

**Министерство образования и науки Российской Федерации
Обнинский институт атомной энергетики
Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ»
Ядерное общество России**

**ИЗВЕСТИЯ ВУЗОВ
ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ**

Издаётся с 1993 г.

N 2 2012 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА И ТЕХНИКА РЕАКТОРОВ

<i>Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич</i>	
Оценка последствий гипотетической (запроектной) ядерной аварии реакторной установки «МАРС»	5
<i>М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов</i>	
Математическая модель разгона реактора на мгновенных нейтронах	11
<i>О.Ю. Кочнов, В.В. Колесов</i>	
Влияние бериллиевого отражателя, помещенного в активную зону реактора ВВР-ц, на ее нейтронно-физические характеристики	22
<i>Г.Л. Хорасанов, А.И. Блохин, А.А. Вальтер</i>	
Возможность использования свинца, обогащенного изотопом свинца-208, из торийсодержащих руд и минералов для нужд атомной энергетики	26

БЕЗОПАСНОСТЬ, НАДЕЖНОСТЬ И ДИАГНОСТИКА ЯЭУ

<i>О.М. Гулина, Н.Л. Сальников, В.П. Политюков, В.С. Арефьев</i>	
Особенности вычислений в модели оптимального управления ресурсом трубного пучка парогенератора	39
<i>А.И. Трофимов, С.И. Минин, М.А. Трофимов, Ю.А. Кириллов</i>	
Инновационные ультразвуковые технологии повышения ресурса оборудования АЭС при его изготовлении	48
<i>В.В. Худаско, А.И. Трофимов, С.А. Куркин, В.Г. Малынкин</i>	
К определению напряженного состояния металла элементов энергетического оборудования АЭС акустическим методом	55
<i>В.А. Чепурко, С.В. Чепурко</i>	
Об одном методе обнаружения неоднородности потока отказов оборудования АЭС	65

АТОМНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

<i>Е.Ф. Авдеев, В.И. Белозеров, А.Я. Устюжанин, В.В. Максимовский, Н.Д. Разенков, Н.Е. Ющенко</i>	
Верификация измерения объемных расходов в технологических каналах реакторов РБМК расходомерами «Шадр-32М»	74

А.И. Трофимов, С.И. Минин, М.А. Трофимов, Д.А. Егоров

- Оптимизация процесса сварки оборудования и трубопроводов АЭС путем моделирования
сварных соединений 80

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА

А.В. Безносов, П.А. Боков, А.В. Львов, О.О. Новожилова, Э.Г. Новинский, В.В. Лемехов

- Экспериментальное исследование условий возникновения и характеристик газовой
кавитации в потоке свинцового теплоносителя инновационных ядерных реакторов
на быстрых нейтронах 85

К.В. Карташов, Г.П. Богословская

- Проведение расчетов по оптимизации геометрических и режимных параметров
ТВС реакторов ВВЭР-СКД для различных режимов эксплуатации реактора
на сверхкритических параметрах воды 95

В.В. Перевезенцев

- Случайные гидродинамические нагрузки и вибрации твэлов в турбулентном потоке
теплоносителя в ТВС ВВЭР 102

В.В. Попов, В.Н. Румянцев, И.С. Курина, М.В. Михеев

- Исследование теплопередачи в твэлах с керамическим топливом при переменных
тепловых нагрузках 112

В.В. Сергеев, О.Ю. Кочнов, А.А. Казанцев

- Исследование последствий течи из бака для модернизированного проекта
РУ ВВР-ц (ИВВ.10М) 122

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

В.М. Бардаков, Во Нын Зан, Н.А. Строкин

- Панорамная плазмооптическая масс-сепарация немоноэнергетичных
и многозарядных ионов 132

МАТЕРИАЛЫ И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Л.В. Мякишева, В.С. Панов, В.Ю. Лопатин, И.А. Власовец

- Синтез и физико-химические исследования порошков гидроксида гадолиния
для легирования материалов топливных таблеток 143

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

М.А. Полоус, В.И. Ярыгин, Е.Г. Виноградов

- Программный комплекс для трехмерного численного расчета тепловых и электрических
характеристик многоэлементного электрогенерирующего канала
термоэмиссионной ЯЭУ 151

CONTENTS

REACTOR PHYSICS AND TECHNOLOGY

<i>Yu.A. Kazanskiy, E.S. Matusevich</i>	
Assessment of Consequences Hypothetical Nuclear Accident of the Reactor	
MARS Installation	5
<i>M.V. Kascheev, I.A. Kuznetsov</i>	
The Mathematical Model of Prompt-Critical Disassembly Excursion of an LMFBR	11
<i>O.Yu. Kochnov, V.V. Kolesov</i>	
The Beryllium Reflector Effects on Neutron-Physical Characteristics	
of the VVR-c Reactor Core	22
<i>G.L. Khorasanov, A.I. Blokhin, A.A. Valter</i>	
Possibility of the Usage of the Lead Enriched with the Isotope Lead-208 from Thorium	
Ores and Minerals for Nuclear Energy Needs	26

SAFETY, RELIABILITY AND DIAGNOSTICS NPP

<i>O.M. Gulina, N.L. Salnikov, V.P. Politukov, V.S. Arefiev</i>	
Optimal Management by NPP Equipment Lifetime. Calculation Procedures	39
<i>A.I. Trofimov, S.I. Minin, M.A. Trofimov, Y.A. Kirillov</i>	
Innovative Ultrasonic Technology to Improve the Life of NPP Equipment	
at its Manufacturing	48
<i>V.V. Hudasko, A.I. Trofimov, S.A. Kurkin, V.G. Malynkin</i>	
To Definition of the Tension of Metal Elements of the Power Equipment	
of the Nuclear Power Plants Acoustic Method	55
<i>V.A. Chepurko, S.V. Chepurko</i>	
A Method for Detecting Failure Data Flow Heterogeneity of Nuclear Power Plant	
Equipment in Failure Flow	65

NUCLEAR POWER PLANTS

<i>E.F. Avdeev, V.I. Belozerov, A.Ya. Ustyuzhanin, V.V. Maximovsky, N.D. Rasenkov, N.E. Yushenko.</i>	
Validation of the Volume Flow Rate Measurements of RBMK Technological Channels Obtained	
with the «Shadr-32M» Flowmeter	74
<i>A.I. Trofimov, S.I. Minin, M.A. Trofimov, D.A. Egorov</i>	
Optimization of the Welding Process Equipment and Piping Plant by Modeling	
of Welded Joints	80

THERMAL PHYSICS AND HEATHYDRAULICS

<i>A.V. Beznosov, P.A. Bokov, A.V. Lvov, O.O. Novozhilova, E.G. Novinsky, V.V. Lemekhov,</i>	
Experimental Study of the Origin and Characteristics of Gas Flow in Cavitation Lead	
Coolant Innovative Nuclear Fast Reactor	85
<i>K.V. Kartashov, G.P. Bogoslovskaia</i>	
Subchannel Thermohydraulic Calculations for Fuel Subassembly of Reactor Core	
on Supercritical Water	95
<i>V.V. Perevezentsev</i>	
Random Hydrodynamic Loads and the Vibration of Fuel Elements in the Turbulent	
Coolant Flow in WWER Fuel Assembly	102
<i>V.V. Popov, V.N. Romyantsev, I.S. Kurina, M.V. Mikheev</i>	
Examination of Heat Transfer in Ceramic Fuel Elements at Variable Thermal Loadings	112

V.V. Sergeev, O.Uy. Kochnov, A.A. Kazantsev

Investigation of Consequences the Leak from Tank of VVR-c Reactor (IBB.10M)
after Design Modernization 122

APPLICATION OF NUCLEAR METHODS AND MEANS

V.M. Bardakov, Vo Nhu Dan, N.A. Strokin

Panoramic Plasma-Optical Mass Separation not Monoenergetic and Multiply Charged Ions 132

MATERIALS OF NUCLEAR POWER ENGINEERING

L.V. Myakisheva, V.Y. Lopatin, V.S. Panov, I.A. Vlasovec

The Synthesis and Physicochemical Investigation of Gadolinium Hydroxide Powders
for Fuel Pellets Alloying 143

SIMULATION OF THE PROCESS PERFORMANCE IN NUCLEAR POWER FACILITIES

M.A. Polous, V.I. Yarygin, E.G. Vinogradov

Program for Three-Dimensional Numerical Computation of Thermal and Electrical
Properties of a Multicell Thermionic Fuel Element for the Direct Energy
Conversion NPP 151

ОЦЕНКА ПОСЛЕДСТВИЙ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ (ЗАПРОЕКТНОЙ) ЯДЕРНОЙ АВАРИИ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ «МАРС»

Ю.А. Казанский, Е.С. Матусевич

Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Приводится оценка радиационных последствий запроектной ядерной аварии на мгновенных нейтронах медицинского реактора МАРС. Показано, что не происходит значимого облучения населения и загрязнения окружающей среды, а персонал своими силами способен устранить ее последствия.

Ключевые слова: медицинский ядерный реактор, гипотетическая авария, мощность ниже 10 кВт, нейtronная терапия.

Key words: medical nuclear reactor, hypothetical accident, power less 10 kW, neutron therapy.

Реактор МАРС (медицинский автономный реактор серийный) – это специализированный ядерный реактор, предназначенный для лечения онкологических больных методами нейтронозахватной и нейтроносударной терапии [1]. Реактор предполагается устанавливать непосредственно на территории клиники, где будет производиться лечение больных. Эксплуатация реактора предполагается в стартстопном режиме – два-три часа работы на мощности в сутки в рабочие дни недели на среднегодовой мощности 700 Вт и с минимальным количеством обслуживающего персонала.

Схема охлаждения реактора включает в себя три контура циркуляции охлаждающих сред. В первом и втором контурах осуществляется принудительная циркуляция теплоносителя (воды) с использованием центробежных насосов. Тепло со второго контура снимается с помощью холодильной машины.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РЕАКТОРА

На рисунке 1 и в табл. 1 приведены основные характеристики реактора.

Размещение реактора. Реактор МАРС может быть размещен не только в отдельном здании на территории клиники, но и в отдельном боксе общего здания (рис. 2).

Выбор запроектной аварии. В качестве запроектной (гипотетической) аварии принята СЦР на мгновенных нейтронах, причина которой не установлена и которая прекращается в результате внутренних обратных связей. Последствия, в основном, радиационные такой аварии определяются энерговыделением при СЦР.

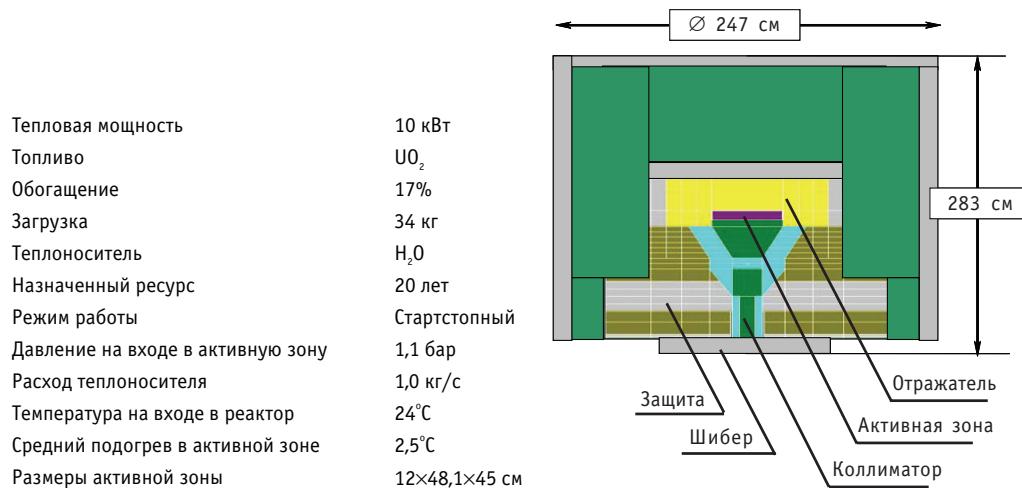


Рис. 1. Основные характеристики реактора

Таблица 1

Нейтронно-физические характеристики реактора

Характеристика	Значение	
Мощность	10 кВт	
$k_{\text{эфф}}$ (максимальное значение)	1.01	
Плотность потока в активной зоне	$1.3 \times 10^{12} \text{ н/см}^2\text{с}$	
Температурные коэффициенты реактивности	по теплоносителю по топливу	-17 pcm/K -1.2 pcm/K
Потеря реактивности на выгорание	$-0.17\% \Delta k/k$	

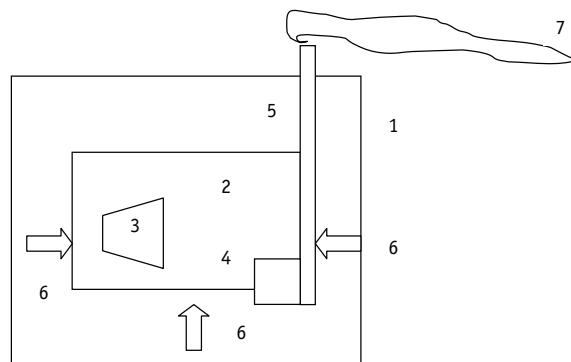


Рис. 2. Схема размещения реакторной установки МАРС в медицинском корпусе: 1 – медицинский корпус; 2 – бокс реактора; 3 – реактор; 4 – фильтры системы вентиляции; 5 – вытяжная вентиляция; 6 – приток воздуха (бокс размещения реактора под небольшим разряжением); 7 – выброс очищенного воздуха в окружающую среду

Оценка энерговыделения в импульсе на мгновенных нейтронах Для оценки энерговыделения вследствие вспышки мощности на мгновенных нейтронах были использованы два подхода:

- сопоставление с энерговыделением при одиночных импульсах мощности на мгновенных нейтронах, которые реально были зафиксированы за историю ядерной промышленности [2];

- расчет энерговыделения при мгновенном освобождении всего запаса реактивности в реакторе.

Первый подход позволил оценить среднее энерговыделение $\langle Q \rangle$ в первом импульсе мощности на мгновенных нейтронах (в единицах 10^{17} делений/вспышка) по

- 11-ти авариям на промышленных установках с водными растворами урана и плутония: $Q_{\max} = 2$; $Q_{\min} = 0.03$; $\langle Q \rangle = 0.6$;
- 5-ти авариям с водными растворами урана и плутония при экспериментах с реакторами и при критических экспериментах: $Q_{\max} = 1.6$; $Q_{\min} = 0.11$; $\langle Q \rangle = 0.7$;
- 15-ти авариям на металлических сборках с ураном и плутонием с отражателями и без отражателей: $Q_{\max} = 6.1$; $Q_{\min} = 0.03$; $\langle Q \rangle = 1.1$.

В реакторе МАРС все обратные связи отрицательны и велики (температурный коэффициент реактивности по теплоносителю равен $-1.4 \cdot 10^{-4} 1/K$). Это дает основание предполагать, что повторные вспышки мощности на запаздывающих нейтронах исключены. Для отсутствия повторных вспышек в рассматриваемой гипотетической аварии на мгновенных нейтронах энерговыделение было принято равным среднему энерговыделению $\langle Q \rangle = 10^{17}$ дел = 3.2 МДж.

Во втором подходе для оценки энерговыделения использовалось одно уравнение динамики для мощности реактора W , параметром которого является время генерации мгновенных нейтронов Λ и решение которого получено в приближении мгновенного скачка реактивности без учета запаздывающих нейтронов:

$$dW/dt = (\rho - \beta_{\text{эфф}}) W / \Lambda \equiv \rho_p W / \Lambda. \quad (1)$$

Принята линейная зависимость реактивности от температуры топлива T

$$\rho = \rho_0 - \gamma_T T = \rho_0 - \gamma_T \frac{\int_0^t W dt}{c_p M}, \quad (2)$$

где W – мощность, Вт; M – масса топлива, кг; c_p – теплоемкость топлива, Дж/кг; γ_T – температурный коэффициент реактивности по топливу, 1/град; ρ_0 – мгновенный скачок реактивности из начального состояния с $k_{\text{эфф}} = 1$, равный полному запасу реактивности на весь срок службы реактора.

Решение уравнения (1) при условии (2) для ΔT – изотермической температуры подогрева топлива, при которой СЦР прекращается,

$$\Delta T = (2\beta_{\text{эфф}} - \rho_0) / \gamma_T. \quad (3)$$

Полная энергия вспышки

$$Q = (2\beta_{\text{эфф}} - \rho_0) c_p M / \gamma_T. \quad (4)$$

Принято $\rho_0 = 1.5\beta_{\text{эфф}}$; $\beta_{\text{эфф}} = 6.5 \cdot 10^{-3}$; $c_p(\text{UO}_2 \text{ при } 1000 \text{ K}) = 320 \text{ Дж/кг·град}$; $M_{\text{UO}_2} = 37.5 \text{ кг}$; $\gamma = 1.2 \cdot 10^{-5} 1/K$.

Результат расчета: $\Delta T \approx 300^\circ\text{C}$; $Q \approx 3.1 \text{ МДж} \approx 10^{17} \text{ делений}$.

Совпадению двух разных оценок величин энерговыделения не следует придавать слишком большого значения, поскольку при их проведении было допущено достаточно много существенных приближений, однако представляется разумным принять для дальнейшего $Q = 10^{17}$ делений.

При работе реактора на номинальной мощности 10 кВт такая энергия выделяется за 320 с, т.е. количество образованных за вспышку радионуклидов существенно меньше количества нуклидов, накопленных в активной зоне при предшествующей работе реактора (длительность облучения не более часа). Поэтому при оценке радиационных последствий СЦР образование радионуклидов во вспышке можно не принимать во внимание и рассматривать выход только накопленных про-

дуктов деления в результате нарушений герметичности активной зоны, вызванной вспышкой мощности.

Технические последствия гипотетической аварии. Энергия деления Q выделяется в топливе за микросекунды и вызывает скачок его температуры на 300°C. Такой скачок температуры топлива не приводит к перекрытию зазора между таблетками топлива и оболочкой твэла (зазор в среднем уменьшается на 0.01 мм). Если предположить, что происходит случайное «закусывание» разогретым топливом холодной оболочки, то возникает растягивающее напряжение оболочки. Это приводит к ее равномерному удлинению всего на 0.4% при запасе пластичности оболочки 20%, т.е. не следует ожидать нарушения ее герметичности и выхода продуктов деления из под оболочки после всплеска мощности. Следовательно, гипотетическая авария в таких приближениях не приводит к каким-либо радиационным последствиям. Однако их оценка необходима, и для этого требуются дополнительные предположения о механизмах выхода радионуклидов из под оболочки. Для верхней оценки выхода предположим, что вследствие скрытого дефекта оболочки и концентрации в нем растягивающего напряжения может происходить разгерметизация твэла. Примем, что 1% твэлов обладают такими скрытыми дефектами (что является тоже верхней оценкой).

РАДИАЦИОННЫЕ ПОСЛЕДСТВИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ АВАРИИ

Выход радионуклидов из активной зоны. Принимается, что в результате всплеска мощности

- негерметичными оказываются 1% твэлов (пять твэлов);
- после разогрева первого контура происходит его разгерметизация с выходом образовавшейся паровой фазы в помещение реактора;

Таблица 2

Нуклидный состав и активность аварийного выброса в реакторное помещение РУ МАРС (в момент аварии)

Нуклид	Активность, Бк	Нуклид	Активность, Бк
H ³	2.22E+07	I ¹³⁵	1.87E+09
Kr ^{85m}	1.08E+10	Cs ¹³⁴	3.76E+03
Kr ⁸⁵	3.44E+08	Cs ¹³⁶	6.62E+05
Kr ⁸⁷	5.06E+10	Cs ¹³⁷	3.32E+07
Kr ⁸⁸	4.26E+10	Ce ¹⁴¹	1.56E+08
Kr ⁸⁹	1.33E+11	Ce ¹⁴³	1.70E+08
Xe ^{131m}	9.29E+07	Ce ¹⁴⁴	1.35E+08
Xe ^{133m}	5.13E+08	Pr ¹⁴³	1.45E+08
Xe ¹³³	1.69E+10	Pr ¹⁴⁴	1.34E+08
Xe ^{135m}	1.23E+10	Pm ¹⁴⁷	6.36E+07
Xe ¹³⁵	1.43E+10	Cr ⁵¹	9.28E+01
Xe ¹³⁷	1.77E+11	Co ⁶⁰	1.83E-01
I ¹³¹	4.18E+08	Fe ⁵⁵	1.69E+01
I ¹³²	6.24E+08	Fe ⁵⁹	2.38E+00
I ¹³³	1.02E+09	Ni ⁶³	4.17E-01
I ¹³⁴	6.65E+09	Ni ⁶⁵	8.02E+00

- жидкую фазу остается внутри установки;
- радионуклиды из дефектных твэлов выходят в паровую фазу и затем в реакторное помещение;
- в паровую фазу выходят 100% ИРГ (инертных радиоактивных газов), 5% йода (происходит в элементарной (98%) и органической (2%) формах), 1% цезия, а также все продукты активации конструкционных материалов в контуре теплоносителя (предположительно, что они накапливались один год).

Более подробно перечисленные приближения обсуждались в [3].

Нуклидный состав рассчитывали, полагая, что к моменту аварии реактор проработал более года (к этому времени устанавливается близкий к равновесному состав осколков деления, который приведен в табл. 2).

Мощность поглощенной дозы в помещении реактора. Для оценки последствий запроектной аварии и возможности проведения ремонтных работ был рассмотрен консервативный сценарий протекания аварии, при котором после аварийной вспышки СЦР в течение часа персонал производит эвакуацию пациента из бокса реактора, закрывает бокс герметичной дверью, оставляет включенной вентиляцию. При таком сценарии индивидуальная эффективная доза облучения персонала и пациента составит около 8 мЗв (0.8 бэр) – чуть более трети предела дозы за год, установленного НРБ-99 для персонала группы А, основная составляющая которой – внутреннее облучение (7.0 мЗв) за счет ингаляции (в консервативном предложении того, что персонал не пользуется средствами защиты органов дыхания). Расчетная динамика изменения мощности дозы облучения в боксе размещения реактора с момента начала аварии приведена на рис. 3.

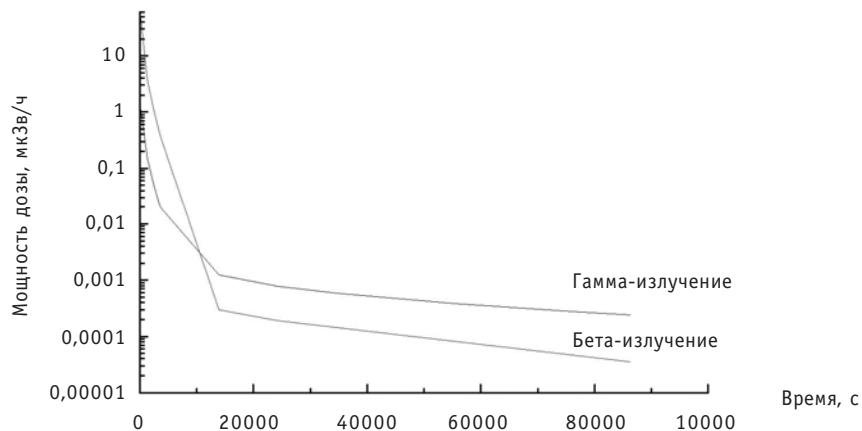


Рис. 3. Динамика изменения мощности дозы излучения в боксе размещения РУ МАРС

Приблизительно через четыре часа активность, выброшенная в объем бокса, осаждает на поверхности оборудования, пола и стен, и будет удалена системой вентиляции бокса на фильтры (и частично выброшена в окружающую среду), а также уменьшится за счет радиоактивного распада, вследствие чего будет исчерпан основной канал дозообразования.

Поскольку вентиляция продолжает работу в процессе аварии, то объемные концентрации ИРГ и изотопов йода (основных дозообразующих нуклидов) будут существенно снижаться.

Мощность поглощенной дозы в окружающей среде. Предполагается, что выброс радиоактивности осуществляется через окно сброса вытяжной вентиляции на крыше 9-этажного здания клиники (высота 30 м) в его аэродинамическую

тень. Эффективность фильтров системы вентиляции консервативно принималась равной 0.99. Радиационные последствия оценивались с использованием гауссовой модели переноса примесей в атмосфере. Расчетные величины доз внешнего и внутреннего облучения, а также эффективной дозы для расстояний 50–10000 м от корпуса клиники, приведенные в табл. 3, демонстрируют уверенное непревышение годового предела дозы для населения (1 мЗв), устанавливаемого НРБ-99 для населения при нормальной работе.

Таблица 3

**Расчетные величины доз для населения за один год
после аварии, мкЗв**

Расстояние от клиники, м	Эффективная доза, мкЗв	Доза внешнего облучения, мкЗв	Доза внутреннего облучения щитовидной железы, мкЗв
50.0	1.86E+00	1.82E+00	9.95E-01
150.0	1.07E+00	1.04E+00	6.08E-01
300.0	6.59E-01	6.43E-01	3.56E-01
500.0	4.18E-01	4.08E-01	2.10E-01
750.0	7.00E-02	6.80E-02	4.17E-02
1000.0	6.72E-02	6.54E-02	3.98E-02
3000.0	5.67E-02	5.60E-02	1.44E-02
5000.0	2.69E-02	2.66E-02	7.18E-03
7000.0	1.70E-02	1.68E-02	2.64E-03
10000.0	1.01E-02	1.01E-02	1.23E-03

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Даже при гипотетической аварии реактора МАРС не происходит значимого облучения населения и загрязнения окружающей среды (территории медицинского центра и прилегающих районов города), а персонал своими силами способен устраниить ее последствия с допустимым превышением ПД, устанавливаемых НРБ-99 для работы в нормальных условиях.

Литература

1. Казанский Ю.А., Левченко В.А., Белугин В.А. и др. Нейтронно-физические и технические характеристики специализированного медицинского реактора МАРС/Отчет УДК 621.039.5(035.5)(091.2)(0.23) ЭНИМЦ «Моделирующие системы». Обнинск, 2005.
2. Обзор ядерных аварий с возникновением СЦР/Отчет LA -13638. Редакционная версия 2003.– Лос-Аламос, Нью-Мексико 87545, США.
3. Казанский Ю.А., Кураченко Ю.А., Левченко В.А., Матусевич Е.С., Мухамадиев Р.И., Орлов М.Ю. Ядерная и радиационная безопасность реакторной установки МАРС/Х Международная конференция «Безопасность АЭС и подготовка кадров» (Обнинск, 1–4 октября 2007 г.): Тез. докл.– Обнинск: ИАТЭ, 2007.– С. 46–47.

Поступила в редакцию 1.03.2012

УДК 621.039.586

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗГОНА РЕАКТОРА НА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНАХ

М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов

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



Разработана математическая модель процессов разгона реактора на мгновенных нейтронах. Модель реализована в программе ANPEX, которая позволяет рассчитать развитие аварии при возникновении вторичной критичности в расплавленной активной зоне. Дано описание результатов тестирования программы и расчета стадии мгновенной критичности с помощью кода ANPEX для реактора БН-600.

Ключевые слова: быстрый реактор, математическая модель, баланс энергии, энерговыделение, лагранжева частица, реактивность, тяжелая авария, уравнение состояния.

Key words: fast reactor, mathematical model, energy balance, energy release, Lagrangian cell, reactivity, severe accident, equation of state.

ВВЕДЕНИЕ

При обосновании безопасности реактора БН может возникнуть необходимость определения количества энергии, выделяющейся при неконтролируемом аварийном росте реактивности. Важнейшей задачей является расчет напряженно-деформированного состояния корпусов реакторов в условиях запроектной аварии. При запроектных авариях динамическое нагружение корпуса может происходить при возникновении вторичной критичности в разрушенной активной зоне (А3) и соответственно при большом импульсе энерговыделения, приводящем к плавлению и испарению части топлива.

Для анализа аварии с разгоном реактора на мгновенных нейтронах требуется совместное решение уравнений термодинамики, гидродинамики и нейтронной кинетики. У истоков решения рассматриваемой задачи находится широко известный метод Бете-Тайта, имеющий различные модификации [1]. Первые расчеты, проведенные в аналитической форме Бете и Тайтом, были нацелены на ориентировочную оценку максимально возможного количества энергии, выделяемого при разрушении А3. Несмотря на множество допущений, принятых в расчете, полученные результаты стали основой для детальных исследований аварийных процессов.

Развитие вычислительной техники обусловило переход к численному решению задачи. Удалось отказаться от некоторых упрощающих предположений, снизить степень консервативности результатов расчета, что является вполне оправданным по отношению к расчетному анализу тяжелых запроектных аварий.

© М.В. Кащеев, И.А. Кузнецов, 2012

Отечественные программы, предназначенные для расчета энерговыделения в реакторе при разгоне его на мгновенных нейтронах, были разработаны более тридцати лет назад и использовались для анализа тяжелых аварий в процессе проектирования отечественных реакторов на быстрых нейтронах. Описание соответствующих математических моделей содержится, в основном, в работах ГНЦ РФ-ФЭИ и РНЦ «КИ». Отечественные программы позволяли рассчитывать энерговыделение в реакторе при вводе избыточной реактивности с заданной скоростью, и все были одномерными.

Решению рассматриваемой задачи посвящены зарубежные программы MAX, ODEXCO, VENUS, MARS, POOL, KADIS [2]. При создании вычислительной программы, предназначенной для расчета разгона реактора на мгновенных нейтронах, был учтен опыт разработки перечисленных программ.

Для расчета энерговыделения в реакторе при разгоне его на мгновенных нейтронах был создан код ANPEX [3] (сокращение от английских слов analysis of power excursions), в математической модели которого движение материалов реактора описывается в двумерной геометрии. Математическая модель программы, результаты ее тестирования и результаты расчета для реактора БН-600 описаны ниже.

НЕЙТРОННАЯ КИНЕТИКА

Для описания нейтронной кинетики реактора используется пространственно-независимая модель. Уравнения точечной кинетики имеют вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho^* - \beta}{l} n + \sum_{i=1}^I \lambda_i C_i, \quad (1)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i n}{l} - \lambda_i C_i \quad (i = 1, 2, \dots, I) \quad (2)$$

с начальными условиями

$$n(0) = 1; \quad C_i(0) = C_i^0,$$

где n – безразмерная плотность нейтронов; l – время жизни мгновенных нейтронов; ρ^* – реактивность; β – эффективная доля запаздывающих нейтронов; β_i – эффективная доля запаздывающих нейтронов i -й группы; λ_i – постоянная распада осколков деления, излучающие запаздывающие нейтроны i -й группы; C_i – безразмерная концентрация ядер-предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы; C_i^0 обычно находятся из расчета предшествующей стадии аварии.

Для решения уравнений (1) и (2) используется метод Каганова. В работе [4] Каганов получил решение уравнений точечной кинетики для функции $n(t)$ в виде

$$n(\tau) - n^k = \int_0^\tau \frac{\rho^* n}{l} dt' - \sum_{i=1}^I \frac{\beta_i}{l} \int_0^\tau e^{-\lambda_i(\tau-t')} ndt' + \sum_{i=1}^I C_i^k (1 - e^{-\lambda_i \tau}),$$

где $n(0) = n^k$; $C_i(0) = C_i^k$; $t' = t - t^k$; τ – временной интервал.

В зависимости от характера аппроксимации $n(t)$ можно вывести различные расчетные формулы. В данной работе использовалась аппроксимация вида

$$n = n^k + a_1 t' + a_2 (t')^2$$

Для определения a_1 и a_2 применялись условия

$$\text{при } \tau = \Delta t^{k+1} \quad n(\tau) = n^{k+1} \quad \text{и при } \tau = \frac{\Delta t^{k+1}}{2} \quad n(\tau) = n^{\frac{k+1}{2}} = \frac{n^{k+1} + n^k}{2}.$$

В результате получена расчетная формула для нахождения относительной плотности нейтронов на следующем временном шаге

$$n^{k+1} = \frac{n^k \Delta + \hat{F}}{R},$$

где

$$\begin{aligned}\hat{F} &= \left(F_v^{k+1} D_2^{k+\frac{1}{2}} - F_v^{k+\frac{1}{2}} D_2^{k+1} \right) \Delta t^{k+1} + \left(D_1^{k+1} F_v^{k+\frac{1}{2}} - D_1^{k+\frac{1}{2}} F_v^{k+1} \right) (\Delta t^{k+1})^2, \\ R &= \Delta + \left(\frac{D_2^{k+1}}{2} - D_2^{k+\frac{1}{2}} \right) \Delta t^{k+1} + \left(D_1^{k+\frac{1}{2}} - \frac{D_1^{k+1}}{2} \right) (\Delta t^{k+1})^2; \quad \Delta = D_1^{k+1} D_2^{k+\frac{1}{2}} - D_1^{k+\frac{1}{2}} D_2^{k+1}, \\ D_1^{k+1} &= \frac{\rho^{*\frac{k+1}{2}} (\Delta t^{k+1})^2}{2l} - \sum_{i=1}^I \frac{\beta_i}{l\lambda_i} \left(\Delta t^{k+1} - \frac{1}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i \Delta t^{k+1}}) \right), \\ D_2^{k+1} &= \frac{\rho^{*\frac{k+1}{2}} (\Delta t^{k+1})^3}{3l} - \sum_{i=1}^I \frac{\beta_i}{l\lambda_i} \left((\Delta t^{k+1})^2 - \frac{2\Delta t^{k+1}}{\lambda_i} + \frac{2}{\lambda_i^2} (1 - e^{-\lambda_i \Delta t^{k+1}}) \right), \\ D_1^{k+\frac{1}{2}} &= \frac{\rho^{*\frac{k+1}{2}} (\Delta t^{k+1})^2}{8l} - \sum_{i=1}^I \frac{\beta_i}{l\lambda_i} \left(\frac{\Delta t^{k+1}}{2} - \frac{1}{\lambda_i} \left(1 - e^{-\lambda_i \frac{\Delta t^{k+1}}{2}} \right) \right), \\ D_2^{k+\frac{1}{2}} &= \frac{\rho^{*\frac{k+1}{2}}}{24l} (\Delta t^{k+1})^3 - \sum_{i=1}^I \frac{\beta_i}{l\lambda_i} \left(\frac{(\Delta t^{k+1})^2}{4} - \frac{\Delta t^{k+1}}{\lambda_i} + \frac{2}{\lambda_i^2} \left(1 - e^{-\lambda_i \frac{\Delta t^{k+1}}{2}} \right) \right), \\ F_v^{k+1} &= -n^k \left(1 + \frac{\rho^{*\frac{k+1}{2}} \Delta t^{k+1}}{l} \right) + \sum_{i=1}^I \left(\frac{\beta_i n^k}{l\lambda_i} - C_i^k \right) \left(1 - e^{-\lambda_i \Delta t^{k+1}} \right), \\ F_v^{k+\frac{1}{2}} &= -n^k \left(\frac{1}{2} + \frac{\rho^{*\frac{k+1}{2}} \Delta t^{k+1}}{2l} \right) + \sum_{i=1}^I \left(\frac{\beta_i n^k}{l\lambda_i} - C_i^k \right) \left(1 - e^{-\lambda_i \frac{\Delta t^{k+1}}{2}} \right),\end{aligned}$$

где $\Delta t^{k+1} = t^{k+1} - t^k$; $\rho^{*\frac{k+1}{2}} = \frac{\rho^{*k} + \rho^{*k+1}}{2}$.

Предполагается, что пространственное распределение энерговыделения для данной лагранжевой частицы с учетом ее деформации может быть выражено как

$$Q(r(t), z(t), t) = n(t) \psi_0(r(0), z(0)) v_0(r, z) / v(r, z, t),$$

где ψ_0 – функция, которая не зависит от времени и определяет начальное пространственное распределение энерговыделения в реакторе; v_0 – начальный удельный объем данной частицы, v – текущее значение удельного объема частицы; r , z – эйлеровы координаты узла деформируемой координатной сетки, определяющей границы лагранжевых частиц; t – время.

БАЛАНС ЭНЕРГИИ

Уравнение баланса энергии имеет вид

$$\Delta E(r, z, t) = -P(r, z, t) \rho(r, z, t) \Delta v(r, z, t) + \Delta Q(r, z, t),$$

где $\Delta E(r, z, t)$ – изменение внутренней энергии на единицу объема частицы жид-

кости в течение интервала времени Δt ; $\Delta v(r, z, t)$ – изменение ее удельного объема $\left(v = \frac{1}{\rho}\right)$ за время Δt ; $\Delta Q(r, z, t)$ – ядерная энергия, освобождаемая за время Δt ; $P(r, z, t)$ – давление.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Уравнение состояния, выражающее зависимость давления от энергии, дает давление паров вещества как функцию температуры. Общий вид такого уравнения

$$p(r, z, t) = A \exp \left[B + \frac{C}{T(r, z, t)} + D \ln T(r, z, t) \right], \quad (3)$$

где A, B, C и D являются параметрами аппроксимации.

Оценки давления в чисто жидкому состоянии можно получить на основании [5], используя зависимость плотности топлива от температуры. Плотность жидкости может быть выражена как

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha(T - T_0)), \quad (4)$$

где ρ_0 – плотность жидкости при температуре плавления; α – температурный коэффициент объемного расширения при температуре плавления. Уравнение (4) позволяет определить температуру отклонения от линии насыщения

$$T_d = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) \frac{1}{\alpha} + T_0, \quad (5)$$

где ρ – плотность топлива.

Если топливная система – жидккая, предполагается, что наклон кривой давление-температура постоянен для данной плотности топлива:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho = f(\rho).$$

Зависимость давления от температуры в области жидкого топлива может быть записана как

$$p = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho (T - T_d) + p_d,$$

где $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho$ и T_d определяются согласно [6] и уравнением (5) соответственно, p_d – давление паров топлива при температуре T_d , рассчитываемое по формуле (3).

ГИДРОДИНАМИКА

Уравнение сохранения массы записывается как

$$\rho = \rho_0 \cdot \frac{\overline{\Delta V}_0}{\Delta V}, \quad (6)$$

где ρ – плотность; $\overline{\Delta V}$ – объем фиксированной массы материала; ρ_0 и $\overline{\Delta V}_0$ – значения ρ и $\overline{\Delta V}$ в момент времени $t = 0$. Таким образом, задав метод расчета объема лагранжевой массы, изменяющегося вследствие перемещения ее границ, можно использовать уравнение (6) для определения плотности ρ .

Уравнения сохранения количества движения имеют вид

$$\dot{u} \equiv \ddot{r} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial r}, \quad \dot{v} \equiv \ddot{z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z},$$

где $P = p + q$; p – давление, рассчитанное из уравнения состояния; q – псевдовязкое давление.

Псевдовязкое давление определяется уравнением [7]

$$\begin{cases} q = \frac{1,44A\rho_0^2}{v} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2, & \text{если } \frac{dv}{dt} < 0, \\ q = 0, & \text{если } \frac{dv}{dt} \geq 0, \end{cases}$$

где A – площадь ячейки.

Границные условия, используемые в программе ANPEX:

- материал на оси симметрии движется только в аксиальном направлении;
- разработано и применяется в расчетах новое граничное условие, которое основано на втором законе Ньютона, используемом для определения ускорений в точках на боковой границе:

$$a = \frac{PS}{m},$$

где a – ускорение на границе А3 – боковой экран; P – давление в приграничной ячейке А3; S – площадь взаимодействия приграничной ячейки с фиктивной ячейкой; m – масса фиктивной ячейки.

Под фиктивной ячейкой понимается ячейка вне А3, в которой сосредоточена масса части бокового экрана на шаге Δz , с шириной Δr , равной начальной ширине приграничной ячейки.

Конечно-разностная схема, использованная в гидродинамике, является версией метода Кольски [8]. Примененная схема получила название «метод средней точки». Используя ее, можно найти соотношения для расчета ускорений. Перемещения определяются в результате двойного интегрирования на шаге по времени ускорений.

РЕАКТИВНОСТЬ

Реактивность системы равна сумме вводимой реактивности, реактивности, обусловленной доплеровским эффектом, а также реактивности, вызываемой перемещением материала реактора из первоначальной конфигурации под влиянием возникающих в реакторе высоких давлений.

С учетом сказанного выражение для реактивности может быть представлено следующим образом:

$$\rho^* = \xi(t) + \rho_D(t) + \rho_E(t).$$

Реактивность ρ_D вызывается изменением температуры топлива, и для рассматриваемой ячейки или лагранжевой частицы (I, J) имеет вид

$$\rho_D = K_D \ln\left(\frac{T}{T^0}\right),$$

где K_D – постоянная Доплера; T^0 – начальная температура топлива.

Учитывается зависимость коэффициента Доплера от массы натрия в ячейке. Распределение натрия по А3 может задаваться различным в расчетных вариантах.

Предполагается, что изменение реактивности, связанное с движением материала реактора, может быть определено с использованием теории возмущений первого порядка.

Общее изменение реактивности под влиянием движения материала будет определяться уравнением

$$\Delta p_E(t) = \int_V \nabla W_0 dX dV,$$

где V – объем АЗ реактора; X – вектор смещения в точке с эйлеровыми координатами r и z ; его составляющими являются приращения dr и dz , которые определяются путем решения уравнений гидродинамики.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО ТОПЛИВА С НАТРИЕМ

Перенос тепла от расплавленного топлива к теплоносителю начинается, когда средняя температура топлива в данной ячейке превысит некоторое заданное пороговое значение T_t . Предполагается, что теплоперенос будет описываться зависимостью

$$\dot{Q} = k_{eff} S (T_f - T_s) \left(1 - e^{-\tilde{t}^2 / \tau^2}\right),$$

где \dot{Q} – скорость переноса энергии; k_{eff} – эффективный коэффициент теплопередачи; S – полная площадь теплопередачи внутри ячейки; T_f , T_s – температуры топлива и натрия соответственно; \tilde{t} – время с момента начала взаимодействия топливо-теплоноситель в данной ячейке; τ – постоянная времени задержки для диспергирования топлива.

Эффективный коэффициент теплопередачи выражается следующим образом [9]:

$$k_{eff} = \left(\frac{\lambda_f}{r_p} + \frac{\lambda_f}{\sqrt{\pi a_f \tilde{t}}} \right) \varepsilon_s,$$

где λ_f – коэффициент теплопроводности топлива; r_p – средний радиус частицы топлива; a_f – коэффициент температуропроводности топлива; ε_s – объемная доля натрия; ε_{sm} – объемная доля натрия при наличии всего натрия.

Площадь теплопередачи определяется как

$$S = \frac{\varepsilon_f V}{(4/3)\pi r_p^3} 4\pi r_p^2 = \frac{3\varepsilon_f V}{r_p},$$

где ε_f – объемная доля жидкого топлива в ячейке; V – объем ячейки.

Количество теплоты ΔQ , передаваемое за промежуток времени Δt , используется для определения изменения температуры теплоносителя ΔT_s , которое происходит на текущем временном шаге:

$$\Delta T_s = \frac{\Delta Q}{c_s M_s},$$

где $M_s = \rho_s \varepsilon_s V$ – масса теплоносителя в ячейке; ρ_s – плотность теплоносителя; ε_s – объемная доля теплоносителя; c_s – теплоемкость теплоносителя.

Если ячейка находится в двухфазной области, давление паров берется как сумма давлений паров топлива и натрия.

Если ячейка находится в однофазном состоянии, давление определяется итерационно. Сжимаемость натрия рассчитывается с использованием уравнений [6].

АВТОМАТИЧЕСКИЙ ВЫБОР ВРЕМЕННОГО ШАГА

Метод основывается на индексе устойчивости Уайта [10] для численного решения гидродинамических уравнений

$$\bar{w} = \frac{c^2}{A} \left(\frac{\Delta t}{1,2} \right)^2 + 4 \left| \frac{\Delta v}{v} \right|,$$

где c – скорость звука; A – площадь ячейки; v – удельный объем; Δv – изменение удельного объема за время Δt ; \bar{w} рассчитывается на каждом временном шаге для каждой ячейки в реакторе. Максимальное значение \bar{w}_{\max} затем используется для выбора размера временного шага согласно критериям [11].

Скорость звука c в содержащей топливо ячейке равна

$$c = \left[\rho(K_f \varepsilon_f + K_s \varepsilon_s + K_{ss} \varepsilon_{ss}) \right]^{\frac{1}{2}},$$

где K_f, K_s, K_{ss} – сжимаемости топлива, натрия и стали; $\varepsilon_f, \varepsilon_s, \varepsilon_{ss}$ – объемные доли топлива, натрия и стали; ρ – плотность материала в ячейке.

Сжимаемости топлива, натрия и стали оцениваются с использованием зависимости

$$K_i = \frac{1}{\rho_i c_i^2},$$

где c_i – скорость звука в i -ом материале.

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ГАЗА

Основными компонентами газа, содержащегося в облученном топливе, являются ксенон и криpton. Для оценки давления, создаваемого газом в аварийном процессе, можно использовать уравнение состояния идеального газа.

В ячейках с жидким натрием объемная доля газа мала. В данном случае необходимо учитывать сжимаемость натрия. При уменьшении объема натрия в ячейке увеличивается объем газа. Теплоперенос от расплавленного топлива к натрию приводит к расширению натрия, уменьшению объема, доступного для газа, и, в конечном счете, к увеличению давления газа.

Давление в ячейке можно получить в результате решения уравнения баланса объемов в ячейке. Предполагается, что расширение или сжатие газа представляет собой адиабатный процесс с показателем адиабаты γ . Зависимость плотности натрия от давления определяется уравнением Мурнагана. Сжимаемость стали мала, ее можно не учитывать. Соответствующая система уравнений решается итерационно с использованием переменной $x = P_g^{-\frac{1}{\gamma}}$.

ОБОСНОВАНИЕ КОДА ANPEX ПУТЕМ СОПОСТАВЛЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ С ДАННЫМИ ТЕСТОВ

1. Расчет разгона реактора на мгновенных нейтронах с осущенностью АЗ (тест №1).

В работе [6] приведено описание результатов расчета аварийного процесса в реакторе типа Pancake, США. Там же содержатся сведения о характеристиках АЗ данного реактора. Данна информация об изменении во времени давления в центре АЗ и в точке 1, находящейся в центральной плоскости АЗ, с координатой $r \approx 1,2$ м, а также о продолжительности аварийного процесса и полном выходе энергии. Точка 1 выбрана практически на границе двух зон.

Тот же вариант был рассчитан по программе ANPEX. АЗ реактора покрывалась сеткой (49×16), равномерной в каждой зоне. Шаг по r в зоне 1 составлял 33,3 мм, в зоне 2 – 25 мм. Шаг по z – 31,25 мм.

На рисунке 1 показано сопоставление результатов расчета по программе ANPEX изменения во времени давления в центре реактора с расчетными данными, приведенными в [6]. Аналогичное сопоставление, но для давления в точке 1, приведено на рис. 2. Продолжительность аварийного процесса составила 1,47 мс, выход энергии – $4,23 \cdot 10^9$ Дж.

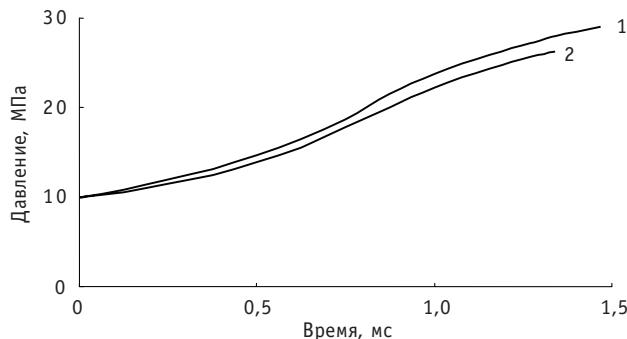


Рис. 1. Зависимость давления в центре реактора от времени при отсутствии натрия в активной зоне:
1 – расчет по программе ANPEX; 2 – расчет [6]

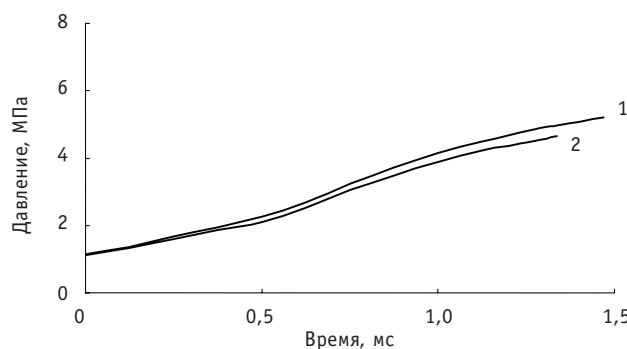


Рис. 2. Зависимость давления в точке 1 от времени при отсутствии натрия в активной зоне: 1 – расчет по программе ANPEX; 2 – расчет [6]

2. Расчет разгона реактора на мгновенных нейтронах при наличии натрия в А3 (тест № 2).

Суть теста № 2 такова: рассматривается тот же реактор, с теми же характеристиками А3, в реакторе происходит та же авария, но А3 реактора не осушена, а содержит натрий.

Тест № 2 был рассчитан по программе ANPEX. Расчет выполнен на той же сетке, как в teste № 1. Продолжительность аварийного процесса составила 0,148 мс, выход энергии – $1,97 \cdot 10^8$ Дж. Полученная в [6] продолжительность аварийного процесса равна 0,137 мс, выход энергии – $1,84 \cdot 10^8$ Дж.

3. Расчет разгона реактора на мгновенных нейтронах с учетом взаимодействия расплавленного топлива с натрием (тест № 3).

Описание условий теста № 3 представлено в работе [11]. Расчет аварийного процесса проведен по программе KADIS для реактора SNR-300 (Германия). Приведена информация о значениях входных параметров, а также о распределениях, задаваемых на входе.

Выполнено сопоставление результатов расчета теста № 3 по программе ANPEX с расчетными данными [11]. Рассчитывались количество выделяемой энергии, мощность и средняя температура топлива в зависимости от времени.

Рассчитанная по программе ANPEX продолжительность аварийного процесса составила 2,7 мс, максимальная температура топлива в момент окончания процесса – 4040 К, максимальное давление – 38 МПа. Полученная в [11] продолжительность аварийного процесса равна 2,67 мс, максимальная температура топлива в момент окончания процесса – 3867 К, максимальное давление – 35,5 МПа.

Тестирование показало удовлетворительное совпадение результатов расчетов по программе ANPEX с расчетными данными тестов.

Отметим, что некоторое расхождение результатов расчетов по программе ANPEX тестов № 1–3 с расчетными данными [6,11] объясняется различием математических моделей, проведением расчетов на разной вычислительной технике и некоторой возможной неточностью обработки исходных данных, представленных в графическом виде.

4. Проверка решения уравнений кинетики в коде ANPEX.

С целью проверки точности метода Каганова и выбора диапазона шагов по времени при интегрировании выполнено сравнение результата численного решения с аналитическим тестом. В качестве теста использовано точное аналитическое решение уравнений точечной кинетики с учетом одной средневзвешенной группы запаздывающих нейтронов при линейном во времени вводе реактивности, полученное в [12]. Сравнение результатов показало, что в диапазоне шагов интегрирования $\Delta t = 10^{-6}–10^{-5}$ с обеспечивается совпадение результатов с точностью менее 1% на всем интервале.

РАСЧЕТ СТАДИИ МГНОВЕННОЙ КРИТИЧНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ ANPEX

На рисунке 3 приведены результаты расчета по программе ANPEX аварийного процесса в урановой АЗ реактора БН-600. Реактор достиг состояния критичности на мгновенных нейтронах. Скорость линейного ввода реактивности равна 15 долл./с. Активная зона реактора осушена. В начальный момент времени температура топлива равна 3800 К.

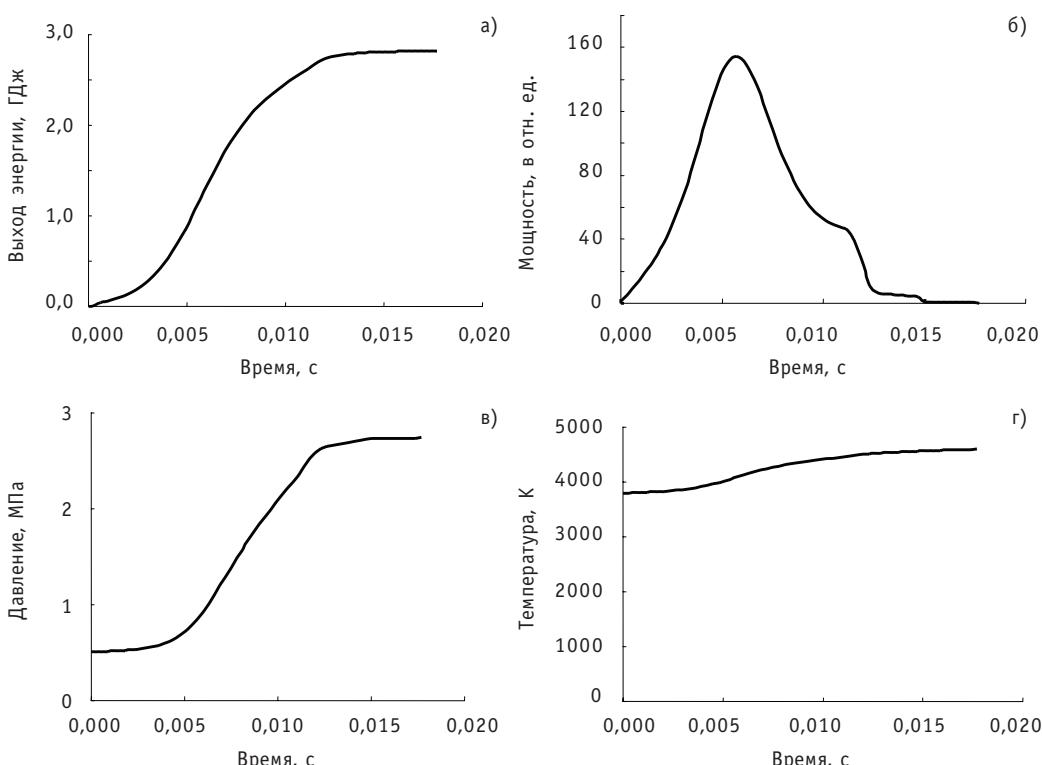


Рис. 3. Расчет стадии мгновенной критичности в зависимости от времени: а) – количества энергии, выделяемой при разрушении АЗ быстрого реактора; б) – мощности реактора; в) – давления в центре АЗ; г) – температуры топлива

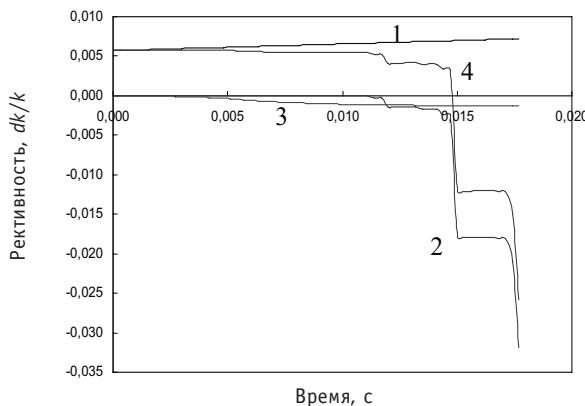


Рис. 4. Изменение реактивности в аварийном процессе при расчете стадии мгновенной критичности, $\dot{\rho} = 15$ долл./с: 1 – вводимая реактивность; 2 – реактивность, обусловленная тепловым расширением А3; 3 – эффект Доплера; 4 – результирующее значение реактивности

Представляет интерес характер изменения реактивности (рис. 4). С увеличением мощности реактора происходит уменьшение реактивности за счет отрицательного доплеровского эффекта. Позднее начинается фаза расширения А3, что обуславливает быстрое уменьшение реактивности.

Приведены кривые изменения мощности реактора, температуры топлива и давления в центре А3, зависимость количества выделяемой энергии от времени.

В соответствии с результатами расчета в данном варианте, характеризуемом удалением 50% стали, температура топлива при завершении процесса достигает 4600 К. Максимальное давление в центре А3 составляет 2,74 МПа. Выход энергии в момент окончания процесса – 2,82 ГДж.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для расчета энерговыделения в реакторе при разгоне его на мгновенных нейтронах создана математическая модель, которая реализована в коде ANPEX.

Код ANPEX позволяет рассчитать изменение реактивности и мощности реактора в аварийном процессе, зависимость количества энергии, выделяемой в аварийном процессе, от времени, поля температуры и давления, временное поведение тех же параметров. Математическая модель кода ANPEX имеет следующие особенности:

- разработано и применяется в расчетах граничное условие, которое основано на втором законе Ньютона, используемом для определения ускорений в точках на боковой границе;
- осуществлен учет влияния газообразных продуктов деления; давление газообразных продуктов деления уменьшает количество энергии, выделяемой в аварийном процессе.

Проведено сопоставление результатов расчетов по программе ANPEX с данными тестов, которое показало удовлетворительное совпадение.

Можно сделать вывод о том, что программа ANPEX адекватно описывает наиболее важные особенности аварийного процесса в А3 реактора и может использоваться как рабочий инструмент для проведения расчетных исследований соответствующих стадий тяжелых аварий при обосновании безопасности реактора.

Программа ANPEX использована для расчета стадии мгновенной критичности в А3 реактора БН-600.

Литература

1. *Nicholson R.B.* Methods for Determining the Energy Release in Hypothetical Fast-Reactor Meltdown Accidents // Nuclear Science and Engineering. -1964. – V.18. – № 2. – P. 207-219.
2. *Уолтер А., Рейнольдс А.* Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. *Кащеев М.В., Кузнецов И.А.* Аннотация программы ANPEX//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2004. – № 3. – С. 59-63.
4. *Kaganove J.J.* Numerical Solution of the One-group Space-independent Reactor Kinetics Equations for Neutron Density Given the Excess Reactivity, ANL-6132, Feb 1960.
5. *Harris R.A.* Preliminary Analysis of Postulated Maximum Accidents for the FFTF, Supplement I – Additional Calculations for Sodium-in Conditions, BNWL-760, 1969.
6. *Sha W.T. and Hughes T.H.* VENUS: A Two-dimensional Coupled Neutronics-Hydrodynamics Computer Program for Fast-reactor Power Excursions, ANL-7701, Oct 1970.
7. *Von Neumann J., Richtmyer R.D.* A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamics Shocks//J. of Appl. Phys. – 1950. – V. 21. – № 3. – P. 232-237.
8. *Kolsky H.G.* A Method for the Numerical Solution of Transient Hydrodynamics Shock Problems in Two Space Dimensions, LA-1867, 1955.
9. *Cho D.H., Ivins R.O., Wright R.W.* Pressure Generation by Molten Fuel-coolant Interactions Under LMFBR Accident Conditions/Conference on New Developments in Reactor Mathematics and Applications. – Idaho Falls, Idaho: – 1971. – CONF-710302, Vol. 1. – P. 25-49.
10. *Richtmyer R.D. and Morton K.W.* Difference Methods for Initial Value Problems. – New York: Interscience Publishers, 1957.
11. *Schmuck P., Jacobs G., Amecke G.* KADIS: ein Computerprogram zur Analyse der Kernzerlegungsphase bei hypothetischen Störfällen in schnellen, natriumgekühlten Brutreaktoren, Karlsruhe, KFK 2497, 1977.
12. *Кащеев М.В.* Об одном точном решении уравнений кинетики//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – № 2. – С. 61-65.

Поступила в редакцию 5.09.2011

ВЛИЯНИЕ БЕРИЛЛИЕВОГО ОТРАЖАТЕЛЯ, ПОМЕЩЕННОГО В АКТИВНУЮ ЗОНУ РЕАКТОРА ВВР-ц, НА ЕЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

О.Ю. Кочнов*, В.В. Колесов**

*Обнинский филиал ГНЦ РФ НИФХИ им. Л.Я. Карпова, г. Обнинск

** Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Приводятся результаты нейтронно-физических расчетов модифицированной активной зоны реактора ВВР-ц, на основании которых обнаружено значительное увеличение запаса реактивности при введении в активную зону блоков бериллиевого отражателя.

Ключевые слова: активная зона реактора ВВР-ц, плотность нейтронного потока, бериллиевые блоки в отражателе.

Key words: the reactor core of the VVR-c, beryllium reflector blocks, neutron flux.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение экономичности активной зоны реактора ВВР-ц является важнейшей задачей, решение которой позволит экономить топливо и, в конечном счете, улучшить финансовые показатели работы реакторной установки. Для реактора ВВР-К в Казахстане уже проводились расчетные исследования по использованию бериллиевых блоков в качестве дополнительного отражателя на периферии активной зоны [1]. Нами выполнен ряд расчетных исследований по использованию Be для улучшения показателей работы активной зоны реактора ВВР-ц.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились с максимальной детализацией при описании активной зоны реактора, тепловая мощность принималась равной 10 МВт. Рассматривалось несколько модификаций активной зоны:

Вариант А. Бериллиевые блоки располагались слева от экспериментального канала 1–1, справа от ТВС 1–4, слева от канала 6–1 (РР-1), справа от канала 6 – 9 (РР-1), слева от ТВС 11–1 и справа от ТВС 11–5 . Бериллиевые блоки имеют гексагональную форму по размеру ТВС. Внешняя часть блока обрезается стенкой корпуса активной зоны.

Вариант Б. ТВС 5–1, 5–10, 7–1 и 7–10 также заменяются на бериллиевые блоки (рис. 1).

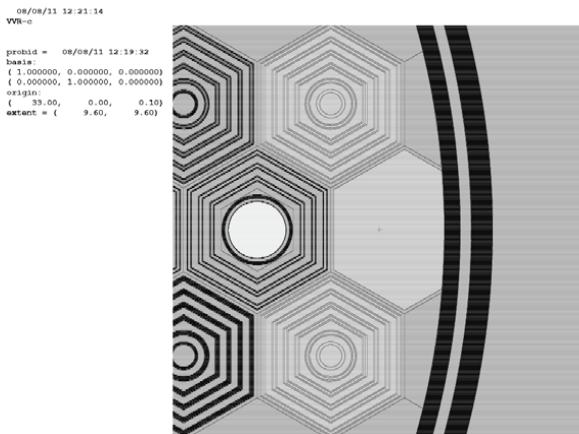


Рис. 1. Часть активной зоны реактора для варианта *Б* с ТВС 5–10 и 7–10, замененными на бериллиевые блоки (верхний и нижний правые гексагональные блоки) и одним из бериллиевых блоков на краю активной зоны (правый усеченный гексагональный блок)

Сравнение производится со стандартной активной зоной (*вариант С*).

В таблице 1 приведены значения эффективного коэффициента размножения для всех трех вариантов активной зоны при одинаковом расположении стержней регулирования.

Из проведенных расчетов видно, что даже при замене четырех периферийных ТВС на бериллиевые блоки наблюдается увеличение запаса реактивности почти на 0.3%.

Таблица 1

Значения эффективного коэффициента размножения

Вариант	<i>С</i>	<i>А</i>	<i>Б</i>
$K_{\text{эфф}}$	1.00569+/-0.00034	1.01531+/-0.00034	1.00855+/-0.00034

В таблице 2 приведены рассчитанные значения плотностей потоков нейтронов в различных экспериментальных каналах для вариантов зоны *Б* и *С*. Там же приведены имеющиеся экспериментальные результаты для стандартной активной зоны.

Интересно проанализировать как изменились значения плотностей потоков нейтронов для варианта *Б* по сравнению со стандартной зоной *С* (табл. 3).

Таблица 2

Сравнение плотностей потоков нейтронов в различных экспериментальных каналах для вариантов *Б* и *С*

Канал	Вариант <i>С</i>		Вариант <i>Б</i>		Эксперимент (стандартная зона)
	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ	
8–9	$7.03 \cdot 10^{13}$	$4.12 \cdot 10^{13}$	$6.95 \cdot 10^{13}$	$4.23 \cdot 10^{13}$	$4.4 \cdot 10^{13}$
4–1	$7.42 \cdot 10^{13}$	$4.32 \cdot 10^{13}$	$7.48 \cdot 10^{13}$	$4.49 \cdot 10^{13}$	$7.3 \cdot 10^{13}$
10–7	$6.47 \cdot 10^{13}$	$3.97 \cdot 10^{13}$	$7.01 \cdot 10^{13}$	$4.27 \cdot 10^{13}$	$6.4 \cdot 10^{13}$
1–1	$6.62 \cdot 10^{13}$	$4.07 \cdot 10^{13}$	$7.28 \cdot 10^{13}$	$4.41 \cdot 10^{13}$	$6.8 \cdot 10^{13}$

Таблица 3

**Изменение (в %) плотностей потоков нейтронов
для варианта Б по сравнению со стандартной зоной С**

Канал	(Вариант Б – Вариант С)/ Вариант С (%)	
	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ
8–9	–1.1	2.7
4–1	0.8	3.9
10–7	8.3	7.6
1–1	10	8.4

Из таблицы видно, что изменения плотностей потоков нейтронов для каналов 8–9 и 4–1 близки (в пределах 2% для полной плотности потока нейтронов и в пределах 4% для плотности потока нейтронов до 4 эВ), но существенно отличаются от соответствующих значений для пары каналов 10–7 и 1–1.

Такое отличие в поведении плотности потока нейтронов в различных каналах можно попытаться объяснить двумя факторами. Во-первых, для пары каналов 8–9 и 4–1 мы удалили стоявшие рядом ТВС с топливом (ТВС 5 – 1 для канала 4–1 и ТВС 7–10 для канала 8–9), заменив их бериллиевым отражателем. Во-вторых, стержни РР-1 были опущены до середины активной зоны, и влияние бериллиевого замедлителя, возможно, оказывалось разным для каналов 10–7, 1–1 и 4–1, 8–9. Для проверки первого фактора мы провели расчеты для зоны в варианте А, в котором, в отличие от варианта Б, ТВС 5–1, 5–10, 7–1 и 7–10 не заменялись на бериллиевые блоки. Результаты расчетов приведены в табл. 4 и 5. Из таблиц видно, что плотности потоков нейтронов в варианте А активной зоны для каналов 4–1 и 8–9 выросли незначительно, а в тепловой области даже снизились.

Результаты соответствующих расчетов для варианта А активной зоны с бериллиевым отражателем при поднятых стержнях РР-1 (вариант А') приведены

Таблица 4

Сравнение плотностей потоков нейтронов в различных экспериментальных каналах для вариантов А (без замены четырех ТВС на бериллиевые блоки) и С

Канал	Вариант А		Вариант С	
	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ
8–9	$7.02 \cdot 10^{13}$	$4.13 \cdot 10^{13}$	$7.03 \cdot 10^{13}$	$4.12 \cdot 10^{13}$
4–1	$7.56 \cdot 10^{13}$	$4.41 \cdot 10^{13}$	$7.42 \cdot 10^{13}$	$4.32 \cdot 10^{13}$

Таблица 5

**Изменение (в %) плотностей потоков нейтронов
для вариантов А и Б по сравнению со стандартной зоной С**

Канал	(Вариант А – Вариант С)/ Вариант С (%)		(Вариант Б – Вариант С)/ Вариант С (%)	
	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ
8–9	–0.1	0.2	–1.1	2.7
4–1	1.9	2.1	0.8	3.9

Таблица 6

Сравнение плотностей потоков нейтронов в различных экспериментальных каналах для вариантов А' (с поднятыми стержнями РР-1) и С'

Канал	Вариант А'		Вариант С'	
	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ
8–9	$7.30 \cdot 10^{13}$	$4.29 \cdot 10^{13}$	$7.36 \cdot 10^{13}$	$4.32 \cdot 10^{13}$
4–1	$7.69 \cdot 10^{13}$	$4.53 \cdot 10^{13}$	$7.61 \cdot 10^{13}$	$4.42 \cdot 10^{13}$

Таблица 7

Изменение (в %) плотностей потоков нейтронов для вариантов А' (с поднятыми стержнями РР-1) по сравнению со стандартной зоной С'

Канал	(Вариант А' – Вариант С')/ Вариант С' (%)		(Вариант А – Вариант С)/ Вариант С (%)	
	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ	Полная плотность потока нейтронов	Плотность потока нейтронов до 0.4 эВ
8–9	–0.8	–0.7	–0.1	0.2
4–1	1.1	2.5	1.9	2.1

в табл. 6 и 7. Полученные для каналов 4–1 и 8–9 результаты сравнивались с аналогичными значениями плотностей потоков нейтронов для стандартной зоны с поднятыми РР-1 (вариант С').

Как видно из табл. 4–7, эффект увеличения плотности потока нейтронов в каналах 4–1 и 8–9 при наличии рядом бериллиевого блока практически не наблюдается, в то время, как в каналах 1–1 и 10–7 он значителен.

Результаты проведенных расчетов позволяют сделать вывод, что бериллиевый отражатель, помещенный рядом с экспериментальными каналами 1–1 и 10–7, позволяет заметно увеличить плотность потока нейтронов в канале (включая его тепловую составляющую).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных расчетных исследований обнаружено значительное увеличение запаса реактивности при введении в активную зону реактора ВВР-ц блоков бериллиевого отражателя. Этот эффект позволит экономить топливо и, в конечном счете, улучшить финансовые показатели работы реакторной установки. Кроме того, обнаружено, что плотность потока нейтронов (включая ее тепловую составляющую) в экспериментальных каналах для такой модифицированной зоны возрастает и в ряде случаев достигает 10%, что может быть использовано для увеличения наработки радионуклидов.

Литература

1. Аринкин Ф.М., Бейсебаев А.О., Гизатулин Ш.Х. и др. О возможности использования бериллиевого отражателя в существующей активной зоне реактора ВВР-К// Вестник НЯЦ РК. – 2008. – Вып. 4(36). – С. 106–112.

Поступила в редакцию 9.11.2011

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВИНЦА, ОБОГАЩЕННОГО ИЗОТОПОМ СВИНЦА-208, ИЗ ТОРИЙСОДЕРЖАЩИХ РУД И МИНЕРАЛОВ ДЛЯ НУЖД АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Г.Л. Хорасанов*, А.И. Блохин*, А.А. Вальтер**

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

**Институт прикладной физики Национальной академии наук Украины, г. Сумы



Исследуется возможность использования в качестве теплоносителя быстрых реакторов (БР) и ускорительно-управляемых систем (УУС) радиогенного свинца, который может быть извлечен из торийсодержащих руд и минералов. В этих природных образованиях радиогенный свинец, продукт радиоактивного распада тория, высоко обогащен стабильным изотопом свинца-208, который обладает чрезвычайно низким сечением радиационного захвата нейтронов в области малых и промежуточных энергий нейтронов (5 эВ–50 кэВ). Теплоноситель БР и УУС, состоящий из свинца-208, привлекателен как материал, сберегающий нейтроны для экономной загрузки реакторов ядерным топливом, расширенного воспроизведения ядерного топлива и трансмутации долгоживущих радиотоксичных отходов атомной энергетики. В статье обсуждаются, с одной стороны, физико-технические вопросы приемлемости и преимущества использования радиогенного свинца различного изотопного состава в ядерно-энергетических установках и, с другой стороны, геологоминералогические и экономические вопросы получения радиогенного свинца в больших количествах, исчисляемых десятками и сотнями тонн. Поскольку на территориях России и Украины в настоящее время ведется эксплуатация месторождений коренных руд и россыпей минералов, в отвалах которых содержатся торий и свинец-208, то в статье дан анализ целесообразности и возможности рентабельного получения природного свинца, высокообогащенного 208 изотопом. Формулируются требования к объемам переработки торийсодержащих руд и минералов, при которых попутно с производством ценной редкометалльной продукции (титан, ниобий, tantal, цирконий и др.) могут быть получены торий и свинец-208 по приемлемой цене и в количествах, необходимых для атомной энергетики 2020–2030 гг.

Ключевые слова: Pb-208, радиогенный свинец, торий, жидкometаллический теплоноситель, быстрые реакторы, ускорительно-управляемые системы, торийсодержащие руды и минералы.

© Г.Л. Хорасанов, А.И. Блохин, А.А. Вальтер, 2012

Key words: Pb-208, radiogenic lead, thorium, liquid metal coolant, fast reactors, accelerator driven systems, thorium-containing ores and minerals.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных характеристик конструкционных материалов ядерных реакторов является величина поглощения ими нейтронов. Известны способы минимизации потерь нейтронов в АЗ: использование бесчехловых тепловыделяющих сборок (ТВС), применение мало поглощающих нейтроны конструкционных материалов во внутризонных устройствах, использование материалов с высоким альбедо для уменьшения утечки нейтронов и др.

Авторы работ [1–11] обращают внимание еще на одну возможность снижения потерь нейтронов в АЗ, охлаждаемой свинцовым теплоносителем, – дообогащение свинца изотопом свинца-208 от природных 52,32 до 99,0%. Свинец-208 как дважды магическое ядро обладает чрезвычайно низким сечением радиационного захвата нейтронов при энергиях нейтронов ниже 50 кэВ, что способствует экономии нейтронов и появлению ряда сопутствующих положительных качеств БР и УУС.

Ограничивающим фактором использования высокообогащенного свинца-208 в качестве теплоносителя является его высокая цена на мировом рынке. В проекте МНТЦ #2573 [12] были заложены теоретические основы разделения изотопов свинца с использованием фотохимических селективных реакций. Преимущества фотохимического метода разделения изотопов свинца состоят в одно- или двух-фотонном возбуждении атомов, возможности использования коммерчески доступных полупроводниковых лазеров и высокой эффективности разделяемых изотопов свинца в реакционной камере. Метод селективных фотопреакций оперирует с рабочим веществом в виде паров свинца и не требует конверсии свинца в летучее соединение свинца и обратное его превращение в целевой продукт, как это имеет место в методе газовых разделительных центрифуг. Все это позволяет надеяться на получение на основе фотохимии больших количеств (десятки и сотни тонн) изотопа свинца-208 с 99,0%-ным обогащением по приемлемой для атомной энергетики цене, не более \$200/кг [13], в случае промышленного производства больших количеств целевого продукта. Однако заявленные преимущества фотохимического способа разделения изотопа свинца-208 до сих пор не подтверждены экспериментально из-за отсутствия прямых измерений по получению весовых количеств этого изотопа.

В настоящее время изотопы свинца традиционно получают в газовых центрифугах с использованием тетраметила свинца, $Pb(CH_3)_4$, в качестве газообразного рабочего вещества. По оценкам, приведенным в работе [14], цена металлического свинца-208 с обогащением 99,0%, полученного при промышленном центрифужном производстве с объемом порядка 150 кг/год, составит не менее \$1000–2000/кг [14], которая экономически относительно велика для атомной энергетики.

Между тем, в природе помимо свинца с наиболее распространенным изотопным составом (1,48% Pb-204, 23,6% Pb-206, 22,6% Pb-207, 52,32% Pb-208) встречается свинец с более высоким обогащением по изотопу Pb-208, являющийся продуктом конечного распада радиоактивного ядра Th-232. Поэтому в древнейших рудах ($\sim 3 \cdot 10^9$ лет) содержание изотопа ^{208}Pb составляет $\sim 14\%$ массовых от содержания тория. Заметим, что изотоп свинца Pb-206 является конечным продуктом радиоактивного распада урана-238, а Pb-207 – урана-235, а изотоп Pb-204 является единственным нерадиогенным изотопом свинца.

В большинстве минералов-концентраторов тория количество первичного свинца мало. Количество первичного урана также может быть незначительным. Поэтому

му в таких минералах изотопная чистота ^{208}Pb может приближаться к 100%. Но такие случаи редки, и для прогнозирования минерального носителя сильно обогащенного ^{208}Pb минерала (руды) требуется специальное исследование. Как известно, торийсодержащие руды и минералы встречаются в ряде стран: Индии, Бразилии, Австралии, ЮАР, США, России, Украине и других.

ПРЕИМУЩЕСТВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВИНЦА, ОБОГАЩЕННОГО ИЗОТОПОМ СВИНЦА-208, В КАЧЕСТВЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ БР И УС

Уменьшение поглощения нейтронов в теплоносителе из свинца-208

На рисунках 1,2 приведены микроскопические сечения радиационного захвата нейтронов стабильным изотопом свинца-208 (Pb-208), эвтектикой свинца-висмута (Pb-Bi) и природным свинцом (Pb-nat), подготовленные на основе библиотеки ENDF/B-VII.0. Сечения представлены в 28-групповом разбиении по энергиям нейтронов БНАБ-93 [15].

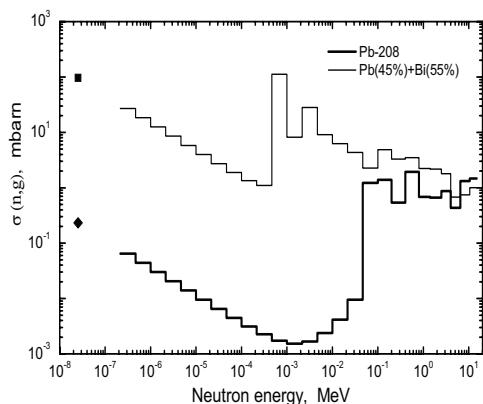


Рис.1. Оцененные данные из библиотеки ENDF/B-VII.0 по микроскопическим сечениям радиационного захвата нейтронов стабильным изотопом свинца-208 и эвтектической смесью свинца-висмута

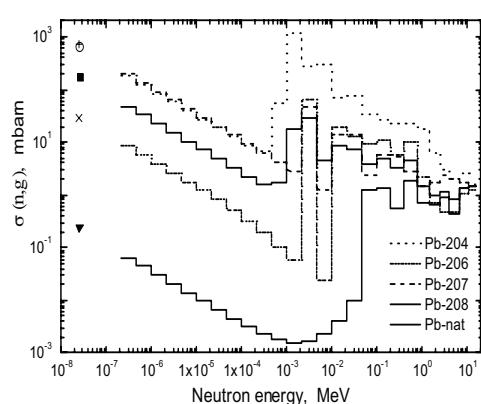


Рис. 2. Оцененные данные из библиотеки ENDF/B-VII.0 по микроскопическим сечениям радиационного захвата нейтрона стабильными изотопами свинца и его природной смесью, Pb-nat

Видно, что во всем представленном диапазоне нейtronных энергий сечения захвата нейтронов эвтектикой свинца-висмута, а также природным свинцом, в несколько раз превышают сечения захвата нейтронов изотопом Pb-208 , а при энергиях $E_n < 50$ кэВ разница в величинах сечений достигает трех-пяти порядков.

Доля нейтронов с энергией $E_n < 50$ кэВ обычно составляет 20–30% всех нейтронов в АЗ БР и УС, она возрастает в боковых и торцевых зонах реакторов.

В данной работе были выполнены расчеты нейтронных полей в АЗ и боковых экранах реактора РБЕЦ-М на основе математической модели, разработанной в [16] в качестве международного бенчмарка. Спектры нейтронов рассчитывались по программе MCNP/4C [17] с использованием ядерных данных из библиотеки ENDF/B-VII.0. При замене штатного теплоносителя на теплоноситель из свинца-208 все исходные данные, кроме топливной загрузки, оставались неизменными. Для выхода на критический режим ($K_{\text{эфф}} = 1.01$) содержание плутония в уран-плутониевом нитридном топливе было уменьшено со штатных 13,7 до 13,0%. Поправки на разные температуры теплоносителей на данном этапе расчетов не вносились. В таблице 1 представлены полученные расчетные данные по одногрупповым, усредненным по нейтронным спектрам подзон АЗ, сечениям радиационного захвата

Таблица 1

Одногрупповые сечения радиационного захвата нейтронов в теплоносителях быстрого реактора РБЕЦ-М (мбарн)

Наименование реактора и теплоноситель	Зона малого обогащения топлива (ЗМО)	Зона среднего обогащения топлива (ЗСО)	Зона большого обогащения топлива (ЗБО)	Зона бокового экрана (БЭ)	Зона торцевого экрана под ЗМО (ГЭ ЗМО)	Зона торцевого экрана под ЗСО (ГЭ ЗСО)	Зона торцевого экрана под ЗБО (ГЭ ЗБО)
РБЕЦ-М, Pb-Bi	3,71190	3,62388	3,66404	4,82878	5,32383	5,22481	5,40967
РБЕЦ-М, Pb-208	0,93296	0,94187	0,93931	0,86595	0,80867	0,81212	0,79005

нейтронов в реакторе РБЕЦ-М, охлаждаемом штатным теплоносителем Pb-Bi и теплоносителем на основе изотопа свинца Pb-208.

Из таблицы 1 следует, что наименьшим значением одногруппового сечения радиационного захвата нейтронов по теплоносителю активной зоны ($\langle\sigma\rangle = 0,93 - 0,94$ мбарн) характеризуется реактор РБЕЦ-М с теплоносителем из свинца-208. Одногрупповое сечение радиационного захвата нейтронов в штатном свинцово-висмутовом теплоносителе активной зоны реактора РБЕЦ-М примерно в четыре раза больше аналогичного сечения реактора РБЕЦ-М с теплоносителем из свинца-208. В боковых и торцевых экранах реакторов рассчитанные одногрупповые сечения радиационного захвата нейтронов в теплоносителе из свинца-208 примерно в шесть-семь раз меньше соответствующих сечений захвата нейтронов в теплоносителе из свинца-висмута. Малая величина этого сечения и отвечающий ей избыток нейтронов в реакторе РБЕЦ-М, охлаждаемом высокообогащенным свинцом-208, могут быть использованы для снижения топливной загрузки в АЗ, воспроизводства топлива и трансмутации радиотоксичных нуклидов в боковых и торцевых экранах реактора.

Ужесточение нейтронных спектров БР и УУС, охлаждаемых свинцом-208

На рисунке 3 представлены потоки нейтронов для зоны ЗМО БР РБЕЦ-М, охлаждаемой свинцом-208 и свинцом-висмутом, в условиях, когда суммарные по всему спектру зоны потоки нейтронов Y_n примерно одинаковы и $K_{\text{эфф}}$ в обоих случаях близки к единице. Спектры представлены в групповом энергетическом разбиении БНАБ-93. Видно, что замена штатного теплоносителя из свинца-висмута на теплоноситель из свинца-208 приводит к ужесточению нейтронного спектра: средняя энергия нейтронов $\langle E_n \rangle$ в зоне возрастает с 0,402 до 0,428 МэВ, т.е. на 6,5%.

На рисунке 4 представлено отношение рассчитанных потоков нейтронов в ЗМО РБЕЦ-М с разными теплоносителями в линейном масштабе. Наглядно демонстрируется нарастание основной доли быстрых нейтронов ($E_n > 0,4$ МэВ) и очень малой доли (менее 1%) нейтронов с энергией $E_n < 100$ эВ в реакторе, охлаждаемом свинцом-208. При этом средняя энергия нейтронов в ЗМО $\langle E_n \rangle$, как отмечалось, в целом возрастает на 6,5%.

На рисунке 5 показано ужесточение нейтронного спектра зоны среднего топливного обогащения (ЗСО, Cell2) подкритического бланкета УУС в случае замены

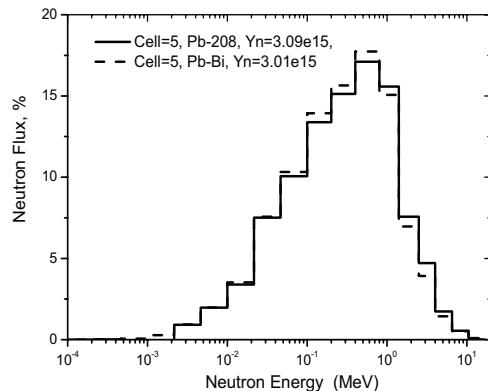


Рис. 3. Ужестчение нейтронного спектра зоны малого топливного обогащения (ЗМО, Cell = 5) реактора РБЕЦ-М в случае замены его штатного теплоносителя из свинца-висмута (пунктирная линия) на свинец-208 (сплошная линия); Y_n – полный поток нейтронов в ЗМО

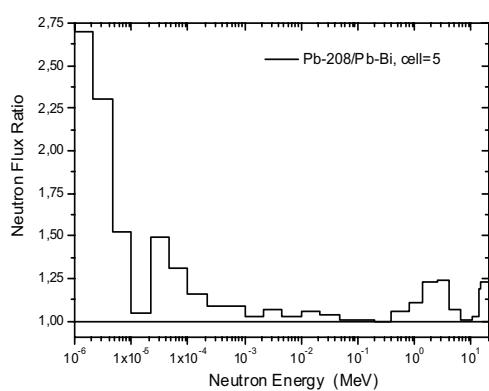


Рис. 4. Отношения потоков нейтронов (масштаб по оси Y – линейный) в зоне 5 реактора РБЕЦ-М, охлаждаемого Pb-208/Pb-Bi

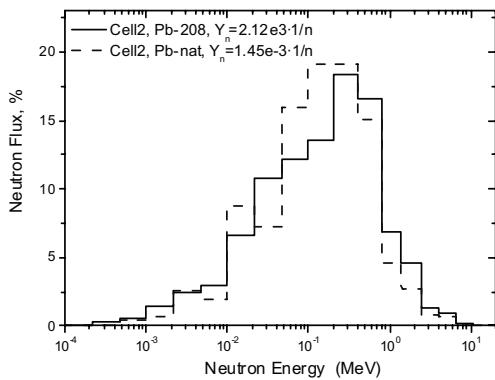


Рис. 5. Ужестчение нейтронного спектра Cell2 – зоны среднего топливного обогащения (ЗСО) подkritического бланкета УУС в случае замены его теплоносителя из природного свинца (пунктирная линия) на свинец-208 (сплошная линия); Y_n – полный поток нейтронов в ЗСО в расчете на один внешний нейтрон из источника, расположенного на оси бланкета

величины $K_{\text{эфф}} = 1,0246$, т.е. примерно на 1,5%. При этом, если в случае натриевого теплоносителя потребуется увеличение загрузки реактора РБЕЦ-М ядерным топливом примерно на 20%, то при использовании свинца-208 загрузка реактора может быть снижена. Расчеты показали, что при использовании свинца-208 для выхода на стандартный уровень критичности ($K_{\text{эфф}} = 1,0096$) обогащение уран-плутониевого топлива энергетическим плутонием должно быть снижено с 13,7%, заложенных в штатный РБЕЦ-М, до 13,0%. При этом начальная загрузка реактора энергетическим плутонием уменьшается с 3595 кг до 3380 кг, т.е. на 215 кг. В пересчете на 1 ГВт электрической мощности это дает экономию в загрузке реактора энергетическим плутонием порядка 0,65 тонны, что сравнимо с количеством энергетического плутония, получаемым из отработанного топлива российских АЭС ВВЭР-440 и БН-600, которое не превосходит одной тонны в год.

В УУС с тепловой мощностью подkritического бланкета, равной 80 МВт [7], при использовании теплоносителя из свинца-208 в рабочем состоянии расчетный эффективный коэффициент размножения нейтронов равен $K_{\text{эфф}} = 0,96997$. В этом

теплоносителя из природного свинца на свинец-208. Такая замена приводит к ужестчению нейтронного спектра ЗСО УУС, в среднем на 10–15%.

Увеличение эффективного коэффициента размножения нейтронов $K_{\text{эфф}}$ в БР и УУС, охлаждаемых свинцом-208

В реакторе РБЕЦ-М при условной замене штатного теплоносителя из эвтектики свинца-висмута на натриевый теплоноситель его расчетный эффективный коэффициент размножения нейтронов ($K_{\text{эфф}} = 1,0096$) падает до величины $K_{\text{эфф}}=0,9727$, при замене же теплоносителя на природный свинец он уменьшается до величины $K_{\text{эфф}} = 0,9815$, а при использовании в реакторе РБЕЦ-М теплоносителя из свинца-208 возрастает до

случае для выделения в бланкете номинальной тепловой мощности 80 МВт потребуется инжектировать в нейтронный источник пучок протонов с током $I_p = 2,8$ мА и энергией $E_p = 600$ МэВ, $P_p = 1,68$ МВт. Если же теплоноситель бланкета заменить на природный свинец, то исходный эффективный коэффициент размножения нейтронов уменьшается до величины $K_{\text{эфф}} = 0,95289$. В этом случае для выделения в бланкете номинальной тепловой мощности 80 МВт потребуется увеличить ток и мощность пучка до величин $I_p = 4,32$ мА и $P_p = 2,59$ МВт, т.е. в 1,5 раза. При сохранении же мощности пучка на прежнем уровне ($P_p = 1,68$ МВт) для поддержания номинальной мощности бланкета потребуется увеличить топливную загрузку.

Увеличение коэффициента воспроизводства топлива в БР и УУС, охлаждаемых свинцом-208

Избыток нейтронов, обусловленный их малым поглощением в теплоносителе из Pb-208, может быть использован для воспроизводства топлива и трансмутации радиотоксичных нуклидов. Рассмотрим в качестве примера радиационный захват нейтронов ураном-238, приводящий, в конечном счете, к образованию топлива – плутония-239. Эффективность этого процесса в АЗ УУС и БР будет тем выше, чем больше величина одногруппового сечения радиационного захвата нейтронов ядром урана-238. На рисунке 6 представлены микросечения радиационного захвата нейтронов ядром U-238, подготовленные на основе библиотеки ENDF/B-VII.0.

Видно, что микросечения радиационного захвата нейтронов ураном-238 достаточно велики в характерных нейтронных спектрах БР и УУС, а в диапазоне малых энергий нейтронов ($E_n = 5-10$ эВ) достигается максимум сечения радиационного захвата нейтронов, порядка 170 барн. Поэтому можно ожидать увеличения одногрупповых сечений захвата нейтронов ядрами U-238 в спектрах АЗ БР и УУС, охлаждаемых Pb-208, в которых доля нейтронов малых энергий ($E_n = 5-10$ эВ) и промежуточных энергий ($E_n < 5 \cdot 10^4$ эВ) повышена.

В таблице 2 приведены рассчитанные одногрупповые сечения радиационного захвата нейтронов ядром U-238, усредненные по нейтронным спектрам АЗ УУС мощностью 80 МВт тепловых и АЗ критических реакторов БРЕСТ-300 МВт эл., БН-600 МВт эл и РБЕЦ-М 340 МВт эл., охлаждаемых различными теплоносителями.

Для получения точных сведений о коэффициентах воспроизводства топлива КВ и КВА потребуются специальные расчеты по известным кодам, однако уже на основании приведенных в табл. 2 одногрупповых сечений можно предполагать, что при использовании теплоносителя из свинца-208 воспроизведение топлива из урана -238 в АЗ, торцевых и боковых экранах БР и УУС будет повышенено. Заметим, что одногрупповые сечения захвата нейтронов урана-238 в нейтронных полях ADS-80 с теплоносителем из свинца-208 значительно отличаются в большую сторону от тех же сечений, вычисленных для реактора-бридера БН-600.

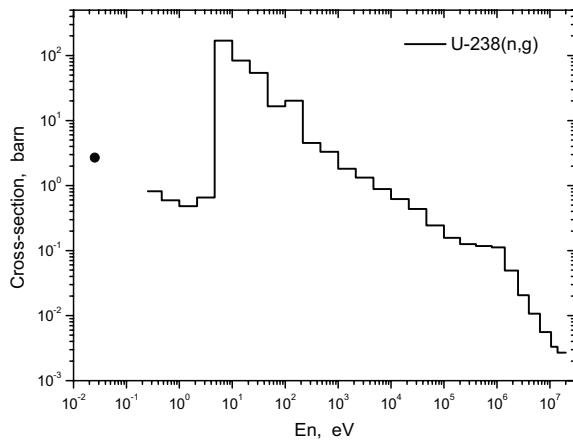


Рис. 6. Микроскопические сечения радиационного захвата нейтронов ядром урана-238 в диапазоне энергий нейтронов $10^{-2}-2 \cdot 10^7$ эВ

Таблица 2

Одногрупповые сечения радиационного захвата нейтронов ядром урана-238 в нейтронных спектрах активных зон различных УУС и БР (мбарн)

Реактор	Теплоноситель	Одногрупповые сечения
ADS-80 МВт тепл.	Pb-208	639,3
ADS-80 МВт тепл	Pb-nat	405,3
БРЕСТ-300 МВт эл.	Pb-nat	308,9
БН-600 МВт эл.	Na-23	296,5
РБЕЦ-М-340 МВт эл.	Pb-208	187,4
РБЕЦ-М-340 МВт эл.	Pb-Bi	188,6

В качестве иллюстрации на рис. 7 и 8 приводятся результаты оценочных расчетов накопления плутония-239 и выгорания урана-238 в ЗБО (Cell 3) УУС с тепловой мощностью 80 МВт. Расчеты изменения нуклидного состава урана-238 были выполнены на базе комплекса ACDAM [18], развитого в Центре ядерных данных ГНЦ РФ-ФЭИ.

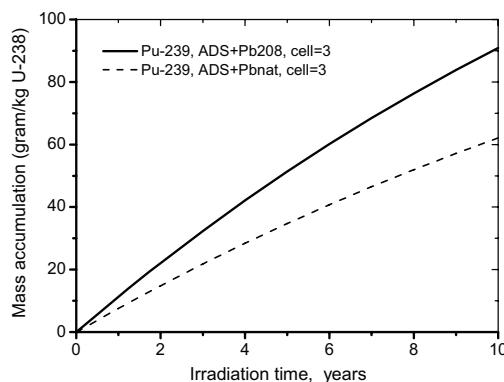


Рис. 7. Накопление плутония-239 при обучении урана-238 в бланкете УУС-80 МВт в ячейке 3, расположенной в верхней части ЗБО бланкета [7]: — — — охлаждение природным свинцом; — — свинцом-208

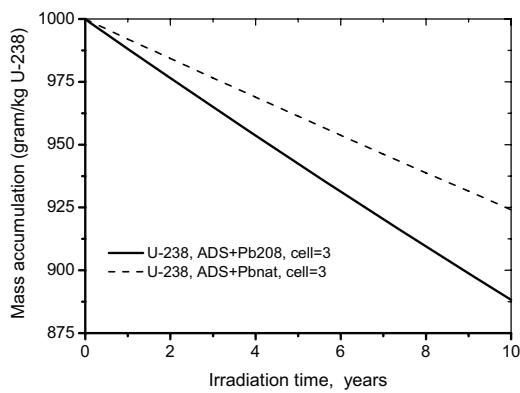


Рис. 8. Выгорание урана-238 в бланкете УУС-80 МВт в ячейке 3, расположенной в верхней части ЗБО бланкета [7]: — — — охлаждение природным свинцом; — — свинцом-208

О ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ И ВОЗМОЖНОСТИ РЕНТАБЕЛЬНОГО ПОЛУЧЕНИЯ РАДИОГЕННОГО СВИНЦА, ВЫСОКООБОГАЩЕННОГО 208-М ИЗОТОПОМ

Вопросы получения радиогенного свинца с высоким обогащением по изотопу свинца-208 связаны с перспективами вовлечения тория в атомную энергетику России. Как отмечается в [19], для вовлечения тория в энергетику России необходимо, по крайней мере, добывать 10–13 тысяч тонн тория в год к 2020–2030 гг.

Содержание свинца-208 в торийсодержащих рудах и минералах может достигать 14% от массы тория. При указанной перспективе добычи порядка 10–13 тысяч тонн тория в год попутно с торием из торийсодержащих руд можно будет извлечь более 100 тонн свинца-208 в год. Это количество не покрывает потребность крупномасштабной энергетики на свинцовых реакторах, которая оценивается ве-

личиной порядка 2000 тонн свинца на 1 ГВт электрической мощности. Однако 65-ти тонн свинца-208 достаточно для охлаждения блоккета единичной ускорительно-управляемой установки типа MYRRHA с тепловой мощностью порядка 100 МВт, ныне сооружаемой в Бельгии и намеченной к эксплуатации к 2022 г. Как отмечалось, использование свинца-208 в качестве теплоносителя блоккета УУС может в 1,5 раза снизить уровень требуемой управляющей мощности высокогенеративного протонного ускорителя, причем стоимость получения 1 МВт выходной мощности пучка оценивается величиной порядка 100 млн. долл. США [26].

Опытно-демонстрационный быстрый реактор БРЕСТ-300 с электрической мощностью 300 МВт, намеченный к сооружению в России к 2020 г., спроектирован с очень большим запасом по свинцовому теплоносителю (порядка 6000–7000 т) и не может рассматриваться как потенциальный потребитель свинца-208.

Тем не менее, в настоящее время ведутся проектирование и разработка технологий свинцовых реакторов малой и средней мощности (порядка 100 МВт эл.), например, свинцово-висмутовый быстрый реактор СВБР-100, который намечен к сооружению к 2016 г. В этом и подобных реакторах относительно малой мощности при использовании системы пассивного отвода тепла (СПОТ) требуемый объем тяжелого теплоносителя ограничен величиной порядка две тонны на 1 МВт электрической мощности. Получение свинца-208 в объемах порядка 200 тонн за период сооружения реактора малой мощности (три-четыре года) представляется вполне реальным.

В России для стабильного получения тория в количествах, необходимых для будущих быстрых реакторов на уране-233, основным источником тория может быть его попутное извлечение при переработке лопарита Ловозерского месторождения на Кольском полуострове [19]. Инфраструктура Ловозерского месторождения хорошо подготовлена для организации крупной добычи и обогащения лопаритовой руды. Месторождение давно эксплуатируется и характеризуется запасами лопарита и большими объемами торийсодержащих отходов в хвостохранилищах.

По ориентировочным оценкам, при организации крупномасштабной переработки лопаритового концентрата (ЛК), например, в объемах порядка двух млн тонн ЛК/г, может быть получено до 500–600 тысяч тонн Ln_2O_3 и TiO_2 , 100 тысяч тонн Nb_2O_5 , 10 тысяч тонн Ta_2O_5 , 13 тысяч тонн ThO_2 и 65 тонн радиогенного свинца.

Однако получение указанных количеств тория и радиогенного свинца экономически оправдано только в случае их попутного извлечения из ЛК, когда основным продуктом извлечения являются редкие металлы – титан, tantal, ниобий и редкоземельные элементы.

Отдельной проблемой является степень обогащения радиогенного свинца различного происхождения изотопом свинца-208. Изотопный состав радиогенного свинца из различных торий- и урансодержащих руд и минералов может сильно отличаться. Например, в торийсодержащих рудах Бразилии, по сведениям [20], радиогенный свинец обогащен изотопом свинца-208 до 88,34%, сведения же по изотопному составу Ловозерского месторождения не известны. Для свинцовых БР и УУС наиболее желателен следующий изотопный состав радиогенного свинца: 93% свинца-208, 6% свинца-206, минимальное содержание изотопа свинца-207 – изотопа с большим сечением захвата нейтронов. В [21] приводятся данные о крупных месторождениях тория в мировом масштабе и об изотопном составе радиогенного свинца в торийсодержащих рудах и минералах. Авторы работы отмечают, что радиогенный свинец в ториевых рудах и монациты содержит значительно меньше изотопов с большими сечениями захвата нейтронов (Pb-207 и Pb-204), чем широко распространенный обычный природный свинец (Pb-nat).

Следует отметить, что преимущества свинца-208 по сравнению со свинцом обычного природного состава могут проявиться и в других областях атомной науки и техники. По-видимому, свинец-208 как слабо замедляющий нейтроны материал предпочтителен в используемых в ядерной физике спектрометрах по времени замедления нейтронов в свинцовом кубе весом порядка 100 тонн [22], а также в мишенях мощных нейтронных источников для получения интенсивных потоков жестких нейтронов за счет образования нейтронов расщепления частицами высоких энергий [2, 23] и др.

Перспективы использования древнего монацита из россыпей и коренных проявлений Украины как сырья для производства высокообогащенного ^{208}Pb

Монацит – ортофосфат преимущественно цериевых редких земель ((Ce, La, Nd..., Th)PO₄) является важнейшим природным концентратором тория. Он широко распространен (обычно в небольших количествах) в горных породах и некоторых типах гидротермальных и метаморфогенных руд. Благодаря механической и химической стойкости монацит накапливается в россыпях.

Кристаллическая структура монацита может быть представлена как трехмерная постройка из кислородных девятивершинников, в центре которых расположены атомы редкоземельных элементов и кислородных тетраэдров с центральным атомом фосфора. Девятерная координация допускает широкое вхождение относительно крупных ионов легких редких земель и тория в структуру минерала. Суммарное содержание тория в минерале может достигать 28% массовых, а содержания 5–7% являются обычными. Хотя отсутствуют экспериментальные данные о форме нахождения радиогенного свинца в структуре монацита, многочисленные наблюдения, суммированные, например, в работе [24], свидетельствуют о его хорошей сохранности в кристаллической матрице монацита, что позволяет использовать его для изотопного датирования.

В Украине монацит содержится в мелкозернистых титано-циркониевых россыпях, в том числе в разрабатываемых, в корах выветривания и в коренных проявлениях.

По разведанным и эксплуатационным ресурсам легко обогащимых титано-циркониевых руд Украина занимает ведущее положение в Европе и СНГ. Ресурсы циркония в Украине составляют более 10% мировых. В настоящее время разрабатывается наиболее крупная Малышевская (Самотканская) россыпь и начата отработка Волчанской россыпи.

Благодаря заметному парамагнетизму монацит при существующей мощности рудников может попутно извлекаться при разработке россыпей в количестве порядка 100 т в год, что примерно соответствует 3,5 т тория и 0,5 т свинца, обогащенного 208-ым изотопом. Сейчас монацит рассматривается как вредная радиоактивная примесь и не извлекается.

Состав монацита Малышевской россыпи (содержание U, Th и Pb) для целей датирования хорошо изучен в [24] при помощи специально разработанной рентгенофлюоресцентной методики [25]. В таблице 3 приведены данные о содержании тория, урана и об изотопном составе свинца монацита Малышевского месторождения. Средний состав свинца подтвержден прямыми масс-спектрометрическими измерениями.

Как видно из таблицы, обогащение 208-ым свинцом в среднем для всего монацита недостаточно высокое. Однако есть вероятность разделения монацита по флотационным, магнитным или другим свойствам с выделением низкоурановой фракции минерала.

Таблица 3

Содержание тория, урана, свинца и изотопия свинца монацитов Малышевской россыпи (Украина)

Средние значения из 224 рентгено-флюоресцентных определений по данным [24], мас.%			Изотопия свинца в монаците по данным массспектрометрического анализа средней пробы отн. %.				Среднее значение по 70-ти пробам, обедненным ураном (элементы в мас.%%, изотопы свинца в %% отн.)					
Th	U	Pb	²⁰⁴ Pb	²⁰⁶ Pb	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb	U	Th	Pb	Изотопия свинца		
										²⁰⁶ Pb	²⁰⁷ Pb	²⁰⁸ Pb
3,52	0,23	0,30	0,04	13,1	1,43	85,42	0,06	3,63	0,33	3,8	0,4	95,7

Для добычи валового монацитового концентрата при разработке Малышевской россыпи почти не потребуются дополнительные затраты, и его цена в первом приближении может быть принята примерно равной цене цирконового концентрата ~ \$1/кг. Стоимость гидрометаллургического выделения свинца из монацита по аналогии со сходными процессами может быть оценена в \$24–30/кг. Выделение из монацитового концентрата разностей с низким отношением U/Th и высоким содержанием ²⁰⁸Pb потребует дополнительных исследований и вызовет некоторое удорожание продукта.

В Украине имеются недостаточно изученные проявления монацита в древних коренных породах, в их корах выветривания, в связанных с ними гидротермальных и метаморфогенных месторождениях и в россыпях. Судя по имеющимся аналитическим данным, существует возможность обнаружения монацита, высоко обогащенного 208-ым изотопом.

Большие возможности для добычи тория и свинца, обогащенного 208-ым изотопом имеет Россия, где подготавливаются для освоения титаноциркониевые россыпи и имеется торийсодержащее сырье в комплексных коренных месторождениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расплав свинца, обогащенного до 99,0% стабильным изотопом свинца-208, может рассматриваться как теплоноситель с новыми потребительскими свойствами для ядерно-энергетических установок (ЯЭУ). Он может иметь некоторые преимущества перед другими, ныне применяемыми или предлагаемыми теплоносителями: натрием, природным свинцом, эвтектикой свинца-висмута, ртутью и другими легкими и тяжелыми металлами.

Основное преимущество свинца-208 заключается в его способности мало поглощать нейтроны. На примере быстрого реактора РБЕЦ-М показано, что одногрупповые, усредненные по нейтронным спектрам подзон реактора, сечения радиационного захвата нейtronов могут быть снижены в четыре-семь раз при замене его штатного свинцово-висмутового теплоносителя на свинец-208.

Другим преимуществом свинца-208 является высокий порог потерь энергии при неупругих столкновениях нейtronов с ядром ($E_{\text{порог}} = 2,61 \text{ МэВ}$), что позволяет на несколько процентов ужесточить спектр нейtronов в активных зонах свинцовых быстрых реакторов и ускорительно-управляемых систем.

Показано, что малое поглощение и слабое замедление нейtronов в таком теплоносителе позволяют получить выигрыш в эффективном коэффициенте размножения нейtronов критического реактора или подкритического бланкета $K_{\text{эфф}}$ и тем самым минимизировать начальную загрузку реакторов ядерным топливом, сэко-

номить энергетический плутоний или снизить требования к управляющей мощности пучка протонов в подкритических системах.

Наконец, третьим преимуществом свинца-208 как теплоносителя является увеличение доли нейтронов малых и промежуточных энергий ($E_n = 5 \text{ эВ}-50 \text{ кэВ}$) на периферии активных зон, в боковых и торцевых подзонах, в которых может размешаться уран-238 для воспроизводства топлива. Рассчитанные одногрупповые сечения радиационного захвата нейтронов ядром урана-238 в нейтронных спектрах активных зон реакторов, охлаждаемых свинцом-208, сравнимы с одногрупповыми сечениями натриевого реактора, а в ряде случаев превосходят их.

Ключевым вопросом возможности реализации указанных преимуществ свинца-208 в ЯЭУ является его цена на мировом рынке, которая ныне достаточно высока. Однако высокое содержание свинца-208 в природной смеси изотопов свинца (около 52%) и успехи техники разделения изотопов свинца, в том числе центробежного и лазерного способов, позволяют полагать, что в недалеком будущем свинец-208 с обогащением до 99,0% можно будет получать в больших количествах, измеряемых десятками и сотнями тонн, по экономически приемлемой цене – порядка \$200/кг [13].

Между тем, в природе помимо обычного свинца с изотопным составом 1,48% Pb-204, 23,6% Pb-206, 22,6% Pb-207, 52,32% Pb-208 встречается свинец с обогащением до 88–99% по изотопу Pb-208. Такой свинец обнаруживается в малом количестве в торийсодержащих рудах и минералах, и получил название радиогенного. Поскольку на территориях России и Украины в настоящее время ведется эксплуатация месторождений коренных руд и россыпей минералов, в отвалах которых содержатся торий и свинец, то в работе показана целесообразность получения радиогенного свинца в объемах порядка 65-ти тонн в год, которые могут покрыть потребность в нем единичных ЯЭУ малых электрических мощностей, порядка 100 МВт. Рентабельное получение таких количеств радиогенного свинца возможно только при больших объемах переработки торийсодержащих руд и минералов, когда торий и радиогенный свинец извлекаются попутно с основным производством редких металлов (Ti, Ta, Nb, Zr) и редкоземельных элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ №08-08-92201-ГФЕН_а) и Государственной корпорации «Росатом».

Литература

- 1.Хорасанов Г.Л., Иванов А.П., Блохин А.И. Материалы ядерной техники с регулируемым изотопным составом химических элементов//Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. – 2006. – Вып. 1-2. – С. 99-109 (ISSN 0207-3668).
- 2.Khorasanov G.L., Ivanov A.P., Blokhin A.I. Reduction of the induced radioactivity in an ADS target by changing the target material isotope composition//Nuclear Engineering and Design. – 2006. – V. 236. – № 14-16. – P. 1606-1611 (ISSN 0029-5493).
- 3.Апсэ В.А., Шмелев А.Н., Сироткин А.М. Некоторые преимущества использования радиогенного свинца в качестве теплоносителя быстрых реакторов//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2010. – № 4. – С. 5-15.
- 4.Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Апсэ В.А., Куликов Е.Г. Свинец, содержащий изотоп pb-208, – тяжелый замедлитель и отражатель нейтронов. Его нейтронно-физические свойства//Научная сессия МИФИ-2011. Т.1 – Инновационные ядерные технологии. – С. 49.
- 5.Хорасанов Г.Л., Коробейников В.В., Иванов А.П., Блохин А.И. Минимизация уран-плутониевой загрузки быстрого реактора путем использования в качестве теплоносителя мало поглощающего нейтроны обогащенного свинца-208//сб. докл. XII Международной научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул в лазерных, плазменных и на-

- нотехнологиях» (31 марта–4 апреля 2008 г., Звенигород, Россия) /Подредакцией В.Е. Черковца. – М.: ЦНИИатоминформ, г. Троицк, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 2008. – С. 384–391 (ISBN 978-5-89513-133-6).
6. *Khorasanov G.L., Korobeynikov V.V., Ivanov A.P., Blokhin A.I.* Minimization of an initial fast reactor uranium-plutonium load by using enriched lead-208 as a coolant//Nuclear Engineering and Design. – 2009. – V. 239. – № 9. – P. 1703-1707 (ISSN 0029-5493).
7. Хорасанов Г.Л., Блохин А.И. Макроскопические сечения радиационного захвата нейтронов теплоносителем, ураном-238 и технецием-99 в активной зоне подкритического реактора, охлаждаемого природным и обогащенным свинцом/Специальный выпуск №8 журнала «Перспективные материалы», февраль 2010. – С. 361-365. – Изд. 000 «Интерконтакт Наука» (ISSN 1028-978X).
8. *Khorasanov G.L. and Blokhin A.I.* Macroscopic cross sections of neutron radiation capture by Pb-208, U-238 and Tc-99 nuclides in the accelerator driven subcritical core cooled with molten Pb-208/In CD-ROM Proceedings of the International Conference PHYSOR 2010 – Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance (Pittsburgh, Pennsylvania, USA, May 9-14, 2010). – Paper #286 at the Session 5C «Advanced Reactors Design».
9. Хорасанов Г.Л., Блохин А.И. Теплоноситель с малым поглощением нейтронов для быстрых реакторов и ускорительно-управляемых систем. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. – 2010. – Вып. 1 (ISSN 0207-3668).
10. Блохин Д.А., Земсков Е.А., Хорасанов Г.Л. Влияние теплоносителя на основе изотопа свинца-208 на нейтронные характеристики активной зоны быстрого реактора//Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. – 2010. – Вып. 1 (ISSN 0207-3668).
11. *Khorasanov G.L. and Blokhin A.I.* A low neutron absorbing coolant for fast reactors and accelerator driven systems/In the book «Cooling Systems», Editor Aaron L. Shanley, Chapter 5, Edition: Nova Science Publishers, Inc., USA, 2011, in press (ISBN 978-1-61209-379-6).
12. ISTC # 2573 project: «Investigation of Processes of High – Performance Laser Separation of Lead Isotopes by Selective Photoreactions for Development of Environmentally Clean Perspective Power Reactor Facilities», Project Manager: A.M. Yudin (Saint-Petersburg, Efremov Institute, NIIIEFA), Project Submanagers: G.L. Khorasanov (Obninsk, Leypunsky Institute, IPPE) and P.A. Bokhan (Novosibirsk, Institute for Semiconductor Physics, ISP), 2004-2005.
13. Бортнянский А.Л., Демидов В.Л., Мотовилов С.А., Подтыкан Ф.П., Савченко Ю.И., Усанов В.А., Юдин А.М., Яценко Б.П. Экспериментальный лазерный комплекс для разделения изотопов свинца посредством селективных фотохимических реакций/В сб. докл. X Международной научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул» (3-7 октября 2005 года, г. Звенигород, Россия). – М: ЦНИИатоминформ, 2005. – С. 76-82 (ISBN 5-85389-122-7).
14. Borisevich V.D., Sulaberidze G.A., Smirnov A.Yu. Production of highly enriched lead-208: separation problems/Paper presented at the Russian-Chinese Bilateral Workshop «Possibility of using stable isotope lead-208 in nuclear engineering and its acquisition» (12-13 October, 2010. Tsinghua University, Beijing, P.R. China).
15. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Система групповых констант БНАБ-93. Часть 1. Ядерные константы для расчета нейтронных и фотонных полей излучения//Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. – 1996. – Вып. 1. – С. 59-98 (ISSN 0207-3668).
16. Алексеев П.Н., Васильева А.В., Микитюк К.О., Субботин С.А., Фомиченко П.А., Щепетина Т.Д. Оптимизация концептуальных решений для свинцово-висмутового быстрого реактора РБЕЦ-М//Атомная энергия. – 2004. – Т. 97. – Вып. 2. – С. 115-125; <http://www.iaea.org/NuclearPower/SMR/crp125001/html/>.
17. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C. LA-13709-M/J.F. Briesmeister, Ed. – Los Alamos National Laboratory, 2000.
18. Блохин А.И., Демин Н.А., Манохин В.Н., Сипачев И.В., Блохин Д.А., Чернов В.М. Расчетный комплекс АCDAM для исследований ядерных физических свойств материалов в условиях длительного нейтронного облучения//Перспективные материалы. – 2010. – № 2. – С. 46-55. – Изд. 000 «Интерконтакт Наука» (ISSN 1028-978X).
19. Декусар В.М., Зильberman Б.Я., Николаев А.И., Майоров В.Г., Колесникова М.С. Анализ потенциальных источников удовлетворения ближайших потребностей в тории с учетом различных возможных сценариев вовлечения тория в ЯЭ России/Препринт ФЭИ-3186. – Обнинск, 2010. – 36 с.

ФИЗИКА И ТЕХНИКА РЕАКТОРОВ

20. *Seneda J.A., C.A.L.G. de O. Forbicini, C.A. da S. Queiroz, M.E. de Vasconcellos, S. Forbicini, S.M. da R. Rizzo, Vera L.R. Salvador and A. Abrzo.* Study on radiogenic lead recovery from residues in thorium facilities using ion exchange and electrochemical process//Progress in Nuclear Energy. – 2010. – V. 52. – № 3. – P. 304-306.
21. *Куликов Г.Г., Шмелева А.Н., Апсэ В.А., Артисюк В.В.* О возможности использования радиогенного свинца в ядерной энергетике//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2010. – № 3 (ISSN 0204-3327).
22. *Алексеев А.А., Бергман А.А., Берлев А.И., Коптелов Э.А., Самылин Б.Ф., Труфанов А.М., Фурсов Б.И., Шорин В.С.* Исследования деления ядер на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце CB3 100: $^{243}\text{Cm}(\text{n},\text{f})$ /Препринт ЙЯИ – 1231/2009. – М.: Институт ядерных исследований РАН, 2009. – 22 с.
23. *Юревич В.И.* Образование нейтронов в толстых мишенях протонами высоких энергий//Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2010. – Т. 41. – Вып. 5. – С. 1451-1530 (ISSN 0367-2026).
24. *Андреев А.А.* Возраст, геохимические особенности и возможные источники происхождения монацита территории Украины/Дисс. уч. ст. к.геол.наук. Киев-2011, 190 с.
25. *Шнюков С.Е., Андреев А.В., Белоусова Е.А. и др.* Рентгенофлуоресцентный анализ микронавесок вещества в геохимии акцессорных минералов: исследовательские возможности и сопоставление с локальными аналитическими методами// Минералогический журнал. – 2002. – № 1-2 . – С.80-95.
26. *Biarrotte J.L.* The LINAC Accelerator for MYRRHA/Proc. of the Wokshop «From MYRRHA towards XT-ADS»(Mol, Belgium, 23 November 2004).

Поступила в редакцию 19.09.2011

ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЙ В МОДЕЛИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ РЕСУРСОМ ТРУБНОГО ПУЧКА ПАРОГЕНЕРАТОРА

О.М. Гулина, Н.Л. Сальников, В.П. Политюков, В.С. Арефьев
Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Разработан алгоритм, реализующий математическую модель линейного стохастического фильтра для сборки теплообменных трубок парогенератора. В силу большой размерности задачи сформулированы критерии и выбран Excel как среда реализации алгоритма фильтра. Проведено исследование модели на основе специально поставленных экспериментов: выполнен анализ чувствительности модели к параметрам, а также к различной эффективности проводимых профилактических мероприятий на рассматриваемом объекте.

Ключевые слова: стохастический фильтр, матрицы большой размерности, алгоритм, прогнозирование ресурса.

Key words: stochastical filter, large dimension matrix, algorithm, lifetime prediction.

ВВЕДЕНИЕ

Для высоконадежных объектов, отказы которых недопустимы ввиду дороговизны и трудностей, связанных с досрочной заменой, оценка возможности дальнейшей эксплуатации выполняется на основании информации о процессах старения в металле объекта, условиях эксплуатации и данных эксплуатационного контроля [1, 2].

Для прогнозирования ресурсных характеристик оборудования необходимо объединение большого количества разнородной информации о его материале и свойствах, об условиях эксплуатации, величине нагрузок и параметрах среды, методах контроля и его достоверности и т.д., поэтому требуется разработка сложных математических моделей процессов старения и трендов наблюдаемых или расчетных параметров, учет не только вышеперечисленных факторов, но и проводимых мероприятий по обеспечению надежности и работоспособности оборудования. Такие модели достаточно сложны в математическом плане, т.к. необходимы большие вычислительные ресурсы.

В работах [1–3] для решения такого рода задач оценки технического состояния и индивидуального прогнозирования остаточного ресурса предлагается использовать линейный стохастический фильтр [4, 5], способный учитывать не только изменение условий эксплуатации, но и проводимые мероприятия на объекте, направленные на снижение интенсивности процесса деградации.

© О.М. Гулина, Н.Л. Сальников, В.П. Политюков, В.С. Арефьев, 2012

Целью работы является оптимизация расчетов по реализации линейного стохастического фильтра и исследование построенной модели для оценки ресурса теплообменных трубок парогенератора.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача, поставленная в работе [3] для сборки теплообменных трубок парогенератора (ТОТ ПГ), формализована в виде линейного процесса деградации каждой из m рассматриваемых трубок трубного пучка:

$$v_n = \xi_n + G_n N_n, \quad (1)$$

$$\xi_n = C_n \cdot \eta_n, \quad (2)$$

$$\eta_{n+1} = \eta_n + B_n + F_n \cdot N_n, \quad (3)$$

где основным процессом деградации является рост коррозионной трещины в стенке трубы; (v_n, \dots, v_1) – данные контроля «нехватки металла» вихревым методом. Все остальные элементы подробно описаны в работе [3].

Задача фильтрации – выделить истинное значение процесса старения («нехватки металла») из имеющейся информации. Прогнозирование на один шаг вперед по данным всех предыдущих измерений (v_n, \dots, v_1) получим как оценку состояния

$$\hat{x}_{n+1} = M[\eta_{n+1} / v_n, \dots, v_1], \quad n \geq 1,$$

где $M[*/*]$ – условное математическое ожидание; \hat{x}_0 – гауссовская величина; $M[*$] – математическое ожидание. Для одношагового предиктора [5, 6] формулы расчета будут следующими:

$$\bar{x}_n = (E - K_{n-1} \cdot C_{n-1}) \bar{x}_{n-1} + B_{n-1} + K_{n-1} v_{n-1}, \quad (4)$$

$$\hat{x}_n = \bar{x}_n + K_n (v_n - C_n \bar{x}_n), \quad \bar{x}_0 = M[\eta_0], \quad (5)$$

где матрицы $K_n = P_n C_n^* (G_n G_n^*)^{-1}; P_n = \left[E + H_{n-1} C_n^* (G_n G_n^*)^{-1} C_n \right]^{-1} H_{n-1}$;

$$H_{n-1} = P_{n-1} + F_{n-1} F_{n-1}^*; P_0 = M[(x_0 - \hat{x}_0)(x_0 - \hat{x}_0)^*].$$

В построенной модели размерность матриц в общем случае соответствует количеству трубок m в сборке: для ВВЭР-1000 это, например, 11000 штук. В этом случае размерность матрицы 11000x11000. Очевидно, что для расчетов по модели требуются огромные вычислительные ресурсы. Для упрощения задачи реализации теоретической модели можно внести ряд допущений.

1. Поскольку замеры проводятся по всей длине трубы, заменяем множество результатов замеров одним с максимальным значением «нехватки металла». Это позволит уменьшить размерность задачи (нет координаты x).

2. Проводимые мероприятия приводят к уменьшению скорости процессов деградации. Следовательно, необходимо учесть эффективность мероприятий при реализации задачи.

3. Большой объем контроля (~ 2000 ТОТ в год для ВВЭР-1000 в настоящее время и более 3000 по новому регламенту контроля) требует разработки процедур внесения данных в программный комплекс. Значит, необходимо разработать стандарт хранения и требования к исходным данным.

4. Алгоритм фильтра содержит большое количество действий с матрицами, в общем случае большой размерности. Оптимизация вычислений в данном случае включает в себя не только процедуру действий (умножение матриц и нахождение обратной), но и выбор соответствующей среды, позволяющей работать с большим объемом данных.

Поэтому задачами данной работы являются следующие:

- выбор программного обеспечения для оптимизации расчетов;
- алгоритмическая реализация модели фильтра;
- исследование модели.

ВЫБОР СРЕДЫ РЕАЛИЗАЦИИ

Для реализации алгоритма фильтра (1)–(5) были рассмотрены три приложения: *MathCad* 12.0, *MatLab* 6.5 и *MS Excel* 2007. Выбор альтернатив [7] обусловлен тем, что работа в *MathCad* ведется на специализированном листе в графическом виде – это существенно упрощает написание алгоритмов и понимание записей третьими лицами.

MatLab поддерживает n -мерные массивы, позволяет писать собственные функции и программы. Кроме того, *MatLab* свои программы расчета позволяет привязать к графическому интерфейсу пользователю.

MS Excel 2007 содержит встроенные функции по работе с матрицами и векторами. Интерфейс этого приложения знаком большинству пользователей ПК, что скажется на скорости освоения написанной программы.

Для решения задачи выбора были выделены следующие факторы:

- возможность работы с матрицами высокого порядка;
- скорость выполнения операций с матрицами;
- точность полученных расчетов;
- удобство и простота использования.

Для проведения исследования использована квадратная тестовая матрица порядка 3000. Из нее выделены матрицы с порядком, кратным 100, начиная со 100. Для получения обратной матрицы необходимым условием является ее невырожденность, поэтому был предложен и использован следующий алгоритм для получения тестовой матрицы с детерминантом, равным двум:

$$a_{ij} = j + \min(i, j),$$

где a_{ij} – элемент матрицы i -ой строки j -го столбца; \min – функция выбора минимального значения из списка значений.

Часть матрицы представлена на рис. 1.

Таким образом, любая квадратная матрица, выделенная из исходной, начиная с элемента a_{11} , всегда будет иметь детерминант, равный двум.

К сожалению, оба математических пакета не удовлетворяют первому критерию. *MatLab* не может выводить результат расчета, если количество колонок превышает

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
2	3	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4
3	4	5	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6	6
4	5	6	7	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8	8
5	6	7	8	9	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10
6	7	8	9	10	11	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12	12
7	8	9	10	11	12	13	14	14	14	14	14	14	14	14	14	14	14	14	14
8	9	10	11	12	13	14	15	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16
9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	18	18	18	18	18	18	18	18	18	18
10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	20	20	20	20	20	20	20	20	20
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	22	22	22	22	22	22	22	22
12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	24	24	24	24	24	24	24
13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	26	26	26	26	26	26
14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	28	28	28	28	28
15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	30	30	30	30
16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	32	32	32
17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	34	34
18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	36
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39

Рис. 1. Фрагмент тестовой матрицы

254. У *MathCada* допустимый размер 600. Возможно, более современные пакеты смогут увеличить размерность обрабатываемых матриц. Размер матрицы для *Excel* ограничен оперативной памятью компьютера. Так, на 1Гб оперативной памяти компьютера максимальный размер обратной матрицы составляет 2800×2800 , а для умножения – 2100×2100 . Но при этом необходимо очистить оперативную память от всех процессов кроме системных.

Для работы с матрицами порядка 3000 использовался компьютер с 2Гб оперативной памяти и 2-ядерным процессором с частотой 2,13 ГГц. Обработка матриц с порядком ниже 1000 происходит за несколько секунд. Субъективно, *Excel* работает медленнее, но не намного. Так, получение обратной матрицы или умножение матриц порядка 1000×1000 происходит за 40 секунд. Те же действия для размерности 3000×3000 занимают около 18,5 мин. Зависимость времени расчета прогнозного значения «нехватки металла» на один шаг (одна реализация предиктора фильтра) от количества ТОТ приведена на рис. 2 для разных компьютеров (отличаются частотой и объемом оперативной памяти).

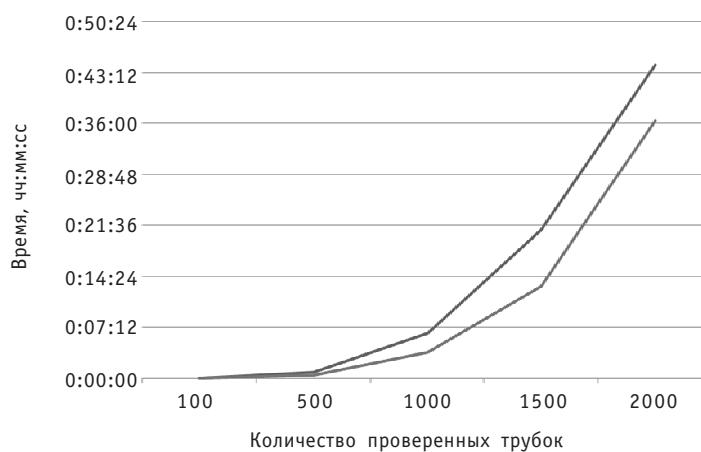


Рис. 2. Зависимость времени расчета на один шаг от количества ТОТ (верхний график – 2,13 ГГц, Intel Core 2CPU с 2ГБ ОЗУ, нижний – 3,1 ГГц, i5, 4CPU с 3,16 Гб ОЗУ (физически 4 Гб, но 32-разрядная система видит только 3))

Точность расчетов для всех пакетов оказалась одинаковой. На данном этапе исследования самым удобным и простым инструментом оказался *Excel*, т.к. занесение данных и вывод результатов происходят в одной книге. Математические пакеты для ввода массивов размерностью больше 100 используют CSV-файлы, которые удобнее делать в том же *Excel*. Результат расчетов также выводится в CSV-файл и открывается тем же *Excel*.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ФИЛЬТРА В СРЕДЕ MS EXCEL 2007

Построение машинной модели

Для реализации алгоритма фильтра с помощью *MS Excel* 2007 достаточно прописать последовательность функций, каждая из которых занимает свою страницу и рассчитывает одну из операций. Например, для умножения матрицы на обратную сначала нужно создать страницу с формулой получения обратной матрицы, затем на следующей странице выполнить операцию умножения матриц. Таким образом, можно считать матрицы, даже не обладая навыками программирования. Достаточно выучить три операции над матрицами (получение обратной матрицы, транспонирование матрицы и умножение матриц), добавить к этому арифметические опе-

рации сложения и вычитания и можно реализовать практически любой алгоритм, основанный на работе с матрицами. Этот способ имеет и свои недостатки.

- Нельзя варьировать размерность матрицы. Формула, написанная для работы с матрицами размерностью 100×100 , применима только к матрицам с этой размерностью. Если необходимо изменить размерность хотя бы на единицу, придется переписывать все расчетные формулы заново – теряется универсальность расчетов.

- В зависимости от настроек формулы могут рассчитываться автоматически или вручную. В первом случае при открытии файла с матрицами размерностью 1000×1000 , например, все формулы будут пересчитываться, и файл откроется с ощутимой задержкой. В эксперименте файл с квадратной матрицей размерностью 3000×3000 ячеек, содержащий только формулу получения обратной матрицы, открывался около 15-ти минут. При отключении автоматического расчета, т.е. вероятности «человеческого фактора», пользователь забывает пересчитать одну из формул и получает неверные значения – теряется привлекательность для пользователя.

- Каждая формула занимает больше места в памяти компьютера и на жестком диске при хранении, чем значения. Высвободить память при открытом файле с формулами невозможно. Возникает риск переполнения памяти, что приведет к отказу выполнения расчетов.

Для того чтобы избежать всех перечисленных ограничений, можно воспользоваться встроенным языком программирования *Visual Basic for Application (VBA)*. Так как *VBA* позволяет объявлять переменные, то мы сразу решаем проблему ограничения статического размера матрицы и переходим к динамическому расчету. Кроме того, все операции над матрицами, кроме сложения и вычитания, проводятся в оперативной памяти, после чего память очищается. Тем самым экономится ресурс компьютера и можно реализовать алгоритмы с большим числом действий, чем используя просто формулы. Чтобы сократить время расчетов, суммирование и вычитание матриц проводят, заменяя формулы на значения, экономя ресурсы компьютера. Время сокращается за счет того, что не проводятся поэлементные операции с матрицами, а считается вся матрица целиком.

Более того, т.к. формулы хранятся в виде текста кода, то при закрытии файла можно удалить все промежуточные расчеты и сохранить только результат, что опять же скажется на размере хранимого файла. Так, тестовый файл с исходной квадратной матрицей размера 3000×3000 и формулой получения обратной матрицы занимает более 50 Мб, а файл с программой и полученными результатами – не более 10 Мб. Для одношагового прогноза понадобится минимум 20 вспомогательных закладок. Для каждого последующего шага еще столько же. При реализации в *VBA* запускается цикл, и используются одни и те же вспомогательные страницы, а данные на них просто перезаписываются.

На современном компьютере пользователя объем оперативной памяти позволяет хранить и обрабатывать большое количество переменных, что очень важно для расчетов матриц высокого порядка. Для работы с матрицами больших порядков (>2500) желательно иметь компьютер с объемом оперативной памяти от 2 Гб (лучше 3 Гб). Поскольку *Excel 2007* поддерживает параллельные вычисления на нескольких ядрах одновременно, это позволяет сократить время расчетов в несколько раз.

Для обработки матрицы большего размера рассматривается алгоритм, при котором будет очищаться полностью ОЗУ и закрываться расчетная программа. Для этого используется подпрограмма, которая вызывает расчетную и передает в нее

только некоторые индексы, а не матрицы и векторы. Ожидается потери по времени исполнения расчетов, но обеспечивается выигрыш в количестве проводимых операций.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАШИННОЙ МОДЕЛИ

Задачами исследования машинной модели являются

- определение влияния погрешности метода измерения на срок эксплуатации;
- получение оценки зависимости срока эксплуатации ТОТ от коэффициента взаимовлияния соседних трубок;
- оценивание зависимости срока эксплуатации ТОТ от эффективности ППР.

Оценка влияния погрешности метода измерения на прогнозируемый срок эксплуатации

Погрешность метода вихревого контроля (ВТК) может варьироваться от 10 до 30%. Для оценки влияния погрешности на остаточный ресурс необходимо выполнить прогноз остаточного ресурса ТОТ в циклах между ППР (рис. 3). Здесь погрешность проведения ВТК принималась равной 10, 15, 20, 25, 30%. На графике также нанесен критический уровень глушения ТОТ, равный 60%.

Следует учесть, что первыми достигали критического уровня трубы, износ которых на начальном этапе составлял более 30%. Поэтому на графике минимальное значение исходной «нехватки металла» по оси Y стоит 30%. В приведенном масштабе влияние погрешности ВТК оказалось неразличимым для вышеупомянутых значений погрешности.

При этом наблюдается нелинейное увеличение скорости роста трещин. Если при начальной глубине дефекта 35% через 17 точек контроля (ППР), скорее всего, трубка будет заглушена, то при начальных 15% через 17 ППР мы получим глубину дефекта менее 20% (рис. 4). Этот факт позволяет оценить допустимую входную толщину дефекта (глубину трещины), при которой трубка не достигнет кри-

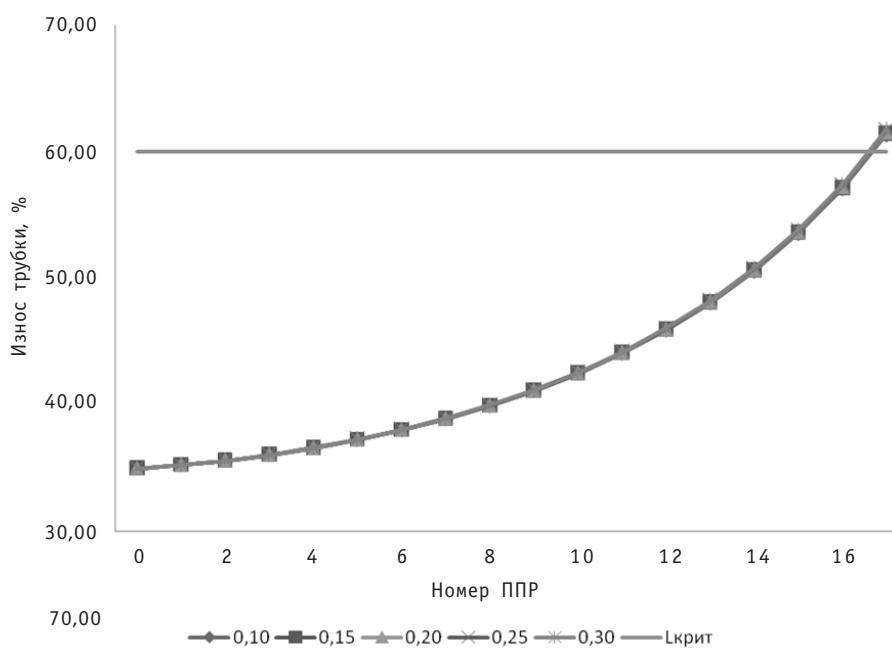


Рис. 3. Анализ влияния погрешности ВТК на срок эксплуатации ТОТ

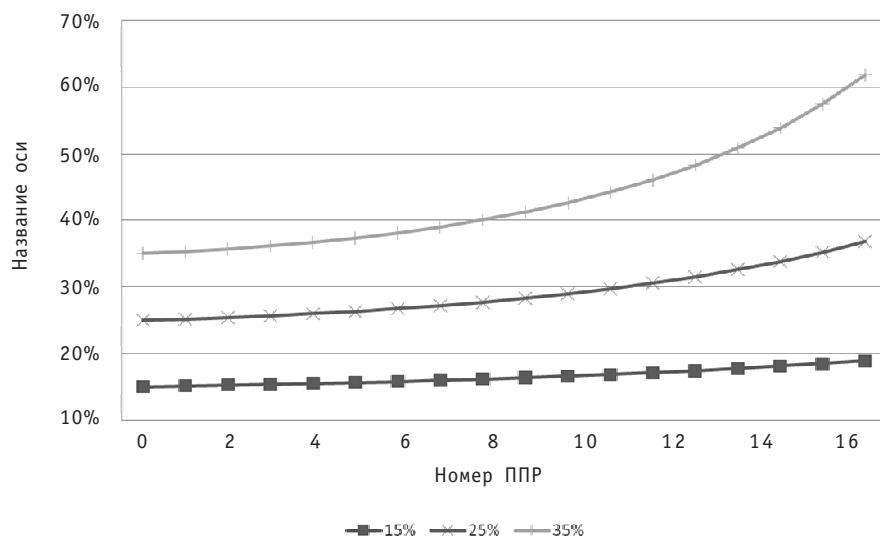


Рис. 4. Зависимость скорости роста трещины в трубке от состояния трубы

тического уровня за назначенный срок эксплуатации. Подтверждается качественная сторона правильной реализации алгоритма – чем меньше глубина исходного дефекта, тем медленнее растет трещина.

Оценка взаимовлияния соседних трубок

Фильтр разработан для общего случая, поэтому предусмотрено влияние ТОТ друг на друга. Для ТОТ ПГ ВВЭР, как показано в [1], трубы, расположенные на разной высоте в трубной решетке, оказываются в разных условиях эксплуатации, связанных с различной загрязненностью теплообменной поверхности, поэтому следует ожидать одинаковой интенсивности повреждений у трубок, расположенных на одной высоте. Взаимовлияние соседних трубок в модели учитывается параметром δ в корреляционной матрице R [3]. Для БН проблема взаимовлияния соседних трубок существует в другом виде и связана, например, с наличием сквозного дефекта на ТОТ (может произойти так называемое факельное распространение повреждений).

Оценка срока службы ТОТ ПГ в зависимости от эффективности проведения ППР

В период ППР возможно проведение профилактических мероприятий, в результате чего уменьшается повреждающее воздействие среды (замедляется рост трещин) в трубках парогенератора. В результате остаточный срок эксплуатации трубок возрастет. На основании лабораторных исследований и натурных экспериментов определены мероприятия, которые могут существенно снизить скорости повреждающих процессов. Однако достаточно сложной в теоретическом плане является проблема отражения эффективности проводимых мер на остаточный ресурс. Кроме того, степень влияния этого воздействия необходимо подтверждать специальными экспериментами. Однако можно приблизительно оценить чувствительность модели к эффективности проводимых мер. Поэтому логика рассуждений в данном случае может быть следующей: поскольку проводимые мероприятия изменяют интенсивность повреждения, т.е. (в нашем случае) скорость роста трещины, то введем соответствующий коэффициент в уравнение для скорости роста коррозионной трещины пропорционально скорости роста:

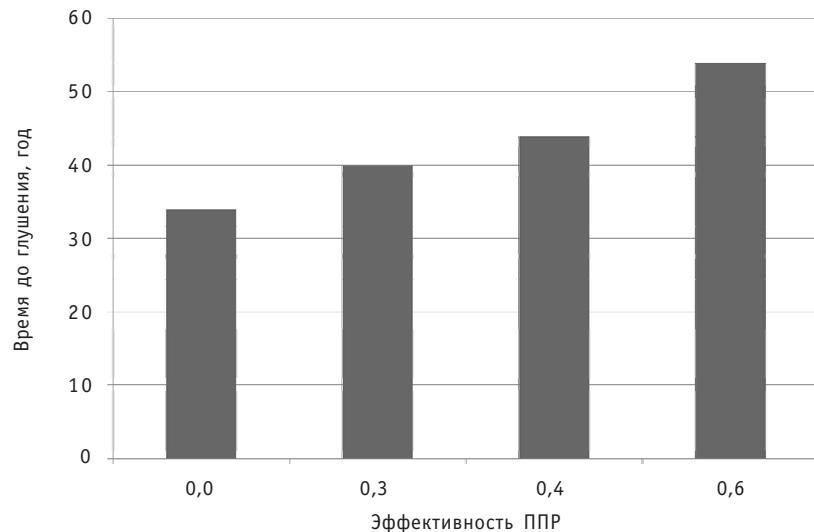


Рис. 5. Зависимость срока службы ТОТ от эффективности ППР

$$\frac{dl}{dt} = C(1-\chi) \cdot K_I^m,$$

где χ – эффективность меры в %. Так, эффективность $\chi = 30\%$ соответствует снижению скорости трещины на 30% и т.д. Зависимость срока эксплуатации трубок от эффективности проведенного мероприятия в очередной ППР представлена на рис. 5.

Как видно из гистограммы, существует нелинейная зависимость срока службы трубок от эффективности проведения ППР. И если 30%-ная эффективность дает продление всего на 18%, 40%-ная эффективность – на 29%, то при 60%-ной эффективности получаем увеличение ресурса на 59%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При применении стохастического фильтра для прогнозирования состояния трубного пучка парогенератора возникает ряд проблем, связанных с проведением вычислительных процедур с матрицами большой размерности, элементы которых содержат данные по состоянию трубного пучка. Однако избежать это можно, если ввести ряд допущений, основанных на априорном анализе задачи и имеющейся информации, оптимизации программного кода и использовании оперативной памяти компьютера.

Программная реализация алгоритма стохастической фильтрации позволила провести ряд вычислительных экспериментов, которые показали возможность работы с матрицами высокого порядка с приемлемой скоростью, достижением необходимой точности расчетов, а также простотой и удобством использования.

Эффективно проведенный ППР позволяет существенно продлить срок эксплуатации ТОТ. Выбор мероприятий при этом должен быть выполнен как с учетом их эффективности, так и стоимости.

Литература

1. Гулина О.М., Корниенко К.А., Политюков В.П., Фролов С.А. Применение метода стохастической фильтрации Калмана для прогнозирования ресурсных характеристик парогенератора АЭС //Атомная энергия. – 2006. – Т. 101 (4). – С. 313-316.
2. Гулина О.М., Павлова М.Н., Политюков В.П., Сальников Н.Л. Оптимальное управление ресурсом парогенератора АЭС//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2008. – №4. – С. 25-30.
3. Гулина О.М., Сальников Н.Л., Политюков В.П. Управление ресурсом тепломеханического оборудования в условиях старения методами системного анализа данных// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2012. – №1. – С. 51-56.
4. Острейковский В.А., Сальников Н.Л. Вероятностное прогнозирование работоспособности элементов ЯЭУ. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 416 с.
5. Балакришнан А.В. Теория фильтрации Калмана. – М.: Мир, 1988. – 168 с.
6. Ширяев А.Н. Вероятность. – М.: Наука, 1982. – 581 с.
7. <http://hacker.3dn.ru/publ/6-1-0-71>

Поступила в редакцию 2.04.2012

ИННОВАЦИОННЫЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОВЫШЕНИЯ РЕСУРСА ОБОРУДОВАНИЯ АЭС ПРИ ЕГО ИЗГОТОВЛЕНИИ

А.И. Трофимов*, С.И. Минин*, М.А. Трофимов*, Ю.А. Кириллов**

*НИИУ МИФИ 000 «Ультразвуковые технологии», г. Обнинск

**ЗАО «Петрозаводскмаш», г. Петрозаводск.



Приведено теоретическое и экспериментальное обоснование воздействия ультразвука на сварные соединения в процессе сварки оборудования атомных станций. В результате воздействия ультразвука структура металла сварного шва становится мелкозернистой и однородной, исключаются внутренние напряжения в металле, происходит снятие остаточных напряжений в околосшовной зоне. Это приводит к существенному повышению прочностных характеристик и ресурса оборудования атомных станций. Приведены технологии воздействия ультразвука на процессы сварки и наплавки.

Ключевые слова: ресурс, сварные соединения, остаточные напряжения, ультразвук.
Key words: resource, welded connections, the residual voltage, ultrasound.

Повышение ресурса оборудования атомных станций с реакторами ВВЭР является особенно актуальным при заявленных сроках службы до 60-ти лет и более (до 100 лет). Для реакторных установок на быстрых нейтронах необходимость повышения ресурса оборудования дополнительно связана с тем, что реактор, теплообменник и другое оборудование первого контура находятся в корпусе, заполненном жидким металлом, что затрудняет проведение ремонтных работ.

Мировой опыт показывает, что ресурс оборудования атомных станций определяется, главным образом, ресурсом сварных соединений. Несущая способность сварных соединений значительно ниже, чем основного металла. Это связано с возникновением в процессе сварки внутренних и остаточных напряжений, которые складываются с эксплуатационными напряжениями, что приводит к разрушению металла сварных соединений.

Образование остаточных напряжений происходит вследствие

- термодеформационных процессов, создающих остаточные напряжения в околосшовной зоне сварного соединения;
- физико-химических процессов – при кристаллизации в металле образуются физические и химические неоднородности, которые являются источниками внутренних напряжений»;

© А.И. Трофимов, С.И. Минин, М.А. Трофимов, Ю.А. Кириллов, 2012

- образования столбчатых кристаллов, на границах которых могут возникать микротрешины

- снижения стойкости к межкристаллитной коррозии.

В настоящее время для снижения остаточных напряжений в сварных соединениях циркуляционных трубопроводов и оборудования атомных станций применяются метод термического отпуска и деформационные методы.

Термическая обработка включает в себя следующие стадии: нагрев, выдержка при заданной температуре и остывание. При отклонении от рассчитанного режима возникают дополнительные остаточные напряжения. При локальном нагреве дополнительные напряжения возникают на границе нагрева.

Деформационные методы основаны на создании в сварном шве и околосшовной зоне пластической деформации, противоположной по знаку остаточной сварочной деформации. При деформации локальных участков на границах возникают дополнительные остаточные напряжения.

Термические и деформационные методы позволяют снизить остаточные напряжения в околосшовной зоне, но не устраниют структурную нестабильность и физико-химические неоднородности, в результате которых образуются внутренние напряжения в металле сварного шва и микротрешины.

В ИАТЭ НИЯУ МИФИ разработана технология дуговой сварки с воздействием ультразвука в процессе сварки, в результате которой структура металла становится мелкозернистой и однородной, исключаются внутренние напряжения, происходит снятие остаточных напряжений в околосшовной зоне [1, 2]. Схема воздействия ультразвука на сварное соединение в процессе сварки приведена на рис. 1.

Схема механизма воздействия ультразвука на процесс кристаллизации металла сварного соединения приведена на рис. 2.

Роль отдельных факторов ультразвукового поля в создании тех или иных структурных изменений в металле зависит от условий кристаллизации. В различных зонах кристаллизующегося расплава может преобладать влияние какого-либо из факторов ультразвукового поля. Так, например, диспергирование кристаллов может происходить в двухфазной зоне, а акустические потоки и перемешивание могут быть только в жидкой фазе. Если уменьшение величины зерна и устранение столбчатой структуры происходят за счет ультразвукового диспергирования, то изменение характера распределения фаз определяется, главным образом, изменением градиента температур в расплаве и перемешиванием. При этом причинами диспергирования являются кавитация, силы вязкого трения, колебательные и радиационные давления. С

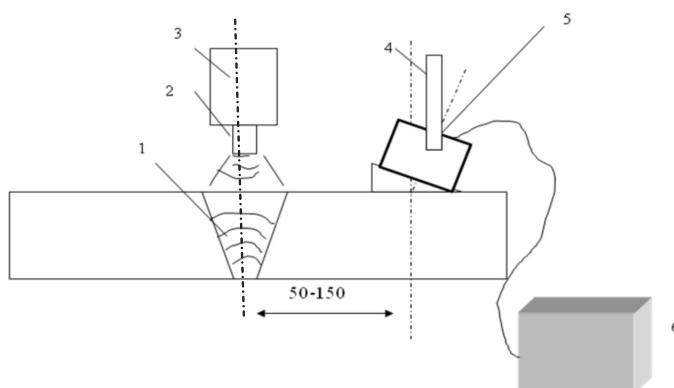


Рис. 1. Схема воздействия ультразвука на сварное соединение в процессе сварки: 1 – сварное соединение; 2 – электрод; 3 – держатель; 4 – кронштейн; 5 – ультразвуковой преобразователь; 6 – ультразвуковой генератор



Рис. 2. Схема механизма воздействия ультразвука на процесс кристаллизации и дегазации металла

этими же параметрами связано увеличение скорости зарождения центров кристаллизации.

Кавитационные явления в расплаве могут возникнуть если колебательное давление в нем превышает определенную, характерную для данного вещества, величину. В расплавленном металле условия для возникновения и развития кавитационных процессов благоприятны. Одной из причин этого является значительная насыщенность расплавов растворенными газами, способствующая образованию кавитационных пузырьков. Кроме того, вследствие различной растворимости газов в твердой и жидкой фазах на фронте кристаллизации образуется избыток свободного газа, что должно создавать в этой области дополнительный источник кавитационных зародышей и снижать порог кавитации.

При дегазации расплавов в ультразвуковом поле в режиме развитой кавитации в нем протекают следующие процессы: зарождение кавитационных пузырьков; рост пузырьков в результате направленной диффузии из расплава в полость и вынос пузырьков на поверхность расплава.

Механизм воздействия ультразвука на околосотовую зону заключается в следующем. Введение ультразвуковых колебаний в металл необходимо рассматривать как изменение состояния металла при повышении температуры. Воздействие ультразвука приводит к повышению внутренней энергии металла за счет повышения степени возбуждения колебаний решетки, точечных дефектов, дислокаций.

Эксперименты, проведенные на образцах из алюминия показали, что предел текучести металла образцов из алюминия наступает при интенсивности ультразвуковых колебаний $50 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Аналогичное состояние наступает при нагреве до 600°C . При этом плотность акустической энергии – $10^{15} \text{ эВ}/\text{см}^3$, плотность тепловой энергии – $10^{22} \text{ эВ}/\text{см}^3$. Этот физический эффект объясняется тем, что тепловая энергия поглощается всем объемом металла, ультразвуковая, главным образом, – дислокациями и границами зерен, определяющими процесс пластичности.

Ниже приведены результаты исследований воздействия ультразвука на процесс сварки оборудования действующих АЭС.

В настоящее время на действующих АЭС с реакторами РБМК-1000 наиболее проблемными являются сварные соединения циркуляционных трубопроводов Ду 300 мм, на АЭС с реакторами ВВЭР – сварные соединения парогенераторов ПГВ-1000 и ПГВ-440.

Анализ результатов исследования причин образования трещиновидных дефектов в сварных соединениях трубопроводов Ду 300 мм, выполненных из стали аустенит-

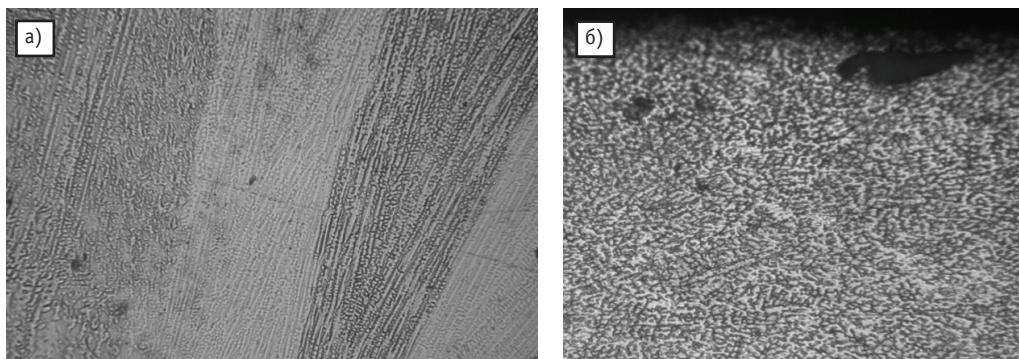


Рис. 3. Микроструктура аустенитного металла сварного шва трубопровода Ду 300 мм (сталь 08Х18Н10Т), полученного а) – без воздействия ультразвука, б) – с воздействием ультразвука (увеличение 125*)

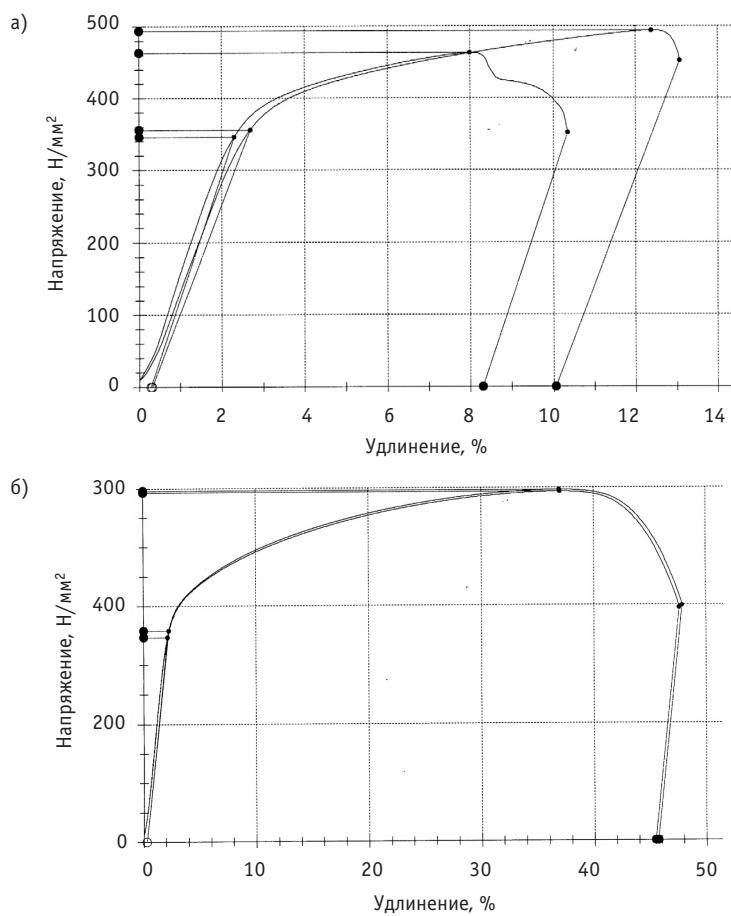


Рис. 4. Характеристики деформирования образцов, вырезанных из металла шва, сваренного а) без применения УЗ-обработки; б) с применением УЗ-обработки

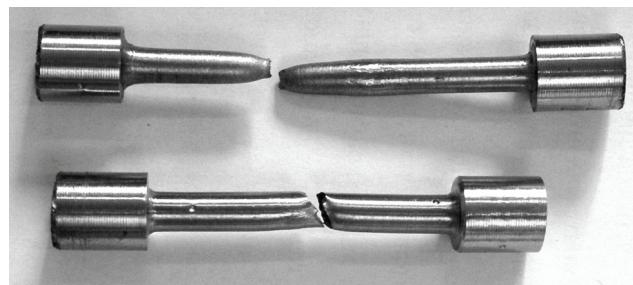


Рис. 5. Внешний вид образцов после испытаний: верхний образец вырезан из трубы с применением ультразвуковой обработки, нижний – из трубы, сваренной по штатной технологии без ультразвуковой обработки

ного класса 08Х18Н10Т, показал, что образование и развитие трещиновидных дефектов происходит по механизму межкристаллитного растрескивания вследствие наличия значительных остаточных напряжений и структурных неоднородностей металла сварных соединений.

Результаты исследований сварных соединений образцов трубопроводов Ду 300 мм, выполненных с воздействием ультразвука, показали, что структура металла сварного соединения становится мелкозернистой и однородной (рис. 3). Происходит существенное уменьшение остаточных напряжений и повышение пластических свойств. Относительное удлинение образцов из металла сварного соединения, выполненного с воздействием ультразвука, повысилось в 4,5 раза (рис. 4, 5).

Исследования моделей сварных соединений №111 ПГВ-1000 и №23 ПГВ-440, выполненных с воздействием ультразвука, показали аналогичные результаты. Структура металла сварного соединения после ультразвуковой обработки изменилась и стала мелкозернистой и однородной (рис. 6, 7), уменьшились остаточные напряжения в 2,5 – 3 раза.

Проведены исследования образцов сварных соединений труб большого диаметра, изготовленных из сталей 13Г1С-У, выполненных с воздействием ультразвука в ОАО «Челябинский трубопрокатный завод». Результаты исследований показали, что воздействие ультразвука приводит к изменению структуры металла сварного соединения (рис. 8) и существенному повышению его механических свойств. Ударный изгиб образцов, сваренных с воздействием ультразвука, происходит при напряжениях в 5,3 раза выше, чем образцов, сваренных без воздействия ультразвука.

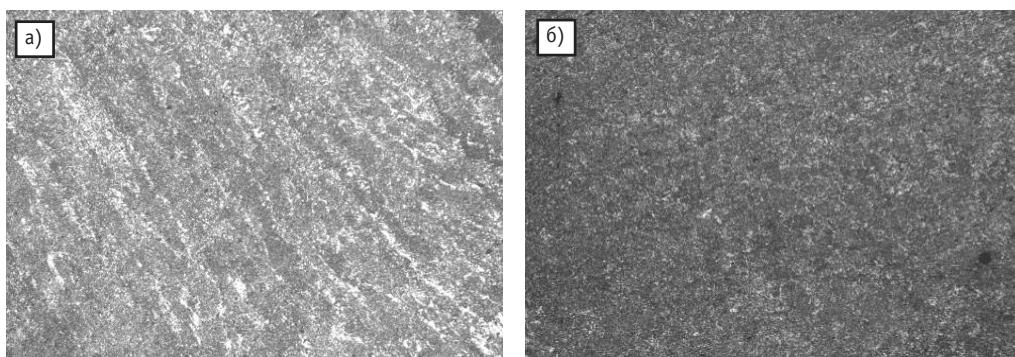


Рис. 6. Микроструктура шва №111 ПГВ-1000М, сформированная а) без воздействия ультразвука; б) с воздействием ультразвука

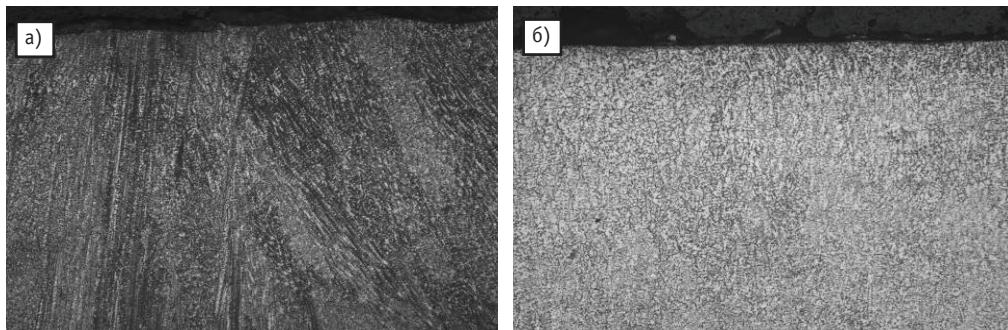


Рис. 7. Микроструктура шва №23, сформированная а) без воздействия ультразвука; б) с воздействием ультразвука

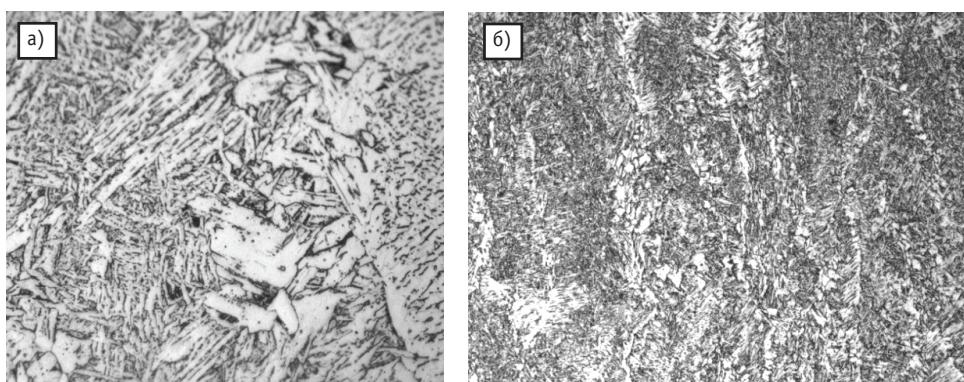


Рис. 8. Микроструктура шва трубы 13Г1С-У, сформированная а) без воздействия ультразвука; б) с воздействием ультразвука

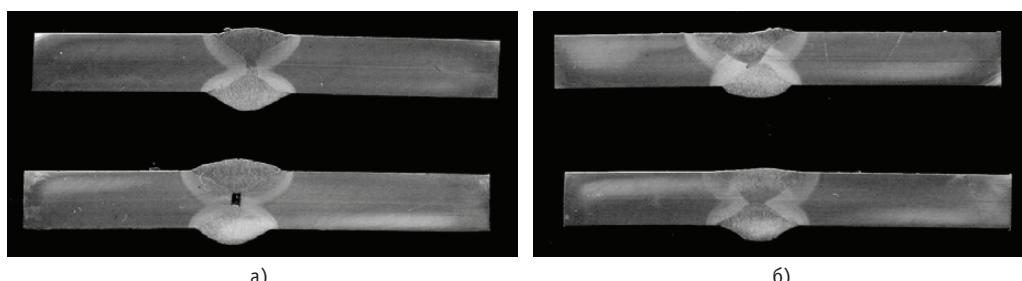


Рис. 9. Микрошлифы сварных соединений стали 12Г1С-У, полученных а) без воздействия ультразвука; б) с воздействием ультразвука

Кроме того, при воздействии ультразвука в процессе сварки исключаются непровары (рис. 9).

Разработаны также технологии ультразвуковой обработки металла в процессе наплавки трубопроводов (рис. 10) и трубопроводной арматуры (рис. 11), в результате которых существенно повышаются качество наплавки и, соответственно, ресурс плакированных трубопроводов и трубопроводной арматуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ультразвуковая обработка сварных соединений в процессе сварки оказывает существенное влияние на прочностные характеристики и, собственно, на ресурс оборудования атомных станций. Микроструктура металла в зоне сварного соединения

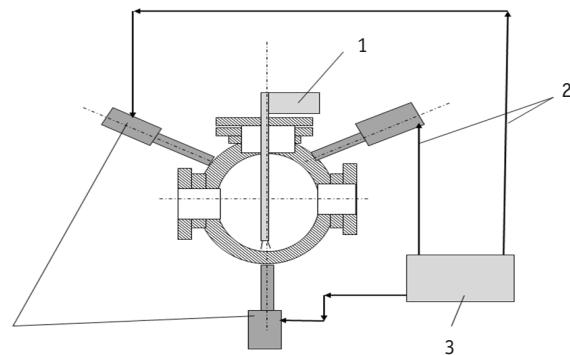


Рис. 10. Схема устройства ультразвуковой обработки наплавки трубопроводной арматуры: 1 – сварочный автомат; 2 – линии связи; 3 – блок ультразвуковых генераторов

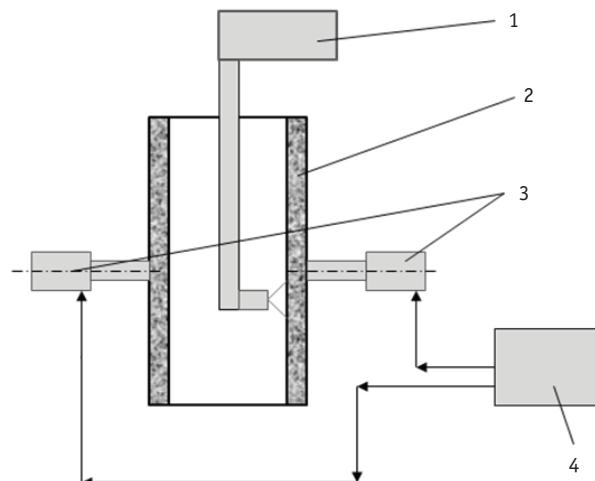


Рис. 11. Схема устройства ультразвуковой обработки наплавки трубопровода: 1 – сварочный автомат; 2 – труба; 3 – ультразвуковые преобразователи; 4 – блок ультразвуковых генераторов

становится мелкозернистой и однородной. Существенно уменьшаются остаточные напряжения. Повышаются механические прочностные свойства металла.

Литература

1. Трофимов А.И., Трофимов М.А., Минин С.И. Закономерность изменения величины остаточных напряжений в металлах и сплавах при воздействии ультразвука. Научное открытие. Диплом №375, 2009 г.
2. Трофимов А.И. Физические основы ультразвукового метода снятия остаточных напряжений в сварных соединениях металлов и сплавов. – М.: Энергоатомиздат, 2009. – 239 с.

Поступила в редакцию 10.04.2012

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛА ЭЛЕМЕНТОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ АЭС АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В.В. Худаско, А.И. Трофимов, С.А. Куркин, В.Г. Малынкин
Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ «МИФИ», г. Обнинск



Представлен обобщенный метод определения напряженного состояния металла элементов оборудования АЭС, основанный на эффекте акустоупругости с учетом изменения температуры и деформации микроплоскостей и микроотрезков и являющийся более точным по сравнению с существующими методами для определения модулей третьего порядка.

Ключевые слова: метод, измерения, напряжения, металл, оборудования АЭС, ультразвук, волны, скорость, температура, модули упругости.

Key words: method, measurement, tension, metal, equipment of the atomic power, ultrasound wave velocity, temperature, modulus of elasticity.

ВВЕДЕНИЕ

Оборудование АЭС работает при высоких давлениях и температурах [1–4]. Элементы оборудования АЭС испытывают большие силовые и температурные нагрузки и деформации. Наиболее напряженными элементами конструкций атомных станций являются твэлы, активные зоны, корпуса реакторов, циркуляционные трубопроводы, парогенераторы, технологические каналы, барабаны-сепараторы. Температуры топливных таблеток твэлов в центре достигают значений 2000–2500°C, максимальные температуры оболочек твэлов – 400–700°C. Температуры теплоносителя в активных зонах реакторов БН-600, ВВЭР-1000, РБМК-1000 могут достигать значений 600, 340, 290°C соответственно. Давление в корпусе реактора ВВЭР-1000 и парогенераторах БН-600 16–17 МПа, в технологических каналах РБМК-1000 и парогенераторах ВВЭР-1000 около 6–7 МПа. При нагреве металла элементов оборудования АЭС на 100°C относительные деформации $\delta l/l$ составляют порядка 10^{-3} , а такие деформации для сталей представляют собой область деформаций при ползучести. При этом возникают остаточные деформации и напряжения, которые накапливаются и могут приводить к разрушению оборудования.

Контроль напряженного состояния позволяет сократить объем работ по определению целостности металла и проводить обоснование продления сроков эксплуатации АЭС. Для контроля напряженного состояния в основном металле и сварных соединениях оборудования АЭС применяются тензометрический, радиационный и акустический неразрушающие методы [5]. Тензометрический метод применяется, главным образом, для измерения динамических напряжений, возникающих

в процессе работы оборудования АЭС. Для измерения остаточных напряжений в основном металле и сварных соединениях АЭС применяются радиационный и акустический методы. Радиационный метод позволяет измерять напряжения в поверхностном слое толщиной около 100 мкм. Остаточные напряжения по толщине металла могут контролироваться только с помощью акустического метода.

Акустический метод определения напряжений основан на эффекте изменения скорости распространения ультразвуковых волн под действием напряжений. Для описания скорости распространения акустических волн под влиянием напряжений используются нелинейные уравнения движения деформируемых тел и нелинейная связь тензора напряжений с тензором деформации [6–14]. Уравнения движения начально-деформированной упругой среды в координатах недеформированного тела, согласно [6–8, 10], имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \sigma_{lk}^* \left(\delta_{ki} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) = \rho \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где u_i^* – вектор смещения; $\sigma_{lk}^* = \frac{S_l^*}{S_l} \frac{\sigma_{lk}}{\lambda_k}$ – тензор напряжений в деформированной

среде; $\frac{S_l^*}{S_l} = \sqrt{(1+2U_{mm})(1+2U_{pp}) - (2U_{mp})^2}$ – деформация площадок;

$\lambda_k = \sqrt{1+2U_{kk}}$ – удлинение отрезков; U_{mm} , U_{pp} , U_{mp} , U_{kk} – компоненты тензора деформации, направления m и p , перпендикулярные направлениям l ;

$U_{lk} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial u_k} + \frac{\partial u_k}{\partial u_l} + \frac{\partial u_t}{\partial u_l} \frac{\partial u_t}{\partial u_k} \right)$ – тензор деформации; σ_{lk} – тензор напряжений в не-

деформированной среде; $\delta_{ki} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k}$ – смещение центра тяжести; ρ – плотность.

Связь тензора напряжений с тензором деформации определяется из первого начала термодинамики [6, 7] соотношением

$$\sigma_{ik} = \frac{\partial \Phi}{\partial U_{ik}},$$

где $\Phi = \frac{1}{2} \lambda U_{ll}^2 + \mu U_{ik} U_{ik} + \frac{a}{3} U_{ll}^3 + b U_{ll} U_{ik}^2 + \frac{c}{3} U_{ik} U_{kl} U_{li}$ – потенциальная энергия деформации тела [11]; λ и μ – коэффициенты Ляме; a , b , c – упругие модули третьего порядка. Проводя дифференцирование, получаем [8–10]

$$\sigma_{lk} = \lambda U_{tt} \delta_{lk} + 2\mu U_{lk} + a U_{tt}^2 \delta_{lk} + b (U_{tp}^2 \delta_{lk} + 2U_{lk} U_{tt}) + c U_{lt} U_{tk}. \quad (2)$$

Авторы [11–14] для определения скорости распространения акустических волн в начально-деформированной упругой среде использовали упрощенные уравнения движения, в которых пренебрегалось изменением микроотрезков и микроплощадок при деформации и не учитывалось смещение центра масс деформированной среды.

В [10] для определения скорости упругих волн использовались нелинейные уравнения движения деформируемых тел (1) и нелинейные уравнения (2), связывающие тензор напряжений с тензором деформации. Система уравнений (1,2) путем линеаризации приводилась к гиперболическим уравнениям, из которых определялись скорости распространения упругих волн в предварительно деформированных телах. Выражения для поляризованных акустических волн при нали-

ции начальных нормальных напряжений и при отсутствии касательных имеют вид

$$\begin{aligned}
 \rho C_{xx}^2 &= \left(1 + \frac{\partial u_y^0}{\partial y} + \frac{\partial u_z^0}{\partial z}\right) (\lambda + 2\mu) + 2a \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t} + 2b \left(2 \frac{\partial u_x^0}{\partial x} + \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t}\right) + 2c \frac{\partial u_x^0}{\partial z}; \\
 \rho C_{yy}^2 &= \left(1 + \frac{\partial u_x^0}{\partial x} + \frac{\partial u_z^0}{\partial z}\right) (\lambda + 2\mu) + 2a \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t} + 2b \left(2 \frac{\partial u_y^0}{\partial y} + \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t}\right) + 2c \frac{\partial u_y^0}{\partial z}; \\
 \rho C_{zz}^2 &= \left(1 + \frac{\partial u_x^0}{\partial x} + \frac{\partial u_y^0}{\partial y}\right) (\lambda + 2\mu) + 2a \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t} + 2b \left(2 \frac{\partial u_z^0}{\partial z} + \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t}\right) + 2c \frac{\partial u_z^0}{\partial z}; \\
 \rho C_{xy}^2 &= \sigma_{xx}^0 + \mu \left(1 + \frac{\partial u_y^0}{\partial y} + \frac{\partial u_z^0}{\partial z}\right) + b \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t} + \frac{c}{2} \left(\frac{\partial u_x^0}{\partial x} + \frac{\partial u_y^0}{\partial y}\right); \\
 \rho C_{xz}^2 &= \sigma_{xx}^0 + \mu \left(1 + \frac{\partial u_y^0}{\partial y} + \frac{\partial u_z^0}{\partial z}\right) + b \frac{\partial u_t^0}{\partial x_t} + \frac{c}{2} \left(\frac{\partial u_x^0}{\partial x} + \frac{\partial u_z^0}{\partial z}\right),
 \end{aligned} \quad (3)$$

где $\frac{\partial u_i^0}{\partial x_k} = \frac{1}{E} [\sigma_{ik}^0 (1 + \sigma) - \sigma \sigma_{il}^0 \delta_{ik}] + \alpha (T - T_0) \delta_{ik}$ – предварительная деформация; α – коэффициент температурного расширения (здесь для расчета компонент деформаций используется как первое приближение линейная теория, далее будет показано, что такое приближение допустимо для оборудования АЭС). Как видно из уравнений (3), величины скорости акустических волн зависят не только от величин предварительной деформации [11–14, 18], но и от температуры тела.

Уравнения (3) определяют скорости распространения продольных акустических волн в направлении осей x, y, z , а поперечных – в направлении оси x . Если поперечная акустическая волна распространяется в направлении осей y или z , то из выражений (3) путем циклической перестановки x, y, z можно получить выражения для значений скоростей в этих направлениях.

Из системы уравнений (1)–(2) путем упрощений можно получить модели расчета скорости распространения акустических волн, приведенных в работах [11–14], т.е. система уравнений (3) может рассматриваться как обобщение этих работ по расчету скоростей акустических волн в предварительно деформированных телах.

По измеренным скоростям акустических волн при деформации и уравнению (3) можно определить напряженное состояние металла оборудования АЭС, но при этом необходимо знать упругие модули второго и третьего порядков. Упругие модули второго порядка приведены в справочной литературе (например, [15, 16]), а модули третьего порядка определяются из линейной алгебраической системы уравнений, подобных (3). Однако, как следует из [11–14], значения этих модулей, полученных акустическим методом, сильно зависят от используемых моделей. Поэтому необходимо разработать методы определения модулей третьего порядка, не зависимых от акустических.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДУЛЕЙ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА

В настоящее время имеются экспериментальные данные при равномерном всестороннем сжатии вещества [15] до давлений 10^4 МПа. Используя эти данные, получим соотношение, связывающее постоянные второго порядка с постоянными

третьего порядка. При этом компоненты тензоров нормальных напряжений и деформаций равны $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$, $U_{xx} = U_{yy} = U_{zz}$. Учитывая значения членов тензора деформации первого и второго порядков и пренебрегая членами выше второго порядка, из уравнений (2) получим соотношение

$$\sigma_{xx} = 3K \frac{\partial u_x}{\partial x} + \left(\frac{3}{2}K + 9a + 9b + c \right) \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2. \quad (4)$$

Экспериментальные данные по всестороннему сжатию вещества [15] часто представляют в виде уравнения состояния Мурнагана

$$P = \frac{K}{K'} \left[(V_0/V)^{K'} - 1 \right], \quad (5)$$

где K' – константа для конкретного материала. Раскладывая данное соотношение в ряд по степеням dV/V_0 до второго порядка, имеем

$$\sigma_{xx} = 3K \frac{\partial u_x}{\partial x} + \left(\frac{9}{2}K - \frac{9K(K'+1)}{2} \right) \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2. \quad (6)$$

Приравнивая коэффициенты в уравнениях (4) и (6) при производных $(\partial u_x / \partial x)^2$, получим

$$9a + 9b + c = -9K(K'+2/3)/2. \quad (7)$$

Выведенное уравнение (7) и уравнения (5) являются критериями для выбора правильной модели и расчета модулей третьего порядка.

Следующие уравнения для модулей третьего порядка a , b и c можно получить, рассматривая другие процессы деформации. Например, если напряжение приложено только вдоль оси x , то $\sigma_{xx} = p$, $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$, $\frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{\partial u_y}{\partial y} = -\sigma \frac{\partial u_x}{\partial x}$ (здесь и для двухосного процесса в соотношениях между компонентами деформаций используется как первое приближение линейная теория, далее будет показано, что такое приближение допустимо), то из уравнений (2) получаем

$$\sigma_{xx} = E \frac{\partial u_x}{\partial x} + \left[\frac{1-2\sigma+2\sigma^2}{2-4\sigma} E + a(1-2\sigma)^2 + b(3-4\sigma+2\sigma^2) + c \right] \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2, \quad (8)$$

где σ – коэффициент Пуассона; E – модуль Юнга.

Преобразуем правую часть выражения (4), чтобы использовать его для одноосного сжатия-растяжения. При этом воспользуемся линейной теорией упругости, из которого следует

$$\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)_{\text{од.}} = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)_{\text{всес.}} / (1-2\sigma).$$

Подставляя данное соотношение в (4) и для одноосного сжатия-растяжения, получим

$$\sigma_{xx} = E \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right) - \left(\frac{9}{2}K(K'+1/3)(1-2\sigma)^2 \right) \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2. \quad (9)$$

Приравнивая коэффициенты в уравнениях (8) и (9) при $\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2$, имеем

$$a(1-2\sigma)^2 + b(3-4\sigma+2\sigma^2) + c = -\frac{9}{2}K(K'+1/3)(1-2\sigma)^2 - \frac{1-2\sigma+2\sigma^2}{2-4\sigma} E. \quad (10)$$

Выражение (10) является дополнительным уравнением для расчета модулей третьего порядка, а уравнение (9) дает возможность рассчитать деформации при одноосном сжатии-растяжении. В таблице 1 приведены расчетные значения деформаций при растяжении армко-железа по линейной и нелинейной теориям. Предел текучести армко-железа $\sigma_{0,2}=170$ МПа, для сталей предел текучести может достигать $\sigma_{0,2}=1000$ МПа. Как видно из таблицы, отличие значений деформаций, рассчитанных по линейной и нелинейной теориям, достигает 0,4% при изменении напряжения растяжения от 0 до 160 МПа. Если бы процесс упругой деформации продолжался до напряжения 1000 МПа (это характерно для сталей), то это отличие не превысило бы 3%.

Таблица 1

σ_{xx} , МПа	0,1	10	100	160	1000
$\partial u_x / \partial x$ лин	5,000E-07	5,000E-05	5,000E-04	8,000E-04	5,000E-03
$\partial u_x / \partial x$ (9)	5,000E-07	5,001E-05	5,013E-04	8,036E-04	5,146E-03

Третье уравнение для определения модулей третьего порядка можно получить, рассматривая двухосную деформацию. Напряжение приложено вдоль осей x и y ,

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = p, \sigma_{zz} = 0, \frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \frac{\partial u_z}{\partial z} = -2\sigma / (1-\sigma) \frac{\partial u_x}{\partial x}, \text{ тогда из (2) следует}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \frac{E}{1-\sigma} \frac{\partial u_x}{\partial x} + \\ &+ \left[E \frac{1-3\sigma+4\sigma^2}{(2-4\sigma)(1-\sigma)^2} + 4a \frac{(1-2\sigma)^2}{(1-\sigma)^2} + 2b \frac{3-8\sigma+7\sigma^2}{(1-\sigma)^2} + c \right] \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Преобразуем правую часть выражения (4), чтобы использовать его для двухосного сжатия-растяжения:

$$\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)_{\text{двух.}} = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)_{\text{всес.}} \frac{1-\sigma}{1-2\sigma}.$$

Подставляя данное соотношение в (6), получим

$$\begin{aligned} 4a(1-2\sigma)^2 + b(6-16\sigma+14\sigma^2) + c(1-\sigma)^2 &= \\ = -\frac{3}{2}E(K'+1/3)(1-2\sigma) - E \frac{1-3\sigma+4\sigma^2}{2-4\sigma}. \end{aligned} \quad (12)$$

В таблице 2 представлены значения модулей упругости третьего порядка, рассчитанные по уравнениям (7), (10), (12) для различных металлов.

Для определения модулей упругости третьего порядка в сплавах, используемых в ядерной энергетике, необходимо иметь данные по всестороннему сжатию этих материалов, тогда по приведенной методике можно находить значения этих модулей. В случае, когда сплав состоит из основного металла с небольшими добавками других компонентов, в первом приближении можно использовать данные, приведенные в табл. 2. Например, сталь 09Г2С и сталь 3 на 97% состоят из Fe, поэтому сравним значения постоянных третьего порядка, полученные в [10, 13] для этих сталей, с аналогичными значениями для Fe (табл. 3). Согласно табл. 3, значения модулей a , b , c , рассчитанные в работе для Fe, применимы для стали 09Г2С и стали 3 в первом приближении.

Таблица 2

Модули упругости второго и третьего порядков

Металл	σ	K'	$E, 10^{11}$ Па	$a, 10^{11}$ Па	$b, 10^{11}$ Па	$c, 10^{11}$ Па
Al	0,31	3,165	0,9	-0,958	-0,52	-1,488
V	0,36	18,24	1,171	-10,528	-2,278	-5,458
W	0,3	19,1	3,601	-19,334	-7,863	-26,656
Gd	0,26	4,77	0,511	-0,504	-0,357	-1,462
Fe	0,28	7,789	2	-3,688	-2,059	-7,678
Au	0,4	6,51	0,998	-5,045	-1,042	-1,453
Cd	0,3	4,083	0,568	-0,697	-0,375	-1,176
Co	0,32	17,327	1,805	-10,567	-3,55	-10,747
Mg	0,35	4,759	0,302	-0,673	-0,236	-0,517
Cu	0,38	4,01	1,087	-2,777	-0,856	-1,356
Mo	0,31	13,288	2,885	-11,9	-4,574	-14,475
Nd	0,28	3,016	0,429	-0,336	-0,228	-0,805
Ni	0,35	16,58	1,622	-12,045	-2,965	-7,509
Nb	0,39	14,5	0,952	-9,352	-1,512	-2,808
Pb	0,45	3,744	0,127	-0,81	-0,195	-0,084
Ag	0,37	4,681	0,864	-2,303	-0,701	-1,275
Ta	0,35	3,842	1,817	-3,319	-1,27	-2,696
Ti	0,33	3,355	1,115	-1,497	-0,694	-1,713
Zn	0,33	3,264	0,645	-0,807	-0,391	-1,002
Zr	0,35	3,142	0,926	-1,406	-0,589	-1,213

Таблица 3

Модули упругости третьего порядка

Металл	$a, \text{ГPa}$	$b, \text{ГPa}$	$c, \text{ГPa}$
Ст. 3 [13]	-310	-390	-820
Ст. 09Г2С [10]	-313	-303	-769
Fe	-369	-206	-768

АНАЛИЗ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Для случая всестороннего сжатия компоненты тензоров напряжений и деформаций равны, тогда из уравнений (3) для C_{xx} и C_{xy} получим

$$\rho C_{xx}^2 = \lambda + 2\mu + \left(\frac{\sigma_{xx}^0}{3K} + \alpha(T - T_0) \right) (2\lambda + 4\mu + 6a + 10b + 2c); \quad (13a)$$

$$\rho C_{xy}^2 = \mu + \left(\frac{\sigma_{xx}^0}{3K} + \alpha(T - T_0) \right) (2\mu + 3b + c) + \sigma_{xx}^0. \quad (13b)$$

Как видно из рис. 1, наблюдается хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных для температуры 26°C по соотношению (13a) и по [11, 14]. Соот-

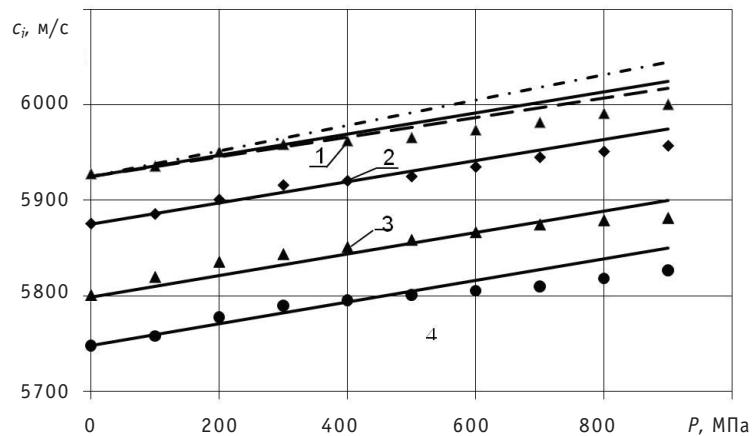


Рис. 1. Зависимость продольной скорости ультразвука от давления всестороннего сжатия и температуры: 1 – 26°C; 2 – 100°C; 3 – 200°C; 4 – 300°C (данные [17]); — — — расчет авторов по (13a); - · - · - расчет по [14]; - - - - расчет по [11]

ношение (13a) позволяет учитывать влияние температуры и давления на величину скорости ультразвуковых волн, в то время как методики [11] и [14] – только влияние давления.

В случае отсутствия напряжения из уравнений (13) можно получить зависимость модулей второго порядка от температуры:

$$\lambda = \lambda_0 + \alpha(2\lambda_0 + 6a + 4b)(T - T_0); \quad \mu = \mu_0 + \alpha(2\mu_0 + 3b + c)(T - T_0), \quad (14)$$

где λ_0 и μ_0 – значение модулей второго порядка при $T = T_0$.

При одноосном упругом сжатии-растяжении по оси x напряжением σ_{xx} выражения для значений скорости продольных волн, параллельных и перпендикулярных приложенному напряжению, согласно уравнениям (3), имеют вид

$$\rho C_{xx}^2 = \lambda + 2\mu + \alpha(2\lambda + 4\mu + 6a + 10b + 2c)(T - T_0) + \\ + \frac{\sigma_{xx}^0}{3K} \left(-\frac{\lambda^2 + 2\mu\lambda}{\mu} + 2a + 2b \frac{2\lambda + 3\mu}{\mu} + 2c \frac{\lambda + \mu}{\mu} \right); \quad (15a)$$

$$\rho C_{yy}^2 = \lambda + 2\mu + \alpha(2\lambda + 4\mu + 6a + 10b + 2c)(T - T_0) + \\ + \frac{\sigma_{yy}^0}{3K} \left(\frac{(\lambda + 2\mu)^2}{2\mu} + 2a - 2b \frac{\lambda - \mu}{\mu} - c \frac{\lambda}{\mu} \right). \quad (15b)$$

Сравним изменения скоростей упругих волн, рассчитанных в работе по модулям a , b , c , с данными, полученными из эксперимента в работах [11, 14] при $T = T_0$. Рассчитанное изменение безразмерных разностей скоростей продольных волн ($C_{xx} - C_{xx0})/C_{xx0}$, параллельных приложенному напряжению, представлено на рис. 2. Как видно из этого рисунка, расчет по соотношениям (15a) удовлетворительно согласуется с расчетами по [10, 13]. Для продольных волн, перпендикулярных приложенному напряжению, изменение безразмерных разностей скоростей ($C_{yy} - C_{yy0})/C_{yy0}$ незначительное – на порядок меньше значений $(C_{xx} - C_{xx0})/C_{xx0}$.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Обзор методов определения напряженного состояния тел для одноосного и двухосного состояний представлен в [11, 13, 18] по упрощенным моделям. Представляет интерес рассмотреть метод определения напряженного состояния, зак-

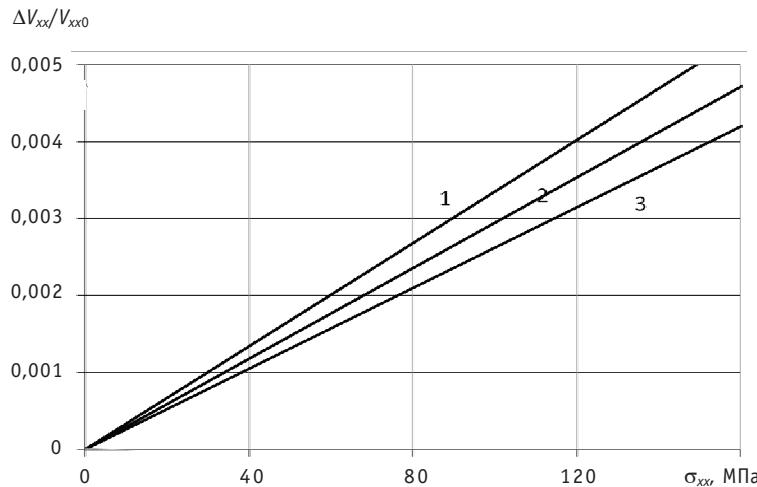


Рис. 2. Изменение скорости $(C_{xx} - C_{xx0})/C_{zz}$ продольных волн для стали 09Г2С при одноосном напряжении σ_{xx} : 1 – расчет по [14]; 2 – расчет авторов по уравнению (15а); 3 – расчет по [11]

лючающийся в применении акустических уравнений (3), полученных на основании системы уравнений (1), (2). Система уравнений (3) является линейной относительно напряжений, температуры и деформаций и позволяет определить главные напряжения, деформации и температуру в элементах оборудования АЭС.

Из уравнений (13) получим соотношение для определения давления и температуры в случае всестороннего равномерного сжатия:

$$P = \frac{(\lambda + 2\mu)(2\mu + 3b + c)}{2\lambda + 4\mu + 6a + 10b + 2c} \frac{C_{xx}^2 - C_{xx0}^2}{C_{xx0}^2} - 2\mu \frac{C_{xy}^2 - C_{xy0}^2}{C_{xy0}^2}; \quad (16a)$$

$$T = T_0 + \frac{1}{\alpha} \left(\frac{(\lambda + 2\mu)}{2\lambda + 4\mu + 6a + 10b + 2c} \frac{C_{xx}^2 - C_{xx0}^2}{C_{xx0}^2} + \frac{P}{3K} \right). \quad (16b)$$

При одноосном напряженном состоянии тела, в котором напряжение σ_{xx}^0 приложено по оси x , а температура тела равна T , из уравнений (15) получим

$$\sigma_{xx}^0 = \frac{C_{xx}^2 - C_{yy}^2}{C_{xx0}^2} (\lambda + 2\mu) / \left(\frac{2b}{\mu} + c \frac{2\lambda + \mu}{3K\mu} - \frac{\lambda + 2\mu}{2\mu} \right); \quad (17a)$$

$$T = T_0 + \frac{\left((\lambda + 2\mu) \frac{C_{xx}^2 - C_{xx0}^2}{C_{xx0}^2} + \sigma_{xx}^0 \left(\frac{\lambda^2 + 2\mu\lambda}{\mu} - 2a - 2b \frac{2\lambda + 3\mu}{\mu} - 2c \frac{\lambda + \mu}{\mu} \right) \right)}{(2\lambda + 4\mu + 6a + 10b + 2c)/\alpha}. \quad (17b)$$

Из системы уравнений (3) можно использовать и другие варианты определения одноосного напряжения и температуры тела по значениям скоростей акустических волн в элементах оборудования АЭС.

Для определения двухосного напряженного состояния и температуры можно измерять три продольные скорости и по системе уравнений (3) рассчитывать напряжения и температуру элементов конструкций АЭС. Если температура тела известна, то можно использовать измерения двух продольных скоростей распространения упругих волн. Примем для двухосного процесса сжатия-расширения $\sigma_{xx}^0 = 0$, $\sigma_{zz}^0 \neq 0$ и $\sigma_{yy}^0 \neq 0$, тогда из уравнений (3) получим

$$\begin{aligned}\sigma_{yy}^0 &= E\rho(C_{yy}^2 - C_{xx}^2)/(4b+2c)/(1+\sigma), \\ \sigma_{zz}^0 &= E\rho(C_{zz}^2 - C_{xx}^2)/(4b+2c)/(1+\sigma).\end{aligned}\quad (18)$$

Для определения двухосного напряженного состояния тела можно рассмотреть и другие варианты, которые предстаиваются системой уравнений (3).

Если тело подвержено начальным напряжениям по трем осям, то они могут быть определены из линейной системы уравнений (3) для продольных и поперечных волн. Систему (3) можно упростить, если рассмотреть квадраты разностей скоростей:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}^0 - \sigma_{yy}^0 &= E\rho(C_{xx}^2 - C_{yy}^2)/(4b+2c)/(1+\sigma); \\ \sigma_{xx}^0 - \sigma_{zz}^0 &= E\rho(C_{xx}^2 - C_{zz}^2)/(4b+2c)/(1+\sigma); \\ \sigma_{yy}^0 - \sigma_{zz}^0 &= E\rho(C_{yy}^2 - C_{zz}^2)/(4b+2c)/(1+\sigma); \\ \sigma_{yy}^0 - \sigma_{zz}^0 &= E\rho(C_{xy}^2 - C_{xz}^2)/(\mu + c/2)/(1+\sigma); \\ \sigma_{xx}^0 - \sigma_{yy}^0 &= E\rho(C_{zx}^2 - C_{zy}^2)/(\mu + c/2)/(1+\sigma); \\ \sigma_{xx}^0 - \sigma_{zz}^0 &= E\rho(C_{yx}^2 - C_{yz}^2)/(\mu + c/2)/(1+\sigma).\end{aligned}\quad (19)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый метод определения модулей третьего порядка, основанный на уравнениях нелинейной теории упругости и экспериментальных данных по всестороннему сжатию Мурнагана. Рассчитаны значения модулей упругости третьего порядка a , b и c для различных металлов.

Получено хорошее согласие расчетных значений скорости продольных акустических волн из уравнений, выведенных авторами, с экспериментальными данными. Впервые представлены акустические уравнения для определения напряженного состояния металла оборудования АЭС, которые позволяют учитывать изменение температуры, деформации объемов, площадок и отрезков в начально-деформированной среде.

Литература

1. Кирilloв П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 360 с.
2. Богатов С.В., Киреев М.Г. Методика и результаты эксплуатационных расчетов температуры топлива в твэлах ТВС реактора БН-600// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2009. – № 2. – С. 127–135.
3. Овчинников Ф.Я., Воронин Л.М., Самойлов С.Н. и др. Эксплуатация реакторных установок ВВЭР-1000. – М.: Атомиздат, 1972. – 164 с.
4. Абрамов М.А., Авдеев В.И., Адамов Е.О. и др. Канальный ядерный реактор РБМК/Под общ. ред. Ю.М. Черкашова. – М.: – ГПУ НИКИЭТ, 2006. – 632 с.
5. Трофимов А.И., Минин С.И., Трофимов М.А. Методы контроля и снятия напряжений в основном металле и сварных соединениях АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 2005. – 270 с.
6. Новожилов В.В. Основы нелинейной теории упругости. – М.: Гостехиздат, 1948. – 212 с.
7. Новожилов В.В. Теория упругости. Судпромгиз. – Л.: 1958. – 370 с.
8. Худаско В.В., Трофимов А.И., Куркин С.А. К вопросу об определении скоростей акустических волн в металле элементов энергетического оборудования АЭС при напряжениях/XI Международная конференция «Безопасность АЭС и подготовка кадров» (Обнинск, 29 сентября–2 октября 2009 г.): Тез. докл. Том 2. – Обнинск, 2009. – С. 96–97.

БЕЗОПАСНОСТЬ, НАДЕЖНОСТЬ И ДИАГНОСТИКА ЯЭУ

9. Трофимов А.И., Худаско В.В., Куркин С.А., Трофимов М.А. К вопросу о контроле напряженного состояния металла элементов оборудования АЭС/XI Международная конференция «Безопасность АЭС и подготовка кадров» (Обнинск, 29 сентября-2 октября 2009 г.): Тез. докл. Том 2. – Обнинск, 2009. – С. 94-95.
10. Худаско В.В., Трофимов А.И., Куркин С.А., Лобанов А.Ю. Определение напряженного состояния металла АЭС акустическим методом/XII Международная конференция «Безопасность АЭС и подготовка кадров» (Обнинск, 4-7 октября 2011 г.): Тез. докл. – Обнинск, 2011. – С. 118-119.
11. Гузь А.Н., Махорт Ф.Г., Гуща О.И. Введение в акустоупругость. – Киев: Наукова думка, 1977. – 151 с.
12. Hughes. D.S., Kelly J.L. Second-order elastic deformation of solids//Phys. Rev. – 1953. – 92. – № 2. – P. 141-146.
13. Бражников Н.И. Ультразвуковые методы. – М.-Л.: Изд-во «Энергия», 1965.
14. Савин Г.Н. и др. Распространение упругих волн в твердом теле в случае нелинейно-упругой модели сплошной среды//Прикладная механика. – 1970. – Т. VI. – Вып. 2. – С. 38-42.
15. Физические величины. Справочник/Под ред. акад. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
16. Стали и сплавы. Марочник/Под ред. В.Г. Сорокина, М.Н. Гервасьева. – М.: Интермет Инжиниринг, 2001. – 608 с.
17. Hughes D.S. and Maurette M. Dynamic Moduli of Iron, Aluminum, and Fused Quarz//Journal of Applied Physics. – 1956. – V. 27. – № 10. – P. 1184-1186.
18. Никитина Н.Е., Козачек С.В. Преимущества метода акустоупругости для неразрушающего контроля механических напряжений в деталях машин//Вестник научно-технического развития. – 2010. – № 4(32). – С. 18-28.

Поступила в редакцию 24.10.2012

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОБНАРУЖЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОТОКА ОТКАЗОВ ОБОРУДОВАНИЯ АЭС

В.А. Чепурко, С.В. Чепурко

Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Описывается методика, позволяющая оценивать параметр неоднородности потока отказов оборудования АЭС. Наряду с точечной оценкой этого показателя надежности предложен алгоритм построения его интервальной оценки, позволяющий проверять статистические гипотезы о значимости параметра. Подробно описан алгоритм критерия принятия решения о наличии старения геометрического типа оборудования АЭС. Разобран ряд тестовых примеров, в частности, на предмет обнаружения неоднородности геометрического типа, обработаны реальные данные об отказах системы подпитки и борного регулирования АЭС в ВВЭР-1000 пятого блока Нововоронежской АЭС.

Ключевые слова: деградация оборудования, неоднородный поток отказов, геометрический процесс восстановления, знаменатель процесса, угловой коэффициент, непараметрическая оценка Тейла.

Key words: degradation of equipment, non-homogeneous failure flow, a geometric renewal process, the denominator of the process, the slope, nonparametric Theil estimation.

ВВЕДЕНИЕ

В процессе работы техническое оборудование, как известно, проходит несколько стадий эксплуатации. В зависимости от стадии эксплуатации изменяются показатели надежности оборудования, а также способы их расчета. До недавних пор наибольшее внимание уделялось периоду нормальной эксплуатации, на котором параметр (интенсивность) потока отказов является приблизительно постоянной величиной. В этом случае предполагается однородность во времени процесса функционирования оборудования, и показатели надежности рассчитываются классическими способами, представленными, например, в [1]. Но при расчете показателей надежности необходимо учитывать и два других периода: приработки и интенсивного износа, когда параметр потока отказов в одном случае убывает, а в другом возрастает со временем. В общем случае могут иметь место и другие, более сложные, зависимости от времени.

В [2] представлен краткий обзор различных математических моделей учета неоднородности потоков отказов и приведен практический пример анализа неоднородных данных об отказах некоторых элементов СУЗ Билибинской АЭС. С помощью модели, нормализующей функции потока [3], найдены различные показа-

тели надежности этих элементов. Показано, что поведение исследуемых показателей надежности существенно отличается от зависимости в стационарном режиме. В этом режиме, возникающем с течением времени для однородных потоков, большинство показателей надежности становятся константами. Наряду с исследованием надежности элементов СУЗ в [2] предложен критериальный комплекс для проверки гипотезы об однородном потоке отказов. Точнее говоря, предложенное в работе множество критериев (пуассоновости, постоянства приращений и их случайности) необходимо для проверки гипотезы о простейшем потоке отказов.

Допустим, что с помощью разработанного комплекса критериев удалось с выбранным уровнем значимости доказать, что поток отказов элементов (систем) оборудования АЭС неоднороден во времени. В этом случае для проведения дальнейших исследований и получения качественных оценок надежности таких систем необходимо выбрать подходящую модель неоднородности. Для обоснования выбора необходимо проверить нулевую гипотезу значимости соответствующим критерием или решающим правилом, как это происходит в случае обычной линейной регрессии, когда мы проверяем гипотезу о том, что угловой коэффициент равен нулю. Если построенное доверительное множество не будет содержать точку ноль, можно считать, что регрессия значима. Так и в общем случае, если нулевая гипотеза отвергается, то можно считать, что исходная статистическая информация соответствует анализируемой модели неоднородности. В качестве основных моделей неоднородности потоков событий (см. [2]) в современной теории используются неоднородные пуассоновские потоки, гамма-процессы, процессы восстановления с трендом, потоки, построенные по модели нормализующей функции и, наконец, геометрические процессы восстановления.

Модель геометрических процессов является одной из самых простых моделей неоднородных (во времени) процессов восстановления. Эти процессы появились сравнительно недавно [4–7] и пока еще не приобрели такой популярности, как обычные процессы восстановления. Это, в первую очередь, вызвано тем, что до сих пор не исследованы многие теоретические вопросы, связанные со свойствами этих процессов. В частности, до сих пор не существовало критерия, на основании которого можно принять гипотезу о применимости модели геометрического процесса.

Цель работы состоит в построении такого критерия, разработке методики оценивания знаменателя геометрического процесса и их применении к реальным данным об отказах оборудования АЭС. К примеру, если окажется, что знаменатель меньше единицы, причем значимо, то это позволит считать, что исследуемый на надежность элемент стареет, т.е. с течением времени этот элемент будет все более и более ненадежным.

Исходными данными для необходимых расчетов являются наработки между отказами некоторого множества (или совокупности) однородных элементов. Здесь однородность понимается как идентичность оборудования, одинаковые условия эксплуатации, примерно один и тот же возраст и т.п. Наработки имеют одинаковую размерность. При этом желательно, чтобы было меньше совпадающих значений (связей), наработки измерять, по возможности, наиболее точно, к примеру, в часах.

НЕОДНОРОДНОСТЬ ПОТОКА ОТКАЗОВ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ТИПА

Название процесса напрямую связано с понятием геометрической прогрессии. Геометрические процессы являются обобщением процессов восстановления. В отличие от обычного процесса восстановления, который моделирует идеальный ремонт, геометрические процессы могут быть полезны для моделирования, например, несовершенного ремонта, когда получающиеся длительности циклов процесса неодинаково распределены. Тем не менее, по сравнению с другими неоднородны-

ми процессами модель достаточно бедна, поскольку длительности цикла «регулируются» одним и тем же параметром. Геометрические процессы (в контексте теории надежности) были определены в работах [4–7].

Определение. С.в. ξ равна с.в. η по распределению, если $F_\xi(x)=F_\eta(x)$. Равенство по распределению обозначается следующим образом:

$$\xi \stackrel{d}{=} \eta. \quad (1)$$

Определение. Последовательность неотрицательных (типа времени жизни) независимых с.в. $\{\Delta_k; k = 1, 2, \dots\}$ образует геометрический процесс (geometric process) GP, если выполняется равенство по распределению

$$\Delta_{k+1} \stackrel{d}{=} \gamma \Delta_k, k = 1, 2, \dots, \quad (2)$$

где $\gamma > 0$ – вещественная константа, называемая знаменателем геометрического процесса. При значениях, меньших единицы, будем называть знаменатель γ коэффициентом деградации.

ИСХОДНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Будем предполагать, что под наблюдением находится m однотипных мгновенно восстанавливаемых объектов, каждый из которых имеет реализацию наработок между отказами. При этом реализации могут иметь, вообще говоря, различные объемы – n_1, n_2, \dots, n_m , при этом

$$n_1 + n_2 + \dots + n_m = n. \quad (3)$$

Кроме этого предположим, что в общем случае в таблице данных возможны пропуски, например, у третьего объекта отсутствует информация о четвертой и пятой наработках, а далее шестая и т.д. присутствуют.

Транспонируем таблицу данных, т.е. сгруппируем информацию согласно номеру наработки. В этом случае массив $\Delta_{1,1}, \dots, \Delta_{m_1,1}$ будет массивом реализаций наработки до первого отказа – Δ_1 ; $\Delta_{1,2}, \dots, \Delta_{m_2,2}$ – наработки между первым и вторым отказами – Δ_2 и т.д. Пусть самая последняя наблюдаемая наработка будет иметь номер l . Таким образом, исходную информацию представим в следующем виде:

$$\Delta_{1,1}, \dots, \Delta_{m_1,1} \text{ – первые наработки (объем } m_1), \quad (4)$$

$$\Delta_{1,2}, \dots, \Delta_{m_2,2} \text{ – вторые наработки (объем } m_2), \dots, \quad (5)$$

$$\Delta_{1,l}, \dots, \Delta_{m_l,l} \text{ – } l\text{-е наработки (объем } m_l). \quad (6)$$

При этом так же, как и в (3)

$$m_1 + m_2 + \dots + m_l = n. \quad (7)$$

В силу соотношения (2) справедливо следующее равенство по распределению:

$$\Delta_{k+1} \stackrel{d}{=} \gamma^k \Delta_1, k = 0, 1, \dots \text{ или } \ln \Delta_{k+1} \stackrel{d}{=} k \ln \gamma + \ln \Delta_1, k = 0, 1, \dots \quad (8)$$

Уравнение (8) является моделью простой линейной регрессии зависимой переменной $\ln \Delta$ от неслучайной переменной k . При этом $\ln \Delta_1^{(i,j)}$ играет роль случайного шума, присутствующего для i -го наблюдения j -й наработки между отказами:

$$\ln \Delta_{i,k} = (k-1) \ln \gamma + \ln \Delta_1^{(i,k)}, i = 1, \dots, m_k, k = 1, \dots, l. \quad (9)$$

Будем предполагать, что случайный шум представляет собой массив независимых одинаково распределенных случайных величин $\ln \Delta_1^{(i,j)}$, распределенных также, как и $\ln \Delta_1$. Обозначив

$$Y_{i,j} = \ln \Delta_{i,j}, \beta = \ln \gamma \text{ и } \varepsilon_{i,j} = \ln \Delta_1^{(i,j)}, \quad (10)$$

получим уравнение

$$Y_{i,k} = \beta(k-1) + \sigma_{i,k}, i = 1, \dots, m_k, k = 1, \dots, l. \quad (11)$$

Таким образом, задача оценивания неизвестного параметра γ сводится к оцениванию углового коэффициента в простой линейной регрессии Y на k . При этом для каждого k проводятся повторные наблюдения величины Y_k объема $m_k - Y_{i,k}$.

НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ

В настоящее время для точечного оценивания коэффициентов регрессии широко используется метод наименьших квадратов (МНК). При этом для более тонких и глубоких выводов при решении таких задач, как построение доверительных интервалов, проверка адекватности модели приходится предполагать, что ошибки σ_{ij} независимы и одинаково распределены по нормальному закону. На этой основе за многие годы выросла обширная и развитая система статистической обработки регрессионных и факторных экспериментов.

При явном отличии распределения от гауссовского проверка корректности многих выводов, полученных в рамках нормальной модели, перерастает в сложную проблему. В таких случаях разумно вообще отказаться от стандартной гауссовой модели и применять иные, *непараметрические, методы*. Непараметрическими называют такие методы, которые не предназначены специально для какого-нибудь параметрического семейства распределений и не используют его свойства.

Возьмем за основу построения наших оценок непараметрический метод точечного и интервального оценивания углового коэффициента β , принадлежащий Тейлу [8] и обобщенный Сеном [9] на случай совпадения отдельных значений независимой переменной. Кроме этого рассмотрим задачу проверки нулевой гипотезы

$$H_0: \gamma = \gamma_0, \quad (12)$$

решение которой также предложено Тейлом.

МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Для нахождения точечной оценки коэффициента γ необходимо проделать следующее [10, 11]. Коэффициент β будет параллельно определяться согласно уравнениям связи (10).

1. Положить

$$N = \sum_{i < j} m_i m_j = C_n^2 - \sum_{i=1}^l C_{m_i}^2. \quad (13)$$

В случае, если $m_i = 1$ (наблюдается один объект), $N = C_n^2$ – количеству возможных пар экспериментальных точек (i, Y_{i+1}) .

2. Определить N значений коэффициента γ :

$$\gamma_{i,j}^{(k,l)} = \left(\frac{\Delta_{i,k}}{\Delta_{j,l}} \right)^{\frac{1}{k-l}}, \quad k > l. \quad (14)$$

Если наблюдается один объект, то рассчитываются $\gamma^{(k,l)}$.

3. Упорядочить массив значений $\gamma_{i,j}^{(k,l)}$:

$$\gamma_{(1)} \leq \gamma_{(2)} \leq \dots \leq \gamma_{(N)}. \quad (15)$$

4. В качестве оценки коэффициента деградации взять выборочную медиану

$$\hat{\gamma} = \begin{cases} \gamma_{(k+1)}, & N = 2k + 1; \\ \frac{\gamma_{(k)} + \gamma_{(k+1)}}{2}, & N = 2k. \end{cases} \quad (16)$$

5. При построении доверительного интервала для коэффициента γ надежности $1-\alpha$ положить

$$M_1 = \left\lceil \frac{N - K_{1-\alpha/2}}{2} \right\rceil, M_2 = \left\lceil \frac{N + K_{1-\alpha/2}}{2} \right\rceil + 1, \quad (17)$$

где $[x]$ означает целую часть числа x ; $K_{1-\alpha/2}$ – квантиль распределения τ -статистики Кендалла. Если объем наблюдений n достаточно велик, то справедлива следующая аппроксимация квантилью нормального закона $u_{1-\alpha/2}$:

$$K_{1-\alpha/2} = \sqrt{D(K)} u_{1-\alpha/2}, \quad (18)$$

$$D(K) = \frac{\left\{ n(n-1)(2n+5) - \sum_{i=1}^l m_i(m_i-1)(2m_i+5) - \sum_{j=1}^h u_j(u_j-1)(2u_j+5) \right\}}{18} + \\ + \frac{\left\{ \sum_{i=1}^l m_i(m_i-1)(m_i-2) \right\} \cdot \left\{ \sum_{j=1}^h u_j(u_j-1)(u_j-2) \right\}}{2n(n-1)} + \frac{\left\{ \sum_{i=1}^l m_i(m_i-1) \right\} \cdot \left\{ \sum_{j=1}^h u_j(u_j-1) \right\}}{2n(n-1)}, \quad (19)$$

где l – номер максимальной наработки между отказами (число групп совпадающих наблюдений абсциссы X); m_i – объем i -той группы наблюдений X ; h – число групп совпадающих наблюдений Y (или Δ); u_j – объем j -той группы наблюдений Y (или Δ). Причем, несвязанные наблюдения рассматриваются как группа совпадающих наблюдений объема 1.

Если среди $\Delta_{i,j}$ нет одинаковых (связанных) значений, то дисперсия статистики Кендалла упрощается до следующего выражения:

$$D(K) = \frac{n(n-1)(2n+5) - \sum_{i=1}^l m_i(m_i-1)(2m_i+5)}{18}. \quad (20)$$

Если, кроме этого, наблюдается один объект, то

$$D(K) = \frac{n(n-1)(2n+5)}{18}. \quad (21)$$

6. В качестве доверительного интервала для искомых коэффициентов взять промежуток

$$(\gamma_{(M_1)}, \gamma_{(M_2)}). \quad (22)$$

7. С уровнем значимости α принять гипотезу (12) в случае, если $\gamma_0 \in (\gamma_{(M_1)}, \gamma_{(M_2)})$ и отвергнуть ее – в противном случае.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ

Для точечной оценки неизвестного углового коэффициента широко используется следующая оценка по методу наименьших квадратов (МНК) [12,13]:

$$\hat{\beta} = \frac{\sum_{k=1}^l m_k (X_k - \bar{X})(\bar{Y}_{\bullet k} - \bar{Y})}{\sum_{k=1}^l m_k (X_k - \bar{X})^2}, \quad (23)$$

где $\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^l m_j X_j$ – среднее арифметическое X_i ; $\bar{Y}_{\bullet k} = \frac{1}{m_k} \sum_{i=1}^{m_k} Y_{i,k}$ – среднеарифмети-

ческая k -я наработка между отказами; $\bar{Y} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^l m_k \bar{Y}_{\bullet k} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^l \sum_{i=1}^{m_k} Y_{i,k}$ – общая средняя

наработка. При этом, поскольку $X_j = j-1$, то $\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^l m_j (j-1)$ и

$$\hat{\beta} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^l m_k k \bar{Y}_{\bullet k} - \bar{Y} \sum_{k=1}^l m_k k}{S_x^2}, \quad (24)$$

где $S_x^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^l m_k k^2 - \left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^l m_k k \right)^2$ – выборочная дисперсия.

МНК-оценка параметра γ в силу уравнений связи (10) будет, очевидно, равна

$$\hat{\gamma} = \exp \hat{\beta} = \exp \left(\frac{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^l m_k k \bar{Y}_{\bullet k} - \bar{Y} \sum_{k=1}^l m_k k}{S_x^2} \right). \quad (25)$$

Если Δ_1 имеет логнормальное распределение с (в общем случае неизвестными) параметрами m и σ^2 , то $\ln \Delta_1$ будет иметь нормальное распределение с математическим ожиданием m и дисперсией σ^2 . В этом случае можно построить параметрический доверительный интервал как для углового коэффициента, так и для знаменателя геометрического процесса:

$$\beta = \hat{\beta} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{n} S_x} u_{1-\alpha/2}, \quad \gamma = \exp \left(\hat{\beta} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{n} S_x} u_{1-\alpha/2} \right). \quad (26)$$

В случае, если дисперсия σ^2 неизвестна, то она заменяется остаточной дисперсией

$$S^2 = \frac{n}{n-2} (S_y^2 - \hat{\beta}^2 S_x^2), \quad (27)$$

где $S_y^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^l m_k \bar{Y}_{\bullet k}^2 - \bar{Y}^2$, а квантиль нормального закона $u_{1-\alpha/2}$ – на квантиль распределения Стьюдента того же уровня и с $n-2$ степенями свободы.

Нулевую гипотезу (12) можно проверить с помощью доверительного множества (26). Кроме этого в параметрическом МНК принято проверять адекватность регрессионной модели критерием Фишера, основанном на статистике

$$F = S_2^2 / S_1^2, \quad (28)$$

где $S_1^2 = \frac{1}{n-l} \sum_{k=1}^l \sum_{i=1}^{m_i} (Y_{i,k} - \bar{Y}_{\bullet k})^2$ – дисперсия воспроизводимости,

а $S_2^2 = \frac{1}{l-2} \sum_{k=1}^l (\bar{Y}_{\bullet k} - \hat{\beta}(k-1-\bar{X}) - \bar{Y})^2$ – дисперсия адекватности. При этом нулевая

гипотеза о том, что модель адекватна, принимается с уровнем значимости α в случае, если статистика (28) окажется меньше квантили $F_{1-\alpha}(l-2, n-l)$ – распределения Фишера-Сnedекора. Понятно, что в случае принятия нулевой гипотезы об адекватности простой линейной регрессии можно с тем же уровнем значимости утверждать об адекватности модели геометрического процесса. Однако это утверждение необходимо сопровождаться проверкой согласия остатков $\ln \Delta_1^{(i,j)}$ с нормальным распределением.

Рассмотрим пример расчета знаменателя геометрического процесса и проверки гипотезы его значимости по имитационным данным, а также практический расчет по имеющимся наработкам до отказа системы подпитки и борного регулирования АЭС в ВВЭР-1000 Нововоронежской АЭС, представленной в [14].

Практический пример 1. Разберем методику построения точечной и интервальной оценки коэффициента γ . Наработки между отказами моделировались по закону Вейбулла с параметром масштаба $\lambda=1$ и параметром формы $\alpha=2$. Параметр γ полагался равным 0.8 (деградирующая система). Под наблюдением, предположительно, находились три объекта, от каждого известны две, три и четыре наработки между отказами (табл. 1, рис. 1). Анализируя рисунок, можно отметить ярко выраженную тенденцию к убыванию значений наблюдаемой величины.

Количество точек $n=9$. Количество всевозможных пар точек равно $N = C_9^2 - 2C_3^2 - C_2^2 = 29$. Результаты расчетов по формулам (14), (15) сведены в табл. 2.

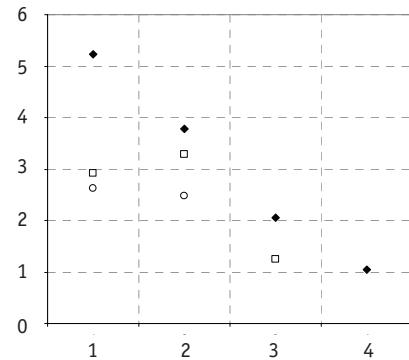


Рис. 1. Логарифмические наработки между отказами стареющего объекта: \diamond – первый объект; \square – второй объект; \circ – третий объект

Таблица 1

Исходные данные для расчетов

Объект	Наработка			
	первая	вторая	третья	четвертая
1	5.22	3.79	2.05	1.05
2	2.91	3.29	1.25	
3	2.63	2.47		

Таблица 2

Вариационный ряд

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\gamma_{(k)}$	0.329	0.379	0.473	0.489	0.504	0.512	0.527	0.542	0.565	0.586
k	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$\gamma_{(k)}$	0.624	0.627	0.630	0.652	0.655	0.689	0.712	0.725	0.736	0.830
k	21	22	23	24	25	26	27	28	29	
$\gamma_{(k)}$	0.840	0.842	0.850	0.883	0.940	1.131	1.251	1.302	1.441	

В качестве точечной оценки параметра $\hat{\gamma}$ берем выборочную медиану, которая, согласно (16), является 15-ым элементом вариационного ряда и равна $\hat{\gamma}=0.655$.

Посчитаем дисперсию статистики Кендалла по формуле (20): $D(K) = 83.(6)$.

Пусть уровень значимости $\alpha=0.05$, тогда $K_{1-\alpha/2} = \sqrt{83.6} \cdot 1.96 = 17.93$. По формулам (17) получаем $M_1=5$ и $M_2=24$, т.е. искомый доверительный интервал $\gamma \in (0.504, 0.883)$ с надежностью 95%. При этом, поскольку данный интервал не накрывает точку 1, имеет смысл считать точечную оценку $\hat{\gamma}=0.655$ значимой и отвергнуть нулевую гипотезу (12) $H_0: \gamma=1$, с выбранным уровнем значимости α .

Для сравнения приведем параметрическую оценку параметра деградации:

$$\hat{\gamma}=0.671, \gamma \in (0.591, 0.761).$$

Как и следовало ожидать, доверительный интервал получился существенно меньше. Однако для статистического обоснования таких выводов необходима

тщательная проверка остатков $\ln\Delta_1$ на принадлежность нормальному распределению. В разрабатываемом авторами программном комплексе такую проверку планируется проводить рядом критериев.

Хотелось бы отметить, что моделируемое значение 0.8 не попало в параметрический доверительный интервал. С одной стороны, это можно объяснить случайностью, с другой стороны, предостерегаясь от возможных ошибок, ожидать, что построенное доверительное множество обладает чрезмерной оптимистичностью, т.е. истинный уровень надежности несколько ниже 95%, что вызвано неверным предположением о распределении остатков.

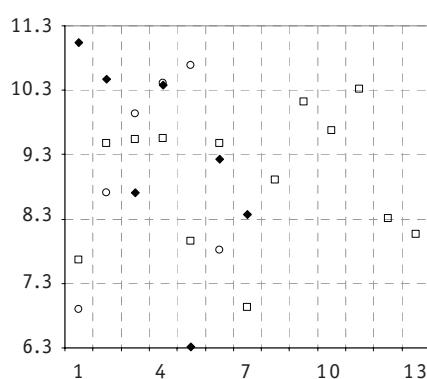


Рис. 2. Логарифмические наработки между отказами системы 5ПН: ◆ – первый объект; □ – второй объект; ○ – третий объект

Практический пример 2. Проведем расчет параметров представленной модели на реальных данных. Для этого воспользуемся информацией об отказах системы подпитки и борного регулирования АЭС в ВВЭР-1000 пятого блока Нововоронежской АЭС, представленной в [14] (табл. 3 и рис.2).

Анализируя рис. 2, можно ожидать, что значимой тенденции скорее всего найдено не будет. Количество точек $n=26$. Количество всевозможных пар точек будет велико: $N = C_{26}^2 - 6C_3^2 - C_2^2 = 306$, поэтому приведем окончательные результаты (табл. 4).

Поскольку интервал $\gamma \in (0.845, 1.102)$ накрывает точку 1 с уровнем значимости 0.1,

Таблица 3

Наработки между отказами насосного оборудования (ч)

5ПН-1	62356	35123	6035	32075	554	10149	4299						
5ПН-2	2117	12939	13835	14006	2860	12999	1018	7335	24891	15934	30081	4079	3159
5ПН-3	997	6042	20732	33039	43716	2476							

а значит, и со всеми общепринятыми уровнями α , имеет смысл считать точечную оценку $\hat{\gamma} = 0.957$ незначимой и принять нулевую гипотезу (12) $H_0: \gamma = 1$, т.е можно считать, что гипотезу о деградации в рамках модели геометрических процессов для системы подпитки и борного регулирования АЭС имеет смысл отвергнуть.

Для сравнения приведем параметрическую оценку параметра деградации $\hat{\gamma} = 0.973$. В таблице 5 приведены интервальные оценки для различных уровней значимости.

Таблица 4

Непараметрические доверительные интервалы

$1-\alpha$	$\underline{\gamma}$	$\bar{\gamma}$
0.9	0.845	1.102
0.95	0.809	1.136
0.99	0.77	1.243

Таблица 5

Параметрические доверительные интервалы

$1-\alpha$	$\underline{\gamma}$	$\bar{\gamma}$
0.9	0.898	1.053
0.95	0.884	1.071
0.99	0.854	1.108

Как и следовало ожидать, доверительный интервал получился существенно меньше, тем не менее, даже по параметрическому критерию деградация отсутствует. Интересно отметить, что по критерию Фишера модель линейной регрессии при всех остальных выводах получилась адекватной. Посчитанное p -значение высоко и равняется 0.918.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведен метод обнаружения неоднородности потока отказов. В рамках модели геометрического процесса исследуется вопрос оценивания знаменателя этого процесса. Предложена непараметрическая и параметрическая оценки, а также доверительные интервалы для коэффициента деградации. Разобран ряд примеров, включая реальные данные об отказах системы подпитки и борного регулирования АЭС в ВВЭР-1000 пятого блока Нововоронежской АЭС. Имеющаяся статистическая информация позволяет утверждать, что в рамках модели геометрических процессов с выбранным уровнем значимости старения у этой системы не наблюдается.

Литература

1. Беляев К., Богатырев В.А., Болотин В.В. и др./Под ред. И.А.Ушакова Надежность технических систем: Справочник. – М.: Радио и связь, 1985. – 608 с.
2. Антонов А.В., Белова К.А., Чепурко В.А. Статистический анализ данных об отказах оборудования АЭС с учетом неоднородности потока отказов// Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2011. – № 2. – С. 75-87.
3. Волников И.С., Чепурко В.А. Неоднородный поток отказов и восстановлений/ Диагностика и прогнозирование состояния объектов сложных информационных интеллектуальных систем. Сб. науч. тр. №14 каф. АСУ. – Обнинск: ИАТЭ, 2002. – С. 36-44.
4. Саенко Н.Б. Учет неполноты восстановления элементов при расчете надежности систем//Известия вузов. Приборостроение. – 1994. – №11-12. – С.76-79.
5. Lam Y. A note on the optimal replacement problem//Advances in Applied Probability. – 1988. – 20. – P. 479-482.
6. Lam Y. Geometric processes and replacement problem. Acta Mathematicae Applicatae Sinica, english series. – 1988. 4(4). – P. 366-377.
7. Finkelstein M. Failure rate modelling for reliability and risk//Springer. – 2008. – P.290.
8. Theil H. A rank-invariant method of linear and polynomial regression analysis, I. -Proc. Kon. Ned. Akad. v. Wetensch. A. 1950. 53, 386-392.
9. Sen P.K. Estimates of the regression coefficient based on Kendall's tau//Journal of the American Statistical Association. – 1968. – 63: 1379–1389.
10. Холлендер М., Вулф Д. Непараметрические методы статистики. – М.: – Финансы и статистика, 1983.– 518 с.
11. Тюрин Ю.Н., Макаров А.А. Статистический анализ данных на компьютере. – М: ИНФРА-М, 1998. – 528 с.
12. Ивченко Г.И., Медведев Ю.И. Математическая статистика. – М.: Высшая школа, 1984. – 248 с.
13. Афиши А., Эйзен С. Статистический анализ: Подход с использованием ЭВМ. – М.: Мир, 1982. – 488 с.
14. Антонов А.В., Зюляева Н.Г., Таратунин В.В. и др. Оценка показателей надежности и оптимизация объема запасных элементов насосных агрегатов ЦН 60-180 ядерными и корневыми методами/Технический отчет. – М.: ВНИИАЭС – 2008. – 47с.

Поступила в редакцию 12.12.2011

ВЕРИФИКАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ РАСХОДОВ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КАНАЛАХ РЕАКТОРОВ РБМК РАСХОДОМЕРАМИ «ШАДР-32М»

**Е.Ф. Авдеев, В.И. Белозеров, А.Я. Устюжанин, В.В. Максимовский,
Н.Д. Разенков, Н.Е. Ющенко**
Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Экспериментальным путем получены поправки к показаниям расходомеров «Шадр-32М», которые могут быть использованы для определения действительных расходов воды в технологических каналах реакторов РБМК. Эти поправки учитывают зависимость показаний расходомеров от температуры прокачиваемой воды.

Ключевые слова: расходомер, Шадр-32М, реактор РБМК, технологический канал, действительный расход, температура, вязкость, гидростенд.

Key words: «Shadr-32M» flowmeter, RBMK-type reactor, technological channel, actual flow rate, temperature, viscosity, hydraulic test facility.

Проблема верификации измерения расходов расходомерами типа «Шадр-32М», устанавливаемых в технологических каналах (ТК) реакторов РБМК, возникает в связи с разверкой баланса расходов воды, поступающей в реактор через групповые коллекторы, и суммой расходов, измеренных в ТК расходомерами «Шадр-32М». Причинами завышенных показаний расходомеров могут являться следующие. Частота вращения шарика, фиксируемая магнитоиндукционным преобразователем (МИП-1), зависит от плотности, скорости (расхода) и вязкости теплоносителя. Уменьшение вязкости воды с ростом температуры на порядки превышает уменьшение плотности, поэтому практически для того же объемного расхода при повышении температуры частота вращения шарика увеличивается. Неправильные показания расходомера могут быть связаны также с погрешностями изготовления рабочей части расходомера (шарика и кольцевой камеры для него) или с изменениями шероховатости поверхности шарика, что неоднократно замечено в эксплуатационной практике. Последнее вызывает изменение режима обтекания шарика (как плохо обтекаемого тела), кризис сопротивления и соответственно отклонения частоты его вращения от номинальной, что может быть установлено только поверочными проливками.

Техническими паспортами расходомеров «Шадр-32М» определена погрешность измерения ими расхода в диапазоне температур 50–280°C ~12,5%, в том числе за

© Е.Ф. Авдеев, В.И. Белозеров, А.Я Устюжанин, В.В. Максимовский, Н.Д. Разенков,
Н.Е. Ющенко, 2012

счет температурного фактора – 8,3%. Чтобы снизить погрешность, необходимо найти поправки к показаниям расходомеров, которые учитывают влияние температуры воды на проводимые измерения. Это и является основной целью представленной работы.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Проверочными проливками испытано 94 первичных преобразователя «Шадр-32М» для энергоблоков №1–4 Курской АЭС [1]. Диагностика расходомеров и верификация измерения ими расходов проводились на гидростенде кафедры теплофизики ИАТЭ НИЯУ МИФИ с включенной в контур стенда моделью реактора при двухпетлевой компоновке (две напорные и две сливные линии), спроектированным и смонтированным в 2004–2006 гг., описание которого приведено в [2].

Рабочий участок для проливки расходомеров «Шадр-32М» с подводящей и отводящей трубами Ду-50 включен через конические переходники в контур одной из сливных линий с диаметром труб Ду-100, так как на одной напорной и одной из сливных линий установлены метрологически аттестованные электромагнитные расходомеры (ЭМР) «Взлет-Эр», которые имеют малую погрешность только при больших расходах ~80–135 м³/ч (их относительная погрешность ±(0,9+0,15/V_{ср})%). Поэтому необходимые расходы через «Шадр-32М» от 8 до 50 м³/ч реализованы через разность больших расходов в напорной линии одной петли и сливной линии в другой петле, измеряемые с малой погрешностью. Например, при подаче расхода в напорную линию 130 м³/ч и сливную линию другой петли 120 м³/ч пропускаемый расход через «Шадр-32М» составляет 10 м³/ч. Такая схема проливки позволила получать малые относительные погрешности измерения действительного расхода через «Шадр-32М» ±1,4% (даже при условии одинаковой направленности погрешности обоих ЭМР). Установленные в двух питательных баках гидростенда подогреватели воды мощностью 42 кВт обеспечивали повышение температуры до 70°C.

В порядке подготовки к массовым проливкам первичных преобразователей «Шадр-32М» на гидростенде с моделью реактора первоначально часть преобразователей проливалась на стенде кафедры «Циркуляционная петля» [3], обеспечивающем расходы только до 25 м³/ч, однако с возможностью измерения действительных расходов тремя независимыми способами:

- метрологически аттестованным расходомером «Вентури»;
- расходомером ИАТЭ (по измеренной максимальной скорости и перепаду давления на длине);
- расходомером ИАТЭ (только по измеренной максимальной скорости) [4].

Температурный режим воды на стенде «Циркуляционная петля» также может устанавливаться до 70°C.

В способе измерения расхода, разработанного на кафедре теплофизики ИАТЭ, повышение точности достигается за счет учета действительного профиля скорости при турбулентном течении на стабилизованных участках труб через измерение максимальной скорости U_{\max} в центре трубы и перепада давления на длине [5]; в последующих работах [4], [6] проведено его уточнение и экспериментальная верификация.

Обоснованная рекомендованная зависимость для определения объемного расхода Q по способу ИАТЭ имеет вид

$$Q = \pi a^2 \cdot \left(U_{\max} - 2.885 \sqrt{\frac{\Delta P a}{\rho L}} \right), \text{ м}^3/\text{с}, \quad (1)$$

АТОМНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

где ΔP – измеренные потери давления на длине L с одинаковым по длине радиусом трубы a ; ρ – плотность.

Из формулы (1) следует отличная от рекомендованных в справочниках связь между средней и максимальной скоростью [6]:

$$V_{cp} = \frac{U_{max}}{1 + 1.4425\sqrt{\lambda}}, \quad (2)$$

где λ – коэффициент сопротивления трения, а расход

$$Q = \pi \cdot a^2 \cdot V_{cp}. \quad (3)$$

Таким образом, по способу ИАТЭ объемный расход определяется двумя путями:

- по формуле (1), для чего необходимы две измеренные величины – максимальная скорость и потери давления на произвольный длине L , не имеющей местных сопротивлений;

- по формуле (2) только по измеренной максимальной скорости; уточнение средней скорости осуществляется итерационным процессом по λ .

Поскольку оба пути приводят практически к 100%-му согласию [4], отпада необходимость измерения перепада давления на длине.

Так как в названных двух стендах кафедры на стабилизованных участках течения установлены устройства для измерения максимальной скорости, действительные расходы определялись по способу ИАТЭ, а после установления соответствия способа ИАТЭ и электромагнитных расходомеров «Взлет-Эр» – расходомерами «Взлет-Эр» при массовых проливках.

Независимо от способа измерения действительного расхода при графическом представлении и сравнении в качестве режимного параметра использован измеренный перепад Δh_p между полным напором в центре трубы и статическим напором на стенке, через который определялись максимальные скорости в трубе Ду-50:

$$U_{max} = \sqrt{2g\Delta h_p}, \text{ (м/с).} \quad (4)$$

Даже если действительный расход измерялся на трубе Ду-100 непосредственно показывающим расходомером «Взлет», его показания приводились с использованием формул (2) и (4) к режимному параметру $\sqrt{\Delta h_p}$, пересчитанному на трубу Ду-50.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Расхождение в показаниях расходомеров «Шадр-32М» и действительных расходов больших $10 \text{ м}^3/\text{ч}$, при температуре 20°C составляло не более 1,6%. При более высоких температурах для малых расходов ($\sim 8 \text{ м}^3/\text{ч}$) это расхождение доходило до 14%. Измеренные расходы с помощью «Шадр-32М» Q_t^W и измеренные действительно расходы Q_t^D графически представлялись в безразмерном виде в зависимости от режимного параметра $\sqrt{\Delta h_p}$:

$$\bar{Q}_t^W = \frac{Q_t^W - Q_{min,t}^W}{Q_{max,t}^W - Q_{min,t}^W} = f_1(\sqrt{\Delta h_p}), \quad (5)$$

$$\bar{Q}_t^D = \frac{Q_t^D - Q_{min,t}^D}{Q_{max,t}^D - Q_{min,t}^D} = f_2(\sqrt{\Delta h_p}), \quad (6)$$

где t – температура теплоносителя.

Расходы через «Шадр-32М» изменились от 8 до $60 \text{ м}^3/\text{ч}$ в диапазоне температур от 17 до 70°C .

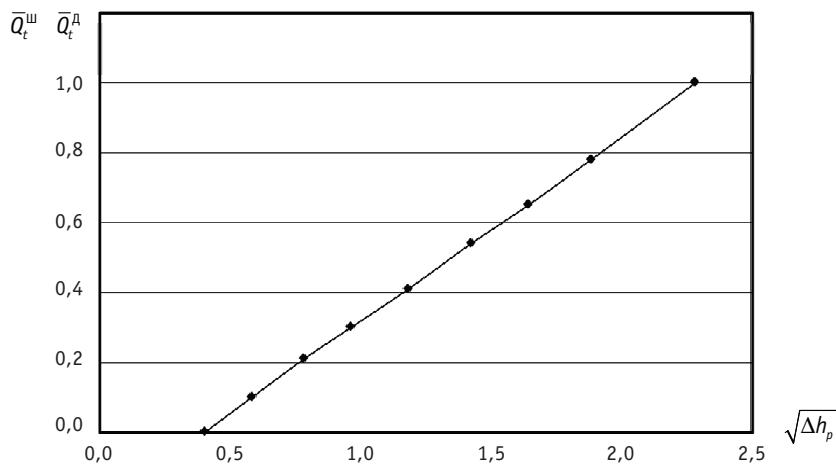


Рис. 1. Значение безразмерных расходов для разных температур и способов измерения расходов

Оказалось, что экспериментальные точки для безразмерных расходов \bar{Q}_t^W и \bar{Q}_t^D в зависимости от режимного параметра $\sqrt{\Delta h_p}$ находятся на одной и той же прямой линии (рис. 1) независимо от способа измерения расхода и температуры:

$$\bar{Q}_t^W = \bar{Q}_t^D = \text{idem} \sim k\sqrt{\Delta h_p}, \quad (7)$$

где k – тангенс угла наклона линии, равный $0,531 \text{ м}^{-1/2}$.

При этом значения максимальных и минимальных расходов (при графическом представлении (5) и (6)) принимались для одинаковых режимных параметров $\sqrt{\Delta h_{p \min}}$, $\sqrt{\Delta h_{p \max}}$.

Из условия (7) нетрудно получить структуру формулы для определения действительного расхода по измеренному расходу «Шадр-32М»:

$$Q_t^D = Q_t^W \left(1 - \frac{Q_{\max t}^W - Q_{\min t}^W}{Q_t^W} \right), \quad (8)$$

так как установлено, что $\frac{Q_{\max t}^D - Q_{\min t}^D}{Q_{\max t}^W - Q_{\min t}^W} \approx 1$ при любой температуре.

По нашим экспериментам второе слагаемое в скобках довольно хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\frac{Q_{\max t}^W - Q_{\min t}^W}{Q_t^W} = \left(\frac{t^\circ \text{C}}{20} \right)^{0.05} - 1. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8), получим зависимость для определения действительного объемного расхода при любой температуре Q_t^D по расходу, измеренному «Шадр-32М» Q_t^W при той же температуре:

$$Q_t^D = Q_t^W \left(2 - \left(\frac{t^\circ \text{C}}{20} \right)^{0.05} \right). \quad (10)$$

На рисунке 2 представлены расчеты действительных расходов по формуле (10) по расходам, измеренным «Шадр-32М» на стендах кафедры, до $60 \text{ м}^3/\text{ч}$ и температурах $23, 40, 50, 60^\circ\text{C}$. Здесь же нанесены тестовые расчеты действительных расходов при номинальной температуре в ТК Курской АЭС 265°C . Результаты пересче-

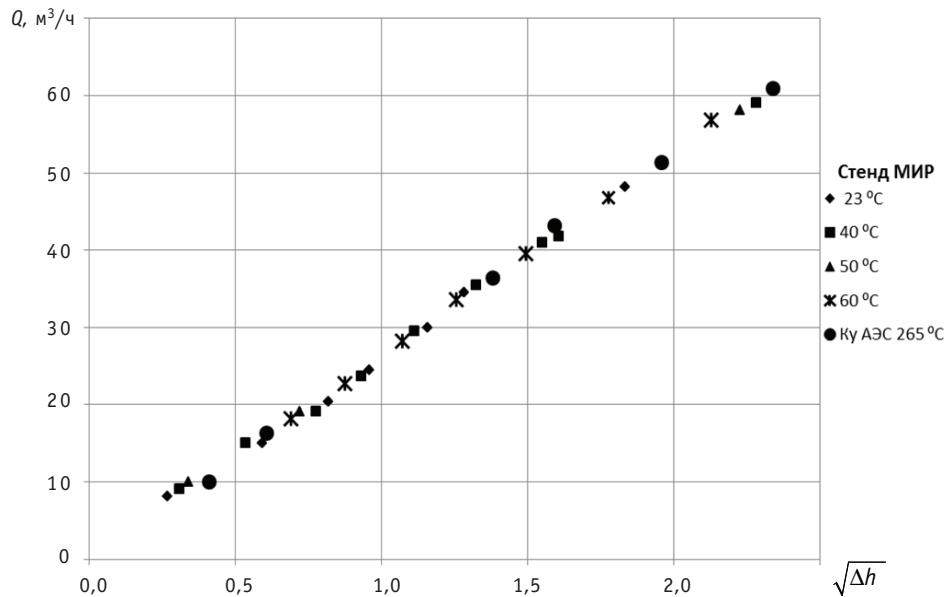


Рис. 2. Значение действительных расходов по формуле (10)

та показывают, что в диапазоне номинальных расходов в ТК РБМК формула (10) действительна в широком диапазоне температур (20–270°C).

Для получения из условия (7) выражения для действительного расхода необходимо найти зависимости от температуры разностей $(Q_{\max}^W - Q_{\min}^W)$, $(Q_{\max}^D - Q_{\min}^D)$ и значений Q_{\min}^W и Q_{\min}^D . При обработке экспериментальных данных при температурах воды 20, 40 и 60°C были получены более точные аппроксимирующие зависимости:

$$Q_{\max}^W - Q_{\min}^W = 50,495 + 0,0099t^\circ\text{C}; \quad Q_{\max}^D - Q_{\min}^D = 50,49 + 0,009t^\circ\text{C};$$

$$Q_{\min}^W = 10,781 + 0,00231t^\circ\text{C}; \quad Q_{\min}^D = 10,78 + 0,0021t^\circ\text{C}.$$

После подстановки этих аппроксимаций в условия (7), использовав для расчета коэффициента сопротивления трения λ формулу Филоненко $\lambda = (1,82 \cdot \lg Re - 1,64)^{-2}$ и формулы (2) и (4), получили

$$Q_t^D = \frac{5.05 \cdot 10^5 Q_t^W + 98 \cdot Q_t^W \cdot t^\circ\text{C} - 1.32 \cdot 10^{-3} (t^\circ\text{C})^2 - 3.801 \cdot t^\circ\text{C} + 9.917 \cdot 10^{-3}}{5.05 \cdot 10^5 + 99 \cdot t^\circ\text{C}} \times \frac{\sqrt{h_p^D}}{h_p^W}, \quad (11)$$

где

$$\sqrt{h_p^D} = 115.04 \cdot Q_t^D \left(1 + \frac{1.44}{1.82 \lg Re^W - 1.64} \right), \quad \sqrt{h_p^W} = 115.04 \cdot Q_t^W \left(1 + \frac{1.44}{1.82 \lg Re^D - 1.64} \right). \quad (12)$$

Система (11)–(12) легко решается итерационным путем.

Расчеты по формуле (11) и их сравнение с измеренными значениями приведены в табл. 1, из которой видно, что

- при температуре $t = 20^\circ\text{C}$ действительные расходы и измеренные «Шадр-32М» практически совпадают;
- погрешность измерения расходов «Шадр-32М» значительная при малых расходах и уменьшается при больших;
- погрешность расчетного определения действительных расходов по формуле (11) уменьшается с увеличением температуры.

Таблица 1

$Q_{ш}, \text{м}^3/\text{ч}$	$Q_{д}^{\text{эксп}}, \text{м}^3/\text{ч}$	$Q_{д}^{\text{расчет}}, \text{м}^3/\text{ч}$	Погрешность вычислений по формуле (11), %	Погрешность «ШАДР-32М»
Температура воды 20°C				
42,86	43,23	41,56	3,86	0,86
49,49	50,13	48,17	4,07	1,28
60,63	61,56	59,28	3,85	1,5
Температура воды 40°C				
15,09	14,63	13,9	3,14	5,16
30,69	30,37	29,3	3,64	1,05
60,30	59,89	58,68	2,06	0,69
Температура воды 60°C				
10,22	8,93	9,08	1,61	14,45
35,47	33,42	33,87	1,33	6,13
59,81	57,36	57,93	0,99	4,27

Для параметров в реакторе РБМК-1000 ($p = 79,6 \text{ кгс}/\text{см}^2$, $t = 275^\circ\text{C}$, $v = 1,261 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, приняв показания «Шадр-32М» 30 $\text{м}^3/\text{ч}$, действительный расход по формуле (11), получим $Q_t^d = 27,3 \text{ м}^3/\text{ч}$. Полученная погрешность «Шадр-32М» 9,9% соответствует его паспортным характеристикам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Обработкой экспериментальных данных выявлено условие равенства безразмерных объемных расходов, не зависящее от способов их измерения и температуры.
- Обоснованы два выражения для расчетного определения действительных объемных расходов в ТК РБМК по расходам, измеренным первичными преобразователями «Шадр-32М» в широком диапазоне температур 20–270°C.
- При низких значениях температур (~до 100°C) более высокую точность дает формула (10), при высоких значениях, включая номинальные параметры, рекомендуется использовать формулу (11).

Литература

- Иванов Н.И. Исследование метрологических характеристик шариковых расходомеров повышенной надежности. Метрологическое обеспечение средств измерения расхода, уровня давления на стадии разработки, выпуска и эксплуатации/Сб. научн. тр. НИИ «Теплоприбор», М.: 1987
- Авдеев Е.Ф., Чусов И.А., Устюжанин А.Е. и др. Гидравлический стенд для испытания моделей ядерных реакторов//Известия вузов. Ядерная энергетика.– 2004.– №4.– С.70-83.
- Авдеев Е.Ф., Чусов И.А., Белозеров В.И. и др. Верификация гидравлических характеристик стенда «Циркуляционная петля»//Известия вузов. Ядерная энергетика.– 2002.– №4.– С.46-53.
- Авдеев Е.Ф., Больщунова В.В., Виноградов А.В. Определение расхода по максимальной скорости и перепаду давления//Известия вузов. Ядерная энергетика.– 2000.– №2.– С.51-56.
- Авдеев Е.Ф., Больщунова В.В. Способ определения расхода в трубопроводе/Патент на изобретение № 2169905, Москва, 27.06.2001г., б.с.
- Авдеев Е.Ф., Карташов К.В. Верификация способа определения расхода при турбулентном течении в трубах по измеренной максимальной скорости/Труды IV Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ).– 2006.– Т.8.– С.33-34.

Поступила в редакцию 28.10.2011

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА СВАРКИ ОБОРУДОВАНИЯ И ТРУБОПРОВОДОВ АЭС ПУТЕМ МОДЕЛИРОВАНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

А.И. Трофимов, С.И. Минин, М.А. Трофимов, Д.А. Егоров
Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск



Представлено моделирование термического цикла процесса сварки с помощью программы SYSWELD, позволяющее оптимизировать процесс сварки с учетом воздействия ультразвука, что дает возможность повысить прочностные свойства сварных соединений оборудования АЭС.

Ключевые слова: сварка, моделирование, ультразвук, деформация, остаточные напряжения, трубопроводы АЭС, оборудование АЭС.

Key words: welding, simulation, ultrasound, deformation and residual stress, nuclear power plants piping, nuclear power plants equipment.

Применение компьютерных технологий значительно расширяет возможности вычислительного эксперимента, что, в частности, дает возможность из множества вариантов технологии (термического цикла) выбрать оптимальную или прогнозировать результат сварки.

Основным достижением современного программного обеспечения является высокая точность расчетов и большой объем информации. В программах, предназначенных для моделирования сварных соединений, реализована возможность оптимизации процесса сварки оборудования и трубопроводов АЭС. Актуальной задачей является снятие остаточных напряжений, в том числе под воздействием ультразвука, в зоне термического влияния в процессе сварки.

Одной из таких программ является SYSWELD – программный пакет, ориентированный на высококвалифицированных пользователей-аналитиков, позволяющий решать методом конечных элементов комплексные задачи сварки:

- оценить остаточную деформацию;
- минимизировать остаточные напряжения;
- учсть влияние геометрии материала;
- оценить фазовые превращения.

На величину остаточной деформации влияет последовательность сборки и наложения сварных швов. Моделирование позволяет предсказать возможную деформацию и минимизировать ее, уменьшить градиент температур и поверхностных напряжений. В результате можно увеличить срок службы изделий при данном количестве циклов нагружения.

© А.И. Трофимов, С.И. Минин, М.А. Трофимов, Д.А. Егоров, 2012

Программа позволяет проверить правильность конструкции и выбора материала изделия на ранних стадиях проектирования с целью получения оптимальных эксплуатационных характеристик.

Результатами применения SYSWELD являются

- сокращение стоимости производства;
- оптимизация проекта изделия;
- выявление всех факторов, ведущих к изменению формы, размеров и свойств изделия.

Моделирование сварного соединения в SYSWELD начинается с задания 2D-сетки. В процессе создания сетки указываются все необходимые геометрические параметры модели сварного соединения, а именно, ширина и толщина листов, площадь шва.

На рисунке 1 представлена 2D-сетка моделируемого таврового соединения.

Как только 2D-сетка создана инструментом «выдавливание», создается 3D-сетка (рис. 2).

После того как сетка модели, представляющая собой совокупность конечных элементов, создана, необходимо задать свойства материала свариваемых деталей и присадочного материала. Материал каждого из элементов сварного соединения

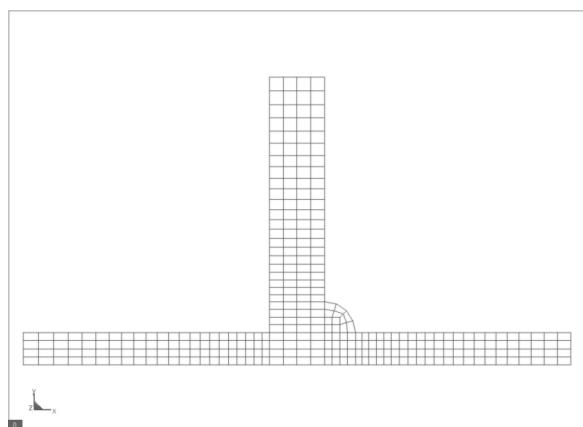


Рис. 1. 2D-сетка моделируемого таврового сварного соединения

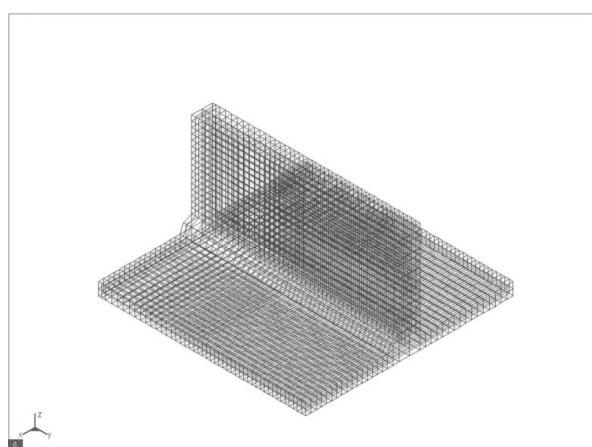


Рис. 2. 3D-сетка моделируемого таврового сварного соединения

АТОМНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

берется из базы данных, содержащей большинство материалов, применяемых в промышленности.

Следующим этапом задаются источник теплоты и его параметры.

Источник теплоты моделируется в зависимости от значения объемной плотности энергии Q_r , Вт/мм³, приложенной к элементам, расположенным на траектории перемещения источника.

После задания всех параметров режима сварки производится наладка источника теплоты согласно необходимой величине проплавления свариваемых между собой деталей. Визуально величину проплавления можно оценить по рис. 3.

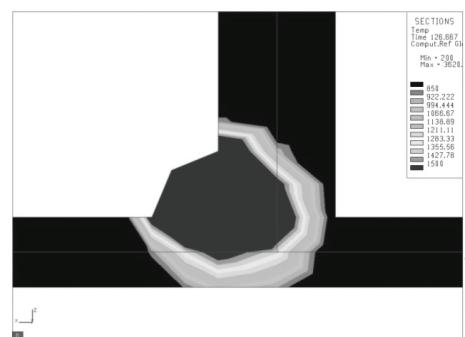


Рис. 3. Зона расплавленного металла и 3ТВ

Для определения термического цикла, проходящего в сварном шве и 3ТВ, берется узел, находящийся непосредственно на траектории перемещения источника теплоты. Именно на основании данных для этого узла и строится график изменения температуры во времени в сварном шве (рис. 4).

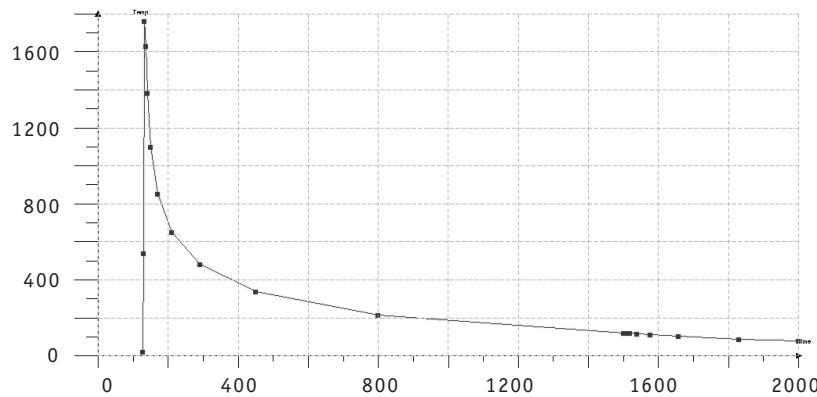


Рис. 4. График изменения температуры во времени в сварном шве

При моделировании была задана высоколегированная жаропрочная сталь маркенситно-ферритного класса марки 20Х13.

По графику (рис. 4) можно определить скорость охлаждения металла шва и зоны термического влияния в интересующем нас интервале, а именно, 600–930°C – образование ферритно-карбидной структуры и 120–420°C – маркенситной.

Содержание углерода от 0,10 до 0,25% (как в стали 20Х13) приводит к сдвигу в область более низких температурных границ превращения, в результате полное маркенситное превращение происходит при охлаждении со скоростью 1°C/с.

В связи с высокой склонностью к подкалке в сварных соединениях из стали 20Х13 возможно образование холодных трещин.

В результате моделирования была получена средняя скорость охлаждения величиной $0,77^{\circ}\text{C}/\text{с}$, что привело к существенному образованию мартенситной фазы, значение которой после охлаждения сварного соединения составило 94,2%. Кроме того, в этой зоне образуется небольшая доля феррито-перлитной смеси, бейнита и остаточного аустенита (рис. 5).



Рис. 5. Распределение мартенсита по сварному шву и ЗТВ

При прочих равных условиях начальную температуру ($T_{\text{нач}}$) принимаем равной 300°C . График изменения температуры во времени в сварном шве при условии подогрева сварного соединения представлен на рис. 6.

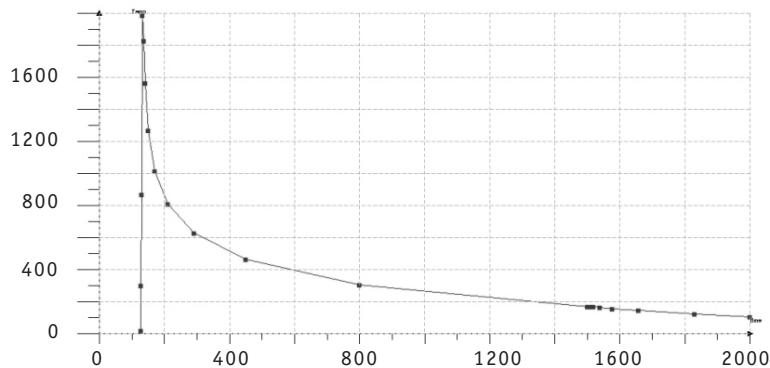


Рис. 6. График изменения температуры во времени в сварном шве при $T_{\text{нач}} = 300^{\circ}\text{C}$

Средняя скорость охлаждения составила $0,325^{\circ}\text{C}/\text{с}$, что снизило процентное содержание мартенситной составляющей в сварном соединении после остывания. Лишь 20% аустенита в этом случае превращается в мартенсит в процессе остывания ниже 420°C . Значения напряжений как в поперечном, так и в продольном направлениях снизились. Однако применение предварительного локального подогрева необходимо дополнять последующей термообработкой с целью снятия остаточных напряжений, что не всегда может быть реализовано вне производственного цеха и всегда приводит к удорожанию технологии производства сварных изделий.

АТОМНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

Более эффективным способом снятия остаточных напряжений в процессе сварки является применение ультразвука. Детальное описание метода и результаты его применения представлены в [1]. В результате воздействия ультразвука происходят следующие изменения структуры металла сварного соединения и зоны термического влияния:

- повышается однородность структуры металла сварного соединения;
- происходит более равномерное распределение неметаллических включений.

Как следствие, создание мелкозернистой однородной структуры приводит к повышению механических характеристик металла сварного шва.

При воздействии ультразвука на кристаллизующийся металл происходит интенсивная дегазация металла. Вначале газ высвобождается в виде мелких пузырьков в области низкого воздействия ультразвуковой волны, затем происходит их соединение в пузырьки больших размеров, которые всплывают на поверхность металла, захватывая с собой неметаллические включения. Дегазация металла сопровождается кавитацией. Это физическое явление приводит к повышению жидкотекучести металла, что исключает непровары, образование газовых пор и сварных трещин. Кроме того, повышение жидкотекучести металла позволяет проводить сварку при меньших значениях сварочного тока.

Исследования, проведенные на алюминиевых образцах, подвергаемых растяжению при разной интенсивности ультразвука и различных температурах, показали, что воздействие ультразвука вызывает снижение напряжений растяжения аналогично воздействию нагрева. При заданной интенсивности ультразвуковых колебаний $50 \text{ Вт}/\text{см}^2$ статическое напряжение в образце близко к нулю, что соответствует статическому пределу текучести. При этом плотность акустической энергии равна $10^{15} \text{ эВ}/\text{см}^3$. Для достижения того же эффекта при нагреве требуется плотность тепловой энергии $10^{22} \text{ эВ}/\text{см}^3$. Этот физический эффект объясняется тем, что акустическая энергия ультразвуковых колебаний поглощается, главным образом, дислокациями и границами зерен, которые являются носителями механизма пластической деформации металлов и сплавов. Тепловая же энергия распределяется относительно равномерно по всему объему металла.

Описанные результаты воздействия ультразвука на сварное соединение делают приоритетной задачу включения ультразвукового воздействия в алгоритм моделирования сварных соединений в программном пакете SYSWELD.

ВЫВОДЫ

Программный пакет SYSWELD позволяет

- выбрать оптимальный процесс сварки для каждого сварного соединения;
- задать необходимую последовательность наложения сварных швов и оптимальные условия закрепления деталей с целью минимизации остаточных напряжений и деформаций;
- подобрать оптимальные параметры воздействия ультразвука.

Литература

1. Трофимов А. И. Физические основы ультразвукового метода снятия остаточных напряжений в сварных соединениях металлов и сплавов. – М. Энергоатомиздат, 2009. – 239 с.

Поступила в редакцию 21.03.2012

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОЙ КАВИТАЦИИ В ПОТОКЕ СВИНЦОВОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ИННОВАЦИОННЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

**А.В. Безносов*, П.А. Боков*, А.В. Львов*, О.О. Новожилова*,
Э.Г. Новинский*, В.В. Лемехов****

*Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева,
г. Нижний Новгород

**Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники
им. Н.А. Доллежаля, г. Москва



Открыто и экспериментально обосновано новое физическое явление – свойство потока свинцового теплоносителя реализовывать процесс чисто газовой кавитации и невозможность процесса «традиционной» паровой кавитации. Предложена и экспериментально обоснована тремя независимыми методами модель газовой кавитации в потоке свинцового теплоносителя применительно к условиям реакторного контура. Доказано, что традиционная паровая (парогазовая) кавитация в потоке свинцового теплоносителя невозможна. Экспериментально определены условия возникновения и основные характеристики газовой кавитации. Экспериментально доказано отсутствие кавитационного эрозионного износа рабочего колеса циркуляционного насоса из стали 08Х18Н10Т с оксидным покрытием в свинцовом теплоносителе при температуре 470–500°C, скорости потока свинца ~10 м/с, числе оборотов насоса до 1200 об/мин. Работа в режиме развитой газовой кавитации продолжается в течение ~50-ти часов, из которых 17 часов – провоцирующие динамические испытания с циклическим развитием кавитации, срывом подачи, последующим возобновлением подачи и развитием кавитации с периодом цикла 3–5 с (всего более 15000 циклов).

Ключевые слова: свинцовый теплоноситель, пристенный слой, оксидные покрытия, метод экспресс-замораживания, нерастворенные примеси, отложения примесей, микротвердость, шероховатость.

Key words: lead coolant boundary layer, oxide coating, the method of rapid freezing, insoluble impurities, deposition of impurities, microhardness, surface roughness.

ВВЕДЕНИЕ

Специфические свойства свинцового теплоносителя инновационных реакторов на быстрых нейтронах (низкое давление насыщенных паров, значительное поверхностное натяжение, высокая температура кипения – более 1700°C, значительная плотность ~10 кг/дм³ и др.) и предварительные эксперименты позволили обосновать предположение о невозможности возникновения традиционной паровой кавитации в потоке свинцового теплоносителя [1]. Открытие нового, неизвестного ранее, свойства свинцового теплоносителя – невозможность традиционной паровой кавитации и возможность возникновения чисто газовой кавитации – имеет важное практическое значение для создания обоснованных конструкций проточных частей главных циркуляционных насосов реакторных контуров и других конструкций.

В существующих методиках расчета кавитационных и других характеристик насосов используются полуэмпирические выражения с коэффициентами, определенными в результате экспериментов на воде. Значительная разница в физических свойствах воды и свинца делает недопустимым использование существующих методик для проектирования главных циркуляционных насосов реакторных контуров со свинцовым теплоносителем. Эта положение подтверждается опытом создания главных циркуляционных насосов РУ со свинец-висмутовым теплоносителем АПЛ проекта 705 и 705 К. После расчета рабочих колес по существующим расчетным методикам и успешной проверки их кавитационных характеристик на воде (с использованием лакокрасочных покрытий) при последующих испытаниях этих проточных частей в эвтектике свинец-висмут при температуре 260–270°C фиксировалось лавинное разрушение рабочих колес насосов с образованием сквозных отверстий в лопатках в течение первых нескольких часов. Причиной разрушения была не кавитация (как предполагалось), а другое специфическое свойство тяжелых жидкотяжелых теплоносителей, обусловленное несмачиванием ими стенок каналов.

Целью работ, проводимых в Нижегородском государственном техническом университете им. Р.Е. Алексеева (НГТУ), является разработка на основании научно-технических исследований методики расчета циркуляционных насосов и рекомендаций по их оптимальным конструкциям, учитывающих специфику свинцового теплоносителя.

Предложено при расчетах насоса выделять отдельно кавитационные характеристики теплоносителя, трассы подвода теплоносителя от свободного уровня к насосу и характеристики самого насоса. Последние зависят от конструкции насоса и, вероятно, должны определяться экспериментально. Характеристики трассы подвода могут быть рассчитаны достаточно просто и точно до момента наступления газовой кавитации (для однокомпонентного потока свинца). В задачи исследования входило экспериментальное определение условий возникновения и характеристик газовой кавитации в высокотемпературном потоке свинца (470–500°C) и работоспособности в среде свинцового теплоносителя рабочего колеса насоса из стали 08Х18Н10Т при температуре 470 – 500°C, скорости потока свинца в насосе до 10 м/с и числе оборотов насоса до 1200 об/мин, в том числе и в длительном режиме газовой кавитации.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

Исследования проводились на циркуляционном стенде с высокотемпературным свинцовым теплоносителем ФТ-3 НГТУ (рис. 1). В состав стенда входят контур свинцового теплоносителя; система защитного газа; система охлаждения оборудования

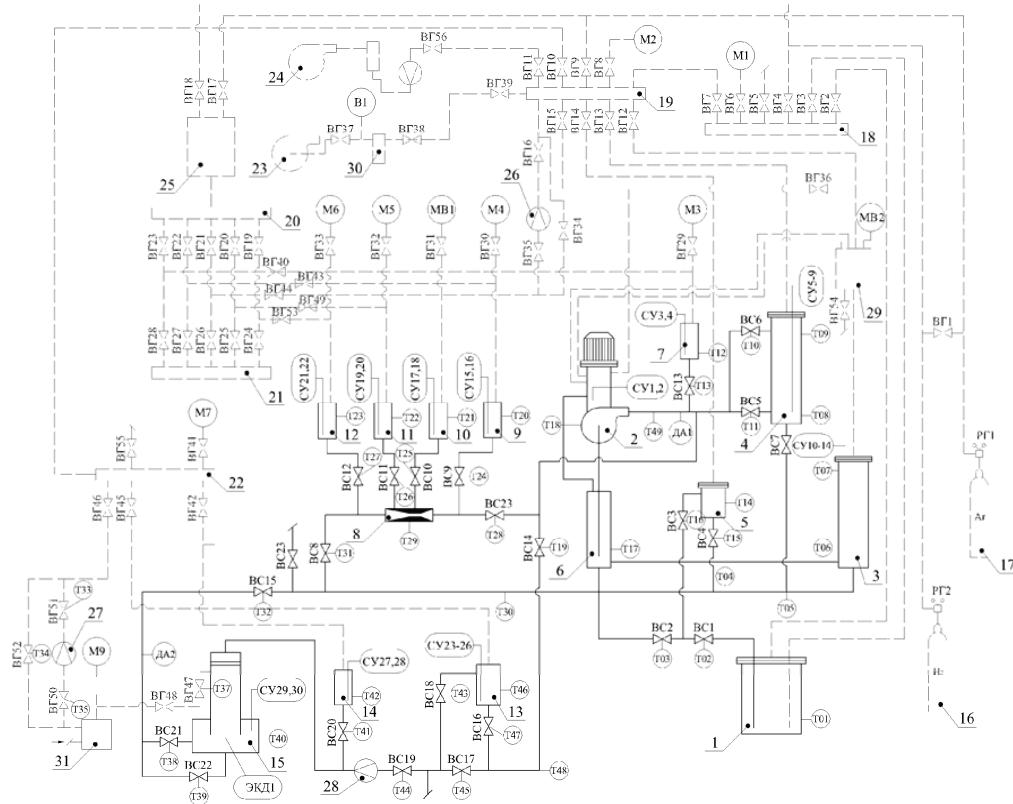


Рис. 1. Схема экспериментального стенда ФТ-3 с центробежным насосом: 1 – бак плавильный; 2 – насос жидкокометаллический; 3 – емкость сливная; 4 – емкость напорная; 5 – фильтр; 6 – патрубок всасывания; 7 – бачок отжимной насоса; 8 – эжектор; 9 – бачок отжимной входа в эжектор; 10, 11 – бачки отжимные эжектора; 12 – бачок отжимной выхода из эжектора; 13 – расходомерная емкость; 14 – бачок отжимной газового массообменника; 15 – газовый массообменник; 16 – баллон водородный; 17 – баллон аргоновый; 18 – коллектор высокого давления; 19 – коллектор низкого давления; 20 – коллектор высокого давления бачков отжимных эжектора; 21 – коллектор низкого давления бачков отжимных эжектора; 22 – газовый коллектор массообменника газового; 23 – вакуумный насос; 24 – компрессор; 25 – емкость газовая аккумулирующая; 26 – расходомер газовый; 27 – расходомер газового массообменника газового; 28 – магнитный расходомер; 29 – холодильник; 30 – ловушка; 31 – увлажнитель

ния; электроэнергетическая система; компьютеризированная система сбора, обработки и представления информации; система управления, регулирования и защиты.

Основные характеристики стенда: масса свинца – $2 \cdot 10^3$ кг; подача насоса (средняя) – до $6 \cdot 10^4$ кг/ч; напор насоса – до 5 кгс/см 2 ; давление в системе защитного газа – до 5 кгс/см 2 ; газ – аргон, водород, аргоноводородная смесь, гелий; рабочая температура свинцового теплоносителя – до 550°C .

В состав контура свинцового теплоносителя наряду с подсистемой заполнения, очистки и дренирования свинца из контура входят (см. рис. 1) петли для

- определения кавитационных характеристик насоса;
- определения характеристик соплового (эжекционного) устройства;
- обеспечения коррозионной стойкости проточной части насоса и очистки теплоносителя от оксидов (регулирования качества теплоносителя и его очистки) с использованием газового массообменника.

Трубопроводы и оборудование контура свинцового теплоносителя выполнены из стали типа 08Х18Н10Т и имеют спиральный электрообогрев из никромовой проволоки и теплоизоляцию.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Определение кавитационных характеристик свинцового теплоносителя при условиях, моделирующих режим работы реакторных контуров (РУ) типа БРЕСТ, выполнялось тремя независимыми методами.

- Первый метод заключается в определении максимальной высоты всасывания H_s^{\max} и критического давления P_{kp} в момент прекращения подачи свинца насосом из сливной (нижней) емкости в напорную (верхнюю) вследствие возникновения развитой газовой кавитации в проточной части насоса (рис. 2).

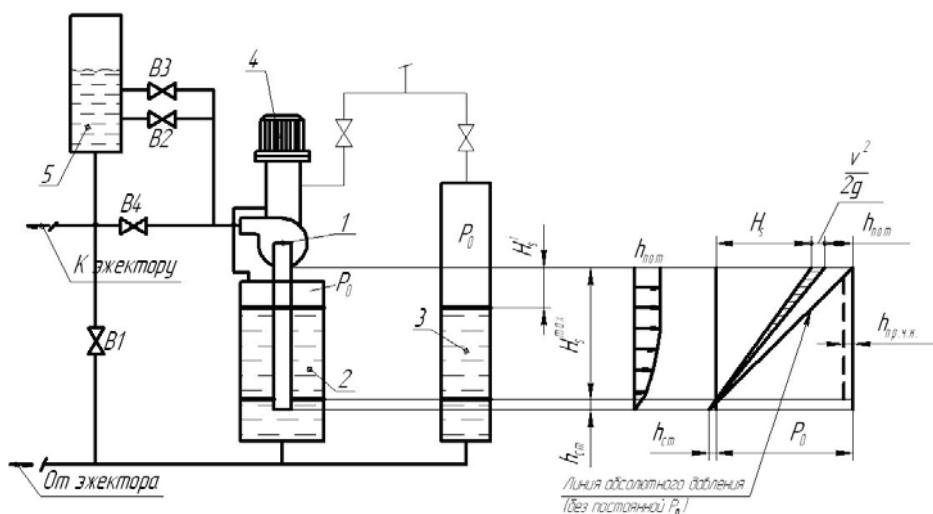


Рис. 2. Изменение давления в различных элементах всасывающего трубопровода центробежного насоса при испытаниях согласно первому методу: 1 – жидкometаллический центробежный циркуляционный насос; 2 – всасывающий патрубок насоса; 3 – емкость сливная; 4 – электродвигатель; 5 – емкость напорная

• Второй метод заключается в создании разрежения в системе газа над свободным уровнем теплоносителя (вакуумирования газового объема) в контуре при работе насоса по трассе напорный патрубок насоса-напорная (верхняя) емкость-труба с вентилем В1-сливная (нижняя) емкость-всасывающий патрубок насоса-проточная часть насоса-напорный патрубок насоса. Наступление газовой кавитации фиксировалось по уменьшению массовой подачи теплоносителя насосом и нагрузки электродвигателя насоса в зависимости от абсолютного давления (разрежения) на входе в насос. Для обеспечения проведения испытаний при меньшем разрежении в газовой системе контура и, соответственно, при меньшей величине подсоса воздуха через сальниковое уплотнение врачающегося вала насоса перед началом испытаний устанавливалось и поддерживалось пониженное давление на входе в насос путем снижения уровня свинца в сливной (нижней) емкости и всасывающем патрубке насоса. В результате этих испытаний определялось критическое давление на входе в насос, при котором возникала развитая газовая кавитация.

- Третий метод заключался в определении характеристики газовой кавитации – критического давления в суженной части соплового устройства, соответствую-

щего резкому возрастанию и стабилизации перепада давления на сопловом устройстве, существенному увеличению его гидравлического сопротивления.

• Сущность регулирования окислительного потенциала свинцового теплоносителя и, соответственно, формирования и доформирования защитных оксидных покрытий на поверхностях проточной части насоса заключалась в организации струй свинца, падающих на его свободную поверхность в объеме рабочей камеры, содержащей окислительную или восстановительную газовую смесь. При падении струй теплоносителя в его объем захватываются газовые пузырьки широкого диапазона размеров от долей микрометров до миллиметров. Более крупные пузыри (несколько миллиметров) агломерируют, всплывают на свободную поверхность свинца, где сепарируются. Мелкие пузыри захватываются потоком свинца, и при дальнейшем движении по контуру газовая (газопаровая) фаза (окислительная или восстановительная) химически взаимодействует с теплоносителем, с примесями, содержащимися в нем, и изменяют окислительный потенциал свинцового теплоносителя. При «встрече» с твердой фазой оксидов свинца в потоке или в пристенной области восстановительная (водородосодержащая) газовая или парогазовая смесь взаимодействует с образованием паров воды и «чистого» теплоносителя. Контроль за ходом процесса осуществляется датчиками термодинамической активности кислорода в свинце поставки ГНЦ РФ-ФЭИ.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На первом этапе испытаний определены максимальная высота всасывания свинцового теплоносителя H_s^{\max} (рис. 3), косвенно характеризующая его основную характеристику – критическую величину давления газовой кавитации, и характер изменения нагрузки электродвигателя насоса в момент возникновения кавитации (рис. 4), а также другие характеристики газовой кавитации в свинцовом теплоносителе при температуре 450–500°C и наличии частиц примесей в его потоке (влияние давления в контуре и др.).

На втором этапе испытаний обнаружено, что при уменьшении давления во входном патрубке насоса и наступлении газовой кавитации подача насоса не прекращается (насос не «срывает»). В режиме кавитации уменьшается массовая подача свинца насосом, его напор и, соответственно, нагрузка на электродвигателе (рис. 5), однако она заметно превышает нагрузку холостого хода с вращением колеса в газовом объеме. Определена величина критического давления процесса развития газовой кавитации.

На третьем этапе испытаний определены условия (расход свинцового теплоносителя, средняя скорость потока и давление в суженной части сопла) возникновения и развития газовой кавитации при температуре 450–500°C (рис. 6), сопровождающейся резким возрастанием гидравлического сопротивления соплового устройства. Независимо от этих испытаний обнаружено, что эжекция газа из газовой системы контура потоком свинца с поступлением газа в суженную часть сопла с его расходом до ~10% объемн. практически не приводит к существенному увеличению гидравлического сопротивления соплового устройства (при прочих равных условиях).

Определенные тремя независимыми способами кавитационные характеристики свинцового теплоносителя близки друг другу.

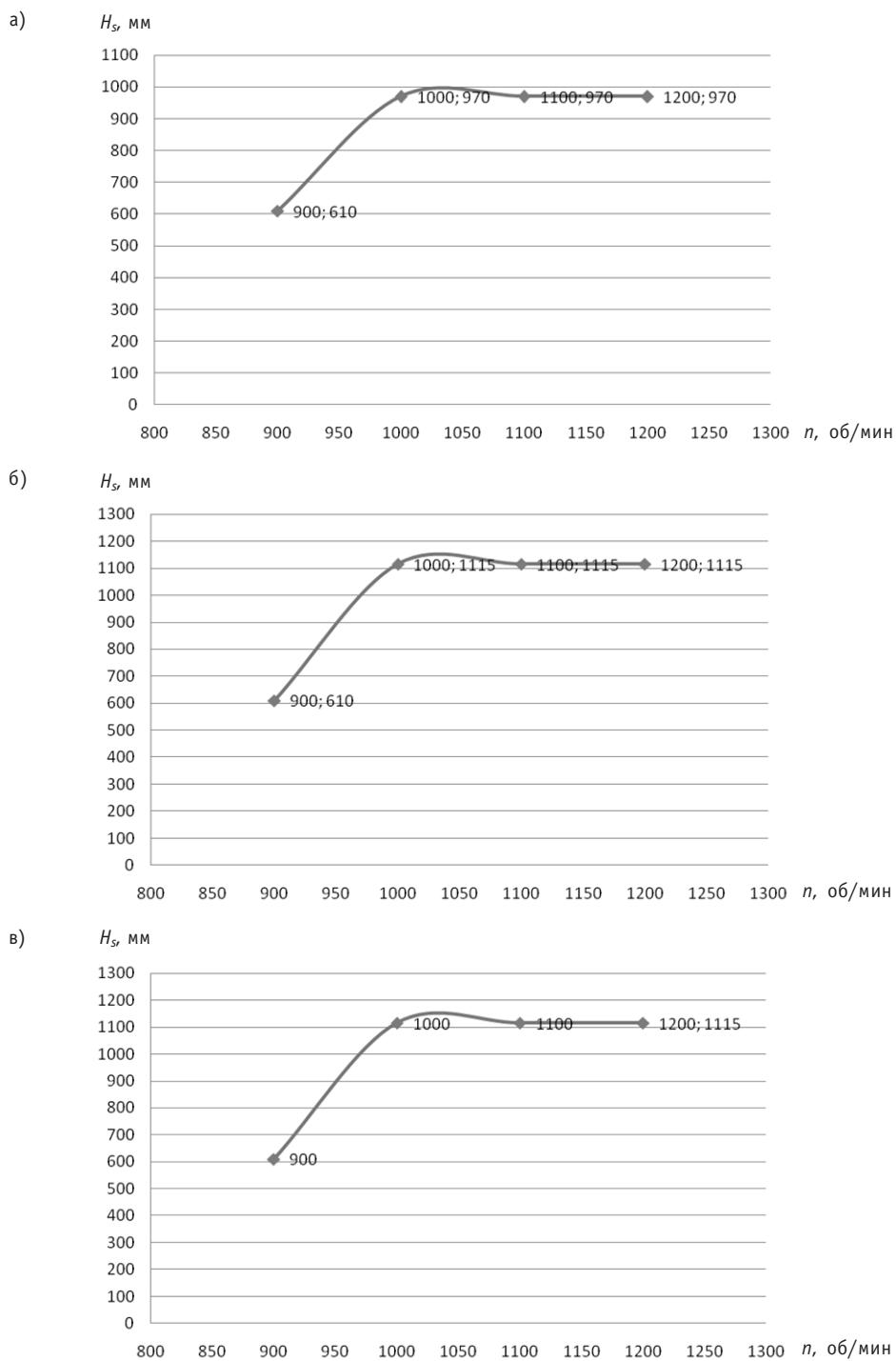


Рис. 3. Зависимость максимальной высоты всасывания H_s^{\max} от числа оборотов насоса при различных давлениях в газовой системе: а) без избыточного давления газа в системе $P_r = 0,0 \text{ кгс}/\text{см}^2$ (ата); б) избыточное давление газа в системе $P_r = 0,3 \text{ кгс}/\text{см}^2$ (ата); в) избыточное давление газа в системе газа $P_r = 0,5 \text{ кгс}/\text{см}^2$ (ата)

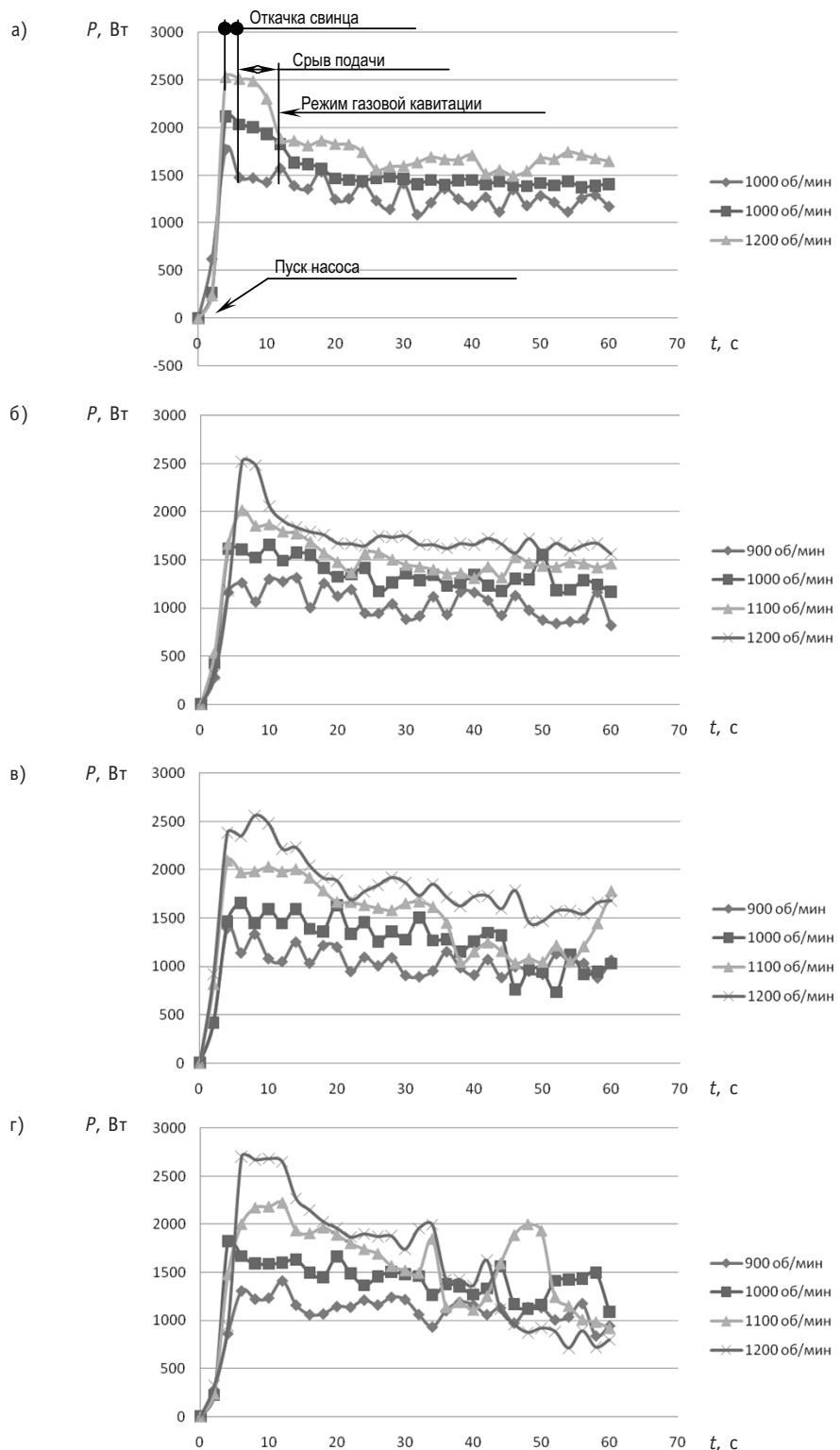


Рис. 4. Изменение нагрузки электродвигателя насоса во времени при испытаниях по первому методу:
а) без избыточного давления; б) с избыточным давлением в контуре 0,1 атм; в) с избыточным давлением в контуре 0,3 атм; г) с избыточным давлением в контуре 0,5 атм

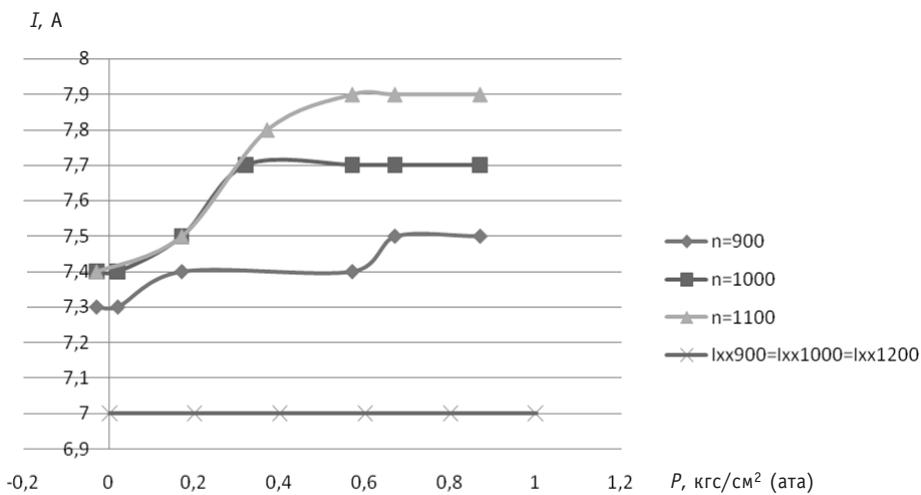


Рис. 5. Зависимость нагрузки на электродвигателе от давления на входе в рабочее колесо

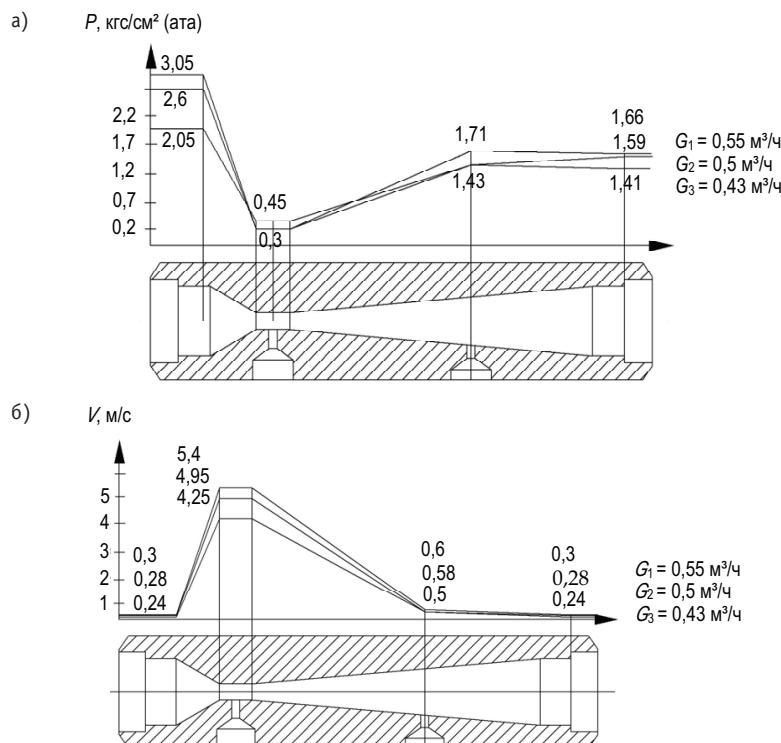


Рис. 6. График зависимости среднего давления в потоке свинцового теплоносителя (а) и средней скорости потока (б) по длине сопла при $G_1 = 0,55 \text{ м}^3/\text{с}$, $G_2 = 0,5 \text{ м}^3/\text{с}$, $G_3 = 0,43 \text{ м}^3/\text{с}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Открыто и экспериментально обосновано новое физическое явление – неизвестное ранее свойство свинцового теплоносителя – невозможность возникновения традиционной паровой (парогазовой) кавитации в условиях РУ. Специфическим свойством свинцового теплоносителя является наличие в его потоке микрообъемов газа (газопаровой смеси), которые в проточных каналах ГЦН и

других элементов реакторного контура в областях с пониженным давлением образуют двухкомпонентный поток теплоноситель-газ.

2. Определены условия возникновения и характеристики газовой кавитации в проточных частях циркуляционных насосов, перекачивающих высокотемпературный свинцовый теплоноситель. Независимыми способами доказано, что газовая кавитация при температуре свинцового теплоносителя 450–550°C начинается при локальном значении абсолютного давления в потоке 0,4–0,2 кгс/см² (ата) и интенсивно развивается при 0,0–0,2 кгс/см² (ата). Возможно возникновение отрицательных разрывных напряжений. Момент начала наступления газовой кавитации зависит от содержания дисперсных частиц примесей, их образований и газовых пузырьков в потоке свинцового теплоносителя. Возникновение и развитие газовой кавитации и формирование двухкомпонентного потока в лопастном насосе приводят к снижению его напора (в условиях экспериментов примерно до 80% от исходного), подачи (в условиях экспериментов примерно до 80% от исходной) и, соответственно, мощности электродвигателя (в условиях экспериментов до ~ 50–60% от исходной) вследствие больших диссипативных потерь в двухкомпонентном потоке по сравнению с однокомпонентным.

При сохранении в трассе на напоре насоса исходного противодавления насос прекращает подачу перекачиваемой среды. При соответствующем уменьшении противодавления подача возобновляется с уменьшенным расходом. «Срыва» насоса с работой колеса насоса в газовой (парогазовой) среде, как в водяном насосе, не происходит, мощность его привода не уменьшается до мощности потерь, как в водяном насосе.

3. Экспериментально установлено, что при работе насоса в режиме газовой кавитации в течение нескольких десятков часов отсутствуют следы эрозионного износа на поверхностях проточных каналов насоса из аустенитной хромоникелевой стали типа 08Х18Н10Т при температуре перекачиваемого свинца 450 – 500°C и наличии на них заранее сформированных по специальной технологии оксидных защитных покрытий.

4. Предложено при расчете проточной части лопастного насоса отдельно выделять кавитационные характеристики свинцового теплоносителя, кавитационные свойства конкретной конструкции самого насоса (или его типа) и характеристики трассы всасывающей линии насоса. Экспериментально определенная величина максимальной высоты всасывания H_s составляет не менее 1000 мм (для условий ГЦН РУ типа БРЕСТ). Экспериментально определенная величина критического давления развитой газовой кавитации при тех же условиях составляет около 200 мм столба свинца и менее, вплоть до отрицательных величин давления (усилив растяжения, разрыва в потоке).

5. Специфичной особенностью свинцового теплоносителя в условиях РУ является несмачивание им оксидированных стенок конструкций контура. На поверхности теплоносителя, контактирующего со стенкой, образуется внешний слой, обладающий характерными поверхностными свойствами. На поверхности этого слоя и вблизи него могут находиться дисперсные частицы примесей и их конгломераты, пропитанные теплоносителем. При локальном понижении давления в пристенной области вследствие локальной гидродинамики потока и (или) других причин возможен «отход» локального участка жидкого металла от твердого металла стенки. При дальнейшем перемещении в область более высокого давления в потоке может формироваться профиль локальных скоростей со значительными нормальными к стенкам скоростями. При ускоренном движении таких участков потока под их воздействием может происходить эрозионное разрушение поверх-

ности стенок канала. Проектанты ГЦН РУ АПЛ проектов 705 и 705 К считали это явление кавитацией. Однако причины возникновения такого явления другие, механизм процесса – другой и оптимальные методы борьбы с ним также другие. Прежде всего это изменение геометрии проточной части, исключение «отрыва» потока от стенки, а если это невозможно, то формирование профиля скорости на локальных участках «возврата» потока к стенке с минимальными значениями составляющих скоростей, нормальных к стенке канала.

Работа проводилась в рамках ФЦП «Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010–2015 гг. и на перспективу до 2020 г.», а также в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.

Литература

1. Безносов А.В., Антоненков М.А., Боков П.А. и др. Специфика циркуляционных насосов реакторных контуров со свинцовыми и свинец-висмутовыми теплоносителями//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2009. – № 4. – С. 155–161.

Поступила в редакцию 6.02.2012

ПРОВЕДЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПО ОПТИМИЗАЦИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ ТВС РЕАКТОРОВ ВВЭР-СКД ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕАКТОРА НА СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ ВОДЫ

К.В. Карташов, Г.П. Богословская

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



Представлены результаты теплогидравлических расчетов по поканальным программам SUP и МИФ-СКД. Программа SUP производит расчет сектора активной зоны по распределению энерговыделения, полученному с помощью программы ACADEM. Расчет по программе МИФ-СКД позволяет оценить теплогидравлические параметры отдельной ТВС. Программа была верифицирована на сериях экспериментальных данных. Представлены теплогидравлические расчеты параметров сектора и ТВС реакторной установки ВВЭР-СКД мощностью 1700 МВт (эл.) при разных схемах течения теплоносителя (одно- и двухходовая).

Ключевые слова: вода сверхкритических параметров, быстрый реактор, теплогидравлический расчет, поканальный метод, температура оболочек твэлов.

Key words: supercritical water, fast reactor, thermohydraulic calculations, subchannel approach, fuel pin cladding temperature.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема повышения экономических и экологических показателей водоохлаждаемых реакторов может быть решена путем увеличения давления в контуре.

В настоящее время на основании многолетнего опыта тепловой энергетики и ряда проектов АЭС проводятся оценки физических и теплогидравлических характеристик реактора на быстрых нейтронах, охлаждаемого водой сверхкритических параметров (СКП).

При давлениях выше критического отсутствует фазовый переход жидкость-пар. Тепло отводится, в основном, в области псевдокритической температуры, которая определяется как температура, соответствующая максимуму теплоемкости. Для сверхкритического давления в 25 МПа эта температура $\sim 385^{\circ}\text{C}$. При СКП отсутствует такое явление как критический тепловой поток, который в ВВЭР (PWR, BWR) может привести к разрушению твэлов.

© К.В. Карташов, Г.П. Богословская, 2012

Повышение начальных параметров теплоносителя влечет за собой более жесткие требования к конструкции и материалам.

Программа поканального теплогидравлического расчета с правильно организованной структурой с учетом особенностей течения теплоносителя сверхкритических параметров позволяет в пределах инженерных погрешностей оценить распределения температур в ТВС РУ на СКД.

По нашему мнению, поканальный метод теплогидравлического расчета, применение которого требует значительно меньших расчетных времен и объемов целесообразно использовать на стадии предварительных вариантовых расчетов для оптимизации и обоснования конструкционных и режимных параметров отдельной ТВС и активной зоны в целом.

Описание программы поканального теплогидравлического расчета МИФ-СКД и результаты верификации результатов расчетов на экспериментальных данных были представлены в [5].

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РУ ВВЭР-СКД

Основные характеристики активной зоны и ТВС быстрорезонансного реактора ВВЭР-СКД мощностью 1700МВт (эл.) приведены в табл. 1 и 2 соответственно [1–3]. На данный момент рассматриваются одно- и двухходовые схемы течения теплоносителя.

Одноходовая, наиболее часто реализованная в reactorостроении, – это типовая схема для reactors с водой под давлением или кипящих водяных reactors.

Двухходовая схема течения теплоносителя менее исследована, и в настоящее время рассматривается как наиболее целесообразная для создания reactors с водой сверхкритических параметров. При использовании данной схемы в корпусных reactors активная зона делится на центральную и периферийную части. В периферийной части осуществляется опускное течение теплоносителя, в центральной – подъемное течение. В нижней камере смешения происходит переход через псевдокритическую точку.

Таблица 1

Параметры активной зоны реактора ВВЭР-СКД-1700

Наименование	Значение
Номинальная тепловая мощность реактора, МВт	3830
Электрическая мощность, МВт	1700
Расход теплоносителя через реактор, кг/с	1890
Давление теплоносителя на выходе из реактора, абсолютное, МПа	24,5
Температура теплоносителя на входе в реактор, °C	270–290
Температура теплоносителя на выходе из реактора, номинальная, °C	540
Расчетная температура корпуса реактора, °C	350
Габаритные размеры реактора, высота/диаметр, м	21,1/5,32
Количество ТВС в активной зоне, шт.	241
Средняя энергонапряженность активной зоны, однозаходная/двухзаходная, кВт/л	107/115
Высота топлива в холодном состоянии, однозаходная/двухзаходная, м	4,05/3,76
Срок эксплуатации ТВС в реакторе, лет	5
Интервал между перегрузками топлива, мес	12

Таблица 2

**Параметры ТВС активной зоны
реактора ВВЭР-СКД-1700**

Наименование	Значение
Размер ТВС «под ключ», мм	205
Количество твэлов в ТВС, шт.	252
Размер и толщина оболочки твэла, мм	$\varnothing 10,7 \times 0,55$
Диаметр топливной таблетки, мм	9,4
Шаг треугольной решетки твэлов, мм	12
Высота топливного столба, мм	
– однозаходная активная зона	4050
– двухзаходная активная зона	3760
Количество направляющих каналов, шт.	18
Труба центральная, шт.	1
Размер направляющих каналов и трубы центральной, мм	$\varnothing 12 \times 0,55$
Толщина чехла, мм	2,25
Масса ТВС, кг	
– однозаходная активная зона	760
– двухзаходная активная зона	705

**РАСЧЕТНОЕ СРАВНЕНИЕ ОДНО- И ДВУХХОДОВОЙ СХЕМ ТЕЧЕНИЯ
ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ**

В обзоре процессов теплообмена при СКП, представленного в [4], показано, что особенности этих процессов связаны с тремя моментами:

- 1) в околоскритической области наблюдается сильное немонотонное изменение теплофизических свойств в зависимости от температуры, особенно, теплоемкости, плотности, коэффициента объемного расширения и числа Прандтля;
- 2) вследствие изменения плотности по длине канала при подогреве наблюдается ускорение потока;
- 3) происходит развитие естественной конвекции за счет архимедовых сил в связи с разницей плотностей в различных точках сечения потока.

Порядок расчета заключался в следующем: сначала по программе ACADEM, разработанной во ФГУП «ГНЦ РФ-ФЭИ», проводился расчет нейтронно-физических характеристик сектора активной зоны (рис. 1 и 5), затем эти данные использовались как входные для программы SUP. В результате рассчитывались средние по сечению ТВС теплогидравлические параметры сектора активной зоны (рис. 2 и 6). Затем по программе МИФ-СКД проводился детальный анализ теплогидравлических характеристик наиболее энергонапряженных ТВС.

Одноходовая схема течения теплоносителя

Расчеты по программе SUP показали, что температуры теплоносителя на выходе из активной зоны для разных ТВС сильно различаются, что является следствием неоднородного распределения мощности ТВС в поперечном сечении активной зоны. При этом максимальная температура теплоносителя может превысить 1000°C. В связи с этим возникает потребность в проведении дополнительных исследований и поиска новых кандидатных материалов для оболочек твэлов.

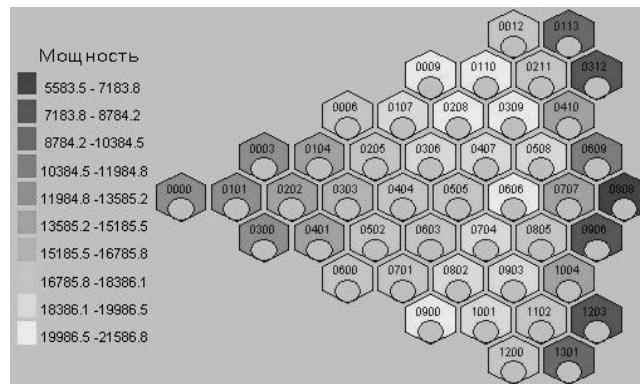


Рис. 1. Предоставленное распределение нейтронно-физических характеристик

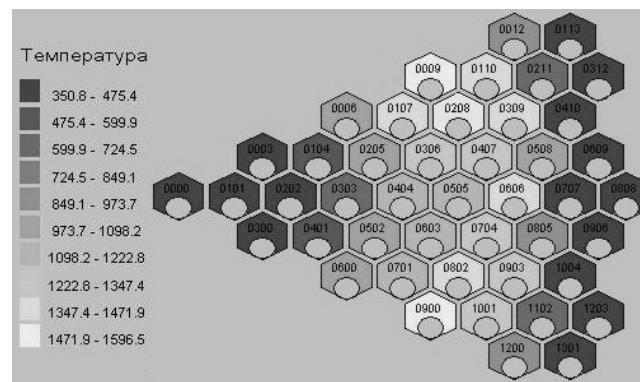
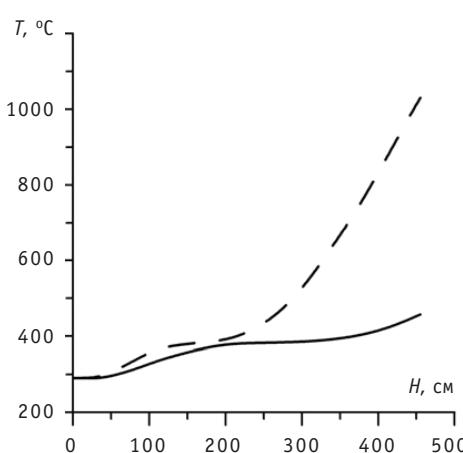
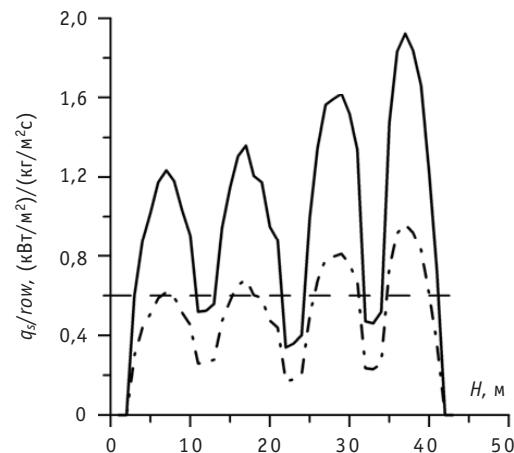


Рис. 2. Расчетное распределение температур в секторе активной зоны на выходе из сборок

На рисунке 3 представлено распределение средней температуры теплоносителя по высоте одной из ТВС, проведенное с использованием программы МИФ-СКД. Следует отметить, что результаты расчетов средней температуры теплоносителя, полученные по программам SUP и МИФ-СКД, совпали. При увеличении расхода в

Рис. 3. Распределение средней температуры теплоносителя по высоте ТВС в зависимости от расхода:
— — — $G = 5,04 \text{ кг/с}$;
- - - $G = 10,08 \text{ кг/с}$ Рис. 4. Сравнение отношений тепловых потоков к массовой скорости по высоте при разных расходах:
- - - - - граничная величина 0,6;
— — — $G = 5,04 \text{ кг/с}$;
- · - · - $G = 10,08 \text{ кг/с}$;

два раза температура теплоносителя на выходе снижается до значений, укладывающихся в приемлемый диапазон. Рисунок 4 характеризует возможность появления режимов ухудшенного теплообмена в пределах активной зоны реактора на СКД. В качестве консервативной оценки по наступлению режимов с ухудшенным теплообменом выбрано соотношение $q_s/row = 0,6$ [4]. Как видно из рисунка, увеличение расхода через ТВС в два раза не предотвращает возможности их возникновения.

Двухходовая схема течения теплоносителя

Как известно, переход через псевдокритическую точку может сопровождаться резким изменением свойств и значительным ухудшением теплообмена вблизи стеки твэла, поэтому целесообразно локализовать переход через эту область не в пучке стержней, а в области нижней камеры, причем в периферийных ТВС происходит опускное течение теплоносителя, а через ТВС центральной части активной зоны реализуется подъемное течение.

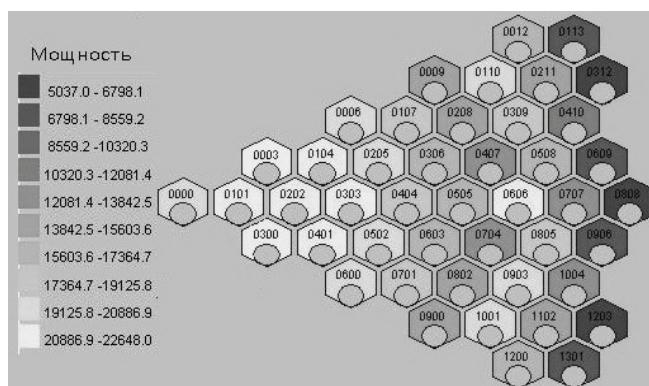


Рис. 5. Предоставленное распределение нейтронно-физических характеристик

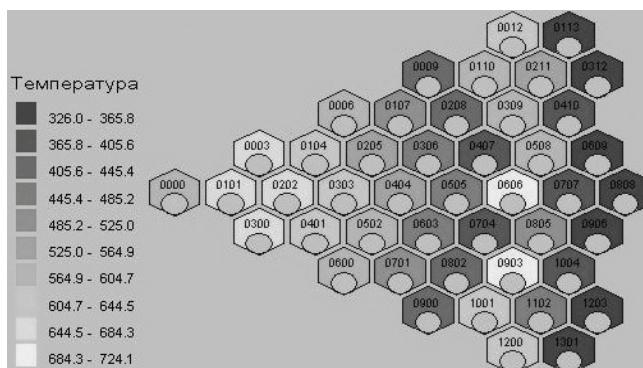


Рис. 6. Расчетное распределение температур в секторе активной зоны на выходе из сборок

Максимальное отношение мощности ТВС в области перегрева сверх псевдокритической температуры равно 1,67, что, как показывает проведенный расчет, позволяет говорить о небольшом разбросе температур и приемлемой максимальной температуре теплоносителя на выходе из активной зоны (724°C).

Как видно, на периферии (область нисходящего потока) отношение максимальной мощности ТВС к минимальной составляет 4,17 раз. Несмотря на это, максимальная температура теплоносителя на выходе не превышает 604°C. В связи с этим, что теплоноситель сначала подается в область нисходящего потока, необходимо

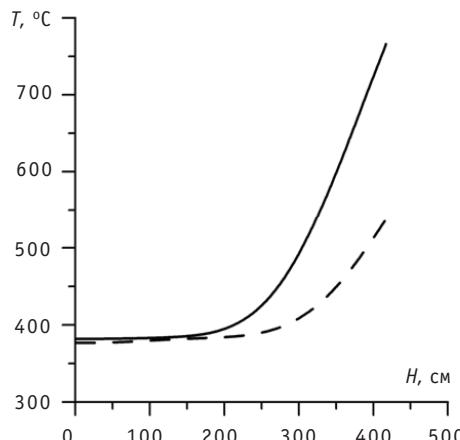


Рис. 7. Распределение средней температуры теплоносителя по высоте ТВС в зависимости от расхода: — расход 15,7 кг/с; - - - 20,9 кг/с

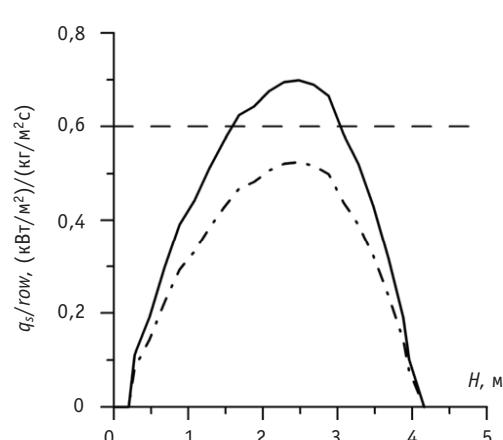


Рис. 8. Сравнение отношений тепловых потоков к массовой скорости по высоте при разных расходах: — расход 15,7 кг/с; - - - 20,9 кг/с

рассмотреть вопрос использования профилирования подводящего патрубка или уменьшения мощностей ТВС, стоящих вблизи центральной области.

На рисунках 7 и 8 представлены результаты расчета по программе МИФ-СКД для одной из наиболее энергонапряженных ТВС.

Из рисунков 6 и 7 видно, что, результаты, полученные по программам SUP и МИФ-СКД, различаются (температура выхода по программе SUP — 724,2 $^\circ\text{C}$, по программе МИФ-СКД — 763,5 $^\circ\text{C}$) не более 10%.

Увеличение расхода теплоносителя на 30% позволяет добиться такой температуры теплоносителя на выходе из ТВС, при которой температура оболочек твэлов не превысит допустимых значений. Из рисунка 8 видно, что такого увеличения расхода достаточно, чтобы избежать возникновения режимов ухудшенного теплообмена.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны поканальные программы SUP и МИФ-СКД для теплогидравлического расчета характеристик сектора активной зоны и отдельной ТВС реактора ВВЭР-СКД.

Проведенные расчеты показали, что с точки зрения теплогидравлики для дальнейшего рассмотрения предпочтительна двухходовая схема течения теплоносителя в активной зоне реакторной установки этого типа.

Существенная неравномерность в распределении мощности ТВС требует дополнительных исследований по гидравлическому профилированию потока через активную зону.

Работа выполнена в рамках государственного контракта от 23.04.2010 г. № П230 в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг.» по направлению «Ядерно-энергетические установки нового поколения» в рамках мероприятия 1.3.2 «Проведение научных исследований целевыми аспирантами».

Литература

1. *Кириллов П.Л., Баракаев Ю.Д., Глебов А.П., Клушин А.В.* Реактор, охлаждаемый водой сверхкритического давления, ВВЭР-СКД – основной претендент в «Супер-ВВЭР»/Материалы VII Международной научно-технической конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». – ОАО «ОКБ ГИДРОПРЕСС», 2011.
2. *Махин В.М., Васильченко И.Н., Вялялицын В.В., Кушманов С.А., Куракин К., Чуркин А.Н., Лапин А.В., Семиглазов С.В.* Концепция активных зон ВВЭР СКД: условия эксплуатации твэлов, конструкция ТВС и кандидатные материалы/Материалы VII Международной научно-технической конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». – ОАО «ОКБ ГИДРОПРЕСС», 2011.
3. *Чуркин А.Н., Ягов П.В., Мохова О.В.* Теплогидравлика однозаходной активной зоны ВВЭР-СКД. Гидропрофилирование и устойчивость/Материалы VII Международной научно-технической конференции «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР». – ОАО «ОКБ ГИДРОПРЕСС», 2011.
4. *Грабежная В.А., Кириллов П.Л.* О расчетах теплообмена в трубах и пучках стержней при течении воды сверхкритического давления: Обзор ФЭИ-0297. – ЦНИИтоминформ, 2003.
5. *Карташов К.В., Богословская Г.П.* Статистическая оценка максимальной температуры оболочек твэлов быстрого реактора, охлаждаемого водой сверхкритических параметров//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2011. – № 3. – С. 113-121.

Поступила в редакцию 17.10.2011

СЛУЧАЙНЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НАГРУЗКИ И ВИБРАЦИИ ТВЭЛОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ТВС ВВЭР

В.В. Перевезенцев

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
г. Москва*



На основании многоточечных измерений пульсаций давления по периметру пучка твэлов полномасштабного макета ТВС ВВЭР-440 второго поколения получены реализации случайных гидродинамических нагрузок, вызывающих вибрации пучка. Установлено, что в области начального гидродинамического участка вблизи нижней опорной решетки ТВС ВВЭР существенное влияние на случайные гидродинамические нагрузки оказывают гидродинамические условия формирования структуры течения на входе в ТВС. Дроссельные шайбы создают вихревую структуру течения с высокими уровнями пульсационной энергии, что приводит к высоким интенсивностям вибраций на начальном гидродинамическом участке. В области установившегося течения уровни случайных гидродинамических нагрузок снижаются и в меньшей степени зависят от гидродинамических условий на входе в ТВС. Получены обобщающие эмпирические зависимости виброперемещений от случайных гидродинамических нагрузок. Обнаружены две характерные области влияния случайных гидродинамических нагрузок на виброперемещения. При значениях случайных гидродинамических нагрузок более 80 Н/м наблюдается существенное увеличение интенсивности вибраций, что объясняется проскальзыванием твэла в ячейке дистанционирующей решетки.

Ключевые слова: ядерные реакторы, тепловыделяющие сборки ВВЭР, вибрации пучков твэлов, пульсации давления, случайные гидродинамические нагрузки, спектральные характеристики.

Key words: nuclear reactors, the fuel assemblies WWER, vibration of fuel element beams, pressure fluctuation , random hydrodynamic loads, the spectral characteristics.

Вибрационные процессы в ядерных реакторах в значительной степени определяют надежность оборудования и безопасность эксплуатации энергоблока в целом. Воздействие турбулентного потока теплоносителя на конструктивные элементы реакторных систем инициирует и поддерживает их механические колебания (вибрации). Одной из наиболее важных механических систем, определяющих безаварийную работу реакторных установок, являются тепловыделяющие сборки (ТВС). С вибрацией твэлов в продольном турбулентном потоке теплоносителя связаны повреждения оболочек за счет коррозионно-усталостных процессов, износа дебриз-частицами и фреттинг-износа.

Вопросам моделирования ТВС как механической колебательной системы уделялось значительное внимание [1]. Однако анализ процессов гидродинамического возбуждения вибраций невозможен без описания взаимодействия потока с обтекаемыми поверхностями механической колебательной системы. Такая информация в большинстве случаев может быть получена только на базе экспериментальных исследований. При обтекании твэлов турбулентным потоком теплоносителя на обтекаемой поверхности формируются поля пульсаций давления, которые и определяют вызывающие вибрации распределенные случайные гидродинамические нагрузки. Очевидно, характеристики пульсаций давления зависят от режимных параметров потока, структуры течения, сформированной особенностями тракта подвода теплоносителя к ТВС, геометрии проходного сечения пучка твэлов. В работе [2] показано, что пучок твэлов в потоке теплоносителя следует рассматривать как гидроупругую колебательную систему, в которой отдельные твэлы связаны между собой механически нижней опорной и дистанционирующими решетками и гидродинамически – за счет теплоносителя как гидроупругой среды. В связи с этим следует рассматривать вибрации пучка в целом, а не отдельных его твэлов. Экспериментальные исследования полей пульсаций давления как основной характеристики гидродинамического нагружения и вибрационного отклика на него механической системы – пучка твэлов выполнены с использованием полномасштабного макета ТВС ВВЭР-440 второго поколения. Макет изготовлен по штатной технологии из штатных конструкционных материалов со свинцовыми имитаторами топливных таблеток. Это обеспечивает идентичность статических и динамических характеристик макета натурной ТВС, а также моделирование гидродинамических параметров взаимодействия потока с пучком твэлов. Пульсации давления измерялись с помощью малогабаритных пьезорезистивных датчиков, соединенных с областью измерений импульсными линиями. Двухкомпонентные пьезорезистивные виброакселерометры в заданном сечении пучка устанавливались внутри твэльных трубок. Виброакселерометры в составе измерительных каналов с интегрирующими усилителями позволяли измерять непосредственно виброперемещения твэлов [3].

Случайная гидродинамическая сила, действующая на единичную длину пучка твэлов в сечении z в момент времени τ в плоскости, перпендикулярной оси ТВС, определяется распределением мгновенных значений пульсаций давления по периметру внешнего ряда твэлов пучка

$$\vec{f}_g(z, \tau) = - \int_P p'(z, P, \tau) \cdot \vec{n} \cdot dP, \quad (1)$$

где $p'(z, P, \tau)$ – мгновенные значения пульсаций давления на грани пучка; P, \vec{n} – периметр внешней границы пучка твэлов и нормаль к внешней границе.

При реализации процедуры (1) для определения мгновенных значений гидродинамических нагрузок в сечении пучка z в момент времени τ необходимо располагать данными по мгновенным значениям пульсаций давления по периметру внешнего ряда пучка в том же сечении. Такие измерения проводились одновременно на внутренней поверхности шести граней чехла ТВС в двух сечениях пучка твэлов. Первое сечение располагалось на расстоянии $z = 72$ мм от нижней опорной решетки, где гидродинамические характеристики в значительной степени зависят от условий формирования структуры потока на входе в ТВС. Второе сечение $z = 1527$ мм выбрано вдали от нижней опорной решетки, где гидродинамика определяется, в основном, геометрией пучка твэлов и не зависит от условий на входе в ТВС. Таким образом, были получены одновременно двенадцать сигналов датчиков пульсаций давления. Практически взаимно перпендикулярные составляющие случайных гид-

родинамических нагрузок на единицу длины пучка твэлов по осям x и y определялись суммированием мгновенных значений пульсаций давления на внутренних поверхностях всех шести граней чехла с учетом соответствующих тригонометрических функций (рис. 1) [2, 4]:

$$\begin{aligned} f_{g_x}(z, \tau) &= \sum_{i=1}^6 p'(z, \tau) \cdot \cos \varphi_i \cdot a; \\ f_{g_y}(z, \tau) &= \sum_{i=1}^6 p'(z, \tau) \cdot \sin \varphi_i \cdot a, \end{aligned} \quad (2)$$

где a – ширина грани пучка твэлов по внешнему его ряду.

С целью существенного изменения структуры осредненного и пульсационного течения на входе в ТВС в экспериментах использовались установленные перед хвостовиком дроссельные шайбы трех диаметров 52, 48,5 и 45 мм. На рисунке 2 показано влияние скорости течения теплоносителя в пучке твэлов на среднеквадратичные значения случайных гидродинамических нагрузок для различных условий формирования структуры потока на входе в ТВС. Возмущающее воздействие дроссельной шайбы на поток с формированием крупномасштабных вихревых структур перед нижней опорной решеткой (т.е. на входе в пучок твэлов) сопровождается существенным увеличением уровней случайных гидродинамических нагрузок вблизи нижней опорной решетки, т.е. на начальном гидродинамическом участке.

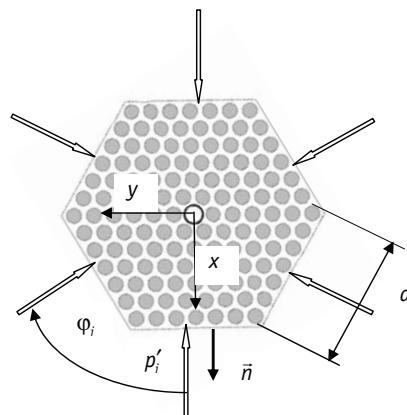


Рис. 1. Схема определения гидродинамических нагрузок на пучок твэлов по измеренным пульсациям давления на внутренней поверхности граней чехла

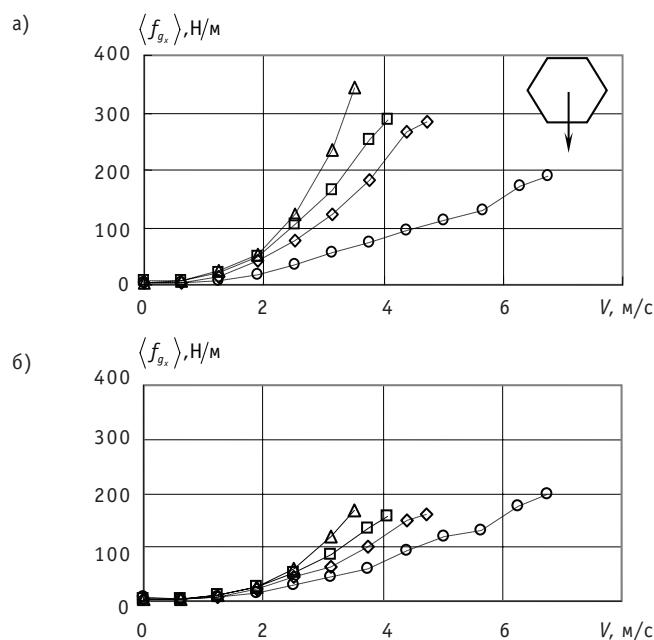


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичных значений случайных гидродинамических нагрузок в направлении перпендикулярно грани пучка твэлов в сечениях $z = 72 \text{ мм}$ (а) и $z = 1527 \text{ мм}$ (б) от скорости теплоносителя для различных условий формирования структуры потока на входе в ТВС: ○ – невозмущенное турбулентное течение (без дроссельной шайбы на входе в ТВС); ◻ – дроссельная шайба 52 мм; △ – 48,5 мм; △ – 45 мм

По мере удаления от нижней опорной решетки происходит диссипация пульсационной энергии потока теплоносителя, и уровни случайных гидродинамических нагрузок снижаются.

Среднеквадратичные значения виброперемещений на начальном гидродинамическом участке в сечении $z = 72$ мм достигают наибольших значений в условиях высокой турбулизации потока дроссельными шайбами. Интенсивность вибраций пучка твэлов в различных условиях формирования структуры потока на входе в ТВС полностью соответствует закономерностям изменения случайных гидродинамических нагрузок. В удаленной от нижней опорной решетки в сечении $z = 1527$ мм уровни случайных гидродинамических нагрузок уменьшаются, и в меньшей степени различаются для разных гидродинамических условий на входе в ТВС. При этом среднеквадратичные значения виброперемещений в этой области пучка для разных условий на входе в ТВС также становятся близкими (рис. 3).

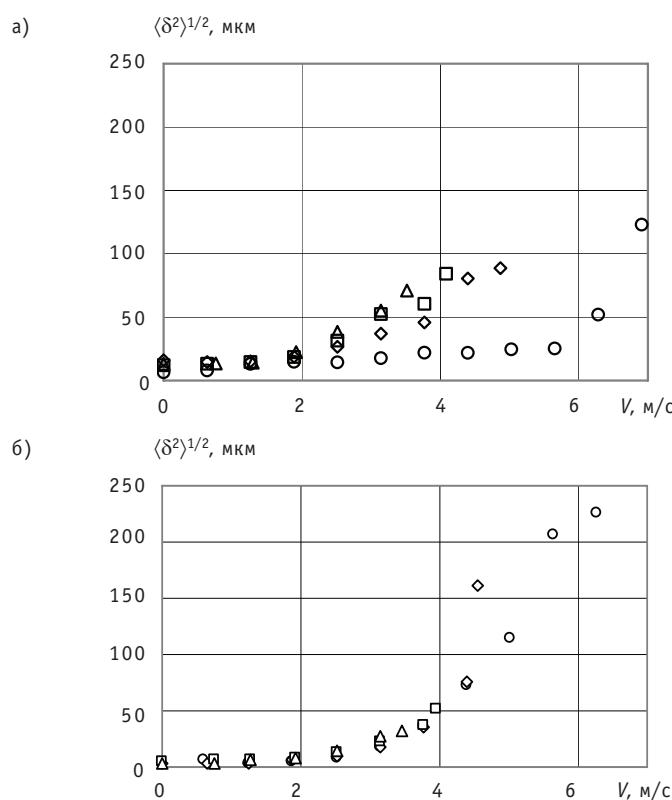


Рис. 3. Влияние скорости потока теплоносителя в пучке твэлов на среднеквадратичные значения виброперемещений на начальном гидродинамическом участке $z = 72$ мм (а) и в области установившегося течения $z = 1272$ мм при различных гидродинамических условиях на входе в ТВС: ○ – невозмущенное турбулентное течение (без дроссельной шайбы на входе в ТВС); ◊ – дроссельная шайба 52 мм; □ – 48,5 мм; △ – 45 мм

В области установившегося течения влияние возмущающих течения входных устройств отсутствует, и генерация пульсаций давления, а следовательно, уровни случайных гидродинамических нагрузок определяются градиентом потерь статического давления по длине пучка твэлов, т.е.

$$f_g^\infty \sim \frac{dP}{dz} \cdot S_{np} = \xi \cdot \frac{S_{np}}{d_r} \cdot \frac{\rho V^2}{2}, \quad (3)$$

где ξ – коэффициент гидравлического сопротивления трения в пучке твэлов; $S_{\text{пр}}$ – площадь проходного сечения пучка твэлов; d_r – эквивалентный гидравлический диаметр пучка твэлов.

Коэффициент гидравлического сопротивления трения в пучке расположенных по треугольной решетке твэлов в диапазоне чисел Рейнольдса

$$\left(\text{Re} = \frac{Vd_3}{v} = 6 \cdot 10^3 - 10^5 \right) \text{ определяется соотношением [5]:}$$

$$\xi = \frac{0,210}{\text{Re}^{0,25}} \cdot F(x),$$

где $F(x)$ – функция, описывающая влияние относительного шага x треугольной решетки расположения твэлов на коэффициент гидравлического сопротивления трения.

Таким образом, из (3) следует, что случайные гидродинамические нагрузки зависят от скорости в области установившегося течения следующим образом: $f_g \sim V^{1,75}$. На рисунке 4 приведены экспериментальные данные по среднеквадратичным значениям случайных гидродинамических нагрузок в области установившегося течения $z = 1527$ мм в условиях не возмущенного входными устройствами потока. Видно, что влияние скорости течения на уровни случайных гидродинамических нагрузок действительно пропорционально $\sim V^{1,75}$.

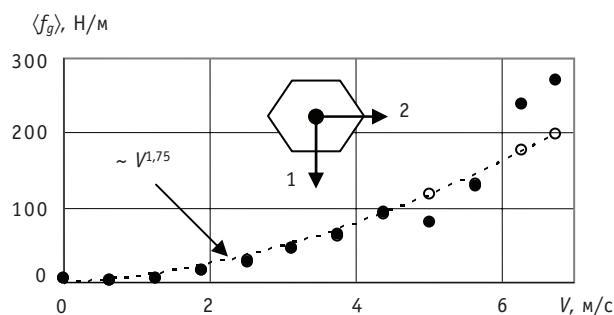


Рис. 4. Влияние скорости течения на среднеквадратичные значения случайных гидродинамических нагрузок в области установившегося течения ($z = 1527$ мм) при отсутствии возмущающих поток устройств на входе в ТВС: \circ – в направлении перпендикулярно грани пучка; \bullet – в направлении параллельно грани пучка

Способность случайных гидродинамических нагрузок возбуждать и поддерживать вибрации пучка твэлов определяется не только их абсолютными значениями, но и спектральным составом. Наибольшую опасность представляют резонансы в низкочастотной области, где и располагаются собственные частоты пучка. Характерной особенностью спектров случайных гидродинамических нагрузок на начальном гидродинамическом участке в условиях невозмущенного турбулентного течения является отсутствие существенных спектральных уровней в низкочастотной области. Практически вся энергия гидродинамических нагрузок сосредоточена в области высоких частот от 160 до 400 Гц. Очевидно, такие нагрузки обладают сравнительно невысокой способностью к возбуждению и поддержанию вибраций пучка твэлов с собственными частотами до 10 Гц. Дроссельные шайбы создают на входе в ТВС вихревые структуры, обладающие высокой энергией и сохраняющие свою индивидуальность и в области пучка твэлов. Обусловленные этими вихревыми структурами пульсации давления формируют случайные гидродинамические нагрузки с резонансами в низкочастотной области. Наличие резонансов в

области низких частот обуславливает повышение эффективности потока относительно возбуждения и поддержания вибраций пучка твэлов (рис. 5).

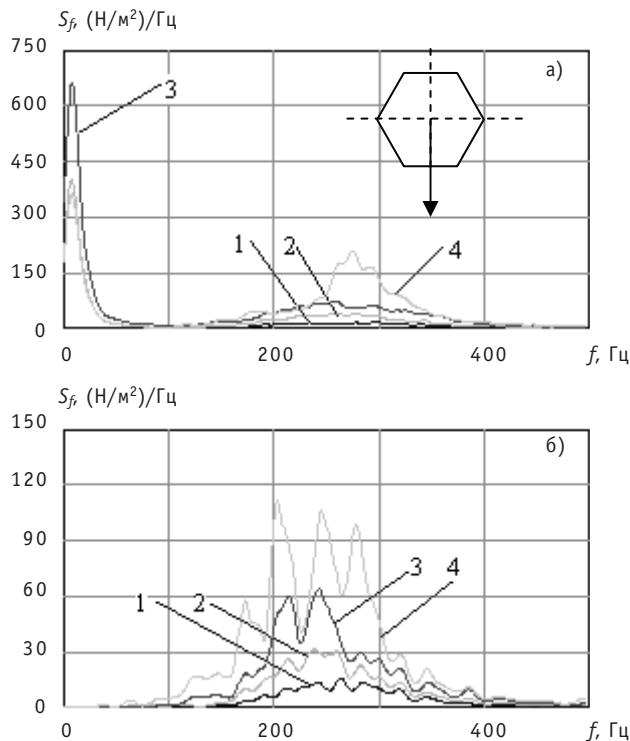


Рис. 5. Спектральные плотности случайных гидродинамических нагрузок на пучок твэлов в направлении перпендикулярно грани пучка на начальном гидродинамическом участке (а – $z = 72$ мм) и в области установившегося течения (б – $z = 1527$ мм) при различных гидродинамических условиях на входе в ТВС (скорость течения в пучке твэлов 3,14 м/с): 1 – невозмущенное турбулентное течение (без дроссельной шайбы на входе в ТВС); 2 – дроссельная шайба 52 мм; 3 – 48,5 мм; 4 – 45 мм

С учетом определяющего влияния характеристик случайных гидродинамических нагрузок на вибрации пучка твэлов экспериментальные данные по среднеквадратичным значениям виброперемещений представлены в виде зависимостей от среднеквадратичных значений случайных гидродинамических нагрузок (рис. 6). Можно выделить две характерные области интенсивности вибраций: на начальном гидродинамическом участке при сравнительно низких случайных гидродинамических нагрузках ($f_g \prec 80$ Н/м виброперемещения пропорциональны $\langle \delta^2 \rangle^{1/2} \sim f_g^{0.2}$, а в области высоких гидродинамических нагрузок ($f_g \geq 80$ Н/м) наблюдается более интенсивный рост вибраций $\langle \delta^2 \rangle^{1/2} \sim f_g^{0.85}$. Для установившегося течения вдали от нижней опорной решетки при $f_g \prec 80$ Н/м виброперемещения пропорциональны $\langle \delta^2 \rangle^{1/2} \sim f_g^{0.5}$, а при $f_g \geq 80$ – $\langle \delta^2 \rangle^{1/2} \sim f_g^{2.2}$.

Существенное повышение темпа роста виброперемещений в области $f_g \geq 80$ Н/м обусловлено, по-видимому, проскальзыванием твэлов в дистанционирующих решетках при их изгибных деформациях. Таким образом, при воздействии случайных гидродинамических нагрузок в области $f_g \prec 80$ Н/м в местах сопряжений оболочки твэла с ячейкой дистанционирующей решетки реализуется механизм трения покоя (проскальзывание отсутствует), а при более высоких значениях

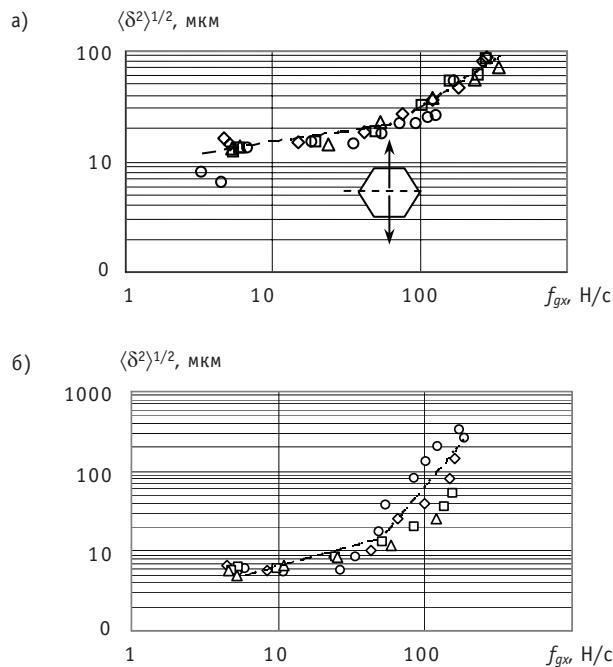


Рис. 6. Зависимость среднеквадратичных значений виброперемещений в сечениях $z = 72$ мм (а) и $z = 1272$ мм (б) перпендикулярно грани пучка от уровней случайных гидродинамических нагрузок при различных гидродинамических условиях на входе в ТВС: о – невозмущенный турбулентный поток (без размещения дроссельной шайбы на входе в ТВС); \diamond – дроссельная шайба 52 мм; \square – 48,5 мм; \triangle – 45 мм

$f_g \geq 80$ Н/м – механизм трения скольжения (оболочка проскальзывает в ячейке дистанционирующей решетки).

Для обобщения экспериментальных данных по виброперемещениям пучка твэлов под действием случайных гидродинамических нагрузок можно использовать известные соотношения [6] для поперечного прогиба балки, нагруженной распределенной по длине статической нагрузкой. В соответствии с [6] прогиб балки, имеющей две опоры, нагруженной распределенной по длине статической силой f_{st} Н/м, для любого заданного сечения z определяется выражением

$$\delta(z) = C(z) \cdot \frac{f_{st} \cdot l^4}{E \cdot I}, \quad (4)$$

где $\delta(z)$ – прогиб балки в сечении z ; $C(z)$ – константа, значение которой зависит от z ; l – длина балки; E – модуль упругости конструкционного материала балки; I – момент инерции сечения балки.

При условии применимости этого соотношения и для случайных нагрузок из соотношения (3) следует выражение для обобщения экспериментальных данных по среднеквадратичным значениям виброперемещений при изгибных колебаниях (вибрациях) пучка твэлов

$$\langle \delta^2(z) \rangle^{1/2} / l = C(z) \cdot \frac{\langle f_g^2 \rangle^{1/2} \cdot l^3}{E \cdot I}. \quad (5)$$

Это выражение представляет собой зависимость безразмерных среднеквадратичных значений виброперемещений пучка твэлов $\delta(z)/l$ в сечении z в зависимости от безразмерной случайной нагрузки $\langle f_g^2 \rangle^{1/2} \cdot l^3 / (E \cdot I)$. На рисунке 7 представ-

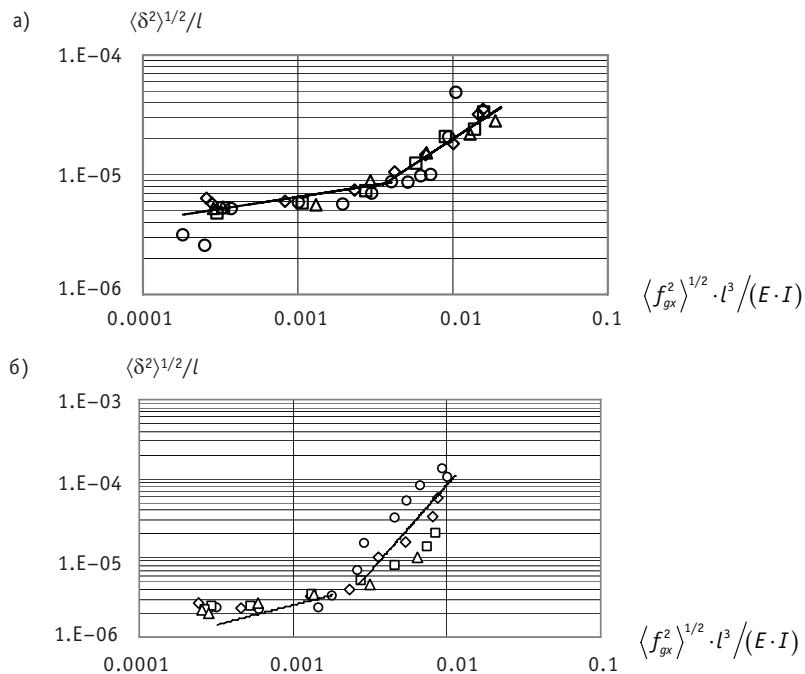


Рис. 7. Обобщение экспериментальных данных по среднеквадратичным значениям вибропрелемещений пучка твэлов на начальном гидродинамическом участке $z = 72$ мм (а) и в области установившегося течения $z = 1275$ мм (б): \circ – невозмущенный турбулентный поток; \diamond – дроссельная шайба 52 мм; \square – 48,5 мм; \triangle – 45 мм

лены результаты обобщения экспериментальных данных по вибропрелемещениям пучка твэлов на начальном гидродинамическом участке в сечении $z = 72$ мм и в области установившегося течения в сечении $z = 1275$ мм. Область безразмерных случайных нагрузок $\langle f_g^2 \rangle^{1/2} \cdot l^3 / (E \cdot I) \leq 4 \cdot 10^{-3}$ характеризуется отсутствием проскальзывания твэлов в ячейках дистанционирующих решеток, а при $\langle f_g^2 \rangle^{1/2} \cdot l^3 / (E \cdot I) > 4 \cdot 10^{-3}$ наступает проскальзывание, и темп роста вибропрелемещений увеличивается.

Экспериментальные исследования пульсаций давления проводились и в трактах подвода теплоносителя к ТВС ВВЭР-1000. Результаты таких исследований позволяют понять механизмы возникновения гидродинамической нестабильности потока и получить количественные данные по характеристикам случайных гидродинамических нагрузок, вызывающих вибрации обтекаемых поверхностей и, в частности, пучков твэлов в ТВС. Значительный комплекс таких исследований был выполнен в период пусконаладочных работ на пятом блоке НВАЭС [7]. Пульсации давления измерялись, в том числе на входе в ТВС и на выходе из активной зоны. Установлено, что максимальные амплитуды пульсаций давления на входе в ТВС не превышают 6 кПа, а в области головки ТВС достигают значений около 10 кПа. Среднеквадратичные значения пульсаций давления перед нижней опорной решеткой макета ТВС ВВЭР-440 при размещении на входе в хвостовик дроссельной шайбы 45 мм достигают 12 кПа. При этом в области установившегося течения в пучке твэлов в сечении $z = 1527$ мм соответствующие уровни пульсаций давления составляют ~ 7 кПа. Отсюда следует, что полученные случайные гидродинамические нагрузки на пучок твэлов могут превышать реализуемые в ТВС ВВЭР-1000. В связи

с этим имеется возможность проведения оценок виброперемещений пучков твэлов на основе полученных эмпирических соотношений (5) не только для исследованных ТВС ВВЭР-440, но и для ТВС других конструкций.

В соответствии с соотношением (5) для оценок виброперемещений пучка твэлов под действием случайных гидродинамических нагрузок необходимо располагать данными об изгибной жесткости ТВС. В работе [8] получены параметры собственных колебаний (собственных частот, форм и коэффициентов демпфирования) в воздухе пяти полномасштабных макетов ТВС реакторов ВВЭР-440 (РК-3), ВВЭР-1000, ВВЭР-1200 (АЭС-2006) и ВВЭР-1500. На основании анализа экспериментальных данных показано, что при малых амплитудах колебаний, когда в ячейках дистанционирующих решеток не происходит проскальзывания твэлов, пучок ведет себя как однородная балка, и ее собственная частота определяется соотношением

$$f \sim \frac{1}{l^2} \sqrt{\frac{E \cdot I}{M/l}},$$

где $E \cdot I$ – изгибная жесткость пучка твэлов; l , M – длина и масса пучка твэлов.

Соотношение для собственных частот использовалось для определения изгибных жесткостей указанных выше макетов ТВС и последующего использования полученных значений для оценки интенсивности вибраций пучков твэлов, возникающих в турбулентном потоке теплоносителя под действием случайных гидродинамических нагрузок. На рисунке 8 приведены результаты прогноза виброперемещений под действием распределенной случайной гидродинамической нагрузки, характерной для области установившегося течения, в зависимости от скорости теплоносителя в пучке. Видно, что вибрации пучков твэлов в ТВС РК-3 значительно снизились по сравнению с ТВС второго поколения ВВЭР-440, что обусловлено высокой жесткостью каркаса из шести уголков, приваренных к дистанционирующему решеткам. Из приведенных для сравнения ТВС ВВЭР-1000 наименьшие уровни виброперемещений характерны для конструкции ТВСА, что также объясняется высокой жесткостью каркаса, образованного шестью уголками и дистанционирующими решетками.

Таким образом, в данной работе по многоточечным измерениям пульсаций давления по периметру пучка твэлов определены воздействующие на него случайные гидродинамические нагрузки, которые вызывают вибрации пучка. Установлены две характерные области влияния случайных гидродинамических нагрузок на уровне изгибных виброперемещений пучка твэлов на начальном гидродинамичес-

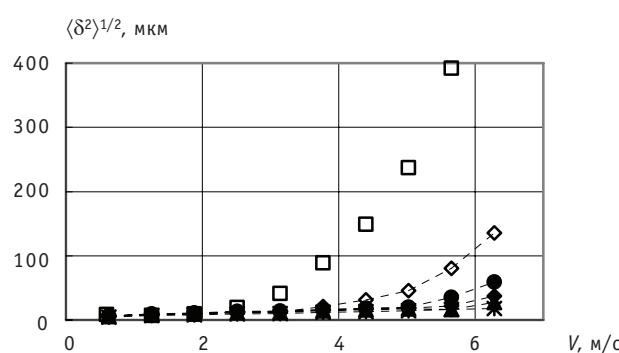


Рис. 8. Сопоставление расчетных уровней виброперемещений пучков твэлов ТВС реакторов ВВЭР с экспериментальными значениями, полученными для ТВС второго поколения ВВЭР-440: □ – ТВС ВВЭР-440; ◇ – РК-3; ◆ – ТВС-2М; ▲ – АЭС 2006; ● – УТВС; * – ТВСА

ком участке и в области установившегося течения. Более высокие темпы увеличения интенсивности вибраций при уровнях случайных гидродинамических нагрузок более 80 Н/м связаны с проскальзыванием твэлов в дистанционирующих решетках. Определены спектральные характеристики случайных гидродинамических нагрузок на начальном гидродинамическом участке вблизи нижней опорной решетки и в области установившегося течения теплоносителя в пучке твэлов. Установлено, что для не возмущенного входными устройствами течения резонансные спектральные уровни случайных гидродинамических нагрузок и на начальном гидродинамическом участке, и в области установившегося течения сосредоточены в области сравнительно высоких частот 200–400 Гц. Установленные на входе в ТВС дроссельные шайбы (или другие входные устройства) генерируют крупномасштабные вихревые структуры, что приводит к смещению резонансов спектральных плотностей случайных гидродинамических нагрузок в область низких частот, где и расположены собственные частоты колебаний пучка твэлов.

Литература

1. Тутнов А.А. Методы расчета работоспособности элементов конструкций ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 183 с.
2. Перевезенцев В.В., Солонин В.И., Сорокин Ф.Д. Нестационарные гидродинамические нагрузки и вибрации пучка твэлов в ТВС ВВЭР-440 // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2008. – № 4. – С. 23–29.
3. Опыт разработки и использования пьезорезистивных виброакселерометров для измерения вибрационных характеристик тепловыделяющих сборок водоохлаждаемых ядерных реакторов / С.И. Гетя, В.Г. Крапивцев, В.В. Перевезенцев и др. // Датчики и системы. 2006. № 10. С. 25–29.
4. Солонин В.И., Перевезенцев В.В. Влияние гидродинамических нагрузок на вибрации пучков твэлов тепловыделяющих сборок реакторов типа ВВЭР // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2009. – № 4. – С. 92–97.
5. Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 360 с.
6. Прочность, устойчивость, колебания. Справочник в трех томах / Под ред. И.А. Биргера, Я.Г. Пановко. – М.: Машиностроение, 1988. – Т. 1. – 831 с.
7. Расчетное обоснование теплогидравлических характеристик реактора и РУ ВВЭР / В.П. Спасков, Ю.Г. Драгунов, С.Б. Рыжов и др. – М.: ИздАТ, 2003. – 308 с.
8. Макаров В.В., Афанасьев А.В., Матвиенко И.В. Модальный анализ макетов ТВС реакторов ВВЭР при силовом и кинематическом возбуждении вибрации // Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР: Сб. докл. V Междунар. науч.-техн. конф. (Подольск, 2007 г.). Т. 2. – С. 137–148.

Поступила в редакцию 18.10.2011

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ТВЭЛАХ С КЕРАМИЧЕСКИМ ТОПЛИВОМ ПРИ ПЕРЕМЕННЫХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ

В.В. Попов, В.Н. Румянцев, И.С. Курина, М.В. Михеев
ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск



Приведено описание методики измерения в лабораторных условиях контактного давления и термической проводимости между топливными таблетками из UO_2 и оболочкой твэлов при изменении мощности. Показано, что при достижении определенного уровня мощности топливные втулки растрескиваются, зазор сокращается вплоть до механического контакта фрагментов втулки с оболочкой, контактное давление между ними увеличивается с ростом уровня и количества циклов изменения мощности. Изложены и обсуждены результаты анализа расчетных моделей теплоизменения между топливом и оболочкой.

Ключевые слова: стержневой твэл, топливная втулка, оболочка, зазор, термомеханическое взаимодействие, контактное давление, термическая проводимость, радиальные напряжения, расчетные модели.

Key words: fuel rod, fuel sleeve, cladding, gap, thermomechanical interaction, contact pressure, thermal conductance, radial stresses, computational models.

ВВЕДЕНИЕ

В реакторах РБМК и ВВЭР широко применяются твэлы контейнерного типа, состоящие из оболочки и керамических топливных втулок. В твэлах между втулками и оболочкой имеется зазор для компенсации расширения топлива и радиальных температурных расширений. Величина зазора между сердечником и оболочкой имеет большое значение для обеспечения нормальной работы твэлов в реакторе. Значительный зазор увеличивает время работы твэла без механического воздействия сердечника на оболочку, однако приводит к увеличению температурного перепада в зазоре и, соответственно, температуры сердечника. Температурный перепад в зазоре зависит от многих факторов: диаметра втулок, исходного зазора, состава газовой среды, расширения и растрескивания топливных втулок, температурных расширений и других. Правильный учет всех факторов, влияющих на процесс теплопередачи в твэлах, является необходимым условием точного расчета температурных полей и, соответственно, всех других параметров, зависящих от уровня температуры и влияющих на работоспособность твэлов.

Однако до сих пор нет достаточно точных и обоснованных рекомендаций по расчету термической проводимости между топливным сердечником и оболочкой в твэлах.

© В.В. Попов, В.Н. Румянцев, И.С. Курина, М.В. Михеев, 2012

Так, в работе [1] для таблеточного топлива величина коэффициента термической проводимости α изменяется в пределах от 0,285 до 0,85 Вт/(см²·град). Дано зависимость коэффициента термической проводимости от величины «холодного» зазора, из которой следует, что α изменяется от 1,0 Вт/(см²·град) при нулевом зазоре до 0,11 Вт/(см²·град) при зазоре 0,8 мм. В работах [2, 3] упоминается, что для расчета температуры экспериментальных твэлов LMFBR с оксидным топливом, облученных при линейной плотности теплового потока выше 500 Вт/см, использовались значения α , равные 0,73 и 1,0 Вт/(см²·град) соответственно. В работе [4] в расчете температуры твэлов с таблеточным топливом использовалось значение α , равное 0,5 Вт/(см²·град).

Также неоднозначна оценка вкладов контактной и газовой составляющих термической проводимости между топливом и оболочкой в твэлах. Так, в работе [5] принято, что вклад контактной проводимости в случае плотного контакта топлива с оболочкой не превышает 0,05 Вт/(см²·град), а решающее значение имеет состав газовой среды: замена гелия аргоном уменьшает α с 1,6 до 0,4 Вт/(см²·град). Однако в работе [6] Лассман на основании результатов стендовых и реакторных измерений делает вывод о том, что состав газовой среды в твэлах не влияет на величину термической проводимости между топливом и оболочкой. Аналогичный вывод на основании результатов анализа эффекта аккомодации различных газов получен авторами работы [7].

Разработке методики расчета теплопередачи между топливной втулкой и оболочкой в твэлах посвящено значительное количество работ. Так, например, в работе [5] для расчета коэффициента термической проводимости между топливным сердечником и оболочкой твэлов реактора ВВЭР-440 приведена зависимость, полученная по результатам реакторных испытаний. Однако для реакторных измерений требуются значительные затраты и времени; их результаты чаще всего справедливы для конкретных конструкций твэлов и условий испытаний, и не позволяют выявить влияние отдельных факторов, столь необходимых для создания обобщающих моделей расчета. Обобщающими моделями расчета термической проводимости между топливным сердечником и оболочкой могут быть модели MATPRO-09 [8] и Ross-Stoute [9]. Наиболее полно процесс теплопередачи между топливом и оболочкой представлен в модели К. Лассмана [10], позволяющей рассчитывать температурный режим твэла как при наличии газового зазора, так и в случае непосредственного контакта втулки и оболочки. Эта модель лежит в основе программ URANUS и GAP, являющейся субмоделью компьютерной программы START-3 [11]. Процесс термомеханического взаимодействия между топливом и оболочкой рассмотрен в [12], в которой термическую проводимость контакта рассчитывают по модифицированной модели Ross-Stoute [9].

Однако эти модели не учитывают влияния растрескивания топливных втулок на контактное давление и теплопередачу в твэлах, в результате которого фрагменты топливных втулок значительно раньше вступают в механический контакт с оболочкой, а теплопередача через газовый зазор плавно переходит в контактный теплообмен, зависящий от контактного давления. Как показали исследования твэлов, после реакторных испытаний топливные втулки из диоксида урана практически всегда имеют трещины [13].

Проведенные в Физико-энергетическом институте исследования термопрочности штатных топливных втулок из диоксида урана для твэлов реактора РБМК дали следующие результаты [14]:

- уже при линейной плотности теплового потока ~5700 Вт/м в топливной втулке образуются одна–две радиальные трещины;

- при дальнейшем росте линейной плотности теплового потока количество радиальных трещин во втулке растет, возникают тангенциальные трещины, образуются фрагменты топливной втулки;
- при многократном изменении мощности фрагменты топливных втулок вступают сначала в «мягкое», а затем в «жесткое» взаимодействие с оболочкой;
- в среднем приращение диаметра топливной втулки на одну радиальную трещину составляет 0,042 мм.

Отсюда следует необходимость экспериментального исследования контактного давления между фрагментами топливных втулок и оболочкой и влияния расстесивания на теплопередачу в твэлах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНОГО ДАВЛЕНИЯ МЕЖДУ РАСТРЕСНУТОЙ ТОПЛИВНОЙ ВТУЛКОЙ И ОБОЛОЧКОЙ

Методика внеакторных исследований

Увеличение диаметра оболочки при внеакторных испытаниях обусловлено как ее термическим расширением, так и давлением фрагментов растреснутой топливной втулки. Поэтому исследования термомеханического взаимодействия растреснутой топливной втулки и оболочки при увеличении мощности нагрева проводятся в три этапа:

- экспериментально определяется температурная зависимость приращения диаметра ненагруженной оболочки относительно значения при комнатной температуре;
- измеряется приращение диаметра оболочки при увеличении мощности нагрева и взаимодействии с растреснутой топливной втулкой; при этом измеряется температура оболочки; из приращения оболочки вычитается доля, обусловленная термическим расширением, оставшаяся часть приращения вызвана давлением фрагментов топливной растреснутой втулки;
- решением системы дифференциальных уравнений, описывающих напряженное деформированное состояние цилиндра под давлением в неоднородном поле температур с учетом измеренных приращений диаметра и температур оболочки, определяется величина контактного давления между фрагментами топливной втулки и оболочкой. Система уравнений, описывающая напряженно-деформированное состояние полого цилиндра, подробно описана в [15].

Измерения проводятся при ступенчатом подъеме мощности нагревателя с выдержкой на каждой ступени до достижения стационарного состояния, в котором измеряются

- ток нагревателя;
- разность потенциалов между потенциометрическими выводами;
- показания термопар и индикаторов расширения.

По этим данным определяются распределение температуры по сечению топливной втулки, перепад температуры между топливной втулкой и оболочкой, расширение оболочки в радиальном направлении и величина теплового потока.

Срабатывание датчика разрыва позволяет определить момент первого растрескивания топливной втулки.

Описание рабочего участка

Рабочий участок (рис. 1) представляет собой водоохлаждаемую камеру 4, в центральное отверстие которой вставлена оболочка твэла 5. В оболочке центрически расположены две втулки 6 из UO_2 и две компенсационные втулки 7 из Al_2O_3 , предназначенные для выравнивания теплового потока. На торцевой поверхности

топливной втулки крепятся датчики разрыва 3.

В глухих отверстиях на торцевой поверхности одной из втулок из UO_2 крепятся на разных расстояниях от центра четыре W-Re-микротермопары 12. Другая втулка из UO_2 приклеивается (торцом к торцу) к втулке с термопарами.

К боковой поверхности оболочки в центральном сечении привариваются через 180° «горячие» спаи двух XA-микротемпопар 8.

Измерение деформации оболочки при увеличении мощности нагрева проводится 4-мя высокоточными индикаторами расширения 11, расположенными в двух взаимно-перпендикулярных направлениях.

Измерение тока, разности потенциалов, сопротивления датчика разрыва и термоэдс термопар осуществляется автоматизированной системой сбора и обработки СИОД.

Автоматизированная система сбора и обработки экспериментальных данных, состоящая из модулей усиления, фильтров, АЦП и персонального компьютера, производит опрос датчиков с цикличностью 200 нс, контроль процесса в режиме реального времени, сохранение данных в памяти РС, обработку и графическое исполнение данных по заданной программе.

Тестирование измерительной системы изменения диаметра оболочки твэла проводилось сравнением значений диаметра ненагруженной оболочки из сплава

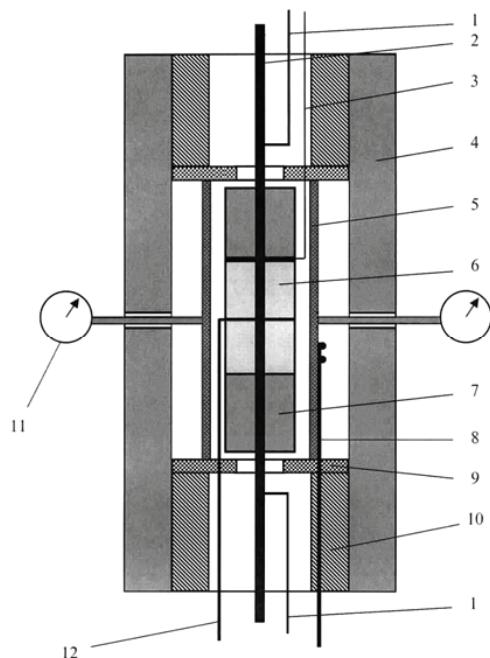


Рис. 1. Схема рабочего участка:

- 1 – потенциометрические выводы;
- 2 – нагреватель; 3 – датчик разрыва;
- 4 – водоохлаждаемая камера; 5 – оболочка макета;
- 6 – топливная втулка;
- 7 – компенсационная втулка; 8 – XA-термопара;
- 9 – центрирующее кольцо; 10 – упорная гайка;
- 11 – индикатор расширения;
- 12 – W-Re термопары

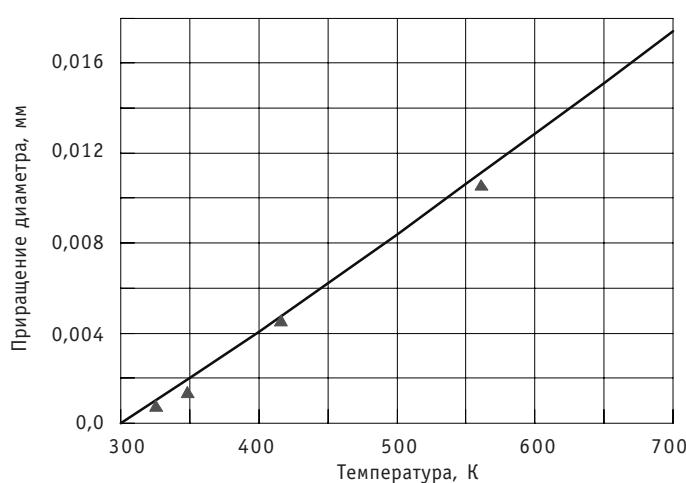


Рис. 2. Расчетные (—) и экспериментальные (▲) значения приращений диаметра наружной поверхности оболочки из сплава Э110 в зависимости от температуры нагрева

Э110 (Н-1), полученных экспериментальным и расчетным путем в зависимости от температуры нагрева (рис. 2). Для расчета термического расширения оболочки из сплава Э-110 использованы значения температурного коэффициента линейного расширения, приведенные в [16].

Результаты экспериментального измерения контактного давления

Для испытаний использовались штатные топливные втулки из UO_2 и элементы оболочек из сплава Э110 тзвлов реактора РБМК (размеры приведены в табл. 1) [17].

Таблица 1

Элемент конструкции	Материал	Диаметр, мм	
		наружный	внутренний
Топливная втулка	UO_2	11,52	2,0
Оболочка	Э-110 (Н-1)	13,6	11,8

Аппроксимация экспериментальных значений температуры оболочки выровненной кривой показана на рис. 3, а на рис. 4 приведены экспериментальные значения приращения наружного диаметра оболочки (кривая 1) и значения термического расширения оболочки, рассчитанные по аппроксимированной температурной кривой (кривая 2).

Аналогичные зависимости приведены на рис. 5 и 6 соответственно для повторного испытания.

Из рисунков 4 и 6 видно, что экспериментальные значения приращения диаметра оболочки после растрескивания топливной втулки заметно больше термических приращений, обусловленных только температурой оболочки, особенно при повторном испытании. Разница этих приращений диаметров указывает на контактное давление фрагментов топливной втулки на оболочку. По измеренной разности приращений наружного диаметра оболочки рассчитывается зависимость радиальных напряжений, возникающих в оболочке при давлении на нее фрагментов топливной втулки. Распределение напряжений в сечении оболочки при повторном испытании приведено на рис. 7. Напряжение на внутреннем радиусе оболочки соответствует контактному давлению между фрагментами топливной втулки и оболочкой.

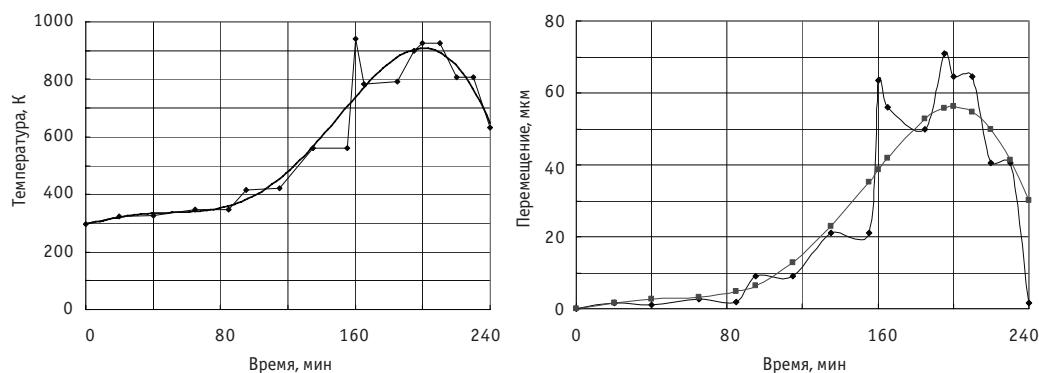


Рис. 3. Значения температур оболочки при первом испытании: — — расчетная аппроксимация; ◆ — эксперимент

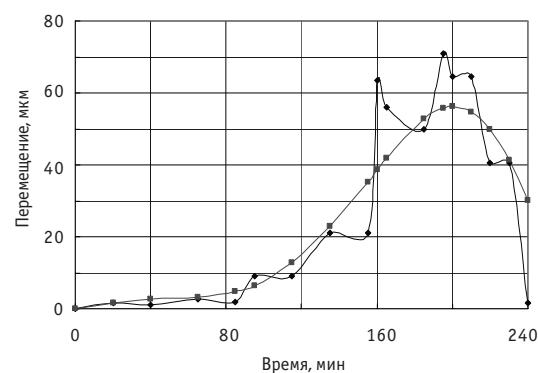


Рис. 4. Измеренные и рассчитанные по кривой рис. 3 значения приращений оболочки при первом испытании: ■ — расчет; ◆ — эксперимент

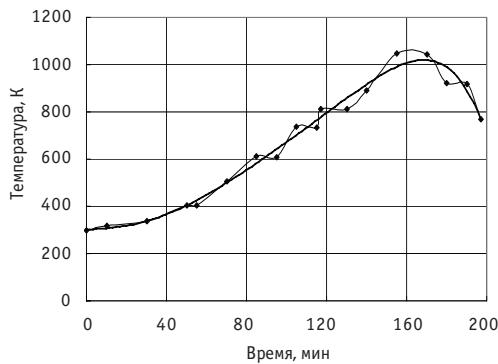


Рис. 5. Значения температур оболочки при повторном испытании: — расчетная аппроксимация; ◆ — эксперимент

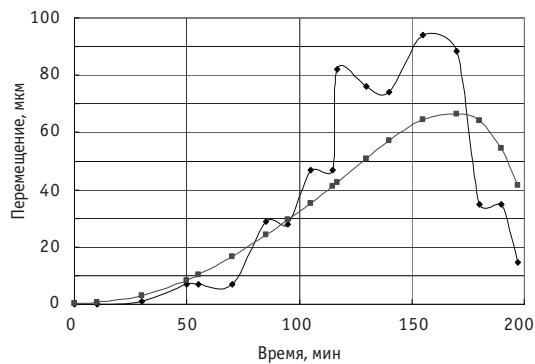


Рис. 6. Измеренные и рассчитанные по кривой рис. 5 значения приращений оболочки при повторном испытании: ■ — расчет; ◆ — эксперимент

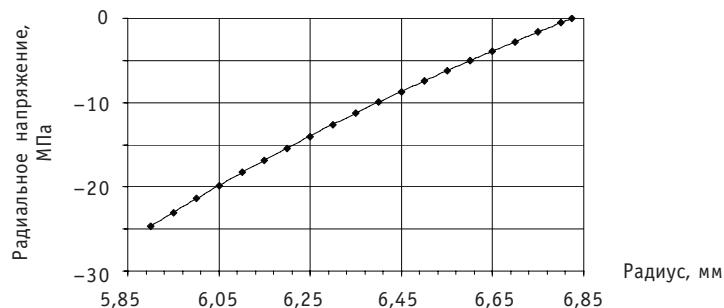


Рис. 7. Распределение напряжений по радиусу оболочки при повторном контакте с топливом

Результаты экспериментов:

- при линейной плотности теплового потока выше 5700 Вт/м топливная втулка растрескивается; ее фрагменты достигают оболочки, вызывая приращение диаметра; при линейной плотности теплового потока ~8000 Вт/м приращение равно ~25 мкм, что соответствует контактному давлению на оболочку, равному ~21 МПа;
- при повторных испытаниях образца приращение диаметра оболочки при линейной плотности теплового потока ~8000 Вт/м составляет ~30 мкм, а контактное давление ~24 МПа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕЖДУ ОБОЛОЧКОЙ И ТОПЛИВНОЙ ВТУЛКОЙ ДО И ПОСЛЕ ЕЕ РАСТРЕСКИВАНИЯ

Методика исследования

Методика измерения термической проводимости зазора заключается в следующем:

- для испытаний выбран метод ступенчатого нагрева внутренней поверхности втулки с достижением на каждом уровне стационарного распределения температуры;
- измеряются температуры в сечении втулки и наружной поверхности оболочки;
- измеряется мощность нагревателя.

По измеренной плотности теплового потока и разности температур между втулкой и оболочкой определяется термическая проводимость зазора или контактного теплообмена:

$$\alpha_s = \frac{q}{\Delta t}, \quad (1)$$

где α_3 – термическая проводимость зазора, а в случае контакта втулки и оболочки – термическая проводимость контакта; Δt – разность температур между наружной поверхностью втулки и внутренней поверхностью оболочки; q – плотность теплового потока на наружной поверхности втулки, равная

$$q = \frac{q_l}{2\pi r_h}, \quad (2)$$

где r_h – наружный радиус втулки; q_l – линейная плотность теплового потока.

Температура наружной поверхности оболочки измеряется двумя ХА-термопарами, горячие спаи которых приварены к оболочке контактной сваркой. Температура внутренней поверхности оболочки рассчитывается по формуле

$$t_{ob.vn} = t_{ob.h} + \frac{q \cdot \delta_{ob}}{\lambda_{ob}}, \quad (3)$$

где δ_{ob} , λ_{ob} – толщина и коэффициент теплопроводности оболочки; $t_{ob.h}$ – температура наружной поверхности оболочки.

Температура наружной поверхности топливной втулки определяется экстраполяцией температурной кривой по результатам измерения температуры четырьмя W-Re-термопарами, горячие спаи которых расположены между торцами втулок и приклеены высокотемпературным kleem на известном расстоянии от центра втулки.

Момент растрескивания топливных втулок фиксируется датчиком разрыва.

Экспериментальные значения термической проводимости сравниваются с величинами, полученными расчетом по следующим моделям.

- Модель 1 – модель газового зазора с учетом термического расширения топливной втулки и оболочки:

$$\alpha_p = \frac{\lambda_r}{\delta}, \quad (4)$$

где λ_r – коэффициент теплопроводности газовой среды при данной температуре; δ – величина зазора, равная с учетом термических расширений топливной втулки и оболочки

$$\delta = \delta_h - \alpha_t r_t (T_t - T_k) + \alpha_o r_o (T_o - T_k), \quad (5)$$

где α_t , α_o – коэффициенты термического расширения топливной втулки и оболочки; T_k – комнатная температура, К; T_t , T_o – текущие температуры топлива и оболочки; δ_h – ширина зазора при комнатной температуре.

• Модель 2 – модель газового зазора с учетом термических расширений топливной втулки и оболочки и уменьшения зазора на 0,084 мм из-за растрескивания топливной втулки при линейной плотности теплового потока, равной ~5700 Вт/м, с переходом на контактный теплообмен по модели Ю.П. Шлыкова и др. [18].

• Модель 3 – модель К. Лассмана [10].

Результаты экспериментального исследования термической проводимости между оболочкой и топливной втулкой

При измерении термической проводимости использовался рабочий участок, приведенный на рис. 1.

Испытывались сборки с разным номинальным зазором при следующих геометрических значениях элементов конструкции:

- топливная втулка: материал – диоксид урана (UO_2), наружный диаметр – 11,46 мм, диаметр внутреннего отверстия – 2,0 мм;
- оболочка: материал – сплав Э110, наружный диаметр 13,63 мм, внутренний диаметр 11,73 – 11,74 мм и 11,64 – 11,65 мм.

В результате номинальный зазор δ_n между топливом и оболочкой равен 0,135; 0,095 мм.

Измерения проведены в гелии давлением 0,15 МПа.

Результаты измерений и расчетов термической проводимости для указанных выше номинальных зазоров приведены на рис. 8:

- экспериментальные значения (кривая 1);
- рассчитанные по модели 1 (кривая 2);
- рассчитанная по модели 2 термическая проводимость зазора с учетом увеличения диаметра втулки на 0,084 мм при растрескивании при плотности линейного потока 5700 Вт/м с переходом на модель Ю.П. Шлыкова при контактном давлении 21 МПа и средней высоте микронеровностей на втулке 3,2 мкм, на оболочке – 0,8 мкм (кривая 3).
- рассчитанная по модели 3 – Лассмана – термическая проводимость с учетом увеличения диаметра втулки на 0,084 мм при растрескивании при плотности линейного теплового потока 5700 Вт/м, средней высоте микронеровностей на втулке 3,2 мкм, на оболочке – 0,8 мкм и контактном давлении ~21 МПа (кривая 4).

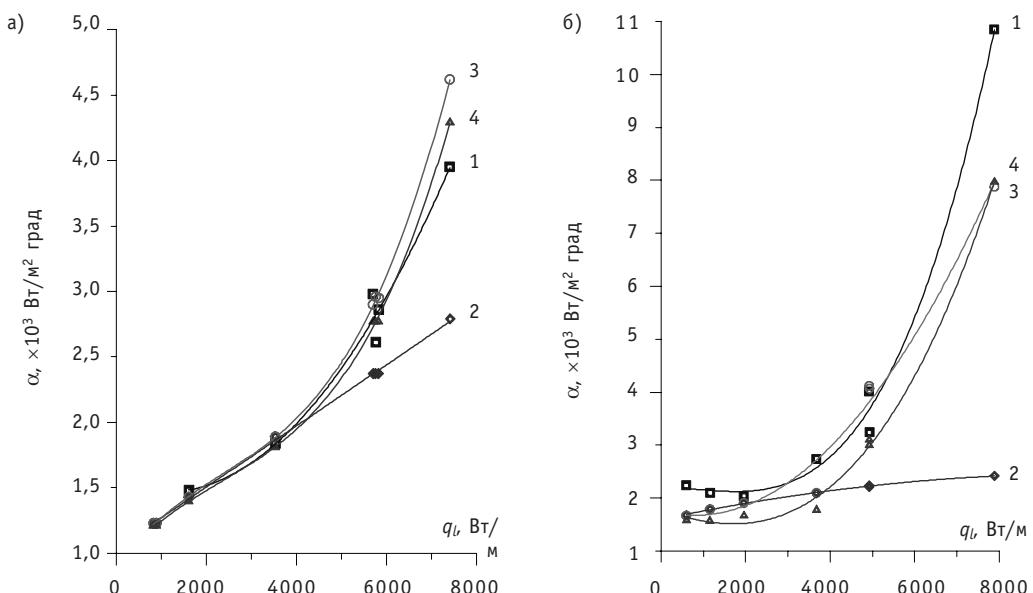


Рис. 8. Зависимость термической проводимости между топливной втулкой и оболочкой от линейной плотности теплового потока: а) – при начальном зазоре 0,135 мм; б) – при начальном зазоре 0,095 мм

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из приведенных экспериментальных данных, термическая проводимость между топливной втулкой и оболочкой из сплава Э110 твэлов реактора РБМК существенно зависит от линейной плотности теплового потока. Эта зависимость резко возрастает при плотностях теплового потока свыше ~5700 Вт/м, когда происходит первоначальное растрескивание втулки, и ее фрагменты вступают в механическое взаимодействие с оболочкой.

Значения термической проводимости между топливной втулкой и оболочкой, рассчитанные по модели газового зазора без учета уменьшения зазора вследствие растрескивания топливной втулки существенно, более чем в два раза, меньше экспериментальных значений. Это особенно наглядно проявляется при испытании рабочих участков с уменьшенными (до 0,095 мм) номинальными зазорами, так как

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕПЛОГИДРАВЛИКА

в этом случае топливные втулки после растрескивания раньше вступают в механический контакт с оболочкой, а контактное давление выше.

Значения термической проводимости между топливной втулкой и оболочкой в рабочих участках с начальным зазором 0,135 мм, рассчитанные по модели газового зазора с учетом увеличения диаметра втулки на 0,084 мм при плотности теплового потока ~ 5700 Вт/м и расчета контактного теплообмена по модели Ю.П. Шлыкова при контактном давлении 21,0 МПа, превышают экспериментальные значения. Это различие можно объяснить тем, что модель Ю.П. Шлыкова, по-видимому, завышает величину термической проводимости при контактном теплообмене.

Значения термической проводимости между топливной втулкой и оболочкой при начальном зазоре, равном 0,135 мм, рассчитанные по модели Лассмана с учетом увеличения диаметра втулки на 0,084 мм при плотности теплового потока ~ 5700 Вт/м и контактном давлении 21,0 МПа, совпадают с достаточной точностью с экспериментальными значениями.

Рассчитанные по моделям Ю.П. Шлыкова и К. Лассмана значения термической проводимости между топливной втулкой и оболочкой твэла при начальном зазоре 0,095 мм меньше экспериментальных. Это различие объясняется тем, что в расчетах принято значение контактного давления, равное 21,0 МПа, которое было получено в рабочем участке с начальным зазором 0,135 мм (см. выше).

ВЫВОДЫ

1. При растрескивании топливной втулки ее фрагменты вступают в механический контакт с оболочкой, обеспечивая контактный теплообмен в твэле. Это приводит к значительному, более чем в два раза, повышению термической проводимости между топливом и оболочкой по сравнению с величиной, рассчитанной для газового зазора с учетом только термических расширений топлива и оболочки.

2. С увеличением плотности теплового потока контактное давление фрагментов втулки на оболочку растет, еще более увеличивая термическую проводимость.

3. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными имеют результаты расчета термической проводимости между топливом и оболочкой, полученные по модели Лассмана с учетом увеличения диаметра втулки при растрескивании.

Литература

1. Fresley M. A Comparison of Pellet and Vipac Nuclear Fuels//Nucl. Eng. and Design. – 1975. – 21 (2). – P. 264 – 278.
2. Homan F.J., Cox C.M. and Lackey W.J. Comparisons Between Predicted and Measured Fuel Pin Performance. In Fast Reactor Fuel Element Technology ANS, New Orleans, Louisiana, April 1971. – P. 243 – 258.
3. Fitts R.B. et al. Thermal Performance and Restructuring of Pellet and Sphere-Pac Fuels//Trans. Am. Nucl. Soc. – 1970. – 13. – 549.
4. Lepskiy C. et al. Experimental Investigation of In-Reactor Molten Fuel Performance//Nucl. Techn. – 1972. – 16 (2). – P. 367-395.
5. Спирidonов С.Г., Цыканов В.А., Фомин Н.А., Самсонов Б.В., Абашкин А.К. Внутриреакторные исследования теплофизических характеристик твэлов на основе двуокиси урана/В кн. «Опыт эксплуатации АЭС и пути дальнейшего развития атомной энергетики». – М.: Издание ФЭИ, 1974.
6. Lassman K. URANUS – A computer program for the thermal and mechanical analysis of the fuel rods in a nuclear reactor//Nucl. Eng. Design. – 1978. – 45. – P. 325-342.
7. Харитонов В.В., Кокорев Л.С., Дельвин Н.Н. О роли коэффициента аккомодации в контактном теплообмене//Атомная энергия. – 1973. – Т. 35. – Вып. 5. – С. 360 – 361.
8. MATPRO-09, a handbook of materials properties for use in the analysis of LWR fuel rod behavior. – NUREG, 1976.

9. Ross A.M. Heat transfer coefficient between UO₂ and zircaloy-2/A.M. Ross, R.L. Stoute. – CRED, 1962.
10. Lassman K. Zum Wärmedurchgang im Bereich zwischen Hülle und Brennstoff eines Brennstabes. Wärme-und Stoffübertragung, 12, (1979), 185-202.
11. Bibilashvily U.E., Medvedev A.V., Bogatyr S.I., Kouznetsov V.I., Khvostov G.A. START-3 Code Gap Conductance Modelling/Proc. of the Seminar on Thermal Performance of High Burnup LWR Fuel. 3-6 March 1998, Cadarache, France.
12. Мотоэ Сузуки. Моделирование поведения твэла легководного реактора в различных режимах нагружения. – Одесса: «Астропринт», 2010.
13. Цыканов В.А., Давыдов Е.Ф. Радиационная стойкость тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1977.
14. Попов В.В., Румянцев В.Н., Савлов М.Н., Хмелеевский М.Я. Экспериментальное изучение трещиностойкости и термического взаимодействия диоксидного топлива и оболочки при переходных режимах/Труды IX Межнационального совещания «Радиационная физика твердого тела»/Под ред. д.т.н. Г.Г. Бондаренко (г. Севастополь, 28 июня – 3 июля 1999 г.). – М., 1999. – С. 1192-1196.
15. Попов В.В., Румянцев В.Н., Савлов М.Н., Хмелеевский М.Я. Экспериментальные внеакторные исследования термомеханического взаимодействия растреснутого диоксидного топлива и оболочки из сплава Э110/Всб. докладов VI Российской конференции по реакторному материаловедению (11-15 сентября 2000 г. г. Димитровград). – 2001. – Т. 2. – Ч. 3. – С. 3-9.
16. Кириллов П.Л., Терентьева М.И., Денискина Н.Б. Теплофизические свойства материалов ядерной техники: Учеб. пособие для студентов специальностей 14.03.05 – Ядерные реакторы и энергетические установки, 14.04.04 – Атомные энергетические станции и установки / Под общ. ред. проф. П.Л. Кириллова; 2 изд., перераб. и доп. – М.: ИздАт, 2007. – 200 с.
17. Самойлов А.Г. Тепловыделяющие элементы ядерных реакторов: Учеб. пособие для вузов. – М., Энергоатомиздат, 1985.
18. Шлыков Ю.П., Ганин Е.А., Царевский С.Н. Контактное термическое сопротивление. – М.: Энергия, 1977.

Поступила в редакцию 14.11.2011

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕДСТВИЙ ТЕЧИ ИЗ БАКА ДЛЯ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТА РУ ВВР-ц (ИВВ.10М)

В.В. Сергеев*, О.Ю. Кочнов, А.А. Казанцев****

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

** НИФХИ им. Карпова, г. Обнинск



Представлены результаты расчетов динамики расхолаживания реакторной установки (РУ) в режиме естественной циркуляции при гипотетической аварии с течью теплоносителя, постулируемой стандартами ООБ. Исходное событие аварии – появление течи из бака реактора, приводящее к резкому снижению уровня теплоносителя в баке. Показано, что принятые при модернизации РУ конструктивные меры (установка гидрозатвора на сливном тракте непосредственно в баке РУ в сочетании с верхним размещением подвода теплоносителя к активной зоне) значительно повышают степень безопасности аппарата при рассматриваемой максимальной проектной аварии. Расчеты выполнялись по международному теплогидравлическому контурному коду TRAC, предназначенному для анализа технической безопасности водоохлаждаемых энергетических ЯЭУ.

Ключевые слова: ВВР-ц модернизированной компоновки (ИВВ.10М), динамика расхолаживания активной зоны реактора, максимальная проектная авария, теплофизическое моделирование, течь в первом контуре, обоснование безопасности реактора, код TRAC.

Key words: VVR-C of modernized design (IBB 10M), transient reactor core cooling, maximal design accident, thermal physic simulation, leak in primary circuit, safety analysis of reactor, TRAC code.

ВВЕДЕНИЕ

В СССР в эксплуатации находилось более 97-ми исследовательских реакторов [4]. Сейчас их число уменьшилось до 49-ти, включая строящийся под С-Петербургом. После планового срока эксплуатации в 30 лет 47 ИЯУ остановлены или выводятся из эксплуатации. Аналогичные процессы закрытия прошли во всем мире, вызвав среди прочего потерю ряда технологий и мест производства материалов. Следует отметить, что реактор ВВР-ц в филиале НИФХИ им. Карпова в г. Обнинске оказался необходимым и востребованным, а ряд уникальных технологий, разрабатывавшихся здесь, остаются актуальными и в настоящее время.

Обнинская площадка с реактором ВВР-ц была создана для проведения исследований в области химии и радиохимии с использованием ядерного реактора,

© В.В. Сергеев, О.Ю. Кочнов, А.А. Казанцев, 2012

ускорителей и гамма-установок. В целевую задачу входила разработка технологий, которые потом могли бы быть доведены до больших промышленных заводов, например, модификация древесины. При воздействии на нее излучением получается новый материал с высокой прочностью. Стерилизация продукции сельскохозяйственного назначения также является перспективной технологией. Созданы изделия из композиционных материалов с улучшенными свойствами, проявлявшимися после облучения на гамма-установках (например, память формы).

Часть научных достижений была доведена до промышленности. Всем известны коврики из вспененного полиэтилена с пониженной теплопроводностью для тепло- и шумоизоляции. Вторая внедренная технология – ядерно-легированный кремний, использующийся в силовой электронике и радиоэлектронной промышленности.

В настоящий момент потребности рынка изменились, и предприятиям, имеющим ядерные реакторы, пришлось приспособливаться, выпуская конкурентоспособную высокотехнологичную продукцию. Появилась возможность выхода на международный рынок с радионуклидной и другой продукцией. Большая часть ядерно-легированного кремния поставляется зарубежным заказчикам. Это очень качественный продукт, на несколько порядков превосходящий по однородности кремний, выпускающийся классическими нереакторными методами.

Реактор был включен в программу реконструкции, которая была принята еще в СССР. Обновленная установка должна была быть переориентирована на производство изделий из ядерно-легированного кремния. Цилиндры большого диаметра необходимы для производства управляющих вентилей высоковольтных линий электропередач, что являлось для того времени актуальной задачей. В современных условиях планируется увеличить мощность, сделать из ВВР-ц более экономичный и специализированный реактор под производство радионуклидной продукции. После закрытия ряда зарубежных (в основном, канадских) реакторов остался без производителей большой зарубежный рынок медицинских изотопов, прежде всего молибдена-99.

Для удовлетворения современных требований к конструкции реактора, которых не было во время его проектирования, реконструкция реактора включает в себя замену основной изношенной части оборудования, в том числе, корпуса реактора и части первого контура.

Реконструкция началась в 1985 г., но пик программы пришелся на перестреченные времена. Финансирование прекратилось в 1990-ые гг. и восстановилось в 2005 г. Работы возобновились. Корпус реактора и другое оборудование заказаны.

Реактор ВВР-ц был введен в эксплуатацию в 1964 г. После 30-ти лет эксплуатации в соответствии с процедурами и нормами регулярно продлевается срок службы. Проводятся экспертизы всего оборудования, после чего выдается разрешение на продление эксплуатации. По планам реконструкции будут заменены корпус реактора, первый контур, теплообменное оборудование, запорно-регулирующая арматура, а также системы, важные для безопасности (СУЗ, КИПиА, радиационный контроль и др.), будет построен новый комплекс по кондиционированию и временному хранению твердых радиоактивных отходов и так далее.

Из прежнего останется только площадка, само здание с бетонной шахтой. По сути дела, не сменяется только само здание, где расположен реактор ВВР-ц.

Реконструкция бака выполнена с учетом следующего требования. Повышение безопасности реакторных установок достигается за счет конструктивного введения процессов, которые за счет естественных причин (без вмешательства оператора) обеспечивали бы надежный отвод остаточного тепловыделения после срабатывания аварийной защиты реактора и полного обесточивания установки.

Надежность отвода остаточного тепловыделения от активной зоны исследовательских реакторных установок бассейнового типа в условиях потери уровня теплоносителя в баке РУ является одним из важнейших условий их технической безопасности. Значимость проблемы определяется наличием практически открытой границы (зеркало испарения) между первым контуром и помещениями реакторной установки. При этом возрастает значение целостности оболочек ТВС, зависящее от температурного режима в период после остановки реактора.

Ранее в [1] используемая авторами расчетная модель была проверена на имеющихся опытных данных для ситуации, связанной с остановкой насосов первого контура. В представленном материале приводятся результаты расчетов наиболее важной для анализа безопасности аварии – максимальной проектной течи (МПА) из бака реактора в шахту. Рассматривается большая неконтролируемая течь – уровень опускается ниже верхнего среза Ак3. В результате при отсутствии работы СПОТ происходит быстрое испарение жидкости в зоне с объемом 0,1 м³ за счет остаточного тепловыделения. Компенсация осушения зоны должна контролироваться запуском душирующего устройства системы СПОТ.

РАСЧЕТНАЯ СХЕМА ПЕРВОГО КОНТУРА РУ ВВР-ц ДЛЯ АНАЛИЗА ПРОЦЕССОВ ПРИ МПА

Численные расчеты рассматриваемой максимальной проектной аварии проводились по коду TRAC [2, 3] в нестационарной постановке на основании расчетной схемы первого и второго контуров, представленной на рис. 1, для модернизированной компоновки первого контура.

В целом использовалась одномерная сетевая расчетная схема, за исключением бака реактора, который моделировался двумерным пористым телом. Проточная часть активной зоны представлена в виде системы параллельных одномерных каналов. Рассматриваются пять групп ТВС в соответствии с их расстановкой по радиусу зоны с учетом неравномерности тепловыделения по радиусу и высоте Ак3. Отдельно моделировались одна ТВС максимальной мощности (во втором ряду), одна ТВС минимальной мощности (в пятом ряду), групповой канал для охлаждения СУЗ и групповой канал межкассетных протечек.

Математическая модель кода TRAC основана на численном решении системы из шести нестационарных одномерных (сетевая часть модели) и трехмерных уравнений теплогидравлики (бак реактора) для двухфазной среды с неконденсируемым газом (вода-пар-воздух) в неравновесном негомогенном приближении.

АНАЛИЗ БОЛЬШОЙ ТЕЧИ НА НИЖНЕЙ ОТМЕТКЕ БАКА БЕЗ ЗАПУСКА ДУШИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА СПОТ

При рассмотрении следующих ниже проектных аварий предполагается автоматический сброс мощности в течение 1 с от начала аварии и остановка всех ЦН1. Полная остановка ЦН1 происходит в течение 7 с от сброса мощности (по опытным данным выбега насоса). Рассматривается течь на нижнем сварном шве бака (1 м от дна) сечением 200 см² (треть периметра). При большой течи в баке без запуска СПОТ имеют место следующие процессы:

- быстрое снижение уровня жидкости до верхней отметки Ак3 в течение 120 с;
- опорожнение верхней подъемной части гидрозатвора (по ходу теплоносителя в номинале) до уровня Ак3 в течение 120 с, сопровождающееся прогревом жидкости в Ак3 до температуры закипания 100°C;
- процесс объемного кипения до начала перегрева оболочек ТВС (интервал 18 мин);

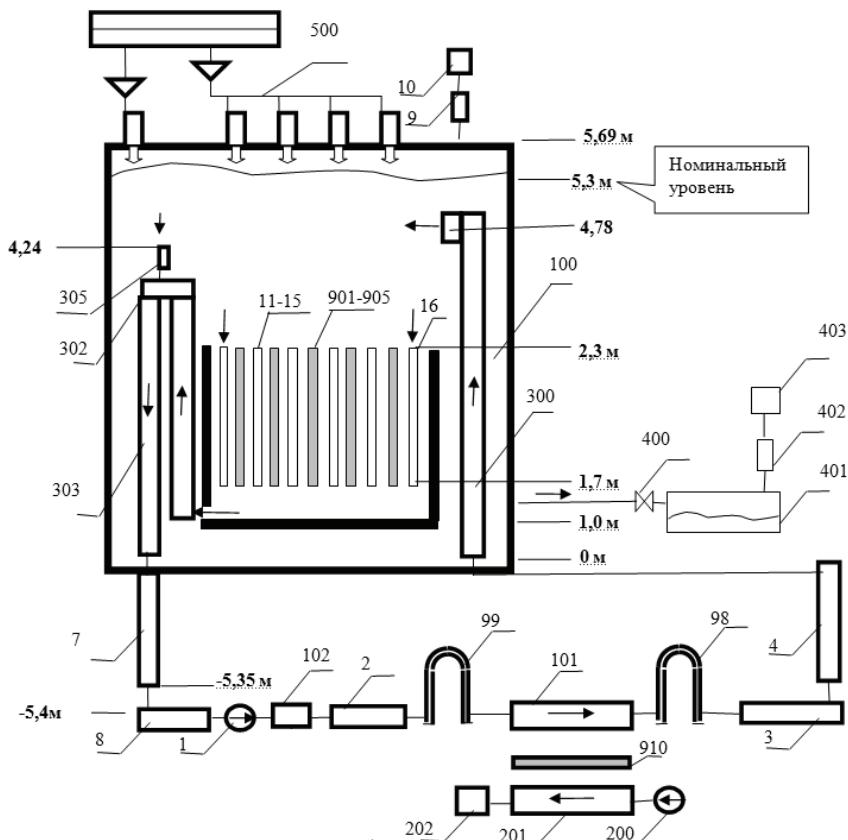


Рис. 1. Расчетная схема первого контура РУ для моделирования проектных аварий. Имитатор течи на баке № 400-403

Таблица 1

Список обозначений к расчетной схеме

Позиция	Обозначение	Позиция	Обозначение
1	Группа ЦН первого контура	11–15	Проточная часть пяти групп ТВС (по радиусу)
102	Тройник	16	Тракт межкассетных протечек и СУЗ
400	Клапан-имитатор течи	303, 302	U-образный гидрозатвор
401	Бокс сбора дренажа первого контура	305	Канал воздухоудаления гидрозатвора
402	Воздуховоды	7, 8	Подводящий тракт к ЦН
403	Компенсатор давления (атмосфера)	10	Компенсатор давления бака (атмосфера)
2	Нагнетательный тракт	200	Группа ЦН второго контура
99, 98	Гидрозатворы теплообменников	201	Теплообменники (второй контур)
101	Теплообменники (первый контур)	202	Компенсатор давления по второму контуру
3, 4	Подводящий тракт к баку РУ	901–905	ТВС (пять групп по радиусу А3)
300	Подводящие две трубы в баке РУ	910	Трубы теплообменников
100	Бак РУ	500	Система СПОТ (душ и подпитка)

Таблица 2

Сценарий аварии

Событие	Момент, с	Событие	Момент, с
Номинальный режим	0 – 997	Остановка всех ЦН1	1000 – 1007
Раскрытие течи	997 – 1000	Запуск подпитки бака от СПОТ	1000
Сброс мощности	1000		

- процесс перегрева стенки ТВС, связанный с частичным осушением сборки (интервал времени прогрева до температуры плавления оболочек ТВС 600°C составляет 13 мин).

Таким образом, в данной ситуации имеется запас времени не более 20-ти минут для запуска душирующего устройства СПОТ. В противном случае авария переходит в запроектную стадию.

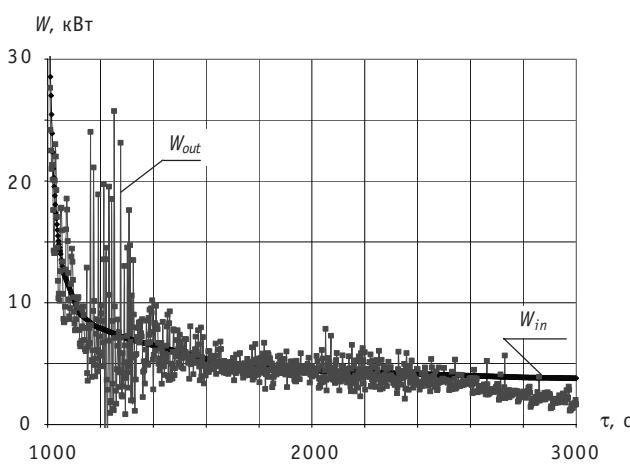


Рис. 2. Динамика подводимой (W_{in}) и отводимой (W_{out}) мощности в наиболее напряженном ТВС. В момент 2300 с переход от пузырькового кипения к пленочному в верхней части ТВС ($W_{in} > W_{out}$)

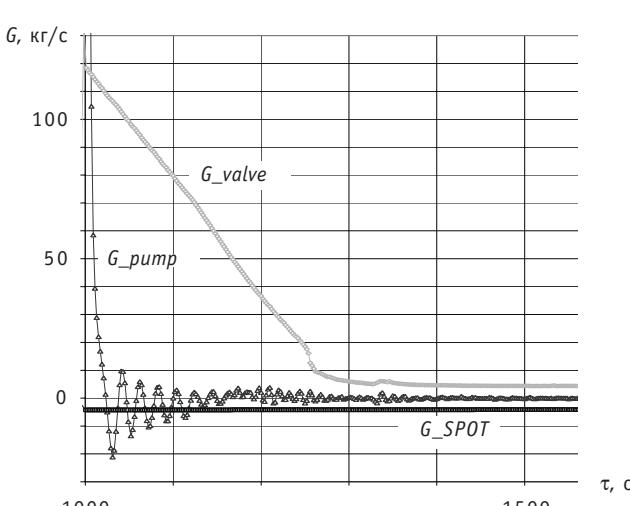


Рис. 3. Динамика расходов при течи в баке: G_{valve} – расход течи; G_{SPOT} – расход подпитки; G_{ruptr} – расход через группу ЦН1. В момент 1310 с уровень жидкости в подъемной части гидрозатвора достигает верхнего среза Ак3

Расчетный сценарий аварии представлен в табл. 2. Производительность системы подпитки бака СПОТ (начальная) 4,2 кг/с. Патрубок подпитки бака расположен на верхней отметке, на периферии бака. Таким образом, направление струи жидкости от СПОТ не попадает на активную зону и направлено по стенке бака вниз к сечению течи. Подпитка не компенсирует расход течи (максимум 120 кг/с) и не влияет на динамику испарения жидкости из зоны. На рисунках 2–6 представлены результаты расчетов. Момент 1000 с – начало аварии. Итоговые расчетные результаты сведены в табл. 3.

Представленные результаты показали, что интервал времени снижения уровня до верхнего среза корзины Ак3 равен 130 с от начала течи. В этот момент остаточная мощность тепловыделения составляет около 2,7% от номинальной тепловой мощности 18 МВт, максимальная температура в баке (над зоной) 67°C, в нижнем коллекторе (под зоной) 71°C. Далее через 40 с начинается объемное кипение в ТВС.

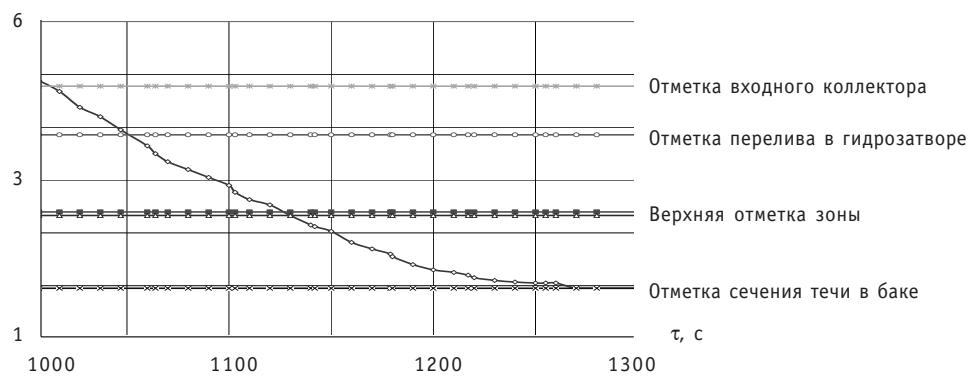


Рис. 4. Динамика снижения уровня при течи в баке

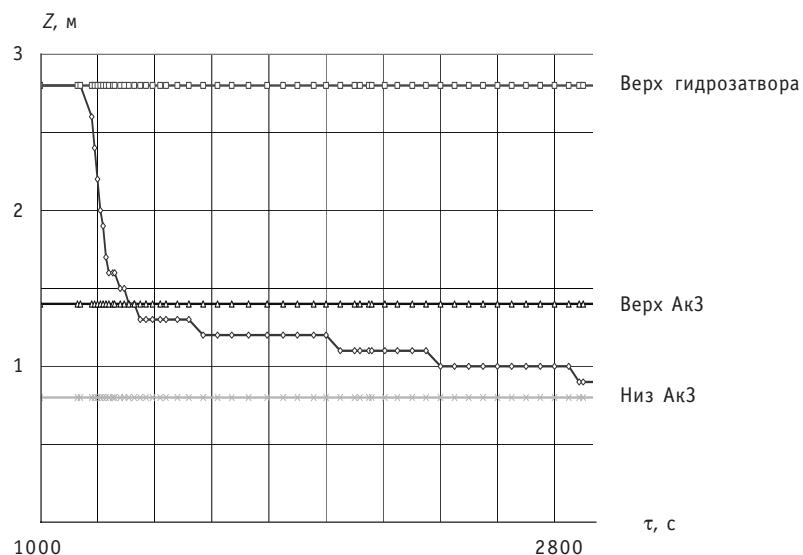


Рис. 5. Динамика снижения уровня в подъемной части гидрозатвора при течи в баке

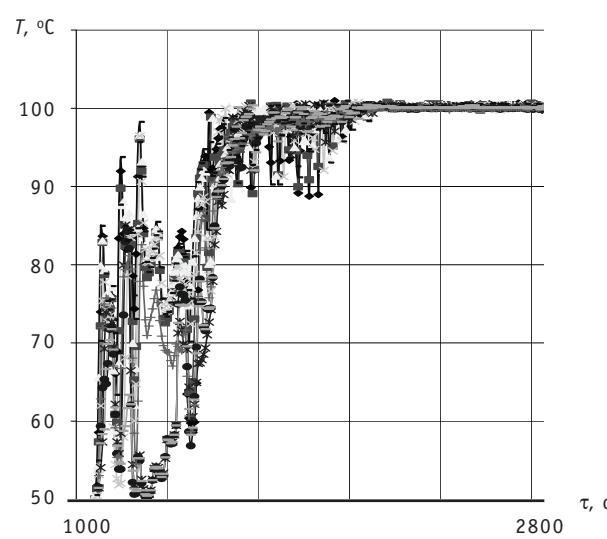


Рис. 6. Динамика температуры жидкости в ТВС различных групп на верхней отметке Ак3

Таблица 3

Динамика осушения бака при течи без запуска душирующего устройства СПОТ (запроектная авария)

τ , с	Уровень в баке, м	Уровень в подъемной части гидрозатвора, м	Событие
1000	5,0	3,8	Начало течи
1130	2,33	3,8	Момент достижения уровня в баке верхней отметки Ак3
1170			Начало объемного кипения в ТВС
1270	0,95	2,5	Момент достижения уровня в баке сечения течи
1310	0,95	2,33	Момент достижения уровня в гидрозатворе верхней отметки Ак3
2000	0,95	2,13	Снижение уровня в гидрозатворе на 0,2 м ниже верхней отметки Ак3. Пузырьковый режим кипения по всей высоте зоны
2280	0,95	2,05	Снижение уровня в гидрозатворе на 0,3 м ниже верхней отметки Ак3. Начало перегрева пара и оболочки на верхней отметке ТВС
2450	0,95	1,93	Снижение уровня в гидрозатворе на 0,4 м ниже верхней отметки Ак3. Достижение температуры оболочки на выходе в ТВС 200°C
3100	0,95	1,83	Снижение уровня в гидрозатворе на 0,1м выше нижней отметки Ак3. Достижение температуры оболочки на выходе в ТВС 600°C

В момент времени 27 с от начала аварии уровень жидкости в баке (за пределами корзины Ак3) опускается и достигает сечения течи, максимальная температура в баке (над Ак3) достигает 99°C, а в нижнем коллекторе (под зоной) 88°C.

Момент закипания в ТВС соответствует 170 с (три минуты) от начала аварии. Процесс кипения в ТВС имеет две стадии:

- стадия объемного кипения в зоне с сохранением температуры пара и оболочки в пределах 104°C длительностью процесса 1110 с (18,5 мин);
- стадия перегрева пара и разогрева оболочки вследствие осушения и снижения теплоотдачи длительностью 13 мин до момента достижения максимума температуры оболочки ТВС 600°C.

Таким образом, в данной ситуации имеется запас по времени не более 20-ти минут для запуска душирующего устройства СПОТ и залива зоны с последующим подавлением кипения и снижением уровня температуры оболочки

БОЛЬШАЯ ТЕЧЬ НА НИЖНЕЙ ОТМЕТКЕ БАКА С УЧЕТОМ ЗАПУСКА ДУШИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА СПОТ

При большой течи в баке и автоматическом запуске системы душирующего устройства СПОТ с расходом около 4 кг/с имеют место следующие процессы:

- быстрое снижение уровня жидкости до верхней отметки Ак3 в течение 120 с;
- прогрев жидкости в Ак3 до точки закипания и начало объемного кипения;
- подавление кипения за счет залива жидкостью (20°C) от душирующего устройства СПОТ;
- снижение температур оболочки ТВС и теплоносителя до 25–30°C в течение 20-ти минут.

Таблица 4

Сценарий аварии

Событие	Момент, с	Событие	Момент, с
Номинальный режим	0 – 997	Остановка всех ЦН1	1000 – 1007
Раскрытие течи	997 – 1000	Запуск подпитки бака и душа	1020
Сброс мощности	1000		

Таким образом, перегрев оболочек ТВС ликвидируется системой СПОТ в течение выработки ее объемов (40 м^3).

Расчетный сценарий аварии представлен в табл. 4. Рассматривается течь на нижнем сварном шве бака (отметка 1м от дна) сечением 200 см^2 . Совместная производительность системы подпитки бака от СПОТ и душирующего устройства (начальная) составляет $8,4 \text{ кг/с}$. Расход холодной жидкости от душирующего устройства (4 кг/с) с температурой 20°C равномерно распределяется над Ак3 с верхней отметкой бака. Часть полезной доли расхода на зону при этом теряется и уходит в периферийную часть бака (в течь). Расчеты проводились с целью оценить возможность достижения температуры ТВС 600°C . На рисунках 7–9 представлены результаты численных расчетов.

Представленные результаты показали, что интервал времени снижения уровня до верхнего среза корзины Ак3 составляет 130 с от начала течи, максимальная температура в баке (над зоной) – 69°C , в нижнем коллекторе (под зоной) 69°C . В момент времени 287 с от начала аварии уровень жидкости в баке (за преде-

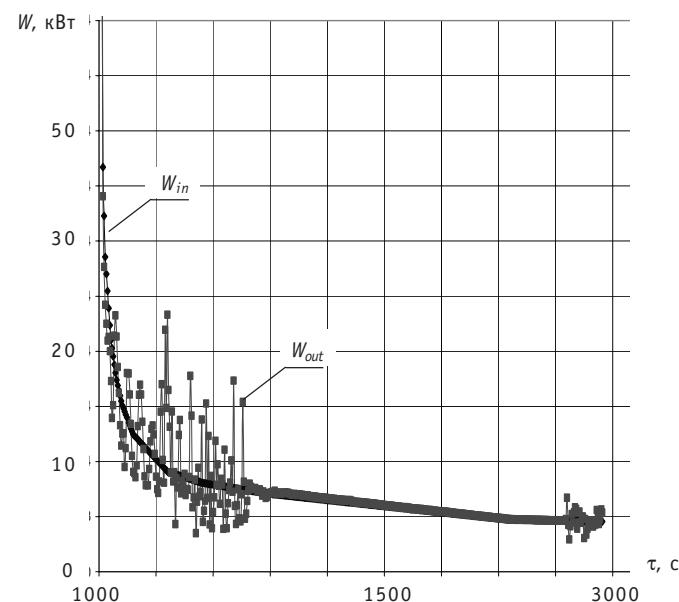


Рис. 7. Динамика подводимой (W_{in}) и отводимой (W_{out}) мощности в наиболее напряженном канале

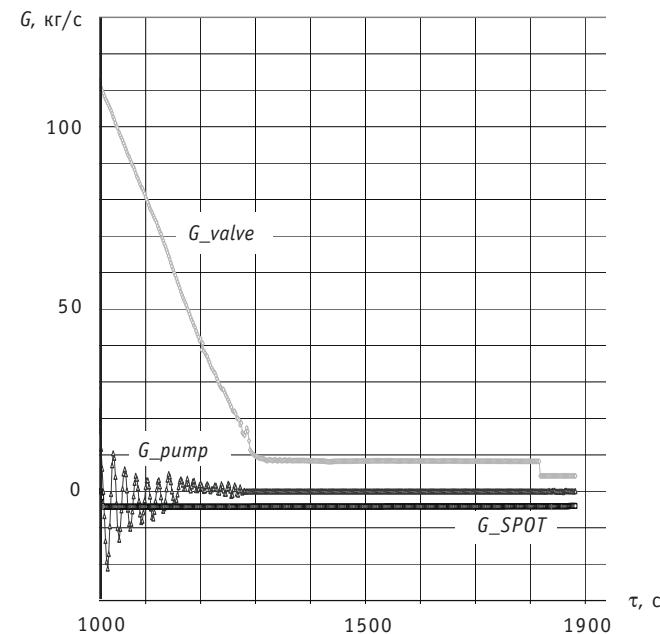


Рис. 8. Динамика расходов при течи в баке: G_{valve} – расход течи; G_{SPOT} – расход подпитки; G_{pump} – расход через группу ЦН1

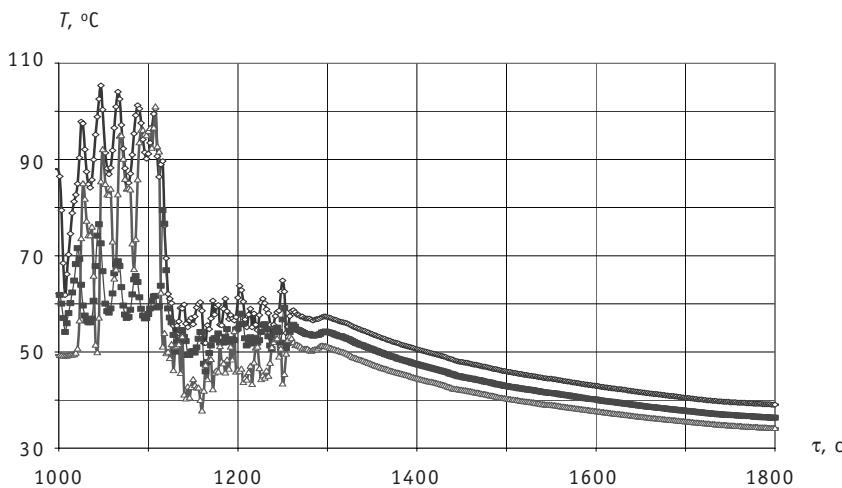


Рис. 9. Динамика температуры жидкости и оболочки в ТВС максимальной мощности:
 Tw_{max} (菱形) – оболочки в среднем сечении; T_{bot_max} (正方形) – на нижней отметке; T_{top_max} (triangle) – на верхней отметке. В момент 1120 с происходит подавление кипения притоком холодной жидкости от СПОТ

лами корзины Ак3) опускается, достигая сечения течи, максимальная температура в баке (над Ак3) достигает 55°C, а в нижнем коллекторе (под зоной) 53°C.

При непрерывной (от начала аварии) работе системы душирующего устройства с расходом 4 кг/с активная зона удерживается в температурном режиме в пределах 100°C с последующим монотонным снижением до температуры жидкости в баках СПОТ.

МАЛАЯ КОНТРОЛИРУЕМАЯ ТЕЧЬ В БАКЕ

Условие контролируемости течи системой подпитки определяется дифференциальным уравнением динамики течи

$$\rho F_6 dH = (G_{\text{спот}} - \rho \mu F_T \sqrt{2gH}) d\tau \quad \text{при начальном условии } \tau = 0, H = H_1,$$

где F_6 – площадь поверхности бака; F_T – сечение течи; $\mu = 0,62$ – коэффициент расхода при истечении из бака.

Анализ уравнения показывает, что существуют два критических значения сечения течи:

- $G_{\text{спот}} = \rho \mu F_T \sqrt{2gH_1}$, $F_T = 0,00173 \text{ м}^2$ (14 см²) – снижение уровня от номинального до 5,3 м не происходит;

- $G_{\text{спот}} = \rho \mu F_T \sqrt{2gH_2}$, $F_T = 0,00204 \text{ м}^2$ (20 см²) – снижение уровня останавливается на отметке верхнего среза Ак3 2,3 м. Подпитка бака системой СПОТ уравновешивается гравитационным расходом истечения.

Таким образом, сечение течи менее 20 см² не приводит к оголению зоны при запуске системы СПОТ (малая контролируемая течь).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные расчетные результаты подтверждают повышение технической надежности после выполнения модернизации конструкции, основанной на использовании принципов пассивной безопасности модернизированного проекта РУ ВВР-ц (ИВВ.10М) бассейнового типа при течах из бака. Показаны последствия постулируемых гипотетических аварий и важность использования душирующего устройства. Подтверждено, что принятые при модернизации РУ конструктивные

меры (установка гидрозатвора на сливном тракте непосредственно в баке РУ в сочетании с верхним размещением подвода теплоносителя к активной зоне) значительно повысят степень безопасности аппарата при всех рассматриваемых вариантах аварий.

Литература

1. Кочнов О.Ю. Расчетно-экспериментальный анализ аварийного расхолаживания ИСРУ ВВР-ц при обесточивании циркуляционных насосов / О.Ю. Кочнов, В.В. Сергеев, А.А. Казанцев // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2010. – № 3. – С. 77–89.
2. TRAC-PFI/Mod2. Theory manual. Los Alamos National Laboratory, 1993.
3. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. Об инцидентах на исследовательских ядерных установках мира (по данным IRSRR MAGATЭ) // Информационный бюллетень. – 2008. – Вып. № 2. – Димитровград. – С. 11.

Поступила в редакцию 19.05.2011

ПАНОРАМНАЯ ПЛАЗМООПТИЧЕСКАЯ МАСС-СЕПАРАЦИЯ НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧНЫХ И МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.М. Бардаков*, Во Ныи Зан, Н.А. Строкин****

*Иркутский государственный университет путей сообщения, г. Иркутск

**НИИркутский государственный технический университет, г. Иркутск



Предложены способ и варианты установок плазмооптической масс-сепарации, расширяющие функциональные возможности существующих плазменных масс-сепараторов, повышающие их производительность и обеспечивающие панорамное разделение многокомпонентного потока плазмы по массам. На примере отработанного ядерного топлива показаны особенности плазмооптического разделения смеси, содержащей многозарядные ионы.

Ключевые слова: плазмооптика, масс-сепарация, отработанное ядерное топливо, плазменный ускоритель, азимутатор, приемник ионов, продукты деления, трансурановые элементы, немоноэнергетичный, многозарядный.

Key words: plasma optics, mass separation, the spent nuclear fuel, plasma accelerator, whirler, receiver ions, fission products, transuranic elements, not monoenergetic, multiply.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время востребовано разделение материалов сложного состава, в частности, отработанного ядерного топлива (ОЯТ), на группы элементов. Для ОЯТ – это две группы продуктов деления (наиболее вероятные массовые числа 95 и 139) и блок трансурановых элементов (240). Переработка ОЯТ с изготовлением из трансурановых элементов МОХ-топлива позволяет сохранить до 30% естественного урана. Возможность разделения на группы просматривается пока лишь для плазменных масс-сепараторов. Обсуждению вариантов плазменной масс-сепарации посвящены, например, работы [1–8], в которых под разделением на группы понимается деление на тяжелую и легкую фракции в процессе азимутального дрейфа ионов [1], панорамная плазмооптическая масс-сепарацияmonoэнергетично-го потока ионов [2], разделение многокомпонентного по массам потока на тяже- лую и легкую фракции после пролета некоторого пространства и дальнейшего «размагничивания» тяжелой фракции [3], выделение из смеси целевых элементов при циклотронном нагреве (двухчастотном или с широким частотным спектром) продуктов деления или их нагреве в неоднородном по длине сепарационного объема магнитном поле [4, 5], разделение на три группы в ходе плазмооптичес-

© В.М. Бардаков, Во Ныи Зан, Н.А. Строкин, 2012

кой масс-сепарации немоноэнергетичного потока [6, 7], последовательное выделение из смеси по одному элементу из плазмы турбулентных пучково-плазменного или отражательного разрядов (колебания в области соответствующей ионно-циклотронной частоты) [8]. Однако в работах [1–5, 8] недостаточно внимания было уделено проблеме немоноэнергетичности ионов вещества, находящегося в плазменном состоянии, а в [1–4, 6–8] – влиянию многозарядных ионов; и то и другое ухудшает качество масс-сепарации.

Актуальность проблемы ОЯТ состоит не только в том, чтобы повторно использовать радиоактивную его часть. Из ОЯТ можно также выделять препараты стронция, цезия, циркония, ниобия, рутения, иттрия и др. для изготовления источников ионизирующего излучения, широко применяемых в самых разных областях человеческой деятельности. В связи с этим возникает потребность в обеспечении, в той или иной степени, панорамности масс-сепарации – выделении в одном цикле как можно большего количества элементов исходной смеси. В данной работе рассматриваются вопросы панорамной плазмооптической масс-сепарации немоноэнергетичного многокомпонентного потока, в том числе многозарядных ионов.

ПАНОРАМНАЯ СЕПАРАЦИЯ

Для осесимметричных плазменных масс-сепараторов с электростатической фокусировкой ионов ПОМС-Е [2] в работе [9] сообщалось, что разброс ионов по энергиям в плазменном потоке является препятствием для панорамной сепарации ионов. Там же был описан найденный авторами способ масс-сепарации смеси немоноэнергетических ионов трех масс $M_2 < M_0 < M_1$, когда ионы массами M_1 и M_2 собираются на внутреннем и внешнем цилиндрических коаксиальных электродах-приемниках, а ионы массой M_0 приходят на торцевой кольцевой приемник. Ниже приводятся аргументы в пользу возможности (при определенных условиях) расширения диапазона масс, сепарируемых за один рабочий цикл, повышения производительности процесса разделения – создания плазменного панорамного масс-сепаратора ПОМС-Е-П. Поясним работу сепаратора.

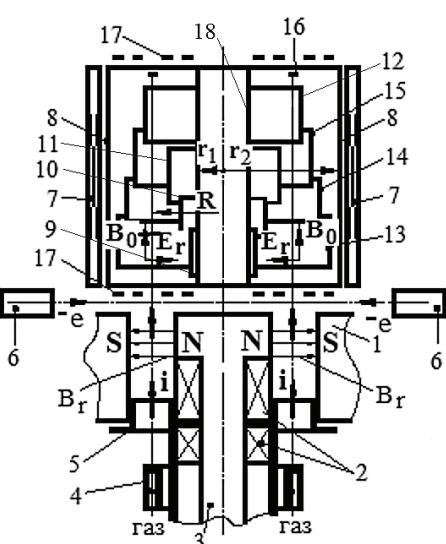


Рис. 1. Панорамный плазменный масс-сепаратор ПОМС-Е-П: 1 – азимутатор, совмещенный с катодом плазменного ускорителя; 2 – магнитные катушки для создания магнитного поля в плазменном ускорителе (позиции 1–6); 3 – магнитный сердечник-полюс азимутатора 1; 4 – газораспределитель с буферным объемом; 5 – анод; 6 – электронная пушка сопровождения; 7 – система создания продольного магнитного поля в сепарирующем объеме; 8, 10, 17 – система создания радиального электрического поля в сепарирующем объеме, состоящая из двух цилиндрических электродов 8, 10 и двух наборов кольцевых торцевых аксиально симметричных электродов 17; 8–16 – приемники разделенных компонентов пучка

В плазменном ускорителе (позиции 1–6 на рис. 1) создается квазинейтральный многокомпонентный цилиндрический поток плазмы, имеющий на выходе из ускорителя некоторую наиболее вероятную скорость. Разделение ионов по массам происходит в азимутаторе 1, из которого поток попадает в сепарирующий объем, образованный системой цилиндрических коаксиальных электродов 8, 18 и торцевых кольцевых акси-

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

ально симметричных электродов 17, в котором созданы радиальное электрическое E_r и продольное магнитное B_z постоянные во времени поля. Магнитное поле с индукцией B_z создается током, протекающим по обмотке системы создания продольного магнитного поля 7. Величина этого поля достаточна для замагничивания электронов в сепарирующем объеме: ларморовский радиус электронов $r_{Le} \approx 3$ мм при $B_z \geq 80$ Гс; характерный размер сепарирующего объема $L \approx 300$ мм ($L/r_{Le} \approx 100$) – пример для случая экспериментов авторов на установке ПОМС-Е-3 с модельной газовой смесью Kr-Ar-N. На ионы многокомпонентной смеси B_z заметного влияния не оказывает (не изменяет траектории движения), но исключает возможность для электронов плазмы двигаться радиально, переносить ток, «закорачивать» радиальное электрическое поле [10]. Электрическое поле создается системой электродов 8, 17, 18. Электроды 8, 18 образуют цилиндрический конденсатор, в электрическом поле которого, аналогично работе энергоанализатора Юза-Рожанского, и происходит отклонение и фокусировка ионов различных масс каждого на свой приемный электрод. После завершения цикла разделения приемники удаляются из панорамного плазменного масс-сепаратора, и с их поверхностей известными физико-химическими методами извлекаются атомы разделенных веществ.

Решение задачи определения траекторий разделяемых ионов в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-П проведем в цилиндрической геометрии (r, ϕ, z) в приближении плазмооптики. На скомпенсированный поток плазмы – поток немонознергетичных ионов в области масс-сепарации действуют радиальное электрическое поле $E_r(r) = -E_0(R/r)$ и продольное магнитное поле B_z (E_0 – напряженность электрического поля на траектории радиуса R движения иона центральной массы M_0).

Угловой разброс скоростей ионов в первом приближении не учитываем: $v_r = 0$, где v_r – радиальная компонента скорости иона.

Азимутальная скорость ионов до азимутатора $v_{\phi i} = 0$. В азимутаторе ПОМС-Е-П ионы различных масс приобретают одинаковый момент $D = M_0 R v_{\phi A}$ ($v_{\phi A}$ – азимутальная скорость иона массой M_0 на выходе из азимутатора), и азимутальная скорость иона массы M_i на выходе азимутатора обратно пропорциональна его массе: $v_{\phi Ai} = D/(M_i R)$. Продольная скорость ионов до азимутатора v_{zi} определяется его

энергией W : $v_{zi} = \sqrt{\frac{2W}{M_i}}$; после азимутатора она приобретает значение

$$v_{zAi} = \sqrt{v_{zi}^2 - v_{\phi Ai}^2} = \sqrt{\frac{2W}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\phi A}^2}. \quad (1)$$

Эту скорость ион сохраняет при дальнейшем движении в сепарирующем объеме. Если в потоке есть разброс ионов по энергии $\Delta W = W_{\max} - W_{\min}$, то продольные скорости ионов с массой M_i на выходе азимутатора лежат в следующих пределах:

$$v_{zAi\max} = \sqrt{\frac{2W_{\max}}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\phi A}^2}; \quad v_{zAi\min} = \sqrt{\frac{2W_{\min}}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\phi A}^2}. \quad (2)$$

Радиальное движение иона в сепарирующем объеме можно определить как колебательное движение частицы в потенциальной яме [9], которая определяется массой иона M_i (центральная масса M_0 при $v_r = 0$ поконится на дне потенциальной ямы). Период колебаний иона в яме $T(M_i)$ слабо зависит от M_i , а при $|M_i - M_0| \ll M_0$ можно считать, что $T(M_i) = T_0 = \text{const}$. Точки отражения $r_{\text{отр}}(M_i)$, которые достигаются через $t = T(M_i)/2$, определяют радиусы приемников ионов массы M_i .

Рассмотрим случай, когда размер L_S сепарирующего объема вдоль продольной оси Z сепаратора ограничен длиной, которую ион, двигаясь с постоянной скоро-

стью вдоль оси Z , проходит за время полупериода $t = T(M_i)/2$. При этом длина сепарирующего объема определится как $L_S = \max\{v_{z\max}T(M_i)/2\}$. Назовем такой сепаратор «коротким». Пусть есть набор n ионов с массами $M_i < M_0$, где $i = 1, \dots, n$, причем $M_i > M_{i+1}$ и $R < r_{\text{отр}}(M_i) < r_{\text{отр}}(M_{i+1})$, и набор n ионов с массами $M_j > M_0$, где $j = 1, \dots, n$, причем $M_j < M_{j+1}$ и $R > r_{\text{отр}}(M_j) > r_{\text{отр}}(M_{j+1})$. Необходимо определить энергетический разброс ΔW , при котором траектории ионов с максимальной энергией W_{\max} и массами M_{i+1} и M_{j+1} не будут пересекать приемники для ионов соседних масс M_i и M_j . Приемник ионов массы M_i находится по оси Z между $z_{i\max} = v_{z\max}T(M_i)/2$ и $z_{i\min} = v_{z\min}T(M_i)/2$. Траектория иона с массой M_{i+1} и $v_{z(i+1)\max}$ пересекает уровень радиуса $r_{\text{отр}}(M_i)$ при $z = z_{ci} = v_{z(i+1)\max}T_{ci}$, где T_{ci} – момент пересечения, причем $T_{ci} < T(M_i)/2$. Равенство $z_{ci} = z_{i\min}$, записанное как

$$\frac{v_{z\min}}{v_{z\max}} = \frac{2T_{ci}}{T(M_i)} \frac{v_{z(i+1)\max}}{v_{z\max}}, \quad (3)$$

и дает величину ΔW_i , определяющую максимальный энергетический разброс, при котором траектория иона с массой M_{i+1} и $v_{z(i+1)\max}$ не пересекает приемник массы M_i . Формула (3) применима и для масс M_j при замене i на j . Энергетический разброс $\Delta W = \min(\Delta W_i, \Delta W_j)$ по всем i и j . Практическое определение ΔW возможно в процессе численного построения траекторий движения ионов с W_{\max} и W_{\min} для всех масс при изменении (уменьшении) ΔW до достижения нужного результата – отсутствия пересечений приемников соседних масс. Из формулы (3) видно, что энергетический разброс ΔW будет максимальным (оптимальный режим), если $v_{z\max}$ как функция M_i будет иметь максимум при $M_i = M_0$. Анализ соотношения (2) показывает,

что это выполняется при условии $v_{\varphi A}^2 = \frac{W_{\max}}{M_0}$. Выберем такую $v_{\varphi A}$, тогда

$$v_{z\max} = \sqrt{\frac{W_{\max}}{M_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{M_0}{M_i}\right)^2}, \quad (4)$$

$$v_{z\min} = \sqrt{\frac{W_{\max}}{M_0}} \sqrt{1 - \left(\frac{M_0}{M_i}\right)^2 - \frac{M_0}{M_i} \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}. \quad (5)$$

Из уравнения (4) видно, что $v_{z\max} = 0$ достигается при $M_i = M_0/2$ и $M_i = \infty$. Это означает, что если $M_i = M_0/2$ и $v_{\varphi A}^2 = \frac{W_{\max}}{M_0}$, то в сепарирующий объем через азимутатор проходят ионы с массами $M_i > M_0/2$ (например, для $M_0 = 120$ а.е.м., $M_i > 60$ а.е.м.).

Аналитически решим следующую задачу. Пусть есть ионы центральной массы M_0 и $2n$ ионов масс $M_i = M_0 + i\Delta M$; $M_i = M_0 - i\Delta M$; $i = 1, \dots, n$ – набор эквидистантных масс. Причем все массы ионов слабо отличаются от M_0 : $n\Delta M/M_0 \ll 1$. В этом приближении период радиальных колебаний ионов $T(M_i) = T_0 = \text{const}$. Дно ямы для иона массой $M_i = M_0 + i\Delta M$ располагается на радиусе $r_s(M_i) = R(1 - i\Delta M/2M_0)$, а точка отражения (радиус приемника ионов) $r_{\text{отр}}(M_i) = R(1 - i\Delta M/M_0)$; при $M_i = M_0 - i\Delta M$ дно будет на расстоянии $r_s(M_i) = R(1 + i\Delta M/2M_0)$, а приемник – на $r_{\text{отр}}(M_i) = R(1 + i\Delta M/M_0)$. Рассмотрим, например, движение ионов с массами $M_i > M_0$. Введем безразмерные переменные $\chi = r/R$ и $\delta M_i = i\Delta M$. Тогда радиальное движение иона массой $M_0 + \delta M_i$ со временем будет описываться уравнением

$$\chi_i(t) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \Omega t, \quad (6)$$

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

где $\Omega = 2\pi/T_0$ – циклическая частота колебаний.

Уравнение траектории $\chi_i(z)$ частицы можно найти из (6), сделав замену $t = z/v_{zi}$. Уравнения для крайних траекторий (для ионов со скоростями $v_{zi\max}$ и $v_{zi\min}$) и «линии отражения» имеют вид

$$\begin{aligned}\chi_{i\max}(z) &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \Omega \frac{z}{v_{zi\max}}, \\ \chi_{i\min}(z) &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \Omega \frac{z}{v_{zi\min}}, \\ \chi_{\text{опт}}(z) &= 1 - \frac{\delta M_i}{M_0} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_i}{M_0} \cos \pi,\end{aligned}$$

где $\pi = \Omega \frac{z_{i\max}}{v_{zi\max}}$, $\pi = \Omega \frac{z_{i\min}}{v_{zi\min}}$ и, соответственно, $z_{i\max} = \frac{\pi v_{zi\max}}{\Omega}$, $z_{i\min} = \frac{\pi v_{zi\min}}{\Omega}$.

Для иона соседней массы $M_{i+1} = M_0 + (i+1)\Delta M = M_0 + \delta M_{i+1}$ уравнение траектории имеет вид $\chi_{i+1}(t) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} \cos \Omega t$. Время t_1 достижения ионом массой M_{i+1} радиуса приемника $\chi_{\text{опт}}(M_i)$ определяется из соотношения $\chi_{i+1}(t_1) = \chi_{\text{опт}}(M_i)$: $1 - \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta M_{i+1}}{M_0} \cos \Omega t_1 = 1 - \frac{\delta M_i}{M_0}$, откуда

$$\cos \Omega t_1 = -\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M}, \quad (7)$$

и $t_1 = \arccos \left[-\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M} \right] / \Omega$. За это время ион с энергией $W = W_{\max}$ пройдет вдоль

оси Z расстояние $z_{i+1}(t_1) = v_{z(i+1)\max} t_1$: $z_{i+1}(t_1) = v_{z(i+1)\max} \arccos \left[-\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M} \right] / \Omega$. Чтобы он не пересек приемник ионов массой M_i необходимо выполнение следующего условия:

$$z_{i+1}(t_1) < z_{i\min}, \quad (8)$$

откуда следует условие на соотношение скоростей соседних ионов:

$$v_{z(i+1)\max} \arccos \left[-\frac{\delta M_i - \Delta M}{\delta M_i + \Delta M} \right] < \pi v_{zi\min}. \quad (9)$$

При $\delta M_i/M_0 \ll 1$ можно определить крайние скорости через начальные характеристики ионов: $v_{z(i+1)\max} \approx \sqrt{\frac{W_{\max}}{M_0}}$; $v_{zi\min} \approx \sqrt{\frac{W_{\max}}{M_0}} \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}$, а из уравнения (9) получить условие на энергетический разброс:

$$\arccos \left(-\frac{i-1}{i+1} \right) < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}. \quad (10)$$

В худших условиях (требующих минимального разброса по энергиям) будут находиться ионы двух крайних масс. Для них неравенство (10) записывается в виде

$$\arccos \left(-\frac{n-2}{n} \right) < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}; \arccos \left(-1 + \frac{2}{n} \right) < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}. \text{ Если } n \gg 1, \text{ то } 2/n = \alpha \ll 1$$

и $\arccos(-1 + \alpha) = \pi - \beta$, где $\beta = \sqrt{2\alpha}$. В этом случае условие на энергетический разброс будет иметь вид $\pi - \sqrt{\frac{4}{n}} < \pi \sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_{\max}}}$, откуда следует, что

$$\frac{\Delta W}{W_{\max}} < \frac{2}{n} \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (11)$$

Для случая, например, $n = 9$, а это 18 элементов (изотопов) вблизи M_0 , из уравнения (11) получим $\frac{\Delta W}{W_{\max}} \leq \frac{1}{5}$.

Итак, для «короткого» сепаратора при разделении смеси веществ, имеющих массы, близкие к массе M_0 центрального иона, панорамную масс-сепарацию осуществить можно при ограничении на энергетический разброс ионов. Полученное ограничение на разброс по энергиям достаточно слабое.

Теперь рассмотрим вариант «длинного» сепаратора, когда на его продольный размер ограничений нет. Покажем, что в этом случае можно осуществить панорамную сепарацию для немоноэнергетичного плазменного потока с любым набором энергий – от минимальных энергий, проходящих через азимутатор, до W_{\max} .

Пусть есть n ионов с массами $M_i < M_0$, где $i = 1, \dots, n$, причем $M_i < M_{i+1}$ и $r_{\text{отр}}(M_i) > r_{\text{отр}}(M_{i+1})$. В координатах r и z траектория иона массы M_i , стартующего при $z = 0$ и

$r = R$ со скоростью $v_{zAi} = \sqrt{\frac{2W}{M_i} - \frac{M_0^2}{M_i^2} v_{\phi A}^2}$ и $v_r = 0$, является периодичной по z с пространственным периодом $\lambda = v_{zAi} T(M_i)$. Касание траектории прямой (приемника) $r = r_{\text{отр}}(M_i)$ происходит в точках с координатами $z = \lambda/2 + (k-1)\lambda$, где k – номер точки касания. Обозначим через λ_i максимально возможный пространственный период для иона массы M_i , который равен $\lambda_i = v_{zimax} T(M_i)$, где v_{zimax} определяется формулой (2).

Рассмотрим ион, имеющий массу M_i , движущийся с такой скоростью v_{zAi} , при которой $(k+1)$ -я точка касания им приемника $r = r_{\text{отр}}(M_i)$ совпадает с k -ой точкой касания для иона, имеющего скорость v_{zimax} . Величина пространственного периода Π_{ik} для такого иона находится из соотношения

$$\lambda_i/2 + (k-1)\lambda_i = \Pi_{ik}/2 + k\Pi_{ik}, \quad (12)$$

откуда

$$\Pi_{ik} = (2k-1)\lambda_i/(2k+1). \quad (13)$$

Если цилиндрический приемник радиуса $r = r_{\text{отр}}(M_i)$ и длиной по оси Z , равной Π_{ik} , расположить на расстоянии

$$\lambda_i/2 + (k-1)\lambda_i - \Pi_{ik} \leq Z \leq \lambda_i/2 + (k-1)\lambda_i, \quad (14)$$

то внутренней поверхности этого приемника будут касаться все траектории иона массы M_i со скоростями v_{zAi} от минимальной, прошедшей азимутатор, до v_{zimax} . Причем ионы с $\Pi_{ik} \leq \lambda \leq \lambda_i$ будут касаться приемника k -ым горбом своей траектории, а ионы с $\lambda < \Pi_{ik}$ – горбом своей траектории по счету большим, чем k . Таким образом, ионы массой M_i могут собираться любым из цилиндрических приемников длиной Π_{ik} , располагающимся по оси Z на расстоянии, определяемом формулой (14). При панорамной сепарации плазменного потока с n ионами массами $M_i < M_0$ (от $i = 1$ до n в порядке возрастания массы) первый цилиндрический приемник Пр_1 для иона минимальной массы M_1 , имеющий максимальный радиус $r = r_{\text{отр}}(M_1)$, располагаем, в соответствии с (14), в области $\lambda_1/2 - \Pi_{11} \leq Z \leq \lambda_1/2$.

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

Каждый следующий приемник Пр_i с меньшим радиусом выбирается в соответствии с формулами (13)–(14) такой длины и расположения по оси Z , чтобы его не пересекали траектории ионов с массой M_{i-1} , принимаемые приемником Пр_{i-1} . Выбор приемников для каждой массы существенно определяется зависимостью $v_{z\max}$ от M_i . Отметим, что для такой зависимости, при которой $v_{z\max}$ достигает максимума

при $M_i = M_0$, что реализуется при $v_{\phi A}^2 = \frac{W_{\max}}{M_0}$ («оптимальный» режим), можно для

каждой M_i выбирать приемник размером вдоль оси Z , равным Π_{ij} и с расположением вдоль оси Z на размере $\lambda_i/2 + (i-1)\lambda_i - \Pi_{ij} \leq Z \leq \lambda_i/2 + (i-1)\lambda_i$. В оптимальном режиме ионы с массами $M_j > M_0$ ($j = 1, 2, \dots, m$) и $M_{j+1} < M_j$, радиусы отражения которых $r_{\text{отр}}(M_j) < R$ и $r_{\text{отр}}(M_{j+1}) > r_{\text{отр}}(M_j)$, можно собирать приемниками, имеющими радиусы $r = r_{\text{отр}}(M_1)$, расположенными по оси Z на расстоянии $\lambda_j/2 + (j-1)\lambda_j - \Pi_{jj} \leq Z \leq \lambda_j/2 + (j-1)\lambda_j$.

Учет углового разброса α потока ионов в плазменном потоке приводит к некоторому увеличению δz координаты по оси Z задней кромки цилиндрического приемника $\delta z/\Pi_{jj} \sim \alpha$. Кроме того, вблизи передней кромки приемник будет принимать некоторые частицы и на внешнюю сторону цилиндра.

Для иллюстрации возможностей данного метода на рис. 2 приведены траектории ионов смеси из девяти компонентов в половине аксиально симметричного сепарирующего объема. Четыре иона имеют массы большие M_0 – приходят на приемники 1–4, а четыре – меньшие M_0 приходят на приемники 8–5; на приемник 9 приходят ионы центральной массы M_0 . Критические скорости ионов, определяющие расположение передней кромки приемника, брались в соответствии с соотношением (13); $k = 1$ для приемников 1 и 8, $k = 2$ – для приемников 2 и 7, $k = 3$ – для приемников 3 и 8, $k = 4$ – для приемников 4 и 9. Собирающими поверхностями у приемников являются как внутренние (приемники 5–9), так и внешние (1–4) стороны цилиндров, что существенно расширяет возможности панорамного масс-сепаратора. Видно, что приемники «не мешают» друг другу. Важно, что приемники (кроме

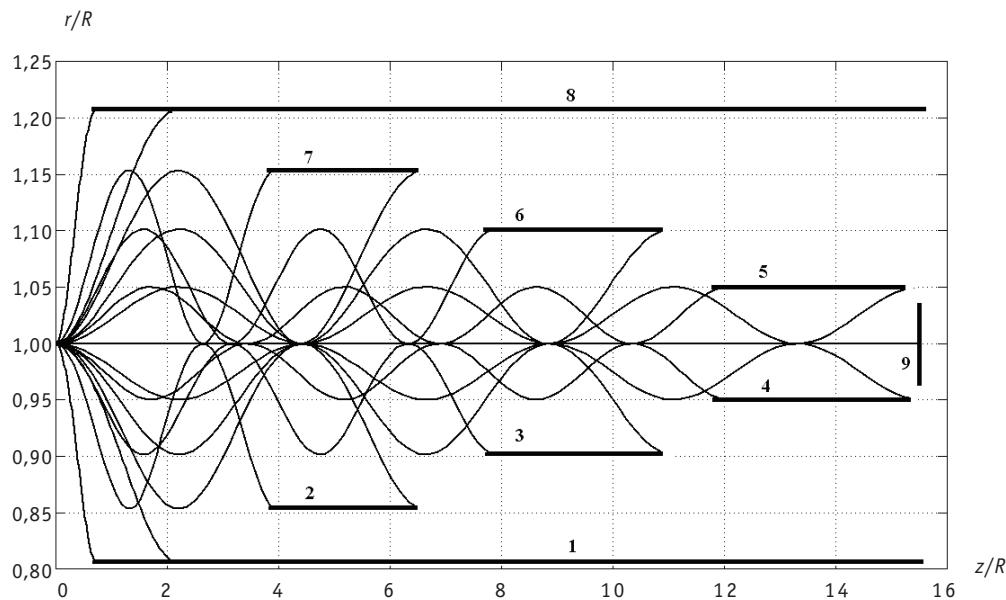


Рис. 2. Траектории ионов смеси из девяти компонентов в сепарирующем объеме: 1–8 – цилиндрические, 9 – кольцевой приемники ионов следующих масс: 1 – $M_0/M = 0,8$; 2 – 0,85; 3 – 0,9; 4 – 0,95; 5 – 1,05; 6 – 1,1; 7 – 1,15; 8 – 1,2; 9 – 1; $V_{\phi A0}/V_0 = 0,5$; $V_0^2 = 2W_{\max}/M_0$

электродов-приемников) не соединены с источниками электрического питания, а находятся под потенциалом плазмы на линиях их расположения («плавающие»), поэтому не изменяют электрическое поле, задаваемое разностью потенциалов между коаксиальными цилиндрическими электродами-приемниками 1 и 8.

Для увеличения производительности процесса разделения можно использовать два ускорителя плазмы (рис. 3), когда системы для создания продольного магнитного поля и радиального электрического поля являются общими, как и некоторые приемники ионов. Электронными пушками сопровождения снабжен каждый из ускорителей плазмы; также имеется два набора независимых приемников разделенных ионов.

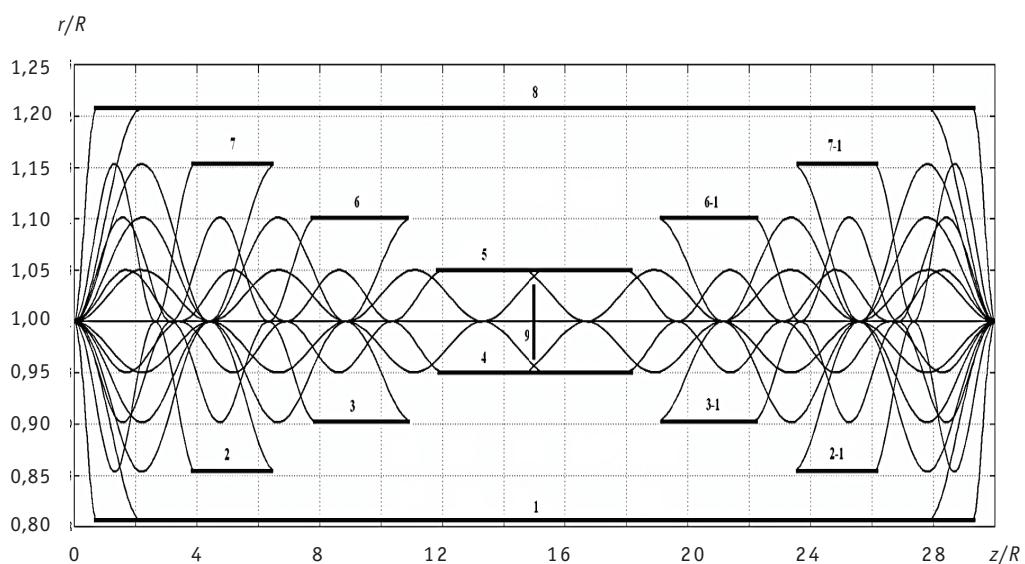


Рис. 3. Траектории ионов смеси из девяти компонентов в случае инжекции плазмы двумя плазменными ускорителями, расположенными на противоположных концах сепарирующего объема: 1 – 8, 2 – 1, 3 – 1, 6 – 1, 7 – 1 – цилиндрические приемники ионов, 9 – кольцевой приемник ионов

МНОГОЗАРЯДНЫЕ ИОНЫ

В работах [6, 7, 9] обоснована возможность плазмооптической масс-сепарации немоноэнергетических однократно заряженных ионов потока из плазменного ускорителя. Наряду с основной проблемой разделения ионов из плазмы (немоноэнергетичность частиц) существует ухудшающая результаты масс-сепарации проблема загрязнения целевых продуктов многозарядными ионами «соседних» элементов, изотопов. Генерация двух-, трехзарядных ионов в ПОМС-Е-П возможна как в плазменном ускорителе – основной канал, так и в сепарирующем объеме. В ВЕ-разряде в камере ускорителя типа СПД электроны нагреваются до температур $T_e \leq 30$ эВ [11, 12], что превышает пороги как одно-, так и многократной ионизации и приводит, например, к генерации Xe^+ , Xe^{2+} и Xe^{3+} с относительным содержанием (0,8 – 0,9) : (0,08 – 0,16) : 0,03 от полного содержания [11, 12]. Потенциалы первой и второй ионизаций для смеси N-Ar-Kr, применяемой на макете ПОМС-Е-3 в настоящее время [7], равны соответственно 14,5/29,6; 15,8/27,63 и 14,0/24,36 эВ; для основного компонента отработанного ядерного топлива одно-, двух- и трехкратно ионизованного урана – 6,194/11,9/20 эВ [13]. Достаточно низкий потенциал второй ионизации имеют некоторые продукты деления: барий – 10,001 эВ, La – 11,43 эВ, Sr – 11,027 эВ, Ce – 12,3 эВ, Y – 12,23 эВ, что сравнимо с потенциалами первой ионизации для Xe (12,13 эВ), Te (9,009 эВ), I (10,451 эВ).

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

Приемлемой загрязняющей долей ядерной золы в ядерном топливе считается величина, не превышающая 10% от полной массы ядерного топлива [5, 14]. Регулировка соотношения одно- / двухзарядные ионы возможна в плазменном ускорителе смещением области ионизации в сторону высоковольтной границы плазменного слоя или в сторону катода-азимутатора. Последнее реализуется при увеличении величины индукции радиального магнитного поля в области между анодом и катодом плазменного ускорителя.

Ниже приведены математические выражения, в которых учтено наличие в потоке плазмы ПОМС-Е-П частиц с зарядом Z и результаты численных экспериментов по расчету траекторий движения многозарядных немоноэнергетичных ионов.

В полях ПОМС-Е-П траектория иона описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} - r \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 = \frac{z_r}{M} E_r, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 0, \quad (16)$$

$$M \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = 0. \quad (17)$$

В безразмерных переменных $\chi = r/R$, $\eta = z/R$, $\tau = v_{zA0}t/R$, $\mu = M_0/M' = ZM_0/M = Z\mu_0$, $\beta = \frac{v_{\varphi 0}^2}{v_{zA0}^2}$, где v_{zA0} – продольная скорость однозарядных ионов центральной массы M_0 на выходе азимутатора, уравнение для радиального движения ионов примет вид

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial \tau^2} - \mu^2 \beta \frac{1}{\chi^3} + \mu \beta \frac{1}{\chi} = 0. \quad (18)$$

Для продольного движения уравнение следующее:

$$M \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0. \quad (19)$$

Уравнение (18) аналогично уравнению движения однозарядных ионов массой M' . Это означает, что траектории движения ионов массой M с зарядом Z совпадают с траекториями движения однозарядных ионов массой $M' = M/Z$.

В продолжение нашей работы [7] обратимся вновь к разделению отработанного ядерного топлива (ОЯТ). В настоящее время при электрохимической переработке ОЯТ ставится только одна задача – отделить трансуранные элементы (U, Ru, Np, Am, Cm) от продуктов деления (ядерной золы), содержание которых в очищенном ядерном топливе не должно превышать, как уже говорилось, 10% [14, 5]. В случае использования ПОМС-Е-П возможна более «чистая» поэлементная сепарация, что подтверждается приведенными ниже результатами численных расчетов. Проблемы загрязнения многозарядными ионами, типичной для других плазменных методов масс-сепарации [5], в ПОМС-Е-П при выделении трансуранных элементов не существует. На рисунке 4 приведены траектории радиального движения моноэнергетичных одно-, двух- и трехзарядных ионов с массами 85, 139 и 240 а.е.м. – решения системы уравнений (18) – (19). Траектории однозарядных трансуранных элементов (нижние на рис. 4) не пересекаются ни с какими другими траекториями. Траектории движения двухзарядных ионов массой 240 а.е.м. совпадают с траекториями для однозарядных ионов с $M = 120$ а.е.м., трехзарядных – с траекториями однозарядных ионов с $M = 80$ а.е.м., которые лежат существенно выше траекторий однозарядных трансуранных элементов. Загрязнение

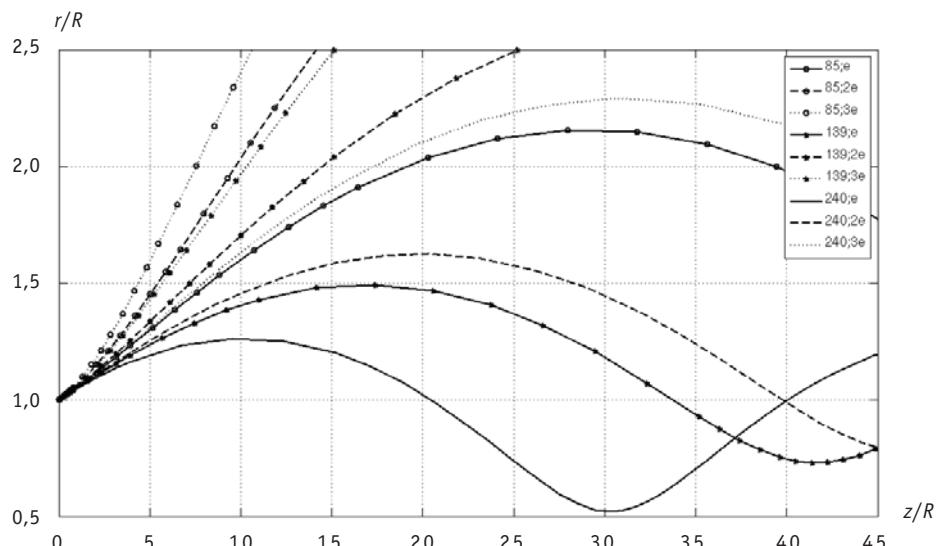


Рис. 4. Траектории движения монозергетических одно-, двух- и трехзарядных (соответственно заряд e , $2e$, $3e$) ионов с массами 85, 139 и 240 а.е.м.; $V_{\phi A}/V_0 = 0,1$; $V_r/V_0 = 0,05$.

многозарядными частицами в данном случае происходит лишь для более легких элементов – продуктов деления.

Таким образом, плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-П можно применять для разделения практически любых востребованных смесей элементов.

Работа выполнена в рамках проекта №11412 аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)».

Литература

1. Tihiro Ohkawa. Plasma mass filter / Patent US 6096220. Date of Patent: Aug. 1, 2000.
2. Морозова А.И., Савельев В.В. Осесимметричные плазмооптические масс-сепараторы // Физика плазмы. – 2005. – Т. 31. – №5. – С. 458-465.
3. Бабичев А.П., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П. Импульсный метод разделения смесей химических элементов / В Сб. докл. X Международной научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул». – М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ. – 2005. – С. 124-129.
4. Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н., Сковорода А.А., Смирнов В.П., Тимофеев А.В., Кудрявцев Е.Г., Рачков В.И., Орлов В.В. Применение методов плазменной сепарации элементов к обращению с ядерными материалами // Атомная энергия. – 2006. – Т. 101. – Вып. 4. – С. 302-306.
5. Тимофеев А.В. О плазменной переработке отработавшего ядерного топлива при двухчастотном ионно-циклotronном нагреве // Физика плазмы. – 2009. – Т. 35. – №11. – С. 989-1000.
6. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А., Царегородцев Е.О. Плазмооптическая масс-сепарация изотопов из плазменного потока // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2010. – №4. – С. 304-309.
7. Бардаков В.М. Во Ныне Зан, Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Трехкомпонентное плазмооптическое разделение отработанного ядерного топлива // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2011. – №2. – С. 3-9.
8. Скибенко Е.И., Ковтун Ю.В., Егоров А.М., Юферов В.Б. Разделение вещества на элементы, основанное на физических принципах пучково-плазменного и отражательного разрядов // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. – 2011. – №2. – С. 141-148.
9. Бардаков В.М., Кичигин Г.Н., Строкин Н.А. Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 4. – С. 75-80.

ПРИМЕНЕНИЕ ЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ

10. Морозов А.И., Лебедев С.В. Плазмооптика// Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтovichа. Т. 8. – М.: Атомиздат, 1974. – С. 264.
11. Баркалов Е.Е., Веселовзоров А.Н., Погорелов А.А., Свирский Э.Б., Смирнов В.А. Компонентный состав пучка стационарного плазменного двигателя СПД-100// Приборы и техника эксперимента. – 2008. – №2. – С. 113-117.
12. Veselovzorov, A.N., Barkalov E.E., Pogorelov A.A., Svirsky E.V., Smirnov V.A. Mass-spectrometric measurements of a particle charge structure in the plasma jet of the stationary plasma thruster/30th International Conference, Florence, Italy, September 17-20. – 2007. – IEPC-2007-144.
13. Радциг А.А. и др. Ионизация атомов и молекул/А.А. Радциг, В.М. Шустряков // Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
14. Орлов В.В. и др. Топливный цикл реакторов БРЕСТ. Решение проблем РАО и нераспространения/В.В. Орлов, А.В. Лопаткин, А.Г. Глазов, В.И. Волк, П.П. Полуэктов, В.Ф. Леонтьев, Р.С. Карапетов// Вопросы атомной науки и техники. Серия «Обеспечение безопасности АЭС». – 2004. – №4. – С. 232-237.

Поступила в редакцию 8.11.2011

СИНТЕЗ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОРОШКОВ ГИДРОКСИДА ГАДОЛИНИЯ ДЛЯ ЛЕГИРОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ ТОПЛИВНЫХ ТАБЛЕТОК

Л.В. Мякишева, В.С. Панов, В.Ю. Лопатин, И.А. Власовец

*Национальный исследовательский технологический университет, «МИСиС»,
г. Москва*



Проведены исследования по получению высокодисперсных порошков гидроксида гадолиния и определению их физико-химических характеристик.

Ключевые слова: гидроксид гадолиния, осадитель, концентрация, гранулометрический состав, метагидроксид гадолиния, дегидратация, хроматический эффект.

Key words: gadolinium hydroxide, gadolinium metahydroxide, precipitator, concentration, grain-size composition, dehydration, chromatic effect.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с ростом потребления электроэнергии и истощения природных ресурсов широкое применение ядерной энергетики как альтернативы другим источникам энергии представляет собой неизбежный и целесообразный путь энергообеспечения мировой экономики как в настоящее время, так и в ближайшем обозримом будущем. Так Федеральная программа развития ядерной энергетики России предусматривает к 2020 г. достижение выработки на АЭС в общем объеме генерации электроэнергии в стране до 22–25%, а к 2030 г. соответственно 25–27%. Однако достижение указанной выработки электроэнергии на АЭС невозможно без увеличения достигнутого на данное время уровня выгорания ядерного топлива.

В настоящее время ведется большое количество работ по совершенствованию технологии производства твэлов для обеспечения надежной работы в условиях повышенных выгораний. Повышенное выгорание (80–100 МВт·сут/кг U) достигается введением выгорающего поглотителя нейтронов, в частности Gd_2O_3 , позволяющего повысить безопасность реактора, увеличить загрузку топлива в реактор, а также улучшить ресурсные характеристики твэлов [1].

Важнейшей характеристикой топливных таблеток на основе UO_2 является равномерность распределения составляющих их компонентов. Существующая технология изготовления позволяет добиться гомогенного распределения гадолиния по топливной таблетке, что приводит к образованию однородной пористой структуры, способствует уменьшению максимального размера пор и образованию одно-

родных размеров зерен, причем средний размер зерна в образцах, легированных Gd_2O_3 , составляет 1–2 мкм по сравнению с образцами, легированными оксидами ниобия, железа и алюминия, где средний размер зерна изменяется от 8,0 до 25 мкм [2].

Однако для более равномерного распределения по объему смеси вводимого в нее компонента необходимо при прочих равных условиях повысить дисперсность частиц компонента, тем самым увеличив его количество. Использование порошка Gd_2O_3 с размером частиц после размола примерно в два раза меньше, чем у стандартного порошка Gd_2O_3 позволило значительно улучшить качество уран-гадолиниевых таблеток: уменьшить максимальный размер пор в поле шлифа, улучшить фазовый состав таблеток, в частности, увеличить содержание твердого раствора $\text{UO}_2 - \text{Gd}_2\text{O}_3$, оцениваемое по его доле в площади поля шлифа, уменьшить максимальный размер непрореагировавших частиц Gd_2O_3 и UO_2 , а также повысить прочность таблеток [1, 3].

Учитывая вышесказанное, представляет интерес применение для легирования диоксида урана высокодисперсного (в идеале – нанодисперсного) порошка гидроксида гадолиния, полученного методом химического осаждения (химического диспергирования) из предельно разбавленных хлоридных растворов [4]. Предварительными опытами было установлено, что при таком осаждении получается порошок со значительно большей удельной поверхностью по сравнению с Gd_2O_3 . Для сравнения: удельная поверхность Gd_2O_3 составляет 1,2 м²/г, а $\text{Gd}(\text{OH})_3$ – 12,0–16,0 м²/г.

Целью данной работы является получение порошков гидроксида гадолиния требуемой дисперсности путем управления характеристиками процесса осаждения: изучение влияния природы и концентрации кислот и осадителя, температуры, времени осаждения и т.д., а также исследование физико-химических свойств полученных гидроксидов.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве исходных материалов для синтеза образцов гидроксида гадолиния использовали Gd_2O_3 марки ГД0-Ж (ТУ 48-4-524-90), 5%-ный раствор соляной кислоты марки (ОСЧ) и 10%-ный раствор NH_3 марки ОСЧ (ГОСТ 24147-80).

В качестве исследуемых материалов использовали порошки гидроксида гадолиния, полученные осаждением из хлоридных растворов гадолиния раствором NH_3 марки ОСЧ (ГОСТ 24147-80).

Свойства исходных веществ и полученных соединений гадолиния изучали методами сканирующей электронной микроскопии, рентгенофазового, термогравиметрического и химического анализов.

Удельную поверхность $S_{уд}$ исходного оксида и полученных порошков гидроксида гадолиния определяли с помощью анализатора удельной поверхности и пористости NOVA 1200e (США) по методу низкотемпературной адсорбции азота (метод БЭТ).

Погрешность измерений удельной поверхности составляет 3%, диапазон измеряемых площадей от 0,01 до 2000 м²/г. Используя величины удельной поверхности порошков $S_{уд}$ средний размер частиц в агломератах определяли по формуле

$$D_{ср} = \frac{6}{\rho \cdot S_{уд}}, \quad (1)$$

где S – удельная поверхность, м²/кг; ρ – плотность материала, кг/м³.

Для определения гранулометрического состава порошков использовали анализаторы Micro Sizer 201C с ультразвуковым диспергатором БПП SP 306 и Analysette 22 Microtec Plus.

Насыпную плотность определяли по стандартной методике в соответствии с ГОСТ 19440-94.

Рентгенофазовый анализ исходных оксидов и полученных осадков гидроксида гадолиния проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2,0 в медном излучении ($K\alpha$) в диапазоне углов дифракции 2θ от 10 до 87°.

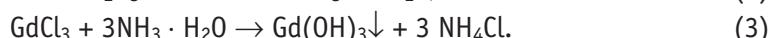
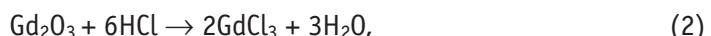
Термогравиметрический анализ выполняли на приборе NETZSCH STA 409 PC/PG в атмосфере Не, навеска ~ 0,25 г, скорость нагревания – 20,0 К/мин с одновременным определением состава выделяющихся в процессе нагревания образцов газов на приборе Balzers MID.

Содержание примесей определяли методами атомной абсорбции и эмиссионно-спектрального анализа.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для растворения оксида гадолиния использовали раствор соляной кислоты. В качестве критерия выбора кислоты, используемой для получения соответствующей соли гадолиния, как было показано ранее, взято значение дисперсности конечного продукта – $Gd(OH)_3$, осажденного из растворов исследуемых кислот.

При использовании соляной кислоты протекающие процессы описываются уравнениями реакций



Установлено, что с увеличением концентрации HCl от 1,5 до 6 моль/л продолжительность растворения оксида гадолиния сокращается примерно в пять раз, но при этом содержание хлорид-иона в порошке $Gd(OH)_3$ возрастает с 0,02 до 0,04% масс. Причиной этого является образование малорастворимых основных солей состава $Gd(OH)_xCl_{(3-x)}$, где хлорид-ионы удерживаются в осажденном веществе за счет неадсорбционных, а химических сил, сопоставимых по энергии связи со связью $\text{Э}^{3+}-\text{OH}^-$.

Минимизировать содержание примесей основных солей можно осаждением гидроксида гадолиния только из очень разбавленных растворов, что способствует также увеличению дисперсности порошка и его химической однородности.

Осаждение проводили при pH 6,5–7 из растворов, нагретых до 85°C при непрерывном перемешивании; далее полученный осадок промывали водой и сушили при 40 – 50°C до постоянной массы с целью предотвращения образования спекшихся конгломератов.

Согласно предварительным исследованиям, концентрация осадителя – раствора NH_3 значительно влияет на морфологию и размеры частиц гидроксида гадолиния. Для определения влияния концентрации этого раствора на остаточное содержание хлорид-иона и на дисперсность порошков были проведены опыты по осаждению $Gd(OH)_3$ из максимально разбавленных растворов хлорида гадолиния 5,0; 10,0 и 25,0% масс. раствором NH_3 . Полученные результаты показали, что с увеличением концентрации раствора аммиака насыпная плотность порошков гидроксида гадолиния возрастает с 0,92 до 1,10 г/см³ при использовании 25%-го раствора NH_3 . Максимальное значение удельной поверхности достигается при 10%-й концентрации осадителя и составляет 15,6 м²/г, минимальное – 11,0 м²/г при осаждении 25% NH_3 . Электронная микрофотография порошка гидроксида гадолиния, полученная при осаждении 10%-ым раствором NH_3 , приведена на рис.1.

Как видно из рис. 2 и 3, наиболее высокодисперсные частицы, основная масса которых представляет собой равноосные и сферические тела размером от 0,5 до 5 мкм, получают при использовании 5–10 %-го раствора аммиака, тогда как повы-

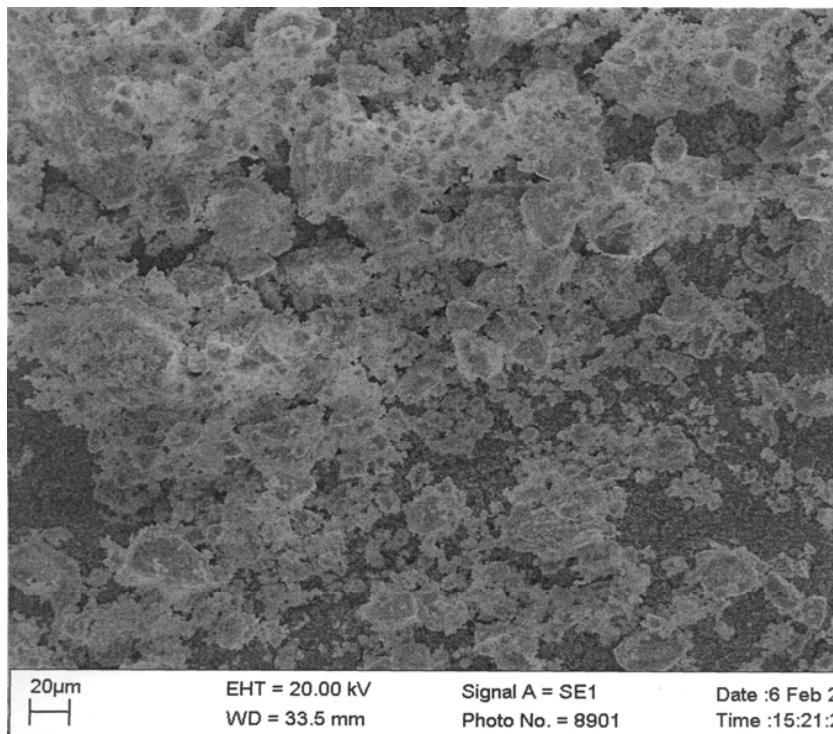


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение порошка гидроксида гадолиния, осажденного из хлоридного раствора 10%-ым раствором $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$

шение концентрации NH_3 до 25% приводит к осаждению, в основном, более крупных частиц и агломератов аморфного $\text{Gd}(\text{OH})_3$ размером 20–80 мкм.

Для сравнения свойств полученных образцов для исследований выбраны порошки, осажденные 10 и 25%-ым раствором амиака из хлоридных растворов гадолиния при температуре 80 С, рН раствора ~ 7 и постоянном перемешивании (скорость вращения мешалки ~ 500 об/мин).

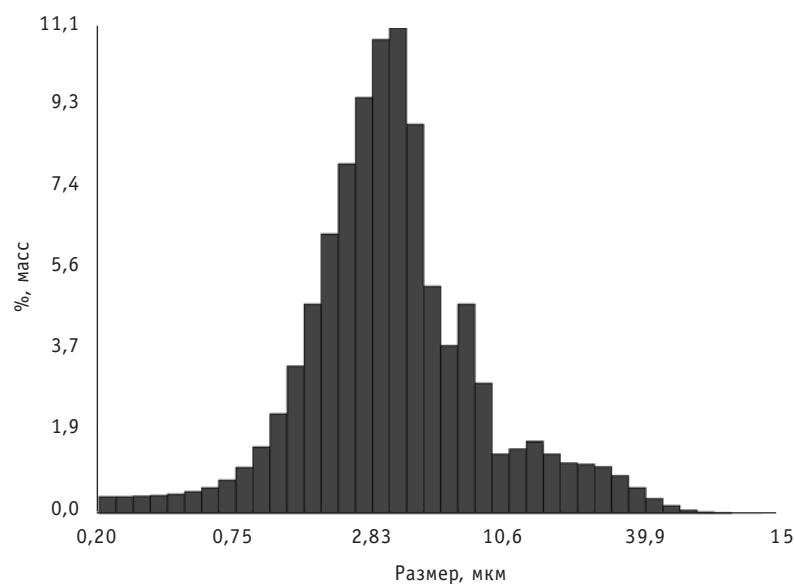


Рис. 2. Распределение по размерам частиц $\text{Gd}(\text{OH})_3$, осажденных 10%-ым раствором $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}$

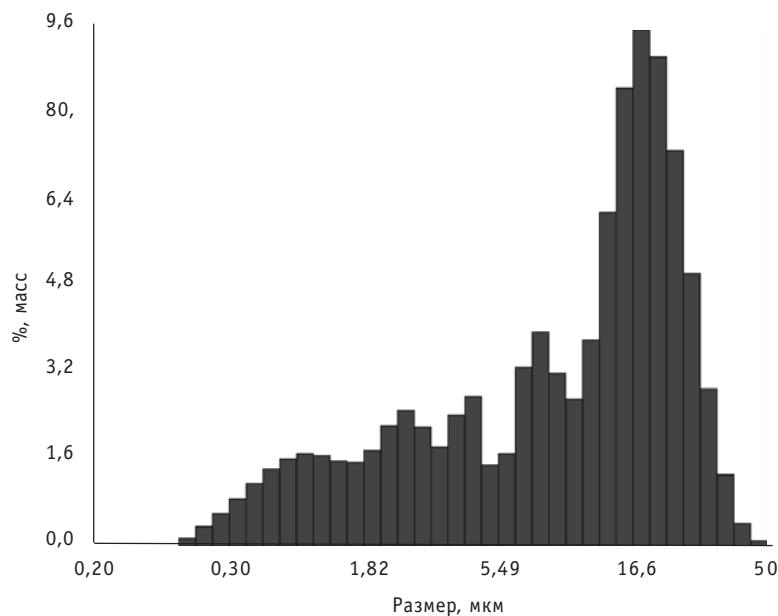


Рис. 3. Распределение по размерам частиц $\text{Gd}(\text{OH})_3$, осажденных 25%-ым раствором $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$

Проведенный рентгенофазовый анализ указанных образцов показал различие в их структурах (рис. 4 а, б).

Как видно из рентгенограммы (рис. 4 а), основная масса гидроксида гадолиния, осажденного 25%-ым раствором NH_3 , представляет собой рентгеноаморфное ве-

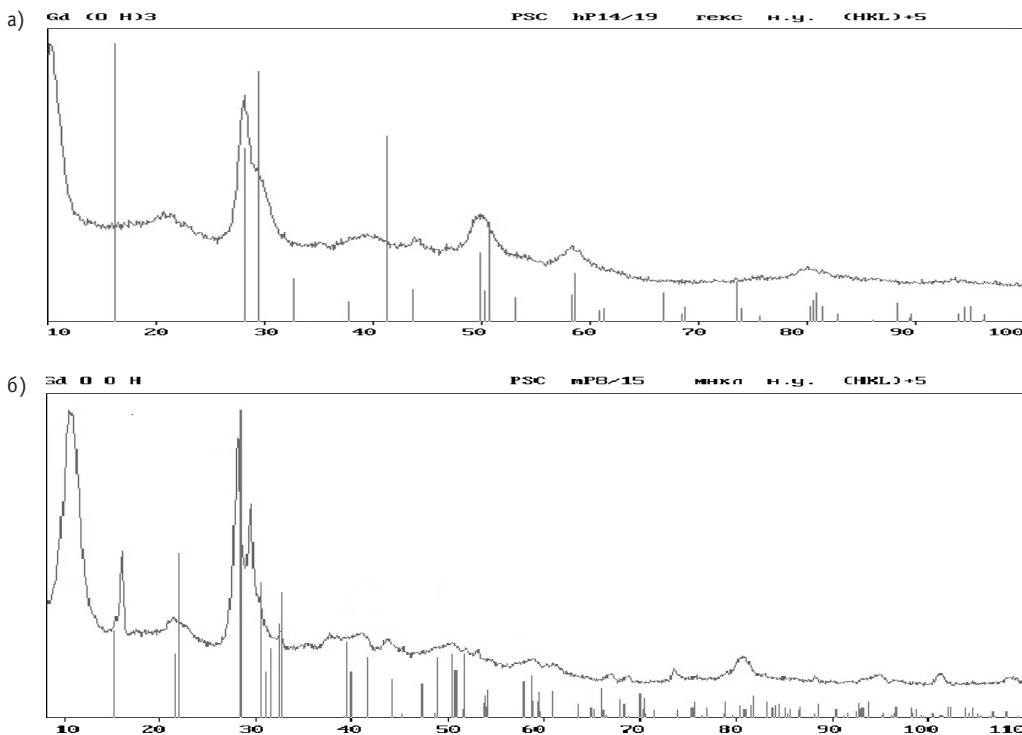


Рис. 4. Рентгенограммы образцов гидроксида гадолиния, полученных осаждением раствором $\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$: а) 25%-м раствором; б) 10%-м раствором

МАТЕРИАЛЫ И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

щество с неравноосными искажениями пиков. Кроме того, в образцах идентифицируется фаза состава $GdOOH \cdot H_2O$ (следы), однако самое сильное малоугловое отражение ($2\theta = 10^\circ$) идентифицировать не удалось. При осаждении гидроксида гадолиния 10%-ым раствором NH_3 данные рентгенофазового анализа (рис.4 б) указывают на образование, в основном, фазы состава $GdOOH \cdot H_2O$. Кроме того, как и в предыдущем случае, самое сильное малоугловое отражение не идентифицируется.

Таким образом, данные рентгенофазового анализа также подтверждают зависимость структуры полученных порошков гидроксида гадолиния от условий осаждения.

Известно, что классическими формами существования рентгеноаморфных гидроксидов РЗЭ являются близкие по энергии структуры димерных соединений, формирующихся в гелевой фазе – ортоформа $Ln(OH)_3$ и метаформа $LnOOH$; соответственно для гадолиния – $Gd(OH)_3$ и $GdOOH$ [5]. В зависимости от условий синтеза образуются гидратированные формы мета- и ортогидроксида гадолиния, причем степень их гидратации зависит от термодинамически выгодной структуры, т.е. от затраты энергии на их гидратацию.

По мнению авторов [5], образование метагидроксида гадолиния приводит к искажению линейной структуры $GdOOH$ и изменению длин связей O–H.

Исходя из вышеизложенного можно предположить, что изменение условий синтеза гидроксида гадолиния приводит к изменению его структуры, что частично подтверждается вышеприведенным РФ-анализом образцов.

Данные термогравиметрического анализа исследуемых порошков (рис. 5) показали, что разложение гидроксида гадолиния протекает в две стадии: в интервале температур 90 – 180 °C образец теряет 8% своей массы, что соответствует удалению одного моля H_2O ; в интервале 180–550 °C образец теряет еще 5% массы, что соответствует удалению еще 0,5 моля H_2O .

Изменение массы образца, %

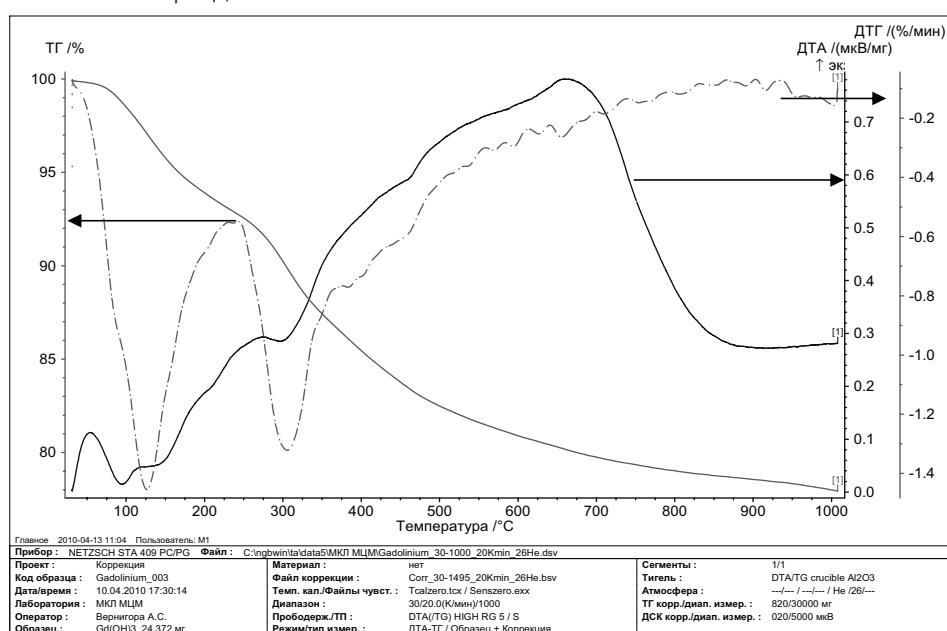
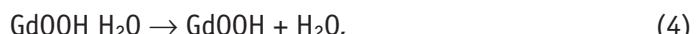


Рис. 5. Термограмма образца гидроксида гадолиния (скорость нагревания 20°С/мин)

Анализ гравиметрической кривой потери массы образца позволяет предположить следующий механизм дегитратации гидроксида гадолиния: вначале метагидроксид гадолиния GdOOH теряя при нагревании до 180°C 1 моль H_2O , дает линейную структуру GdOOH , которая при дальнейшем нагревании, теряя еще 0,5 моля H_2O , образует конечный продукт, соответствующий по массе оксиду гадолиния Gd_2O_3 , что также подтверждено рентгенофазовым анализом. В соответствии с вышеизложенным, дегитратацию гидроксида гадолиния можно представить следующими уравнениями:



Параллельное исследование состава газовой фазы подтвердило потерю массы образца за счет выделения воды, а также выявило наличие небольших количеств в газовой фазе кислорода, азота и хлороводорода.

Обращает на себя внимание выявленное нами свойство образцов гидроксида гадолиния изменять окраску от белой до розовой или розово-фиолетовой при изменении условий термической обработки – сушки осадков гидроксида гадолиния. Учитывая, что высушенные при температуре 90°C осадки образуют большое количество трудно размалываемых спекшихся конгломератов, сушку проводили при ступенчатом подъеме температуры с выдержкой 60 минут для каждой из температур: 40, 60 и 90°C .

Хроматический эффект для гидроксидов иттрия, гадолиния и циркония описан в работе [6], авторы которой наблюдали не всегда воспроизведенное изменение окраски синтезированных гелей указанных гидроксидов от желто-зеленой до красно-голубой. Как правило, окраска гидроксидов РЗЭ в ряду лантаноидов закономерно меняется в соответствии со стабилизацией 4f-электронной конфигурации. Этот процесс происходит под действием незначительного возмущения – изменения pH, ионной силы, солевого состава, механического и термического воздействий, и объясняется наличием стабильных и метастабильных полимеризованных структур, имеющих разные длины волн поглощения в ультрафиолетовой или видимой области спектра.

Результаты химического анализа (табл.1) дают основание заключить, что концентрация примесей в полученных порошках гидроксида гадолиния незначительно отличается от содержания примесей в исходном Gd_2O_3 .

Таблица 1

Содержание примесей в порошках Gd_2O_3 и Gd(OH)_3

Примесь	Содержание, 10^{-2} масс.%	
	Gd_2O_3	Gd(OH)_3
Ca	0,07	0,09
Fe	0,09	<0,10
Cu	0,01	<0,01
Si	0,9	<1,00
Cl-ион	2,0	2,00

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Методом химического диспергирования получены тонкодисперсные порошки гидроксида гадолиния.

- Изучено влияние различных факторов на характеристики порошка: дисперсности, морфологии и химического состава.

Оптимальные результаты получены при использовании разбавленных хлоридных растворов гадолиния и 5–10% масс.% раствора NH_3 .

• Методами рентгенофазового и гравиметрического анализов установлены условия образования аморфного гидроксида гадолиния и его стабилизация переходом в моногидрат метагидроксида гадолиния, который при гидратации в две стадии образует кристаллический оксид гадолиния.

• Подтвержден хроматический эффект порошков гидроксида гадолиния – изменение окраски от белой до розово-фиолетовой при изменении условий осаждения и термического воздействия на образцы порошков.

Работа выполнена по Госконтракту № 16.513.11.3034 от 12.04.2011г. в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2007–2013 гг.» по теме «Исследование принципов создания нового поколения топливных таблеток на основе диоксида урана для твэлов, модифицированного нанодисперсной легирующей композицией».

Литература

1. Баранов Г., Тенищев А.В., Покровский С.А., Шорников Д.П. и др. Теплофизические свойства модифицированного оксидного ядерного топлива/Сб. докладов Научной сессии НИЯУ МИФИ. – 2010. – Т. 2. – С.1-4.
2. Омельник А.П., Левенец В.В., Щур А.А. Неразрушающий контроль выгорающего поглотителя в материалах и изделиях для ядерной энергетики//Вісник Харківського університету. – 2005. – № 710. – С.104-108.
3. Андреев А.И., Бочаров А.В., Иванов А.Б., Либенсон Г.А. Оценка эффективности технологии топливных таблеток из порошка UO_2 с использованием модели динамики «активных» пор//Цветная металлургия. – 2002. – № 4. – С. 47-50.
4. Савицкий Е.М. Редкоземельные элементы и их соединения в электронной технике. – Томск: Изд-во Томского университета. – 1979. – 144 с.
5. Сухарев Ю.И., Белканова М.Ю. Моделирование процесса гидратации оксигидратов гадолиния и иттербия//Ю-УГУ, г. Челябинск//Химия и биология. – 2005. – Вып. 3. – Т. 29.
6. Сухарев Ю.И., Егоров Ю.В., Потемкин В.А. и др. Окрашивание оксигидратных гелей некоторых тяжелых металлов//Известия Челябинского научного центра. – 1999. – Вып. 3.

Поступила в редакцию 28.02.2012

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО ЭЛЕКТРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА ТЕРМОЭМИССИОННОЙ ЯЭУ

М.А. Полоус*, В.И. Ярыгин*, Е.Г. Виноградов**

* Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, г. Обнинск

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



Проведена модификация существующего программного кода конечно-элементного анализа COMSOL с целью расчета электротеплофизических характеристик термоэмиссионного электрогенерирующего канала со сложной геометрией конструктивных элементов для ЯЭУ прямого преобразования энергии нового поколения на основе его трехмерной математической модели с использованием дискретных экспериментальных данных о вольт-амперных характеристиках термоэмиссионного преобразователя.

Ключевые слова: термоэмиссионный преобразователь, электрогенерирующий канал, электрогенерирующий элемент, реактор-преобразователь, электроды, эмиттер, коллектор, вольт-амперная характеристика, математическое моделирование, программный комплекс.

Key words: thermionic converter, thermionic fuel element, thermionic cell, reactor-converter, electrodes, emitter, collector, current-voltage characteristic, mathematical simulation, software.

ВВЕДЕНИЕ

Отечественная космонавтика в настоящее время претерпевает глубокую реформу. Для реформирования этой отрасли необходимы, в первую очередь, выработка новой концепции, долгосрочной политики и программы космической деятельности России, реализация новых экономических отношений, оборонной доктрины, соблюдение интересов отечественных и зарубежных потребителей. При этом важно сохранить и эффективно использовать созданный научно-технический и интеллектуальный космический потенциал. Федеральной космической программой России на период 2006–2015 гг. запланировано выполнение более двух десятков проектов научного назначения. Среди них полномасштабные космические проекты, в рамках которых должны быть созданы специализированные космические аппараты, снабженные целевыми комплексами научной аппаратуры [1].

© М.А. Полоус, В.И. Ярыгин, Е.Г. Виноградов, 2012

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

В связи с появлением нового комплекса космических задач, для решения которых требуются десятки и сотни киловатт электрической мощности, возникает необходимость создания энергетических установок большей мощности. Разрабатываемые в настоящее время космические ядерные энергетические установки (КЯЭУ) с термоэмиссионным преобразованием энергии способны перекрыть весь необходимый мощностной диапазон с приемлемыми эксплуатационными показателями [2]. НИОКР по созданию КЯЭУ нового поколения ведутся при значительном уже-стечении требований по увеличению ресурса, величины выходной электрической мощности, ядерной и радиационной безопасности. И хотя КЯЭУ с прямым преобразованием энергии уступают КЯЭУ с динамическим преобразованием по системному к.п.д. в области мегаваттных мощностей, по системному критерию удельной массы они сопоставимы. До настоящего времени только термоэлектрические и термоэмиссионные преобразователи тепловой энергии в электрическую были и остаются единственными, не только прошедшими все стадии НИОКР, но и получившими реальный опыт использования в составе КЯЭУ [3].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для обоснования проектных решений термоэмиссионных КЯЭУ нового поколения необходимы модернизация существующих и разработка новых методик расчета теплоэлектрофизических характеристик электрогенерирующих каналов (ЭГК) вследствие существенного изменения конструктивных форм и условий протекания термоэмиссионного процесса. В настоящее время совершенствование методик расчета выходных характеристик ЭГК сводится, в основном, к сохранению созданных ранее методик и их адаптации под современную вычислительную технику. Отсутствие развития в данном направлении может существенно затруднить проектные работы по перспективным ЯЭУ прямого преобразования энергии со сложной геометрией конструктивных элементов. Поэтому одной из актуальных задач, возникающих при разработке и совершенствовании термоэмиссионных ЯЭУ нового поколения, является развитие методик расчета, учитывающих как новые экспериментальные данные о характеристиках электродов, так и более сложную геометрическую структуру ЭГК, характеризующуюся большим набором тепловых сред разной теплопроводности, сложной формой электродных оболочек, коммутационных перемычек и других конструкционных элементов. В последние годы начали развиваться методики расчета теплоэлектрофизических характеристик ЭГК сложной геометрии [4, 5]. Однако развитие методик расчета осуществлялось лишь в рамках одномерных математических моделей, обладающих рядом серьезных допущений и упрощений.

Методы расчетно-проектного обоснования технических решений изменились коренным образом благодаря развитию информационных технологий и численных методов анализа. Применение численных методов сделало возможным решение самых сложных задач для сложных физических моделей. Широкое распространение получили интерактивные программы графического представления информации, основанные на решении краевых задач математической физики с помощью метода конечных элементов, такие как ANSYS, COMSOL, Star-CD и другие. Это позволило более компактно описывать геометрические и физические свойства объектов по сравнению с ранее используемыми методами. В настоящее время численные методы и интерактивная графическая техника составляют единое целое в программах систем автоматизированного проектирования.

В работе решается задача проведения численного расчета выходных электрических и тепловых характеристик многоэлементного термоэмиссионного ЭГК в трехмерной геометрии с использованием экспериментальных данных о вольт-

амперных характеристиках (ВАХ) термоэмиссионных преобразователей (ТЭП) в широком диапазоне изменения параметров рабочего процесса для обоснования проектных решений термоэмиссионных ЯЭУ прямого преобразования энергии нового поколения. Следует отметить, что существует большое количество программных комплексов, предназначенных для проведения теплофизических, электромагнитных и термомеханических расчетов, хорошо зарекомендовавших себя при обосновании проектных решений ЯЭУ нового поколения и элементов их систем. Тем не менее, ни один из них не может быть напрямую использован для расчета теплоэлектрофизических характеристик термоэмиссионной электрогенерирующей системы (ТЭС) из-за отсутствия блока, моделирующего процессы в межэлектродном зазоре (МЭЗ) и на электродах. В связи с необходимостью проведения расчетов ТЭС на современном уровне в работе была выполнена и описывается модификация стандартного численного решателя современного программного комплекса конечно-элементного анализа COMSOL.

В результате был получен новый численный решатель, позволяющий моделировать сопряженную термоэмиссионную задачу в трехмерной постановке с использованием экспериментальных ВАХ ТЭП. Настоящий программный комплекс, оптимизированный под задачи расчета термоэмиссионных ЭГК и ТЭС, предоставляет пользователям полный спектр инструментов для моделирования поставленной задачи: построение трехмерной геометрической модели, описание физических процессов на языке математической физики, построение конечно-элементной расчетной сетки геометрической модели, интерполяция и экстраполяция исходных экспериментальных ВАХ ТЭП и постобработка результатов расчета. Программа позволяет моделировать физические процессы электромагнетизма и сопряженного теплообмена в трехмерной геометрии как в пределах одного электрогенерирующего элемента (ЭГЭ), так и внутри коммутационного пространства ЭГК. Процесс моделирования может учитывать различные свойства материалов, источники воздействия и граничные условия. Важным достоинством описываемого в работе комплекса является возможность прямого использования чертежей ТЭС, выполненных в среде автоматизированного проектирования AutoCAD.

ЭТАПЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАДАЧИ

COMSOL используется для конечно-элементных расчетов сложных научно-технических задач [6]. Решение любой задачи базируется на численном решении уравнений в частных производных методом конечных элементов в одно-, двух- и трехмерных измерениях. Программное обеспечение запускает конечно-элементный анализ вместе с расчетной сеткой, учитывающей геометрическую конфигурацию тел, и контролем ошибок с использованием разнообразных численных решателей. Как было отмечено выше, в результате модификации встроенного в программный комплекс решателя была осуществлена возможность численного моделирования сопряженной термоэмиссионной задачи в трехмерной постановке с использованием экспериментальных ВАХ ТЭП. Этапы моделирования поставленной задачи проводились в следующей последовательности:

- выбор размерности физической модели (1D, 2D или 3D) и определение физического раздела (сопряженный стационарный анализ температурных и электрических полей);
 - определение рабочей области и построение геометрической модели ЭГК;
 - задание исходных данных и зависимостей переменных от координат и времени;
 - задание экспериментальных ВАХ ТЭП;

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

- указание теплофизических и электромагнитных свойств конструкционных материалов ЭГК и начальных условий;
- задание граничных условий (объемные источники тепла, тепловые потоки через моделируемые поверхности ЭГК, источники электрического тока, заземление и др.);
 - генерация конечно-элементной расчетной сетки модели;
 - определение параметров решающего устройства и запуск расчета;
 - постобработка полученных результатов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЭГК

Конструктивная форма ЭГК. Основным функциональным элементом термоэмиссионного реактора-преобразователя является ЭГЭ. Наиболее широкое практическое применение получили ЭГЭ цилиндрической геометрии. Сборка последовательно соединенных ЭГЭ, заключенных в общий корпус (чехол), омываемый теплоносителем, получила название ЭГК. Все ЭГЭ отделены от корпуса ЭГК слоем электроизоляции. Для вывода электроэнергии, генерируемой в ЭГК, служат два токовывода, изолированные от корпуса ЭГК. Каждый ЭГЭ состоит из собственно ТЭП и коммутационной перемычки, соединяющей его с соседним ТЭП. ТЭП состоит из двух тонких коаксиально расположенных цилиндрических электродов, разделенных МЭЗ, который в рабочем состоянии заполнен парами цезия при давлении несколько миллиметров ртутного столба. Внутренний электрод (эмиттер) поддерживается при температуре 1500 – 1900 К, источником тепла служит заключенный внутри него тепловыделяющий сердечник из ядерного топлива. Принципиальная схема цилиндрического ЭГЭ представлена на рис. 1 [7].

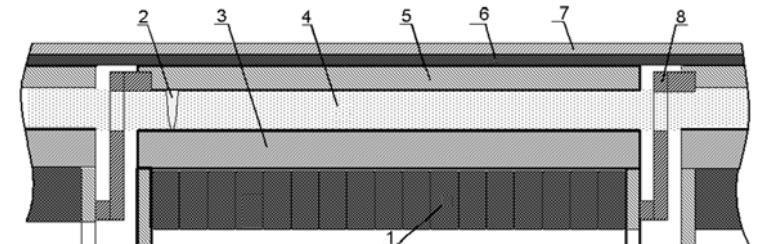


Рис. 1. Конструктивная схема многоэлементного ЭГК: 1 – топливные таблетки; 2 – дистанционатор; 3 – эмиттер; 4 – МЭЗ; 5 – коллектор; 6 – изоляция (керамика); 7 – чехол; 8 – межэлектродная коммутационная перемычка

Уравнение переноса тепла в ЭГК. Пространственное распределение температуры в моделируемом устройстве описывается двумерным осесимметричным нестационарным уравнением энергии в цилиндрических координатах. Предполагается, что некоторые компоненты среды, находящиеся в жидком или газообразном состоянии, могут двигаться с заданной скоростью. Таким образом, обеспечивается возможность моделирования конвективного теплообмена в элементах устройства. Тепловыделение в материале конструкционных элементов, обусловленное ядерными реакциями и прохождением электрического тока, учитывается источниками тепла в правой части уравнения энергии. Действие теплового излучения и электронного охлаждения на теплообмен также учитывается введением в уравнение соответствующих источников-стоков тепла [3]. Уравнение энергии имеет вид

$$\frac{\partial(c\rho)}{\partial\tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rUc\rho T)}{\partial r} + \frac{\partial(Wc\rho T)}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_v^{nucl} + q_v^{joule} + q_v^{elec} + q_v^{rad}, \quad (1)$$

где T – температура среды; ρ – плотность среды; c – теплоемкость среды; λ – коэффициент теплопроводности среды; q_v^{nucl} – объемная плотность тепловыделения за счет ядерных реакций; q_v^{joul} – объемная плотность тепловыделения от проходящего электрического тока (дюоулево тепловыделение); q_v^{elec} – объемная плотность тепловыделения, учитывающая электронное охлаждение; q_v^{rad} – объемная плотность тепловыделения, учитывающая радиационный теплообмен. Второе и третье слагаемые в левой части уравнения описывают конвективный перенос тепловой энергии. Для неподвижных сред эти члены уравнения энергии равны нулю. Правая часть уравнения описывает перенос тепловой энергии за счет теплопроводности конструкционных материалов, а также источники, моделирующие генерацию и перенос тепловой энергии за счет ядерных, радиационных и электрических процессов.

Уравнение для электрического потенциала. Сложность структуры и разнородность материалов рассматриваемых устройств приводят к пространственной неравномерности распределения электрического потенциала, включая поверхность электродов. Вместе с тем разность потенциалов поверхности эмиттера и коллектора существенно влияет на генерацию тока, распределение тока по электропроводным материалам и, как следствие, на дюоулево тепловыделение в конструкционных материалах. Распределение потенциала в неоднородной электропроводящей среде описывается уравнением Пуассона с пространственно зависимым коэффициентом электропроводности. В цилиндрических координатах уравнение имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + q_v^{curr} = 0, \quad (2)$$

где ϕ – электрический потенциал; κ – коэффициент удельной электропроводности среды; q_v^{curr} – объемная плотность источника-стока электрического заряда.

Плотность электрического тока пропорциональна градиенту электрического потенциала и определяется соотношением

$$\vec{i} = -\kappa \cdot \text{grad}(\phi). \quad (3)$$

На поверхности электродов нормальная к поверхности составляющая вектора плотности тока i_n равна плотности генерируемого тока j :

$$i_n = (\vec{n} \cdot \vec{i}) = j. \quad (4)$$

В уравнении должны быть учтены внешние и внутренние граничные условия. В качестве внешних граничных условий обычно задается распределение потенциала по внешней границе расчетной области, которое соответствует напряжению на клеммах устройства.

Уравнение генерации электрического тока. Замыкающим соотношением в любой задаче электротеплофизического расчета ЭГК является зависимость плотности тока в МЭЗ от величины межэлектродного напряжения. Такая зависимость получила название локальной ВАХ ТЭП. В наиболее общем случае в расчетных методиках принимается, что плотность тока в МЭЗ является функцией нескольких переменных:

$$j = j(u, T_E, T_C, P_{Cs}, d, \varphi_E, \varphi_C), \quad (5)$$

где u – величина межэлектродного напряжения; T_E – температура эмиттера; T_C – температура коллектора; P_{Cs} – давление паров цезия в МЭЗ; d – величина МЭЗ; φ_E – работа выхода эмиттера; φ_C – работа выхода коллектора. При проведении расчетов электротеплофизических характеристик ЭГК важнейшими требованиями, предъявляемыми к методике задания локальной ВАХ, являются возможность встра-

ивания их в расчетный алгоритм и быстродействие предлагаемых расчетов.

В работе для проведения расчета выходных характеристик ЭГК были использованы две выборки экспериментальных ВАХ ТЭП, основанных на различных материалах электродной пары. В первом случае в основе электродной пары лежат материалы W(110) – W(110). Для низкотемпературных ТЭП/ЭГЭ/ЭГК с соответствующей низкой энергонапряженностью наиболее предпочтительной является электродная пара типа Pt – BX2Y, обеспечивающая более высокую эффективность преобразования. Свойства материалов этой электродной пары были использованы на втором этапе моделирования выходных характеристик ЭГК. В качестве экспериментальных баз данных (БД) о ВАХ были использованы БД из [8, 9]. В качестве примера на рис. 2 изображена выборка из БД семейства использованных в расчете экспериментальных ВАХ ТЭП с электродной парой Pt – BX2Y в низкотемпературных режимах работы ТЭП при величине МЭЗ 0,4 мм, температуре коллектора 860 К и давлении паров цезия 1,25 мм рт. ст. (по осям отложены плотность электрического тока [A/cm^2]; межэлектродное напряжение [В] и температура эмиттера [К]).

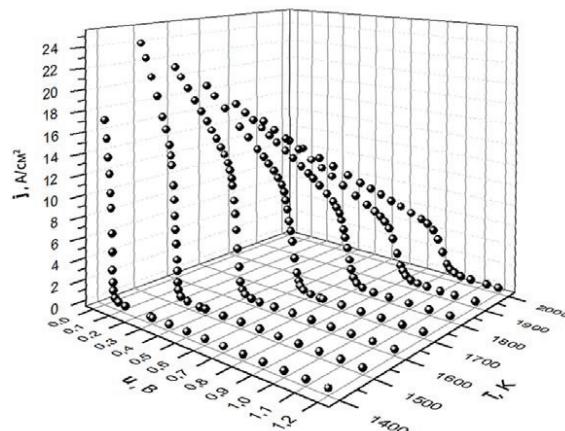


Рис. 2. Семейство экспериментальных ВАХ ТЭП с электродной парой Pt–BX2Y

Алгоритм расчета плотности генерируемого тока в зависимости от межэлектродного напряжения, температуры поверхности эмиттера и коллектора на основе экспериментальных ВАХ ТЭП был введен в расчетный код конечно-элементного анализа COMSOL с использованием процедур сплайновой интерполяции и экстраполяции для вычисления плотности генерируемого тока во всех расчетных ячейках расчетной области, моделирующих эмиттер, коллектор, пространство между ними и межэлектродную коммутационную перемычку.

СОЗДАНИЕ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО ЭГК В ПРОГРАММНОЙ СРЕДЕ COMSOL

Геометрическое моделирование ЭГК. Распределения температуры эмиттера и коллектора вдоль МЭЗ, плотности генерируемого тока определяются не только конструкцией электродов и узла их межэлектродной коммутации, но и конструкцией и условиями охлаждения всего ЭГК или ТЭС. Это приводит к необходимости включения в расчетную область практически всех конструкционных элементов ЭГК в составе термоэмиссионного реактора-преобразователя. Рассматриваемое устройство имеет сложную структуру из разнородных и взаимосвязанных элементов. Расчетная модель ЭГК, разработанная с помощью средств геометрического моде-

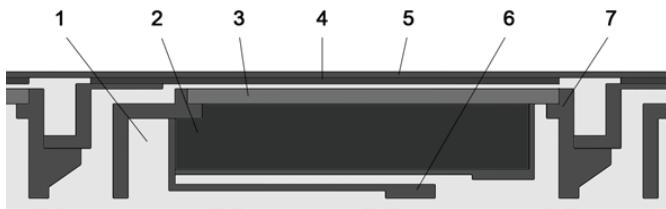


Рис. 3. Фрагмент геометрической 2D-осесимметричной модели многоэлементного ЭГК, разработанной в программной среде COMSOL: 1 – цезиевая среда; 2 – ядерное топливо; 3 – эмиттер; 4 – коллектор; 5 – коллекторный пакет; 6 – газоотводящее устройство; 7 – межэлектродная коммутационная перемычка [10]

лизации в программной среде COMSOL, представлена на рис. 3. Настоящая модель многоэлементного ЭГК имеет 2D-осесимметричное приближение. На рисунке представлен один ЭГ и области его межэлектродной коммутации.

Особенности конструкции многоэлементного термоэмиссионного ЭГК обуславливают значительную пространственную неравномерность тепловых потоков и температуры в элементах устройства, что приводит к невозможности использования упрощенных одномерных моделей для расчета выходных электротеплофизических характеристик ЭГК без существенной потери точности. Конструкция многоэлементного термоэмиссионного ЭГК моделировалась многокомпонентной средой из более десяти компонентов, представляющих собой конструкционные материалы и области, отличающиеся как теплофизическими, так и электрическими свойствами.

Задание физических свойств конструкционных материалов и сред. После определения начальных и граничных условий (распределение тепловыделения в топливной композиции, начальное распределение потенциала, плотности тока с поверхности электродов и вектора скорости движущихся компонентов среды) следуют построение расчетной сетки и задание физических свойств конструкционных материалов и сред. Программный комплекс COMSOL обладает встроенной библиотекой свойств материалов и содержит свойства более 1000 материалов [6]. В библиотеке представлены химические элементы, минералы, сплавы металлов, окислы, стали, термоизоляторы, полупроводники, оптические материалы и т.д. Для каждого из них содержатся 24 ключевые свойства, в том числе тепловые, электромагнитные и механические, представленные как функции параметров температуры и ряда других. Некоторые дополнительные теплофизические и электромагнитные свойства конструкционных материалов и сред, необходимых для расчета, были взяты из [11].

Создание конечно-элементной сетки твердотельной модели ЭГК. Проблема оптимального разбиения пространства геометрической модели на конечные элементы подчас является очень сложной. На каждый элемент разбиения могут накладываться довольно жесткие ограничения. К тому же в пространстве задачи могут быть некие характерные области, где параметры меняются довольно резко. Например, такие области образуются вблизи поверхности электродов, межэлектродных коммутационных перемычек и в МЭЗ. По этой причине в этих областях сетка генерировалась более сгущенной. Разбиение модели ЭГК на конечные элементы производилось программой COMSOL в полуавтоматическом режиме с выбором типа разбиения (квадратная или треугольная форма расчетных ячеек), а также минимального и максимального размеров ячеек, которые варьировались для различных сред расчетной сетки. В ходе работы была построена расчетная сетка ЭГК, состоящая из более 50000 расчетных ячеек, имеющих треугольную форму. Фрагмент созданной расчетной сетки представлен на рис. 4.

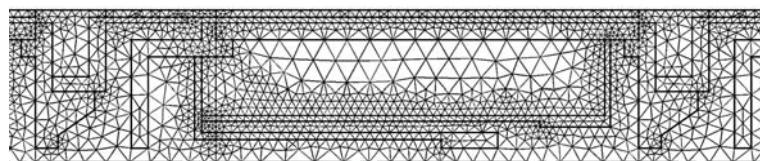


Рис. 4. Фрагмент сгенерированной расчетной сетки геометрической модели многоэлементного ЭГК

Общий алгоритм численного решения задачи в среде модифицированного программного комплекса COMSOL

Алгоритм решения полной системы конечно-разностных уравнений позволяет рассчитывать нестационарный процесс на каждом шаге по времени ДФ. Стационарное решение задачи получается как установившиеся распределения в нестационарном процессе. Общий алгоритм решения задачи представляет собой последовательность действий:

- задание начальных распределений температуры, потенциала, распределения вектора скорости движущихся компонентов среды и энерговыделения топлива;
- расчет распределения плотности генерируемого тока на основе внедренных в программный комплекс экспериментальных ВАХ ТЭП для момента времени t по распределениям температуры и потенциала;
- расчет распределения температур для момента времени $t + \Delta t$ с учетом электронного охлаждения эмиттера (генерируемого тока);
- расчет распределения потенциала для момента времени $t + \Delta t$ по распределениям генерируемого тока и температуры.

Итерационный процесс производится в модифицированном программном комплексе COMSOL (начиная со второго пункта – в автоматическом режиме).

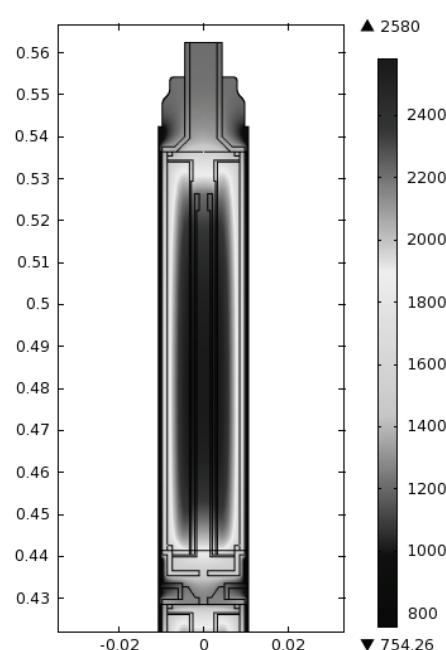


Рис. 5. Распределение температурного поля многоэлементного ЭГК – коллекторная концевая секция при величине протекающего электрического тока 100 А (электродная пара Pt – BX2Y)

РАСЧЕТ ТЕПЛОВЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО ЭГК

Основным результатом расчетов теплоэлектрофизических характеристик ЭГК с помощью модифицированного программного комплекса COMSOL являются стационарные двумерные распределения температуры, потенциала и плотности генерируемого тока эмиттеров и коллекторов, а также других конструкционных элементов ЭГК. Программа позволяет рассчитывать распределение тепловых потоков в любой рассматриваемой области задачи, например, тепловой поток через МЭЗ. По найденным распределениям были рассчитаны ВАХ ЭГК, электрическая мощность и к.п.д. Как было отмечено выше, для проведения расчета выходных характеристик ЭГК были использованы две выборки экспериментальных ВАХ ТЭП для различных материалов электродной пары. Тепловая мощность в обоих вариантах принималась равной 5 кВт, давление паров цезия 1,25 мм рт. ст.,

что соответствует исходным данным для ЭГК. На рисунках 5–8 приводятся расчетные выходные энергетические характеристики 9-элементного ЭГК, полученные с помощью модифицированного программного комплекса COMSOL.

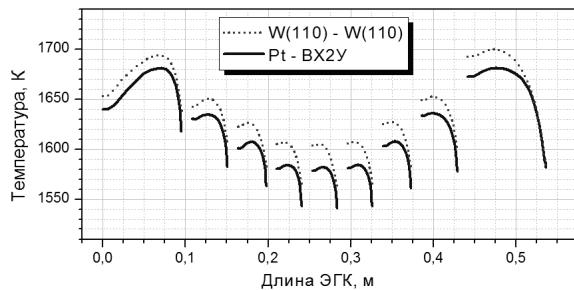


Рис. 6. Распределение температуры эмиттеров по длине ЭГК при величине протекающего электрического тока 100 А для различных материалов электродных пар

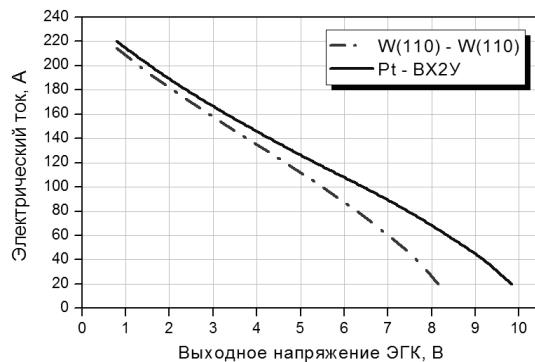


Рис. 7. Зависимость электрического тока ЭГК от выходного напряжения для различных материалов электродных пар

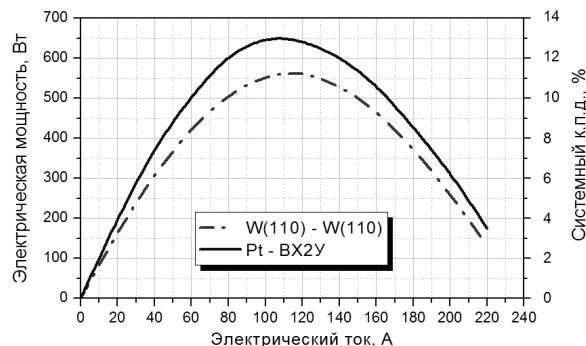


Рис. 8. Зависимость генерируемой ЭГК электрической мощности от электрического тока для различных материалов электродных пар

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование модифицированного программного комплекса COMSOL с созданным авторами численным решателем, позволяющим моделировать термоэмиссионную задачу в трехмерной постановке с использованием экспериментальных ВАХ ТЭП, показало достаточную гибкость и эффективность данного подхода для выпол-

нения массовых вариантных расчетов ЭГК и ТЭС со сложной геометрической структурой. Результаты расчетов подтвердили существенное влияние на выходные характеристики ЭГК пространственных эффектов, которые не могли быть учтены в полной мере в рамках одномерных моделей. Решающее значение для достижения высокой точности расчета имеет полнота учета реальной структуры и разнообразия физических свойств материалов моделируемых устройств, а также использование экспериментальных данных о локальных ВАХ, что позволяет учитывать в расчете влияние технологии изготовления и рабочих условий электродной пары.

В работе были использованы две экспериментальные базы данных, основанные на различных видах материалов электродной пары – $W(110) - W(110)$ и $Pt - BX2U$. В результате анализа полученных результатов расчета выходных характеристик ЭГК можно сделать вывод о хорошем качественном и количественном соответствии характеристик в сравнении с результатами, полученными с помощью одномерных математических моделей. В ходе работы были впервые получены расчетные данные об электростатике и сопряженном теплообмене в трехмерной геометрии внутри коммутационного пространства ЭГК.

Литература

1. Роскосмос. Федеральная космическая программа России. – URL: <http://www.federalspace.ru/main.php?id=24>. Дата обращения: 03.01.2012.
2. Андреев П.В., Гулевич А.В., Зарецкий Г.А., Легостаев В.П., Никонов А.М., Овчаренко М.К., Пышко А.П., Синявский В., Ярыгин В.И. Физико-технические возможности термоэмиссии для современных проектов создания КЯЭУ субмегаваттного класса/Материалы Международной конференции «Ядерные и инновационные технологии для космоса» (NETS-2012) (19–23 марта 2012 г., Woodlands, штат Техас, США). Секция 2 «Ядерная энергетика и двигатели», доклад №3014.
3. Романов А.В. Теория комплексной оптимизации проектирования космических аппаратов с ядерными термоэмиссионными энергетическими установками//Под ред. Б.И. Полетаева, А.П. Ковалева. – СПб.: ООО «Профессионал», 2010. – С. 15-95.
4. Лазаренкод.Г. Математическая модель для расчета теплоэлектрофизических характеристик цилиндрического электрогенерирующего канала//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2007. – № 3. – С. 89-100.
5. Пороус М.А. Усовершенствование методики расчета выходных характеристик многоэлементного термоэмиссионного электрогенерирующего канала реактора-преобразователя//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2010. – № 1. – С. 164-172.
6. Официальный сайт производителя «Comsol Multiphysics». – URL: <http://www.comsol.com/>. Дата обращения: 03.01.2012.
7. Виноградов Е.Г., Ярыгин В.И. Методика расчета электротеплофизических характеристик термоэмиссионного электрогенерирующего канала: Учебное пособие по курсу «Перспективные методы получения и преобразования энергии». – Обнинск: ИАТЭ, 2008. – С. 9-11.
8. Виноградов Е.Г., Ярыгин В.И. Демонстрационная база экспериментальных данных лабораторного термоэмиссионного преобразователя. – Обнинск: ГНЦ РФ-ФЭИ, ИАТЭ (кафедра ПМПЭ): Материалы кафедры. – 2007.
9. Ярыгин В.И. Электродные материалы для энергонапряженных электрогенерирующих каналов термоэмиссионного реактора-преобразователя//Ракетно-космическая техника. Сер. XII. – 1998. – Вып. 1-2. – С. 105-115.
10. Выбыванец В.И., Гонтарь А.С., Еремин С.А. и др. Базовый электрогенерирующий канал двухрежимных термоэмиссионных ЯЭУ. Научно-технические проблемы разработки и создания/ Сборник докладов Международной конференции «Ядерная энергетика в космосе – 2005». – Москва-Подольск. – 2005. – Т. 1. – с. 79-82.
11. Справочник по свойствам для перспективных реакторных технологий. Том 1. Свойства жидкокометаллических теплоносителей. Том 2. Свойства газовых сред/Под общ. ред. д.т.н., проф. В.М. Поплавского. – М.: ИздАт. – 2011. – С. 73-80.

Поступила в редакцию 5.04.12

**1 июня 2012 г. профессору
ИАТЭ НИЯУ МИФИ, д.ф.-м.н.
Евгению Сергеевичу Матусевичу
исполнилось 80 лет**



Возраст немалый, но Евгений Сергеевич не обращает на это внимания. Он по-прежнему совершает пробежки, активно работает с аспирантами – уже 13 человек защитили кандидатские диссертации. Для технического направления исследований это очень хороший показатель.

Научные интересы Евгения Сергеевича разнообразны – в начале работы в ФЭИ он участвовал в исследованиях, направленных на поиск минимальных размеров и масс радиационных защит ядерных реакторов, кандидатская диссертация по этой теме была защищена в 1962 г. Затем его интересы были связаны с изучением ядерных реакций с протонами высоких энергий. В те времена это было достаточно престижным направлением, поскольку прокладывало дорогу к «электрояду» – подкритическим системам с ускорителями протонов. И через 10 лет он защитил докторскую диссертацию.

С 1989 года Евгений Сергеевич связал свою судьбу с институтом атомной энергетики, где был избран заведующим кафедрой ядерной физики. И здесь вновь происходит поворот в интересах – он становится лидером направления «Медицинская физика».

Евгений Сергеевич один из самых активных сотрудников: член двух диссертационных советов (ИАТЭ и ФЭИ), заместитель главного редактора журнала «Известия вузов. Ядерная энергетика».

Количество монографий, учебников и учебных пособий Е.С. Матусевича приближается к двум десяткам, некоторые переведены на английский и французский языки.

Есть еще одна черта у Евгения Сергеевича – страсть к походам и поездкам. Он побывал во всех самых интересных местах Советского союза – от Камчатки до Карпат и от Норильска до южных окраин страны. В последние двадцать лет ему удалось побывать во многих странах.

Уважаемый Евгений Сергеевич, желаем Вам успехов на всех многочисленных направлениях деятельности! Для этого нужно здоровье и настрой на деятельность. Этого Вам не занимать.

Товарищи по работе

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.586

Assessment of Consequences Hypothetical Nuclear Accident of the Reactor MARS Installation | Yu.A. Kazanskiy, E.S. Matusevich; Editorial board of journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 6 pages, 3 tables 3 illustrations. – References, 3 titles.

The assessment of radiating consequences of hypothetical nuclear accident of the medical reactor MARS is given. It is shown that there is no significant radioactive irradiation of the population and environmental pollution, and the personnel is by own efforts capable to eliminate its consequences.

УДК 621.039.586

The mathematical Model of Prompt-Critical Disassembly Excursion of an LMFBR | M.V. Kascheev, I.A. Kuznetsov; Editorial board of journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 11 pages, 4 illustrations. – References, 12 titles.

The mathematical model of processes of prompt-critical disassembly excursion of an LMFBR is developed. The model is realized in two-dimensional program ANPEX which allows to calculate accident development at occurrence of secondary criticality in the fused core. The description of results of testing of the program and results of calculation of stage of instant criticality by means of code ANPEX for BN-600 is given.

УДК 621.039.51

The Beryllium Reflector Effects on Neutron-Physical Characteristics of the VVR-c Reactor Core | O.Yu. Kochnov, V.V. Kolesov; Editorial board of journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 4 pages, 7 tables. – References, 1 title.

The paper presents the results of neutron-physical calculations of the modified reactor core of the VVR-c. As a result of computational research we showed a significant increasing of the reactivity margin when beryllium reflector blocks are introduced into the reactor core of the VVR-c.

УДК 621.039.534

Possibility of the Usage of the Lead Enriched with the Isotope Lead-208 from Thorium Ores and Minerals for Nuclear Energy Needs | G.L. Khorasanov, A.I. Blokhin, A.A. Valter; Editorial board of journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 13 pages, 3 tables, 8 illustrations. – References, 26 titles.

In the paper the usage of radiogenic lead recovered from thorium ores and minerals is investigated as a possible liquid heavy metal coolant for Fast Reactors (FRs) and Accelerator Driven Systems (ADSs). This radiogenic lead is strongly enriched with Pb-208 isotope, which is characterized with very low neutron capture cross sections at low and intermediate energies (5 eV-50 keV). The FR or ADS coolant based on Pb-208 is very attractive material from the view point of neutronics that brings the possibility of minimization of fuel loading, enhancing fuel breeding and transmutation of long-lived fission products, geological and economical aspects of acquisition of large quantities of radiogenic lead are discussed. Nowadays in the Russian Federation and the Ukraine loparit ores and monazite minerals are reprocessed for production of rare metal raw. Thorium and lead are not required now and they are deposited in sludge. The conclusion is made that to obtain the minimum amount of required in future radiogenic lead (65 t/year) for small sized FRs and ADSs the very large quantities of ores or minerals must be reprocessed and acquisition of radiogenic Pb-208 can be economically acceptable as a co-product of rare metal raw.

УДК 621.039.58

Optimal Management by NPP Equipment Lifetime. Calculation Procedures | O.M. Gulina, N.L. Salnikov, V.P. Politukov, V.S. Arefiev; Editorial board of journal «Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2012. – 9 pages, 5 illustrations. – References, 7 titles.

Linear stochastic filter algorithm is developed for steam generator heat-exchanged tubes assembly. Due to large dimension of mathematical model there are some criteria are formulated and Excel is chosen as media for filter algorithm realization. The model researching is performed: analysis of model to different parameters, including efficiency of preventive measures performed.

УДК 621.039.586

Innovative Ultrasonic Technology to Improve the Life of NPP Equipment at its Manufacturing | A.I. Trofimov, S.I. Minin, M.A. Trofimov, Y.A. Kirillov; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 7 pages, 11 illustrations. – References, 2 titles.

Provides a theoretical and experimental justification for the effects of ultrasound on the welds during welding equipment of nuclear power plants. As a result of exposure to ultrasound metal structure welding seam is fine-grained and homogeneous, excludes internal voltage in metal, is removal of residual stresses in in parajoint zone. This leads to a significant increase in strength characteristics and resource equipment of nuclear power stations. Impact of ultrasound technology are in the process of welding and surfacing.

УДК 621.039.586: 531.78.781

To Definition of the Tension of Metal Elements of the Power Equipment of the Nuclear Power Plants Acoustic Method | V.V. Hudasko, A.I. Trofimov, S.A. Kurkin, V.G. Malynkin; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 3 tables, 2 illustrations. – References, 18 titles.

In work the new acoustic method of definition of a tension of metal of elements of the equipment of the nuclear power plant is presented: based on effect акустоупругости; I consider-shchy deformation of microplatforms and micropieces; using more exact, than sushchest-vuet a method of definition of modules of the third order. This method allows to raise accuracy of measurement of a tension of metal of elements of the equipment of the atomic power.

УДК 621.039.58: 519.23/25

A Method for Detecting Failure Data Flow Heterogeneity of Nuclear Power Plant Equipment in Failure Flow | V.A. Chepurko, S.V. Chepurko; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 9 pages, 5 tables, 2 illustrations. – References, 14 titles.

Describes the methodology that allows to evaluate the non-homogeneity parameter flow of failures of NPP equipment. Along with the point estimate of the reliability index, an algorithm of constructing its interval estimate allows you to check the statistical significance of hypotheses about the parameter. Algorithm is described in detail the decision criterion with a prescribed level of significance. Analyzed a number of test cases. To detect heterogeneity, processed real data on failures of recharge and boron control NPP VVER-1000 5 unit Novovoronezh.

УДК 532.526.4: 621.039.534

Validation of the Volume Flow Rate Measurements of RBMK Technological Channels Obtained with the «Shadr-32M» Flowmeter | E.F. Avdeev, V.I. Belozerov, A.Ya. Ustyuzhanin, V.V. Maximovsky, N.D. Rasenkov, N.E. Yushenko; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 6 pages, 1 table, 2 illustrations. – References, 6 titles.

The experimental data are processed for a set of «Shadr-32M» flowmeters used at Kursk NPP. The data are obtained for different coolant temperatures. The work is done to obtain a correlation between the measured flow rate and the actual one.

УДК 621.039.53

Optimization of the Welding Process Equipment and Piping Plant by Modeling of Welded Joints | A.I. Trofimov, S.I. Minin, M.A. Trofimov, D.A. Egorov; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 5 pages, 6 illustrations. – References, 1 title.

Presented by the simulation of the thermal cycle of welding process on the example program SYSWELD. Modelling to optimize the welding process, including taking into account the effects of ultrasound, which will increase the strength properties of welded joints of NPP equipment.

УДК 621.039.534

Experimental Study of the Origin and Characteristics of Gas Flow in Cavitation Lead Coolant Innovative Nuclear Fast Reactor | A.V. Beznosov, P.A. Bokov, A.V. Lvov, O.O. Novozhilova, E.G. Novinsky, V.V. Lemekhov; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 6 illustrations. – References, 1 title.

Open and experimentally justified a new physical phenomenon – a property of the flow of coolant lead – the process of implementing a purely gaseous cavitation process and the impossibility of ‘traditional’ vapor cavitation. Proposed and experimentally substantiated by three independent methods of model cavitation in the flow of gas coolant lead to the conditions of the reactor circuit. It is proved that the traditional steam (steam and gas), cavitation in the flow of coolant can not lead. The experimentally determined conditions for the appearance and characteristics of gas cavitation. Experimentally proved the absence of cavitation erosion wear of the impeller pump made of steel with an oxide-coated in lead coolant temperature 470–500°C, flow rate of lead approx. 10 m/s, the pump speed to 1200 rpm. When operating in a developed cavitation gas approx. 50 hours including 17 hours in provoking dynamic tests with the cyclical development of cavitation breakdown of filing, followed by the resumption of feeding, and development of cavitation cycle with a period of 3–5 seconds (a total of more than 15000 cycles).

УДК 621.039.5: 536.24.08

Subchannel Thermohydraulic Calculations for Fuel Subassembly of Reactor Core on Supercritical Water | K.V. Kartashov, G.P. Bogoslovskaia; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 7 pages, 2 tables, 8 illustrations. – References, 5 titles.

Results of thermohydraulic calculations with subchannel codes SUP and MIF-SKD are presented in the paper. Code SUP allows the thermohydraulic parameters of the part of reactor core to be estimated. Input neutron-physical parameters are calculated with code ACADEM. Code MIF-SKD gives us possibility to predict local thermohydraulic parameters in separate fuel subassembly. The code has been verified on the data gained in experiments on water in round tube and on freon in pin bundle.

Thermohydraulic parameters of the part of reactor core and fuel subassembly of VVER-SKD by the power 1700 MW for different coolant flows within reactor core (one- and double-thread) are presented here.

УДК 621.039.548

Random Hydrodynamic Loads and the Vibration of Fuel Elements in the Turbulent Coolant Flow in WWER Fuel Assembly | V.V. Perevezentsev; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 8 illustrations. – References, 8 titles.

Annotation on the basis of the multimeterings of pressure fluctuations on the perimeter of the fuel elements beam of the of full-scale mock-up fuel assembly WWER-440 of the second generation are obtained the realizations of the random hydrodynamic loads, which cause the vibrations of beam. It is established that in the region of initial hydrodynamic section near the lower supporting lattice. essential influence on the random hydrodynamic loads render the hydrodynamic conditions for shaping of the structure of flow at the entrance. Choke washers create the vortex structure of flow with the high levels of pulsating energy, which leads to the high intensities of vibrations in the initial hydrodynamic section. In the region of steady flow the levels of random hydrodynamic loads are reduced and to a lesser degree they depend on hydrodynamic entrance conditions. The generalizing empirical dependence of vibration movements on the random hydrodynamic loads are obtained. Two characteristic regions of the influence of random hydrodynamic loads on the vibration movements are discovered. With the values of random hydrodynamic loads of more than 80 N/m is observed a considerable increase in the intensity of vibrations, which is explained by the slippage of fuel element in the cell of the spacing lattice.

УДК 621.039.548

Examination of Heat Transfer in Ceramic Fuel Elements at Variable Thermal Loadings | V.V. Popov, V.N. Rumyantsev, I.S. Kurina, M.V. Mikheev; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 1 table, 8 illustrations. – References, 18 titles.

The technique of measurement, under laboratory conditions, of contact pressure and heat conductance from UO₂ fuel pellets to fuel cladding at power variation is described. As has been shown, from the moment as a certain level of power is achieved, fuel sleeves go on cracking, so the radial gap between their fragments and cladding is being reduced up to the mechanical contact of sleeve fragments to cladding, and the contact pressure increases with the growth of level and amount of power variation cycles. The results of the analysis of computational models for heat transfer from fuel to cladding are also presented and discussed.

УДК 621.039.51

Investigation of Consequences the Leak from Tank of VVR-c Reactor (IBB.10M) after Design Modernization | V.V. Sergeev, O.Uy. Kochnov, A. A. Kazantsev; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 4 tables, 9 illustrations. – References, 4 titles.

In the paper are presented the calculation results of transient cooling of reactor facility (RF) in the natural circulation mode under anticipated accident with coolant leak that is postulated by safety analysis report (SAR). The postulated initial even of accident is leak appearance from reactor tank that bring to fast level decreasing into tank. It was shown that used at modernization of RF design steps (setting the hydraulic lock at down-flow pipeline from RF directly into tank in combination with upper positioning of coolant inlet to core) significantly increase the degree of reactor facility safety at considered maximal design accident. Calculations were performed based on TRAC code. International thermal hydraulic network code TRAC was designed for the safety analysis of water-cooled NPP.

УДК 539.1.07; 621.384.8

Panoramic Plasma-Optical Mass Separation not Monoenergetic and Multiply Charged Ions | V.M. Bardakov, Vo Nhu Dan, N.A. Strokin; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 11 pages, 4 illustrations. – References, 14 titles.

Proposed method and installation, extending the functionality of the plasma separators that improve their performance and provides a panoramic multi-component separation of the plasma flow to the masses. On the example of the spent nuclear fuel shows features plasma-separation of a mixture containing multiply charged ions.

УДК 621.039.548: 669.2

The Synthesis and Physicochemical Investigation of Gadolinium Hydroxide Powders for Fuel Pellets Alloying | L.V. Myakisheva, V.Y. Lopatin, V.S. Panov, I.A. Vlasovec; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 8 pages, 1 table, 5 illustrations. – References, 6 titles.

This research is devoted to obtaining of fine Gd(OH)₃ powders as small alloying additive to UO₂ for fuel pellet enhancement.

УДК 621.039.5

Program for Three-Dimensional Numerical Computation of Thermal and Electrical Properties of a Multicell Thermionic Fuel Element for the Direct Energy Conversion NPP | M.A. Polous, V.I. Yarygin, E.G. Vinogradov; Editorial board of journal «*Izvestia vissikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika*» (*Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering*) – Obninsk, 2012. – 10 pages, 8 illustrations. – References, 11 titles.

The existing COMSOL finite element analysis code has been modified to calculate the electro-thermophysical properties of a thermionic fuel element with a complex geometry of structural components for the new generation direct energy conversion NPP on a basis of its three-dimensional mathematical model using the discreet experimental data on the current-voltage characteristics of a thermionic converter.

НАШИ АВТОРЫ

Бардаков В.М. – д.т.н., профессор Иркутского государственного университета путей сообщения. Тел. 8-902-177-19-42.

Безносов А.В. – д.т.н., профессор кафедры атомных тепловых станций и медицинской инженерии Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева. Тел.: 8-831-436-80-23. E-mail besnosov@nntu.nnov.ru.

Богословская Г.П. – к.т.н., доцент, ведущий научный сотрудник института ядерных реакторов и теплофизики Государственного научного центра Российской Федерации – Физико-энергетического института (ГНЦ РФ-ФЭИ). Область научных интересов – теплогидравлика ядерных реакторов.

Боков П.А. – аспирант кафедры атомных тепловых станций и медицинской инженерии Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева. E-mail besnosov@nntu.nnov.ru.

Виноградов Е.Г. – научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ

Во Ны Зан – аспирант Национального исследовательского Иркутского государственного технического университета. Тел. 8-914-873-74-82.

Казанцев А.А. – к.т.н., доцент. Область научных интересов: разработка моделей основного технологического оборудования, моделирование двухфазных потоков для оборудования АЭС, расчеты с использованием CFD кода OpenFOAM.

Карташов К.В. – младший научный сотрудник института ядерных реакторов и теплофизики ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов – теплогидравлические расчеты тепловых и быстрых ядерных реакторов.

Кашеев М.В. – к.т.н., доцент по специальности, с.н.с. расчетно-теоретической лаборатории ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил Московский инженерно-физический институт в 1986 году. Автор и соавтор более 100 научных работ. Область научных интересов: безопасность АЭС, расчетно-теоретический анализ тяжелых аварий в РБН и на АЭС с ВВЭР.

Кочнов О.Ю. – к.т.н., директор Обнинского филиала НИФХИ им. Карпова.

Кузнецов И.А. – к.т.н., ведущий научный сотрудник рассчетно-теоретической лаборатории ГНЦ РФ-ФЭИ. Закончил Брянский институт транспортного машиностроения в 1960 г. Область научных интересов: безопасность АЭС с РБН.

Курина И.С. – к.т.н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов: разработка технологий изготовления и модификация свойств оксидного топлива. Тел.: (48439)98632.

Лемехов В.В. – главный конструктор реакторной установки БРЕСТ ОАО НИКИЭТ, г. Москва. E-mail lemekhov@nikiet.ru.

Львов А.В. – аспирант кафедры атомных тепловых станций и медицинской инженерии Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева. E-mail besnosov@nntu.nnov.ru.

Михеев М.В. – аспирант, инженер-исследователь ГНЦ РФ-ФЭИ. Окончил ИАТЭ в 1996 г. Область научных интересов: тепловые методы контроля и исследование теплофизических свойств элементов ЯЭУ. Тел.: (48439)94362.

Новинский Э.Г. – д.т.н., профессор, главный специалист, ОАО «ОКБМ Африкантов». Тел.: 8-831-246-95-23; novinskiy@okbm.nnov.ru.

Новожилова О.О. – к.т.н., ассистент кафедры атомных тепловых станций и медицинской инженерии Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева. E-mail besnosov@nntu.nnov.ru.

Перевезенцев В.В. – к.т.н., старший научный сотрудник, доцент кафедры «Ядерные реакторы и установки» МГТУ им. Н.Э. Баумана. E-mail: vpererves@power.bmstu.ru; vladimirperervesenecv@rambler.ru

Полоус М.А. – аспирант третьего года обучения ИАТЭ НИЯУ МИФИ, инженер ГНЦ РФ-ФЭИ. E-mail: m.polous.a@gmail.com

Попов В.В. – д.т.н., советник директора Института радиационного материаловедения и технологий (ИРМИТ) ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов: разработка элементов ядерных энергетических установок. Тел.: (48439)98478

Румянцев В.Н. – к.т.н., ведущий научный сотрудник ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов: исследование теплофизических свойств элементов ядерных энергетических установок. Тел.: (48439)98166

Сергеев В.В. – с.н.с. ГНЦ РФ-ФЭИ. Область научных интересов: интегральное моделирование процессов тепломассопереноса в контурах ЯЭУ на основе кодов лучшей оценки TRAC, TRACE, RELAP5, Корсар.

Строкин Н.А. – д.ф.-м.н., профессор Национального исследовательского Иркутского государственного технического университета. Тел. 8-914-930-31-70.

Чепурко В.А. – к.ф.-м.н., доцент кафедры АСУ ИАТЭ НИЯУ МИФИ. Область научных интересов: математическая статистика – разработка и исследование методов оценивания и проверки гипотез при наличии неопределенности в исходной информации; математическая теория надежности – разработка

и исследование методов решения классических задач надежности в изменяющихся с течением времени условиях эксплуатации.

Чепурко С.В. – аспирант кафедры прикладной математики ИАТЭ НИЯУ МИФИ. Область научных интересов: теория вероятностей, математическая статистика.

Ярыгин В.И. – д.т.н., директор Обнинского института атомной энергетики НИЯУ МИФИ.

OUR AUTHORS

Bardakov V.M. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the Irkutsk State University of Railway Transport.

Beznosov A.V. – Dr. Sci. (Engineering), Professor of the Department «Atomic, Heat Power Plants and Medical Engineering» of Nizhny Novgorod Alexeev State Technical University.

Bogoslovskaya G.P. – Cand. Sci. (Engineering), Associate professor, Leading researcher in the Institute of Nuclear Reactors and Thermal Physics of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Scientific interests: thermohydraulics of fast breeder reactors.

Bokov P.A. – post graduate student of the Department «Atomic, Heat Power Plants and Medical Engineering» of Nizhny Novgorod Alexeev State Technical University.

Chepurko S.V. – post-graduate student at the Applied Mathematics department of the Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering of the National Research Nuclear University «MEPhI». Scientific interests: theory of probability and mathematical statistics.

Chepurko V.A. – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Associated professor at the Automated Control Systems Department of the Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering of the National Research Nuclear University «MEPhI». Scientific interests: development and studies of methods for testing hypotheses in case of uncertainties in input information; mathematical reliability theory – development and studies of methods for solving classical reliability problems under various service conditions.

Kartashov K.V. – Scientific researcher in the Institute of Nuclear Reactors and Thermal Physics of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Scientific interests: thermohydraulic calculations for nuclear reactors.

Kascheev M.V. – Cand. Sci. (Engineering), Associate professor, graduated from the Moscow State Physics and Engineering Institute in 1986, senior researcher of calculational and theoretical laboratory of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. The author of more than 100 publications. Scientific interests: safety of NPPs, calculational and theoretical analysis of severe accidents within fast reactors and at NPPs with VVER.

Kazantsev A.A. – Cand. Sci. (Engineering), Associate professor. Scientific interests: modeling of main engineering equipment, Simulation of two phase flows for NPP applications, calculation based on CFD code OpenFOAM.

Kochnov O.U. – Cand. Sci. (Engineering), Director of Obninsk Branch of FSUE Karpov Institute of Physical Chemistry (KIPC).

Kurina I.S. – Cand. Sci. (Engineering), leading scientist of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Scientific interests: research and development of modified oxide fuels. Tel.: (48439)98632.

Kuznetsov I.A. – Cand. Sci. (Engineering), graduated from Bryansk Machine Building Institute in 1960, leading researcher of calculational and theoretical laboratory of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Scientific interests: safety of NPPs with Fast Breeder Reactors.

Lemekhov V.V. – chief designer of the reactor BREST, NIKIET, Moscow.

Lvov A.V. – post-graduate student of the Department «Atomic, Heat Power Plants and Medical Engineering» of Nizhny Novgorod Alexeev State Technical University.

Mikheev M.V. – post-graduate research engineer of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Graduated from the INPE in 1996. Scientific interests: thermal control methods and research of thermal-physical properties of nuclear power plant elements. Tel.: (48439)94362

Novozhilova O.O. – Cand. Sci. (Engineering), assistant of the Department «Atomic, Heat Power Plants and Medical Engineering» of Nizhny Novgorod Alexeev State Technical University.

Novinsky E.G. – Dr. Sci. (Engineering), Professor, chief specialist of the Joint Stock Company «Afrikantov Experimental Design Bureau for Mechanical Engineering» (JSC «Afrikantov OKBM»), Nizhny Novgorod.

Perevezentsev V.V. – Cand. Sci. (Engineering), senior researcher, Associated professor of the department «Nuclear reactors and installations» MGTU of N.E. Bauman.

Polous M.A. – post-graduated student of the Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering of the National Research Nuclear University «MEPhI», engineer of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute of Physics and Power Engineering.

Popov V.V. – Dr. Sci. (Engineering), adviser of Director of the Institute of Radiation Materials Science and Technology of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Scientific interests: development of nuclear power plant elements. Tel.: (48439)98478.

Rumyantsev V.N. – Cand. Sci. (Engineering), leading research fellow of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute for Physics and Power Engineering. Scientific interests: thermal-physical properties of nuclear power plant elements. Tel.: (48439)98166.

Sergeev V.V. – Senior Researcher of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute of Physics and Power Engineering. Scientific interests: integral modeling of heat and mass transfer processes in the circuits of NPP based on best estimation codes TRAC, TRACE, RELAP5, CORSAR.

Strokin N.A. – Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor of the National Research Irkutsk State Technical University.

Vinogradov E.G. – researcher of the State Scientific Center of Russian Federation – Institute of Physics and Power Engineering.

Vo Nhu Dan – post-graduate student of the National Research Irkutsk State Technical University.

Yarygin V.I. – Dr. Sci. (Engineering), Director of the Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering of the National Research Nuclear University «MEPhI».