снижена температура топлива почти на 100°С и выровнены температуры во внутреннем и внешнем модулях активной зоны (ранее различие в максимальных температурах достигало 200°С).

В табл. 4 приводятся сравнивнительные характеристики первоначального проекта «MACTEP» мощностью 300 кВт, который был назван «однотвэльным» с усовершенствованным реактором мощностью 1 МВт. Видно, что усовершенствованный вариант имеет значительные преимущества, сохраняя все положительные особенности реактора с теплопроводной зоной, естественной циркуляцией теплоносителя и допустимым с позиций нераспространения уровнем обогащения урана.

Параметр	«Однотвэльный»	«Усовершенствованный»
Мощность	300 кВт	1 МВт
Диаметр активной зоны	1.02 м	0.75 м
Высота активной зоны	1.6 м	1.0 м
Объем активной зоны	1.31 м ³	0.44 м ³
Топливо	UBe ₁₃ +Mg	UO ₂
Обогащение урана	40%	17%
Масса урана	502 кг	1122 кг
Macca ²³⁵ U	201 кг	191 кг
Macca Be	3362 кг	509 кг
<i>к</i> _{эфф} в начале кампании	1.4018	1.0036
Глубина выгорания топлива	13.1 MBт·сут./кг	16.4 МВт⋅сут/кг
Максимальная температура замедлителя в АЗ	650°C	275ºC

Таблица 4

В работе [5] для реакторов сверхмалой мощности введено понятие «эффективность использования топлива», которое определяется как отношение стоимости выработанной энергии к стоимости топлива, у. Этот показатель имеет определяющие значения в тех случаях, когда стоимость топлива в капитальных затратах превалирует. Этот показатель для усовершенствованного реактора превышает аналогичный более чем вдвое и достигает 5.7.

В статье приведены результаты научно-исследовательской работы, выполненной при финансовой поддержке гранта РФФИ 05-02-08030-офи_э.

Литература

1. *Казанский Ю.А., Левченко В.А., Матусевич Е.С., Юрьев Ю.С.и др.* Саморегулируемый реактор сверхмалой мощности для теплоснабжения – «МАСТЕРИАТЭ»//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – № 3. – С. 63.

2. Judith F. Briesmeister MCNP (A General Monte Carlo N-Particle Transport Code) Users Manual, Los Alamos National Laboratory Report, LA-13709-M, Version 4C UC 700 (April 10, 2000).

3. Winfrith Improved Multigroup Scheme Code System (WIMS-D4), C00576, Radiation Safety Information Computational Center (RSICC), ORNL, USA, 1991.

4. Final report of a coordinated research project WIMS-D Library Update IAEA, Decemder 2003.

5. *Иванов В.В., Казанский Ю.А., Левченко В.А*. Реактор теплоснабжения сверхмалой мощности «Мастер»: условия экономической целесообразности/Тезисы докладов Международной научнопрактической конференции «Малая энергетика 2006». – М., 2006. – С. 85.

Поступила в редакцию 5.02.2007

УДК 621.039.56

ЛЕГКОВОДНЫЙ РЕАКТОР СО СВЕРХКРИТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ И (Th-U)O, ТОПЛИВОМ: УМЕНЬШЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ЭФФЕКТА РЕАКТИВНОСТИ ПО ТЕПЛОНОСИТЕЛЮ

Е.Г. Куликов, А.Н. Шмелев, Г.Г. Куликов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), г. Москва



Осуществляется поиск путей подавления температурного коэффициента реактивности (ТКР) в центральной части активной зоны легководного реактора со сверхкритическими параметрами теплоносителя. С этой целью предлагается добавление небольших количеств ²⁴¹Am, который способен значительно уменьшить ТКР по величине. Демонстрируется возможность обеспечить отрицательные и небольшие по величине ТКР во всех частях активной зоны на протяжении всей кампании.

ВВЕДЕНИЕ

Созданный в 2001 г. международный форум «Generation IV» выдвинул инновационные концепции реакторных технологий. Соглашение, подписанное участниками этого форума, предусматривает создание шести типов реакторов нового поколения. Среди них значится легководный реактор, охлаждаемый водой с закритическими параметрами [1].

Одним из основных преимуществ такого реактора является высокое значение коэффициента полезного действия, которое может достигать 45% [2]. Теплоноситель – легкая вода – имеет значительный перепад температур по высоте активной зоны: от 280 на входе в активную зону до 500°С на выходе из активной зоны (в ряде работ рассматривается температура теплоносителя на выходе из активной зоны ~ 530÷550°C [3] и даже 625°C [2]). Плотность и энтальпия легкой воды в этом диапазоне температур представлены на рис. 1 (теплоноситель находится под давлением 25 МПа).

Подогрев теплоносителя составляет более 200°С, а его плотность изменяется от 0,78 до 0,09 г/см³. Причем в области температур 360÷390°С плотность теплоносителя изменяется особенно быстро: от 0,6 до 0,2 г/см³. Такие сильные изменения плотности теплоносителя, которые приходятся на центральную часть активной зоны, способны вызывать значительные изменения реактивности, что ухудшает безопасность реактора [4]. Это является серьезной проблемой легководного

[©] Е.Г. Куликов, А.Н. Шмелев, Г.Г. Куликов, 2008



Рис. 1. Свойства воды при давлении 25 МПа

реактора со сверхкритическими параметрами теплоносителя. В настоящей работе осуществляется поиск путей ее решения за счет изменения нуклидного состава топлива.

В работе [2] уже рассматривалось использование UO₂-, а также MOX-топлива в таком реакторе. В [5] показано, что смешанное (Th-U)O₂ топливо в сверхкритическом легководном реакторе оказывается предпочтительнее топлива на основе только тория или только урана с точки зрения воспроизводства и достижимых выгораний. В этой связи здесь рассматривается именно смешанное (Th-U)O₂ топливо.

Следуя далее [5], условно разделим активную зону реактора по высоте на три части: нижняя часть со средней плотностью теплоносителя $\gamma_{T/H} = 0,72$ г/см³, центральная часть ($\gamma_{T/H} = 0,4$ г/см³) и верхняя часть активной зоны ($\gamma_{T/H} = 0,1$ г/см³). Заметим, что при таком рассмотрении параметры теплоносителя в нижней части активной зоны схожи с условиями охлаждения в реакторе типа ВВЭР.

Как отмечено выше, из-за резкого изменения плотности теплоносителя в центральной части активной зоны возможен значительный по величине коэффициент реактивности по температуре теплоносителя, в дальнейшем именуемый как температурный коэффициент реактивности (ТКР). Проведем рассмотрение постепенно для всех выделенных частей активной зоны по высоте, начиная с нижней.

В [3] упоминается, что коэффициент реактивности по плотности теплоносителя является одной из проблем сверхкритических легководных реакторов и способен привести к нестабильности реакторной установки; в [2] предполагается обеспечить отрицательные величины основных коэффициентов реактивности за счет выбора шага решетки, обогащения топлива и прокачки теплоносителя в различных направлениях. Однако ничего не говорится о величинах ТКР, которые как будет показано далее, могут быть весьма существенными.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕАКТИВНОСТИ В НИЖНЕЙ Части активной зоны (ү_{т/н} = 0,72 г/см³)

Во всех последующих расчетах ТКР вычисляется следующим образом: определяется уменьшение коэффициента размножения, отвечающее 10-процентному уменьшению плотности теплоносителя и используется известная формула вида:

$$\mathsf{TKP} = \frac{K_{\infty} - K_{\infty}'}{T - T'},\tag{1}$$

где K_{∞} – коэффициент размножения при исходной температуре теплоносителя; K_{∞}' – коэффициент размножения при температуре теплоносителя, соответствующей 10-процентному уменьшению его плотности; T – исходная температура теплоносителя; T' – температура теплоносителя, соответствующая 10-процентному уменьшению его плотности.

Как видно из рис. 2 (а), ТКР зависит от доли 238 U в смешанном (Th-U)O₂ топливе. Так, при использовании топлива на основе тория, ТКР достаточно заметно уменьшается по модулю. Таким образом, вводимая доля 238 U может являться одним из механизмов воздействия на величину ТКР.

Выберем топливную композицию, ориентируясь не на величину TKP, а на достижение максимальных выгораний. В [5] показано, что топливная композиция, в которой отношение доли ²³²Th к доле ²³⁸U составляет около 3:1, обеспечивает максимальное воспроизводство и наибольшие значения выгорания (по сравнению с топливными композициями, в которых доли ²³²Th и ²³⁸U другие или один из нуклидов отсутствует в принципе).

В той же работе для нижней части активной зоны (средняя плотность теплоносителя $\gamma_{T/H} = 0,72 \text{ г/см}^3$) предлагается использовать топливную композицию следующего состава: $5\%^{233}U + 23,8\%^{238}U + 71,2\%^{232}Th$ (отношение доли ²³²Th к доле ²³⁸U составляет как раз 3:1).



Рис. 2. ТКР для топливной решетки реактора, охлаждаемой теплоносителем с плотностью $\gamma_{T/H}$ = 0,72 г/см³ (а) и $\gamma_{T/H}$ = 0,4 г/см³ (б)

Таблица 1

Изменение ТКР в процессе выгорания для нижней части активной зоны $(\gamma_{T/H} = 0,72 \ \Gamma/cm^3; 5\%^{233}U + 23,8\%^{238}U + 71,2\%^{232}Th)$

Время, дни	TKP, 10-₅ 1/₀C
0	-55
30	-51
217	-52
582	-40
947	-22
1130 (5.67 % т.а.)	-12

Изменение ТКР в процессе выгорания для рассматриваемой топливной композиции представлено в табл. 1.

Как видно из представленных данных, ТКР в нижней части активной зоны по мере выгорания топлива уменьшается по модулю, оставаясь при этом отрицательным. По величине он сопоставим с этим коэффициентом для традиционных легководных реакторов [6]. Перейдем к рассмотрению центральной части активной зоны.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕАКТИВНОСТИ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ (ү_{т/н} = 0,4 г/см³)

Существенный перепад плотности теплоносителя в центральной части активной зоны при небольшом изменении его температуры приводит к значительным величинам ТКР. Это наглядно видно из рис. 2 (б), на котором изображен ТКР для топливной решетки реактора, охлаждаемой теплоносителем с плотностью $\gamma_{T/H} =$ = 0,4 г/см³ (что соответствует условиям охлаждения в центральной части активной зоны и резкому изменению плотности теплоносителя с температурой).

Если в нижней части активной зоны 10-процентное изменение плотности теплоносителя происходит при изменении его температуры на 30°С, то для центральной части активной зоны изменение температуры теплоносителя всего на 1°С способно вызвать почти такое же 10-процентное изменение его плотности. Поэтому, как видно из рис. 2, ТКР по модулю в центральной части активной зоны (б) почти в 30 раз превосходит ТКР в нижней части активной зоны (а).

В последующих расчетах рассматривается топливо с содержанием ²³²Th к ²³⁸U равное 3:1, как топливо, позволяющее достичь наибольших выгораний: 5,7%²³³U + 23,6%²³⁸U + 70,7%²³²Th. Для случая использования данной топливной композиции в табл. 2 представлено изменение ТКР в процессе выгорания.

Как видно, по мере выгорания ТКР по модулю постепенно снижается. Тем не менее, даже на конец кампании его величина на порядок превосходит значения ТКР, характерные для нижней части активной зоны реактора.

На рис. 2 демонстрируется существенное, но, на наш взгляд, недостаточное уменьшение ТКР при использовании топлива, содержащего в своем составе торий. Дальнейшее уменьшение ТКР по модулю в центральной части активной зоны реактора может достигаться посредством коррекции нуклидного состава смешанного (Th-U)O₂ топлива путем введения специально выбранных нуклидов. В табл. 3 приведены результаты расчетов по влиянию на ТКР добавления в состав топлива 1% т.а. ряда актинидов. В этих расчетах средняя плотность теплоносителя ($\gamma_{T/H} = 0.4 \ г/см^3$) соответствовала диапазону температур в области критической точки, а исходное топливо имело следующий состав: 5,7%²³³U + 23,6%²³⁸U + 70,7%²³²Th.

Таблица 2

Изменение ТКР в процессе выгорания для центральной части активной зоны ($\gamma_{\tau/H} = 0,4 \ r/cm^3$; 5,7% ²³³U + 23,6% ²³⁸U + 70,7% ²³²Th)

Время, дни	TKP, 10 ⁻⁵ 1/⁰C
0	-1823
30	-1651
219	-1582
589	-1240
959	-864
1145 (5,43 % т.а.)	-671

Таблица 3

Влияние на ТКР добавления в состав топлива 1% т.а. различных актинидов, ($\gamma_{\tau/H} = 0,4 \ \Gamma/cm^3$)

Добавляемый изотоп, + 1% т.а.	∆ ТКР = ТКР (+1% т.а.) – ТКР (0%), 10-5 1/∘С в расчете на +1% т.а.	Добавляемый изотоп, + 1% т.а.	∆ ТКР = ТКР (+1% т.а.) – ТКР (0%), 10-5 1/∘С в расчете на +1% т.а.
²³² Th	-3	²⁴⁰ Pu	643
²³¹ Pa	308	²⁴¹ Pu	-10
²³² U	151	²⁴² Pu	76
233U	34	²⁴¹ Am	853
234⋃	49	^{242m} Am	-858
235	2	²⁴³ Am	97
236U	-46	²⁴² Cm	-39
²³⁸ U	-8	²⁴³ Cm	–166
²³⁷ Np	103	²⁴⁴ Cm	-2
²³⁸ Pu	393	²⁴⁵ Cm	-546
²³⁹ Pu	99		

Добавление в топливо именно актинидов рассматривалось по двум причинам: во-первых, это тяжелые ядра, способные в конечном итоге разделиться и привести тем самым к выделению энергии; а во-вторых, они могут превратиться в денатурирующие элементы.

Положительные значения ∆ТКР означают, что результатом введения 1% т.а. соответствующего изотопа является увеличение ТКР по величине (уменьшение по модулю отрицательного ТКР, т.е. в рассматриваемом случае – подавление неблагоприятного эффекта). Наибольшее влияние по увеличению ТКР оказывает добавление ²³¹Ра, ²⁴⁰Ри и ²⁴¹Ат.

Напротив, отрицательные значения ∆ТКР означают, что результатом введения 1% т.а. соответствующего изотопа является уменьшение ТКР по величине (увеличение по модулю отрицательного ТКР, т.е. в рассматриваемом случае – усиление неблагоприятного эффекта, наблюдаемого в центральной части активной зоны). Наибольшее влияние по уменьшению ТКР оказывает добавление ^{242m}Am, ²⁴³Cm и ²⁴⁵Cm.

Таким образом, для подавления сильноотрицательных величин ТКР в центральной части активной зоны целесообразно вводить ²⁴¹Аm, как изотоп, введение которого способно в наибольшей мере увеличить ТКР. Однако его введение приводит также к заметному снижению коэффициента размножения: добавление 1% т.а. ²⁴¹Аm в состав топлива снижает k_{∞} на величину $\Delta k_{\infty} = 0,244$. Поэтому для сохранения прежней величины выгорания необходимо повысить обогащение топлива по ²³³U с 5,7% до 10%.

Выделять америциевую фракцию предполагается из отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) реактора типа ВВЭР. Изотопный состав ОЯТ реактора типа ВВЭР представлен в табл. 4.

Таблица 4

Изотоп	Содержание, %	Изотоп	Содержание, %
235U	1,39	²⁴² Pu	0,04
236U	0,50	²⁴¹ Am	0,004070
²³⁸ U	90,09	^{242m} Am	0,000088
²³⁷ Np	0,05	²⁴³ Am	0,009127
²³⁸ Pu	0,016	²⁴² Cm	0,001095
²³⁹ Pu	0,64	²⁴³ Cm	0,000028
²⁴⁰ Pu	0,20	²⁴⁴ Cm	0,002450
²⁴¹ Pu	0,15	²⁴⁵ Cm	0,000098

Состав	ОЯТ	реактора типа В	ЗВЭР

Как видно из представленных данных, содержание ^{242m}Am чрезвычайно мало по сравнению с содержанием ²⁴¹Am и ²⁴³Am. Поэтому в дальнейшем будем предполагать, что в топливо добавляется америциевая фракция, выделяемая из ОЯТ реактора ВВЭР (содержание ²⁴³Am в 2,25 раза больше, чем содержание ²⁴¹Am), а содержанием ^{242m}Am при этом пренебрегаем. Заметим, что влияние ²⁴³Am на величину ТКР слабее почти на порядок, по сравнению с ²⁴¹Am.

В результате расчетов была подобрана следующая топливная композиция: 2,3%²⁴¹Am + 5,175%²⁴³Am + 10%²³³U + 20,625%²³⁸U + 61,9%²³²Th. Изменение величины TKP в процессе выгорания представлено в табл. 5. При этом более детально было оценено изменение TKP в первые сутки работы топлива, когда накопление продуктов деления, сильно отравляющих реактор, способно вывести TKP в положительную область значений.

Таким образом, за счет введения небольших количеств ²⁴¹Am величина ТКР может быть уменьшена более чем на порядок; при этом ТКР сохраняется по величине отрицательным в течение всей кампании топлива.

Таблица 5

Изменение ТКР в	процессе выгорани	Я
для центральной	части активной зон	ы (ү _{т/н} = 0,4 г/см ³ ;
2,3% ²⁴¹ Am+5,175	^{3% 243} Am+10% ²³³ U+20	D,625% ²³⁸ U+61,9% ²³² Th)

Время, дни	TKP, 10-₅ 1/∘C	
0	-76	
2	-16	
5	-14	
10	–17	
20	-29	
30	-28	
284	-132	
784	-143	
1284	-90	
1476 (6,12% т.а.)	-43	

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ РЕАКТИВНОСТИ В ВЕРХНЕЙ Части активной зоны (ү_{т/н} = 0,1 г/см³)

В работе [5] в верхней части активной зоны со средней плотностью теплоносителя $\gamma_{T/H} = 0,1$ г/см³ предлагается использовать топливную композицию с повышенным обогащением по ²³³U с целью получения примерно такой же величины коэффициента размножения, как и для бульших плотностей теплоносителя. Рассмотрим следующую топливную композицию: 11,8% ²³³U + 22% ²³⁸U + 66,2% ²³²Th. Отметим, что, как и ранее, содержание ²³²Th к содержанию ²³⁸U относится как 3:1 для достижения наибольших выгораний. Характер изменения TKP в процессе выгорания для указанной топливной композиции представлен в табл. 6.

Таблица б

ля верхней части	активной зон	іы (γ _{т/н} = 0,1 і	·/см ³ ;
1,8% ²³³ U + 22% ²³	⁸ U + 66,2% ²³²	Th)	
	Brown Rull		

Изменение ТКР в процессе выгорания

Время, дни	TKP, 10⁻⁵ 1/ºC		
0	-30		
30	-28		
277	-21		
762	-10		
1247	-1		
1732	+7		
2217	+15		
2702	+1		
2945	+23		

Можно видеть, что примерно первую половину кампании ТКР принимает отрицательные значения, в то время как вторую половину кампании – положительные. Подчеркнем, что в нижней части активной зоны ТКР на протяжении всей кампании отрицателен при использовании исходного топлива, а в центральной части активной зоны этого можно добиться, как показано выше, путем добавления небольших количеств ²⁴¹Am.

Таким образом, незначительные положительные величины ТКР в верхней части активной зоны, наблюдаемые ближе к концу кампании, могут и не ухудшать в целом безопасность реактора. Это может быть связано с тем, что у верхнего края активной зоны должен быть благоприятный отрицательный эффект реактивности, обусловленный увеличением утечки нейтронов при уменьшении плотности теплоносителя (который в данном рассмотрении не учитывается).

Тем не менее, продемонстрируем возможность подавления ТКР в верхней части активной зоны в отрицательную область. Для этого, как и ранее, рассмотрим влияние на ТКР добавления 1% т.а. ряда актинидов. Подобные данные для $\gamma_{T/H} = 0,1$ г/см³ приведены в табл. 7.

Можно видеть, что введение подавляющего большинства нуклидов приводит к увеличению ТКР, о чем свидетельствуют положительные величины ∆ТКР. Снизить ТКР способно введение лишь ²³²Th, ^{242m}Am, ²⁴³Cm и ²⁴⁵Cm. Однако влияние введения тория на ТКР сравнительно мало, а прочие перечисленные нуклиды труднодоступны в существенных количествах.

Единственным решением проблемы представляется уменьшение доли ²³³U в топливе. Действительно, поскольку добавление 1% ²³³U приводит к повышению ТКР

Таблица 7

Добавляемый изотоп, + 1% т.а.	∆ТКР = ТКР (+1% т.а.) – ТКР (0%), 10-5 1/∘С в расчете на +1% т.а.	Добавляемый изотоп, + 1% т.а.	∆ТКР = ТКР (+1% т.а.) – ТКР (0%), 10-5 1/₀С в расчете на +1% т.а.
²³² Th	-0,3	²⁴⁰ Pu	12,1
²³¹ Pa	8,7	²⁴¹ Pu	3,6
232 U	5,2	²⁴² Pu	3,7
233 U	3,7	²⁴¹ Am	13,5
234 U	5,4	^{242m} Am	-2,2
235U	3,8	²⁴³ Am	9,8
236U	3,0	²⁴² Cm	2,5
238U	0,0	²⁴³ Cm	-4,7
²³⁷ Np	8,1	²⁴⁴ Cm	3,5
²³⁸ Pu	4,8	²⁴⁵ Cm	-1,1
²³⁹ Pu	5,6		

Влияние на ТКР добавления в состав топлива 1% т.а. различных актинидов, (ү_{т/н} = 0,1 г/см³)

на 3,7·10⁻⁵ 1/°С, то уменьшение его содержания способно вызвать примерно такое же снижение ТКР. Отметим, что при этом также уменьшается доля ²³³U в урановой фракции, что тоже является благоприятным моментом с точки зрения защищенности такой топливной композиции.

Проведенные расчеты показали, что при использовании следующей топливной композиции (6,75%²³³U + 23,25%²³⁸U + 70%²³²Th) ТКР принимает отрицательные значения на протяжении всей кампании и достигает нулевого значения к концу кампании (табл. 8).

Таблица 8

Изменение ТКР в процессе выгорания для верхней части активной зоны ($\gamma_{T/H} = 0,1$ г/см³; 6,75% 233 U + 23,25% 238 U + 70% 232 Th)

Время, дни	TKP, 10-₅ 1/∘C		
0	-55		
30	-51		
223	-38		
549	-20		
876	-6		
1039 (5,21% т.а.)	0		

ЗАЩИЩЕННОСТЬ (Th-U)02 ТОПЛИВА В ЛЕГКОВОДНОМ РЕАКТОРЕ Со сверхкритическими параметрами теплоносителя

Уделим внимание вопросу защищенности предложенных выше топливных композиций для сверхкритического легководного реактора. Напомним, что МАГАТЭ признает материал, в котором доля ²³⁵U в урановой фракции не более 20%, материалом, непригодным для изготовления эффективного ядерного взрывного устройства. Как известно, уран с 12-процентным обогащением по ²³³U по своим размножающим свойствам примерно соответствует урану с 20-процентным обогащением по ²³⁵U. Поэтому критерием защищенности материала, в котором присутствует ²³³U, является непревышение его доли в урановой фракции 12%.

Рассмотрение проведем применительно к каждой из выделенных частей актив-

ной зоны. Так, в нижней части активной зоны (средняя плотность теплоносителя $\gamma_{T/H} = 0.72 \ r/cm^3$) предложено использовать топливную композицию следующего состава: $5\%^{233}$ U + 23,8 $\%^{238}$ U + 71,2 $\%^{232}$ Th. Для такой топливной композиции доля 233 U в урановой фракции снижается с 17% для свежего топлива до 9% для отработавшего.

В центральной части активной зоны ($\gamma_{T/H} = 0,4 \ r/cm^3$) необходимость компенсации негативного влияния ²⁴¹Am на реактивность путем использования топлива с большим обогащением по ²³³U привела к тому, что доля ²³³U в урановой фракции для свежего топлива составляет 33%, а для ОЯТ – 23%.

В топливной композиции, используемой в верхней части активной зоны (_{Yт/н} = 0,1 г/см³), доля ²³³U в урановой фракции для свежего топлива составляет 22%, а для ОЯТ – 19,3%.

Защищенность таких топливных композиций с содержанием ²³³U в урановой фракции более 12% является направлением дальнейших исследований. В качестве такой защиты будет рассматриваться введение ²³²U, который не может быть отделен с помощью химических методов от урановой фракции. Как показано в работах [7, 8], введение ²³²U позволит повысить защищенность урановой фракции с высоким содержанием ²³³U.

Еще одним способом обеспечить защищенность предложенных топливных композиций является изменение отношения содержания ²³²Th к ²³⁸U с 3:1 (как топлива, обеспечивающего максимальное выгорание) в сторону бульших содержаний ²³⁸U. Это приведет к определенному снижению выгорания, однако понизится также доля ²³³U в урановой фракции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность подавить ТКР в центральной части активной зоны легководного реактора со сверхкритическими параметрами теплоносителя более чем на порядок (до значений, характерных для традиционных легководных реакторов) путем введения небольших количеств ²⁴¹Am. Кроме того продемонстрирована возможность обеспечить отрицательные значения ТКР в верхней части активной зоны на протяжении всей кампании топлива.

Литература

1. http://www.gen-4.org/

2. *Kuznetsov Yu*. Pressure Tubes Supercritical Water Reactors: Some Advantages and Problems/10th International Sac Seminar on Advanced Nuclear Fuel Cycle for the XXI Century (24-27 September, 2007, Nizhny Novgorod, Russia).

3. *Dragunov Yu., Ryzhov S., Nikitenko M et. al.* Water-Cooled reactors with Supercritical Parameters (SC WWER) – Prospective Reactors of the 4-th Generation/10th International Sac Seminar on Advanced Nuclear Fuel Cycle for the XXI Century (24-27 September, 2007, Nizhny Novgorod, Russia). 4. Feasibility Study of Super-Critical Light-Water Cooled Reactor For Electric Power Production. Thermal-Hydraulic Analysis of Supercritical Water Reactor (SCWR) Core, Nuclear Energy Research

Thermal-Hydraulic Analysis of Supercritical Water Reactor (SCWR) Core. Nuclear Energy Research Initiative (NERI). Final Report, June 2004.

5. *Куликов Е.Г., Шмелев А.Н., Куликов Г.Г*. Нейтронно-физические характеристики (²³³U-Th-²³⁸U)-топлива в легководном реакторе со сверхкритическими параметрами теплоносителя//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2007. – №2.

6. *Украинцев В.Ф.* Эффекты реактивности в энергетических реакторах: Учебное пособие. – Обнинск, 2000.

7. *Kang Jungmin and von Hippel Frank N*. U-232 and the Proliferation-Resistance of U-233 in Spent Fuel//Science & Global Security. – V. 9. – P. 1-32.

8. *Gilfoyle G.P. and Parmentola J.A.* Using Nuclear Materials To Prevent Nuclear Proliferation// Science & Global Security. – V. 9. – P. 81-92.

Поступила в редакцию 20.12.2007

УДК 621.039.543.6

P

НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОБЛУЧЕННОГО МОХ-ТОПЛИВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ ВЫГОРАНИЯ

И.В. Шаманин*, П.М. Гаврилов**, С.В. Беденко*, В.В. Мартынов** *Томский политехнический университет, г. Томск **ФГУП «Горно-химический комбинат», г. Железногорск

> Рассмотрены ядерные процессы, которые приводят к образованию поля нейтронного излучения облученного в реакторе ВВЭР-1000 МОХ-топлива. Определены вклады спонтанных делений, протекания реакций (γ, п) и (α, п) в топливной матрице в результирующую нейтронную активность. Установлены причины существенных отличий между нейтронной активностью отработавших стандартного и МОХ-топлива при идентичных значениях глубины выгорания.

состояние проблемы

В ходе ядерного разоружения в России и США высвобождаются значительные количества оружейных делящихся материалов – высокообогащенного урана и плутония. Кроме того, плутоний накапливается в активной зоне при работе любого энергетического реактора с урановым топливом. На сегодняшний день общее количество плутония, хранящегося в мире во всевозможных формах, оценивается в 1239 т, из которых 2/3 находится в отработавшем ядерном топливе (ОЯТ) АЭС. Этот запас плутония ежегодно возрастает на 50 т. Количество оружейного плутония было оценено в 270 т, из которых 150 т находится в странах бывшего Советского Союза [1]. Согласно подписанному в 2000 г. соглашению по обращению с оружейным плутонием, США и Россия должны утилизировать в течение последующих 20 лет по 34 т оружейного плутония [1, 2].

Высокообогащенный уран разбавляется обедненным или естественным ураном до принятых в энергетических реакторах уровней обогащения для получения стандартного реакторного топлива. На дальнейшее обращение с плутонием существуют две точки зрения. В США большинство экспертов склоняются к захоронению плутония в остеклованном виде, смешанного с высокоактивными отходами в глубоких геологических формациях. Россия, в лице Росатома, рассматривает плутоний в первую очередь как энергетический материал, который можно использовать в качестве топлива для АЭС. Что касается последнего варианта, то наиболее приемлемым считается смешанное уран-плутониевое топливо на базе диоксидов UO₂ и PuO₂ (Mixed-Oxide), так называемое MOX-топливо [2].

Исследования, проводимые в настоящее время, а также накопленный в европейских странах опыт работы со смешанным уран-плутониевым топливом в легководных реакторах свидетельствуют о реальной возможности использования плутония в качестве топлива реактора ВВЭР-1000 [2].

[©] И.В. Шаманин, П.М. Гаврилов, С.В. Беденко, В.В. Мартынов, 2008

Использование MOX-топлива на AЭC с реакторами BBЭP-1000 сопровождается рядом проблем. Одна из проблем связана с высокой активностью не только облученного, но и необлученного MOX-топлива. Высокая активность необлученного MOX-топлива обусловлена в основном изотопами плутония, которые являются источниками нейтронного и гамма-излучения [2]. В случае облученного MOX-топлива перечень актиноидов, являющихся источниками нейтронного и гамма-излучения, более обширен и не ограничен смесью изотопов урана и плутония.

Характер и количественные характеристики изменений интенсивности гаммаи нейтронного излучения вблизи облученной MOX-TBC при различных глубинах выгорания представляют предмет исследований, конечной целью которых является определение требуемых мер по обеспечению радиационной и ядерной безопасности при обращении с облученными MOX-TBC.

Нейтронная активность облученного диоксида урана определена, например, в работах [3, 4], где ставится под сомнение возможности использования транспортного контейнера (ТК) серийной конструкции для обеспечения защиты от нейтронного излучения облученной ТВС при повышенных глубинах выгорания топлива. По этой причине вопросы защиты от нейтронного излучения облученного МОХтоплива необходимо решать и в качестве самостоятельной задачи.

Целью данной работы являлось определение нейтронной активности облученного МОХ-топлива при различных глубинах выгорания.

Для выполнения инженерного расчета необходимо сформулировать физическую модель сборок с облученным MOX-топливом. В разработанной модели отдельная MOX-TBC рассматривалась как глубоко подкритическая размножающая система, в объеме которой равномерно распределены источники нейтронов, образующихся по реакциям (ү, п), (α, п) и в результате спонтанных делений ядер актиноидов.

ИСТОЧНИКИ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛУЧЕННОЙ МОХ-ТВС

Нейтроны в облученном MOX-топливе образуются благодаря протеканию следующих ядерных реакций:

1) реакция (ү, п) – пороговая; для образования нейтронов по этому механизму необходимо наличие гамма-излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ); выяснено, что высокоэнергетическая составляющая гамма-излучения присутствует при спонтанном делении ядер актиноидов в облученном топливе [3]; при определении параметров нейтронного поля вблизи облученной MOX-TBC расчет сечений (ү, п) реакций осуществлялся на ядрах актиноидов, присутствующих в облученном MOX-топливе.

2) реакция (α, n) обусловлена наличием альфа-частиц, образующихся в результате радиоактивного распада ядер актиноидов, присутствующих в облученном топливе [3]; из всех ядер, входящих в состав облученной MOX-TBC, наиболее вероятно протекание (α, n) реакции на ядрах кислорода оксидного MOX-топлива.

3) спонтанное деление ядер актиноидов, сопровождается испусканием нейтронов [3], основным источником которых будут являться ядра актиноидов, содержащихся в облученном MOX-топливе.

УДЕЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОБЛУЧЕННОЙ МОХ-ТВС

Удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (ү, n) реакции на *j*-м химическом соединении, входящем в состав топлива, определяется следующим соотношением:

$$A_{\gamma,n}^{j}(Z) = A_{k}^{j}(Z) \cdot \frac{\sigma_{i}^{\gamma,n} N_{i}^{\text{coeg}}(Z)}{\mu_{i}^{\text{coeg}}(Z)}, \frac{\text{Heйтр}}{\text{c} \cdot \text{r}(\text{U}-\text{Pu})}$$
(1)

61

где $A_k^{\gamma}(Z)$ – удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых k-м нуклидом, γ -квант/(с·т(U-Pu)); $N_i^{\text{соед}}$ – концентрация ядер *i*-го нуклида, на которых идет (γ , n) реакция, в химическом соединении, см⁻³; $\sigma_i^{\gamma,n}$ – сечение (γ , n) реакции, идущей на ядрах *i*-го нуклида в химическом соединении, см²; $\mu_j^{\text{соед}}$ – полный коэффициент взаимодействия гамма-квантов для *j*-го химического соединения, включающий в себя фотоядерное взаимодействие, см⁻¹; Z – глубина выгорания топлива, MBT·сут/т(U).

Удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых *k*-м нуклидом:

$$A_{k}^{\gamma}(Z) = C_{k}(Z) \cdot A_{k}^{cn} \cdot \omega_{kl}(E_{l}), \frac{\gamma - \kappa B a H T}{c \cdot \tau(U - Pu)}, \qquad (2)$$

где $C_k(Z)$ – концентрация ядер *k*-го спонтанно делящегося нуклида, г/т(U–Pu); A_k^{cn} – интенсивность распада ядер *k*-го актиноида путем спонтанного деления, расп./(г·с); $\omega_{kl}(E_l)$ – выход *l*-ой гамма-линии *k*-го нуклида, γ-квант/расп.

Коэффициент взаимодействия гамма-квантов для *j*-го химического соединения [5]:

$$\mu_{j}^{\text{coeg}} = \sum_{i} \sigma_{i} N_{i}^{\text{coeg}}(Z), \text{ cm}^{-1},$$
(3)

где $\sigma_i = \sigma_i^f + \sigma_i^c + \sigma_i^{\pi} + \sigma_i^{\gamma,n}$ – полное микроскопическое сечение взаимодействия гамма-квантов с *i*-м актиноидом, которое представляет собой сумму сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния, эффекта образования пар и фотоядерного эффекта, см⁻¹; $N_i^{coeg}(Z)$ – концентрация ядер *i*-го актиноида в химическом соединении, см⁻³.

При расчете $A_k^{\gamma}(Z)$ считалось, что основными источниками гамма-квантов являются следующие спонтанно делящиеся актиноиды: ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm, ²⁴⁶Cm [4]. При расчете $A_{\gamma,n}^j(Z)$ считалось, что гамма-кванты взаимодействуют с диоксидами актиноидов.

Расчет сечения (ү, n) реакций основан на использовании Боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов реакции [6].

Удельная интенсивность генерации нейтронов при спонтанном делении ядер *i*-го актиноида в общем виде определяется соотношением [3]:

$$Q_i^{cn}(Z) = C_i(Z) \cdot A_i^{cn} \cdot v_i^{cn}, \frac{\text{Heйтр}}{c \cdot \tau(U - Pu)},$$
(4)

где $C_i(Z)$ – концентрация ядер *i*-го спонтанно делящегося актиноида, г/т(U–Pu); A_i^{cn} – интенсивность распада ядер *i*-го актиноида при спонтанном делении, дел./(г·с); V_i^{cn} – число мгновенных нейтронов, которые образуются в одном акте спонтанно-го деления ядер *i*-го актиноида, нейтр.

Удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (α, n) реакций на ядрах кислорода для *i*-го актиноида, определяется соотношением [3]:

$$\mathcal{A}_{i}^{\alpha,n}(Z) = 1,86 \cdot 10^{-7} \cdot \mathcal{Q}_{\alpha,i}(Z), \frac{\text{Heйтр}}{\text{c} \cdot \tau(\text{U}-\text{Pu})},$$
(5)

где $Q_{\alpha i}(Z)$ – удельная α -активность *i*-го актиноида, α -частиц/(с·т(U-Pu)).

При расчете $Q_{\alpha i}(Z)$ считалось, что основными источниками альфа-частиц являются следующие актиноиды: ²³⁸Pu, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Am, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm [4].

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОБРАЗОВАНИЯ НУКЛИДОВ В МОХ-ТОПЛИВЕ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

Из соотношений (1), (4) и (5) видно, что знание концентрации основных актиноидов в облученном MOX-топливе позволит с удовлетворительной точностью определить вклад каждого актиноида в выход нейтронов за счет спонтанного деления, протекания реакций (γ , n) и (α , n), а также найти результирующую нейтронную активность, обусловленную протеканием вышеперечисленных процессов.

Изменение концентрации (числа ядер) N_i(t) нуклида i со временем (с выгоранием) описывается следующим дифференциальным уравнением [7]:

$$\frac{dN_i}{dt} = A_{i-1}^{(i)}N_{i-1}(t) - A_iN_i(t), \ i = 1, 2, ..., n,$$
(6)

где $A_{i-1}^{(i)}$ – скорость реакции образования нуклида *i* из (*i* – 1)-го нуклида, с⁻¹; A_i – скорость реакции исчезновения нуклида *i* (выгорание и радиоактивный распад, если он присущ нуклиду *i*), с⁻¹.

Скорость реакции A_i определяется как доля ядер, вступивших в ядерную реакцию данного типа в единицу времени. Изменение концентрации данного нуклида определяется процессами радиоактивного распада и выгоранием. В соответствии с этим скорость реакции может быть записана в виде:

$$A_{i} = \lambda_{i} + \overline{\sigma}_{i} \Phi, \ c^{-1}, \tag{7}$$

где λ_i – постоянная распада *i*-го нуклида, с⁻¹; $\overline{\sigma}_i$ – усредненное по спектру нейтронов эффективное сечение, см²; Φ – эффективная плотность потока тепловых нейтронов, нейтр/(см²·с).

Скорость реакции A_{i-1} определяется процессом выгорания (i – 1)-го нуклида с образованием нуклида i. Если процесс радиоактивного распада вносит существенный вклад в образование нуклида i, то уравнение (6) необходимо дополнить соответствующим членом.

В энергетических реакторах типа ВВЭР скорость и эффективные сечения реакции разбивают на две компоненты [7], одна из них соответствует тепловой, а вторая резонансной частям спектра.

Двухкомпонентное представление скорости реакций в твэлах имеет вид [7]:

$$a_{i} = \overline{\sigma}_{i} \Phi = \left(g_{i}^{w} \sigma_{i}^{0} + \gamma I_{i}^{0} \zeta_{i}\right) \Phi, \ C^{-1},$$
(8)

где σ_i^0 – сечение взаимодействия при энергии $E_0 = 0,0253$ эВ, см²; g_i^w – фактор Вескотта, учитывающий возможное отклонение энергетической зависимости сечения от закона 1/ υ (υ – скорость нейтрона); I_i^0 – резонансный интеграл от граничной энергии $E_{\rm rp} = 0,5$ эВ, см²; ζ_i – коэффициент блокировки резонансного интеграла; γ – коэффициент, характеризующий отношение плотностей потока нейтронов резонансной и тепловой частей спектра (жесткость спектра нейтронов).

В большинстве случаев значения g_i^w близки к единице. Значения сечения σ_i^0 и резонансного интеграла I_i^0 приведены в [8].

Жесткость спектра нейтронов для случая нескольких делящихся нуклидов может быть найдена по следующему соотношению [7]:

$$\gamma = \frac{\nu_f \sum_i \sigma_{fi} N_i}{\sum_i \xi_i N_i \sigma_{si}},$$
(9)

где v_f – среднее число быстрых нейтронов на один акт деления, нейтр.; $\Sigma_f = \sum_i \sigma_{fi} N_i$ – макроскопическое сечение деления, см⁻¹; $\xi \Sigma_s = \sum_i \xi_i N_i \sigma_{si}$ – замедляющая способность среды, см⁻¹; В формуле (9) считается, что среднее число быстрых нейтронов на один акт деления v_f одинаково для всех делящихся нуклидов.

При расчете коэффициента блокировки ζ_i резонансного интеграла предполагалось, что имеется один изолированный резонансный уровень классической формы, описываемый формулой Брейта-Вигнера. В этом случае ζ_i приближенно можно найти по соотношению [7]:

$$\zeta_{i} \approx \exp\left(-\frac{a}{2}\right) \left[I_{0}\left(\frac{a}{2}\right) + I_{1}\left(\frac{a}{2}\right)\right], \qquad (10)$$

где I_0 и I_1 – модифицированные функции Бесселя; $a - \sigma_0(E_r)N_il$ – «оптический путь» нейтрона в рассматриваемом объеме; $\sigma_0(E_r)$ – значение сечения в максимуме резонанса, см²; N_i – концентрация ядер *i*-го нуклида в момент времени t = 0, см⁻³; \bar{l} – средняя геометрическая длина пробега нейтронов в объеме, см. Если резонансные нейтроны падают на сплошной блок изотропно, то \bar{l} определяется формулой [7]:

$$\bar{l} = 4V / S, \tag{11}$$

где V – объем блока; S – его поверхность. Для твэла радиусом R средняя геометрическая длина пробега нейтронов равна

$$\bar{l} = 2R. \tag{12}$$

Если изолированный резонансный уровень описывается формулой Брейта-Вигнера, тогда значение сечения в максимуме резонанса для нуклида может быть рассчитано по соотношению [8]:

$$σ_0(E_r) = 2,608 \cdot 10^6 \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \cdot \frac{g_r \cdot \Gamma_n}{\Gamma \cdot E_r} \cdot \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}, \text{ барн,}$$
(13)

где E_r – энергия максимума резонанса, эВ; Γ – полная полуширина уровня на половине его высоты, МэВ; Γ_{γ} – радиационная полуширина, МэВ; Γ_n – нейтронная полуширина, МэВ; g_r – статистический фактор.

Блокировка резонансного интеграла во всех нуклидах, кроме ²³⁸U, не учитывалась.

Эффективная плотность потока тепловых нейтронов в активной зоне ядерного реактора для случая нескольких делящихся нуклидов определяется соотношением:

$$Φ = \frac{N}{E_f \sum_i \sigma_{fi} N_i \cdot V_{(U-Pu)0_2}}, \text{ нейтр/(см2·c)},$$
(14)

где \overline{N} – тепловая мощность в реакторе, МВт; σ_{fi} – эффективное сечение деления *i*-го делящегося нуклида, рассчитанное согласно (8), см²; N_i – концентрация ядер *i*-го делящегося нуклида в момент времени t = 0, см⁻³; E_f – энергия деления одного ядра, МВт·с; $V_{(U-Pu)O_2}$ – объем, занимаемый топливом, см³.

В формуле (14) считается, что энергии деления *E_f* одинаковы для всех делящихся нуклидов.

Дифференциальные уравнения (6) записываются для всех n членов цепочки радиоактивных превращений и дополняются начальными условиями: при t = 0должны быть заданы значения $N_i(t)$. Из соотношений (9), (10) и (14) следует, что скорости реакции постоянны, следовательно, система уравнений (6) линейна и ее решение может быть определено аналитически. Однако аналитические решения системы (6) громоздки и неудобны [9], поэтому данная система дифференциальных уравнений решалась численно методом Рунге-Кутта 4-го порядка с фиксированным шагом интегрирования. Концентрация ядер *i*-го нуклида в эквивалентной ячейке определяется по соотношению [7]:

$$N_{i} = \frac{N_{A}\rho_{i}}{A}\omega_{i}, \text{ CM}^{-3}, \qquad (15)$$

где N_A – число Авогадро, моль⁻¹; ρ_i – плотность вещества, г/см³; A_i – атомная масса, г/моль; $\omega_i = V_i/V_{sy}$ – объемная доля *i*-го нуклида в эквивалентной ячейке,

 $\sum_{i} \omega_{i} = 1$; V_{i} – объем, занимаемый *i*-м нуклидом в эквивалентной ячейке, см³;

V_{яч} – объем эквивалентной ячейки, см³.

При расчете концентраций предполагалось, что элементарная ячейка реактора ВВЭР аксиально симметрична: зона 1 – центральная, в которой расположено топливо (UO₂-PuO₂); зона 2 – циркониевая оболочка; зона 3 – теплоноситель (вода). Элементарная ячейка заменяется эквивалентной ячейкой. Размеры зон эквивалентной ячейки для ректора ВВЭР-1000 брались из [10], исходные ядерные концентрации нуклидов N_i(O) рассчитывались по соотношению (15).

Исходная загрузка реактора ВВЭР-1000 МОХ-топливом, использованная в расчетах, приведена в табл. 1 [2].

Изотопная композиция плутония, входящего в состав топлива, представлена в табл. 2 [2].

Таблица 1

Исходная загрузка реактора ВВЭР-1000 МОХ-топливом

(Pu-U)O ₂				
Масса топлива, т(U-Pu)	65,6			
U-235, %	0,2			
Pu, %	4,7			

Таблица 2

Изотопная композиция плутония

Нуклид	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
Содержание, %	0	94	5	1	0

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Параметры удельной нейтронной активности определены для облученного в реакторе BB3P-1000 MOX-топлива после 180 сут выдержки.

Результаты расчета удельной нейтронной активности облученного МОХ-топлива приведены в табл. 3, где использованы следующие обозначения: $A_{\alpha,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (α , n) реакций на ядрах кислорода, входящего в состав облученного МОХ-топлива; $Q_{cn}(Z)$ – удельная нейтронная активность, обусловленная спонтанным делением ядер актиноидов, присутствующих в облученном МОХ-топливе; $A_{\gamma,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (γ , n) реакций на ядрах актиноидов, присутствующих в облученном МОХ-топливе; $Q_{\Sigma}(Z)$ – общая удельная нейтронная активность облученного МОХ-топлива; Z – глубина выгорания ядерного топлива.

Таблица 3

А _{α,n} (Z), нейтр/с∙т	Q₀п(Z), нейтр/с∙т	А _{γ.} n(Z), нейтр/с∙т	Q _Σ (Ζ), нейтр/с∙т	Вклад (α,n) реакций, %	Вклад сп.делений, %	Вклад (γ,n) реакций, %	Z, МВт∙сут/кг
3,45·10 ⁸	2,00.106	9,82·10 ²	3,47·10 ⁸	99,42	0,58	0,00	0
2,67·10 ⁹	1,93·10 ⁸	3,42·10 ⁴	2,86·10 ⁹	93,26	6,74	0,00	10
5,87·10 ⁹	1,64·10 ⁹	3,50·10 ⁶	7,51·10 ⁹	78,13	21,83	0,05	20
8,96·10 ⁹	5,90·10 ⁹	1,83·10 ⁷	1,49·10 ¹⁰	60,22	39,65	0,12	30
1,18·10 ¹⁰	1,40·10 ¹⁰	6,18·10 ⁸	2,59·10 ¹⁰	45,63	54,13	0,24	40
1,45·10 ¹⁰	2,61·10 ¹⁰	1,66·10 ⁸	4,08·10 ¹⁰	35,57	64,02	0,41	50
1,58·10 ¹⁰	3,34·10 ¹⁰	2,55·10 ⁹	5,18·10 ¹⁰	30,53	64,54	4,93	60

Нейтронная активность облученного МОХ-топлива

Результаты расчета нейтронной активности в табл. 3 нормированы на 1 т тяжелых металлов (U–Pu) начальной загрузки. Для перевода нейтронной активности на 1 т оксидного топлива (U–Pu)O₂ значения, приведенные в табл. 3, необходимо разделить на коэффициент k = 1,14.

выводы

Анализ результатов расчетов позволил сформулировать следующие выводы.

1. Нейтронная активность необлученного МОХ-топлива составляет значительную величину, причем основная его доля определяется наличием и количеством изотопов плутония ²⁴⁰Pu и ²⁴¹Pu. Этого нельзя сказать про необлученный диоксид урана, нейтронная активность которого на порядок и более ниже [3] нейтронной активности необлученного MOX-топлива. Как в случае необлученного MOX-топлива, так и необлученного диоксида урана [3], основной вклад в выход нейтронов обусловлен протеканием (α, n) реакции на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива.

2. Вклад (ү, п) реакции, идущей на ядрах актиноидов, в результирующую нейтронную активность облученного MOX-топлива составляет около 5%, в отличие от облученного диоксида урана, для которого вклад (ү, п) реакции не превышает 2% при глубине выгорания 60 МВт-сут/кг [3, 4]. Это обстоятельство объясняется тем, что источником высокоэнергетических гамма-квантов являются изотопы плутония и кюрия, которых в облученном MOX-топливе значительно больше, чем в облученном диоксиде урана [3, 4].

3. Рост глубины выгорания приводит к росту интенсивности генерации нейтронов в результате протекания следующих процессов: спонтанное деление ядер актиноидов; протекание (α, п) реакции на ядрах кислорода; протекание (γ, п) реакции на ядрах актиноидов.

4. С ростом глубины выгорания интенсивность генерации нейтронов спонтанного деления возрастает быстрее, чем альфа-активность образующихся актиноидов. В результате с ростом глубины выгорания вклад (α, n) реакции в общую нейронную активность облученного МОХ-топлива уменьшается от 93 до 31% при изменении глубины выгорания топлива реактора ВВЭР-1000 от 10 МВт-сут/кг(U-Pu) до 60 МВт-сут/кг(U-Pu). 5. Результирующая нейтронная активность облученного МОХ-топлива изменяется от 3,47·10⁸ до 5,16·10¹⁰ нейтр./с·т(U–Pu) при изменении глубины выгорания от 10 до 60 МВт·сут/кг(U–Pu), что заметно больше нейтронной активности облученного диоксида урана при тех же глубинах выгорания [4].

Литература

1. *Решетников Ф.Г.* Проблема утилизации плутония в России/Материалы Международной конференции «Ядерное топливо для человечества» (Электросталь, октябрь 1998). – М.: Ядерное общество России, 1999. – С.421–246.

2. Бойко В.И., Власов В.А., Жерин И.И., Шаманин И.В. и др.Торий в ядерном топливном цикле. – М.: Издательский дом «Руда и Металлы», 2006. – 360 с.

3. Беденко С.В., Басаргин Е.Ю., Проскуряков К.Ю., Шелепов Е.Н. Интенсивности каналов формирования нейтронной активности отработавшего ядерного топлива как функции глубины выгорания// Четвертая молодежная научно–практическая конференция «Ядерно–промышленный комплекс Урала: проблемы и перспективы»: Тезисы докладов. (Озерск, 18–20 апреля 2007). – Озерск: ФГУП «ПО «Маяк», 2007. – С. 161–163.

4. Беденко С.В., Гаврилов П.М., Мартынов В.В., Шаманин И.В. Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива при повышенных глубинах выгорания/Физико–технические проблемы атомной энергетики и промышленности: Сборник тезисов докладов IV Международной научно–практической конференции. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2007. – С. 22–23.

5. *Машкович В.П., Кудрявцева А.В.* Защита от ионизирующих излучений: Справочник (4-е изд., перераб. и доп.). – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 494 с.

6. Беденко С.В., Мельников К.В., Шелепов Е.Н. Расчетно—экспериментальное определение сечений реакций (g, n), протекающих в облученном ядерном топливе/13–я Международная научно практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современная техника и технологии» (26–30 марта 2007 г.). Труды в 3 т. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2007. – Т.3. – С.16–18.

7. *Круглов А.К., Рудик А.П*. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 256 с.

8. *Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И*. Радиоактивный захват нейтронов: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 248 с.

9. *Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф*. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. – М.: Атомиздат, 1970. – 120с.

10. *Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П*. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. – М., 1989. – 575 с.

Поступила в редакцию 12.11.2007

УДК 621.039.543.6

НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ГЛУБИНАХ ВЫГОРАНИЯ

И.В. Шаманин*, П.М. Гаврилов**, С.В. Беденко*, В.В. Мартынов**

* Томский политехнический университет, г. Томск

* *ФГУП «Горно-химический комбинат», г. Железногорск



Рассмотрены ядерные процессы, которые приводят к образованию поля нейтронного излучения вблизи отработавшей тепловыделяющей сборки (OTBC). Определена результирующая удельная нейтронная активность отработавшего топлива реактора BBЭP-1000, обусловленная протеканием (α , n) реакций, спонтанным делением ядер урана и актиноидов, а также протеканием (γ , n) реакций на ядрах урана и актиноидов. Проведена оценка вкладов (γ , n) реакции в интенсивность нейтронного излучения ОТBC BBЭP-1000 для различных глубин выгорания с учетом трех вышеперечисленных механизмов образования нейтронов.

состояние проблемы

Отраслевой программой «Эффективное топливоиспользование на АЭС на период 2002–2005 гг. и на перспективу до 2100 г.» на Балаковской АЭС предусмотрено внедрение топливных циклов, обеспечивающих увеличение коэффициента использования установленной мощности (КИУМ). Первым шагом для достижения поставленной цели явились разработка и внедрение тепловыделяющих сборок (TBC) с жестким каркасом ТВС второго поколения, получивших название TBC-2 и TBC-2M [1]. Сборки такого типа были спроектированы для работы в 4–5-летних топливных циклах с выгоранием более 55 МВт-сут/кг(U). Использование TBC такого типа позволит повысить эффективность топливоиспользования на 4–5% [1, 2].

Повышение глубины выгорания топлива вызовет увеличение количества аккумулированных в нем продуктов деления, что, в свою очередь, будет являться причиной изменения параметров поля ионизирующих излучений вблизи OTBC. Характер и количественные характеристики изменений интенсивности гамма- и нейтронного излучения вблизи OTBC с повышенным выгоранием представляют предмет исследований. Конечной целью таких исследований является определение требуемых изменений в конструкциях защитных сооружений и транспортных контейнеров (ТК), предназначенных для хранения и транспортировки OTBC с повышенной глубиной выгорания топлива.

При обращении с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ) для обеспечения радиационной безопасности в первую очередь решаются задачи защиты от потоков высокоэнергетических гамма-квантов, характеризующихся высокой проникающей способностью и интенсивностью. Защита от гамма-излучения ОЯТ автома-

[©] И.В. Шаманин, П.М. Гаврилов, С.В. Беденко, В.В. Мартынов, 2008

тически обеспечивает требования защиты от бета- и альфа-излучений, т.к. указанные виды ионизирующих излучений обладают гораздо меньшей проникающей способностью. Этого нельзя сказать о нейтронном излучении (особенно в отношении быстрых нейтронов), для которого материалы, используемые при конструировании защиты от гамма-излучения, фактически являются «прозрачными» [3].

ИСТОЧНИКИ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОТВС

Нейтроны образуются в (ОЯТ) благодаря протеканию следующих ядерных реакций.

1. Реакция (α , n) обусловлена наличием альфа-частиц, образующихся в результате радиоактивного распада ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ. Энергия альфа-частиц, согласно данным [4], лежит в приделах от 4 до 7 МэВ. Альфа-частицы таких энергий способны эффективно взаимодействовать с ядрами, высота кулоновского барьера которых меньше, чем кинетическая энергия альфачастиц. Из материалов, присутствующих в облученной тепловыделяющей сборке (ОТВС), наиболее вероятно протекание реакции (α , n) на ядрах кислорода и других легких ядрах-продуктах деления [5].

2. Спонтанное деление ядер урана и трансурановых элементов, сопровождающееся испусканием нейтронов. Основным источником нейтронов будут являться ядра урана и изотопов трансурановых элементов, содержащихся в ОЯТ.

3. Реакция (γ, n). Для образования нейтронов по этому механизму необходимо наличие гамма-излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ [6]). Источниками гамма-излучения в ОЯТ являются процессы бета-распада продуктов деления и активации, а также альфа-распад и спонтанное деление ядер урана и актиноидов [4].

Вклад (α , n) реакции в интенсивность нейтронного излучения оксидного топлива определен, например, в работах [7, 8], в которых рассматривается протекание реакции (α , n) на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива. Как показали результаты расчетов, общая нейтронная активность ОЯТ изменяется от 4,37·10⁶ до 1,92·10⁹ нейтр./с·т(U) при глубинах выгорания от 10 МВт·сут/кг(U) до 50 МВт·сут/кг(U). При этом вклад (α , n) реакции в общую нейронную активность ОЯТ уменьшается с 82 до 18% от количества нейтронов спонтанного деления при изменении глубины выгорания топлива реактора ВВЭР-1000 от 10 МВт·сут/кг(U) до 50 МВт·сут/кг(U) (начальное обогащение 4,4%).

Оценок, позволяющих определить долю общей нейтронной активности, обусловленную протеканием (ү, п) реакций в ОЯТ, не проводилось.

Целью данной работы являлось определение вклада трех вышеперечисленных механизмов образования нейтронов, в том числе (γ, п) реакции, в интенсивность нейтронного излучения ОТВС ВВЭР-1000 для различных глубин выгорания.

Для большинства ядер пороги фотонейтронных реакций заключены в пределах от 4 до 14 МэВ [6, 9]. Для легких и средних ядер с $10 \le A \le 150$, присутствующих в OTBC, наиболее вероятно протекание (γ , n) реакции только на ядрах кислорода, имеющих сравнительно большую концентрацию как в свежем, так и в облученном оксидном топливе. Порог реакции ¹⁶O(γ , n)¹⁵C равен 16,3 МэВ [4, 9]. Для тяжелых материалов наиболее вероятно протекание (γ , n) реакции на ядрах с A≥200. Порог реакции (γ , n) для этих ядер заключен в пределах от 4 до 7 МэВ [9].

УДЕЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОТВС, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ПРОТЕКАНИЕМ РЕАКЦИЙ (ү, n)

Анализ данных о гамма-излучении, сопутствующем процессам альфа- и бетараспада продуктов деления и активации, присутствующих в ОЯТ, позволяет сделать заключение, что в их спектре практически отсутствует высокоэнергетическая составляющая, превышающая порог реакции на ядрах кислорода и тяжелых ядрах [3, 4]. При спонтанном делении на долю гамма-излучения приходится 7÷9 МэВ на один акт деления. Эта энергия уносится обычно в виде 8÷10 гамма-квантов. Поэтому средняя энергия одного гамма-кванта не превышает 1 МэВ. Однако, учитывая вероятность образования гамма-квантов высоких энергий (~ 0,4% [4]) и сравнительно большую концентрацию актиноидов [10] в ОЯТ, на которых идет реакция (ү, п), полностью исключить вторичное образование нейтронов по этому механизму нельзя.

Таким образом, при определении параметров поля нейтронного излучения вблизи ОТВС существует необходимость расчета сечений (ү, п) реакции на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

Удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (ү, n) реакции на *j*-м химическом соединении, определяется следующим соотношением:

$$A_{\gamma,n}^{j}(Z) = A_{k}^{\gamma}(Z) \cdot \frac{\sigma_{i}^{\gamma,n} N_{i}^{\text{coeq}}(Z)}{\mu_{i}^{\text{coeq}}(Z)}, \frac{\text{HeŭTp.}}{\text{c} \cdot \tau(U)},$$
(1)

где $A_k^{\gamma}(Z)$ – удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых k-м нуклидом, γ -квант/(с·т(U)); $N_i^{\text{соед}}$ – концентрация ядер i-го нуклида, на которых идет (γ , n) реакция, в химическом соединении, см⁻³; $\sigma_{\gamma,n}^i$ – сечение (γ , n) реакции, идущей на ядрах i-го нуклида в химическом соединении, см²; $\mu_j^{\text{соед}}$ – полный коэф-фициент взаимодействия гамма-квантов для j-го химического соединения, включающий в себя фотоядерное взаимодействие, см⁻¹; Z – глубина выгорания топлива, MBT·сут/т(U).

Удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых *k*-м нуклидом:

$$A_{k}^{\gamma}(Z) = C_{k}(Z) \cdot A_{k}^{cn} \cdot \omega_{kl}(E_{l}), \frac{\gamma \cdot \text{KBAHT}}{\text{c} \cdot \text{T}(U)}, \qquad (2)$$

где $C_k(Z)$ – концентрация ядер k-го спонтанно делящегося нуклида, г/т(U); A_k^{cn} – интенсивность распада ядер k-го нуклида путем спонтанного деления, расп./(г·с); $\omega_{kl}(E_l)$ – выход l-ой гамма-линии k-го нуклида, γ -квант/расп.

Для определения зависимостей концентраций спонтанно делящихся нуклидов $C_k(Z)$, содержащихся в ОЯТ, от глубины выгорания была проведена аппроксимация данных о концентрации основных долгоживущих актиноидов, присутствующих в ОЯТ [10]. Аппроксимация осуществлялась с помощью полиномов второй степени, степенных и показательных функций [7]. В результате для каждого актиноида были получены функции, которые имеют различную степень сходимости с данными, приведенными в [10]. Предварительно было выяснено, что основными источниками спонтанных делений (более 99%) являются следующие актиноиды: ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm, ²⁴⁶Cm [7].

Полный коэффициент взаимодействия гамма-квантов для *j*-го химического соединения [11]:

$$\mu_j^{\text{coed}} = \rho_j^{\text{coed}} \sum_i \mu_i^m W_i = \sum_i \mu_i^m \rho_i \frac{N_i^{\text{coed}}(Z)}{N_i}, \text{ cm}^{-1},$$
(3)

где ρ_j^{соед} – плотность *j*-го химического соединения, г/см³; μ_i^m – массовый коэффициент взаимодействия гамма-квантов с ядрами *i*-го нуклида в химическом соединении, см²/г; w_i - массовая доля *i*-го нуклида в химическом соединении; ρ_i – плотность вещества *i*-го нуклида в нормальных условиях, г/см³; N_i – концентрация ядер *i*-го нуклида в нормальных условиях, г/см³; N_i – концентрация ядер *i*-го нуклида в химическом соединении, см⁻³.

Полный коэффициент взаимодействия гамма-квантов с *i*-м нуклидом:

$$\mu_i = \mu_i^m \rho_i = \sigma_i N_i, \text{ cm}^{-1}, \tag{4}$$

где $\sigma_i = \sigma_i^f + \sigma_i^c + \sigma_i^{\pi} + \sigma_i^{\gamma,n}$ – полное микроскопическое сечение взаимодействия гамма-квантов с *i*-м нуклидом, которое представляет собой сумму сечений фото-эффекта, комптоновского рассеяния, эффекта образования пар и фотоядерного эффекта, см⁻¹; N_i – концентрация ядер *i*-го нуклида в нормальных условиях, см⁻³.

С учетом (4) соотношение (3) перепишется в виде:

$$\mu_j^{\text{coed}} = \sum_i \sigma_i N_i^{\text{coed}}(Z), \text{ cm}^{-1}.$$
(5)

Таким образом, с помощью соотношения (1) можно производить расчет удельной нейтронной активности, обусловленной протеканием (ү, n) реакций.

СЕЧЕНИЕ (ү, n) РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ УРАНА И АКТИНОИДОВ, Присутствующих в оят

Данные о характеристиках (ү, n) реакций немногочисленны [3, 4, 6, 9] и имеются в основном для гамма-квантов определенных энергий. В связи с этим в нашей работе предлагается следующая процедура расчета сечения (ү, n) реакций.

Энергетическая зависимость полных и парциальных сечений взаимодействия γ -квантов с ядрами содержит широкие максимумы (резонансы). Они характеризуются энергией максимума резонанса E_0 и его амплитудой σ_0 , шириной на полови-

не высоты (полушириной) Γ и интегральным сечением $\sigma^{int} = \int \sigma(E) dE$ [6, 9].

Расчет сечения (ү, n) реакций основан на использовании Боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов и описывается соотношением [6]:

$$\sigma_{i}^{\gamma,n} = \sigma_{0i}^{\gamma,n} \frac{(\Gamma_{i}/2)^{2}}{(E_{i} - E_{0i})^{2} + (\Gamma_{i}/2)^{2}} \sqrt{\frac{E_{0i}}{E_{i}}},$$
(6)

где σ_{0i} – максимальное значение сечения резонанса *i*-го нуклида; Γ_i – полуширина резонанса *i*-го нуклида; E_{0i} – энергия максимума резонанса *i*-го нуклида.

Положение максимума может быть удовлетворительно описано соотношением [6, 9]:

$$E_{0i} \approx 31, 2 \cdot A_i^{-1/3} + 20, 6 \cdot A_i^{-1/6}, \text{M} \ni \text{B},$$
(7)

где *A_i* – атомная масса *i*-го нуклида.

Полуширина резонанса удовлетворительно описывается с помощью соотношения [9]:

$$\Gamma_i = 0,026 \cdot E_{0i}^{1,91}, \text{M} \ni \text{B}.$$
 (8)

Справочный материал не всегда содержит полную информацию о параметрах резонанса, поэтому ниже приведены два подхода, которые могут использоваться при определении сечения (ү, n) реакции.

Первый подход основан на использовании экспериментальных значений параметров резонанса, приведенных, например, в [3]. В этом случае для расчета используется соотношение (4).

Второй подход состоит в следующем. Значения энергии максимума резонанса E_{0i} и его амплитуды σ_{0i} берутся из справочных данных, а полная полуширина резонанса рассчитывается по формуле (8). Подставляя (8) в (6), можно получить соотношение, позволяющее рассчитывать значения сечений реакций (γ , n) в случае неполных данных о резонансе:

$$\sigma_{i}^{\gamma,n} = \sigma_{0i}^{\gamma,n} \frac{1,69 \cdot 10^{-3} \cdot E_{0i}^{3,82}}{\left(E_{i} - E_{0i}\right)^{2} + 1,69 \cdot 10^{-3} \cdot E_{0i}^{3,82}} \sqrt{\frac{E_{0i}}{E_{i}}}.$$
(9)

Результаты расчетов сечений реакций (ү, п) на ядрах U-235 и U-238 по соотношениям (4) и (7) представлены на рис. 1 и 2.



Рис. 1. Расчетные и экспериментальные значения сечений реакции (γ, n) на ядрах U-235: — – экспериментальные значения сечений реакции (γ,n); – ■ – – результаты первого варианта расчета сечений реакции (γ,n); – ★ – – результаты второго варианта расчета сечений реакции (γ,n)



Рис. 2. Расчетные и экспериментальные значения сечений реакции (γ, п) на ядрах U-238: — – экспериментальные значения сечений реакции (γ,п); – ■ – – результаты первого варианта расчета сечений реакции (γ,п); – ★ – – результаты второго варианта расчета сечений реакции (γ,п)

Найденные двумя способами значения сечений удовлетворительно согласуются между собой, а также с погрешностью не хуже 40% описывают экспериментальные значения сечений вблизи резонанса [3].

Предложенная процедура расчета позволяет проводить оценки значений сечений (γ, п) реакций на ядрах с А≥200 при наличии экспериментальных данных о параметрах резонанса, а также в случае отсутствия одного из параметров резонанса. При этом точность определения сечения (γ, п) реакций вблизи резонанса находится в пределах от 5 до 40%.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Расчет проводился для ОТВС реактора ВВЭР-1000 после 180 сут выдержки и начальном обогащении 4,4%. Результаты расчета удельной нейтронной активности ОТВС приведены в табл.1, а также значения доли активности, обусловленной протеканием следующих процессов: спонтанное деление ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ; протекание (α, n) реакций на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива; протекание (γ, n) реакций на ядрах урана и актино-идов, присутствующих в ОЯТ.
Таблица 1

А _{α.п} (Z), нейтр./с·т(U)	Q _{сп} (<i>Z</i>), нейтр./с∙т(U)	А _{γ.} п(Z), нейтр./с∙т(U)	Q _∑ (<i>Z</i>), нейтр./с·т(U)	Вклад (α, n) реакций, %	Вклад спонтанных делений, %	Вклад (ү, n) реакций, %	Z, МВт∙сут/кг(U)
3,56·10 ⁶	8,08·10⁵	5,87·10 ³	4,37·10 ⁶	81,39	18,47	0,13	10
9,29·10 ⁶	6,55·10 ⁶	1,17·10⁵	1,60·10 ⁷	58,24	41,03	0,73	14
1,90·10 ⁷	2,06·107	3,83·10⁵	4,00.107	47,62	51,42	0,96	18
3,37·10 ⁷	4,74·10 ⁷	8,88·10⁵	8,20·10 ⁷	41,12	57,79	1,08	22
5,43·10 ⁷	9,40·10 ⁷	1,75·10 ⁶	1,50·10 ⁸	36,19	62,64	1,17	26
8,16·10 ⁷	1,70·10 ⁸	3,14·10 ⁶	2,55·10 ⁸	32,05	66,71	1,23	30
1,17·10 ⁸	2,88·10 ⁸	5,29·10 ⁶	4,10·10 ⁸	28,45	70,26	1,29	34
1,60·10 ⁸	4,65·10 ⁸	8,49·10 ⁶	6,33·10 ⁸	25,30	73,36	1,34	38
2,13·10 ⁸	7,20·10 ⁸	1,31·10 ⁷	9,46·10 ⁸	22,52	76,10	1,38	42
2,76·10 ⁸	1,08·10 ⁹	1,95·10 ⁷	1,37·10 ⁹	20,09	78,49	1,42	46
3,50·10 ⁸	1,57·10 ⁹	2,84·107	1,95·10 ⁹	17,97	80,58	1,46	50
4,60·10 ⁸	2,43·10 ⁹	4,37·10 ⁷	2,93·10 ⁹	15,69	82,82	1,49	55

Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива

В табл. 1 использованы следующие обозначения: $A_{\alpha,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность ОТВС, обусловленная протеканием (α , n) реакций на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива; $Q_{cn}(Z)$ – удельная нейтронная активность ОТВС, обусловленная спонтанным делением ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОТВС; $A_{\gamma,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность ОТВС, обусловленной протеканием (γ , n) реакций на ядрах урана и актиноидов; $Q_{\Sigma}(Z)$ – общая удельная нейтронная нейтронная активность ОТВС; Z – глубина выгорания ядерного топлива.

выводы

Анализ результатов расчетов позволил сформулировать следующие выводы:

1. При определении параметров нейтронного поля вблизи ОТВС существует необходимость расчета сечений (γ, п) реакций, протекающих на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

2. Вклад (γ, п) реакции, идущей на ядрах урана и актиноидов, в результирующую нейтронную активность ОТВС составляет не более 2% при глубине выгорания 55 MBT·cyt/кг(U) и начальном обогащении 4,4%.

3. Рост глубины выгорания приводит к росту интенсивности генерации нейтронов в ОЯТ в результате протекания следующих процессов: спонтанное деление ядер урана и актиноидов; протекание (α, n) реакции на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива; протекание (γ, n) реакции на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

4. С ростом глубины выгорания интенсивность генерации нейтронов спонтанного деления в ОЯТ возрастает быстрее, чем альфа-активность образующихся актиноидов. В результате с ростом глубины выгорания вклад (α , n) реакции в общую нейронную активность ОЯТ уменьшается от 81 до 16% при изменении глубины выгорания топлива реактора ВВЭР-1000 от 10 до 55 МВт·сут/кг(U) (начальное обогащение 4,4%).

5. Результирующая нейтронная активность ОТВС изменяется от 4,37·10⁶ до 2,93·10⁹ нейтр./с·т(U) при изменении глубины выгорания от 10 до 55 МВт·сут/кг(U) (начальное обогащение 4,4%).

Литература

1. Драгунов Ю.Г., Рыжов С.Б., Васильченко И.Н., Кобелев С.Н. Разработка и внедрение ТВС-2М для перспективных топливных циклов//Атомная энергия. – 2005. – Т. 99. – Вып. 6. – С. 432-437.

2. Коломцев Ю.В., Омельчук В.В., Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А., Голощапов С.Н., Попов Н.И., Авдеев В.А. Повышение эффективности топливоиспользования и совершенствование систем обращения с ядерным материалом на АЭС с ВВЭР-440. – СПб., 2000. – 232 с.

3. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. – М.: Атомиздат, 1976. – 464 с.

4. Схемы распадов радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ (в 2 ч.). Ч. 2. Кн. 1 (пер. с англ.). – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 432 с.

5. Таблицы физических величин: Справочник/*Под ред. И.К. Кикоина.* - М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.

6. Стародубцев С.В. Полное собрание научных трудов (в 6-ти т.). (Редколлегия – Б.П. Константинов – председатель; отв. ред. тома чл.-корр. АНУзССРР.Б. Бегжанов). Т.3 (кн. 3). Ядерная физика. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ядерная спектроскопия. Нейтронная физика. – Т.3: «Фан», 1971. – 472с.

7. Беденко С.В., Басаргин Е.Ю., Проскуряков К.Ю., Шелепов Е.Н. Интенсивности каналов формирования нейтронной активности отработавшего ядерного топлива как функции глубины выгорания/Четвертая молодежная научно-практическая конференция «Ядерно-промышленный комплекс Урала: проблемы и перспективы»: Тезисы докладов (Озерск, 18-20 апреля 2007). – Озерск: ФГУП «ПО «Маяк», 2007. – С. 161-163.

8. *Дулин В.В., Забродская С.А*. О вкладе (а, п) реакции в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – №4.

9. Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Сечения фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов/ Препринт НИ-ИЯФ МГУ 2003-2/715.

10. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 384 с.

11. *Машкович В.П., Кудрявцева А.В.* Защита от ионизирующих излучений: Справочник (4-е изд., перераб. и доп.). – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 494 с.

12. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. Т. 2. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1955. – 493 с.

Поступила в редакцию 5.07.2007

УДК 621.039.542:536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРЯМОКОНТАКТНЫХ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ С ТЯЖЕЛЫМИ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ

А.В.Безносов, Т.А.Бокова, С.Ю. Савинов, П.А.Боков, М.Д.Зефиров Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е.Алексеева, г. Нижний Новгород



Приводятся результаты экспериментальных исследований характеристик элементов прямоконтактных парогенераторов со свинцовым и свинец-висмутовым теплоносителями.

Исследовались устройства ввода и диспергации водопаровой фазы, вводимой в жидкий металл, размеры образующих пузырей, скорость всплытия пузырей, характеристики теплообмена между жидким металлом и пузырями. Эксперименты проводились в диапазоне температур свинца и свинец-висмутовой эвтектики 350–550°С; давления подаваемой воды 0,2–8,0 МПа; расходов воды, формирующих пузырьковое и струйное (факельное) истечение до 200 кг/ч; длительной паровой нагрузкой на свободную поверхность жидкого металла до 10,0 м³/м²ч.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие атомной энергетики инициирует формирование новых концепций реакторных установок. Применительно к установкам с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями одной из таких концепций является использование прямоконтактных парогенераторов. Вариант схемы реакторного контура такой установки, предложенной и проработанной авторами, представлен на рис. 1. Применение прямоконтактных парогенераторов в составе реакторных контуров ядерных энергетических установок может позволить повысить их безопасность и улучшить технико-экономические показатели за счет

• исключения из состава реакторного контура поверхностных парогенераторов и обслуживающих их систем, упрощения схемы контура, упрощения его обслуживания, уменьшения массогабаритных характеристик, улучшения экономических показателей;

исключения одной из наиболее потенциально опасных аварийных ситуаций
 «межконтурная неплотность парогенератора»;

 исключения из состава реакторного контура главных циркуляционных насосов и соответственно их отказа; циркуляция во всех энергетических режимах контура может быть обеспечена за счет эффекта газлифта – увлечения объема

© А.В.Безносов, Т.А.Бокова, С.Ю. Савинов, П.А.Боков, М.Д.Зефиров, 2008



Рис. 1. Схема реакторной установки с прямоконтактным парогенератором: 1 – корпус реактора; 2 – активная зона реактора; 3 – коллектор; 4 – концевые участки вертикальных парогенерирующих модулей; 5 – парогенерирующие модули; 6 – отверстия истечения воды в жидкий металл; 7 – трубы (каналы); 8 – патрубки подвода питательной воды; 9 – верхние расширительные участки парогенерирующих модулей; 10 – соединительные каналы; 11 – опускной участок реактора; 12 – патрубки отвода пара; 13 – сепарирующие устройства; 14 – свободный уровень теплоносителя

жидкого металла всплывающими пароводяными пузырями и движущего напора, создаваемого разностью плотностей жидкометаллического теплоносителя без пароводяных пузырей и при их наличии, по высоте элементов контура.

Наряду с этим, применение прямоконтактных парогенераторов в подобных контурах является неблагоприятным фактором или создает достаточно сложные научно-технические проблемы, требующие разрешения, основными из которых являются следующие.

• В традиционных контурах с тяжелыми жидкометаллическими теплоносителями существенным преимуществом является низкое (близкое к атмосферному) давление в реакторном контуре. Введение в состав контура прямоконтактных парогенераторов повышает требования к конструкциям и их материалам, работающим в условиях высоких температур (до 550–600°С), высоких давлений (6,1–24,0 МПа) и воздействия агрессивных сред – высокотемпературных свинца, эвтектики свинец-висмут и воды (пара).

• Висмут является составным элементом теплоносителя свинец-висмут и обязательной примесью в свинцовом теплоносителе. В нейтронном потоке активной зоны реактора из висмута образуется биологически опасный радионуклид полоний-210. В установках с прямоконтактными парогенераторами полоний-210 будет распространяться по пароводяному контуру и, вероятно, концентрироваться в конденсаторе паровой турбины. Обслуживание и ремонт радиоактивного пароводяного контура существенно усложнит эксплуатацию теплосиловой установки, потребует изменения системы выброса паровоздушной смеси от системы уплотнений турбины и вакуумирования конденсатора и создаст принципиально новые условия эксплуатации энергоблока. • Потребует решения проблема удаления продуктов, образующихся при контакте теплоносителя с примесями, содержащимися в питательной воде (аналогичная системе продувки парогенератора).

• Реакторы со свинцовым и свинец-висмутовым теплоносителями предусматриваются как реакторы на быстрых нейтронах. Поступление воды в активную зону такого реактора (сверх определенного количества) приведет к тяжелейшей аварии с «разгоном» реактора. Поступление воды в активную зону должно быть гарантированно исключено при всех возможных состояниях установки.

• В прямоконтактном парогенераторе реализуется спутное движение воды, пара и жидкого металла, тогда как в традиционных парогенераторах – противоток. Спутное движение (прямоток) существенно усложняет получение высоких температур генерируемого пара.

 Существует проблема уноса теплоносителя в мелкодисперсной фазе в конденсатно-питательную систему и очистки от него пара, поступающего на турбину.

Указанные выше проблемные вопросы требуют своего разрешения, т.к. возможные преимущества установок с прямоконтактными парогенераторами делают их привлекательными для последующего рассмотрения. Принципиальная возможность создания прямоконтактных ПГ была показана в [1, 2].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ Исследований

В Нижегородском государственном техническом университете (НГТУ) спроектированы и созданы высокотемпературные стенды для исследования характеристик прямоконтактных парогенераторов со свинцовым и свинец-висмутовым теплоносителями.

Модифицированный стенд ФТ-31М (рис. 2) предназначен для исследования характеристик барботажа воды и пароводяной смеси через слой свинца; стенд 2007ФТ-МО1 (рис. 3) – для теплофизических испытаний и отработки конструктивных решений ввода и диспергации воды в свинец макетного образца прямоконтактного парогенератора МО1. Стенд 2007ФТ-МО2СТ (рис. 4) используется для исследований процессов физико-химического воздействия свинцового теплоносителя с соленой (морской) водой и содержащимися в ней примесями, накопления этих продуктов при повышенных содержаниях (до 40 г/кг) в воде и исследования коррозионного воздействия расплава свинца совместно с водой, содержащей примеси и продукты контакта свинца с примесями воды на конструкционные материалы (стали) в составе макетного образца МО2 прямоконтактного парогенератора.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Методика проведения экспериментов на всех указанных стендах заключалась во вводе воды с температурой 20–150°С под уровень расплава в объем свинца при температурах 350–550°С с заглублениями отверстий истечения от 150 до 3000 мм. Давление воды перед отверстиями истечения круглой, щелевой и трещинообразой форм с характерными размерами от 0,5 до 3,0 мм составило от 0,2 до 8,0 МПа, что формировало пузырьковый или струйный (факельный) режимы истечения «легкой» фазы (воды, пара).

Варьировались указанные режимные и конструктивные параметры. Исследовалось влияние на характеристики теплообмена, наличие перфорированных листов в объеме свинца, влияние заглубления отверстий истечения воды под свободный уровень расплава свинца. На макетном образце МО2 осуществлялась подача



Рис. 3. Схема принципиальная макетного образца 1 (MO1): 1 — корпус; 2 — штуцер дренажный; 3 — вентиль сильфонный запорный; 4 — спираль электронагревательная; 5 — теплоизоляция; 6 — свободный уровень свинца перед подачей воды; 7 — крышка; 8 — прокладка; 9 — штуцер трубы подачи воды; 10 — штуцер трубы отвода пара; 11 — микротермопары; 12 — электроконтактные датчики пузырей пара — воды; 13 — клапан предохранительный; 14 — труба чехловая; 15 — коллектор ввода воды в свинец; 16 — сопловые устройства (отверстия истечения) воды в свинец; 17 — лист перфорированный верхний; 18 — шайба; 19 — лист перфорированный нижний



Рис. 4. Схема принципиальная макетного образца 2 (МО2): 1 – расширитель; 2 – подвод «соленой» воды; 3 – отвод пара; 4 – стакан переливной; 5 – отверстие дренажное; 6 – фильтр механический «путанка»; 7 – опускной участок; 8 – испаритель; 9 – коллектор; 10 – отверстие истечения воды; 11 – перфорированные листы (δ = 3 мм, d_{отв}=3,0 мм); 12 – труба чехловая; 13 – труба подвода воды; 14 – спираль электронагревательная; 15 – теплоизоляция; 16 – вентиль дренажный; 17 – штуцер газовый

воды с повышенным содержанием солей, на других стендах – отстоявшейся водопроводной воды.

Основными определяемыми характеристиками в процессе испытаний были размер пузырей воды, пара в расплаве свинца в процессе их всплытия, скорость всплытия и число всплывающих в серии пузырей, температура пузырей в процессе всплытия и при разрыве, усредненная температура в паровом объеме под свободной поверхностью расплава, значение эффективного прямоконтактного коэффициента теплообмена между свинцовым теплоносителем и водой, паром в пузырьке. Производилась видеофотосъемка свободной поверхности свинца в процессе барботажа при различных значениях паровых нагрузок на свободную поверхность теплоносителя.

МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ

Результаты экспериментальных и расчетно-теоретических исследований позволили авторам предложить следующую модель процессов, сопровождающих истечение воды (пара) и последующее движение пузырей «легкой» фазы в составе двухкомпонентного потока в прямоконтактном парогенераторе [3,4]. Вода с температурой, близкой к температуре насыщения при давлении, превышающем давление в жидкометаллической полости парогенератора, поступает в отверстие истечения. При прохождении канала истечения скорость воды резко возрастает, давление уменьшается. Применительно к условиям прямоконтактного парогенератора рассматриваются два режима истечения: пузырьковый и струйный (факельный). Определено, что в последнем случае протяженность струи в тяжелом жид-

ком металле не превышает нескольких десятков значений выходного размера отверстия истечения. В жидком металле формируются пузыри воды (пара), которые дробятся турбулентным потоком жидкого металла. При движении в канале истечения возможен переход части воды в пар с дроблением образовавшихся пузырей. При поступлении пузырей в теплоноситель на границе контакта сред образуется паровая прослойка. Невозможен непосредственный, прямой контакт капли конденсата с поверхностью расплава жидкого металла с температурой, на 100°С и более превышающей температуру насыщения при давлении в пузыре. При дальнейшем движении – всплытии пузыря в составе двухкомпонентного потока теплоноситель-вода, пар- подвод тепла к капле конденсата осуществляется за счет следующих механизмов: конвективного теплообмена на границе жидкий металл – пар; потока излучения от поверхности жидкого металла (частично покрытой примесями – оксидами свинца и другими) к поверхности конденсата через паровую прослойку; конвективного теплообмена в паровой прослойке от поверхности жидкого металла к поверхности конденсата; теплообмена между движущимися объемами внутри капли конденсата.

Термическое сопротивление паровой прослойки достаточно велико. Расчетные оценки показывают, что полное испарение капли конденсата, поступающего в контур с тяжелым жидкометаллическим теплоносителем при скорости двухкомпонентного потока 1–3 м/с может происходить через метры и десятки метров, в зависимости от исходного размера капли. Реализация концепции прямоконтактного парогенератора требует уменьшения этого значения. Это возможно за счет уменьшения размера капли, ее дробления в потоке жидкого металла, а также за счет увеличения времени нахождения пузырей (времени теплообмена) при той же высоте барботажного слоя при фиксированной величине теплового потока к капле. Существенная деформация пузыря, приводящая к локальному уменьшению толщины паровой прослойки также повышает объемную теплонапряженность в двухкомпонентном потоке.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Геометрия отверстий истечения воды. Экспериментально исследовались отверстия истечения воды круглой формы, в виде горизонтально ориентированного паза (щели), в виде искусственной горизонтально ориентированной трещины.

Состояние свободной поверхности и динамические эффекты в макетных образцах при подаче воды через паз (щель) и трещину при прочих равных условиях были аналогичны состояниям при подаче воды через круглое отверстие с расходом в несколько раз меньше, чем при подаче через паз (щель) такого же поперечного размера. Вероятно, при истечении воды через горизонтально ориентированный паз (щель), трещину формируются пузыри с меньшим размером, чем при истечении через круглое отверстие с диаметром, близким к меньшему размеру паза (щели), трещины.

2. Влияние заглубления отверстия истечения воды под уровень жидкого металла. Эксперименты показали, что с увеличением заглубления отверстия истечения воды под уровень жидкого металла и соответственно с увеличением давления воды перед отверстием истечения, необходимого для «выдавливания» воды через отверстие истечения, возмущения свободной поверхности (высота каверн свинца, сопровождающих разрыв пузырей) и другие динамические эффекты увеличиваются (при прочих равных условиях).

Увеличение заглубления отверстий истечения воды в макетном образце МО1 до 400 мм позволило получить полное испарение воды, подаваемой в МО1 с температурой 20°С с расходом 0,73 кг/ч.

Колебания давления воды на входе в МО1 находилось в диапазоне 0,38– 0,44 кгс/см² (ати). Температура свинца в течение 125 мин подачи воды монотонно изменялась от 455 до 435°С при выключенных электрообогревателях. На графике видны пульсации локальной температуры свинца с периодом около 500 с, вероятно, вследствие движения серий пузырей, изменяющих расход воды через отверстие истечения согласно пульсации перепада давления на этом отверстии. Температура генерируемого пара при этом находилась в диапазоне 130–140°С (рис. 5).



Рис. 5. Изменение температуры свинца (а) и генерируемого пара (б) в макетном образце МО1: расход воды через щелевую насадку 1,4×10 мм 0,73 г/ч; давление воды 0,38–0,44 кгс/см² (ати); заглубление отверстия истечения под свободный уровень свинца 400 мм

Пульсации температуры пара имеют такой же период, как и пульсации температуры свинца, но их амплитуда меньше, чем амплитуда пульсаций температуры свинца, вследствие усреднения измеряемой температуры в паровом объеме M01. Возможной причиной пульсаций с повышением температуры в паровом объеме емкости в начальный момент времени (2000 с) является поступление к чувствительному элементу термопары более горячего газа из слоя, контактировавшего с поверхностью свинца. Этот газ транспортировался паром из первых серий пузырей. В переходном начальном режиме был возможен «переток» пузырей с частичным содержанием неиспарившейся конденсированной фазы. После завершения переходного процесса режим стабилизировался.

Испытания проводились с установленным в объеме свинца перфорированным листом с отверстиями Ø3,0 мм.

Следует отметить, что при заглублениях отверстий истечения до 2,5 м на стенде ФТ-31М, но при круглых отверстиях истечения Ø1,6 мм в емкости стенда без перфорированного листа, на пути всплытия пузырей воды, пара (тормозящих их движение), температура в паровом объеме над свободным уровнем была около 100°С и фиксировались мелкие капли конденсата.

3. Установка перфорированных листов в объеме жидкого металла. Наличие перфорированных листов на пути всплытия пузырей воды, пара, толщиной 3,0 мм с отверстиями Ø3,0 мм приводит при прочих равных условиях к заметному уменьшению динамических эффектов барботажа и высоты образований свинца, поднимающихся над свободным уровнем вследствие разрыва пузырей (см. рис. 6). При установленном перфорированном листе увеличивается доля свободной поверхности, занятой разрывающимися пузырями и соответственно уменьшается локальная паровая нагрузка на свободную поверхность жидкого металла.



Рис. 6. Фото свободной поверхности свинца на макетном образце МО1 без перфорированного листа (а) в объеме свинца и с таким листом (б): отверстие истечения – круглое Ø1,0 мм, заглубление под свободный уровень свинца 150 мм, температура воды 20°С, расход воды в МО1 0,73 кг/ч, давление воды 0,18 – 0,2 кгс/см²(ата), температура свинца 470-480°С

4. Значение расхода воды, подаваемой в макетный образец прямоконтактного парогенератора. Ограничением расхода воды, подаваемой в макетный образец, является предельная паровая нагрузка на свободную поверхность жидкого металла, при превышении которой начинается подъем «среднего» уровня в объеме образца и интенсивное поступление жидкого металла в трубопровод отвода пара с последующим застыванием в паропроводе.

В процессе испытаний не зафиксирован факт зависимости температуры генерируемого пара от значения расхода подаваемой воды.

При увеличении расхода воды, подаваемой в макетный образец, увеличиваются колебания свободного уровня жидкого металла и динамические эффекты в макетном образце, вероятно, вследствие агломерации пузырей в объеме свинца и увеличения их размера. Ревизия стенда испытаний образца МО1 показала, что при высоте парового объема над свободной поверхностью жидкого металла 400–500 мм в отводящих паровых трубопроводах – гофрированных шлангах с диаметрами проходного сечения Ø13×16 мм обнаружен «чулок» (пленка) свинца, толщиной до 2,0 мм, покрытия налетом оксидов свинца. Значение средней паровой нагрузки не превышало 7,0 м³/м²ч пара. Следует отметить, что манометры, установленные на трубопроводе ввода воды в макетные образцы всегда фиксировали пульсации давления, что обуславливало пульсирующий расход воды (пара), поступающей в жидкий металл. 5. Размер пузырей воды и пара, всплывающих в объеме жидкого металла. На рис. 7 представлен пример распределения размеров пузырей в макетном образце МО1, измеренных электроконтактными датчиками конструкции НГТУ. Чувствительные элементы датчиков были заглублены на 60 и 160 мм от свободной поверхности свинца, располагались выше перфорированного листа в объеме теплоносителя на 300 и 200 мм соответственно. Конструкция датчика обеспечивала фиксацию пузырей с размерами 1,0 мм и более. Из рис. 7 видно, что больше половины измеренных пузырей находятся в диапазоне 3,0 мм и менее. По мере всплытия пузырей относительное число пузырей малого диаметра увеличивается, вероятно, вследствие дробления пузырей по мере всплытия.

Измеренное увеличение размеров позволяет предполагать, что пузыри по мере всплытия не сохраняют массу исходной капли конденсата, а дробятся, что подтверждает предложенную модель процесса. При вводе соленой воды через аналогичное отверстие, заглубленное на 1700–1800 мм под уровень свинца в макетном образце МО2 при примерно тех же распределениях размеров пузырей, температура генерируемого пара при барботаже составляла 115–127°С, что может свидетельствовать о полном испарении капель конденсата при их подъеме в емкости МО2 диаметром 80 мм, и в МО1 диаметром 350 мм.



Рис. 7. Распределение размеров пузырей, фиксируемых электроконтактными датчиками при значении их заглубления: а) 160 мм и б) 60 мм под свободный уровень свинца 400 мм на макетном образце МО1: подача воды через насадку с двумя щелями 1,4×15 мм, расход воды 0,73 кг/ч, давление воды 0,38–0,44 кгс/см² (ати), температура свинца 470–435°С, температура генерируемого пара 130–140°С

6. Скорость всплытия пузырей в объеме свинца в макетных образцах. Пример распределения скоростей подъема пузырей в макетном образце MO1 представлен на рис. 8. Результаты измерений скоростей всплытия пузырей во всех сериях экспериментов показывают их однозначную корреляцию с распределениями размеров пузырей. Наиболее вероятная (более 50%) скорость всплытия пузырей находится в диапазоне от нуля до 0,1 м/с, что подтверждает наиболее вероятный размер пузырей 2,0–3,0 мм и менее. Следует отметить, что измеренная скорость всплытия пузыря складывается из скорости движения вверх пузыря относительно локального объема жидкого металл и скорости газлифта двухкомпонентного потока жидкого металл – вода, пар.

7. Влияние наличия растворенных солей. При подаче соленой воды (до 40 г/кг) в свинец на макетном образце МО2 зафиксировано образование и рост отложений солей в трубе подвода воды к отверстиям истечения в районе ее частичного испарения, и в отверстиях истечения 1,4×15 мм, вплоть до их забивания. При подаче водопроводной воды в макетный образец МО1 при аналогичных усло-





двухкомпонентном потоке свинец-вода, пар, фиксируемых электроконтактными датчиками при значении их заглубления а) 160 мм и б) 60 мм под свободный уровень свинца 400 мм на макетном образце MO1: подача воды через насадку с двумя щелями 1,4×15 мм, расход воды 0,73 кг/ч, давление воды 0,38-0,44 кгс/см² (ати), температура свинца 470-435°С, температура генерируемого пара 130-140°С

виях отложений солей в такте подачи воды и в отверстии истечения не зафиксировано.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в статье результаты могут оказаться полезными при дальнейшей работе над прямоконтактными ПГ и анализе аварийных процессов в РУ с ТЖМТ и ПГ поверхностного типа.

Литература

1. Grachev N.S., Drobyshev A.V., Kirillov P.L. Mixing Steam Generators with Liquid Metalls/Int. Conf. on Liquid Metalls (March 16-18, 1993, Karlsruhe, Germany).

2. Грачев Н.С., Кириллов П.Л., Мартынов П.Н. Доклад на конференции «Тяжелые жидкометаллические теплоносители в ядерных технологиях (ТЖМТ-98) (Обнинск, 5-9 октября 1999). – Т.2. – С. 799.

3. Безносов А.В., Пинаев С.С., Давыдов Д.В., Молодцов А.А., Бокова Т.А., Мартынов П.Н., Рачков В.И. Экспериментальные исследования контактного теплообмена свинцовый теплоноситель – рабочее тело//Атомная энергия. – 2005. – Т. 98. – Вып. 3. – С. 182-187.

4. *Безносов А.В., Бокова Т.А., Молодцов А.А.* Экспериментальные исследования процессов, сопровождающих межконтурную неплотность парогенератора со свинцовым и свинец-висмутовым теплоносителями и оптимизация его конструкции//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2006. – № 4.

Поступила в редакцию 12.12.2007

УДК 621.039.534

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ В ЖИДКИХ СРЕДАХ МЕТОДОМ СГЛАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ (SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS)*

А.П. Воробьев*, В.И. Кривенцев*, Qian Lin**, Xuewu Cao**

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск

* * Shanghai Jiao Tong University (SJTU)



Продемонстрирована возможность применения метода сглаженных частиц (smoothed particle hydrodynamics) для численного моделирования процессов фрагментации в жидких средах. Выполнено тестовое моделирование ряда гидродинамических задач. Дано описание математической модели в приближении невязкой жидкости, с использованием искусственно введенного в уравнения Эйлера диссипативного члена¹.

введение

При тяжелых авариях на ЯЭУ одним из важнейших процессов является фрагментация кориума в жидком теплоносителе. Данный процесс изучается достаточно длительное время. Для описания процесса фрагментации кориума проведено большое количество экспериментальных исследований и разработаны различные теоретические модели. Моделирование процессов фрагментации в жидких средах необходимо как для обоснования безопасности существующих и вновь создаваемых ЯЭУ, так и для повышения эффективности проводимых натурных экспериментов.

Применение метода сглаженных частиц (SPH – smoothed particle hydrodynamics) является новым подходом к решению задач численного моделирования процессов фрагментации в жидких средах. В рамках данного подхода разработан расчетный код, моделирующий взаимодействие жидких сред. Преобладающим механизмом процесса фрагментации могут являться как термические, так и гидродинамические эффекты. В данной работе рассмотрены только гидродинамические процессы, поскольку необходимы дополнительные экспериментальные данные для определения коэффициентов теплообмена в неравновесных процессах термического взаимодействия.

*Данная работа была подержана совместным грантом Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) и Государственным фондом естественных наук (ГФЕН) – National Natural Science Foundation of China (NSFC) Китая (гранты NSFC No.50711120190 и РФФИ 06-08-39004-ГФЕН), а также отдельным грантом ГФЕН (Grant NSFC No.50576050).

[©] А.П. Воробьев, В.И. Кривенцев, Qian Lin, Xuewu Cao, 2008

За основу расчетной методики приняты подходы, представленные в работах [1– 4]. Проведен ряд численных экспериментов, демонстрирующих возможности метода SPH для моделирования процессов фрагментации в жидких средах.

БЕССЕТОЧНЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ В ОБЛАСТЯХ С СИЛЬНО МЕНЯЮЩЕЙСЯ ГЕОМЕТРИЕЙ

Численный метод моделирования гидродинамических процессов, происходящих при фрагментации в жидких средах, должен удовлетворять следующим требованиям:

• корректно представлять свободную поверхность жидкости и границу раздела сред, их перемещение и образование волн на границе раздела сред;

 описывать эффекты разбрызгивания и образования ударных волн, взаимодействие разнородных жидкостей;

• гибкость расчетной модели, позволяющая включать дополнительные физические явления (физическая вязкость, термическое взаимодействие, фазовые переходы и т.п.).

В свете вышеизложенных требований наиболее подходящим является использование бессеточного лагранжева подхода, использующего частицы для аппроксимации значений функций. Предпочтение было отдано методу сглаженных частиц (smoothed particle hydrodynamics). Преимущества данного метода для случаев разрушения и слияния капель, фазовых переходов, разлета среды отмечены рядом авторов [5, 6].

Существует несколько вариаций метода SPH и техник численного моделирования, разработанных различными авторами для более корректного решения специальных задач [7, 8].

МЕТОД СГЛАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Метод сглаженных частиц основан на интерполяционном принципе, который позволяет выражать значение некоторой функции в произвольной точке, зная ее значение в наборе соседних точек. При этом для интерполяции используется так называемое сглаживающее ядро. Таким образом, интерполируемое значение функции *A* в некоторой точке *r* определяется уравнением

$$A_{I}(\vec{r}) = \int A(\vec{r}') \mathcal{W}(\vec{r} - \vec{r}', h) d\vec{r}', \qquad (1)$$

где W(r, h) – сглаживающее ядро – функция, обладающая следующим свойством:

$$W(\vec{r} - \vec{r}', h)dr' = 1,$$
 (2)

h – сглаживающий радиус.

При этом важно, чтобы при *h*→0 форма сглаживающего ядра стремилась к дельта-функции.

Сглаживающий радиус является одним из основных параметров приближения. Он определяет расстояние, в пределах которого другие частицы взаимодействуют с данной частицей – область влияния. В общем случае радиус области влияния частицы равен нескольким радиусам сглаживания:

$$R_{s.domain} = k \cdot h. \tag{3}$$

Значение коэффициента k определяется выбором сглаживающей функции. В случае k = 2 частицы, лежащие на расстоянии от h до $2 \cdot h$, оказывают меньшее влияние на параметры данной частицы, чем лежащие на расстоянии меньшем h, а лежащие на расстоянии, превышающем два сглаживающих радиуса, совершенно не вносят вклад при расчете параметров в заданной точке. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы значение выбранной сглаживающей функции обращалось в нуль при значениях $r > 2 \cdot h$. Степень взаимного влияния частиц определяется крутизной сглаживающей функции.

В качестве сглаживающего ядра наиболее простым является применение функции Гаусса. Возможно использование сглаживающих функций, построенных с использованием сплайнов. В некоторых случаях такие сглаживающие функции позволяют достичь большей точности и скорости вычислений. Кроме того, гауссово сглаживающее ядро при $r=2\cdot h$ не равно нулю, хотя и имеет весьма небольшое относительно максимума значение. Поэтому в расчеты вносится дополнительная ошибка, поскольку на практике сглаживание проводится только в пределах расстояния $2\cdot h$ от частицы. Этого недостатка лишены сглаживающие сплайн-функции, т.к. можно построить такую сплайн-функцию, которая будет удовлетворять условию (2) и при этом обращаться в ноль на расстоянии $r=k\cdot h$ от рассматриваемой точки.

Однако серия проведенных вычислительных экспериментов со сплайн-функциями, например, с бикубической сплайн-функцией [9] вида:

$$W(r,h) = W_0 \begin{cases} 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{r}{h}\right)^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{r}{h}\right)^3, \ 0 \le r \le h \\ \frac{1}{4} \left(2 - \frac{r}{h}\right)^3, \ h < r \le 2h \\ 0, \ r > 2h \end{cases}$$
(4)

не показала существенных преимуществ этих функций перед функцией Гаусса. Принимая во внимание также то, что именно гауссово сглаживающее ядро дает наиболее верную физическую интерпретацию SPH-уравнениям [1], в вычислениях использовалось сглаживающее ядро следующего вида:

$$W(r,h) = \frac{1}{h\sqrt{\pi}} e^{-(r^2/h^2)}.$$
 (5)

Для проведения расчетов используется набор частиц, которые обладают такими свойствами, как масса, координаты центра, плотность, скорость. Набор параметров может быть расширен для какой-либо конкретной задачи, например, температурой, напряженностью электрического поля в данной точке и др. Масса частицам задается в начальный момент времени в соответствии с начальной плотностью. В процессе вычислений изменяется только плотность, а масса остается постоянной.

Величина сглаживающего радиуса может быть индивидуально задана для каждой частицы. Упрощенный подход предполагает одинаковое значение сглаживающего радиуса для всех частиц. Данный подход в ряде случаев менее точен, но очень эффективен. В вычислениях сглаживающий радиус принят постоянным и одинаковым для всех частиц. Значение сглаживающего радиуса равно начальному расстоянию между частицами.

Для дискретного набора частиц интерполяционное значение функции в некоторой точке *a* будет определяться уже не интегралом, а суммой по всем частицам *b* в пределах 2·*h* от рассматриваемой точки:

$$A_a(\vec{r}) = \sum_b m_b \frac{A_b}{\rho_b} W(\vec{r} - \vec{r}_b, h).$$
(6)

Отсюда легко получить выражение для сглаженной плотности:

$$\rho_a(\vec{r}_a) = \sum_b m_b W(\vec{r}_a - \vec{r}_b, h). \tag{7}$$

С точки зрения идеи метода сглаженных частиц в вычислениях должно использоваться именно это уравнение. Однако при его применении для расчетов плотности частиц, лежащих на поверхности жидкости (т.е. не имеющих соседей в каком-либо направлении), плотность оказывается «сглаженной» на расстоянии 2·*h* за пределами реальной границы жидкости. Это приводит к появлению пониженной плотности на границе, как следствие к пониженному давлению, и в результате – к нестабильности свободной поверхности. Для преодоления этого эффекта (как показано в [1]) вместо расчета сглаженной плотности частицы на каждом шаге по времени из уравнения (7), в начальный момент времени задается плотность каждой частицы, а на каждом шаге по времени рассчитывается скорость изменения плотности:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (\vec{\upsilon}_a - \vec{\upsilon}_b) \nabla_a W_{ab}.$$
(8)

Градиент сглаживающего ядра легко получается дифференцированием исходной функции:

$$\nabla_{a}W(r_{ab},h) = \frac{-2r_{ab}}{h^{3}\sqrt{\pi}}e^{-(r^{2}/h^{2})}.$$
(9)

Уравнения сохранения импульса и внутренней энергии для случая невязкой жидкости записываются аналогично [1]:

$$\frac{d\vec{\upsilon}_a}{dt} = -\sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} + \Pi_{ab} \right) \nabla_a W_{ab} + \vec{F}_a, \tag{10}$$

$$\frac{du_a}{dt} = \frac{1}{2} \sum_b m_b \left(\frac{P_b}{\rho_b^2} + \frac{P_a}{\rho_a^2} \right) (\vec{\upsilon}_a - \vec{\upsilon}_b) \cdot \nabla_a W_{ab}.$$
(11)

Для корректного описания ударных волн в жидкости вводится искусственная вязкость [6, 10]. Она обеспечивает необходимую диссипацию кинетической энергии, а также позволяет предотвратить проникновения быстро сближающихся частиц друг в друга. Член, описывающий искусственную вязкость в уравнении (10), состоит из двух слагаемых и определяется уравнением:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} \frac{-\alpha \bar{c}_{ab} \mu_{ab} + \beta \mu_{ab}^2}{\bar{\rho}_{ab}}; \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} < 0\\ 0; \vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab} < 0 \end{cases}$$
(12)

$$\mu_{ab} = \frac{h\vec{v}_{ab} \cdot \vec{r}_{ab}}{\vec{r}_{ab}^2 + \eta^2},$$
(13)

где \overline{c}_{ab} – среднее значение скорости звука, а $\overline{\rho}_{ab}$ – среднее значение плотности для частиц a и b.

Первое слагаемое вводит искусственную вязкость, аналогичную физической вязкости. Второе слагаемое необходимо для предотвращения нефизичного проникновения быстро сближающихся частиц друг сквозь друга. Константы выбирались с учетом рекомендаций, изложенных в работах [6, 10]: $\alpha = 0,1$; $\beta = 1.0$. В ряде численных экспериментов ввиду нестабильного поведения частиц возникала необходимость корректировки констант.

Коэффициент η² = 0,01·*h*·*h* необходим для обеспечения стабильности в случае движения двух частиц навстречу друг другу [6]. Как и отмечалось в [1] конкретный

выбор коэффициентов оказывает слабое влияние на результаты моделирования.

В расчетах внимание, в первую очередь, уделялось гидравлическому взаимодействию жидких сред без учета процессов теплообмена, поэтому уравнение (11) не включалось в систему решаемых уравнений.

В соответствии с концепцией, изложенной в [1], реальная жидкость аппроксимируется жидкостью с искусственной сжимаемостью. Для определения давления в уравнении (10) используется уравнение состояния:

$$P = B\left(\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^7 - 1\right). \tag{14}$$

Уравнение (14) показывает насколько изменяется давление при изменении плотности относительно начальной значения ρ_0 . Коэффициент В определяет диапазон изменения плотности и равен начальному давлению $P_0 = 1,0e5$.

Для перемещения частиц используется простое уравнение движения, дополненное членом, учитывающим взаимное влияние частиц. Дополнительный член эмулирует физическое явление поверхностного натяжения, что позволяет придать большую стабильность свободной поверхности жидкости, а также предотвратить проникновение одной жидкости в другую:

$$\frac{d\vec{r}_a}{dt} = \vec{\upsilon}_a + \varepsilon \sum_b m_b \left(\frac{\vec{\upsilon}_b - \vec{\upsilon}_a}{\overline{\rho}_{ab}} \right) W_{ab}.$$
(15)

Здесь $\overline{\rho}_{ab}$ – средняя плотность между двумя частицами, а 0 < ε < 1 – константа. Скорость каждой частицы на текущем шаге по времени определяется решением системы уравнений (8), (10), (12) и корректируется в соответствии с уравнением (15). Очевидно, что на скорость частицы оказывают большее влияние более близко расположенные частицы и общее движение частиц жидкости начинает носить более упорядоченный характер. В численных экспериментах е принимает значения в диапазоне от 0,0 до 0,2.

Для формирования твердых границ сосудов в ряде задач применялись неподвижные частицы, которые взаимодействуя с частицами жидкой среды, сообщают им дополнительное ускорение:

$$a(r) = \frac{D}{r} \left(\left(\frac{r_0}{r} \right)^9 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right).$$
(16)

Направление ускорения — вдоль линии, соединяющей центры частиц, в сторону от граничной частицы к частице жидкости. Величина коэффициента *D* по порядку должна соответствовать квадрату максимальной скорости жидких частиц в эксперименте. Это необходимо для предотвращения проникновения быстрых частиц сквозь твердые стенки. В расчетах коэффициент *D* принимался равным 10.

Граничные частицы располагаются с интервалом в три раза меньшим, чем начальное расстояние между частицами жидкости, что позволяет создать достаточно надежный барьер для частиц жидкой среды.

ТЕСТ НА СОХРАНЕНИЕ НЕСЖИМАЕМОСТИ На примере колебаний двумерной эллиптической капли

Для проверки алгоритма и расчетного кода был проведен ряд численных экспериментов. Все эксперименты моделировались в 2 измерениях, однако авторы не видят серьезных препятствий для проведения 3-мерных расчетов, а упрощенность расчетов объясняется необходимостью отладки кода на более простых моделях на начальном этапе разработки.

С целью валидации созданного кода и подбора необходимых констант в решаемых уравнениях был проведен численный расчет простейшей задачи – формоизменение жидкой капли при больших скоростях деформаций. Данная задача рассматривалась в работе [1].

Капле, состоящей из 279 частиц (рис. 1), находящейся в невесомости в начальный момент времени задается линейное поле скоростей $[-50(x - x_0); 50(y - y_0)]$. Диаметр капли 0,4 м, начальная скорость частиц на поверхности 10 м/с. При этом, как и ожидалось, деформация с погрешностью, не превышающей 10%, соответствует поведению несжимаемой жидкости. В данном случае индикатором несжимаемости жидкости является постоянство площади капли. Колебания плотности не превышали 5%. Величина колебаний плотности зависит от равномерности распределения частиц. Достичь меньших колебаний плотности можно увеличив количество частиц, а также изменив форму сетки в начальном распределении частиц.

В целом результаты данного теста хорошо описывают поведение несжимаемой жидкости и согласуются с результатами подобных расчетов, представленными в работе [1].



Рис. 1. Распределение частиц при моделировании эволюции эллиптической капли: d = 0,4 м, $\rho = 1000$ кг/м³, начальная скорость $v_0 = [-50(x - x_0); 50(y - y_0)]$ м/с

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ ПАДАЮЩЕЙ ЖИДКОЙ Капли в неподвижной жидкой среде

Для демонстрации возможностей моделирования взаимодействия двух жидкостей, проведены два численных эксперимента, результаты которых представлены на рис. 2 и 3. В объем жидкости с плотностью 1000 кг/м³, находящейся в сосуде с твердыми стенками, под действием силы тяжести падает жидкая капля с плотностью 9000 и 2500 кг/м³. Скорость капли в момент контакта с объемом жидкости $V_c = 6$ м/с. Для моделирования использовалось 5472 частицы, из которых 130 – частицы падающей капли, 523 – частицы, формирующие твердую стенку.

На рисунках видно, что частицы более тяжелой жидкости (более темные) не смешиваются с остальными частицами.

При контакте капель с объемом жидкости происходит деформация капель (уплощение). При дальнейшем гидродинамическом взаимодействии в случае капли с $\rho = 9000 \text{ кг/m}^3$ происходит ее фрагментация на несколько крупных частей. В случае капли с $\rho = 2500 \text{ кг/m}^3$ фрагментация не наблюдается, однако в ряде подобных экспериментов происходил отрыв отдельных частиц капли. Это может быть объяснено недостатками расчетной модели и некорректным подбором коэффициентов.





92

Несмотря на использование концепции искусственной вязкости, поведение системы жидкостей соответствует реально наблюдаемым физическим явлением, таким как волны на свободной поверхности жидкости, образование и слияние капель, ударные волны в объеме жидкости. В процессе эксперимента система «жидкий объем» – «капля» за счет диссипации теряет кинетическую энергию и приходит к стабильному состоянию.

Несмешивание двух разнородных жидкостей достигается за счет суммирования в уравнении (8) только по частицам данной жидкости, а в уравнении (10) по всем частицам, лежащим внутри области влияния рассматриваемой частицы. Также используется коррекция скорости для частиц жидкостей с коэффициентом ε =0.2.

Из приведенных иллюстраций видно, что в области вертикальных стенок сосуда наблюдается аномальное поведение частиц жидкости, что, по-видимому, указывает на недостатки выбранной методики моделирования взаимодействия частиц жидкости с частицами твердой стенки. Данное аномальное поведение вблизи вертикальных границ не оказывает существенного влияния на интересующие авторов проблемы.

К сожалению, аналитическое решение данной задачи невозможно даже в упрощенной постановке, а описанные в доступной литературе эксперименты проводятся для случаев, в которых существенным является наличие сильного термического взаимодействия между жидкостями. Поэтому в настоящее время верификация полученных результатов представляется затруднительной. Однако авторы планируют проведение специальных экспериментов на опытной установке в Шанхайском технологическом университете (SJTU), которые позволят произвести сравнение данных расчетов с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе метода SPH создан расчетный код, позволяющий моделировать процессы фрагментации в жидких средах, обусловленные гидродинамическими эффектами. Метод SPH впервые применен для изучения взаимодействия жидких сред с различной плотностью, в частности, их гидродинамической фрагментации.

Численные эксперименты показали большой потенциал метода SPH по моделированию свободной поверхности жидкости, перемещаемой границе раздела различных жидких сред, образования волн на поверхности, капель, ударных волн в жидкости и ряда других эффектов. Полученные результаты соответствуют реальным физическим процессам, однако требуется тщательный подбор коэффициентов в решаемых уравнениях.

Отмечен ряд недостатков в предлагаемой математической модели. Методика моделирования взаимодействия частиц жидкости с твердыми стенками, основанная на использовании специальных граничных частиц, показала свою состоятельность, но очевидна необходимость ее доработки для предотвращения ряда аномальных явлений.

Метод SPH может быть в дальнейшем применен для моделирования не только гидродинамических, но и для термических эффектов, играющих важную роль в процессах фрагментации в жидких средах. Для этого требуется разработка законченной теоретической модели термического взаимодействия и наличие надежных данных о термодинамических свойствах взаимодействующих жидкостей.

Литература

1. *Monaghan J.J., Thompson M.C., Hourigan K.* Simulation of free surface flows with SPH/ASME symposium on computational methods in fluid dynamics (Lake Tahoe, 19-23 June, 1994).

2. *Gingold R.A., Monaghan J.J. S*moothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars//Mon. Not. R. astr. Soc. – 1977. – 181. – P. 375-389.

3. *Monaghan J.J.* Smoothed particle hydrodynamics//Annu. Rev. Astron. Astrophys. – 1992. 30: 543-574.

4. *Monaghan J.J.* An introduction to SPH//Computer Physics Communications. – 1988. – V. 48. – P. 89-96.

5. *Блажевич Ю.В., Иванов В.Д., Петров И.Б., Петвиашвили И.В.* Моделирование высокоскоростного соударения методом гладких частиц// Математическое моделирование. – 1999. – Т. 11. – № 1.

6. *Liu G.R., Liu M.B.* Smoothed Particle Hydrodynamics. A Meshfree Particle Method. – World Scientific Publishing Co Pte Ltd. 2003.

7. *Kulasegaram S., Bonet J.* Variational formulation of fractional step methods in SPH fluid mechanics applications/European congress on computational methods in applied sciences and engineering (ECCOMAS 2004), 24-28 July, 2004.

8. *Di L., Sigalotti G., Daza J., Donoso A*. Modelling free surface flows with smoothed particle hydrodynamics// Condensed Matter Physics. – 2006. – V. 9. – № 2(46). – P. 359-366.

9. *Ellero M., Kroger M., Hess S.* Viscoelastic flows studied by smoothed particle hydrodynamics// Journal of non-Newtonian fluid mechanics. – 2002. -105. – P. 35-51.

10. *Lattanzio J.C., Monaghan J.J., Pongracic H., Schwarz M.P. //*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1985. – V. 215. – P.125.

Поступила в редакцию 27.12.2007

УДК 536.24.621.039.526

P

ОСОБЕННОСТИ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В КОНТУРАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

<u>С.Г. Калякин, Ю.П. Джусов, Ю.Ю. Штейн, Ю.В. Климанова</u> ГНЦРФ-Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского, г. Обнинск

> Естественная конвекция привлекает к себе большое внимание исследователей с точки зрения использования ее в системах пассивного отвода тепла и снятия остаточного тепловыделения от активной зоны ядерных реакторов при аварийных и нештатных ситуациях. Поэтому исследование особенностей режимов естественной конвекции представляется весьма актуальным и целесообразным для обоснования безопасности АЭС. В данной работе представлено исследование динамики развития естественной конвекции в замкнутом контуре и характер изменения параметров течения в зависимости от различных факторов (величины тепловыделения, геометрии контура и др.).

К настоящему времени было выполнено большое количество экспериментальных работ [1–6], посвященных изучению естественной конвекции как в замкнутых объемах, так и в контурах. В большинстве своем подобные работы касаются вопросов моделирования циркуляции в баках реакторов применительно к системам аварийного расхолаживания активной зоны, например, [3, 4]. В этих работах на основе экспериментальных исследований на плоской модели получены данные о динамике развития естественной конвекции и обобщающие зависимости безразмерной температуры от безразмерного времени, отражающие динамику развития изменений температуры.

Что касается исследований естественной конвекции в контурах, в качестве характерного примера можно привести работу [7], в которой представлены результаты для контура простой прямоугольной формы высотой 4 м с вертикальным расположением холодильника. Кроме того, в этой же работе рассмотрено развитие циркуляции, инициированной впрыском газа в подъемный участок. Сопоставление результатов расчетного исследования, выполненное с использованием кода RELAP5, показало хорошее совпадение результатов расчета с результатами эксперимента. В работе обращалось внимание и на то, что пассивное охлаждение ядерных реакторов является одной из интересных тем, возникших при конструировании ядерных реакторов нового поколения. Отмечено, что при определенных соотношениях подъемных сил и сил трения могут возникать пульсации даже в контурах с циркуляцией однофазной жидкости, чему также уделяется большое внимание. Поэтому можно сказать, что естественная конвекция была и остается объектом пристального внимания многих исследователей.

Целью настоящей работы является изучение развития естественной конвекции в контуре, представляющем собой комбинацию различных поворотов и гидрозат-

[©] С.Г. Калякин, Ю.П. Джусов, Ю.Ю. Штейн, Ю.В. Климанова, 2008

воров, чтобы выяснить их влияние на характер развития циркуляции. Это представляет большой интерес, поскольку наличие, например, у гидрозатвора опускной и подъемной части может привести, согласно некоторым предположениям, к возникновению особенностей в характере развития циркуляции. В этом случае горячая вода, поступающая в опускную часть гидрозатвора должна вытеснять вверх холодную жидкость в подъемной его части. Поэтому трудно предсказать априори, как при этом будет развиваться циркуляция, особенно при большой длине опускной части, сравнимой с высотой контура. В работе приводятся результаты экспериментального исследования естественной циркуляции в контуре с переменной геометрией циркуляционного тракта, которые сопоставлены с расчетом по коду RELAP5/MOD3.2.

Конструкция экспериментальной установки показана на рис. 1. Она была спроектирована таким образом, чтобы обеспечить визуальное наблюдение за развитием естественной конвекции, а также возможность оперативного изменения геометрии циркуляционного тракта, а именно: внесение в схему контура усложняющих циркуляцию элементов (поворотов, гидрозатворов).

Установка состоит из следующих основных узлов: нагревателя, выполненного из 4-х труб Ø12×1 мм длиной 3 м, обогреваемых переменным электрическим током и смонтированных внутри прозрачного корпуса диаметром 62 мм, прозрачного адиабатного подъемного участка внутренним диаметром 15 мм, воздухоотделителя, расширительного бачка, съемного горизонтального участка, горизонтально расположенного холодильника и опускного участка. Вместо горизонтального прямого участка перед холодильником предусмотрена для усложнения геометрии установка горизонтального U-образного участка, либо превращение его в гидрозатвор при вертикальной ориентации.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Для измерения расхода в нижней части опускного (холодного) участка контура установлен ультразвуковой счетчик-расходомер типа UFM-005. Для обеспечения альтернативного измерения расхода на опускном участке циркуляционного тракта (на холодной линии) размещены отборники статического давления на расстоянии 5.6 м друг от друга по высоте, которые подсоединены к жидкостному дифференциальному манометру для измерения потерь давления на трение на этом участке. По измеренному значению перепада давления на трение можно вычислить скорость циркуляции (расход) теплоносителя с использованием широко известных соотношений Блазиуса или Филоненко для расчета коэффициента гидравлического сопротивления с последующим расчетом числа Re и соответственно расхода и/или скорости теплоносителя.

Температура теплоносителя измерялась на входе в нагреватель, на выходе из него и на выходе из адиабатного подъемного участка с помощью хромель-копелевых термопар, выполненных из термопарного кабеля типа КТМС.

Методика проведения экспериментов заключалась в следующем: после заполнения контура дистиллированной водой осуществлялась подача электрической мощности на нагреватель с одновременным запуском системы сбора и обработки информации. После достижения стационарного режима циркуляции теплоносителя, что определялось по кривым роста температур на выходе из нагревателя, из подъемного участка и изменения расхода, осуществлялось измерение разности уровней жидкости в дифференциальном манометре. Затем расход перекрывался с помощью вентиля 9, и вновь измерялась разность уровней, которая вычиталась из полученной при наличии расхода, что позволяло устранить погрешность измерений, обусловленную разностью плотностей жидкости в опускном участке и в импульсных линиях дифманометра.

Эксперименты проводились при трех значениях мощности нагревателя: 3, 6.6 и 10 кВт. Наибольшее значение мощности подбиралось экспериментально, чтобы предотвратить вскипание теплоносителя в нагревателе, что существенно исказило бы характер естественной циркуляции. После завершения экспериментов с прямым горизонтальным участком вместо него устанавливался U-образный участок, ориентированный в горизонтальной плоскости, который дополнительно вносил в контур четыре местных сопротивления в виде поворотов и два горизонтальных прямых участка. Полученные картины развития естественной конвекции сопоставлялись с предыдущими, что позволило выявить количественно характер влияния повышения гидравлического сопротивления на развитие естественной конвекции.

После этого U-образный участок устанавливался вертикально, превращаясь таким образом в гидрозатвор. При этом его гидравлическое сопротивление оставалось таким же, как и в предыдущем случае, но здесь должно было проявиться влияние наличия опускного и подъемного участков на механизм развития естественной конвекции.

Результаты характерных экспериментов, выполненных при трех уровнях мощности, представлены в табл. 1, где приняты следующие обозначения: $t_{\rm BX}$ – температура воды на входе в нагреватель; $t_{\rm BMX}$ – температура воды на выходе из нагревателя; $G_{\rm UFM}$ – расход теплоносителя в опускном участке контура, измеренный ультразвуковым расходомером UFM-0.05; $G_{\Delta P}$ – расход теплоносителя, рассчитанный по перепаду давления на трение в опускном участке контура с использованием широко известных соотношений Блазиуса (при Re < 2000) и Филоненко для коэффициента гидравлического сопротивления, который сопоставлялся с расходом, измеренным ультразвуковым расходомером; $\Delta P_{\rm AB}$ – величина движущего напора,

Таблица 1

Сводная таблица результатов экспериментов, выполненных в работе

№ опыта	<i>N</i> , кВт	t _{вx} , °C	<i>t</i> _{вых} , °С	G _{UFM} , кг/с	G _∆ , кг/с	<i>W</i> , см/с	$\Delta P_{\rm дв},$ Па	Σ∆ <i>Р</i> , Па
1	3.0	17.2	43.5	0.0268	0.0251	9.9	418.5	419.5
2	3.0	15.7	43.7	0.0278	0.0301	11.9	435.8	447.6
3	6.6	22.4	62.9	0.0385	0.0380	15.0	841.9	844.6
4	6.6	23.7	61.9	0.0400	0.0389	15.3	813.1	8429
5	6.6	22.0	63.3	0.0405	0.0373	14.7	874.3	864.1
6	10.0	31.6	85.0	0.0514	0.0581	23.0	1435.9	1395.2
7	10.0	31.2	80.9	0.0503	0.0513	20.3	1300.0	1249.2
8	10.0	31.4	81.3	0.0487	-	-	1300.4	1275.1
9	10.0	29.6	79.3	0.0495	-	-	1271.8	1217.4
10	10.0	30.6	84.6	0.0503	0.0474	18.7	1438.3	1246.3
11	10.0	30.1	83.9	0.0556	0.0486	19.2	1421.8	1302.4
12	3.0	15.7	45.8	0.0260	0.0281	11.9	482.8	491.1
13	6.6	22.2	63.3	0.0367	0.0359	14.1	871.9	912.2
14	6.6	21.8	70.5	0.0354	0.0328	12.9	1093.5	1019.8
15	6.6	22.5	68.8	0.0414	0.0313	12.3	1032.5	1089.6
16	10.0	28.6	93.0	0.0419	0.0408	16.1	1773.7	1569.0
17	10.0	29.0	89.7	0.0448	0.0447	17.7	1646.0	1608.6
18	3.0	14.9	44.0	0.0251	0.0275	10.8	-	575.5
19	3.0	15.1	44.9	0.0248	0.0237	9.3	-	452.2
20	6.6	21.5	63.8	0.0328	-	-	-	818.1
21	6.6	19.9	71.7	0.0330	0.0355	14.0	-	919.7
22	6.6	21.2	69.3	0.0353	0.0327	12.9	-	815.0

рассчитанного по разности плотностей теплоносителя в опускном и подъемном тракте контура; $\Sigma\Delta P$ – суммарные потери движущего напора на трение и на местных сопротивлениях, оцененные по [8].

Опыты 1–11 были выполнены с прямым горизонтальным участком между воздухоотделителем и холодильником; опыты 12–17 с горизонтальным U-образным участком; опыты 18–22 с гидрозатвором. Параметры, перечисленные в таблице, относятся к моменту выхода (по возможности) на стационарный режим циркуляции. Само время выхода на этот режим не приводится, поскольку, как показал анализ, оно было практически одинаково во всех экспериментах и составляло в среднем 1000÷1200 с, несколько увеличиваясь при наличии горизонтального Uобразного участка и, особенно, гидрозатвора, вносящих дополнительное гидравлическое сопротивление.

Кроме того, точно определить момент выхода на стационарный режим циркуляции оказалось довольно затруднительно, т.к. эффективность холодильника оказалась недостаточной для полного съема тепла при мощностях нагревателя 6.6 и 10 кВт, возможно из-за недостаточного давления охлаждающей воды, не обеспечивающего требуемую по расчету скорость ее циркуляции в межтрубном пространстве холодильника. Вследствие этого температура теплоносителя на входе в нагреватель при этих мощностях не оставалась постоянной, а несколько возрастала, приводя к возрастанию выходной температуры и к изменению движущего напора, особенно при мощности 10 кВт.

Согласие между значением расхода, измеренного расходомером, и рассчитанного по перепаду давления на трение в опускном участке (альтернативная оценка расхода) в большинстве опытов удовлетворительно. Что касается сопоставления движущего напора $\Delta P_{\rm дB}$ и полного гидравлического сопротивления SDP, то можно заметить, что в одних случаях отмечается хорошее согласие между ними, особенно при мощностях 3 и 6.6 кВт; в других случаях имеется заметное различие (при мощности 10 кВт).

При оценке полного движущего напора $\Delta P_{\rm дв}$, который равен сумме движущего напора, создаваемого в нагревателе:

$$\Delta P_{\rm Harp} = g H_{\rm Harp} (\rho_{\rm on} - \overline{\rho}_{\rm Harp}) \tag{1}$$

и в адиабатном подъемном участке:

$$\Delta P_{\rm nog} = g H_{\rm nog} (\rho_{\rm on} - \rho_{\rm nog}), \tag{2}$$

в коде для расчета плотностей по температурам на входе в нагреватель и выходе из него использовалось соотношение, приведенное в [9].

В формулах (1) и (2) $H_{\rm Harp}$ – высота нагревателя, м; $H_{\rm nod}$ – высота адиабатного подъемного участка, м; $\rho_{\rm on}$ – плотность теплоносителя в опускном участке, кг/м³; $\overline{\rho}_{\rm Harp}$ – средняя по высоте плотность теплоносителя в нагревателе, кг/м³; $\rho_{\rm nod}$ – плотность теплоносителя в нагревателе, кг/м³; $\rho_{\rm nod}$ – плотность теплоносителя в адиабатном подъемном участке, кг/м³; g – ускорение силы тяжести, м/с².

Сравнение рассчитанных плотностей воды с данными [10] в диапазоне температур 10÷90°С показало, что между ними имеется некоторое различие, меняющееся от -0.304 кг/м³ при 10°С до 0.033 кг/м³ при 90°С. Таким образом, в среднем абсолютную погрешность расчета плотности воды по используемой программе можно оценить в 0.27 кг/м³, что дает абсолютную погрешность оценки движущего напора около 33 Па.

Если в адиабатном подъемном участке температура и плотность воды практически постоянны, то из-за отсутствия данных о распределении температуры по высоте нагревателя расчет движущего напора в нагревателе осуществляется по средней между выходом и входом температуре и сопряжен со значительной погрешностью вследствие нелинейной зависимости плотности воды от температуры и большого влияния ее на движущий напор.

Характер развития конвекции в процессе выхода на стационарный режим течения для некоторых опытов представлен на рис. 2–4, где показаны графики изменения входной и выходной температур в нагревателе, температуры на выходе из адиабатного подъемного участка и расхода, измеренного ультразвуковым расходомером. Характерно поведение выходной температуры и расхода в зависимости от времени. Сразу после включения обогрева наблюдается быстрый рост температуры на выходе из нагревателя, причем имеет место запаздывание роста температуры на выходе из адиабатного подъемного участка. Затем по мере развития циркуляции температура и расход достигают максимума с последующим небольшим снижением. Это связано с улучшением охлаждения нагревательных трубок с ростом расхода. Некоторое снижение расхода при этом объясняется уменьшением движущего напора при снижении температуры в подъемном участке.

После этого имеет место постепенный выход на стационарный режим циркуляции, при котором температуры на выходе из нагревателя и на выходе из подъемного участка практически сравниваются.

На рис. 2 показаны кривые для режимов, полученных при мощностях нагревателя 3, 6.6 и 10 кВт (опыты 1, 4, 7 – их порядковая нумерация соответствует приведенной в табл. 1) и на рис. 3 (опыты 12, 13, 16) с горизонтальным U-образным участком. Как можно видеть, при мощности 10 кВт стационарный режим практически не достигался из-за постепенного подъема температуры на входе в нагреватель (кривая 1). В этом случае при более высокой температуре на выходе из



Рис. 2. Развитие температур и расхода во времени. Прямой горизонтальный участок перед холодильником: a) N = 3 кВт (опыт 1); б) N = 6.6 кВт (опыт 4); в) N = 10 кВт (опыт 7); 1 – температура на входе в нагреватель; т – Температура на выходе из нагревателя; 3 – Температура на выходе из подъемного участка; – – – – – расчет по коду RELAP5/MOD3.2

нагревателя (~80÷85°С) начинало сказываться выделение растворенного в воде воздуха, создавая дополнительный движущий напор. Однако визуально ни на выходе из нагревателя, ни по длине подъемного участка движущихся пузырей воздуха не замечалось. Отмечались лишь отдельные редкие пузыри диаметром около 1÷ 2 мм, адгезированные на стенке подъемного участка. Возможно, газовыделение в объеме теплоносителя все же имело место, но диаметр пузырей был слишком мал для их визуального обнаружения. Указанные закономерности характерны почти для всех опытов, не зависимо от выделяемой на нагревателе электрической мощности и конфигурации циркуляционного тракта.



Рис. 3. Развитие температур и расхода во времени. Горизонтальный U-образный участок перед холодильником: a) N = 3 кВт (опыт 12); б) N = 6.6 кВт (опыт 13); в) N = 10 кВт (опыт 16); 1 – температура на входе в нагреватель; 2 – температура на выходе из нагревателя; 3 – температура на выходе из подъемного участка; – – – – – расчет по коду RELAP5/MOD3.2

Наличие горизонтального U-образного участка, вместо прямого, перед холодильником приводило к увеличению гидравлического сопротивления контура – добавлялись четыре дополнительных поворота и два горизонтальных прямых участка (опыты 12–17). Это приводило к некоторому снижению расхода и повышению выходных температур при стационарном режиме. На времени выхода на стационарный режим циркуляции наличие горизонтального U-образного участка практически не сказывалось, поскольку, несмотря на более медленное ее развитие, расход в стационарном режиме был меньше и достигался примерно за то же время, что и при наличии прямого участка.



Рис. 4. Развитие температур и расхода во времени. Гидрозатвор: а) $N = 3 ext{ кBT}$ (опыт 18); б) $N = 6.6 ext{ кBT}$ (опыт 21); 1 – температура на входе в нагреватель; 2 – температура на выходе из нагревателя; 3 – температура на выходе из подъемного участка; – – – – – – расчет по коду RELAP5/MOD3.2

Интересные результаты получены при наличии гидрозатвора – того же самого U-образного участка, но ориентированного вертикально (опыты 18–22). Типичный пример развития циркуляции в этом случае показан на рис. 4. Если при мощности 3 кВт влияние гидрозатвора проявлялось в незначительной степени (опыт 18), то при мощности 6.6 кВт (опыт 21) отмечено следующее явление – после небольшого (длительностью ~150 с) периода существования стационарного режима температура на выходе из нагревателя монотонно возрастала почти до температуры насыщения при одновременном постепенном снижении расхода. Визуально при этом наблюдалось скопление пузырей воздуха диаметром примерно 3÷4 мм по высоте опускного участка гидрозатвора, причем эти пузыри совершали осцилляционные движения в разных направлениях в горизонтальной плоскости, практически не перемещаясь вертикально.

По всей видимости, мелкие пузыри воздуха, выделяющиеся из прогретого объема жидкости в опускном участке гидрозатвора и которые ранее не обнаруживались визуально, стремясь подняться наверх, встречались с динамическим воздействием жидкости, движущейся вниз, которое не позволяло им подняться вверх. В результате этого они сливались в более крупные, и в опускной части гидрозатвора создавалась «эффективная» плотность среды, которая была меньше, чем в его подъемной части. Это приводило к возникновению дополнительного движущего напора в опускной части гидрозатвора, действие которого было противоположно действию основного движущего напора и соответственно к снижению расхода, и, как следствие, к росту температуры на выходе из нагревателя, что приводило, в свою очередь, к еще большему газовыделению. Поэтому эксперименты с гидрозатвором были проведены при мощности не более 6.6 кВт во избежание вскипания теплоносителя, что могло значительно исказить картину развития циркуляции и привести к разрушению корпуса нагревателя.

На рис. 5 приведен фотоснимок пузырей, скопившихся в опускном участке гидрозатвора, полученный цифровой фотокамерой. Видно, что пузыри почти равномерно распределены по высоте участка. По приближенным визуальным оценкам, исходя из диаметра пузырей по отношению к диаметру канала и их числа на участке, равном диаметру канала, объемное газосодержание находилось в пределах 10÷15%.

Отмеченные особенности в развитии конвекции при наличии гидрозатвора в циркуляционном тракте поднимают ряд вопросов, касающихся работы систем отвода тепла от аварийной активной зоны ядерных реакторов. Известно, что для залива аварийной активной зоны используется вода из системы гидроемкостей, находящаяся под давлением азота ~60 атм. Учитывая высокую растворимость азота



Рис. 5. Фотоснимок газовых пузырей, скопившихся в опускной части гидрозатвора

в воде, можно полагать, что при ее разогреве произойдет выделение азота, который скапливаясь в элементах циркуляционного тракта, подобных гидрозатвору, может препятствовать развитию естественной конвекции и тем самым негативно повлиять на надежность работы пассивных систем расхолаживания аварийной активной зоны реактора.

Помимо экспериментально полученных кривых развития естественной циркуляции, на рис. 2-4 представлены также результаты расчета развития естественной конвекции по коду RELAP5/MOD3.2. Как можно видеть, наблюдается, в основном, хорошее согласие результатов эксперимента и расчета при мощностях 3 и 6.6 кВт. Некоторые количественные отличия имеют место лишь на начальной стадии развития конвекции, где конвекция из-за инерции еще не вполне развита, а также (более значительные) в экспериментах, проведенных при мощности нагревателя 6.6 и 10 кВт. При этих мощностях из-за более высокой температуры теплоносителя имеет место значительное газовыделение, которое влияет на развитие циркуляции, что не учитывается в использованном расчетном коде. Особенно это отличие заметно для случая гидрозатвора при мощности 6.6 кВт. Так, если при мощности 3 кВт отмечено хорошее совпадение экспериментальных результатов и результатов расчета, то при мощности уже 6.6 кВт наблюдалось значительное качественное отличие в поведении расчетных кривых, которые выходили на стационарные значения, в то время как по результатам эксперимента имело место снижение расхода при росте температуры на выходе из нагревателя и подъемного участка. Это опять-таки можно объяснить либо неопределенностью в задании исходной концентрации растворенного в воде воздуха, либо газовыделение не учитывается при расчетах по используемому коду.

выводы

1. Результаты экспериментального исследования параметров естественной циркуляции (скорость циркуляции, температура теплоносителя) неплохо согла-

суются с результатами расчетных исследований, в том числе по коду RELAP5/ MOD3.2, для сравнительно простой геометрии циркуляционного контура без опускных участков и при небольших мощностях энерговыделения (3 кВт).

2. При наличии осложняющих геометрию контура элементов (таких как гидрозатворы), довольно часто встречающихся в конфигурации реальных систем СПОТ, и в которых для залива аварийной активной зоны используется азот под давлением ~60 атм, обладающий высокой растворимостью в воде, нельзя исключить возможность скопления газовых пузырей в вертикальных опускных частях циркуляционного тракта. Это может привести к подавлению естественной конвекции, вплоть до полного ее прекращения по мере прогрева воды и выделения из нее растворенного газа, что негативно отразится на отводе тепла от аварийной активной зоны и на самих пассивных системах расхолаживания.

3. Вопрос этот нуждается в дополнительном исследовании как экспериментальном, так и теоретическом с привлечением или разработкой более совершенных расчетных кодов, описывающих естественную циркуляцию.

4. Результаты работы могут быть использованы при разработке новых и совершенствовании существующих расчетных кодов, описывающих естественную конвекцию, применительно к системам пассивного расхолаживания аварийной активной зоны реакторов.

Литература

1. Eguchi Y., Yamamoto K., Koga T. et al. Experimental and Computational Study on Prediction of Natural Circulation in Top-Entry Loop-Type FBR/International Atomic Agency, IWGFR/88. 'Specialists Meeting on Evaluation of Decay Heat Removal by Natural Convection, 22-23 February, 1993, Oarai Eng. Center, PNC, Japan. – P. 86-96.

2. *Takeda H., Koga T.* Study on Similarity Rule for Natural Circulation Water Test of LMFBR/ International Atomic Agency, IWGFR/88. Specialists Meeting on Evaluation of Decay Heat Removal by Natural Convection, 22-23 February, 1993, Oarai Eng. Center, PNC, Japan. – P. 58-66.

3. *Ушаков П.А., Сорокин А.П*. Проблемы моделирования на воде аварийного отвода остаточного тепловыделения естественной конвекцией в камерах быстрых реакторов/Препринт ФЭИ-2585. – Обнинск, 1997.

4. *Ушаков П.А., Сорокин А.П., Матюхин Н.М*. Роль гидравлических сопротивлений при моделировании на воде естественной конвекции в баках быстрых реакторов//Теплоэнергетика. – 2000. – № 5. – С. 9-14.

5. Жуков А.В., Кузина Ю.А. Отвод остаточного тепловыделения при аварийном расхолаживании быстрых реакторов; концепции и результаты исследований: Аналитический обзор. Ч. 1. Зарубежные исследования: Учебное пособие. – Обнинск: ГНЦРФ-ФЭИ, 1998. – 113 с.

6. Жуков А.В., Кузина Ю.А. Отвод остаточного тепловыделения при аварийном расхолаживании быстрых реакторов; концепции и результаты исследований: Аналитический обзор. Ч. 2. Российские исследования: Учебное пособие. – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, 1998. – 59 с.

7. *Ambrosini W., Forasassi G., Forgione N., Oriolo F., Tarantino M*. Natural and Gas-Injection Enhanced Circulation in a Loop with Variable Friction/Paper Pres. at GENES4/ANP2003 Conf., No. 1164 (Kyoto, Japan, Sep. 15-19).

8. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.: Машиностроение, 1975. 9. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядер-

ные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоатомиздат, 1990. – С. 250.

10. *Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А*. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. – М.: Изд-во стандартов, 1969.

Поступила в редакцию 20.09.2007

УДК 621.039.564

ВЫБОР ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА ТЕРМОКОРРЕЛЯЦИОННОГО РАСХОДОМЕРА

Б.В. Кебадзе, В.А. Шурупов

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Термокорреляционный метод достаточно широко используется в стендовой и реакторной практике, в частности, для измерения расхода через тепловыделяющие сборки. Эксперименты на расходомерном стенде и реакторные петлевые испытания с использованием аппаратных и цифровых фильтров подтвердили сильную зависимость как систематической, так и случайной погрешности от выбора частотного диапазона. Даны некоторые практические рекомендации для различных условий по снижению суммарной погрешности.

Корреляционный метод с использованием температурных шумов достаточно широко используется в расходометрии как в стендовых, так и реакторных условиях [1, 2]. В частности, при реакторных испытаниях экспериментальных тепловыделяющих сборок необходимо обеспечить контроль теплогидравлических режимов, в том числе такого важного параметра, как расход теплоносителя через сборку. При этом к датчику расхода предъявляется ряд требований:

- компактность;
- надежность;
- длительный срок работы в радиационных полях;

• погрешность на уровне средства измерения (не более 2,5% от верхнего диапазона расхода).

Указанным требованиям удовлетворяют термокорреляционные датчики в силу следующих соображений:

• достаточно надежные и испытанные в реакторных условиях первичные преобразователи (микротермопары);

 малые габариты первичных преобразователей и измерительного участка в целом;

• отсутствие подвижных частей;

• выполнение контактирующих с теплоносителем (вода под давлением) поверхностей всех элементов измерительного участка исключительно из конструкционных материалов;

• отсутствие необходимости подвода питания к измерительному участку.

Другим важным фактором, обеспечивающим устойчивые и воспроизводимые показания, является определенность источника температурного шума. В предложенной и испытанной конструкции [3], схематически представленной на рис. 1, основная генерация шума происходит в области хвостовика ТВС, элементы кото-

© Б.В. Кебадзе, В.А. Шурупов, 2008



Рис. 1 Измерительный участок в хвостовике экспериментальной инструментованной кассеты (ЭИК)

рого нагреваются за счет радиационного энерговыделения и охлаждаются гидродинамически нестабилизированным потоком теплоносителя, поступающим через входные отверстия. Образующиеся при интенсивном смешении температурные неоднородности транспортируются через струевыпрямитель к первичным преобразователям измерительного участка, при выборе параметров которого (диаметр измерительных сечений и базовое расстояние *L*_B между ними) учитываются динамические характеристики микротермопар.

По положению максимума взаимнокорреляционной функции (ВКФ) на оси временного сдвига определяется среднестатистическое время переноса температурных неоднородностей между измерительными сечениями, τ_m . По известному базовому расстоянию L_B оценивается скорость переноса неоднородностей,

$$V_{\text{KOP.}} = \frac{L_B}{\tau_m}$$

При оценке расхода вводится поправочный множитель *k*, определяющий соответствие между среднестатистической скоростью переноса неоднородностей *V*_{кор.} и средней скоростью потока:

$$G = k \cdot \frac{V}{\tau_m} = k \cdot G_{\text{TKP}},$$

где V — объем между измерительными сечениями. Величина K_p, учитывающая специфику генерации и переноса неоднородностей в конкретной геометрии измерительного участка, устанавливается в ходе калибровочных экспериментов. При этом условия проведения последних должны быть максимально приближены к реальным по геометрии, гидравлике и теплообмену. Введение такой коррекции означает существенное уменьшение систематической погрешности измерения расхода. В то же время уже на предварительном этапе целесообразно исключить очевидные источники погрешности в измерении истинного времени транспорта теплоносителя.

Существует несколько причин, по которым измеренное время запаздывания может отличаться от реального. Одна из них очевидна и заключается в различии постоянных времени датчиков температуры. Поэтому при оснащении измерительных участков необходимы предварительные оценки и отбор датчиков по их динамическим характеристикам.

Другая достаточно очевидная причина – тепловое взаимодействие потока со стенкой. Оно приводит к увеличению реального времени запаздывания по сравнению со временем транспорта теплоносителя между двумя измерительными сечениями. Оценку характерного времени такого взаимодействия можно найти в [4, 5]. Рассматривая отвод тепла от канала реактора в предположении, что теплопроводность твэла и коэффициент теплоотдачи от твэла к теплоносителю бесконечно велики, получают экспоненциальный закон охлаждения и среднее время отвода тепла – транспортное время теплового запаздывания

$$\tau_{\rm Tp} = \frac{L}{v} \frac{C_{\Sigma}}{C}$$

где C – теплоемкость теплоносителя в канале длиной L, $C_{\Sigma} = C + C_{\text{твэл}}$ – суммарная теплоемкость канала реактора.

Например, для измерительного участка с трубкой 26×1 (рис. 1) соотношение теплоемкостей стенки и теплоносителя при H_{20} = 4200 Дж/кг, C_{CT} = 460 Дж/(кг·град),

$$\rho_{\rm Na} = 1000 \ {\rm kr/m^3}, \ \rho_{\rm CT} = 7800 \ {\rm kr/m^3} \ {\rm coctabnset} \ \ \frac{{\cal L}_{\rm C_T}}{{\cal L}_{\rm H_20}} \approx 0,12 \ ,$$
 при этом $\tau_{\rm Tp} = 1,12 \frac{L}{v} \ .$

Другая составляющая тепловой инерции – конечное значение коэффициента теплоотдачи α. Для стенки с бесконечной теплопроводностью, омываемой потоком теплоносителя с температурой, которая полагается неизменной, соответствующая постоянная времени равна

$$\tau_{\alpha} = \frac{C}{\alpha F}$$

где *C*, *F* – теплоемкость и площадь на единицу длины соответственно. Для рассмотренного выше случая α определялось согласно [6] из соотношений:

Nu =
$$\frac{\alpha D}{\lambda}$$
 = 7,5 + 0,005 Pe; Pe = $\frac{vD}{\sigma}$;

при $a = 1,5 \cdot 10^{-7}$, $\lambda = 0,6$ Вт/мК, номинальной скорости v = 1 м/с $\alpha \approx 1,2 \cdot 10^3$ Вт/м²К, $\tau_{\alpha} \approx 3$ с.

Указанные оценки дают представление о низкочастотных компонентах в динамике переноса температурных неоднородностей. В данном случае преобладает составляющая теплового запаздывания, связанная с коэффициентом теплоотдачи.

Более детальное описание нестационарного процесса может быть представлено на основе достаточно простой 2-зонной модели, где теплоноситель омывает плоскую стенку [4]. Предполагается, что температурные колебания охватывают полное сечение потока («снарядный» режим), теплопроводность жидкости идеальна, а диапазон рассматриваемых частот достаточно низок. В таких предположениях получается передаточная функция переноса неоднородности из некоторого начального нулевого сечения в точку *z* при скорости потока *v*

$$\Theta(z,\omega) = \Theta_0(\omega) \exp\left(-\left[1 + \frac{C_c/C_{\star}}{1 + j\omega\frac{C_{\star}}{\alpha}f\left(\sqrt{\frac{j\omega}{a}d}\right)}\right]j\omega\frac{z}{v}\right]$$

здесь C_c , C_{π} – теплоемкости стенки и жидкости на единицу длины соответственно, α – коэффициент теплоотдачи, a – температуропроводность стенки толщиной d, f – совокупность гиперболических функций.

Видно, что для очень низких частот ($\omega \rightarrow 0$) реальное время запаздывания превышало время транспорта потока в (1 + C_c/C_{π}) раз. При росте частоты измеряемое время стремится ко времени транспорта z/v. При этом происходит затухание температурных пульсаций, пропорциональное времени транспорта.

Аналогичный по смыслу результат получается при рассмотрении измерительного участка в виде круглой трубы [7]; в качестве специальной функции фигурируют функции Бесселя.

Таким образом, при проведении корреляционных измерений целесообразно использовать верхний диапазон частот, где зависимость от частоты практически отсутствует. Нужно иметь в виду, однако, что приведенные выше оценки и расчетные соотношения могут рассматриваться лишь как предварительные рекомендации. Наличие аппаратного фильтра с постоянной времени $\tau_{\phi} \approx 0,8$ с (частота среза $f_{\rm H} = 0,2$ Гц) позволяет существенно ослабить компоненты шума с постоянной времени $\tau_{\phi} = 3$ с при номинальном расходе теплоносителя. Окончательный выбор частотного диапазона производится экспериментально в ходе испытаний натурного либо модельного образца корреляционного расходомера. Широкие возможности при этом открывает цифровая фильтрация.

Методика стендовой градуировки предусматривает максимальное приближение к реальным условиям. Радиационный нагрев хвостовика экспериментальной кассеты моделировался с помощью кольцевого нагревателя, охватывающего область входных окон (рис. 1). Регулируемая мощность нагревателя (300–1500 Вт) соответствовала радиационному энерговыделению при петлевых испытаниях.

При проведении стендовой градуировки использовался набор фильтров высокой частоты типа Кайзера–Бесселя с крутизной не менее 40 дб/октаву и частотами среза $f_{\rm H}$, приведенными в табл. 1. По мере более жесткого подавления низких частот с ростом $f_{\rm H}$ наблюдается слабая тенденция к уменьшению измеряемого времени запаздывания. Можно отметить, что при вдвое меньшем расходе, где постоянная времени τ_{α} примерно в два раза больше и тепловое воздействие более инерционно, подобной тенденции не наблюдается, т.е. аппаратного фильтра достаточно для подавления низкочастотной составляющей (табл. 16). Отклонения измеренного времени запаздывания (табл. 1а) во всем частотном диапазоне находится в пределах 1%. Дальнейшие исследования показали, что в низкочастотной части диапазона могут действовать и другие механизмы.

При градуировке использовалось среднее значение транспортного запаздывания τ для параметра $f_{\rm H} = 1,8 \div 2,8$ (табл. 1), где при номинальном расходе $G \approx 4 \cdot 10^{-4}$ м³/ч после слабого монотонного спада τ от начала частотного диапазона наблюдается явно выраженное плато. Результаты градуировки корреляционного расходомера на «горячем» ($P = 16 \pm 0,1$ МПа, $T = 140 \pm 5$ К) и «холодном» ($P = 16 \pm 0,1$ МПа, $T = 30 \pm 2$ К) стендах достаточно близки и описываются соотношениями

 $G = 1,0092G_{\text{TKP}} + 0,0096$
Таблица 1

Параметры сигналов и	результаты измерений
(длительность реализа	ции <i>Т</i> = 20 с)

<i>f</i> _н , Гц	0	1,0	1,3	1,5	1,8	2,0	2,3	2,5	2,8	3,0	
a) Стендовые измерения, G = 3,97 · 10-4 м³/с											
τ, MC	56,68	56,30	56,22	56,17	56,12	56,10	56,11	56,15	56,25	56,36	
ρ	0,901	0,842	0,823	0,811	0,793	0,782	0,766	0,755	0,739	0,728	
А", мкВ	0,308	0,241	0,224	0,214	0,199	0,189	0,175	0,166	0,152	0,143	
G, м³/с, 10-4	3,897	3,922	3,928	3,933	3,936	3,936	3,936	3,933	3,928	3,919	
σотн.	2,33	2,40	2,52	2,62	2,78	2,88	3,02	3,09	3,16	3,19	
б) Стендовые измерения, G = 2,00 · 10-4 м³/с											
τ, MC	110,5	110,8	110,9	110,9	111,1	111,2	111,6	111,7	111,9	112,0	
ρ	0,857	0,718	0,673	0,646	0,613	0,594	0,568	0,553	0,533	0,520	
А", мкВ	2,213	1,279	1,125	1,048	0,959	0,911	0,849	0,811	0,758	0,724	
G, м³/с, 10-4	2,00	1,994	1,992	1,992	1,989	1,986	1,981	1,978	1,975	1,972	
σотн.	3,45	3,48	3,63	3,83	4,14	4,31	4,52	4,63	4,74	4,79	
в) Реакторные испытания, <i>G</i> = 3,99 · 10-4 м³/с											
τ, MC	47,54	53,07	53,78	54,09	54,57	54,91	55,33	55,59	55,91	56,05	
ρ	0,463	0,487	0,504	0,517	0,534	0,542	0,550	0,552	0,553	0,554	
А _т , мкВ	1,129	0,632	0,529	0,472	0,402	0,364	0,319	0,294	0,264	0,247	
G, м ³ /с, 10-4	4,508	4,161	4,108	4,083	4,047	4,022	3,992	3,975	3,950	3,942	
σ _{отн.}	12,69	7,36	6,39	5,95	5,41	5,09	4,70	4,52	4,40	4,40	

$G = 0.9915 G_{\text{TKP}} - 0.0041$

соответственно. В стендовых условиях статистическая погрешность в указанном частотном диапазоне не является минимальной, однако его выбор оказался правильным с точки зрения применения в реакторных условиях, для которых характерны заметные низкочастотные возмущения.

Параметры сигналов (уровень корреляции ρ, частотный состав) сильно влияют и на величину случайной погрешности, что видно из соотношения [8]:

$$\sigma_{\tau} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{\mu_{\frac{1}{2}}}{2\tau_{m}} \cdot \frac{\left[\frac{\Phi}{T} \left(1 - \rho^{2}\right)\right]^{\frac{1}{2}}}{\rho}$$

для среднеквадратического отклонения времени транспорта. Приведенные здесь параметры (ρ , ϕ , $\mu_{1/2}$) взаимосвязаны. Области частот, где обеспечивается практическое отсутствие влияния теплового запаздывания и минимум случайной погрешности, могут не совпадать. Так, из-за сильной зависимости $\sigma = \sigma(\rho)$ в условиях стендовой градуировки минимум статистической погрешности сдвинут в сторону низких частот. Но в условиях реального объекта ситуация может быть иной.

При реакторных испытаниях экспериментальной кассеты с предварительно проградуированным термокорреляционным расходомером использовалась та же самая аппаратура и программное обеспечение, что и при стендовой градуировке. Существенное различие состоит лишь в том, что в условиях стенда стабильность теплогидравлических параметров (мощность нагревателя и других) почти идеальная, тогда как при петлевых испытаниях на реакторе наблюдались отклонения энерговыделения в пределах нескольких процентов от номинального значения вследствие срабатываний регулятора нейтронной мощности. Они происходят несколько раз в течение цикла измерений и служат источником низкочастотных возмущений. В частности, появляются низкочастотные составляющие в сигналах термопар, обусловленные прямым радиационным нагревом их спаев. По соотношению амплитуд в различных частях диапазона видна бульшая доля низкочастотных шумов при реакторных испытаниях (табл. 1а, в). Их некоррелированность с пролетной составляющей отражается в резком падении уровня корреляции в области контролируемого временного запаздывания по сравнению со стендовыми условиями (табл. 1а, в). Низкочастотные синхронные колебания при корреляционной обработке приводят к наличию симметричной относительно начала координат составляющей ВКФ, которая дает смещение максимума пролетной составляющей ВКФ в сторону меньших времен. Этот эффект практически устраняется за счет подавления низких частот с помощью фильтров.

Необходимо отметить также, что специфика реакторных условий сказалась на оптимальной с точки зрения минимума статистической погрешности области частот: если в стендовых условиях за счет высокого уровня корреляции пролетной составляющей она соответствует полному диапазону, захватывающему и область низких частот, то в реакторных условиях она сдвинута в сторону высоких частот ($f \ge 3$ Гц), и абсолютная величина погрешности существенно выше. Для достижения заданной статистической погрешности в данном случае необходимо более длительное время измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение аппаратных и цифровых фильтров высокой частоты позволяет практически устранить систематическую погрешность термокорреляционных измерений, обусловленную тепловым взаимодействием потока со стенкой. Эта же фильтрация оказывается полезной в реальных условиях петлевых испытаний для подавления синхронной низкочастотной помехи, некоррелированной с пролетной составляющей и приводящей к систематической погрешности измеряемого времени транспорта запаздывания.

Полученные на стенде градуировочные характеристики соответствуют диапазону $f_{\rm H} = 1,8 \div 2,8$ Гц. В этой области статистическая погрешность измерений в реакторных условиях была минимальна, тогда как при стендовых измерениях минимум находился в области низких частот. Систематическая погрешность (1,5% от верхнего предела) определяется в основном параметрами градуировочного стенда. В реакторных условиях суммарная погрешность составила ± 2,5% при времени измерения T = 3 мин.

При обработке сигналов в ходе метрологических испытаний целесообразно использовать набор фильтров с тем, чтобы выбрать в дальнейшем оптимальный частотный диапазон с точки зрения минимизации погрешности.

Литература

1. Селиванов В.М. и др. Использование температурного шума теплоносителя для измерения расхода в технологических каналах РБМК//Атомная энергия. – 1983. – Т. 54. – Вып. 3. – С. 166-169. 2. Por G., Berta M., Csuvar M. Measurement of the Coolant Flow Rate using Correlation of Temperature

Fluctuations//Progress in Nuclear Energy. – 2003. – T. 43. – № 1-4. – P. 281-288.

3. *Кебадзе Б.В., Лагутин А.А., Ланских В.С., Шурупов В.А.* Многоканальная термокорреляционная система измерения расхода через тепловыделяющие сборки/Сб. докладов 2-й Всероссийской научно-технической конф. «Датчики и детекторы для АЭС». – Пенза: НИИ физических измерений, 2004. – С. 215-224.

4. Raes K.-H. Systembedingte Fehler bei der Geschwindigkeitmessung aus der Korrelation von

Temperatursignalen/Proc. der Fachtagung der Kerntechnischen Gesellschaft (Berlin, 10-12 Marz). – Paper FV 2.9.

5. *Крамеров А.Я., Шевелев Я.В.* Инженерные расчеты ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1965. 6. *Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.* Справочник по теплогидравлическим расчетам. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – С. 253, 122.

7. *Benkert J. et al.* Determination of thermocouples transfer functions and fluid flow velocities by temperature noise measurements in liquid sodium//Progress in Nucl. Energy. – 1977. – V. 1. – №2 - 4. – P. 55.

8. *Кебадзе Б.В.* Анализ статистической погрешности и оптимизация корреляционных расходомеров//Атомная энергия. – 1984. – Т. 56. – Вып. 1. – С. 15-20.

Поступила в редакцию 8.10.2007

УДК 532.542:621.181.6

СНИЖЕНИЕ МОЩНОСТИ ПАРОГЕНЕРАТОРА АЭС С ВВЭР ВСЛЕДСТВИЕ ОТЛОЖЕНИЙ НА ТРУБАХ

А.А. Лукьянов, В.Б. Смыков, Ю.С. Юрьев

ГНЦ РФ Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Получены аналитические зависимости для оценки изменения распределения температуры и теплового потока вдоль парогенерирующей трубы и снижения мощности парогенератора.

Образование отложений в парогенераторах ТЭС и АЭС относится к разряду «вечных» проблем энергетики. Смоделировать образование отложений и оценить их влияние (в том числе локальное) на теплопередачу является задачей, поставленной практикой.

Современный подход к расчету горизонтального парогенератора (ПГ) типа ПГВ-1000 включает в себя определение [1]:

- поля скорости смеси;
- температуры труб и теплоносителя в них;
- мощности ПГ;
- распределения паросодержания;
- распределения питательной воды;
- паровой нагрузки зеркала;
- величины вспучивания смеси;
- характеристик погружного дырчатого листа;
- характеристик продувки;
- массопереноса примесей, вносимых в объем воды ПГ;
- скорости образования отложений продуктов коррозии на трубах;
- скорости образования шлама;
- степени локального концентрирования коррозионно-активных примесей;
- скорости коррозии металла труб и корпуса;
- снижения прочности корпуса ПГ и др.

Эти задачи решаются с помощью кодов разной степени детализации [2-7].

Для решения поставленной теплофизической задачи необходимо получить зависимость скорости отложений от теплового потока.

Источником примесей и растворимых, и нерастворимых является питательная вода, поступающая в водный объем ПГ из второго контура.

Рассмотрим упрощения и допущения вспомогательной задачи массопереноса растворимых примесей для решения основной теплофизической задачи [9–12].

[©] А.А. Лукьянов, В.Б. Смыков, Ю.С. Юрьев, 2008

Средняя массовая скорость пара (индекс ") от стенки равна [13]

$$j'' = \rho'' w'' = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right),$$
 (1)

где r – удельная теплота испарения.

В стационарном случае она равна по модулю средней массовой скорости воды (индекс ') к стенке

$$|j'| = |\rho'w'| = \rho''w'' = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho''}\right).$$
 (2)

Полагаем, что средняя массовая концентрация растворенной (индекс P) примеси в воде $\overline{\rho}_{P}$, кг/м³. Тогда средний массовый поток примеси вместе с водой к стенке равен

$$\left|j_{\rho}'\right| = \left|\overline{\rho}_{\rho}w'\right| = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \frac{\overline{\rho}_{\rho}}{\rho'}.$$
(3)

Вода вместе с растворимыми примесями поступает к основанию пузырька, испаряется в него. Концентрация примесей возрастает вплоть до предела растворимости (5), и происходит выпадение примесей в зоне (4). Однако при отрыве пузырька, благодаря притоку воды и возмущению пограничного слоя, часть выпавших примесей смывается в поток. Поэтому массовый поток примеси, образующий на стенке (индекс *C*) слой отложений, оказывается меньше

$$\left|j_{PC}\right| = \left|\overline{\rho}_{P}\mathsf{w}'\right|\chi_{P} = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \frac{\overline{\rho}_{P}}{\rho'} \chi_{P}.$$
(4)

Величина коэффициента уноса χ_P оценена в [14]. Массовый поток примеси с паром (индекс Л) от стенки (механический унос с пузырями) есть

$$j_{\rho_{\Pi}} = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \frac{\overline{\rho}_{\rho_{\Pi}}}{\rho'}.$$
(5)

Массовый поток примеси от стенки путем обратной турбулентной диффузии (индекс Д) в водной фазе

$$j_{\mathcal{A}} = \frac{\rho_{\mathcal{P}\mathcal{C}} - \overline{\rho}_{\mathcal{P}}}{\rho'} \beta \,. \tag{6}$$

Здесь $\beta = D\alpha/\lambda'$ – коэффициент массоотдачи (м/с), который можно связать с коэффициентами диффузии (*D*) и теплоотдачи ($\alpha \sim q_{\epsilon}^{0,7}$ при кипении).

В результате можно получить итоговый поток осаждения на стенку в форме

$$\left|j_{\rho_{\mathcal{C}}}\right| = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \frac{\overline{\rho}_{\rho}}{\rho'} \chi_{\rho} \approx \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \left(\frac{\overline{\rho}_{\rho} - \rho_{\rho_{\Pi}}}{\rho'}\right) - \left[\frac{[\rho_{\rho}] - \overline{\rho}_{\rho}}{\rho'}\right] \frac{D\alpha_{\text{HOM}}}{\lambda'} \left(\frac{q}{q_{\text{HOM}}}\right)^{0.7}, \quad (7)$$

где [ρ_P] – предел растворимости; ном – номинальное значение (из проектных расчетов).

При малых тепловых потоках *q*<[*q*] турбулентная диффузия от движения пузырей образует обратный поток примеси от стенки. Только начиная с некоторого порогового значения [*q*], поток примеси к стенке образовывает пленку отложений.

Зависимость потока осаждения примесей от теплового потока становится тогда нелинейной (кривая 3 на рис. 1), например, она может быть принята степенной $|j_{PC}| \sim q^m$, m > 1. Постулированные выше механизмы массопереноса далее считаем применимыми на всем этапе отложения примесей. ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА



Рис. 1. Характер зависимости потока осаждения примеси на стенку от величины теплового потока: 1 – поток осаждения с учетом механического уноса пузырями; 2 – поток диффузионного оттока; 3 – результирующий поток осаждения

В случае нерастворимых примесей (индекс *H*) задача усложняется.

Траектории твердых частиц рассчитываются путем интегрирования уравнений движения в потоке со сдвигом [15]. Однако для нестабилизированного двухфазного потока в межтрубном пространстве ПГ такой путь бесперспективен. Поэтому будем полагать, что «мелкая» фракция дисперсной примеси будет «вморожена» в поток, а ее движение описывается уравнениями, аналогичными (1)–(7). «Крупная» фракция дисперсной примеси, поднесенная потоком воды к поверхности, вероятно, не сможет проникнуть в каналы пористого слоя и остается витать в потоке. Ее массовую долю обозначим μ_H , а поправочный коэффициент будет равен $\chi_H = 1 - \mu_H < 1$.

Суммарный (Σ) поток осаждения и растворимых, и нерастворимых примесей запишется тогда в виде

$$\left| j_{C}^{\Sigma} \right| = \frac{q}{r} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \left[\frac{\overline{\rho}_{P}}{\rho'} \chi_{P} + \frac{\overline{\rho}_{H}}{\rho'} \chi_{H} \right].$$
(8)

Таким образом, в первом приближении поток осаждения примесей на стенку пропорционален тепловому потоку. Уточнение типа $|j_c^{\Sigma}| \sim q^m$, m < 1 всегда может быть сделано с использованием опытных данных и результатов эксплуатации ПГ, с применением эмпирических коэффициентов χ_P , χ_H .

Для решения теплофизической задачи рассмотрим единичную трубу парогенератора ПГВ-1000 (рис. 2).



Рис. 2. Схема парогенерирующей трубы горизонтального парогенератора: 1 – «горячий» коллектор; 2 – «холодный» коллектор; *G* – расход воды II контура с температурой *T*; *T*_K – температура кипения

Уравнение энергии греющего теплоносителя вдоль пути «s»:

$$Gc_{\rho} = \frac{d(T - T_{\kappa})}{ds} = -\Pi q, \qquad (9)$$

где П – периметр трубки, м.

Плотность теплового потока

$$q = \frac{T - T_{\kappa}}{\frac{1}{k} + \frac{\delta_0}{\lambda_0}},$$
(10)

где k – коэффициент теплопередачи без отложений (в начале работы ПГ)

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{1}{\alpha_2}},$$
(11)

δ₀/λ₀ – термическое сопротивление слоя отложений продуктов коррозии, образовавшихся на греющей поверхности трубы, [м² К/Вт]. Толщина отложений, [м];

$$\delta_0 = \int_0^t w_0 dt , \qquad (12)$$

где w₀ – скорость образования отложений, [м/с].

Скорость накопления примеси на стенке

$$w_{0} = \frac{q}{r\rho_{0}} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \left[\frac{\overline{\rho}_{\rho}}{\rho'} f_{\rho} \chi_{\rho} + \frac{\overline{\rho}_{H}}{\rho'} f_{H} \chi_{H} \right] dt , \qquad (13)$$

где ρ₀ – плотность материала отложений, кг/м³, *f*_P, *f*_H – безразмерные функции распределения концентрации примесей по длине трубки.

Таким образом, возвращаясь к (12), толщину отложений записываем в виде:

$$\delta_{0} = \int_{0}^{t} \frac{q}{r\rho_{0} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \left[\frac{\overline{\rho}_{\rho}}{\rho'} f_{\rho} \chi_{\rho} + \frac{\overline{\rho}_{H}}{\rho'} f_{H} \chi_{H}\right]} dt.$$
(14)

Полученные уравнения в компактной форме имеют вид:

$$\frac{d(T-T_{\kappa})}{ds} = -\frac{\Pi}{Gc_{\rho}}q,$$
(15)

$$q = \frac{(T - T_{k})}{\frac{1}{k} + \int_{0}^{t} \frac{q}{r\lambda_{0}\rho_{0}\left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right)\left[\frac{\overline{\rho}_{P}}{\rho'}f_{P}\chi_{P} + \frac{\overline{\rho}_{H}}{\rho'}f_{H}\chi_{H}\right]}dt}.$$
(16)

Начальные распределения при t = 0

$$\begin{cases} \frac{d(T_{0} - T_{\kappa})}{ds} = -\frac{\Pi}{Gc_{p}}q = -\frac{\Pi k}{Gc_{p}}(T_{0} - T_{\kappa}) \\ q_{0} = (T_{0} - T_{\kappa})k \end{cases}$$
(17)

Откуда:

$$\begin{cases} T_{0} - T_{\kappa} = (T_{0}^{BX} - T_{\kappa})e^{-\frac{\Pi k}{GC_{p}}S} \\ q_{0} = k(T_{0}^{BX} - T_{\kappa})e^{-\frac{\Pi k}{GC_{p}}S} \end{cases}$$
(18)

115

В частном случае $\overline{\rho}_{P} = const$, $\overline{\rho}_{H} = const$, $\chi_{P} = const$, $\chi_{H} = const$ и $f_{P} = f_{H} = 1$ можно получить компактное обобщенное решение.

Для этого выберем масштабы температуры ($T_0^{\text{вх}} - T_k$) и теплового потока $q_0^{\text{вх}} = k(T_0^{\text{вх}} - T_s)$ и переведем (15) и (16) в безразмерную форму:

$$\frac{\partial \theta}{d\sigma} = -Q, \tag{19}$$

где $\theta = \frac{T - T_{\kappa}}{T_0^{\text{вх}} - T_{\kappa}}$; $Q = \frac{q}{q_0^{\text{вx}}}$; $\sigma = \frac{sk\Pi}{Gc_p}$ – безразмерная координата.

$$\theta = Q \left[1 + \int_{0}^{t} Q \, d\tau \right], \tag{20}$$

где $d\tau = \frac{kq_0^{\text{вx}}}{\rho_0 r \lambda_0} \left(\frac{\overline{\rho}_{\text{P}}}{\rho'} \chi_{\text{P}} + \frac{\overline{\rho}_{\text{H}}}{\rho'} \chi_{\text{H}} \right) dt = \frac{k^2 (\mathcal{T}_0^{\text{BX}} - \mathcal{T}_{\kappa})}{\rho_0 r \lambda_0} \left(\frac{\overline{\rho}_{\text{P}}}{\rho'} \chi_{\text{P}} + \frac{\overline{\rho}_{\text{H}}}{\rho'} \chi_{\text{H}} \right) dt; \tau - \text{безразмерное}$ время, являющееся критериальной величиной

$$\tau = \frac{k^2 (T_0^{\text{BX}} - T_s)}{\rho_0 \lambda_0 r} \int_0^t \left(\frac{\overline{\rho_P}}{\rho'} \chi_P + \frac{\overline{\rho_H}}{\rho'} \chi_H \right) dt .$$
 (21)

Важно, что это не «календарное» время, а «эффективное», учитывающее возможное изменение теплового потока и концентрации примеси во времени.

Итак, задача свелась к системе нелинейного интегрального и дифференциального уравнения по обеим переменным σ и τ в форме:

$$\begin{cases} \theta = Q \left[1 + \int_{0}^{\tau} Q d\tau \right] \\ \frac{\partial \theta}{\partial \sigma} = -Q \end{cases}$$
 (22)

Краевые условия:

при $\tau = 0 \mid \theta = 1$

 $\sigma = 0 \quad Q = 1.$

Система имеет универсальный, классический характер, т.е. не содержит никаких коэффициентов, кроме единицы. Основное допущение при ее выводе — «медленное» нарастание слоя отложений и линейная зависимость скорости отложений от теплового потока.

Для «малых» времен τ учтем начальные распределения при $\tau = 0$

$$\theta_0 = Q_0 = e^{-t}$$

и запишем систему (22) в виде:

$$\theta = \exp\left\{-\int_{0}^{\sigma}\left[1-\int_{0}^{\tau}\left(\frac{d\theta}{d\sigma}\right)d\tau\right]^{-1}\right\}d\sigma.$$

Далее получаем первое приближение

$$\theta_1 = e^{-\sigma} \frac{(1+\tau)}{(1+\tau e^{-\sigma})} \,. \tag{23}$$

Пусть длина трубы ПГ s_1 , что соответствует σ_1 . Выходная температура воды

$$\theta_1 = e^{-\sigma_1} \frac{(1+\tau)}{(1+\tau e^{-\sigma_1})}.$$

116

Снижение температуры воды на длине σ_1

$$\Delta \theta = 1 - e^{-\sigma_1} \frac{(1+\tau)}{(1+\tau e^{-\sigma_1})}$$

Без учета примесей (τ = 0), $\theta_{_{10}} = 1 - e^{^{-\sigma_1}}$ $\Delta \theta_{_0} = 1 - e^{^{-\sigma_1}}.$

Коэффициент снижения мощности продувки $\eta_{\tau} = \Delta \theta / \Delta \theta_0$ равен

$$\eta_{\tau} = \frac{1 - e^{-\sigma_1} \left(\frac{1 + \tau}{1 + \tau e^{-\sigma_1}} \right)}{1 - e^{-\sigma_1}} \approx \frac{1}{1 + \tau \theta_{10}} = \frac{1}{1 + \tau e^{-\sigma_1}} .$$
(24)

Определим время снижения мощности трубы ПГ на 10%. Обозначим это время $\tau_{0.1}$. При этом η_{τ} = 0,9; $\tau_{0.1}\theta_{10}$ = 0,11, а значит

$$t_{0,1} = \frac{0,11\lambda_0 r \rho_0}{k^2 (T_{f1}^0 - T_S)\chi_0} \frac{1}{\left(\frac{\overline{\rho}_P}{\rho'} \chi_P + \frac{\overline{\rho}_H}{\rho'} \chi_H\right)} .$$
(25)

Например, для $\lambda_0 = 3$ Вт/мК, $r = 2 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\rho_0 = 5 \cdot 10^3$ кг/м³, $k = 10^3$ Вт/м²К, $\chi_P = \chi_H = 1$, $\rho_{\Pi}/\rho' = 10^{-5}$, получим $t_{0.1} \sim 10^4$ ч ~ 1 год.

Естественно, это время обратно пропорционально концентрации примесей в смеси (ρ_{Π}/ρ'). Отметим сильную зависимость этой величины от исходного коэффициента теплопередачи (k^{-2}). Это означает, что «эффективный» ПГ чувствительнее к отложениям, чем «неэффективный» ПГ, или «чистый» ПГ чувствительнее к появлению отложений, чем ПГ с уже имеющимися отложениями.

Система (22) была решена численно (см. рис. 3, 4 [14]). В них даны $\theta = \theta(\tau, \sigma); Q = Q(\tau, \sigma).$

Полученные результаты относятся к случаю линейной зависимости скорости отложений от теплового потока (χ_0 =const). Возможно уточнение методики для нелинейной функции скорости отложений от теплового потока.



Рис. 3. Безразмерная температура теплоносителя Θ как функция безразмерной координаты σ во времени τ

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА



Рис. 4. Безразмерный тепловой поток Q как функция безразмерной координаты σ во времени au

выводы

1. В дополнение к численному решению трехмерной общей задачи тепло- и массопереноса в объеме горизонтального ПГ типа ВВЭР получены универсальные формулы и графики для оценки влияния роста отложений на одной трубке ПГ на ее теплогидравлические характеристики. Для оценки общего эффекта следует просуммировать его по группам трубок, находящихся в одинаковых условиях.

2. Критериальное время процесса зависит от средней концентрации примесей, теплопроводности слоя отложений и квадрата исходного коэффициента теплопередачи. Это указывает на особую важность применения полученных результатов для высокоэффективных аппаратов.

3. Критериальное время процесса позволяет в принципе проводить обобщения опытных данных и результатов эксплуатации ПГ по снижению мощности за счет отложений.

Литература

1. *Трунов Н.Б., Логвинов С.А., Драгунов Ю.В.* Гидродинамические и теплохимические процессы в парогенераторах АЭС с ВВЭР. – М.: Энергоатомиздат, 2001.

2. *Горбуров В.И., Зорин В.М.* Моделирование на ЭВМ гидродинамики водяного объема парогенератора ПГВ-1000//Теплоэнергетика. – 1994. – № 5. – С. 22-29.

3. *Titov V.F., Zorin V.M., Gorburov V.J.* Mathematical Simulation of Process in Horizontal Steam Generators and the Program of Calculation of Its Characteristics/Proceedings of third international Seminar on horizontal steam generators (Lappeenranta, Finland, 1995). – P. 64-70.

4. *Ubra O., Doubek M.* Horizontal steam generator PGV-1000 thermal-hydraulic analysis/ Proceedings of third international Seminar on horizontal steam generators (Lappeenranta, Finland, 1995). – P. 107-117.

5. *Melikhov V.I., Melikhov O.I., Nigmatulin B.I.* Numerical modeling of secondary side thermohydraulics of horizontal steam generator/Proceedings of third international Seminar on horizontal steam generators (Lappeenranta, Finland, 1995). – P. 249-270.

6. Юрьев Ю.С., Лукьянов А.А., Канухина С.В., Смыков В.Б. Математическое моделирование тепломассообмена в межтрубном пространстве горизонтального парогенератора ВВЭР/Препринт ФЭИ-2823. – Обнинск, 2000.

7. *Ермолаев Н.П., Смыков В.Б., Шевченко Н.Н.* Проблемы водно-химических режимов первых и вторых контуров АЭС с водоохлаждаемыми реакторами/Под общей ред. акад. В.И. Субботина/ Препринт ФЭИ-2333. – Обнинск, 1993.

8. *Герасимов В.В., Касперович А.И., Мартынова О.И*. Водный режим атомных электростанций. – М.: Атомиздат, 1976. – С. 138.

9. *Анисимов В.В., Кащеев В.М., Муранов Ю.В., Юрьев Ю.С*. Одномерная модель осаждения примесей в парогенерирующих трубах/Препринт ФЭИ-1897. – Обнинск, 1988.

10. *Канухина С.В., Юрьев Ю.С.* Численное исследование двумерных двухфазных нестационарных потоков в каналах в режиме пузырькового кипения: Обзор, ФЭИ-0224. – М.: ЦНИИИатоминформ, 1988.

11. Юрьев Ю.С., Кащеев В.М., Муранов Ю.В., Пирогов Э.П. Теплофизические модели отложения примесей в парогенерирующих трубах/Препринт ФЭИ-2074. – Обнинск, 1990.

12. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоатомиздат, 1990.

13. *Кащеев В.М., Муранов Ю.В., Юрьев Ю.С.* О скорости парообразования у обогреваемой стенки //ТВТ. – 1987. – Т. XXIV. – № 1. – С. 189-190.

14. Юрьев Ю.С., Лукьянов А.А., Смыков В.Б., Божков А.А., Морозова С.И. Оценка снижения мощности трубы горизонтального парогенератора вследствие образования отложений/Препринт ФЭИ-2969. – Обнинск, 2003.

15. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987.

Поступила в редакцию 5.02.2007

удк 621.039.532.21

АНАЛИТИЧЕСКАЯ СХЕМА ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ГРАФИТА ПРИ РЕАКТОРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

В.Н. Нестеров*, И.В. Шаманин*, Е.Г. Емец*, А.А. Цыганов**, С.Г. Котляревский**, А.О. Павлюк** * Томский политехнический университет, г. Томск * * ФГИГ Сибираций уничносций хомбинат с. Солотск

* *ФГУП Сибирский химический комбинат, г. Северск



Разработана аналитическая схема процесса дефектообразования, описывающая временную динамику числа атомов, находящихся в узлах кристаллической решетки, точечных и сложных дефектов. На основе схемы составлена система дифференциальных уравнений. Анализ решения системы уравнений и экспериментальных данных по запасенной энергии (энергии Вигнера) для промышленных уран-графитовых реакторов, позволил определить зависимость постоянной рекомбинации точечных дефектов от температуры облучения. Проведено сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей критического флюенса от температуры облучения, а также расчетной и экспериментальной асимптот зависимости энергии Вигнера от времени облучения графита.

состояние проблемы

В настоящее время актуальными являются задачи продления срока службы действующих уран-графитовых реакторов и выведения ядерных реакторов из эксплуатации. Решение этих задач требует корректных оценок срока службы реакторного графита и накопленной в нем запасенной энергии (энергии Вигнера).

Нейтронное облучение графита изменяет свойства графита вследствие нарушений структуры его кристаллической решетки. В процессе замедления энергия передается от нейтронов атомам углерода, которые могут быть смещены в кристаллической решетке относительно начального положения. Многие из этих смещенных (первично выбитых) атомов, обладая большой кинетической энергией, в свою очередь могут вызывать смещение других атомов, замедляя свое движение, и т.д. Например, нейтрон с энергией 2 МэВ может вызвать до 1900 смещений, теряя свою энергию до значения энергии теплового нейтрона. Для смещения одного атома в кристаллической решетке графита необходимо около 25 эВ. Многие смещенные атомы тотчас же возвращаются на вакантные места. Большое количество атомов занимает промежуточное положение, причем это могут быть как отдельные атомы, так и их группы. Они оказывают существенное влияние на многие свойства материала, значимость которого зависит от дозы и температуры облучения [1].

[©] В.Н. Нестеров, И.В. Шаманин, Е.Г. Емец, А.А. Цыганов, С.Г. Котляревский, А.О. Павлюк, 2008

Температура – один из основных факторов, влияющих на степень радиационных нарушений в структуре материалов [2]. Бомбардировка нейтронами приводит к образованию точечных дефектов, дальнейшая судьба которых определяется температурными условиями. Миграция дефектов к местам стоков, аннигиляция парных дефектов Френкеля, образование комплексов и другие диффузионные процессы связаны с температурой. Число первично выбитых атомов в момент взаимодействия излучения с веществом при низкой и высокой температуре практически одинаково, однако их подвижность при высокой температуре больше, т.е. они скорее аннигилируют. Это приводит к уменьшению концентрации дефектов и, следовательно, к меньшему изменению свойств при облучении.

В диапазоне температуры облучения 100–300°С уменьшение температуры облучения и плотности потока сопутствующего γ-излучения, благодаря снижению термического и радиационного γ-отжига, приводит к увеличению концентрации дефектов и, как следствие, к уменьшению критического флюенса нейтронов [3]. Критический флюенс – это флюенс быстрых нейтронов, при котором распухание поликристаллического графита компенсирует усадку. Его значение определяет срок службы реакторного графита и предельную концентрацию дефектов, т.к. при дальнейшем росте флюенса быстрых нейтронов резко ухудшаются теплофизические и прочностные свойства графита.

В более высоком диапазоне температур (выше 300°С) превалируют дефекты, намного более сложные, чем точечные, они мало влияют на параметры кристаллической решетки, но участвуют в формировании дополнительных базисных плоскостей в графите, необратимо изменяя форму кристаллитов графита [3].

В настоящее время исследования в области радиационного повреждения реакторного графита в основном носят экспериментальный характер.

постановка задачи

В работе поставлена цель аналитического описания процесса повреждения и восстановления кристаллической структуры реакторного графита.

При формулировке задачи необходимо выделить 3 вида атомов в структуре графита:

1) атомы, находящиеся в кристаллической решетке (их концентрацию обозначим *N*);

2) атомы, относящиеся к точечным дефектам – N_m;

3) атомы, образующие сложные дефекты – *N*_c.

Их сумма дает концентрацию всех видов атомов и определяется соотношением:

$$N_{\Sigma} = \frac{N_a \cdot \rho}{M} = N + N_m + N_c \,,$$

где М – молярная масса углерода; ρ – плотность реакторного графита.

Задача формулируется в следующих приближениях:

1) процесс повреждения графита не приводит к значительному изменению удельного объема;

 число точечных дефектов, образующихся при взаимодействии нейтрона с ядрами атомов углерода, одинаково для атомов, находящихся в кристаллической решетке и образующих сложные дефекты; число дефектов, образующихся на один нейтрон с энергией 1 МэВ, составляет величину порядка 10³ шт;

3) постоянная рекомбинации точечных дефектов λ образована суммой постоянной доли точечных дефектов, возвращающихся в исходное положение (рекомбинирующих) λ_a , и постоянной доли дефектов, которые преобразуются в слож-

ные λ_c . Постоянная рекомбинации точечных дефектов определяется соотношением:

$$\lambda(T, \Phi_{\gamma}) = \lambda_{a}(T, \Phi_{\gamma}) + \lambda_{c}(T, \Phi_{\gamma}),$$

в котором все величины зависят от эквивалентной температуры облучения (*T*) и плотности потока сопутствующего у-излучения (Φ_{v}).

Схема процесса дефектообразования в графите представлена на рис. 1 и описывается следующим образом.



Рис. 1. Схема дефектообразования

1. Изменение числа атомов кристаллической решетки $\left(\frac{dN}{dt}\right)$ происходит под влиянием двух конкурирующих процессов: первый – прибыль за счет процесса рекомбинации точечных дефектов (переход атомов точечных дефектов в узлы кристаллической решетки – $\lambda_a N_m$); второй – убыль за счет воздействия потока нейтронов на кристаллическую решетку (выбивание атомов из узлов кристаллической решетки и образование точечных дефектов – $\Phi \sigma_s nN$).

2. Изменение числа атомов, образующих сложные дефекты $\left(\frac{dN_c}{dt}\right)$, происходит под влиянием двух конкурирующих процессов: первый – прибыль за счет процесса перехода атомов точечных дефектов в сложный дефект ($\lambda_c N_m$); второй – убыль за счет воздействия потока нейтронов на сложные дефекты (переход атомов сложных дефектов в точечные – $\Phi \sigma_s nN_c$).

3. Изменение числа атомов точечных дефектов $\left(\frac{dN_m}{dt}\right)$ происходит под влиянием двух конкурирующих процессов: первый – убыль за счет процесса рекомбинации точечных дефектов и их перехода в сложные дефекты (λN_m); второй – прибыль за счет воздействия потока нейтронов на кристаллическую решетку и сложные дефекты (переход атомов кристаллической решетки и сложных дефектов в точечные дефекты – $\Phi \sigma_s n(N + N_c)$).

Таким образом, система дифференциальных уравнений, описывающих изменение числа атомов кристаллической решетки, сложных и точечных дефектов будет иметь следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dN_m}{dt} = -\frac{dN}{dt} - \frac{dN_c}{dt} = \Phi \sigma_s n(N + N_c) - \lambda N_m; \\ \frac{dN}{dt} = \lambda_a N_m - \Phi \sigma_s nN; \\ \frac{dN_c}{dt} = \lambda_c N_m - \Phi \sigma_s nN_c, \end{cases}$$
(1)

где n – число образовавшихся точечных дефектов на один акт рассеяния нейтрона на ядре атома углерода; t – момент времени; Φ – плотность потока повреждающих нейтронов; σ_s – микроскопическое сечение рассеяния повреждающих нейтронов.

Решением данной системы являются выражения:

ſ

$$\begin{cases} N_{m} = k - me^{-(\Phi\sigma_{s}n+\lambda)t};\\ N_{c} = N_{0c}e^{-(\Phi\sigma_{s}n+\lambda)t} + \frac{\lambda_{c}k}{\Phi\sigma_{s}n}\left(1 - e^{-\Phi\sigma_{s}nt}\right) + \frac{\lambda_{c}m}{\lambda}\left(e^{-(\Phi\sigma_{s}n+\lambda)t} - e^{-\Phi\sigma_{s}nt}\right)\\ N = N_{0}e^{-\Phi\sigma_{s}nt} + \frac{\lambda_{a}k}{\Phi\sigma_{s}n}\left(1 - e^{-\Phi\sigma_{s}nt}\right) + \frac{\lambda_{a}m}{\lambda}\left(e^{-(\Phi\sigma_{s}n+\lambda)} - e^{-\Phi\sigma_{s}nt}\right); \end{cases}$$
(2)

где $k = \frac{\Phi\sigma_s n N_{\Sigma}}{\Phi\sigma_s n + \lambda}$; $m = \frac{\Phi\sigma_s n (N_{\Sigma} - N_{0m}) - \lambda N_{0m}}{\Phi\sigma_s n + \lambda} = k - N_{0c}$; N_{0m} , N_{0c} , N_0 – концентрации

атомов точечных, сложных дефектов и атомов кристаллической решетки в начальный момент времени соответственно.

ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ФЛЮЕНСА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЛУЧЕНИЯ

Анализ экспериментальных зависимостей критического флюенса от температуры облучения графита [3] позволяет заключить, что значения λ_a и λ_c должны возрастать с ростом температуры, а максимальное преобладание процесса рекомбинации над процессом перехода точечных дефектов в сложные должно наблюдаться при температуре около 300°C.

Предположим, что при достижении критического флюенса в кристаллической структуре графита накапливается такая доля точечных и сложных дефектов от общего числа атомов, которая является критической, и что она постоянна для любого диапазона температуры облучения. Примем ее значение равным 10% от общего числа атомов.

Зависимости $\lambda_a(T)$ и $\lambda_c(T)$ определялись путем подгонки расчетной зависимости критического флюенса от температуры облучения к экспериментальной по следующей методике:

1) начальные условия задаются из предположения несовершенства кристаллической структуры графита: $N_0 = 0.98 \cdot N_S$, $N_{0m} = 0.01 \cdot N_S$, $N_{0c} = 0.01 \cdot N_S$;

2) задается полиномиальный вид зависимостей $\lambda_a(T)$ и $\lambda_c(T)$;

3) в уравнениях (2) время облучения t увеличивается до тех пор, пока суммарная доля точечных и сложных дефектов ((N_m+N_c)/ N_Σ) не будет равна 10%;

4) фиксируются значения долей точечных (N_m/N_{Σ}) и сложных (N_c/N_{Σ}) дефектов; 5) фиксируется значение критического флюенса повреждающих нейтронов $(\Phi \cdot t)$; 6) подгонка коэффициентов полиномов и следующие за ней вычисления (пп. 2– 5) проводятся до тех пор, пока не будет достигнуто совпадение расчетной и экспериментальной зависимостей критического флюенса от температуры облучения на качественном уровне.

Результат представлен на рис. 2–3. Полученные при этом зависимости постоянных рекомбинаций от температуры облучения имеют следующий вид:

$$\lambda_{a}(T) = 8 \cdot 10^{-8}T + 1 \cdot 10^{-10}; \lambda_{c}(T) = 1 \cdot 10^{-10}T^{2} + 1 \cdot 10^{-10}T; \lambda(T) = 1 \cdot 10^{-10}T^{2} + 8,01 \cdot 10^{-8}T + 1 \cdot 10^{-10}.$$
(3)

Как видно из представленных зависимостей, доля точечных дефектов уменьшается с ростом температуры, т.е. эти дефекты отжигаются, а сложные дефекты отжигу не подвержены, поэтому их доля увеличивается.



Рис. 2. Изменение концентраций точечных и сложных дефектов от температуры облучения



Рис. 3. Зависимость значения критического флюенса от температуры облучения: а – экспериментальная; б – расчетная

Таким образом, разработанные модель и процедура подгонки позволяют как минимум на качественном уровне описывать процессы образования и рекомбинации точечных дефектов. Это дает возможность проследить динамику накопления энергии Вигнера.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСЕННОЙ В ГРАФИТЕ ЭНЕРГИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Количество запасенной графитом энергии прямо пропорционально количеству точечных дефектов, что позволяет определить зависимость постоянной рекомбинации точечных дефектов от температуры облучения. Экспериментальные данные по энергии Вигнера для реакторов Сибирского химического комбината позволили установить эту зависимость.

Для смещения одного атома в кристаллической структуре графита требуется энергия (E_{∂}) около 25 эВ. Можно предположить, что это же количество энергии выделяется при возвращении атома на вакантное место в кристаллической решетке. Решение системы дифференциальных уравнений (1) определяет соотношение для количества точечных дефектов:

$$N_{m} = \frac{\Phi \sigma_{s} n N_{\Sigma}}{\Phi \sigma_{s} n + \lambda} \left(1 - e^{-(\Phi \sigma_{s} n + \lambda)t} \right) + N_{0m} e^{-(\Phi \sigma_{s} n + \lambda)t}.$$

В данном соотношении первое слагаемое характеризует увеличение количества точечных дефектов в процессе облучения, а второе – уменьшение числа точечных дефектов, которые находились в графите на момент начала облучения. Таким образом, при достаточно больших временах (~ 1 года) данная зависимость стремится к асимптоте. Зависимость энергии Вигнера на единицу массы графита от температуры облучения для $\Phi = 10^{13}$ см⁻²с⁻¹ и $N_{\Sigma} = 5 \cdot 10^{22}$ г⁻¹ определяется по соотношению:

$$E = E_{\partial} \cdot N_m = (25 \Im B) \cdot \frac{\Phi \sigma_s n N_{\Sigma}}{\Phi \sigma_s n + \lambda(T)} = \frac{7.4 \cdot 10^{-4}}{15.5 \cdot 10^{-9} + \lambda(T)}, \ \Im B/\Gamma.$$

Далее задача сводится к определению вида функции, аппроксимирующей зависимость постоянной рекомбинации от температуры $\lambda(T)$. При этом значения *E* и *T* известны (экспериментальные данные).

Зависимость энергии Вигнера от температуры облучения.

При аппроксимации λ(T) полином второй степени:

$$E = \frac{7.4 \cdot 10^{-4}}{15.5 \cdot 10^{-9} + AT^2 + BT + C}$$
где A = 1.3·10⁻¹⁰, B = 4.43·10⁻⁸, C = 1.34·10⁻⁶, [T] = °C.

Полиномиальная зависимость постоянной рекомбинации от температуры, использованная в этой формуле, и зависимость, полученная при подгонке, приведены на рис. 4.

При аппроксимации λ(T) экспоненциальной функцией:

$$E = \frac{7,4 \cdot 10^{-4}}{15,5 \cdot 10^{-9} + \lambda_0 e^{-a^{T}}}$$

где $\lambda_0 = 4,86 \cdot 10^{-6}, a = -0,00484.$

При аппроксимации λ(T) степенной функцией:

$$E = \frac{7,4 \cdot 10^{-4}}{15,5 \cdot 10^{-9} + \lambda_0 T^a},$$

где $\lambda_0 = 3,09 \cdot 10^{-9}, a = 1,57.$

125



Рис. 4. Сравнение зависимостей постоянных рекомбинаций от температуры облучения



Рис. 5. Зависимость запасенной энергии от температуры для различных функций, аппроксимирующих λ(*T*): – экспериментальные точки; _____ – степенная зависимость; – – – полиномиальная зависимость; ____ – экспоненциальная зависимость

Эти зависимости приведены на рис. 5.

Экспоненциальную зависимость $\lambda(T)$ можно исключить из рассмотрения. Используя полиномиальную и степенную зависимости постоянной рекомбинации от температуры облучения, можно проследить динамику изменения концентрации точечных дефектов от времени облучения для различных температур облучения и соответственно зависимость энергии Вигнера от флюенса при постоянной плотности потока повреждающих нейтронов. На рис. 6 представлена расчетная зависимость энергии Вигнера от флюенса в предположении, что все нейтроны являются повреждающими, а условия облучения остаются неизменными. Экспериментальная зависимость запасенной энергии от флюенса нейтронов представлена на рис. 7.

Сравнивая расчетные и экспериментальные данные, можно определить отклонения асимптот зависимостей. Они представлены в табл. 1.



Рис. 6. Расчетная зависимость запасенной энергии от флюенса (Φ = 10¹³ см⁻²·c⁻¹)



Рис. 7. Экспериментальная зависимость запасенной энергии от флюенса нейтронов

Как видно из результатов, максимальное отклонение расчетного значения от экспериментального соответствует температуре 260°С, что достаточно близко к переходной области (около 300°С). В этой области следовало ожидать значительного отклонения ввиду неопределенности экспериментальных данных по зависимости критического флюенса от температуры облучения.

Таблица 1

Температура облучения,	Погрешность, %					
°C	Полиномиальная зависимость λ(Τ)	Степенная зависимость $\lambda(T)$				
50	9,6	7,1				
80	29,0	27,6				
100	20,4	17,6				
150	36,4	34,3				
260	51,0	51,0				
550	16,7	16,7				

Отклонения от экспериментальных данных

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе определена зависимость постоянной рекомбинации точечных дефектов от температуры облучения графита для условий, реализуемых в промышленных уран-графитовых реакторах. Для уточнения вида функциональной зависимости критического флюенса от температуры облучения и плотности потока сопутствующего γ -излучения необходимо провести дополнительный анализ с целью выбора конкретного вида функций, описывающих рекомбинацию точечных дефектов ($\lambda_a(T, \Phi_\gamma)$) и их переход в сложные дефекты ($\lambda_c(T, \Phi_\gamma)$).

Характер зависимости концентрации междуузлий от температуры облучения хорошо согласуется с экспериментальными результатами, полученными при определении величины запасенной энергии в графите блоков и втулок активной зоны уран-графитовых реакторов как функции температуры облучения.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (проект № МК-3748.2007.8).

Литература

1. *Виргильев Ю.С.* Свойства реакторного графита и его работоспособность в водографитовых реакторах // Материаловедение. – 2001. – № 2. – 44 с.

2. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе/Подред. Н.Н. Пономарева-Степного. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 160 с.

3. *Карпухин В.И., Николаенко В.А., Кузнецов В.Н*. Критический флюенс нейтронов как фактор, определяющий ресурс графита кладки РБМК//Атомная энергия. – 1997. – Т. 83. – Вып. 5. – С. 325-329.

Поступила в редакцию 20.12.2007

УДК 621.039.52:615.849.1

ОПТИМИЗАЦИЯ БЛОКА ВЫВОДА РЕАКТОРНОГО ПУЧКА ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

<u>Ю.А. Кураченко</u>

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Описаны существующий комплекс программ оптимизации защиты от излучений REMP1 и вновь созданные оптимизационные комплексы OPT1D и OPT2D, позволяющие решать одномерные и двумерные оптимизационные задачи. Оптимизационные комплексы объединяют универсальный метод поиска экстремума функции при наличии произвольных ограничений и программы точного решения уравнений переноса PO3-6 (1D) и КАСКАД (2D). С помощью созданных оптимизационных комплексов решен ряд возрастающих по сложности задач для блока вывода нейтронного пучка медицинского реактора «MAPC».

введение

Расчет характеристик выводимых горизонтальных реакторных пучков требует в общем случае применения программы, позволяющей решать уравнение переноса в «реальной» трехмерной (3D) геометрии. Использование в данном случае программы, реализующей метод Монте-Карло (например, MCNP), малоэффективно. Как показывает многолетний опыт расчетов характеристик реакторных каналов, с помощью программы MCNP можно получить достаточно надежные результаты только непосредственно в канале и на его выходе. Результаты же в окрестности выхода пучка, в помещении вывода пучка, в фантоме и т.д. могут быть получены, в частности, по комбинированной методике [1, 2], включающей последовательно 3D расчет источника – в данном случае это активная зона (АЗ) и ее ближняя окрестность (используется программа MCNP) \rightarrow 2D-транспорт в канале (КАСКАД [3], метод дискретных ординат) — 3D-расчет функционалов на выходе и в фантоме (MCNP). Альтернативой этой цепочке, как сказано выше, является применение 3Dпрограммы, позволяющей выполнять расчет всей области от активной зоны до фантома и смежных с помещением вывода пучка служебных помещений. Такие программы существуют и активно развиваются. При их создании и адаптации к практическим задачам возникают достаточно серьезные (но, по-видимому, преодолимые со временем) проблемы [4].

Следовательно, рассчитывать на то, что в ближайшее время 3D-программа, реализующая метод дискретных ординат, сделается рутинным инструментом каждого расчетчика, не приходится.

Что же касается проблемы оптимизации характеристик пучка, предполагающей направленный «перебор» многочисленных вариантов конфигурации и материаль-

[©] Ю.А. Кураченко, 2008

ного состава блока вывода пучка, то очевидно, что без существенного упрощения реальной трехмерной модели выполнить оптимизацию невозможно.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ АППАРАТ ДЛЯ ЗАДАЧ ОПТИМИЗАЦИИ

В течение многих лет в оптимизационных задачах, возникающих при расчете защиты от излучений, применялся комплекс программ REMP1 [5], объединяющий алгоритм приближенного решения уравнения переноса [6] с оптимизационным алгоритмом метода «скользящего допуска» [7].

Этот комплекс программ претерпел значительную эволюцию со времени своего создания. На начальном этапе в алгоритмах программы была реализована методика *«выведение + P*₁»-приближение метода сферических гармоник (МСГ) применительно к прохождению как нейтронов, так и фотонов в трех одномерных композициях: плоской, цилиндрической и сферической. В дальнейшем программа была дополнена алгоритмами, позволяющими выполнять расчеты по комплексной методике, сочетающей МСГ с методом последовательных столкновений (МПС) в различных модификациях.

В алгоритмах методики *«выведение* + *P*₁» реализовано решение систем разностных аналогов для основной системы многогрупповых уравнений, которые запишем в общей геометрии:

$$\vec{\Omega} \nabla \varphi^{j}_{uns}(r, \vec{\Omega}) + \Sigma^{j}_{rem}(r) \cdot \varphi^{j}_{uns}(r, \vec{\Omega}) = S^{j}(r, \vec{\Omega}),$$

$$div[\varphi^{j}_{scat1}(r) \cdot \vec{n}] + \Sigma^{j}_{0}(r) \cdot \varphi^{j}_{scat0}(r) = Q^{j}_{0}(r),$$

$$\frac{1}{3}grad\vec{n}\varphi^{j}_{scat0}(r) \cdot \vec{n}] + \Sigma^{j}_{1}(r) \cdot \varphi^{j}_{scat1}(r) = Q^{j}_{1}(r).$$
(1)

Эти уравнения дополняются граничными условиями общего вида:

где φ_{uns}^{j} – плотность потока «нерассеянного»¹ излучения; φ_{scat0}^{j} , φ_{scat1}^{j} – нулевой и первый моменты разложения плотности потока рассеянного излучения в ряд по полиномам Лежандра, с точностью до нормировки равные плотности интегрального по углу потока и результирующего тока рассеянного излучения соответствен-

но; Σ_{rem}^{j} – сечение выведения, которое в принятой модификации метода определяется разностью группового полного сечения и второго момента разложения внутригруппового сечения рассеяния по полиномам Лежандра:

$$\Sigma_{rem}^{j}(\mathbf{r}) = \Sigma_{tot}^{j}(\mathbf{r}) - \Sigma_{s2}^{j \to j}(\mathbf{r}), \qquad (3)$$

 S^{j} – групповой источник, который может быть внешним, поверхностным и объемным; $Q_{0/1}^{j}$ – нулевой и первый моменты источника, учитывающие поправку на «нерассеянную» компоненту.

В результате решения соответствующей системы разностных уравнений может быть получено пространственно-энергетическое распределение плотности полного потока и тока излучения:

$$\phi_{0}^{j}(r) = \phi_{uns0}^{j}(r) + \phi_{scat0}^{j}(r);
\phi_{1}^{j}(r) = \phi_{uns1}^{j}(r) + \phi_{scat1}^{j}(r).$$
(4)

¹ В действительности это нерассеянное+рассеянное на малые углы.

Недостатки методики *«выведение* + *P*₁», которые сводятся в конце концов к относительно низкому качеству результатов при расчете гетерогенных композиций большой оптической толщины (особенно это относится к задачам о прохождении фотонов), создали стимул к развитию комплексных методик, сочетающих простоту приближенных методов с более высокой гарантированной точностью.

Принцип построения алгоритмов комплексных методик достаточно прост: проникающая компонента излучения, для которой необходимо корректно учесть существенную анизотропию распределения по углу и для которой оптическая толщина преграды много меньше оптической толщины для низкоэнергетической замедленной компоненты, рассчитывается отдельно. Низкоэнергетическая компонента, в частности, эпитепловые и тепловые нейтроны, получается по простым методикам – например, в диффузионном приближении. В таком понимании методика *«выведение + P*₁» также является комплексной: «нерассеянное» излучение отвечает за проникающую компоненту, а *P*₁-приближение метода сферических гармоник учитывает многократно рассеянное излучение, для которого направленный перенос выражен слабее.

Проиллюстрируем сказанное примером одного из подходов построения комплексной методики. Для системы групповых уравнений переноса:

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi^{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma^{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \cdot \phi^{j}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{i=1}^{J} \int \Sigma_{s}^{i \to j}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \cdot \phi^{i}(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + q^{j}(\vec{r}, \vec{\Omega})$$
(5)

представим решение в виде ряда по столкновениям:

$$\varphi^{j}(\vec{r},\vec{\Omega}) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{n}^{j}(\vec{r},\vec{\Omega}) = \sum_{n=1}^{N} \varphi_{n}^{j}(\vec{r},\vec{\Omega}) + \sum_{n=N+1}^{\infty} \varphi_{n}^{j}(\vec{r},\vec{\Omega}).$$
(6)

Сумма (6) означает, что решение в каждой точке образуется из плотностей потоков частиц, претерпевших одно, два и т.д. столкновений. Предлагается вклад первых *N* столкновений в плотность потока рассчитывать с использованием метода последовательных столкновений (МПС_N), а сумму остальных членов ряда (6) получать сразу, посредством решения задачи переноса частиц от источников такого вида:

$$q^{j}(\vec{r},\vec{\Omega}) = \sum_{i=1}^{j} \int \Sigma_{s}^{i \to j}(\vec{r},\vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}) \cdot \varphi_{n=N}^{i}(\vec{r},\vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'$$
⁽⁷⁾

по одной из приближенных методик, например, по методике *«выведение* + *P*₁» или даже просто в *P*₁-приближении МСГ.

Оптимизационные вычисления с помощью программного комплекса REMP1 могут выполняться как посредством многократных запусков программы расчета прохождения излучений с самостоятельным выбором структуры и материалов защитной композиции (перебор вариантов), так и «автоматически», в соответствии с оптимизационным алгоритмом «метода скользящего допуска».

Этот метод относится к оптимизационным методам нулевого порядка, позволяющим обходиться без вычисления производных минимизируемой функции. Метод достаточно универсален: с его помощью можно решать оптимизационные задачи в самой общей постановке: найти min $F_0(\vec{X})$, $\vec{X} = \{X_1, X_2, ..., X_M\}$, при выполнении в точке минимума $\vec{X}^* = \operatorname{argmin} F_0(\vec{X})$ условий

$$F_i \ge 0, \quad i = 1, \dots I_1$$

 $F_i = 0, \quad i = I_1 + 1, \dots K,$
(8)

где *F_i*, *i* = 0, 1,..., *K* – функционалы поля излучения, фигурирующие в задаче оптимизации:

$$F_{i} = \int_{\Delta V} d\vec{r} \int_{\Delta \Omega} d\vec{\Omega} \int_{\Delta E} dE \varphi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \cdot \delta_{i}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E).$$
(9)

В (9) $\delta_i(\vec{r},\vec{\Omega},E)$ – функции, задающие правила образования функционалов F_i .

В постановке задачи $\vec{X} = \{X_1, X_2, \dots, X_M\}$ – набор переменных задачи оптимизации, которыми могут быть, например, толщины/массы варьируемых защитных слоев, их комбинаций и сочетаний, параметры расчетной модели прохождения излучений или другие варьируемые характеристики. В качестве ограничений (8) могут фигурировать габариты/массы всей защитной композиции или ее частей, радиационное энерговыделение (плотность и/или интеграл) и др.

С помощью МСД был решен широкий круг разнообразных оптимизационных задач, возникающих при расчете характеристик полей излучений.

Быстрый рост производительности и доступности вычислительной техники сделал возможным использование при решении задач оптимизации не приближенные методики, а программы точного решения уравнения переноса, реализующие метод дискретных ординат, в данном случае 1D-программу PO3-6 [8] и 2D-программу КАСКАД. Эти программы имеют единообразную структуру блоков начальных данных, входных и выходных файлов. Язык ввода, как и файл групповых констант, необходимых для расчета, одинаков для обеих программ. Численный подход к решению уравнения переноса основан на использовании схем 2–4 порядка точности, которые реализованы для обеих программ. Программы обладают дружественным интерфейсом и имеют развитую сервисную систему, в том числе систему обработки результатов.

Программы РОЗ-6 и КАСКАД предназначены для решения систем многогрупповых уравнений переноса нейтронов и фотонов. Анизотропия рассеяния в этих программах учитывается в P_L -приближении. В программах реализована возможность решения задач с делением – и расчет k_{eff} , и решение подкритической задачи с источником. В решаемых задачах возможен широкий круг источников, граничных и внутренних, изотропных и анизотропных. Конкретный тип задаваемого источника коррелирует с геометрической моделью расчета.

Программа РОЗ-6 позволяет выполнять расчеты для трех одномерных геометрических моделей: плоской, цилиндрической и сферической. Программа КАСКАД предназначена для расчетов в трех двумерных геометриях: (*x*, *z*); (*r*, *z*) и (*r*, θ). Обе указанные программы в течение многих лет широко применяются для решения разнообразных задач, связанных с переносом излучений.

Объединением каждой из программ с программой «метода скользящего допуска» было реализовано два оптимизационных комплекса OPT1D и OPT2D соответственно. Что касается комплекса OPT1D, использующего 1D-программу PO3-6, то он, не расширяя круг задач сравнительно с комплексом REMP1, существенно увеличивает надежность получаемых результатов. Скорость счета с помощью комплекса OPT1D (1÷100 функционалов в секунду²) позволяет выполнять расчет на достаточно густых сетках по пространственным и угловым переменным для композиций значительной оптической толщины. Решение оптимизационных задач проходит в режиме «on-line», что дает возможность оперативно корректировать характеристики композиции и параметры поиска. Результаты решения одномерных задач оптимизации проверяются на 2D-модели (КАСКАД) или на 3D-модели (МСNP) – в тех случаях, когда расчетная область имеет относительно малую оптическую толщину.

² Далее для краткости решение для одного варианта композиции будем называть «точкой».

Оптимизационный комплекс OPT2D позволил, в частности, корректно учесть геометрию блока вывода пучка которая даже при высокой степени осевой симметрии блока принципиально двумерна. При создании и применении комплекса OPT2D возник ряд дополнительных, сравнительно с OPT1D проблем, из которых укажем главные.

Скорость счета. Задачи оптимизации композиций малой оптической толщины зачастую имеют достаточно очевидное или легко получаемое посредством многовариантных расчетов решение. С другой стороны, блоки вывода реакторных пучков обычно имеют значительную оптическую толщину. В частности, канал ГК-1 реактора ВВРц, на котором возводится медицинский комплекс [9], имеет протяженность 365 см. Даже при грубых расчетных сетках их размерность не позволяет получить скорость вычисления функционалов настолько малую, чтобы можно было решать действительно содержательные задачи оптимизации. Типичная задача оптимизации блока вывода пучка имеет 5÷10 переменных (например, толщин слоев защиты), 3+6 и более ограничений (обычно функционалы потока на выходе/в фантоме, масса и/или габариты блока и т. д.). Для решения подобной задачи при разумных затратах времени скорость вычисления должна быть не менее 2–3 «точек» в 1 мин. Данное требование ограничивает (по-видимому, временно) круг решаемых задач: для протяженных каналов реально могут быть решены более простые оптимизационные задачи, т.е. меньшей размерности и с меньшим количеством ограничений, чем для каналов малой протяженности. В реальных расчетах приходится искать компромисс между информативностью задачи оптимизации и ее трудоемкостью.

Настройка расчетных сеток. Эта проблема напрямую связана с предыдущей: в ходе решения задачи поиска структура расчетной композиции обычно претерпевает существенную трансформацию. Если используются сетки постоянной размерности, для трансформирующейся композиции они могут оказаться неудовлетворительными. Для указанной проблемы есть несколько решений: а) использовать сетки большой размерности, гарантирующие качество результата при любой трансформации расчетной области; b) автоматически пересчитывать пространственную и угловую сетки в каждой «точке», исходя из новых оптических размеров композиции; c) по ходу решения задачи время от времени «вручную» корректировать сетки. Первое решение непригодно для задач оптимизации двумерных композиций, второе, как показал опыт расчетов, не гарантирует требуемую точность функционалов, фигурирующих в задаче оптимизации. Работоспособным оказалось только последнее решение. В соответствии с ним на старте каждой оптимизационной задачи для начальной «точки» решалась задача на достаточно густых сетках, обеспечивающих сходимость решения («точное решение»). Затем уменьшением густоты сеток в серии задач определялась минимальная сетка для «аппроксимирующей» задачи. Для этой сетки отклонение функционалов потока, фигурирующих в задаче оптимизации, не должно было превышать ~ 5÷10%. С найденными минимальными сетками запускалась программа поиска. В ходе поиска время от времени текущая композиция проверялась на сетках, обеспечивающих сходимость, и в случае выхода функционалов «аппроксимирующей» задачи из допустимого коридора отклонения (~ 5÷10%) выполнялась коррекция сеток, после чего поиск возобновлялся.

Сквозные расчетные зоны. Программы, использующие разностную аппроксимацию, обычно построены на «сквозных» расчетных сетках, поскольку использование локальных сеток усложняет алгоритм и снижает эффективность программ. Расчетная область при этом, разумеется, строится из «сквозных» же геометрических зон. В частности, для цилиндрической (r, z)-геометрии, принятой в программе КАСКАД, структура геометрических слоев по каждой из координат не зависит от значения другой координаты и эта структура одна и та же для всей композиции. Данное обстоятельство заставляет «отслеживать» изменения сквозной структуры геометрических зон в том случае, когда переменными задачи оптимизации являются толщины геометрических зон. Так, при изменении, произведенном алгоритмом поиска, например, варьируемой толщины геометрической зоны по оси z необходимо соответствующим образом изменить толщины всех соседних по радиусу геометрических зон. Это неявное ограничение в задаче поиска, разумеется, уменьшает возможности комплекса OPT2D.

Наиболее эффективным комплекс OPT2D оказался при решении оптимизационных задач для биологической защиты и блока вывода пучка малогабаритного медицинского реактора «MAPC» [1]. Это объясняется особенностями данного реактора, прежде всего, малыми размерами активной зоны и блока вывода. Данная особенность имеет следствием то, что проблемы формирования оптимального для нейтрон-захватной терапии (H3T) пучка тесно связаны с проблемой организации защиты от излучений персонала и пациента. Из-за малых размеров коллимационная система³ блока вывода несет и функцию защиты от излучений, а слои защиты блока вывода влияют на характеристики функционалов на выходе пучка и в его окрестности. При решении серии оптимизационных задач для реактора «MAPC» возникла дополнительная проблема: конический канал блока вывода установки (рис. 1), моделируемый для программы КАСКАД ступенчатыми зонами с размерами по (*r*, *z*) 0.5÷1 см, не мог быть отображен в задаче оптимизации «напрямую». Это привело бы к росту размерности задачи (до нескольких десятков переменных-



Рис. 1. Аксиальное сечение одного из вариантов блока вывода пучка НЗТ для реактора «МАРС», полученного перебором вариантов, без применения комплексов OPT1D и OPT2D (фрагмент; получено плоттером программы MCNP)

³ В широком смысле коллимационная система (КС) это целиком блок вывода пучка, в узком смысле КС составляют модификатор спектра, коллиматор и гамма-фильтр.

толщин слоев) и к громоздкому алгоритму восстановления сквозной структуры геометрических зон. Решение подобной оптимизационной задачи с помощью комплекса OPT2D в его данной версии и при современных вычислительных средствах не представляется возможным.

Поэтому перед решением оптимизационных задач для блока вывода пучка H3T реактора «МАРС» были выполнены расчеты, в которых конический канал блока вывода заменялся цилиндрическим. При этом габариты фильтра по оси, как и свинцового коллиматора по радиусу, сохранялись равными тем, которые были в исходной композиции. Радиус фильтра по всей высоте был равен максимальному радиусу для исходной задачи. Оказалось, что поверхности уровня основных функционалов задачи оптимизации практически подобны, т. е. функционалы упрощенной задачи могут быть получены «сдвигом» функционалов основной задачи. Исключением является только доза излучений за защитой непосредственно вблизи выхода канала, что объясняется существенным ослаблением защиты при замене конической конфигурации КС на цилиндрическую. Поэтому дополнительными расчетами в реперных «точках» были получены коэффициенты корреляции для пересчета доз за защитой от упрощенной задачи в дозы для исходной задачи.

РЕШЕНИЕ ОПТИМИЗАЦИОННЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ РЕАКТОРА «МАРС»

Для реактора «МАРС» и собственно блока вывода пучка был решен ряд двумерных оптимизационных задач (по возрастающей сложности) в следующих основных формулировках:

1) определить конфигурацию и материальный состав боковой и тыловой (т.е. вне каналов вывода пучков) защиты реактора «МАРС»: при фиксированных габаритах и уровне доз за защитой минимизировать ее массу посредством варьирования слоев защиты;

2) определить конфигурацию и материальный состав собственно фильтра для H3T посредством варьирования толщин слоев применяемых в H3T материалов (Fluental⁴, MgF₂, AlF₃, Al₂O₃, PbF₂, LiF и других) при максимуме потока эпитепловых нейтронов и при выполнении ограничений на «вредные» примеси быстрых нейтронов и гамма-излучения на выходе;

 скорректировать конфигурацию и, возможно, материальный состав фильтра при включении дополнительных переменных – слоев защиты от излучений и дополнительного ограничения на фиксированный уровень дозы за защитой;

4) провести дальнейшую коррекцию фильтра и окружающей защиты, введя в качестве функционалов задачи оптимизации характеристики поля излучения в фантоме при применении H3T, т.е. максимизировать терапевтическое качество выводимого пучка.

Данные формулировки видоизменялись в пределах этих четырех групп задач. Так, в задачах группы 2 конфигурация и состав фильтра определялись для ограничения на плотность эпитеплового потока в виде неравенства (≥ 10⁹ см⁻²с⁻¹, см. [1]) и при минимальной примеси быстрых нейтронов и гамма-излучения на выходе.

Для всех этих задач получены решения, часть из которых можно считать окончательными, для оставшейся части требуются дальнейшие расчетные исследования. В частности, конфигурация и материальный состав боковой и тыловой защиты реактора «MAPC» остались практически неизменными (см. [1]). Данный результат обусловлен простотой выбранной трехслойной композиции защиты и является положительным по крайней мере в двух аспектах:

⁴ Состав 56% F, 43% Al, 1% LiF

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

• он свидетельствует, что прежняя композиция защиты от излучений, полученная с помощью комплекса REMP1 и вариантных расчетов по программам PO3-6 и КАСКАД, уже была достаточно оптимальной;

 он же свидетельствует, что и комплекс OPT2D, опирающийся на точное решение уравнения переноса, и примененная расчетная технология в данном случае вполне адекватны.

Для второй задачи получены решения, проливающие свет на спорную в известном смысле проблему нескольких последних лет, связанную с «открытием» для H3T такого материала, как MgF₂ (см., например, [10]): какой фторсодержащий материал лучше (относительно формирования пучка для H3T) – Fluental или MgF₂? В свете выполненных расчетов, а также анализа сечений фигурирующих элементов этот спор представляется беспредметным. Он должен разрешаться в каждом случае для конкретного исходного спектра нейтронов пучка (и примеси гаммаизлучения) и конкретных условий формирования пучка, в том числе габаритов и формы блока вывода, материала, размеров и формы коллиматора и даже, как в случае малогабаритного реактора «МАРС», для окружающей коллимационную систему защиты. В известном смысле наилучшим являлся бы чистый фтор с плотностью не менее ~ 3.0 г/см³, поскольку все остальные элементы, входящие в рассматриваемые материалы, практически никак не улучшают качество пучка, сформированного только фтором.

Приведем примеры постановки и решения двух оптимизационных задач группы 2.

Задача 1. Посредством варьирования толщин слоев материалов фильтра без ограничения массы и габаритов блока вывода максимизировать отношение плотности эпитеплового потока к плотности полного потока Φ_{epi}/Φ_{tot} при требуемых⁵ значениях критериев:

для плотности эпитеплового потока $\Phi_{epi} \ge 10^9$ см⁻²с⁻¹,

примеси доз «вредных» излучений $D_{fast}/\Phi_{epi} \le 5\cdot 10^{-11}$ сГр \cdot см² ,

 $D_{\gamma}/\Phi_{epi} \le 5.10^{-11} \text{ cFp} \cdot \text{cm}^2$,

а также примеси «вредных» тепловых нейтронов $\Phi_{therm}/\Phi_{epi} \leq 0.04$.

Старт поиска осуществлялся из точки, в которой для «состязательности» были заданы слои материалов, являющихся главными «конкурентами» в фильтрах для H3T. Материалы располагались последовательно от A3 в следующем порядке: Fluental (толщина слоя 10 см) + MgF₂ (10 см) + Al₂O₃ (10 см). Эта композиция является недопустимой, в ней

 $\Phi_{epi} = 19 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ c}^{-1}, D_{fast} / \Phi_{epi} = 67 \cdot 10^{-11} \text{ cFp} \cdot \text{cm}^2, D_{\gamma} / \Phi_{epi} = 18 \cdot 10^{-11} \text{ cFp} \cdot \text{cm}^2,$

 $\Phi_{therm} \, / \Phi_{epi}$ = 0.12, а целевая функция $\Phi_{epi} \, / \Phi_{tot}$ = 0.68.

В результате решения задачи оптимизации получено решение, которое комплекс OPT2D «объявил» окончательным: алгоритм поиска оставил только слой Fluental толщиной 88 см, который заполнил весь канал вывода пучка (см. рис. 1). При этом

 $\Phi_{epi} = 1.0 \cdot 10^9 \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}, D_{fast} / \Phi_{epi} = 1.90 \cdot 10^{-11} \text{ сГр} \cdot \text{см}^2, D_{\gamma} / \Phi_{epi} = 4.65 \cdot 10^{-11} \text{ сГр} \cdot \text{см}^2, \Phi_{therm} / \Phi_{epi} = 0.037, а целевая функция <math>\Phi_{epi} / \Phi_{tot} = 0.95.$

Задача 2. При усложнении оптимизационной задачи для четырехслойной стартовой композиции MgF₂ (10 см) + Fluental (30 см) + PbF₂ (10 см) + LiF (0.5 см)⁶ добавлено ограничение: суммарная толщина варьируемых слоев должна быть ≤ 50.5 см (это оставляет фильтр в пределах конической части коллиматора, рис. 1), а

⁵ См. [1].

⁶ Композиция, полученная ранее перебором вариантов, [1]. Ее в данном контексте можно называть субоптимальной.

ограничения на дозы ослаблены до 20·10⁻¹¹ сГр·см². В стартовой точке значения участвующих функционалов вполне удовлетворительны:

 $\Phi_{epi} = 5.2 \cdot 10^9 \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}, D_{fast} / \Phi_{epi} = 19 \cdot 10^{-11} \text{ сГр} \cdot \text{см}^2, D_{\gamma} / \Phi_{epi} = 0.96 \cdot 10^{-11} \text{ сГр} \cdot \text{см}^2, \Phi_{therm} / \Phi_{epi} = 0.009, а целевая функция <math>\Phi_{epi} / \Phi_{tot} = 0.88,$

тем не менее, в результате поиска их удалось немного «поправить»: предлагаемая комплексом OPT2D в качестве решения двухслойная композиция MgF₂ (24.2 см) + Fluental (26.3 см), будучи более простой, практически не ухудшает характеристики:

 $\Phi_{epi} = 5.1 \cdot 10^9$, $D_{fast} / \Phi_{epi} = 15 \cdot 10^{-11}$, $D_{\gamma} / \Phi_{epi} = 6.3 \cdot 10^{-11}$,

 $\Phi_{therm} \, / \Phi_{epi}$ = 0.010, а целевая функция $\Phi_{epi} \, / \Phi_{tot}$ = 0.90.

Причины, по которым во второй задаче алгоритм поиска сохраняет слой MgF₂, полностью удаляя его в первой задаче, достаточно ясны:

• в задаче 1 гамма-излучение АЗ и, что важнее, вторичное гамма-излучение, генерируемое КС, успешно подавлялось большой толщиной фильтра, свободного от габаритных ограничений;

• в задаче 2 толщины фильтра даже равной 50.5 см недостаточно для подавления гамма-излучения только однородным слоем Fluental, и в ход идет несколько более плотный материал MgF₂ (3.13 г/см³ против 3.0 г/см³);

• этот материал в задаче 2 расположен ближе к АЗ (в области более жесткого спектра нейтронов), что сближает ситуацию с описанной в [10] для ускорительных нейтронов, где MgF₂ оказался вне конкуренции.

Особенности решения задачи 2 еще и в том, что

• разрешенной толщины достаточно, чтобы «главные игроки» Fluental и MgF₂ не допускали в игру более эффективный для подавления гамма-излучения материал PbF₂;

 последний материал не допускается еще и потому, что содержание F в нем меньше, чем у его соперников, и он в отличие от них менее «прозрачен» для нейтронов; будучи расположен вблизи выхода пучка, PbF₂ эффективно «выбрасывает» из него нейтроны неупругим (до ~ 200 кэВ) и упругим (особенно для энергий менее ~ 200 кэВ) рассеянием;

хороший поглотитель тепловых нейтронов LiF (в нем к тому же и максимальное содержание F), тем не менее, «не выдержал» конкуренции с Fluental, который, во-первых, также содержит поглотитель тепловых нейтронов (Li), но, во-вторых, лучше поглощает гамма-излучение на выходе пучка (3.0 г/см³ против 2.6 г/см³).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Относительно результатов данной работы можно сделать следующие выводы:

 на основе объединения программ решения уравнения переноса РОЗ-6 и КАС-КАД с оптимизационным алгоритмом «метода скользящего допуска» созданы оптимизационные комплексы ОРТ1D и ОРТ2D соответственно;

 эти комплексы позволяют решать задачи оптимизации характеристик защиты от излучений в самой общей постановке для одно- и двумерных защитных композиций;

• оптимизационные комплексы успешно применены для оптимизации блока вывода реакторных пучков для лучевой терапии.

Литература

1. *Кураченко Ю.А., Казанский Ю.А., Левченко А. В., Матусевич Е.С.* Вывод нейтронных пучков и защита медицинского реактора «МАРС» // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2006. – №4. – С. 36-48.

2. Клепов А.Н., Кураченко Ю.А., Левченко В.А., Матусевич Е.С. Применение методов математического моделирования в ядерной медицине / Под ред. д.ф.-м.н. Е.С. Матусевича. – Обнинск: СОЦ-ИН, 2006. – 204 с.

3. Voloschenko A.M., Shwetsov A.V. The KASKAD-1 Two-Dimensional Discrete Ordinates Nodal Transport Code / Proceedings of International Topical Meeting on Advances in Mathematics, Computations and Reactor Physics (Pittsburgh, USA, April 28 – May 2, 1991). – V. 5. – P. 30.3 4-1.

4. Волощенко А.М. Вычислительные проблемы расчета радиационных защит методом дискретных ординат в трехмерной геометрии ЯЭУ/Доклад на IX Российской научной конференции «Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях»/Вкн.: Тезисы докладов. – Обнинск, 2006. – С. 24-27.

5. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Решение общей задачи оптимизации защиты по составу и форме – задачи профилирования гетерогенной композиции / Доклад на Третьей всесоюзной научной конференции по защите от излучений ядерно-технических установок: Сб. докладов. – Тбилиси: ИПМ ТГУ, 1981. – С. 52-60.

6. *Кураченко Ю.А*. REMP1 – система программ для оперативного расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов и гамма-излучения в одномерных защитных композициях/В кн.: Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах: Сборник научн. трудов / *Под ред. д.ф.-м.н. Т.А. Гермогеновой.* – М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 1981. – С. 225-227.

7. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. – М.: МИР, 1975.

8. Averin A.V., Voloschenko A.M., Kondratenko E.P., Dubinin A.A. "The ROZ-6.4 One-Dimensional Discrete Ordinates Neutrons, Gamma-Rays and Charged Particles Transport Code // Proceedings of International Topical Meeting on Advances in Mathematics, Computations and Reactor Physics. (Pittsburgh, USA, April 28 – May 2, 1991.). – V. 5. – P. 30.3 5-1.

9. Проект медицинского комплекса на реакторе ВВР-ц / В кн.: *А.Ф. Цыб, С.Е. Ульяненко, Ю.С. Мардынский*. Нейтроны в лечении злокачественных новообразований. – Обнинск: БИСТ, 2003. – С. 75 – 87.

10. Kononov O.E. et al. Optimization of an accelerator-based epithermal neutron source for neutron capture therapy // Applied Radiation and Isotopes 61 (2004) 1009-1013.

Поступила в редакцию 18.12.2007

УДК 621.039.52:615.849.1

КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА НЕЙТРОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

<u>Ю.А. Кураченко, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич</u>

Обнинский государственный технический университет атомной энергетики, г. Обнинск



Критерии качества (КК) для нейтронных пучков, предназначенных для нейтрон-захватной терапии (НЗТ), систематизированы и пополнены. Проведено разделение КК на первичные и вторичные. Сопоставлены первичные и вторичные КК для эталонного пучка и пучков существующих и проектируемых реакторов ВВРц, «МАРС» и ТВР-50. Сделан вывод о необходимости верификации вторичных КК первичными КК. Показана, на основании выполненных расчетов, конкурентоспособность проектируемых пучков для НЗТ и целесообразность усиления обычной нейтронсоударной терапии посредством НЗТ для существующих пучков.

ВВЕДЕНИЕ

Проблемам нейтрон-захватной терапии (H3T) на реакторных пучках посвящены многолетние усилия исследователей и практиков многих стран. В частности, выработаны определенные требования к радиационным характеристикам поля излучения пучка, степень выполнения которых характеризует качество данного пучка по отношению к H3T. Конкретные значения радиационных характеристик для пучка следует рассматривать как критерии качества этого пучка, позволяющие сравнение и ранжирование различных пучков (в том числе и нереакторных).

Критерии качества естественным образом делятся на первичные и вторичные¹. Первичные, обычно называемые в литературе критериями «в фантоме»² или «в ткани»³, характеризуют воздействие излучений пучка на орган или ткань. Это дозиметрические величины в облучаемой опухоли и ткани. Вторичные КК, называемые в литературе критериями «в воздухе»⁴ или критериями «свободного пучка»⁵, относятся собственно к излучению пучка, предназначенного для H3T. Вторичные критерии определяются по физическим характеристикам поля излучения на выходе пучка. Эти характеристики локализуются в районе операционного поля, но в отсутствии облучаемого объекта.

В настоящей работе сделана попытка систематизировать КК и ответить на следующие вопросы:

• в какой степени первичные и вторичные КК являются непротиворечивыми?

 насколько категоричны требования к характеристикам пучка, соответствующие вторичным КК?

¹ Advantage Depth Dose Rate

² Therapeutic Ratio

³ При «однолучевой» экспозиции, т. е. с одного направления

⁴ Boron Fraction

⁵ Background Dose

[©] Ю.А. Кураченко, Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич, 2008

Ответы на эти два связанных вопроса позволят правильно ориентировать усилия расчетчиков, занятых проблемой формирования характеристик реакторного пучка для H3T. Дело в том, что зачастую качество пучков для H3T оценивается сопоставлением только вторичных критериев, без привлечения «тонких материй», связанных с первичными КК. При этом, видимо, неявно предполагается, что оценка вторичных КК – дело радиологов, а не расчетчиков. В данной работе с помощью КК сопоставлены характеристики применяемых для H3T пучков с характеристиками нескольких пучков для трех отечественных реакторов, один их которых является действующим, а два других проектируются.

ПЕРВИЧНЫЕ КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА ПУЧКА ДЛЯ НЗТ

Из простейших представлений о механизме H3T следует общее требование максимизировать дозу в опухоли и при этом минимизировать дозу в окружающей здоровой ткани непосредственно вблизи опухоли. Но этого требования совершенно недостаточно для формирования критерия по крайней мере по следующим основаниям.

1. Это «минимаксное» требование не учитывает **пространственный** фактор: глубину локализации опухоли. Например, при достаточно большой глубине локализации (4–6 см) можно обеспечить хорошее локальное отношение доз «опухольткань», но при этом подведение терапевтической дозы к опухоли может сопровождаться большими дозовыми нагрузками на здоровую ткань на всем пути транспорта излучения.

2. В той же степени не учитывается временной фактор: приемлемое время необходимой экспозиции. В качестве примера можно предположить, что коллимационной системой удалось создать идеальное отношение доз «опухоль-ткань», но при этом мощность дозы столь мала, что времена экспозиции даже при фракционировании совершенно неприемлемы.

 Наконец не учитывается качественный фактор: одна и та же поглощенная доза излучений различного типа сформирует различные последствия и для опухоли, и для ткани.

Еще один «естественный» для H3T кандидат в критерии – доля «борной» составляющей в дозе в опухоли также недостаточен: он также не учитывает и временной, и пространственный факторы.

Изложенное выше позволяет уяснить, почему мировое сообщество выработало несколько связанных взаимодополняющих критериев, ранжировать которые по степени важности не представляется возможным. Основными из них традиционно считаются критерии, предложенные сотрудниками Массачусетского технологического института (MTI) около 30 лет назад [3]. На пучке FCB⁶ реактора MTI, сформированном конвертером тепловых нейтронов и коллимационной системой для H3T, были выполнены дозиметрические измерения. Эти измерения позволили получить характеристики пучка, признанные мировым сообществом как эталонные для H3T. Далее результаты этих измерений будут использоваться при сопоставлении характеристик пучков.

Итак, сотрудниками MIT было предложено три основных критерия качества пучка.

1. Предельная глубина «выигрыша» AD^7 – глубина x в ткани, на которой доза в опухоли становится равной максимальной дозе в ткани: $D_{tumor}(x) = D_{tissue}^{max}$. Здесь дозы в опухоли и ткани при НЗТ определяются следующим образом:

⁶ Fission Converter Beam

⁷ Advantage Depth

$$D_{tumor} = C \mathcal{B} \mathcal{B}_{\mathcal{B},tumor} \cdot D_{\mathcal{B},tumor} + O \mathcal{B} \mathcal{P}_{\mathcal{N}} \cdot D_{\mathcal{N}} + O \mathcal{B} \mathcal{P}_{\mathcal{O}} \cdot D_{\mathcal{O}} + O \mathcal{B} \mathcal{P}_{fast} \cdot D_{fast} + O \mathcal{B} \mathcal{P}_{\gamma} \cdot D_{\gamma}$$

$$D_{tissue} = C \mathcal{B} \mathcal{J}_{B, tissue} \cdot D_{B, tissue} + O \mathcal{B} \mathcal{J}_{N} \cdot D_{N} + O \mathcal{B} \mathcal{J}_{0} \cdot D_{0} + O \mathcal{B} \mathcal{J}_{fast} \cdot D_{fast} + O \mathcal{B} \mathcal{J}_{\gamma} \cdot D_{\gamma}$$
(1)

где 053 — отн3сительная биологическая эффективность излучений, C53 — составная (сочетанная) биологическая эффективность⁸ реакции ¹⁰B(n, α)⁷Li, а D — поглощенная доза. Выражения (1) описывают основные компоненты дозы, формируемой выходящим пучком:

• $D_{B,tumon}$, $D_{B,tissue}$ – поглощенная доза в результате реакции ¹⁰B(n, α)⁷Li в опухоли и ткани соответственно;

• D_N – поглощенная доза в результате взаимодействия нейтронов с ядрами азота (главным образом в результате реакции ¹⁴N(n,p)¹⁴C);

• *D*₀ – поглощенная доза, обусловленная реакциями на изотопах кислорода (главным образом реакциями с выходом заряженных частиц);

• *D_{fast}* – поглощенная доза, обусловленная замедлением нейтронов на ядрах водорода;

• *D*_γ – поглощенная доза, формируемая гамма-квантами пучка, а также вторичными гамма-квантами, сопровождающими перенос нейтронов в ткани.

Эта величина характеризует проникающее качество нейтронов пучка. В частности, для эталонного пучка MIT величина AD =9.7 см.

2. «Выигрыш» *AR*⁹ – интеграл (обычно одномерный) по глубине мозга или другого органа

$$AR = \int_{0}^{AD} \frac{D_{tumor}(x)}{D_{tissue}(x)} dx.$$
 (2)

Этот критерий характеризует пучок относительно «повреждающей» дозы на здоровую ткань: чем больше величина *AR*, тем (при прочих равных) получит меньшую дозу здоровая ткань. Интегрирование выполняется по наиболее важному направлению, совпадающему с осью пучка. Для FCB MIT величина *AR* = 5.0.

3. Мощность дозы в опухоли на предельной глубине «выигрыша» $ADDR^{10} - D_{tumor}(AD)$. Это «клинический» критерий, определяющий время необходимой экспозиции. Чем больше ADDR, тем меньше это время. Для FCB MIT эта величина, благодаря конвертеру тепловых нейтронов, достаточно велика: $D_{tumor}(AD) = 126 \div 172$ сГр-экв./мин, в зависимости от мощности реактора и содержания вводимого бора.

Но на практике дело не ограничилось этими критериями. Важными и используемыми являются следующие критерии.

4. Терапевтическое отношение *TR*¹¹ – отношение «полезной» дозы в опухоли на глубине *x* к максимальной «вредной» дозе в ткани на оси пучка:

$$TR(x) = \frac{D_{tumor}(x)}{D_{tissue}^{\max}}.$$
(3)

Это очевидная характеристика того, в какой степени пучок является эпитепловым. Терапевтическое отношение, в частности, позволяет определить максимальную величину терапевтической дозы, которая может быть подведена к опухоли на глубине х. Если принять, что максимальное значение дозы для здоровой ткани

D^{toler} (обычно принимается ~12.6 Гр-экв), то предельное значение терапевтичес-

(1)

⁸ Compound Biological Effectiveness (CBE, [2], p. 34).

⁹ Advantage Ratio

¹⁰ Advantage Depth Dose Rate

¹¹ Therapeutic Ratio

кой дозы $D_{tumor}^{max}(x) = D_{tissue}^{toler} \times TR(x)^{12}$. Применение НЗТ для глубокозалегающих опухолей эффективно при TR > 1.

5. При расчетах характеристик нейтронных пучков нами был сформулирован и широко использовался близкий к *TR* по смыслу критерий, выделяющий эффект ¹⁰В: доля «борной» составляющей *BF*¹³ в полной мощности дозы в опухоли:

$$BF(x) = \frac{C \mathcal{L} \mathcal{P}_{B,tumor} \cdot \mathcal{D}_{B,tumor}(x)}{\mathcal{D}_{tumor}(x)} .$$
(4)

Чем ближе величина *BF* к единице, тем меньше влияние «не нейтрон-захватных» компонент дозы (прежде всего, протонной и гамма-компонент) и тем меньше облучение здоровой ткани.

6. Роль же «не нейтрон-захватных» компонент дозы может оттенить дополняющий *BF* критерий, встречающийся в литературе: мощность фоновой дозы в здоровой ткани на один нейтрон. Поскольку этот критерий не поименован, для краткости далее будем его называть «фоновой дозой)» *BD*¹⁴:

$$BD(x) = \frac{0\mathcal{D}\mathcal{J}_{N}(x) \cdot D_{N} + 0\mathcal{D}\mathcal{J}_{0} \cdot D_{0}(x) + 0\mathcal{D}\mathcal{J}_{fast} \cdot D_{fast}(x) + 0\mathcal{D}\mathcal{J}_{\gamma} \cdot D_{\gamma}(x)}{\Phi_{tot}(x)},$$
(5)

где $\Phi_{tot}(x)$ — плотность полного потока нейтронов. Чем меньше величина *BD*, тем меньше повреждается окружающая опухоль тканью. Для FCB MIT величина $BD = 2.8 \cdot 10^{-12}$ сГр-экв. см²/нейтрон (к сожалению, глубина *x* не указана).

ВТОРИЧНЫЕ КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА ПУЧКА ДЛЯ НЗТ

Целесообразность введения вторичных КК очевидна: они позволяют сравнивать качество выводимых пучков, не привлекая такие достаточно сложные материи, как значения *СБЭ* и *ОБЭ* для данных условий облучения и т.п. При этом расчет транспорта излучений в фантоме не является необходимым, что во многих случаях существенно облегчает проведение серийных расчетов. Вторичные КК могут непосредственно фигурировать в качестве ограничений в задачах оптимизации характеристик выходящего пучка. Вторичные критерии получены явно или нет из первичных: предполагается, что пучок, имеющий лучшие характеристики по вторичным КК относительно H3T, будет иметь и лучшие характеристики по первичным дозиметрическим характеристикам. Разделение критериев на первичные и вторичные является мощным методологическим средством.

Однако в отличие от первичных, однозначно определяемых и легко сопоставимых, вторичные КК достаточно вариабельны и по номенклатуре, и по величинам составляющих функционалов. Эти функционалы могут различаться в два раза и более. Суммируя, можно принять за достаточно общепринятые значения основных вторичных критериев на выходе пучка следующие величины:

• плотность потока эпитепловых нейтронов $\Phi_{epi} \ge 1.10^9$ см⁻² с⁻¹;

• отношение мощности поглощенной дозы гамма-излучения к плотности потока эпитепловых нейтронов D_{γ}/Φ_{epi} < (2 ÷ 5) 10^{-11} сГр·см²;

• отношение мощности поглощенной дозы быстрых (E > 10 кэВ) нейтронов к плотности потока эпитепловых нейтронов $D_{fast} / \Phi_{epi} < (2 \div 5) \ 10^{-11} \ cГp \cdot cm^2;$

• доля тепловых нейтронов Φ_{therm}/Φ_{epi} < 0.05;

• отношение аксиального тока эпитепловых нейтронов к потоку $J_{epi}/\Phi_{epi} > 0.7$.

Следует отметить, что это именно желательные значения критериев: ни один существующий пучок в полной мере не удовлетворяет этим требованиям (кроме,

¹³ Boron Fraction

¹² При «однолучевой» экспозиции, т. е. с одного направления

¹⁴ Background Dose

естественно, эталонного пучка MIT, измерения на котором «в воздухе» послужили основой для последующего формирования значений вторичных критериев). Данные, содержащие сведения о проектируемых пучках, или не удовлетворяют полностью вторичным критериям, или удовлетворяют этим критериям в «абстрактной» ситуации: например, для коллимационной системы, «висящей в воздухе», без учета реального окружения блока вывода пучка, требований биологической защиты и т.п.

СОПОСТАВЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПУЧКОВ ПО ВТОРИЧНЫМ КК

В табл. 1 приведены характеристики существующих пучков (первые 4 столбца и последний столбец) и проектируемых. Среди представленных проектируемых пучков к пучкам для H3T относятся только пучки медицинского реактора «MAPC» [4] и ниши экспериментальных устройств (H3Y) [5] реактора BBPц. Что же касается пучков тяжеловодного реактора TBP-50 [6] и пучка горизонтального канала-1 (ГК-1) реактора BBPц [7], то эти пучки ориентированы на применение в нейтрон-соударной терапии (HCT). Поэтому далее они будут рассмотрены с точки зрения возможности «усиления» («бустирования»¹⁵) HCT посредством H3T.

Таблица 1

Характеристики некоторых существующих и проектируемых реакторов и пучков

Реактор	FCB MIT США	Espoo Финлд.	HFR ¹ Нидерл.	ТАР ² Итал.	«MAPC»	TBP–50 [6]	НЭУ ВВРц [5]	ГК–1 ВВРц [7]
Мощность, МВт	5	0.25	45	0.005	0.010	50	10	10
Материалы коллимационной системы	D ₂ O Al S Cd	Fl³	Al S Ti Cd Ar	AIF₃ Рb Niидр.	FI MgF2 LiF PbF Pb	FI Pb и др.	FI Al ₂ O ₃ ⁶ Li ₂ CO ₃ Рb Ві бораль	FI Pb и др.
$\Phi_{\it epi}$, 10 9 CM $^{-1}$ C $^{-1}$	4.2	1.1	0.33	0.8	0.9÷1.5	2.9	2.4	5.0
<i>D</i> _γ /Ф _{ері} , сГр см², 10-11	1.3	0.5	10	4.1	1.5÷5.4		0.46	
<i>D_{fast} /Ф_{ері}</i> сГр см², 10-11	4.3	2.0	8.6	3.9	12÷33		5.7	
J_{epi} / Φ_{epi}	0.84			0.69	0.75÷0.77	0.96	0.70	0.97
Обогащение топлива по ²³⁵ U, %	KTH ⁴	20	LEU⁵	93.5	17	_	36	

¹высокопоточный реактор (Петтен, Нидерланды);

²реактор на быстрых нейтронах TAPIRO;

³Fluental (состав 56% F, 43% Al, 1% LiF);

⁴конвертер тепловых нейтронов;

⁵Low Enriched Uranium, < 20 %

Из данных табл. 1 видно, что характеристики пучков реактора «МАРС» и НЭУ ВВРц, ориентированные на НЗТ, удовлетворяют вторичным КК. Они вполне конкурентоспособны, особенно по представительной совокупности характеристик установки в целом, по отношению к пучкам существующих реакторов. Для реактора «МАРС» в расчетах было получено несколько вариантов коллимационных систем, поэтому в таблице приведены диапазоны КК, соответствующих различным вариантам. Из этих характеристик пучка реактора «МАРС» несколько выделяется отно-

¹⁵ booster – усилитель

шение D_{fast}/Φ_{epi} , превосходящее по величине соответствующие отношения для всех остальных пучков. Это должно насторожить расчетчика, если он в выборе композиции и конфигурации блока вывода пучка ориентируется исключительно на вторичные критерии.

В оптимизационных расчетах для пучка реактора «МАРС» предпринимались попытки уменьшить отношение D_{fast}/Φ_{epi} , сохраняя при этом «хорошие» значения остальных вторичных КК. Но специфика реактора «МАРС» не позволила существенно уменьшить относительную долю быстрых нейтронов, приблизив ее к эталонному значению. К особенностям реактора «МАРС», отличающим его от всех представленных в табл. 1 реакторов и ограничивающим возможности уменьшения отношения D_{fast} / Φ_{epir} , относятся малые габариты активной зоны (АЗ) и канала вывода. Попытка увеличить габариты фильтра (см. [4]) приводит к довольно резкому уменьшению плотности эпитеплового потока из-за геометрической расходимости пучка. При этом ухудшается и отношение «ток к потоку» J_{epi}/Φ_{epi} из-за приближения рассеивающего фильтра к выходу пучка. Сказанное не противоречит тому, что реактор TAPIRO, имеющий даже меньшие габариты АЗ, имеет, тем не менее, и меньшее значение отношения D_{fast} /Ф_{ері}. Данное обстоятельство объясняется, во-первых, тем, что максимальный поток в центре АЗ реактора «МАРС» почти в 4 раза меньше, чем эта величина для TAPIRO (1.1.1012 см-2с-1 и 4.0.1012 см-2с-1) и, во-вторых, выходящие из A3 реактора TAPIRO нейтроны имеют распределение практически по спектру деления. Из малой АЗ реактора TAPIRO, состоящей из почти чистого ²³⁵U, не выходят промежуточные и, тем более, тепловые нейтроны. Для реактора «МАРС» доля нейтронов с энергией < 10 кэВ, покидающих поверхность АЗ ~ 25%. Все это обеспечивает бульшую проникающую способность нейтронов из АЗ реактора TAPIRO. Эти нейтроны, покинувшие с большой энергией поверхность АЗ, эффективно замедляются до эпитепловых в коллимационной системе, габариты которой намного (~ в 2.5 раза) превышают габариты коллимационной системы для реактора «МАРС». В коллимационной системе реактора «МАРС» нейтроны «не успевают» полностью перейти в эпитепловую область энергии.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПУЧКОВ ПО ПЕРВИЧНЫМ КК

В табл. 2 представлены значения первичных КК для нейтронных пучков, ориентированных на НЗТ и рассмотренных выше. Представленные величины получены для одинаковых концентраций ¹⁰В в опухоли и ткани, принятых обычно при сопоставлении характеристик пучков (65 и 18 мкг/г соответственно).

Таблица 2

Реактор	FCB MIT США	Espoo Финлд.	HFR Нидерл.	TAPIRO Итал.	«MAPC»	НЭУ ВВРц
Глубина «выигрыша» AD, см	9.3	9.0	9.7	9.7	7.9÷8.8	8.9
«Выигрыш» AR	6	5.8	5.4		5.2÷5.5	5.5
Мощность дозы на глубине «выигрыша» <i>ADDR</i> , сГр-экв./мин	172	45	19	25	33÷35	76

Первичные КК некоторых существующих и проектируемых реакторов и пучков

Данные табл. 2 подтверждают выводы о конкурентоспособности проектируемых пучков на действующем и разрабатываемом отечественных реакторах ВВРц и «МАРС». Для пучка реактора «МАРС» недостаток во вторичных качествах по отношению к другим пучкам, указанный выше, не отразился на «потребительских» пер-
вичных КК. Бо́льший, чем для остальных пучков относительный вклад дозы быстрых нейтронов вполне скомпенсировался гораздо меньшей относительной долей гамма-излучения (см. (1)). Меньшая доля гамма-излучения в пучке реактора «МАРС» объясняется несколькими обстоятельствами, главные из которых:

• относительно высокая средняя плотность материала АЗ сравнительно с плотностями АЗ тепловых реакторов таблицы: подавление гамма-излучения АЗ реактора «МАРС» преобладает над генерацией вторичного гамма-излучения нейтронами в АЗ;

• высокой плотностью материала отражателя (сталь) и особенно материала защиты (обедненный уран);

• старт-стопный режим работы реактора «МАРС», при котором наработка продуктов деления соответствует не рабочей мощности реактора 10 кВт, а средней (2 ч работы в сутки)/(24 ч–2 ч)×10 кВт ~ 1 кВт, что в 5 раз меньше, чем даже «рекордно» малая мощность реактора TAPIRO;

• относительно большая толщина собственно фильтра (~ 50 см) пучка реактора «МАРС», подавляющего как излучение АЗ, так и вторичные гамма-кванты из фильтра и коллиматора (ср. толщину фильтра пучка реактора TAPIRO, которая равна 31 см).

Следует отметить, что по столь важному первичному КК, как мощность дозы на глубине «выигрыша» *ADDR*, который определяет время экспозиции, пучок реактора «MAPC» значительно превосходит пучок реактора HFR и даже пучок реактора TAPIRO, что является прямым следствием бо́льшей относительной доли быстрых нейтронов «в воздухе».

Что касается первичных КК для НЭУ ВВРц, то они также вполне конкурентоспособны. По критерию *ADDR*, в частности, НЭУ ВВРц уступает только эталонному FCB MIT.

В табл. 3 представлены характеристики проектируемых для H3T пучков относительно такого первичного КК, как мощность фоновой дозы в здоровой ткани на один нейтрон *BD*. Эта величина представлена в литературе только для эталонного пучка FCB MIT. Из данных таблицы видно, что и по этому КК проектируемые пучки не уступают эталонному.

Таблица 3

Отношение фоновой мощности дозы в ткани к плотности потока нейтронов (BD, Гр-экв. см²/нейтрон)

	Глубина в ткани, см			
	2	4	6	8
FCB MIT	2.8·10 ⁻¹² , глубина не указана			
«MAPC»	1.54 ·10 ⁻¹²	1.51 ·10 ⁻¹²	1.89 ·10 ⁻¹²	2.48·10 ⁻¹²
НЭУ ВВРц	1.37 ·10 ⁻¹²	1.70·10 ⁻¹²	2.19·10 ⁻¹²	2.97 ·10 ⁻¹²

На рис. 1 представлено типичное распределение доз в опухоли и ткани, полученное для одного из вариантов вывода пучка НЭУ ВВРц. Это распределение наглядно иллюстрирует «избирательный» эффект НЗТ, состоящий в резком различии «полезной» дозы, подведенной к опухоли, и «вредной» дозы в здоровой ткани.

Весьма важный первичный КК: терапевтическое отношение *TR* для проектируемых пучков представлен на рис. 2 в сопоставлении с эталонным значением. Для этого критерия данные для пучка НЭУ ВВРц несколько ближе к эталону, чем для пучка реактора «MAPC». Это также является следствием бульшей «примеси» быст-

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ





рых нейтронов в «свободном» пучке (и, следовательно, «в фантоме») для реакто-

рых неитронов в «своюодном» пучке (и, следовательно, «в фантоме») для реактора «МАРС», что непосредственно следует из (1).

«УСИЛЕНИЕ» НСТ ПОСРЕДСТВОМ НЗТ

Пучок тяжеловодного реактора ТВР-50 не может быть полностью адаптирован к задачам НЗТ в силу особенностей спектра утечки из АЗ этого реактора (см. [6]). Подобным же образом пучок ГК-1 реактора ВВРц не может быть радикально «переделан» в пучок для НЗТ: конфигурация канала вывода пучка фиксирована, и какая-либо существенная модификация этой конфигурации, возможная только вблизи выхода канала пучка, приведет к резкому уменьшению (в 10³ и более раз) интенсивности излучения пучка. В этих условиях можно говорить только об «усилении» нейтрон-соударной терапии посредством использования борсодержащих соединений (так называемая «бустовая» терапия).

В расчетах для пучка реактора ТВР-50 исследовано несколько вариантов канала вывода пучка (см. [6]):

а) цилиндрический постоянного сечения;

b) оптимизированный по конфигурации: составленный из конической и цилиндрической частей и снабженный коллиматором;

с) оптимизированный в соответствии с b) и дополненный гамма-фильтром;

d) оптимизированный в соответствии с c) и дополненный модификатором спектра.

Для всех вариантов канала вывода получен вклад «борной» составляющей дозы, усиливающий терапевтический эффект. Доля этой составляющей дозы на глубине в фантоме, где эта доза максимальна, в известной степени характеризует эффект усиления. Она изменяется вполне закономерно от ~ 38% (а)), затем ~ 47% (b)), далее ~ 61% (c)) и, наконец, ~ 79% (d)). Естественно, в этой последовательности монотонно (и существенно) уменьшается и «полезная» терапевтическая доза и, соответственно, растет время необходимой экспозиции. Но эффект «борной» добавки не зависит от мощности терапевтической дозы (соответственно от времени экспозиции). Он определяется различием в концентрации ¹⁰В в опухоли и в ткани. Если для пучков, ориентированных полностью на H3T, этот эффект может достигать в максимуме ~ 6 (рис. 1), то в условиях «усиления» этот эффект пропорционален доле борной составляющей.

Для канала ГК-1 реактора ВВРц были выполнены оптимизационные расчеты, определившие целесообразность установки на выходе пучка, в так называемой экспериментальной камере, блока с модификатором спектра и гамма-фильтром. Для различной конфигурации и материального состава блока получены характеристики «борного» усиления. На рис. 3 в качестве иллюстрации представлено распределение доз в фантоме для блока вывода конической конфигурации с гамма-фильтром (Pb, толщина 7 см) и модификатором спектра (Al, толщина 27.5 см). Сопоставив значения доз в опухоли $D_{tumor}(x)$ на рис. 3 и 1, можно оценить, к каким потерям в интенсивности приводит модификация канала пучка на выходе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное комплексное расчетное исследование позволяет сделать следующие выводы:

 первичные и вторичные критерии качества пучка для H3T в целом являются непротиворечивыми для «традиционных» реакторных установок и вполне согласуются: лучшие характеристики относительно вторичных КК, т. е. для пучка «в воздухе» обычно обеспечивают и лучшие характеристики первичных КК, т. е. для пучка «в фантоме»;

• однако для «нестандартных» реакторных установок (например, для стартстопного медицинского реактора малой мощности «МАРС») это соответствие не



Рис. 3. Мощности доз в опухоли и ткани и их компоненты для пучка ГК-1 ВВРц: — $-D_{tumor}$; $-D_{tumor}$ – $Cb\beta_{B,tumor}D_{B,tumor}$; $-D_{--}$ – $-D_{tissue}$; ----- – $Ob\beta_{fast}D_{fast}$; — $-Ob\beta_{N}D_{N}$;

столь однозначно: в «игру» могут вмешаться характеристики (функционалы), не учитываемые в принятой номенклатуре критериев;

• для пучков, ориентированных на применение нейтрон-соударной терапии, может быть сделан общий вывод о безусловной целесообразности усиления терапевтического воздействия посредством бор-нейтрон-захватной терапии;

• «расплывчатость», неполнота и известная неоднозначность вторичных КК вполне объяснима: если первичные КК характеризуют результат, т.е. дозиметрические величины в опухоли и в ткани, то вторичные КК отражают, причем достаточно грубо, «предварительное» состояние пучка;

• в частности, следует отметить, что согласно вторичным КК необходимо сформировать эпитепловой поток плотностью $\Phi_{epi} \ge 1 \cdot 10^9 \text{сm}^{-2} \text{c}^{-1}$ в диапазоне 0.4 эВ < E < 10 кэВ; в свете выполненных расчетных исследований такое требование кажется достаточно абстрактным, поскольку различный спектр эпитепловых нейтронов в интервале энергии, охватывающем три порядка, определит достаточно различающиеся величины первичных КК, т.е. различные поля в фантоме;

• из сказанного следует очевидный вывод: при расчетном конструировании блока вывода пучка, на стадии серийных и оптимизационных расчетов вполне разумно ориентироваться на вторичные КК, но полученные варианты конфигурации и материального состава блока вывода пучка необходимо тестировать расчетами «в фантоме» для определения значений первичных КК.

В заключение отметим, что все расчеты, результаты которых использованы в данной работе, выполнены с помощью программных комплексов REMP1 [8], КАС-КАД [9] и MCNP [10].

Литература

1. Rolf F. Barth, Jeffrey A. Coderre, M. Grasa H. Vicente, and Thomas E Blue. Boron Neutron Capture Therapy of Cancer: Current Status and Future Prospects // Clin. Cancer Res. – 2005. – № 11(11). – June 1. – P. 3897-4002.

2. Current status of neutron capture therapy / Report of International Atomic Energy Agency No. 1223. Vienna, 2001, 289 p.

3. Zamenhof R.G., Murray B.W., Brownell G.L., Wellum G.R., and Tolpin E.I. Boron Neutron Capture Therapy for the Treatment of Cerebral Gliomas. 1: Theoretical Evaluation of the efficacy of Various neutron Beams, Med. Phys., 2: 47-60, (1975).

4. *Кураченко Ю.А., Казанский Ю.А., Левченко А. В., Матусевич Е.С.* Вывод нейтронных пучков и защита медицинского реактора «МАРС» // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2006. – №4. – С. 36-48.

5. *Клепов А.Н., Кураченко Ю.А., Левченко В.А., Матусевич Е.С.* Применение методов математического моделирования в ядерной медицине/ *Под ред. д.ф.-м.н. Е.С. Матусевича.* – Обнинск: СОЦ-ИН, 2006. – 204 с.

6. *Кураченко Ю.А., Казанский Ю.А., Левченко В.А. Матусевич Е.С*. Перспективы тяжеловодного реакторадля нейтронной терапии злокачественных новообразований // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – №1. – С. 116 – 125.

7. Проект медицинского комплекса на реакторе ВВРц/Вкн.: А.Ф. Цыб, С.Е. Ульяненко, Ю.С. Мардынский. Нейтроны в лечении злокачественных новообразований. – Обнинск: БИСТ, 2003. – С. 75 – 87.

8. *Кураченко Ю.А*. REMP1 – система программ для оперативного расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов и гамма-излучения в одномерных защитных композициях/В кн.: Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах. Сборник научн. трудов/Подред. д.ф.-м.н. Т.А. Гермогеновой. – М.: ИПМ им. М.В. Келдыша, 1981.

9. Voloschenko A.M., Shwetsov A.V. The KASKAD-1 Two-Dimensional Discrete Ordinates Nodal Transport Code / Proceedings of International Topical Meeting on Advances in Mathematics, Computations and Reactor Physics. Pittsburgh, USA, April 28 – May 2, vol. 5, p. 30.34-1.1991.

10. *Judith F. Briesmeister* MCNP (A General Monte Carlo N-Particle Transport Code) Users Manual, Los Alamos National Laboratory Report, LA-13709-M, Version 4C UC 700 (April 10, 2000).

Поступила в редакцию 18.12.2007

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА В ЛИЦАХ. PERSONALIA



3 января 2008 г. исполнилось 60 лет ректору Обнинского государственного технического университета атомной энергетики д.т.н. профессору Николаю Леонидовичу Сальникову

Н.Л. Сальников окончил ОФ МИФИ в 1976 г., и с тех пор вся его жизнь связана с родным вузом: аспирант, преподаватель, декан, проректор по науке, один из создателей нашего журнала «Известия вузов. Ядерная энергетика».

Научная деятельность Н.Л. Сальникова началась еще в студенческие годы под руководством зав. кафедрой АСУ В.А. Острейковского Основные

научные результаты – приложения теории случайных процессов к новой тогда предметной области – ядерной энергетике. Более 150 научных работ, технических отчетов, книги, авторские свидетельства – все это позволило защитить в 1983 г. кандидатскую диссертацию, а в 1994 – докторскую.

Совмещая активную научную работу с административной, Н.Л. Сальников воспитал 7 учеников, успешно защитивших кандидатские диссертации.

С 2000 г. Н.Л. Сальников – ректор ИАТЭ, впервые избранный на альтернативной основе. Под его руководством Обнинский институт атомной энергетики получил в 2002 г. статус государственного технического университета. Сейчас в университете открываются новые специальности, кафедры, активно развиваются новые научные направления. В 2008 г. получена лицензия на открытие медицинского факультета.

В Программе развития г. Обнинска как наукограда Н.Л. Сальников отвечал за создание университетского комплекса.

С 2001 г. Н.Л. Сальников возглавляет Совет ректоров Калужской области. За внедрение новых форм взаимодействия вузов региона Постановлением Губернатора награжден медалью «За особые заслуги перед Калужской областью».

Много лет продолжается активное сотрудничество с концерном «Росэнергоатом» в области обеспечения надежной и безопасной эксплуатации оборудования АЭС, а также в подготовке кадров для отрасли. За плодотворную деятельность в этой области Н.Л. Сальников награжден серебряной и золотой медалями «За заслуги в повышении безопасности атомных станций».

Николай Леонидович продолжает и активную педагогическую деятельность, читает лекции по проектированию информационных систем, воспитывает новое поколение исследователей, руководит дипломными проектами и не устает повторять коллегам свой знаменитый девиз: «Студента надо любить!». Наверное, поэтому он награжден знаком «Почетный работник высшего профессионального образования», а Федеральное агентство по атомной энергии наградило Н.Л. Сальникова самым престижным знаком отрасли – орденом Е.П. Славского.

Природная интеллигентность и высокая порядочность позволяют Николаю Леонидовичу принимать решения и эффективно их реализовывать в одной команде с коллегами. Источником его оптимизма является вера в человека и его неограниченные возможности, а любимая фраза: «Как мне нравится жить!» – передает этот оптимизм окружающим.

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.58

Methodology of Erosion-Corrosion Wear Prediction by Neuron Net Modeling \V.I. Baranenko, O.M. Gulina, D.A. Dokukin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 6 pages, 1 table, 3 illustrations. – References – 5 titles.

There is discussed the problem of ECW in NPP equipment, also the classification of prediction models is performed. The methodology of NPP equipment ECW prediction by using of neuron net models is observed.

УДК 621.039.5

The Concervatism Estimations Providing of Reliability of Nuclear Technologies Objects Including Low Statistics of Failures \Y.V. Volkov, D.S. Samohin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 8 pages, 1 table, 5 illustrations. – References – 7 titles.

The method of the analysis of a degree of the conservatism estimations of reliability and safety parameters of nuclear technologies objects is developed and shown on data of reactor VVR-C emergency shutdowns. Opportunities of the offered approach are shown by the analysis of statistical data on failures of the equipment, including low statistics of failures.

УДК 621.039.564

Automatic Complex Control System of Condition of Technological Channels of the RBMK-1000 Reactor A.I. Trofimov, A.V. Nahabov, M.G. Kalenishin, S.I. Minin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 6 pages, 5 illustrations. – References – 2 titles.

The results of development the algorithm and software for the complex control system have been shown in the article. The system allows to control diameter, linearity and thickness of technological channels. Also defects of a channel's metal are detected by the system.

УДК 519.7:574

Analyze of the Distribution Functions Soils Biological Activity in Technogenic Contaminated Areas \N. Pavlova, V. Romancov, E. Sarapulseva; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 7 pages, 3 illustrations. – References – 13 titles.

In this work a lot of biological activity parameters have been analyzed. The results were processed statistically. This work demonstrates that CO2 flax, metanogenic and denitroficated activities of soil microbocinoses are statistically significant for biological analysis of technogenic contaminated areas.

УДК 621.039.5

Georeacror in Bowels of the Earth \ A.A. Bezborodov, N.V. Gusev, I.R. Suslov, V.I. Folomeev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 11 pages, 4 illustrations, 3 tables. – References – 40 titles.

The possibility of long proceeding of nuclear fission chain reactions in Earths bowels during 4 gygayears up to date is researched. Natural fast breeder in state of "lakes" may have been formed in settling down of uranium oxides or uranium carbides from liquid layer onto a solid Earths core. Mechanism of uranium concentration at the Earths core have been given. Corresponding experiments have carried out. In this layer chain nuclear reaction could occured with new fissile nuclides breeding. Neutron physics performance data of the georeactor have been calculated. It is possible that it takes place pulse mode operation haw it was in case of natural nuclear reactor in Oklo (Gaboon). International set neutrino detectors are available to detect georeactor characteristics.

УДК 621.039.5

Some Neutron-Physical and Thermo-Hydraulic Characteristics of Improved Facility MASTER \Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, Yu.S. Yurev, V.A. Barshevtsev, V.A. Belugin, S.L. Dorokhovich, A.A. Kazantsev, A.V. Levchenko, Yu.D. Levchenko, D.M. Titov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 4 tables, 7 illustrations. – References – 5 titles.

Current paper results in technical improvement of self-contained small power reactor MASTER for heat supply.

The main directions of the facility improvement are: decrease of uranium enrichment below 20% to satisfy the international requirements for non-proliferation of nuclear materials; increase of thermal power to reduce the cost of produced power; decrease of expensive beryllium content in the reactor core; application of innovative passive methods of power self-control during burnup.

Present feasibility study demonstrates much better neutron-physical and thermo-hydraulic characteristics of improved facility MASTER in comparison with previous variant [1].

УДК 621.039.56

Supercritical Light-Water Reactor with (Th-U)02 Fuel: How to Suppress Temperature Reactivity Coefficient \E.G. Kulikov, A.N. Shmelev, G.G. Kulikov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 9 pages, 8 tables, 2 illustrations. – References – 8 titles.

The search of ways to suppress temperature reactivity coefficient (TRC) in the central part of supercritical light-water reactors core is realized. It is proposed to add little amounts of ²⁴¹Am into the fuel: ²⁴¹Am is able to increase the values of TRC considerably. It is demonstrated the possibility to guarantee negative and not big in magnitude values of TRC in the whole supercritical light-water reactors core during entire campaign.

УДК 621.039.543.6

Neutron Radiation of Irradiated MOX- fuel with Different Burn up \I.V. Shamanin, P.M. Gavrilov, S.V. Bedenko, V.V. Martynov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 8 pages, 3 tables. – References – 10 titles.

All basic nucleus processes, which brings to forming the field of the neutron radiation of irradiated in reactor WWER-1000 MOX-fuel, are considered. Contributions of the spontaneous fissions, reactions (γ , n) and (α , n) occurring in the fuel matrix in to the total neutron radiation of irradiated fuel are determined. There are founded causes of significant differences between neutron radiation of irradiated standard and MOX-fuel when the same burn up.

УДК 621.039.543.6

Neutron Riation of Sent Nclear Fel with Rised Burn-up \I.V. Shamanin, P.M. Gavrilov, S.V. Bedenko, V.V. Martynov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 7 pages, 1 table, 2 illustrations. – References – 12 titles.

Designs for the WWER-1000 spent fuel transportation container were made for a burn up degree no more then 40 MWd/kg. Even now burn up degree for the some spent fuel assemblies more then above mentioned. Activity of a spent fuel is increased with a burn up degree. But containers were designed with safety factor two for the gamma-irradiation. So the is no worry about radiation safety connected with this part of radiation from spent fuel. The α - and β -irradiations have much less penetrability than gamma one and could be ignored. Bun neutron irradiation degree is still a question and shielding from this type of radiation has to be proved.

All nuclear processes resulting to neutron generation within a spent fuel are examined. Total neutron intensity per weight unit of WWER-1000 spent fuel caused by (α , n) reactions, (γ , n) reactions and spontaneous fissions of uranium and transuranium nucleus proceeding were determined.

Contribution of (γ, n) reactions to entire neutron intensity of WWER-1000 spent fuel was estimated according with his burn-up degree.

УДК 621.039.542:536.24

Experimental Researches of Direct Contact Steam Generators Characteristics with Heavy Liquid Metal Heat-Carriers \A.V. Beznosov, T.A. Bokova, S.U. Savinov, P.A. Bokov, M.D. Zefirov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 8 illustrations. – References – 4 titles.

Experimental researches of direct contact lead and lead-bismuth heat-carriers steam generators elements characteristics are resulted.

The water-steam phase input and dispergation devices entered into liquid metal, formed bubbles sizes, the bubbles emersion speed, characteristics of heat exchange between liquid metal and bubbles were researched. Experiments were conducted under a range of lead and lead-bismuth eutectic temperatures $350-550^{\circ}$ C; pressure of submitted water 0,2-8,0 MPa; forming bubble and the jet (torch) outflow charges of water up to 200 kg/h; durable liquid metal free surface steam loading up to 10,0 m³/m²h.

УДК 621.039.534

Numerical Modeling of Fragmentation in Liquid Media with Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) Method \A.P. Vorobev, V.I. Kriventsev, Qian Lin, Xuewu Cao; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 3 illustrations. – References – 10 titles.

An application of the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method to liquid media fragmentation is demonstrated. Sample hydrodynamics problems are solved numerically. The detailed mathematical explanation of the method is given for non-viscous fluid approach while using artificial dissipative term applied in the Euler equation.

УДК 536.24.621.039.526

Natural Convection Specificity in Complex Loops \S.G. Kalyakin, Yu.P. Djusov, Yu.Yu. Shteyn, Yu.V. Klimanov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 1 table, 5 illustrations. – References – 10 titles.

Now the natural convection is of great interest for many researchers from the point of view its use in the systems of passive cooling and removal of residual heat from nuclear reactor core at accident situations. Due to it investigation of the natural convection specificity is rather actual and useful for the NPP safety validation.

In this paper the investigation of natural convection evolution dynamics in closed loop is presented and the character of flow parameters changing in dependence of different factors (heat generation intensity, loop geometry) is shown.

УДК 621.039.564

Choosing of Frequency Range for Thermocorrelation Flowmeter \B.V. Kebadze, V.A. Shurupov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 7 pages, 1 table, 1 illustration. – References – 8 titles.

Thermocorrelation method is widely used at test facilities and reactors in particular for flow measurement in fuel subassemblies. The experiments at flow calibration rig and reactor loop using hardware and digital filters suggested strong dependence of booth systematic and statistical error from frequency range chosen. Some practical recommendations are given for different conditions with the aim to minimize total error.

УДК 532.542:621.181.6

The Reduce of VVERs Steam Generator Power Output due to Deposits on the Tubes \A.A. Lukyanov, V.B. Smykov, Yu.S. Yuriev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya

energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 8 pages, 4 illustrations. – References – 15 titles.

Analytical relationships were obtained for estimating how the distribution of temperature and heat flux vary along a steam-generating tube and how the steam generator power output reduces due to formation and accumulation of deposits.

УДК 621.039.532.21

Analytical Scheme of Defects Evolution in the Crystal Lattice of Graphite at the Reactors Irradiation \V.N. Nesterov, I.V. Shamanin, E.G. Emets, A.A. Tsyganov, S.G. Kotlyarevsky, A.O. Pavlyuk; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 9 pages, 1 table, 7 illustrations. – References – 3 titles.

The article is devoted to the analytical description of the damage and restoration process in the crystal structure of reactors graphite. The basic criterion of graphite serviceability is the degree of achievement critical fluence of damaging neutrons. The defects formation process analytical scheme describing the change of atoms number of crystal lattice, simple and complex defects was developed. On the basis of the scheme the system of the differential equations is made. The analysis of the solving of equations system and experimental data on the accumulating energy (Wigners energy) for industrial uranium – graphite reactors has allowed determining the dependence of a recombination constant for dot defects from temperature of an irradiation. Comparison of calculated and experimental dependences of the critical fluence from temperature of an irradiation, and also calculated and experimental asymptotes dependences of Wigners energy on time of an irradiation of graphite is carried out.

УДК 621.039.52:615.849.1

Reactor Beam Removal Unit Optimization for Neutron Therapy \Yu.A. Kurachenko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 1 illustration. – References – 10 titles.

The REMP1 routine shielding optimization code is described as well as new OPT1D & OPT2D codes are introduced. These newly developed program systems are based on integration of the universal nonlinear programming search technique and well-known transport ROZ-6 (1D) and KASKAD (2D) codes. New software is tested for efficiency on a series of optimization problems of increasing complexity arisen in beam removal unit calculation for the "MARS" neutron therapy reactor facility.

УДК 621.039.52:615.849.1

Neutron Therapy Beams Performance Criteria \Yu.A. Kurachenko, Yu.A. Kazansky, A.V. Eu.S. Matusevich; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 11 pages, 3 tables, 3 illustrations. – References – 10 titles.

The performance criteria (PCRs) for neutron beams designed for neutron capture therapy (NCT) are classified and replenished. The PCRs differentiation is made to distinct clearly the primary ("in phantom") & secondary ("in air") of them. Both kinds of PCRs are tested for existing and designed NPPs, namely, the VVRc, "MARS" and HWR-50 reactors. The PCRs comparison is made with the FCBeam MIT which is stated overall as a reference one for the NCT. A conclusion of the secondary criteria necessary verification by the primary ones is drawn. The designed NCT beams competitiveness, based on calculation performed, is proved. Furthermore, reasonability of the fast neutron therapy enhancement by the NCT is validated.

НАШИ АВТОРЫ

Беденко С.В. – ассистент кафедры «Физикоэнергетические установки» физико-технического факультета Томского политехнического университета (ТПУ). Область научных интересов: ядерная физика и ядерные технологии. Безбородов А.А. – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ГНЦ РФ-Физико-энергетического института им. А.И. Лейпунского (ГНЦ РФ-ФЭИ). Воробьев А.П. – аспирант Обнинского государственного технического университета атомной энергетики (ИАТЭ).

Гаврилов П.М. – д.т.н., генеральный директор ФГУП «Горно-химический комбинат» г. Железногорск. Научные интересы: ядерные технологии, в том числе ядерные энергетические технологии.

Гусев Н.В. – научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ. Емец Е.Г. – студент кафедры «Физикоэнергетические установки» физико-технического факультета ТПУ. Область научных интересов: экспериментальное и теоретическое исследование ядерно-физических и физико-механических свойств реакторного графита.

Кебадзе Б.В. – к.т.н., начальник лаборатории методов и средств измерения теплогидравлических параметров ЯЭУ ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов: диагностика, измерение реакторных параметров.

Котляревский С.Г. – начальник группы технической лаборатории реакторного завода ФГУП «Сибирский химический комбинат» (г. Северск). Область научных интересов: экспериментальное и теоретическое исследование ядерно-физических и физико-механических свойств реакторного графита.

Кривенцев В.И. – к.т.н., доцент ИАТЭ.

Куликов Г.Г. – к.ф.-м.н., с.н.с. Московского инженерно-физического института (МИФИ). Куликов Е.Г. – аспирант МИФИ.

Лукьянов А.А. – к.х.н., начальник отдела ГНЦ РФ-ФЭИ.

Мартынов В.В. - начальник отдела радиационной безопасности ФГУП «Горно-химический комбинат» г. Железногорск. Научные интересы: радиометрия и спектрометрия полей ионизирующих излучений.

Нахабов А.В. – аспирант кафедры «Автоматика, контроль и диагностика» ИАТЭ.

Нестеров В.Н. – аспирант кафедры «Физикоэнергетические установки» Физико-технического факультета ТПУ. Область научных интересов: экспериментальное и теоретическое исследование ядерно-физических и физикомеханических свойств реакторного графита. Павлова Н.Н. – заведующая лабораторией кафедры биологии ИАТЭ.

Павлюк А.О. – инженер технической лаборатории реакторного завода ФГУП «Сибирский химический комбинат» (г. Северск). Область научных интересов: физические аспекты проблемы вывода из эксплуатации ядерных реакторов.

Романцов В.П. – к.ф.-м.н., доцент кафедры ядерной физики ИАТЭ.

Сарапульцева Е.И. – к.б.н., доцент, заместитель заведующего кафедрой биологии ИАТЭ.

Смыков В.Б. – к.т.н., начальник лаборатории ГНЦ РФ-ФЭИ.

Суслов И.Р. – к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ.

Трофимов А.И. – д.т.н., профессор, зав. кафедрой «Автоматика, контроль и диагностика» ИАТЭ.

Фоломеев В.И. – с.н.с. ГНЦ РФ-ФЭИ.

Цыганов А.А. – заместитель главного инженера ФГУП «Сибирский химический комбинат» (г. Северск). Область научных интересов: теплофизика и теплотехника применительно к ядерным энергетическим установкам.

Шаманин И.В. – д.ф.-м.н., профессор кафедры «Физико-энергетические установки» физикотехнического факультета ТПУ. Область научных интересов: оптимизация физических характеристик ядерных реакторов, ядерное материаловедение, перспективные ядерные топливные циклы.

Шмелев А.Н. – д.т.н., профессор МИФИ.

Шурупов В.А. – научный сотрудник лаборатории методов и средств измерения теплогидравлических параметров ЯЭУ ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов: диагностика, измерение реакторных параметров.

Юрьев Ю.С. – д.т.н., главный научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ, профессор.

Qian Lin – аспирант Шанхайского технологического университета.

Хиеwu Cao – Ph.D., профессор Шанхайского технологического университета

OUR AUTHORS

Bedenko S.V. – assistant of physical-power installations chair of physicotechnical department of the Tomsk polytechnical university (TPU). Scientific interests: nuclear physics and nuclear technologies.

Bezborodov A.A. – Cand.Sci. (Phys.-Math.), senior researcher of the State Scientific Center of the Russian Federation-Institute for Physics and Power Engineering named after A.I. Leypunsky (SSC RF-IPPE).

Emets E.G. – student of physical-power installations chair of physicotechnical department of the TPU. Scientific interests: experimental and theoretical research of nuclear-physical and physicomechanical properties of the reactors graphite.

Folomeev V.I. – senior researcher of the SSC RF-IPPE.

Gavrilov P.M. – Dr. Sci. (Engineering), General director of the «Mining and Chemical Combine» (Zheleznogorsk). Scientific interests: nuclear technologies, including nuclear power technologies.

Gusev N.V. - researcher of the SSC RF-IPPE.

Kebadze B.V. – Cand. Sci. (Engineering), head of laboratory of methods and tools for NPP thermohydraulic parameter measurement of the SSC RF-IPPE. Scientific interests: diagnostic, reactor parameters measurement.

Kotlyarevsky S.G. – chief of group of technical laboratory of reactors plant of the FGUE «Siberian chemical combine» (Seversk). Scientific interests: experimental and theoretical research of nuclear-physical and physicomechanical properties reactors graphite.

Kriventsev V.I. – Cand. Sci. (Engineering), associate professor of the Obninsk State Technical University for Power Engineering (INPE).

Kulikov E.G. – post-geaduate student of the Moscow Engineering Physics Institute (State University) (MEPhI).

Kulikov G.G. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), senior researcher of the MEPhI.

Lukyanov A.A. – Cand. Sci. (Chemistry), head of division of the SSC RF-IPPE.

Martynov V.V. – chief of the radiation safety department of the «Mining and Chemical Combine» (Zheleznogorsk). Scientific interests: radiometry and spectrometry of ionizing radiation fields.

Nakhabov A.V. – post graduate student of the automatic, control and diagnostic department of the INPE.

Nesterov V.N. - post-graduate student of the

physical-power installations chair of the physicaltechnical department of the TPU. Scientific interests: experimental and theoretical study of the nuclear-physical and physical-mechanical properties of the reactors graphite.

Pavljuk A.O. – engineer of technical laboratory of reactors plant of the FGUE «Siberian chemical combine» (Seversk). Scientific interests: physical aspects of a problem of a removing from operation of nuclear reactors.

Pavlova N.N. – laboratory chief of the biology department of the INPE.

Qian Lin – Ph.D. Student of the Shanghai Jiao Tong University.

Romantsov V.P. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), associate professor of the nuclear physics department of the INPE.

Sarapultseva E.I. – Cand. Sci. (Biology), associate professor, deputy chief of biology department of the INPE.

Shamanin I.V. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor of the physical-power installations chair of the physical-technical department of the TPU. Scientific interests: optimization of the physical characteristics of the nuclear reactors, nuclear materials investigations, the perspective nuclear fuel cycles.

Shmelev A.N. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the Moscow Engineering Physics Institute (State University).

Shurupov V.A. – researcher of the laboratory of methods and tools for NPP thermohydraulic parameter measurement of the SSC RF-IPPE. Scientific interests: diagnostic, reactor parameters measurement.

Smykov V.B. – Cand. Sci.(Engineering), head of laboratory of the SSC RF-IPPE

Suslov I.R. – Cand.Sci. (Phys.-Math.), leading researcher of the SSC RF-IPPE.

Trofimov A.I. – Dr. Sci.(Engineering), Professor, head of the automatic, control and diagnostic department of the INPE.

Tsyganov A.A. – assistant of chief engineer of the FGUE «Siberian chemical combine» (Seversk). Scientific interests: thermophysics and the thermotechnics with reference to nuclear power installations.

Vorobyev A.P. – post-geaduate student of the INPE.

Xuewu Cao – Ph.D., Professor of the Shanghai Jiao Tong University.

Yuriev Yu.S. – Dr. Sci.(Engineering), Professor, chief researcher of the SSC RF-IPPE.