

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

ВЫПУСК

2

2011

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

**В О П Р О С Ы
А Т О М Н О Й
Н А У К И
И
Т Е Х Н И К И**

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

Ф И З И К А Я Д Е Р Н Ы Х Р Е А К Т О Р О В

ИЗДАЕТСЯ с 1989 г.

ВЫПУСК 2

**Ф И З И К А И М Е Т О Д Ы Р А С Ч Ё Т А
Я Д Е Р Н Ы Х Р Е А К Т О Р О В**

ИЗДАЕТСЯ с 1981 г.

МОСКВА – 2011

Сборник "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов" включен в Перечень ведущих изданий Высшей аттестационной комиссии. Выпуск "Физика и методы расчёта ядерных реакторов" Серии "Физика ядерных реакторов" подготавливается Национальным исследовательским центром "Курчатовский институт". Подписной индекс 32067 с 2010 г. в каталоге "Газеты. Журналы" ОАО Агентство "Роспечать". Статьи из сборника "ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов" публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках "Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Yadernykh Reaktorov" журнала "Physics of Atomic Nuclei" (перевод Российского журнала "Ядерная физика"), издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788).

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

Редакционная коллегия серии:

главный редактор – Ю.М. Семченков (НИЦ "Курчатовский институт");
заместители главного редактора – С.М. Зарицкий (НИЦ "Курчатовский институт"),
В.Ф. Колесов (ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"), А.Е. Крошилин (ОАО "ВНИИАЭС"),
В.В. Пчелин (НИЦ "Курчатовский институт");
ответственный секретарь – Е.А. Старостина (НИЦ "Курчатовский институт");
члены редколлегии – П.Н. Алексеев, Е.В. Бурлаков, А.Ю. Гагаринский,
М.П. Лизоркин, В.Д. Павлов, Я.И. Штромбах (НИЦ "Курчатовский институт").

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

- математические проблемы теории переноса и теории реакторов;
- теория и методы расчёта ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчётных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчётные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- общие проблемы ядерной энергетики.

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

- Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory;
 - theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
 - codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
 - calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
 - experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
 - general problems of nuclear power.

Определение относительного распределения энерговыделения в гетерогенном реакторе по результатам измерений эффектов реактивности и функции ценности нейтронов

*А.А. Бобров, Е.С. Глушков, А.А. Зимин, А.В. Капитонова,
Г.В. Компаниец, В.И. Носов, Р.П. Петрушенко, О.Н. Смирнов,*
НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова,1

Поступила в редакцию 18.03.2011 г.

Предложен метод экспериментального определения относительного распределения энерговыделения в гетерогенном реакторе, основанный на измерениях эффектов реактивности топлива и ценности нейтронов калифорниевого источника. Отработка метода проведена на двух конфигурациях критической сборки стенда НАРЦИСС в НИЦ "Курчатовский институт", моделирующих малогабаритный гетерогенный реактор. Измерение ценности нейтронов выполнено на слабо подкритической сборке и сборке в критическом состоянии. Показано, что разработанный метод наряду с традиционно используемыми активационными методами может применяться для экспериментального исследования особенностей распределения энерговыделения в критических сборках и реакторах

Ключевые слова: малогабаритный гетерогенный ядерный реактор, энерговыделение, метод измерения энерговыделения, эффекты реактивности топлива, ценность нейтронов калифорниевого источника, критическая сборка, эксперимент.

Determination of Power Density Distribution in a Heterogeneous Nuclear Reactor Based on Measurements of Reactivity Effects and Neutron Importance Function. *A.A. Bobrov, E.S. Glushkov, A.A. Zimin, A.V. Kapitonova, G.V. Kompaniets, V.I. Nosov, R.P. Petrushenko, O.N. Smirnov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

A method of experimental determination of relative power density distribution in a heterogeneous reactor, based upon measurements of fuel reactivity effects and importance of californium source neutrons, has been proposed. Development of the method has been implemented at two configurations of critical assembly of the NARCISS NRC "Kurchatov Institute" facility, modeling a small-size heterogeneous nuclear reactor. The neutron importance measurements have been carried out at a subcritical assembly and a critical assembly. It has been shown that the method developed along with traditionally used activation methods can be applied to experimental studies of peculiarities of power density distribution in critical assemblies and reactors.

Key Words: Small-Size Heterogeneous Nuclear Reactor, Power Density, Power Density Measurement Method, Fuel Reactivity Effects, Importance of Californium Source Neutrons, Critical Assembly, Experiment.

Введение

Одной из наиболее важных нейтронно-физических характеристик (НФХ) малогабаритных гетерогенных реакторов служит пространственное распределение энерговыделения в активной зоне (а.з.), которое определяется расчётным путем и исследуется экспериментально на критических сборках, в которых моделируются физические особенности разрабатываемых реакторов [1].

Измерения распределения энерговыделения обычно проводятся активационными

методами с использованием урансодержащих фольг или с помощью твердых трековых детекторов [2]. Наряду с этим разрабатываются экспериментальные методы определения НФХ, основанные на измерениях реактивности в ядерных реакторах [3].

В данной работе предложен метод определения распределения энерговыделения в гетерогенном реакторе, основанный на измерениях эффектов реактивности топлива и ценности нейтронов калифорниевого источника. Отработка этого метода проведена в экспериментах на критической сборке

ке стенда НАРЦИСС НИЦ "Курчатовский институт". Получены результаты определения относительного распределения энерговыделения в двух конфигурациях критической сборки.

Для моделирования особенностей распределения энерговыделения в твэлах, окружающих каналы стержней безопасности реакторов, в одной из конфигураций а.з. критической сборки в экспериментах реализован канал без делящегося вещества.

1. Метод определения энерговыделения в гетерогенном реакторе, основанный на измерениях эффектов реактивности топлива и ценности нейтронов калифорниевых источников

Программой экспериментов на критическом стенде НАРЦИСС предусмотрены измерения энерговыделения в топливных сердечниках твэлов этих реакторов. Энерговыделение в твэлах обычно измеряется активационным методом с применением

$$\left(\frac{\Delta K}{K}\right)_i = \frac{1}{\text{ЦНД}} \left[\int_{V_i} dV \iint_{v_f} \sum_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E) \chi(E') \Phi^+(\mathbf{r}, E') dE dE' - \int_{V_i} dV \int \sum_a(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E) \Phi^+(\mathbf{r}, E) dE \right], \quad (1)$$

где $\left(\frac{\Delta K}{K}\right)_i$ – абсолютное значение реактивности, ЦНД =

$$= \int_{V_{a.z.}} dV \iint_{v_f} \sum_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E) \chi(E') \Phi^+(\mathbf{r}, E') dE dE'.$$

Здесь $\sum_f(\mathbf{r}, E)$ и $\sum_a(\mathbf{r}, E)$ – макросечения соответственно деления и поглощения нейтронов в топливном сердечнике i -го твэла; \mathbf{r} – радиус-вектор в объеме i -го твэла; E и E' – энергии нейтронов; $\Phi(\mathbf{r}, E)$ и $\Phi^+(\mathbf{r}, E)$ – соответственно поток и ценность нейтронов; $\chi(E')$ – спектр нейтронов деления; V_i – объем топливного сердечника i -го твэла; $V_{a.z.}$ – объем топливных сердечников всех твэлов в а.з.; ЦНД – полная ценность нейтронов деления в а.з. Остальные обозначения являются общепринятыми.

Энерговыделение Q_i в топливном сердечнике i -го твэла за счёт делений под действием нейтронов представляется в следующем виде:

$$Q_i = \int_{V_i} dV \sum_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E) dE. \quad (2)$$

урансодержащих фольг. При этом требуется использовать фольги с концентрацией ядер делящегося изотопа, близкой к ее значению в твэле, что не всегда возможно. Кроме того, для зон с большим количеством твэлов активационный метод весьма трудоемок и приводит к большим дозовым нагрузкам.

В связи с этим в НИЦ "КИ" разработан метод экспериментального определения энерговыделения, основанный на измерениях эффектов реактивности топливных сердечников твэлов или их частей и ценности нейтронов калифорниевых источников в критических сборках.

1.1. *Описание метода.* Согласно теории возмущений выражение, характеризующее изменение реактивности при извлечении одного топливного сердечника из критической сборки вследствие изменения макросечений деления и поглощения нейтронов, имеет вид:

Из соотношений (1) и (2) можно получить связь между энерговыделением Q_i и другими НФХ критической сборки.

При проведении преобразований соотношения (1) учитывалось, что в топливном сердечнике твэлов

$$\Sigma_a(\mathbf{r}, E) = \Sigma_f(\mathbf{r}, E) + \Sigma_c(\mathbf{r}, E) \quad (3)$$

или

$$\Sigma_a(\mathbf{r}, E) = \Sigma_f(\mathbf{r}, E)(1 + \alpha), \quad (4)$$

где $\alpha = \sigma_{cs}/\sigma_{fs}$ – отношение микросечений радиационного захвата и деления ^{235}U в топливном сердечнике.

После проведения преобразований формулы (1) с учетом соотношений (3) и (4) выражение для определения энерговыделения в топливном сердечнике i -го твэла имеет следующий вид:

$$Q_i = \frac{(\Delta K / K)_i \text{ ЦНД}}{(\bar{\Phi}_f^+)_i} \left[1 / \left(1 - \frac{(1 + \alpha)(\bar{\Phi}_a^+)_i}{v_f (\bar{\Phi}_f^+)_i} \right) \right]. \quad (5)$$

В формуле (5) чертой сверху обозначены средние по энергиям нейтронов и объе-

му топливного сердечника i -го твэла значения НФХ:

$(\bar{\Phi}_f^+)_i$ – усредненная по спектру деления и объему ценность нейтронов деления в топливном сердечнике i -го твэла;

$(\bar{\Phi}_a^+)_i$ – усредненная по энергии и объему ценность поглощенных нейтронов в топливном сердечнике i -го твэла.

Рабочая формула для определения относительного распределения Q_i/Q_m энерговыделения в твэлах критической сборки принимает следующий вид:

$$Q_i/Q_m = \frac{(\Delta K/K)_i (\bar{\Phi}_f^+)_m}{(\Delta K/K)_m (\bar{\Phi}_f^+)_i} (1 + \delta C_i). \quad (6)$$

Здесь индекс “ m ” относится к топливному сердечнику мониторингового твэла, на который осуществляется нормировка энерговыделения;

$$\delta C_i = \frac{1 + \alpha}{\nu_f} \left[\frac{(\bar{\Phi}_a^+)_i - (\bar{\Phi}_a^+)_m}{(\bar{\Phi}_f^+)_i - (\bar{\Phi}_f^+)_m} \right] / \left[1 - \frac{1 + \alpha (\bar{\Phi}_a^+)_i}{\nu_f (\bar{\Phi}_f^+)_i} \right] \quad (7)$$

– поправочный член.

Таким образом, для определения относительного распределения энерговыделения необходимо измерить эффект $(\Delta K/K)_i$ реактивности топливных сердечников твэлов и провести измерение ценности $(\bar{\Phi}_f^+)_i$ нейтронов деления в этих твэлах. Поправочный член δC_i определяется из нейтронно-физического расчёта с учетом данных эксперимента.

Соотношения (6) и (7) могут быть также использованы для оценки распределения энерговыделения в части твэла, например, в топливной таблетке диоксида урана. При этом в экспериментах необходимо проводить измерение эффектов реактивности при замещении топливной таблетки в твэлах на алюминиевую проставку. Изменяя положение замещаемых топливных таблеток в твэлах на разном удалении от центра сборки, а также по высоте твэлов, можно определить пространственное распределение энерговыделения в критической сборке в (r, z) -геометрии.

1.2. Методы измерения ценности нейтронов. Для определения распределения цен-

ности $(\bar{\Phi}_f^+)_i$ нейтронов деления по радиусу а.з. в экспериментах применяется калифорниевый (^{252}Cf) источник нейтронов (спектр источника близок к спектру нейтронов деления ^{235}U).

При измерении осевого распределения ценности проводится пошаговое перемещение калифорниевого источника вдоль высоты центрального отверстия топливного сердечника твэла с определением ценности после каждого шага по соотношению (6). Измерение ценности нейтронов калифорниевого источника в твэлах проводится двумя методами.

Измерение ценности нейтронов в подкритической сборке (метод 1) состоит в регистрации показаний детектора нейтронов как функции координаты источника ^{252}Cf в месте его расположения в твэле а.з. Малогабаритный источник нейтронов ^{252}Cf помещается в центральное отверстие топливного сердечника твэла, где фиксируется его положение в осевом направлении.

Измерения проводятся при состоянии реактора, близком к критическому (подкритичность $\rho \approx 0,5 \beta_{эф}$). При этом распределение плотности потоков нейтронов и показания детекторов (ионизационные камеры, счётчики) зависят только от ценности нейтронов источника.

Как следует из точечной модели кинетики реактора, показания $N(r_i)$ детектора связаны с эффективной интенсивностью $S(r_i)$ источника, расположенного в центральном отверстии i -го твэла, следующим соотношением [4]:

$$N(r_i) = \epsilon S(r_i) / \rho, \quad (8)$$

где ϵ – эффективность детектора.

В случае изотропного источника ^{252}Cf со спектром $S(r_i) = q \Phi_f^+(r_i)$, близким к спектру нейтронов деления ^{235}U , соотношение (8) преобразуется к виду

$$N(r_i) = \epsilon q \Phi_f^+(r_i) / \rho, \quad (9)$$

где $\Phi_f^+(r_i)$ – средняя по спектру и углам ценность нейтронов деления в точке с координатой r_i , где расположен источник ^{252}Cf ; q – мощность источника, определяе-

мая как число нейтронов, испускаемых в единицу времени.

Следует отметить, что $N(r_i)$ в соотношении (9) выражает зависимость показаний детектора нейтронов, расположенного в реакторе или вне его, от координаты r_i расположения источника.

Источник нейтронов представляет собой стальную ампулу диаметром 3 мм и высотой 20 мм, содержащую калифорний. В экспериментах на стенде НАРЦИСС источник на алюминиевой подвеске устанавливается в центральном канале топливного сердечника твэла и не оказывает заметного влияния на реактивность.

Полагая, что величины ϵ и q постоянны, а подкритичность ρ не зависит от положения источника, получим соотношение для относительного распределения ценности нейтронов деления в i -м твэле, нормированное на ее значение в мониторинг твэле:

$$\Phi_f^+(r_i)/\Phi_f^+(r_m) = N(r_i)/N(r_m). \quad (10)$$

Таким образом, с учетом (10) экспериментальная процедура при определении относительного распределения ценности нейтронов методом 1 сводится к регистрации показаний детекторов при установленном калифорниевом источнике в канале исследуемого твэла подкритической сборки.

При измерении ценности нейтронов в критической сборке с источником (метод 2) скорость линейного роста мощности пропорциональна ценности нейтронов, испускаемых источником, усредненной по спектру нейтронов источника. Согласно уравнениям точечной кинетики при использовании калифорниевого источника процесс изменения мощности сборки в точно критическом состоянии описывается уравнением [4]

$$dN/dt = q \Phi_f^+(r_i) \Lambda \sum_j (\beta_{\text{эф},j} / \lambda_j), \quad (11)$$

где Λ — время генерации нейтронов; $\beta_{\text{эф},j} / \lambda_j$ — характеристика запаздывающих нейтронов.

В связи с этим для измерения относительного распределения ценности нейтронов в критическом реакторе с учетом того, что мощность q источника и функционалы

Λ и $\sum_j (\beta_{\text{эф},j} / \lambda_j)$ не зависят от координаты источника, применяется следующее соотношение:

$$\Phi_f^+(r_i)/\Phi_f^+(r_m) = (dN/dt |_{r_i}) / (dN/dt |_{r_m}). \quad (12)$$

Таким образом, для измерения относительного распределения ценности нейтронов калифорниевого источника необходимо определить производную от линейного изменения мощности, регистрируемой штатными детекторами нейтронов во времени, при помещении источника в исследуемый твэл. При измерениях ценности нейтронов калифорниевого источника использованы оба рассмотренных здесь метода.

В данной работе рассматривается радиальное распределение ценности нейтронов. Эти методы могут применяться также для измерения осевого распределения ценности. При этом формулы (10), (12) с учетом (11) принимают следующий вид:

$$\bar{\Phi}_f^+(h_i) / \bar{\Phi}_f^+(h_m) = N(h_i) / N(h_m); \quad (13)$$

$$\bar{\Phi}_f^+(h_i) / \bar{\Phi}_f^+(h_m) = \frac{dN(h_i)}{dt} / \frac{dN(h_m)}{dt}, \quad (14)$$

где h_i — координата источника в осевом направлении; h_m — координата источника, расположенного в середине по оси твэла.

2. Использование метода определения энерговыделения в экспериментах на критической сборке стенда НАРЦИСС

2.1. *Характеристики исследуемых конфигураций критической сборки.* В стальном цилиндрическом корпусе сборки расположены а.з., верхний и нижний торцевые отражатели из металлического бериллия, а также верхняя и нижняя трубные доски. А.з. состоит из блоков гидридциркониевого замедлителя, в которых имеются 37 каналов для размещения в них стальных направляющих труб и макетов электрогенерирующих каналов (ЭГК) с топливом из диоксида высокообогащенного урана. Каналы в блоках замедлителя располагаются в центре сборки и на трех концентрических окружностях с радиусами $R_i = 0; 37,15; 67,25; 105,35$ мм.

Радиальный отражатель из металлического бериллия толщиной 73 мм примыкает к наружной поверхности корпуса и состоит из вкладышей и 12-ти цилиндрических поворотных барабанов регулирующих органов (РО) СУЗ, шесть из которых служат барабанами аварийной защиты РО АЗ, а 6 других – регулируемыми барабанами компенсирующего органа (КО), имеющими накладки из боросодержащего сплава.

В состав макетов ЭГК с топливом входят следующие элементы:

- топливный сердечник твэла, набранный из таблеток диоксида урана плотностью $10,42 \text{ г/см}^3$ в виде цилиндров с наружным диаметром 17 мм и внутренним центральным отверстием диаметром 4,5 мм;
- торцевые отражатели из кольцевых таблеток окиси бериллия с наружным диаметром 17 мм и центральным отверстием диаметром 3,2 мм для набора отражателей высотой от 55 до 80 мм;
- имитатор эмиттера из молибдена с вольфрамовым покрытием с внутренним диаметром трубы 18,3 мм и наружным диаметром 20,5 мм;

- имитатор коллектора из молибдена с внутренним диаметром трубы 21,6 мм и наружным диаметром 24,4 мм;
- направляющая стальная труба внутренним диаметром 24,8 мм и наружным диаметром 26,1 мм, моделирующая канал теплоносителя.

Обработка метода экспериментального определения энерговыделения проведена на двух конфигурациях критической сборки. В одной из них (конфигурация А) твэлы располагались во всех 37 каналах а.з., в другой (конфигурация Б) количество твэлов равно 36.

Критическое состояние сборки достигалось путем установки твэлов в каналы а.з. с контролем критичности при помощи построения кривой обратного умножения $1/M$. В табл. 1 представлены нейтронно-физические параметры критической сборки конфигураций А и Б на стенде НАРЦИСС.

Схема поперечного сечения а.з. с 36-ю твэлами (канал № 5 не содержит твэла) и радиального отражателя с поворотными барабанами РО СУЗ (конфигурация Б) приведена на рис. 1. Схема поперечного сечения сборки конфигурации А аналогична.

Т а б л и ц а 1. Нейтронно-физические параметры критической сборки на стенде НАРЦИСС

№ п/п	Параметр	Размерность	Конфигурация А	Конфигурация Б
1	Диаметр а.з.	мм	260	
2	Диаметр/толщина стального бака	мм	262/1	
3	Наружный диаметр кольцевого бериллиевого отражателя	мм	408	
4	Высота блоков гидрида циркония	мм	375	
5	Толщина торцевых отражателей	мм	55	
6	Макет имитатора ЭГК с топливом			
6.1	Наружный/внутренний диаметр топливного сердечника твэла	мм	17,0/4,5	
6.2	Высота топливного сердечника твэла	мм	330	355
6.3	Число твэлов	шт.	37	36 (канал № 5 не содержит твэла)
6.4	Наружный/внутренний диаметр/высота отражателей из BeO в твэле	мм	17,0/3,2/80,0	17,0/3,2/70,0
6.5	Номера твэлов без верхнего торцевого отражателя из BeO*	№	1; 5; 12; 13; 27; 28; 29; 23; 32	1; 4; 12; 13; 14; 15; 6; 28; 29; 23; 32
7	Критическое положение РО СУЗ Угол поворота РО КО5, $\varphi_{\text{крит}}$: (остальные РО КО и РО АЗ выведены ↑)	градус	115,5	122,0

* отражатели удалены по требованию эксперимента для обеспечения установки источника в центральный канал твэла (раздел 2.3)

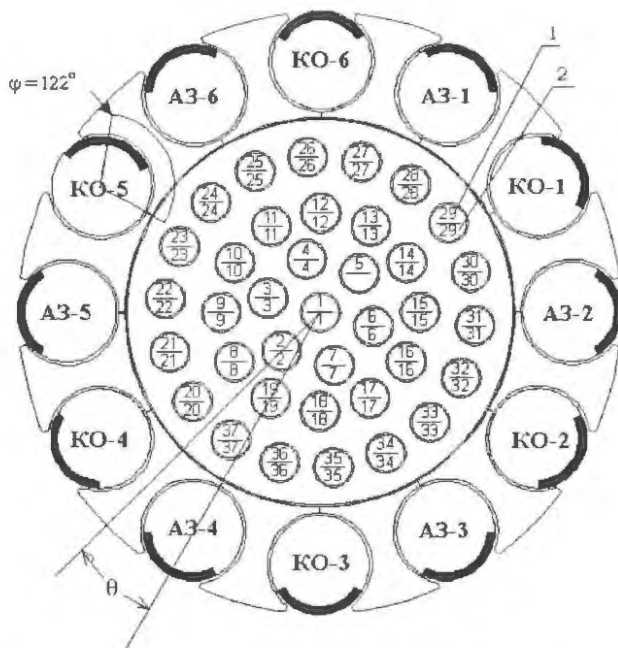


Рис. 1. Схема поперечного сечения критической сборки в конфигурации Б: 1 – номер канала, 2 – номер исследуемого твэла

2.2. Результаты измерения радиально-го распределения ценности нейтронов калифорниевого источника в сборке. При измерениях ценности нейтронов применялся калифорниевый источник нейтронов, размещенный в герметичной стальной цилиндрической ампуле наружным диаметром 3 мм и высотой 20 мм. Мощность источника во время проведения экспериментов составила $1,2 \cdot 10^5$ н/с.

При установке в сборку источник помещался на дно тонкостенной стальной ампулы (подвески) наружным диаметром 3,7 мм. Подвеска с источником вводилась в центральное отверстие топливного сердечника твэла и устанавливалась на запланированной высоте. Положение источника фиксировалось в сборке с помощью винтового зажима. Детекторами нейтронов при измерениях ценности служат счётчики нейтронов и ионизационные камеры, расположенные вокруг критической сборки (рис. 2).

Всего при измерениях ценности нейтронов задействованы 8 счётных каналов: – четыре стендовых импульсных канала для измерения интенсивности нейтронного потока, которые работают в комплекте со счётчиками СНМ-11, расположенными на

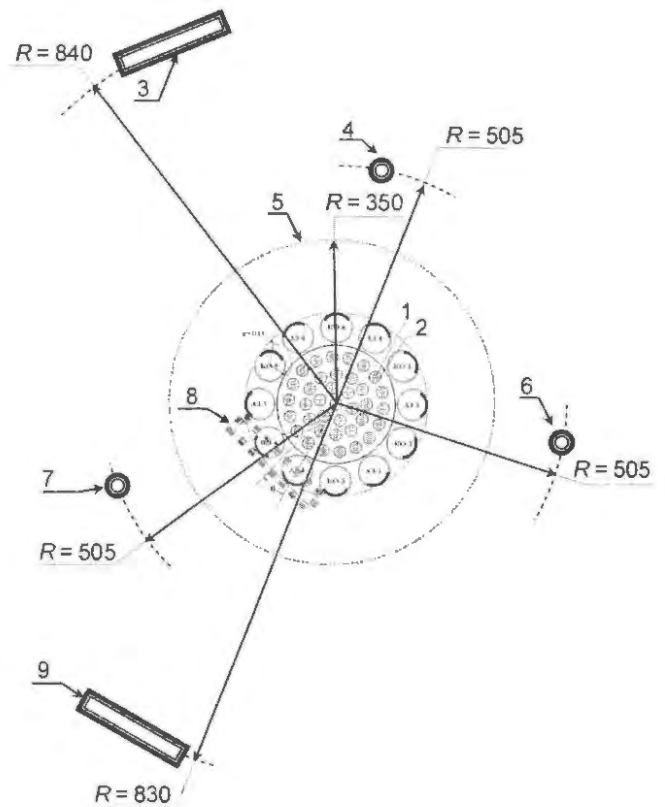


Рис. 2. Схема размещения стендовых и экспериментальных нейтронных детекторов критической сборки стенда НАРЦИСС: 1 – номер канала, 2 – номер исследуемого твэла, 3 – стендовые импульсные каналы С1 (сверху) и С2 (снизу), 4 – экспериментальный токовый канал ИК1 (КНК-56), 5 – решетчатая обечайка вокруг сборки, 6 – экспериментальный токовый канал ИК3 (КНК-56), 7 – экспериментальный токовый канал ИК2 (КНК-56), 8 – экспериментальные токовые каналы ПИР-6 (КНК-56) под опорной плитой, 9 – стендовые импульсные каналы С4 (сверху) и С3 (снизу). Размеры на рисунке даны в мм

расстояниях 830 и 840 мм от центра сборки (С1, С2, С3, С4);

– три экспериментальных токовых канала прибора СТИ-3 с ионизационными камерами КНК-56, расположенными под углом 120° на расстоянии 505 мм от центра сборки (ИК1, ИК2, ИК3);

– токовый канал реактиметра ПИР-6 с двумя параллельно подключенными ионизационными камерами КНК-56, расположенными под нижней трубной доской критической сборки.

Регистрация показаний нейтронных детекторов и обработка полученных массивов

данных проводились с использованием специально разработанных для этих целей программ GET_POWER и GET_LINE, соответственно. Экспериментальная процедура при измерении ценности нейтронов сводилась к следующему.

Сначала определялось исходное критическое состояние сборки, при котором все барабаны АЗ и КО (кроме КО5) находились в выведенном положении ($\phi = 180^\circ$), а барабан КО5 в промежуточном положении ($\phi_{КО5крит}$). Затем при выведенных барабанах АЗ и введенных барабанах КО калифорниевый источник на подвеске вводился в центральное отверстие топливного сердечника исследуемого твэла и устанавливался на середине его высоты.

При измерениях ценности нейтронов методом 1 все барабаны КО (кроме КО5) устанавливались в положение "выведено" ($\phi_{КОi} = 180^\circ$), а барабан КО5 находился в положении "введено" ($\phi_{КО5} = 0^\circ$), обеспечивая подкритичность ($\rho \approx 0,5 \beta_{эф}$) при исследовании всей запланированной партии твэлов.

Далее в течение 300 с производилась регистрация установившихся во времени показаний нейтронных детекторов по четырем импульсным счетным каналам (С1, С2, С3, С4), трем токовым каналам СТИ-3 (ИК1, ИК2, ИК3) и одному токовому каналу прибора ПИР-6 с определением средних значений $N_i(t) = \text{const}$ и соответствующих неопределенностей.

При измерениях ценности нейтронов методом 2 сборка с находящимся в ней калифорниевым источником приводилась в критическое состояние, для чего барабан КО5 устанавливался в положение $\phi_{КО5крит}$. Затем в течение 300 с производились регистрация показаний нейтронных детекторов по импульсным и токовым каналам и их обработка с определением средних значений и погрешностей определения угловых коэффициентов $(dN(t)/dt)_i$ линейных зависимостей. Регистрация и обработка этих экспериментальных данных также проводились с применением указанных выше программ.

Отдельно в критических экспериментах проведено исследование возможного влияния стальной подвески источника на изменение реактивности при установке ее в исследуемых твэлах. Для этого подвеска без источника последовательно устанавливалась в топливных сердечниках твэлов на разном удалении от центра с последующим измерением изменений реактивности. Показано, что эффект реактивности подвески и его изменение при перемещении подвески в а.з. пренебрежимо малы.

В качестве примера на рис. 3 приведены распределения показаний нейтронных детекторов за время их регистрации (каждая 7-я точка) по импульсным и токовым счётным каналам, полученные при измерениях ценности нейтронов калифорниевого источника методом 2 в твэлах №№ 1 и 28, расположенных в центральном и периферийном каналах критической сборки кон-

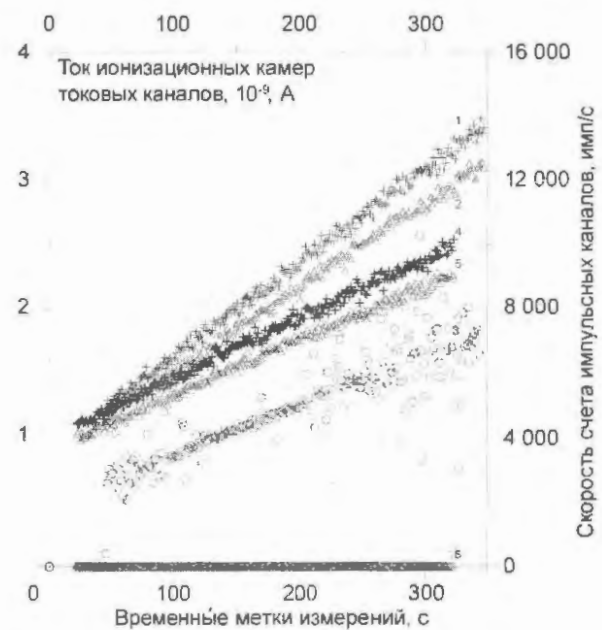


Рис. 3. Распределение показаний нейтронных детекторов во времени при измерении ценности нейтронов для центрального и периферийного твэлов для критической сборки конфигурации А для случая измерения методом 2 (критическая сборка). При размещении источника нейтронов в каналах сборки №№ 1 и 28, соответственно: 1 и 4 — результаты измерения токовым каналом ИК1 прибора СТИ-3 (+), 2 и 5 — результаты измерения импульсным каналом С1 (Δ), 3 и 6 — результаты измерения токовым каналом прибора ПИР-6 (O)

фигурации А.

Обработка зарегистрированных программой GET_POWER зависимостей $N_i(t)$ осуществлялась по стандартной процедуре для функции $y(x_i) = f(x_i)$. А именно, при измерении ценности по методу 1 из файла, содержащего пары значений аргумента x_i и функции $y(x_i)$, с помощью программы GET_LINE определялись средние значения и дисперсия:

$$\bar{y} = \sum_{i=1}^N y(x_i) / N, \quad \sigma^2 = \sum_{i=1}^N (y(x_i) - \bar{y})^2 / N.$$

Здесь N – число показаний детекторов нейтронов за время регистрации.

Для оценки неопределенности среднего значения принята величина

$\Delta \bar{y} = \pm t_{0,95;N} \sqrt{\sigma^2 / N}$, где $t_{0,95;N}$ – коэффициент Стьюдента для 95 %-го доверительного интервала неопределенности и выборки размерности N .

При измерении ценности методом 2 из файла, содержащего пары значений аргумента x_i и функции $y(x_i)$, с помощью программы GET_LINE определялись угол наклона зависимости, которая предполагалась линейной, и неопределенность угла наклона.

Определение параметра A линейной регрессии $Y(x) = Ax + B$ осуществлялось методом наименьших квадратов по стандартным формулам

$$A = \left(N \sum_i y_i x_i - \sum_i y_i \sum_i x_i \right) / \left(N \sum_i x_i^2 - \sum_i x_i \sum_i x_i \right),$$

$$\sigma^2 = \left[\sum_i y_i^2 - \left(A \sum_i y_i x_i + B \sum_i y_i \right) \right] / (N - 2).$$

Для оценки неопределенности наклона использовалась величина

$$\Delta A = \pm t_{0,95;N} \sqrt{N \sigma^2 / \left(N \sum_i x_i^2 - \sum_i x_i \sum_i x_i \right)}.$$

Обобщение результатов, полученных с применением всех восьми измерительных каналов, осуществлялось с помощью программы GET_MATRIXACTION. Из исходного набора восьми пар данных $(c_i, \epsilon(c_i))$ отбрасывались минимальное и максимальное значения и для полученного усеченного набора пар данных рассчитывались среднее значение \bar{c} и оценки неопределенности

среднего значения и предельной абсолютной погрешности среднего. Полученное среднее значение \bar{c} принималось в качестве результата проведения эксперимента.

В работе [5] приведены средние значения показаний N_i нейтронных детекторов по каждому счётному импульсному и токовому каналам, полученные при измерении ценности методом 1 в сборке конфигураций А и Б, соответственно. Даны средние значения угловых коэффициентов $(dN/dt)_i$, полученные по показаниям каждого импульсного и токового каналов при измерениях ценности нейтронов калифорниевского источника методом 2 в сборке конфигурации А.

Полученные таким образом экспериментальные данные представлены в виде, удобном для использования при определении энерговыделения по соотношению (6). В табл. 2 представлены полученные обоими методами усредненные по всем импульсным и токовым каналам относительные значения $(\Phi_j^+) / (\Phi_j^+)_1$ ценности нейтронов калифорниевского источника в твэлах, нормированные на ценность нейтронов центрального твэла, в сборке конфигурации А и аналогичные результаты, полученные методом 1 для сборки конфигурации Б.

На рис. 4 приведено относительное распределение $(\Phi_j^+) / (\Phi_j^+)_1$ ценности нейтронов калифорниевского источника, интерпретируемое как ценность нейтронов деления, в зависимости от радиуса расположения твэлов по результатам измерений методами 1 и 2. Для наглядности экспериментальные данные аппроксимированы методом наименьших квадратов полиномами 3-й степени.

Здесь же проведена кривая регрессии по средним значениям ценности, полученным обоими методами. Приводимые данные указывают на близость зависимостей, полученных методами 1 и 2, чтобы в дальнейшем пользоваться лишь одним из указанных методов, например, методом 1 как наиболее легко реализуемым и позволяющим производить измерения на подкритической сборке.

Т а б л и ц а 2. Относительные значения $(\Phi_f^+)_i / (\Phi_f^+)_1$ ценности нейтронов

калифорниевго источника в твэлах критической сборки

Конфигурация А				Конфигурация Б		
№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	Метод 1	Метод 2	№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	Метод 1
1	0 (центр)	1	1	1	0 (центр)	1
5	37,15	$0,945 \pm 0,005$	$0,915 \pm 0,005$	4	37,15	$0,935 \pm 0,004$
12	67,25	$0,863 \pm 0,080$	—	6	37,15	$0,954 \pm 0,004$
13	67,25	$0,844 \pm 0,009$	$0,833 \pm 0,005$	12	67,25	$0,847 \pm 0,004$
27	105,35	$0,655 \pm 0,005$	$0,756 \pm 0,002$	13	67,25	$0,844 \pm 0,004$
28	105,35	$0,642 \pm 0,007$	$0,644 \pm 0,002$	14	67,25	$0,873 \pm 0,003$
29	105,35	$0,663 \pm 0,003$	$0,747 \pm 0,002$	15	67,25	$0,872 \pm 0,004$
23	105,35	$0,621 \pm 0,012$	$0,586 \pm 0,005$	28	105,35	$0,657 \pm 0,003$
32	105,35	$0,659 \pm 0,009$	$0,620 \pm 0,003$	29	105,35	$0,660 \pm 0,003$
				23	105,35	$0,644 \pm 0,005$
				32	105,35	$0,675 \pm 0,003$

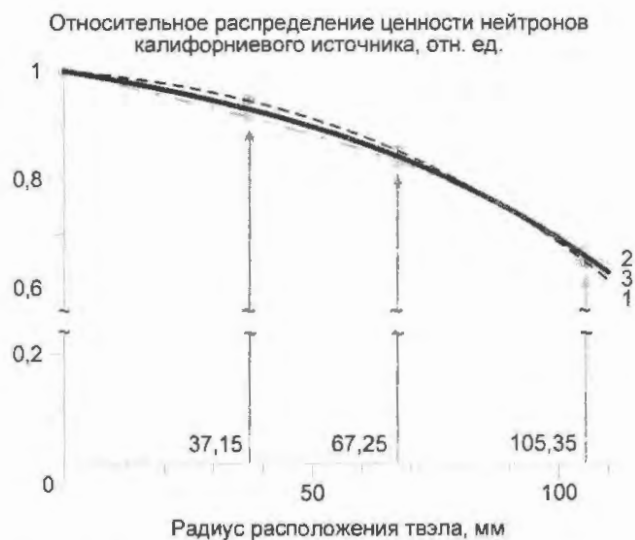


Рис. 4. Распределение ценности нейтронов калифорниевго источника в твэлах по радиусу а.з. критической сборки конфигурации А: кривая 1 (· · · ·) — аппроксимация полиномом 3-й степени результатов измерения методом 1 (⊙), кривая 2 (- · - · -) — аппроксимация полиномом 3-й степени результатов измерения методом 2 (⊙). Результирующее для измерений по методам 1 и 2 распределение аппроксимировано полиномом $Y = 1 - 1,63E-3R - 1,97E-6R^2 - 1,26E-7R^3$ — кривая 3 (—). Расстояние от верхней границы нижнего торцевого отражателя до дна подвески калифорниевго источника 184 мм

2.3. Результаты измерения радиально-го распределения эффектов реактивности топлива в критической сборке. Для отработки экспериментального метода определения энерговыделения на сборке конфигурации А (37 твэлов) использованы экспериментальные данные по эффектам реактивности топлива, полученные на критической сборке стенда НАРЦИСС и приведенные в докладе [6]. В этих экспериментах из выделенного в топливном сердечнике объема твэла извлекались таблетки из диоксида урана и вместо них устанавливалась алюминиевая проставка такого же размера. Высота алюминиевой проставки составляла 40,3 мм, масса алюминия 25,1 г. Масса удаленного топлива равна 89 г.

Экспериментальная процедура сводилась к измерению изменения реактивности, обусловленного замещением топлива на алюминий в части объема одного твэла. Алюминиевая проставка размещалась в середине твэла по его высоте, составляющей 345 мм. Измерения выполнены для четырех твэлов, расположенных на разном удалении от центра а.з. Эффекты реактивности определялись по изменениям угла поворота предварительно отградуированного регулирующего барабана КО5.

В экспериментах показано, что эффекты реактивности, вносимые алюминиевыми проставками, малы и находятся в пределах результирующей неопределенности, составляющей $\rho = 0,005 \beta_{эф}$.

В экспериментах на сборке конфигурации Б (36 твэлов) для измерения эффектов реактивности топлива применялся отдельный, не входящий в состав исследуемой сборки, опытный твэл без верхнего торцевого отражателя из BeO , содержащий алюминиевую проставку высотой 40 мм вместо части топливных таблеток. Проставка расположена на середине высоты 357,5 мм топливного сердечника опытного твэла. Масса удаленного топлива составляет 88,3 г, а алюминиевой проставки в виде отрезка трубы диаметром 14 мм и толщиной стенки 1 мм – 4,3 г.

Измерение эффектов реактивности топлива проводилось при замене на опытный твэл поочередно твэлов, находящихся в каналах №№ 1, 4, 12, 13, 14, 15, 6, 28, 29, 23, 32, с помощью программы цифрового реактиметра RMD_V9, осуществляющей определение реактивности методом обратной кинетики по показаниям токового канала ПИР-6 и трех токовых каналов прибора

СТИ-3. Обработка полученных временных зависимостей производилась непосредственно после их регистрации с помощью программы STARM.

Для проведения этих экспериментов потребовалось изменить исходное критическое состояние сборки, увеличив запас ее реактивности путем удаления трех труб имитатора коллектора из каналов №№ 20, 26 и 33 сборки (рис. 1).

Результаты критических экспериментов по определению эффектов реактивности топлива в сборке конфигураций А и Б приведены в табл. 3. Эти данные представлены также в относительном виде и нормированы на значения $(\Delta K/K)_i / (\Delta K/K)_1$ эффекта реактивности топлива в центральном твэле.

2.4. *Результаты определения радиального распределения энерговыделения в твэлах критической сборки.* При определении радиального распределения энерговыделения в топливных сердечниках твэлов по радиусу а.з. критической сборки использованы соотношения (6) и (7). Измеренные в экспериментах и нормированные на центральный твэл эффекты $(\Delta K/K)_i / (\Delta K/K)_1$ реактивности топлива и ценности нейтронов

Таблица 3. Эффекты реактивности топлива в твэлах критической сборки

Конфигурация А				Конфигурация Б			
№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	$(\Delta K/K)_i, \beta_{эф}$	$(\Delta K/K)_i / (\Delta K/K)_1$	№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	$(\Delta K/K)_i, \beta_{эф}$	$(\Delta K/K)_i / (\Delta K/K)_1$
1	0 (центр)	$0,249 \pm 0,005$	1	1	0 (центр)	$0,234 \pm 0,002$	1
5	37,15	$0,218 \pm 0,005$	$0,876 \pm 0,020$	4	37,15	$0,216 \pm 0,002$	0,920
13	67,25	$0,191 \pm 0,005$	$0,767 \pm 0,020$	6	37,15	$0,223 \pm 0,002$	$0,952 \pm 0,009$
28	105,35	$0,178 \pm 0,004$	$0,715 \pm 0,016$	12	67,25	$0,188 \pm 0,001$	$0,800 \pm 0,004$
				13	67,25	$0,220 \pm 0,002$	$0,940 \pm 0,009$
				14	67,25	$0,188 \pm 0,001$	$0,936 \pm 0,005$
				15	67,25	$0,180 \pm 0,002$	$0,770 \pm 0,009$
				28	105,35	$0,166 \pm 0,002$	$0,708 \pm 0,009$
				29	105,35	$0,164 \pm 0,002$	$0,701 \pm 0,009$
				23	105,35	$0,165 \pm 0,003$	$0,702 \pm 0,013$
				32	105,35	$0,167 \pm 0,002$	$0,715 \pm 0,009$

Таблица 4. Исходные данные и результаты расчётной оценки поправочного члена δC_i для определения энерговыделения в твэлах критической сборки

Конфигурация А					Конфигурация Б				
№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	$(\Phi_i^+)_i$	$(\Phi_{ii}^+)_i$	δC_i	№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	$(\Phi_i^+)_i$	$(\Phi_{ii}^+)_i$	δC_i
1	0 (центр)	2,444	4,444	0	1	0 (центр)	2,499	4,531	0
5	37,15	2,343	4,279	0,036	4	37,15	2,389	4,348	0,032
12	67,25	2,121	3,859	0,008	6	37,15	2,389	4,348	0,032
13	67,25	2,121	3,859	0,008	12	67,25	2,164	3,952	0,058
27	105,35	1,621	2,837	-0,230	13	67,25	2,147	3,877	-0,029
28	105,35	1,621	2,837	-0,227	14	67,25	2,147	3,877	-0,029
29	105,35	1,621	2,837	-0,227	15	67,25	2,164	3,952	0,058
23	105,35	1,621	2,837	-0,227	28	105,35	1,647	2,912	-0,161
32	105,35	1,621	2,837	-0,227	29	105,35	1,647	2,912	-0,161
					23	105,35	1,678	2,964	-0,163
					32	105,35	1,666	2,942	-0,163

деления $(\Phi_i^+)_i / (\Phi_{ii}^+)_i$ приведены в табл. 2 и 3, соответственно.

Значения поправочного члена δC_i рассчитывались по формуле (7) с применением двухгрупповой программы расчёта гетерогенного реактора в $(r-\phi)$ -геометрии PNKV [7]. Рассчитанные по этой программе сопряженные функции потоков быстрых и тепловых нейтронов интерпретированы как ценности нейтронов деления $(\Phi_i^+)_i$ и поглощенных нейтронов $(\Phi_{ii}^+)_i$, соответственно. Значения ценности нейтронов и результаты расчётной оценки поправочного члена δC_i для каждого исследуемого твэла в обеих конфигурациях критической сборки представлены в табл. 4.

В табл. 5 показаны результаты определения энерговыделения в твэлах критической сборки, нормированные на значение энерговыделения в центральном твэле.

Для иллюстрации метода данные табл. 5 представлены также на рис. 5 в виде зависимости энерговыделения от радиуса расположения твэла в а.з. При этом значения энерговыделения для твэлов, расположен-

ных на одном и том же радиусе, усреднены. Здесь же приведены результаты расчёта распределения энерговыделения по радиусу а.з., полученные с использованием программы MCU [8], реализующей метод Монте-Карло.

Из приведенных на рис. 5 данных следует, что результаты экспериментов и расчётов согласуются между собой в пределах неопределенности экспериментального метода, оцениваемой в пределах от 2 % для твэлов в средней части а.з. и до 5 % для периферийных твэлов в сборке конфигурации Б, а также с учетом неопределенности метода статистических испытаний, реализованного в программе MCU.

Из сопоставления данных, относящихся к сборке конфигурации Б (рис. 5 и табл. 5), следует, что канал без твэла оказывает заметное влияние на характер энерговыделения в окружающих его близлежащих твэлах. В связи с отсутствием делящегося вещества в этом канале происходит всплеск нейтронов в замедлителе, что приводит к заметному (до 12...16 %) росту энерговыделения в близлежащих твэлах.

Таблица 5. Относительное потвэльное энерговыделение Q_i / Q_1 в а.з. критической сборки НАРЦИСС

Конфигурация А			Конфигурация Б		
№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	Q_i / Q_1	№ твэла	Радиус расположения твэла, мм	Q_i / Q_1
1	0 (центр)	1	1	0 (центр)	1
5	37,15	$0,960 \pm 0,038$	4	37,15	$1,011 \pm 0,022$
12	67,25	$0,896 \pm 0,040$	6	37,15	$1,029 \pm 0,023$
13	67,25	$0,916 \pm 0,041$	12	67,25	$1,000 \pm 0,022$
27	105,35	$0,840 \pm 0,055$	13	67,25	$1,081 \pm 0,024$
28	105,35	$0,860 \pm 0,056$	14	67,25	$1,041 \pm 0,023$
29	105,35	$0,833 \pm 0,054$	15	67,25	$0,934 \pm 0,021$
23	105,35	$0,890 \pm 0,058$	28	105,35	$0,904 \pm 0,048$
32	105,35	$0,839 \pm 0,055$	29	105,35	$0,891 \pm 0,047$
			23	105,35	$0,916 \pm 0,049$
			32	105,35	$0,887 \pm 0,047$



Рис. 5. Распределение энерговыделения в твэлах по радиусу а.з. критической сборки стенда НАРЦИСС. В конфигурации А: кривая 1 (— · — · —) — сплайн измеренных точек (O), кривая 2 (— — —) — результаты расчётов. В конфигурации Б: кривая 3 (—) — сплайн измеренных точек (Δ), кривая 4 (— · — · —) — результаты расчётов

Заключение

В работе предложен метод определения относительного распределения энерговыделения в гетерогенном реакторе, основанный на измерениях эффектов реактивности топлива и ценности нейтронов калифорниевого источника.

Апробация и отработка метода проведены в экспериментах на двух конфигурациях

критической сборки стенда НАРЦИСС, в одной из которых реализован канал без делящегося вещества, моделирующий канал стержня безопасности малогабаритного гетерогенного реактора.

Измерение ценности нейтронов калифорниевого источника выполнено двумя методами: на подкритической сборке и сборке в критическом состоянии. Показана близость результатов, полученных обоими методами. Измерения эффектов реактивности топлива проведены путем сравнения критических состояний, вызванных заменой части топливных таблеток твэлов на алюминиевые проставки.

На основании проведенных экспериментов определено относительное распределение энерговыделения по радиусу обеих конфигураций критической сборки. Показано, что полученные результаты согласуются с результатами расчёта по программе MSU в пределах неопределенностей эксперимента и расчёта.

Показано, что канал без делящегося вещества может оказывать заметное влияние на характер распределения энерговыделения в близлежащих окружающих его твэлах, приводя к увеличению энерговыделения в этих твэлах на 12...16 %.

Разработанный и апробированный в экспериментах метод наряду с традиционно используемыми активационными методами

может быть применен для экспериментального исследования особенностей распределения энерговыделения в критических сборках и реакторах.

Список литературы

1. **Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С., Компаниец Г.В. и др.** Эксперименты по исследованию критических параметров и эффективности регулирующих барабанов реакторов КЯ-ЭУ на стенде НАРЦИСС РНЦ "КИ". Препринт ИАЭ-6441/4, 2006.
2. **Пономарев-Степной Н.Н., Крутов А.М., Носов В.И. и др.** Распределение энерговыделения в топливном сердечнике ТВЭЛов // Атомная энергия, март 1973, т. 34, вып. 3.
3. **Смирнов О.Н., Романов П.В.** Применение реактивных измерений для определения нейтронно-физических характеристик реактора и контроля ядерных материалов. Обзор РНЦ "КИ", 1997.
4. **Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.** Экспериментальные методы физики реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. **Пономарев-Степной Н.Н., Бобров А.А., Глушков Е.С. и др.** Метод определения распределения энерговыделения по твэлам реактора на основе измерений эффектов реактивности и

ценности нейтронов. Препринт ИАЭ-6653/4, 2010.

6. **Крутов А.М., Бубелев В.Г., Смирнов О.Н. и др.** Экспериментальное определение коэффициентов чувствительности. Аннотация доклада. Третий рос.-америк. семинар "Учет и контроль делящихся материалов на критических стендах методом критических/реактивных измерений". 8-11 декабря 1997 г.
7. **Носов В.И., Компаниец Г.В., Воробьев И.И., Петрушенко Р.П.** Модернизированный для РС-АТ комплекс программ PNKV для расчета гетерогенных реакторов. Препринт ИАЭ-5689/5, 1993.
8. **Abagian L.P., Alekseev N.I., Bryzgalov V.I. et al.** MCU-RFFI/a Code with DLC/MCUDAT-1.0 Nuclear Data Library. Applicant and Developer-RRC "Kurchatov Institute", Certificate Number PC No 61. Russian Federal Agency for Supervision of Nuclear and Radiation Safety. Moscow, 1996.

Контактная информация –

Носов Виталий Иванович, в. н. с., тел.: (499) 196-92-91, e-mail: rpp@adis.ver.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 3–15.

Сопоставление измеренной и рассчитанной реактивности при измерении эффективности аварийной защиты на этапе физического пуска энергоблока № 3 Калининской АЭС

О.Ю. Кавун, А.И. Попыкин, Р.А. Шевченко, С.А. Шевченко,
ФБУ "НТЦ ЯРБ", 107140, Москва, Малая Красносельская ул., д. 2/8, к. 5
Поступила в редакцию 11.10.2010 г.

Приводятся сравнения рассчитанных с использованием программного комплекса РАДУГА-7.5 [1] эффективностей аварийной защиты в стационарной и нестационарной постановках с экспериментальными данными, полученными при измерении веса аварийной защиты в процессе физического пуска ВВЭР-1000 блока № 3 Калининской АЭС. На основании анализа полученных результатов даются рекомендации по сопоставлению измеренной и рассчитанной реактивности и параметров, с помощью нее определяемых.

Ключевые слова: ВВЭР, Калининская АЭС, реактивность, ионизационная камера, эксперимент, измерение, моделирование, расчёт, сопоставление, программа РАДУГА-7.5.

Comparison of Measured and Calculated Reactivity at Determination of the Effectiveness of Emergency Control During Physical Start-up of Kalinin NPP Unit № 3. *O.Yu. Kavun, A.I. Popykin, R.A. Shevchenko, S.A. Shevchenko, SEC NRS, 2/8 (bld. 5), Malaya Krasnosel'skaya St., Moscow, 107140.*

Modeling of the emergency control measurement during physical start-up of the VVER-1000 unit 3 of Kalinin NPP is discussed. The RADUGA-7.5 code is used. Recommendations for comparing the measured and calculated reactivity are provided.

Key Words: VVER, Kalinin NPP, Reactivity, Ionization Chamber, Experiment, Measurement, Modeling, Calculation, Comparison, RADUGA-7.5 Code.

Введение

Эффекты и коэффициенты реактивности служат одними из основных физических характеристик реактора. Они так же, как и другие величины, связанные с понятием реактивности и определяемые путем расчётов и измерений (эффективность аварийной защиты (АЗ), подкритичность и т.д.), применяются в качестве проектных и эксплуатационных пределов. Их допустимые значения должны быть обоснованы в проекте РУ (п. 2.2.1 НП-082-07 [2]). В настоящее время согласно требованиям нормативных документов значения некоторых из этих параметров, полученные расчётным путем, должны быть подтверждены измерениями на минимально контролируемом уровне мощности (п. 3.1.1 НП-082-07 [2]) перед эксплуатацией каждой новой загрузки.

Существуют определенные трудности при сопоставлении измеренных и рассчитанных величин реактивности и величин, с помощью нее полученных, особенно при

измерениях реактивности в состояниях глубокой подкритичности. Для верификации стационарных программ, в том числе и верификации рассчитанной по ним реактивности, используются измерения на критических сборках и действующих РУ, где реактивность определяется по току ионизационной камеры (ИК), измеренному реактиметром во время переходного процесса. Но это иногда идет "вразрез" с логикой стационарных расчётов, так как в данном случае рассчитанное по стационарной программе значение реактивности есть разность эффективных коэффициентов (обратных) размножения в двух стационарных состояниях.

А при измерениях, в большинстве случаев, временную зависимость измеряемых параметров в рассматриваемой системе определяют запаздывающие нейтроны и, если система находится вдали от критического состояния, произведенное нестационарное измерение величины требует правильной интерпретации для верификации соответствующих величин, полученных по програм-

мам стационарного расчёта. Анализ различных подходов к определению понятия реактивности проделан ранее в работе [3].

Еще одна причина расхождений величин реактивности, полученных по программам стационарного расчёта активной зоны и измеренных на действующих блоках АЭС с ВВЭР, связана со спецификой проведения измерений. В этом типе реактора изменение потока нейтронов при измерении реактивности фиксируется боковыми ИК, расположенными за корпусом реактора в бетоне сухой защиты. Это означает, что они с наибольшей чувствительностью и эффективностью "отражают" нестационарное поведение потока нейтронов в периферийных кассетах, ближайших к ИК.

А рассчитанная по стационарным программам реактивность является интегральным параметром и характеризует поведение активной зоны в целом. Поэтому интерпретация измерений требует определенных усилий. Это имеет особенное значение при обработке измерений реактивности при несимметричных возмущениях, например, при измерении эффективности АЗ без более эффективного стержня с последующим его добросом.

При анализе безопасности РУ с применением современных расчётных методов и программных средств использование понятий реактивности, эффектов и коэффициентов реактивности необязательно. Для этих целей может быть напрямую решена нестационарная задача о пространственно-энергетическом распределении энерговыделения с учетом обратных связей и тем самым получены непосредственно измеряемые величины, а по ним уже могут быть рассчитаны необходимые функционалы.

Тем не менее в современных стационарных программах совместного нейтронно-физического и теплогидравлического (НФ/ТГ) расчёта, применяемых для расчётного сопровождения эксплуатации РУ с ВВЭР, рассчитываются именно коэффициенты и эффекты реактивности, эффективности регулирующих органов, групп регулирующих органов, а не непосредственно измеряемые величины. Ранее они исполь-

зовались в качестве исходных данных для рассмотрения кинетики реактора в точечной модели, в том числе при обосновании безопасности, а в настоящее время они применяются в качестве проектных и эксплуатационных пределов.

При этом все современные проектные и эксплуатационные пределы количественно или качественно (больше или меньше нуля) сформулированы именно в терминах реактивности, получаемой из расчётов по стационарным программам. Например, подкритичность остановленного реактора должна быть не менее 0.02 (п. 4.19 НП-082-07 [2]), что, как указано выше, можно установить с помощью реактиметра только при правильной интерпретации измерений.

Отсюда следует, что правильная интерпретация измерений, а также соотношение между экспериментальными данными и результатами стационарных и нестационарных расчётов еще долго будут актуальными при обосновании безопасности ВВЭР, поскольку нормативные документы консервативны.

Определение реактивности, полученной в результате стационарного расчёта, является общепринятым:

$$\rho = 1 - 1/k_{эф}. \quad (1)$$

где $k_{эф}$ – эффективный коэффициент размножения.

В подкритическом состоянии его можно считать собственным значением соответствующей стационарной задачи. В отдельных случаях вместо "величина реактивности, полученная по программе стационарного расчёта" будет употребляться выражение "величина реактивности" или "значение реактивности", то же самое относится и к параметрам, полученным с помощью этого значения реактивности.

В работе [4] проведено сравнение измеренных и рассчитанных токов ИК при измерении эффективности АЗ во время физического пуска 3-го энергоблока Калининской АЭС. Отмечено, что полученная в соответствии с документами [5, 6] на основании измерений величина эффективности АЗ удовлетворительно согласуется с рассчитанной величиной. Задача настоящей

работы состоит в том, чтобы обратить внимание на то, что измеренная величина реактивности и определенная выше рассчитанная реактивность – это разные величины, и обсудить их сопоставление. Для этой цели приходится повторить отдельные положения и результаты работы [3].

Нестационарная система уравнений переноса нейтронов записывается следующим образом [1, 7]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = (-L + K_s + (1 - \beta) f_p K_f) \Phi + \sum_{i=1}^{i=N} \lambda_i f_i C_i; \quad (2)$$

$$\partial C_i / \partial t = -\lambda_i C_i + \beta_i K_f \Phi, \quad i = 1 \dots N, \quad (3)$$

где $K_f \Phi$, $L \Phi$, $K_s \Phi$ – соответственно операторы деления (источника нейтронов), переноса и рассеяния (неупругого и упругого); Φ – плотность нейтронов; C_i – концентрация предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы; β , β_i – доля запаздывающих нейтронов, доля i -й группы запаздывающих нейтронов; f_p , f_i – спектр мгновенных нейтронов, спектр i -й группы запаздывающих нейтронов; λ_i – постоянная распада i -й группы запаздывающих нейтронов.

Рассмотрим задачу (2), (3) в диффузионном двухгрупповом приближении в следующей постановке. Левые части выражений (2), (3) – это матрицы 2×2 , Φ – вектор-столбец с компонентами Φ_1 и Φ_2 . Таким способом вводится реактивность в программном комплексе (ПК) РАДУГА-7.5.

Матричные элементы операторов деления (источника нейтронов), переноса и рассеяния определяются следующими равенствами:

$$[K_f \Phi]_l = \chi_l \sum_{j=1}^2 v \Sigma_{fj} \Phi_j(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

$$\chi_1 = 1, \chi_2 = 0;$$

$$[L \Phi]_l = \text{diag}[\text{div} D_l (\text{grad}) - \Sigma_{al}(\mathbf{r}, t)] \Phi(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

символ diag обозначает диагональную матрицу;

$$[K_s \Phi]_l = \sum_{j=1}^2 s_{lj} \Phi_j(\mathbf{r}, t); \quad (6)$$

$$s_{11} = \Sigma_{1,d}; s_{12} = \Sigma_{1,2}; s_{21} = s_{22} = 0, \quad l, j = 1, 2.$$

Функции, подлежащие определению, и параметры:

$\Phi(\mathbf{r}, t)$ – плотность потока нейтронов, $C_i(\mathbf{r}, t)$ – концентрация предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы; $\Sigma_{1,d}$ – сечение увода из первой группы; $\Sigma_{1,2}$ – сечение рассеяния из первой группы во вторую; $v \Sigma_{fl}$, $l = 1, 2$ – групповые источники нейтронов; χ_l – групповые спектры нейтронов; \mathbf{r} – пространственная переменная (может быть вектор с координатами x , y , z и т.д.).

Введем величину $\Phi(t)$ – интегральный по пространству и энергетическим группам поток нейтронов – и переменную

$$1/w = G/v_1 + 1/v_2, \quad (7)$$

где

$$G = \Phi_1/\Phi_2; \quad (8)$$

после преобразований получим

$$\left(\frac{1}{w} \right) \frac{d\Phi}{dt} = -(\chi, L \Phi) + (1 - \beta_{\Phi}) (\chi, K_f \Phi) + \sum_{i=1}^{i=N} \lambda_i C_i, \quad (9)$$

где надчерк обозначает усреднение по пространству, $\Phi(t)$ – средний по пространству поток нейтронов. Иногда параметр G называют жесткостью спектра. Более подробно вывод уравнения (9) проводится в работе [3].

Введя время жизни нейтрона

$$t_a = \left(\frac{1}{w} \right) \frac{k_{\Phi}(t)}{(\chi, K_f \Phi)}, \quad (10)$$

получим формулу

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{\Phi}} = 1 + \frac{t_a}{\beta_{\Phi}} \frac{d\Phi}{dt} \frac{1}{\Phi} - \frac{t_a}{\beta_{\Phi}} \frac{1}{\Phi} \sum_{i=1}^{i=N} \lambda_i C_i. \quad (11)$$

Из (11) следует формула для $k_{\Phi}(t)$:

$$k_{\Phi}(t) = \frac{(\chi, K_f \Phi)}{(\chi, K_f \Phi)(1 - \beta_{\Phi}) + \sum_{i=1}^N \lambda_i C_i - \left(\frac{1}{w} \right) \frac{d\Phi}{dt}}. \quad (12)$$

Введем величину

$$\rho^p(t) = k_{\Phi}(t) - 1. \quad (13)$$

По формулам (12) и (13) в ПК РАДУГА-7.5 находится реактивность. Все параметры, входящие в эту формулу, вычисляются в программе на каждом шаге по времени в процессе решения совместной полномасштабной нейтронно-теплогидравлической задачи.

Результаты расчётного моделирования измерения реактивности

Для моделирования измерения реактив-

ности использовался ПК совместного нестационарного НФ/ТГ расчёта РАДУГА-7.5. Прежде всего моделирование измерения направлено на определение непосредственно измеряемой величины – тока ИК.

Выше и более подробно в работе [3] предложено определение реактивности, полученной из нестационарного расчёта. Оно совпадает с определением (1), но при этом $k_{\text{эф}}$ может зависеть от времени. Это реактивность, полученная в результате расчётного моделирования измерения.

Отметим, что никакого соотношения, кроме указанного выше, между реактивностью (1) и реактивностью, полученной в результате расчётного моделирования измерения, в данной работе не устанавливается, поскольку эти величины характеризуют разные состояния реактора. Однако, для рассмотрения нестационарного состояния реактора величина реактивности, полученная в результате расчётного моделирования, может быть полезной.

Непосредственно измеряемой величиной служит ток ИК. Измеренной реактивностью будем называть результат обработки измеренного тока ИК реактиметром или любым другим измерительным комплексом по точечной модели кинетики с известными параметрами точечной кинетики.

Для моделирования измерения реактивности необходимо моделирование сигнала ИК, формируемого потоком нейтронов от активной зоны реактора. При проведении измерений данный сигнал обрабатывается в реактиметре по модели точечной кинетики. Это, по сути, лишний этап в составе измерений. Чтобы он был корректным, следует применять согласованные параметры точечной кинетики, а также учитывать, что сигнал формируется потоком нейтронов лишь от ближайших к ИК кассет и может отражать временное поведение не всей системы, как это предполагает модель точечной кинетики.

Прямо измеряемую величину (ток ИК) можно связать с плотностью потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК. В свою очередь плотность потока тепловых нейтронов связана с источником нейтронов

в активной зоне, получаемым при моделировании переходного процесса по программе НФ/ТГ расчёта. В качестве сравнения измерения и расчёта целесообразно предложить сравнение измеренного тока ИК с рассчитанным в предположении, что ток ИК пропорционален потоку тепловых нейтронов в месте ее расположения. Чтобы замкнуть эту цепочку, нужно рассчитать перенос нейтронов от активной зоны к месту расположения ИК.

Для расчётов потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК использовалась программа MCNP-4C с библиотекой констант DLC-189 [8]. Рассчитывалась функция влияния крайнего ряда кассет (первой топливной загрузки активной зоны блока № 3 Калининской АЭС) на плотность потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК. При этом каждая кассета разбивалась на 10 равных вертикальных расчётных зон [4].

На рис. 1 приводится картограмма первой топливной загрузки ВВЭР-1000 энергоблока № 3 Калининской АЭС и показано расположение штатных и дополнительных ИК, использованных при измерениях.

На рис. 2 приводится диаграмма влияния рядов кассет на формирование плотности потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК. Как видно из диаграммы, поток формируется в основном кассетами последних двух рядов ТВС активной зоны.

На рис. 3 приводится диаграмма влияния отдельных кассет на формирование плотности потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК. Около половины вклада в величину плотности теплового потока дают крайние кассеты последнего ряда. Это важная информация для интерпретации измерений в процессе доброса “застывшего” стержня.

Расчётное моделирование сброса АЗ проводилось с помощью нестационарного расчёта по ПК РАДУГА-7.5. Результаты этих расчётов, а также различия параметров активной зоны при расчёте сброса АЗ в стационарном и нестационарном приближении приводятся и обсуждаются в работе [3].

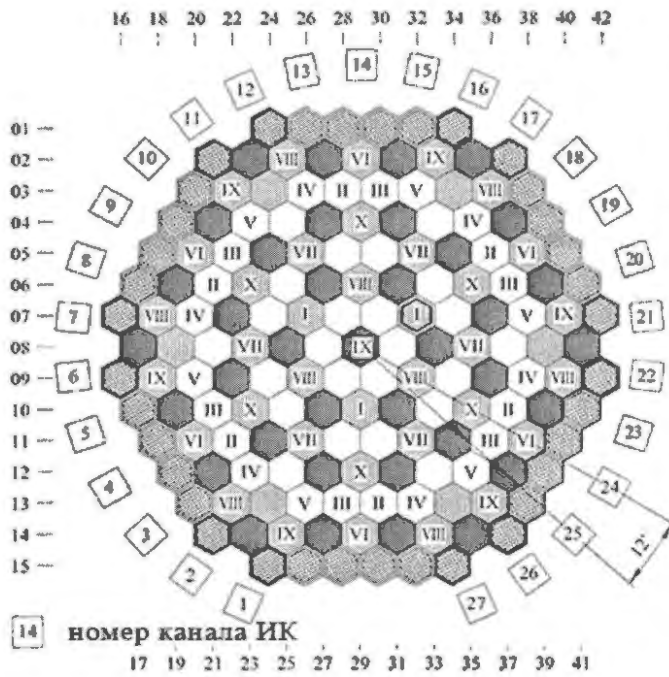


Рис. 1. Картограмма первой топливной загрузки ВВЭР-1000 энергоблока № 3 Калининской АЭС и схема расположения каналов ИК, ОР СУЗ и их распределения по группам

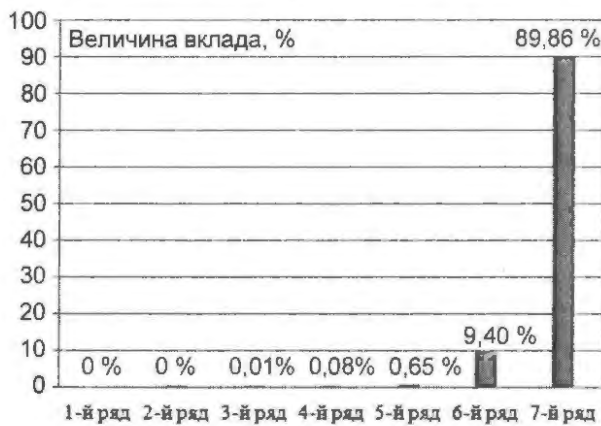


Рис. 2. Вклад каждого ряда кассет активной зоны в величину плотности потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК

Для получения расчётных токов ИК применяется функция влияния, определенная выше. Результаты расчётов сравниваются с измеренными токами ИК.

В работе [4] излагается процедура расчётного моделирования измерения токов ИК № 25, определения реактивности в процессе сброса АЗ, определения полной эффективности АЗ и эффективности АЗ при застревании ОР СУЗ 13-36 и 11-38. При этом эффективность АЗ определялась согласно документам [5, 6]. При сравнении измеренных и рассчитанных токов они счи-

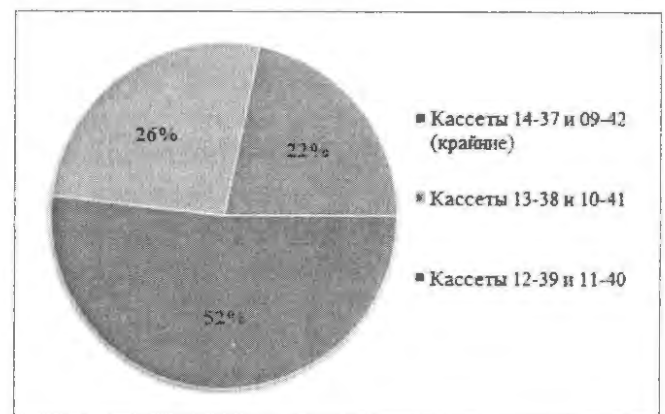


Рис. 3. Влияние отдельных кассет последнего ряда на формирование плотности потока тепловых нейтронов (величину тока ИК)

тались взаимно нормированными в момент сброса АЗ.

В таблице приводятся эффективности АЗ: измеренная согласно документам [5, 6] (“Эксперимент”), полученная в результате расчётного моделирования измерений (“Расчётное моделирование измерений”), полученная в результате стационарного расчёта по ПК РАДУГА-7.5 (“Стационар”) и нестационарного моделирования сброса по ПК РАДУГА-7.5 (“Динамика”). Результаты приводятся для полной эффективности АЗ и “эффективности без наиболее эффективных ОР СУЗ”.

Т а б л и ц а результатов расчётов и измерений эффективности АЗ (реактивность в % $\Delta k_{эф}$) во время физического пуска блока № 3 Калининской АЭС (экспериментальные данные взяты из работы [4])

	Экспе- римент	Расчетное моделирование измерения	Стационар	Динамика
Полная эффек- тивность АЗ	6.438	6,34	7,27	7.99
С застреванием стержня с ко- ординатами 13-36	4,514 ¹ 6,438 ²	4,81 ¹ 6,33 ²	5,49 ¹ 7,27 ²	7,58 ¹ 7,99 ²
С застреванием стержня с ко- ординатами 11-38	5,328 ¹ 6,438 ²	5,03 ¹ 6,33 ²	5,69 ¹ 7,27 ²	7,64 ¹ 7,99 ²
¹ – эффект реактивности, вводимой в активную зону при сбросе АЗ с имитацией застревания одного ОР СУЗ ² – эффект реактивности, вводимой в активную зону при добросе “застрявшего” ОР СУЗ (суммарный)				

В графе “Расчётное моделирование” эффективность АЗ получена по расчётным значениям токов ИК так, как предусматривается РД ЭО 0151-2004 [6]. В данном случае расчёт производился по формуле

$$\rho/\beta_{эф} = 1 - \left(\sum_i a_i \lambda_i n(t) \exp(-\lambda_i(t-\tau)) dt \right) / n, \quad (14)$$

где $\beta_{эф}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов; $a_i = \beta_i/\beta_{эф}$, где β_i – эффективная групповая доля запаздывающих нейтронов; λ_i – постоянная времени распада ядер-излучателей запаздывающих нейтронов i -й группы; $n(t)$ – относительная измеренная (рассчитанная) мощность, пропорциональная потоку нейтронов от крайнего ряда касет и соответственно пропорциональная измеренному (рассчитанному) току ИК. Во всех расчётах, результаты которых представлены в данной работе, $n(t)$ нормировалась на начальное значение.

Параметры точечной кинетики для 6 групп запаздывающих нейтронов, использованные в расчётах по формуле (2), соответствуют параметрам, примененным эксплуатирующей организацией ОАО “Концерн Росэнергоатом” в процессе измерений. Такие же параметры точечной кинетики использованы при моделировании переходных процессов по ПК РАДУГА-7.5.

Как можно видеть из таблицы, полученная эффективность АЗ в результате расчётного моделирования измерения реактивности хорошо совпадает с результатами измерений. Напомним, что при расчётном моделировании реактивность определяется по формуле (13). При этом никаких поправок не вводится.

В крайнем столбце “Динамика” таблицы показаны характеристики АЗ с тем же определением реактивности. Обращает на себя внимание динамическая эффективность “застрявших” периферийных стержней, которая представляется более адекватно отражающей суть дела, нежели характеристики, полученные из решения стационарной задачи (предпоследний столбец).

Заключение: рекомендации по сопоставлению рассчитанной и измеренной реактивности

Из результатов работы [4] следует, что на значительном временном интервале измерения тока ИК, включая интервал, на котором проводилось определение реактивности, временное поведение измеренного и рассчитанного токов ИК хорошо согласуется. Предлагается фиксировать сравнение

прямо измеряемой величины и аналогичной величины, полученной в результате расчётного моделирования измерения, и по возможности приводить в протоколах измерений и другой документации.

Эффективность АЗ должна быть такова, чтобы при необходимости перевести реактор в подкритическое состояние (п. 2.3.2.2 НП-082-07 [2]). В настоящее время безопасность РУ с ВВЭР обосновывается путем рассмотрения проектных и запроектных аварий, а именно, их моделированием с помощью программ совместного нестационарного НФ/ТГ расчёта. По этим же программам при рассмотрении аварий моделируется переход реактора в подкритическое состояние. По ним же предлагается моделировать измерение эффективности АЗ.

В связи с этим целесообразно характеризовать эффективность АЗ, в том числе исходя из нестационарных расчётов. Из таблицы следует, что имеются заметные различия со значениями эффективности АЗ, полученной по результатам стационарного и нестационарного расчётов.

Значение эффективности АЗ, полученное из стационарного расчёта (напомним, что оно в настоящее время служит проектным параметром), рекомендуется получать по стационарному модулю программ совместного НФ/ТГ расчёта, применяемого при моделировании измерений эффективности АЗ. Этот результат следует сравнить с результатом расчёта реактивности, полученным по стационарной программе расчёта характеристик ВВЭР, на которые имеются проектные и эксплуатационные ограничения.

Моделирование измерения реактивности для ВВЭР требует расчёта функции влияния распределения мощности по активной зоне на формирование плотности потока тепловых нейтронов в месте расположения ИК. Расчёты с ее использованием показывают, что временное изменение тока ИК и рассчитанная по нему реактивность определяются изменением мощности последнего ряда кассет активной зоны.

Таким образом, связь значения реактивности с изменением мощности активной

зоны может быть получена только расчётным путем. При этом связь с измеренной величиной, обусловленной изменением мощности последнего ряда кассет, может быть получена расчётным путем только в рамках нестационарной задачи. Принятая характеристика реактивности, исходя из рассмотрения нестационарной задачи, показывает, что использование изменения средней мощности и мощности последнего ряда кассет дает значительное численное различие в определяемой эффективности АЗ по формуле (14): 0,064 и 0,08 %.

Таким образом, в измерении эффективности АЗ существенную роль играет расчётная интерпретация. Соотносить же полученную из измерений реактивность, обусловленную изменением мощности последнего ряда кассет, и реактивность, полученную из стационарного расчёта, не следует, поскольку последняя характеризует асимптотическую мощность активной зоны без учета запаздывающих нейтронов и к измерениям на запаздывающих нейтронах не имеет отношения.

Это утверждение справедливо и в том случае, когда временное изменение мощности каждой точки активной зоны одинаково. Отсюда следует вывод, что переход от измеренной реактивности к эффективности АЗ ВВЭР существенно опирается на достаточно сложные расчёты, которые рекомендуется отражать в документах по определению величины АЗ. Там же следует указать связь между измеряемой величиной и эффективностью АЗ. Применяемые при этом расчётные средства рекомендуется аттестовать в установленном порядке.

При расчётах и измерениях эффективности АЗ без “наиболее эффективного” стержня следует обратить внимание (и это следует из таблицы), что результаты стационарного и нестационарного расчётов этой величины заметно различаются. Они и должны различаться, поскольку это разные расчёты, приводящие к разным результатам, т.е. к различным распределениям энерговыделения после сброса АЗ. Особенно это заметно на эффективности “добрасываемого” стержня.

Список литературы

Напомним, что при анализе аварий к делу имеют отношение величины, полученные из решения нестационарной задачи. В процессе решения именно этой задачи моделируется застревание стержней при изучении конкретных аварий. При измерениях эффективности “добрасываемых” стержней ее величина не имеет непосредственного отношения к эффективности, определяемой из решения стационарной задачи (см. таблицу).

В рассмотренном случае “доброта” стержней из 9-й и 6-й групп эффективность определяется их влиянием на кассеты крайнего ряда и вкладом в формирование величины тока ИК. Согласно диаграмме, приведенной на рис. 3, “доброшенный” ОР СУЗ 9-й группы сильно влияет на крайнюю кассету последнего ряда, обладающую максимальным влиянием на ток ИК. ОР СУЗ 6-й группы сильнее влияет на центральные кассеты последнего ряда, поэтому его вклад в ток ИК меньше, чем у ОР СУЗ 9-й группы. Еще раз отметим симметричное расположение ОР СУЗ относительно ИК № 25, в случае равного влияния на ИК их эффективности были бы близки.

Таким образом, эффективность “добрасываемого” стержня определяется его воздействием на кассеты крайнего ряда. Учитывая сложность расчётов при определении эффективности АЗ без наиболее эффективного стержня, условность выбора “наиболее эффективного стержня”, а также условность переноса результатов этого выбора на конкретно моделируемую аварию, при эксплуатации энергоблока РУ с ВВЭР не следует предусматривать регулярное проведение таких измерений. Однако нужно подчеркнуть, что если эти измерения хорошо документированы, в частности, записаны токи ИК в процессе измерений, то они могут быть полезны для верификации нестационарных программ совместного НФ/ТГ расчёта.

1. *Кавун О.Ю., Таранов Г.С.* Программный комплекс “РАДУГА” с трехмерной двухгрупповой моделью активной зоны, моделирующий динамические процессы в РУ с ВВЭР, и результаты верификации нейтронно-физического модуля. Сб. трудов семинара “Алгоритмы и программы для нейтронно-физических расчетов ядерных реакторов” (НЕЙТРОНИКА-95), 24-26 октября 1995 г., Обнинск, 1997.

2. *Ростехнадзор* “Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций НП-082-07” // Ядерная и радиационная безопасность. 2008, № 1.

3. *Кавун О.Ю., Попыкин А.И., Шевченко Р.А.* Расчеты ввода большой реактивности в реактор ВВЭР-1000 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2007, вып. 1, с. 35–42.

4. *Терешонков В.А., Кряквин Л.В., Пителимов В.А., Степанов В.С., Кавун О.Ю., Попыкин А.И., Шевченко Р.А., Шевченко С.А., Егоров А.Л., Куликов В.И.* Сооставление измеренного и рассчитанного токов ионизационной камеры при измерении эффективности аварийной защиты на этапе физпуска энергоблока № 3 Калининской АЭС // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 3, с. 37–42.

5. *РД ЭО 0150-2004.* Типовые программы и методики проведения физических экспериментов на энергоблоках атомных электростанций с реакторами ВВЭР-1000. М.: Росэнергоатом, 2004.

6. *РД ЭО 0151-2004.* Методика расчёта нейтронно-физических характеристик по данным физических экспериментов на энергоблоках атомных электростанций с реакторами ВВЭР-1000. М.: Росэнергоатом, 2004.

7. *Шихов С.Б.* Вопросы математической теории реакторов. Линейный анализ. М.: Атомиздат, 1973.

8. *MCNP-4C.* RSIC CCC-200, LANL, New-Mexico, 1994.

Контактная информация –

Шевченко Роман Александрович, шт.ж. 1-й категории, тел.: (499)264-08-48, e-mail: rshechenko@secnrs.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 16–23.

Результаты экспериментальной оценки подкритичности канальных реакторов

Г.В. Лебедев, Н.Н. Андриященко, В.Е. Житарев, В.М. Качанов,
НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1
Поступила в редакцию 01.02.2011 г.

В обеспечение требований ядерной безопасности предложен метод оценки подкритичности остановленных реакторов АЭС без выхода в критическое состояние. При реализации этого метода сбрасываются стержни СУЗ в подкритическом состоянии реактора. По результатам измерений скоростей счёта детекторов нейтронов с использованием уравнений точечной кинетики рассчитывается искомая подкритичность. Предложенный метод оценки подкритичности остановленных реакторов отработан в сериях экспериментов на сборке стенда РБМК. На основании приобретенного опыта сформулированы условия, которые следует обеспечить для получения положительного результата измерений. Этим методом проведены оценки подкритичности ряда состояний реактора Сибирского химического комбината (СХК) и реактора 2-го блока Ленинградской АЭС.

Ключевые слова: ядерная безопасность, реактор, подкритичность, измерение.

Results of the Experimental Estimation of Subcriticality of the Channel-Type Reactors. *G.V. Lebedev, N.N. Andryuschenko, V.E. Zhitarev, V.M. Kachanov, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

The method of evaluating the subcriticality of the NPP reactors without coming of the criticality is proposed. The control rods are thrown down from the subcritical state of reactor. The subcriticality is calculated according to the results of the measurements of the counting rates of the neutron detectors using equations of point kinetics. The proposed method was validated in experiments on the RBMK critical assembly. The conditions of obtaining the positive result of measurements are formulated. The estimations of the subcriticality of a number of the states of the Siberian NPP reactor and reactor of the Leningrad NPP 2nd unit are carried out by this method.

Key Words: Nuclear Safety, Reactor, Subcriticality, Measurement.

Введение

Наша страна, присоединившись к “Конвенции о ядерной безопасности” [1], взяла на себя обязательства “содействовать эффективной культуре ядерной безопасности” и признала, что “существуют сформулированные на международном уровне руководящие принципы безопасности, которые периодически обновляются и, таким образом, могут служить руководством в отношении современных средств достижения высокого уровня безопасности”. Одним из основных принципов ядерной безопасности служит мониторинг подкритичности остановленного реактора при проведении на нём регламентных работ, в ходе которых изменяются нейтронно-физические характеристики реактора, а также перед пусками реакторов.

Подкритичность по определению есть $(1 - k_{\text{eff}})$, где k_{eff} – эффективный коэффициент размножения реактора. Простейшим и необходимым способом контроля подкритичности является измерение во времени потока нейтронов в реакторе. Основная трудность таких измерений на реакторах связана с относительно малым уровнем нейтронной мощности и повышенным γ -фоном на остановленных реакторах. Измерения во времени потока нейтронов в реакторе непосредственно дают информацию об изменениях подкритичности реактора в большую или меньшую сторону.

Для мониторинга подкритичности в обеспечение требований ядерной безопасности необходимо применить результаты этих измерений в качестве исходных данных для расчёта $(1 - k_{\text{eff}})$ из уравнений кинетики реактора. Измерения потока нейтро-

нов остановленных каналных реакторов в отличие от корпусных относительно просто реализуются, поскольку имеется возможность временно, на период останова, разместить детекторы нейтронов непосредственно внутри реактора и, что важно, практически в необходимом количестве и требуемой эффективности.

Экспериментальная аппаратура, используемая для мониторинга подкритичности, должна состоять из двух основных частей: системы измерения потока нейтронов и временного анализатора, сопряженного с компьютером. В системе измерений потока нейтронов рекомендуется применять 12..18 детекторов, работающих в импульсном режиме.

1. Постановка задачи оценок подкритичности реакторов при проведении на них ядерноопасных работ

Метод умножения нейтронов источника является наиболее подходящим для оценок $(1 - k_{\text{eff}})$ остановленного реактора [2] вследствие простоты его реализации. Основан метод на предположении, что в стационарном подкритическом реакторе число нейтронов обратно пропорционально подкритичности. Это предположение количественно описывается в рамках точечной модели кинетики реактора следующей формулой:

$$n = Q_{\text{eff}} \ell / (1 - k_{\text{eff}}), \quad (1)$$

где n – полное число нейтронов всех энергий в реакторе, Q_{eff} – эффективная интенсивность внутренних источников нейтронов в реакторе, ℓ – время жизни мгновенных нейтронов.

Оценку $(1 - k_{\text{eff}})$ реактора проводят в два этапа. На первом проводят калибровочный эксперимент с целью определения значения $(1 - k_{\text{eff}})$. На втором этапе по результатам измерений n рассчитывают из формулы (1) произведение $Q_{\text{eff}} \ell$ в тех же самых единицах, в которых измеряется величина n . Формулу (1) можно использовать для расчёта $(1 - k_{\text{eff}})$ и в других стационарных состояниях реактора, если допустимо считать, что параметр $Q_{\text{eff}} \ell$ не изменился.

В противном случае калибровочный эксперимент следует повторить.

Известен ряд методов, которые можно использовать в калибровочном эксперименте для измерений $(1 - k_{\text{eff}})$ и последующего вычисления параметра $Q_{\text{eff}} \ell$. При выборе оптимального метода измерений подкритичности следует принять во внимание специфику постановки эксперимента на остановленном реакторе. Эта специфика заключается в следующем:

- 1) калибровочный эксперимент должен по необходимости проводиться без выхода в критическое состояние;
- 2) в обеспечение требований и норм ядерной безопасности [3] необходимо измерять подкритичность на уровнях 0,01 перед пусками реакторов и 0,02 при перегрузках реактора.

Практикуется для обеспечения достоверности оценок подкритичности реактора в эксперименте использовать многодетекторную систему измерений потока нейтронов. В качестве искомого результата принимают наибольшее значение k_{eff} из измеренных с учетом случайных погрешностей по каждому каналу этой системы измерений.

В связи с этим разработан способ измерения параметра $Q_{\text{eff}} \ell$ и подкритичности, реализуемый в эксперименте по сбросу стержней СУЗ в подкритическом состоянии реактора [4]. При реализации этого способа стационарный подкритический реактор возмущают посредством перемещения стержней. Измеряют скорость $\nu(t)$ счёта детекторов нейтронов до, во время и после возмущения вплоть до достижения конечного стационарного состояния реактора. Фиксируют также T_0 и T_1 – значения времени начала соответственно перемещения и останова стержней СУЗ от начала измерений. Определяют число ${}^i S_{T_2}$ отсчётов экспериментального детектора нейтронов в диапазоне $T_1..T_2$ с, где T_2 – время окончания измерений $\nu(t)$.

Как оптимальные для реальных условий рекомендуются следующие примерные параметры проведения этого эксперимента. Суммарное время измерений скорости счё-

та детектора нейтронов в эксперименте $T_2 \sim 600$ с, дискретность этих измерений $\Delta t \lesssim 1$ с. Перемещение стержней регулирования начинается спустя $T_0 \sim 30$ с после начала измерений. Время перемещения стержней $(T_1 - T_0) \lesssim 10$ с и чем меньше, тем лучше; изменение подкритичности вследствие возмущения $\Delta k_{\text{eff}} \sim 1\%$. Скорость счёта детектора нейтронов в исходном состоянии реактора $\nu_0 \gtrsim 10^3$ 1/с.

Рекомендуется вычислять средние значения скоростей счёта ν_0 и $\nu(T_2)$ по результатам измерений чисел отсчётов детекторов нейтронов в диапазонах $\approx 0 \dots 30$ и $\approx 570 \dots 600$ с, соответственно. Результаты эксперимента ν_0 , $\nu(T_2)$ и ${}^7S_{T_2}$ применяются для последующей обработки данных. Если скорость счёта детекторов нейтронов в исходном состоянии реактора существенно меньше, чем 10^3 1/с, следует многократно повторять эксперимент с последующим суммированием данных. Можно также объединять экспериментальные детекторы в группу посредством суммирования их сигналов.

Идея метода оценки подкритичности реактора заключается в том, что при аппроксимации данных этого эксперимента с использованием уравнений точечной кинетики неизвестным остается единственный параметр – эффективный коэффициент размножения реактора до сброса стержней регулирования, который и служит целью эксперимента.

В процессе обработки экспериментальных данных варьируются значения функции $k_{\text{eff}}(t)$ в интервале $0 \dots 30$ с:

$$k_{\text{eff}}(t) = k_0 \text{ при } 0 \leq t \leq 30. \quad (2)$$

Тогда после останова стержней регулирования число k_1 – значения функции $k_{\text{eff}}(t)$ в интервале $T_1 \dots 600$ с рассчитывается по формуле

$$k_1 = [\nu_0 k_0 + \nu(T_2) - \nu_0] / \nu(T_2). \quad (3)$$

Заданное значение k_0 применяется также для определения произведения $Q_{\text{eff}} \ell$ по формуле (1) и расчёта из системы уравнений точечной кинетики значений функции $k_{\text{eff}}(t)$ в интервале $30 \dots T_1$ с, т.е. во время перемещения стержней регулирования. В конечном счёте, по заданному значению k_0 с

учетом результатов измерений $\nu(t)$ определяются все значения функции $k_{\text{eff}}(t)$ в интервале $0 \dots 600$ с.

При известных значениях функции $k_{\text{eff}}(t)$ и известных начальных условиях имеется возможность в результате численного решения уравнений точечной кинетики вычислить $n(t)$ как функцию, заданную в дискретном виде на интервале $0 \dots 600$ с. В соответствии с разработанным алгоритмом задается ряд значений k_0 , например, по формуле

$$k_{0j} = 0,9900 - 0,0004j, \text{ где } j = 0 \dots 100. \quad (4)$$

Для каждого значения k_{0j} в результате численного решения уравнений точечной кинетики находятся $n(t)$ и значения параметра $({}^7C_{T_2})_j = \left(\sum_{i=1}^N n_i \right)_j$, где $N = (T_2 - T_1) / \Delta t$,

$n_i \equiv n(t_i)$. Компьютерная программа из 101-го расчётного значения параметра ${}^7C_{T_2}$ выберет тот, который имеет наименьшее отличие по абсолютной величине от экспериментального значения параметра ${}^7S_{T_2}$, определит соответствующее значение индекса j и искомое значение эффективного коэффициента размножения реактора до сброса стержней регулирования по формуле (4) из ряда варьируемых. Эти значения k_0 определяются в эксперименте по результатам измерений скорости счёта каждого детектора нейтронов. За истинное принимается минимальное (консервативное) значение подкритичности из ряда измеренных с помощью нескольких детекторов.

Если компьютерная программа по результатам измерений ${}^7S_{T_2}$ не найдет значения k_0 в диапазоне $0,99 \dots 0,95$, то будет выдано сообщение $k_{\text{eff}} > 0,99$ или $k_{\text{eff}} < 0,95$. Таким образом, оценка k_{eff} , соответствующая требованиям действующих нормативных и руководящих документов по ядерной безопасности, предложенным способом всегда возможна, поскольку всегда можно в процессе обработки данных подобрать такое искомое значение k_{0j} , при котором экспериментальные данные наилучшим образом аппроксимируются расчётной функцией $n_j(t)$ независимо от величины $k_{\text{eff}0}$ в ис-

ходном состоянии реактора. Далее результаты калибровочного эксперимента используются для определения значения параметра $Q_{eff} \ell$ в единицах скорости счёта по формуле (1).

2. Результаты оценки подкритичности сборки стенда РБМК, реакторов СХК и 2-го блока ЛАЭС

На стенде РБМК проведены проверки на соответствие результатов измерений реактивности при сбросе стержней регулирования – апробированным методом в критическом состоянии и предлагаемым методом в подкритическом. Поток нейтронов измерялся комплексом Кентавр-КС [5], включавшим в свой состав две подсистемы с 8-мью и 72-мя детекторами – внутризонными камерами деления.

Результаты измерений реактивности, приведенные в табл. 1, в основном согласуются между собой в пределах случайных погрешностей. Случайные погрешности измерений реактивности при сбросе стержней в подкритическом состоянии в ~ 2 раза больше, чем при сбросе в критическом состоянии, вследствие более низкой скорости счёта детекторов нейтронов.

Это обстоятельство несущественно уже потому, что методические погрешности в этих экспериментах могут оказаться на порядок выше случайных. Важным итогом этой серии экспериментов является вывод, что предложенным способом можно не только оценивать реактивность, но и приводить результаты измерений с учетом случайных погрешностей.

Отработка измерений подкритичности остановленных реакторов при сбросе стержней в подкритическом состоянии продолжена при постановке экспериментов на реакторах СХК и 2-го блока ЛАЭС. В табл. 2 приведены результаты оценки k_{eff} в 3-х состояниях реактора СХК до сброса различных групп стержней СУЗ. Поток нейтро-

нов измерялся с помощью измерительной системы СКПР (разработка НИЦ “Курчатовский институт”), в которой применялись 6 детекторов, работающих в импульсном режиме и установленных в активной зоне реактора.

На основании данных, приведенных в табл. 2, можно сделать заключение, что в результате проведенных экспериментов требования правил ядерной безопасности в части проведения оценок подкритичности остановленного реактора выполнены [3]. В экспериментах, при постановке которых не требовался выход в критическое состояние, оценены значения k_{eff} до сброса стержней СУЗ. Появилась возможность уже по результатам одного эксперимента определить параметр $Q_{eff} \ell$ в соответствующих сигналах детекторов единицах из формулы (1) и далее использовать эту же формулу для вычислений $k_{eff}(t)$ по результатам измерений скоростей счёта этих детекторов в других стационарных подкритических состояниях реактора.

На остановленном реакторе 2-го блока ЛАЭС с применением измерительной системы СКП-К [6], включавшей 12 камер деления (ПИК-В) в активной зоне, проведены четыре эксперимента, в ходе которых из нескольких состояний реактора с неизвестной до опыта подкритичностью сбрасывали раз-

Таблица 1. Результаты измерений реактивности при сбросе стержней СУЗ в критическом и подкритическом состояниях сборки стенда РБМК

Результаты измерений реактивности в долях β_{eff}		
Сброс в критическом состоянии		Сброс в подкритике
72 детектора	8 детекторов	8 детекторов
$-0,367 \pm 0,006$	$-0,377 \pm 0,007$	$-0,353 \pm 0,016$
$-1,47 \pm 0,01$	$-1,37 \pm 0,01$	$-1,30 \pm 0,05$
$-2,38 \pm 0,03$	$-2,09 \pm 0,02$	$-2,02 \pm 0,05$
$-4,08 \pm 0,04$	$-3,58 \pm 0,04$	$-3,66 \pm 0,11$
$-9,75 \pm 0,12$	$-7,90 \pm 0,04$	$-8,1 \pm 0,5$

Таблица 2. Результаты оценки значений k_{eff} в 3-х состояниях реактора СХК

№ эксперимента	№№ детекторов нейтронов					
	1	2	3	4	5	6
1	0,991	0,991	0,988	0,985	0,983	0,988
2	0,987	0,994	0,993	0,991	0,993	0,994
3	0,996	0,998	0,997	0,996	0,998	0,998

личные группы стержней СУЗ.

В эксперименте № 1 сбрасывалась аварийная защита (АЗ). В эксперименте № 2 сбрасывали АЗ и одновременно группу из 62-х стержней ручного регулирования (РР). В эксперименте № 3 сбрасывали АЗ и одновременно 40 стержней РР. В эксперименте № 4 сбрасывали 62 стержня РР.

В табл. 3 приведены результаты экспериментов: значения эффективного коэффициента размножения до сброса групп стержней (k_{eff0}) и после сброса стержней (k_{eff1}), а также значения средней (во времени) суммарной скорости счёта детекторов системы до сброса групп стержней (\bar{C}_0).

В табл. 3 указаны случайные погрешности измерений параметров k_{eff0} и k_{eff1} . На основании этих данных можно сделать заключение, что требования правил ядерной безопасности в части оценок подкритичности остановленного реактора выполнены.

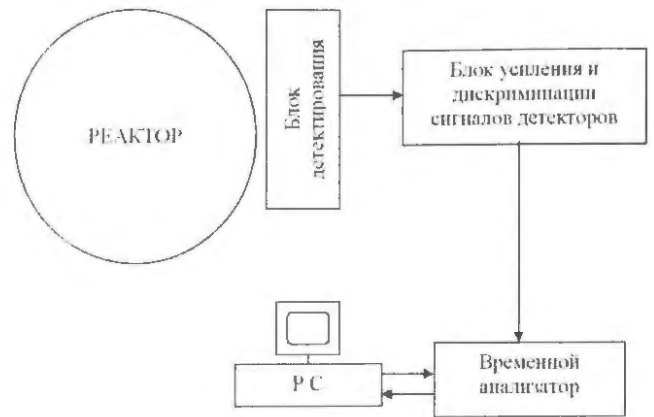
3. Аппаратура для реализации оценок подкритичности остановленных реакторов

Для мониторинга подкритичности канальных реакторов в режимах останова и пуска предлагается использовать отдельный комплект аппаратуры, базовый вариант которой приведен на рисунке. Основными составляющими этой аппаратуры служат следующие элементы:

- система измерения потока нейтронов, состоящая из 12...18 импульсных каналов регистрации нейтронов;
- временной анализатор – система счёта импульсов на последовательных временных интервалах;
- кабельные трассы и источники питания;
- персональный компьютер РС.

Таблица 3. Результаты экспериментов на остановленном реакторе ЛАЭС

№ эксперимента	k_{eff0}	k_{eff1}	\bar{C}_0
1	$0,9734 \pm 0,0053$	$0,9640 \pm 0,0053$	4 380
2	$0,9869 \pm 0,0001$	$0,9352 \pm 0,0001$	16 780
3	$0,9714 \pm 0,0026$	$0,9317 \pm 0,0025$	8 015
4	$0,9882 \pm 0,0001$	$0,9562 \pm 0,0001$	16 822



Блок-схема базового варианта экспериментальной аппаратуры для измерения подкритичности реактора

Этот комплект аппаратуры может быть применен для оценок подкритичности остановленного реактора при проведении на нем ядерноопасных работ.

Существующие измерительные системы на реакторах РБМК, в частности СКП-К [6], в целом соответствуют предложенной схеме. Однако требуются расширение области параметров временного анализа и соответствующие дополнения в программном обеспечении.

Заключение

Предложено решение задачи мониторинга подкритичности канальных реакторов в соответствии с современными требованиями норм и правил ядерной безопасности. Выбор оптимального метода оценки подкритичности ограничивается спецификой работы на реакторах АЭС. В настоящее время на действующих реакторах общепринят метод умножения нейтронов источника как наиболее подходящий для оценок подкритичности остановленного реактора вследствие простоты его реализации. Измерения этим методом возможны, если в калибровочном эксперименте определить параметр $Q_{eff} \ell$.

По условиям эксплуатации остановленных реакторов АЭС подобные измерения должны проводиться без выхода в критическое

состояние. Это существенно осложняет реализацию калибровочного эксперимента. Предложено определять параметр $Q_{\text{eff}} \ell$ в эксперименте по сбросу стержней СУЗ в подкритическом состоянии реактора. В этом эксперименте измеряется во времени поток нейтронов в реакторе до, во время и после сброса стержней.

В процессе обработки экспериментальных данных задают ряд значений $k_{\text{eff}0}$ в диапазоне, например, 0,99...0,95 и из уравнений точечной кинетики рассчитывают $n(t)$. Идея этого метода заключается в том, что в процессе обработки исходных данных остается неизвестной только одна величина – значение $k_{\text{eff}0}$ до сброса стержней СУЗ, которую и варьируют. Используя критерий наилучшего совпадения экспериментальных данных с результатами вариантных расчётов $n(t)$, оценивают искомое значение $k_{\text{eff}0}$ и рассчитывают $Q_{\text{eff}} \ell$.

С равным успехом в качестве варьируемого параметра можно применять и параметр $Q_{\text{eff}} \ell$ или значение $k_{\text{eff}1}$ после сброса стержней регулирования. Предложенный способ обработки экспериментальных данных устойчив, положительный результат эксперимента гарантирован при выполнении сформулированных условий постановки эксперимента. Для выполнения этих условий можно многократно повторять эксперимент и объединять экспериментальные детекторы в группу посредством суммирования их сигналов.

1. *Конвенция* о ядерной безопасности. Принята в г. Вене 17.06.1994 г. на Дипломатической конф. МАГАТЭ. <http://www.bellona.ru/Casefiles/vienna94> (дата обращения: 05.04.2011).
2. *Кипин Дж.* Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. под ред. В. А. Кузнецова. М.: Атомиздат, 1967.
3. *Ростехнадзор* “Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций НП-082-07” // Ядерная и радиационная безопасность, 2008, № 1.
4. *Лебедев Г.В.* Способ определения подкритичности остановленной ядерной установки без выхода в критическое состояние. РФ. Патент на изобретение RU № 2362222 C1 G21C 17/104, 20.07.2009.
5. *Житарев В.Е., Качанов В.М., Кудрявцев А.В. и др.* Комплекс технических средств для модернизации аппаратуры критических стендов / В кн. “Сб. трудов Научной сессии МИФИ-2008, 21-27 января 2008 г.”, т. 8, с. 35–36. М.: МИФИ, 2008.
6. *Алферов В.П., Егоров А.К., Качанов В.М. и др.* Система контроля пуска и подкритичности СКП-КЕНТАВР для РБМК // ВАНТ. Сер. Техническая физика и автоматизация, 2005, вып. 59, ч. 2, с. 49–56.

*Контактная информация –
Лебедев Геннадий Васильевич, с. н. с., тел.:
(499)196-78-72, e-mail: lgv2004@mail.ru*

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 24–29.

Программный комплекс КАРАВАН для диагностики, мониторинга и прогноза развития аварийной ситуации на АЭС с ВВЭР

*А.П. Жукавин, И.В. Федоров, Р.Л. Фукс,
К.А. Славинский, И.А. Капачкая, А.Ю. Федоровский,
ОАО "ДЖЭТ", 109507, Москва, Ферганская ул., 25
Поступила в редакцию 23.12.2010 г.*

Приведена архитектура пакета кодов КАРАВАН, разработанного ВНИИАЭС/ДЖЭТ для быстрой диагностики на энергоблоке АЭС с ВВЭР-1000 аварийных событий, потенциально опасных по радиационным последствиям, мониторинга состояния оборудования в развивающейся аварийной ситуации и экспресс-прогноза развития аварийной ситуации, включая радиационные последствия.

Ключевые слова: АЭС, авария, радиоактивность, мониторинг состояния, диагностика течей.

Code Package KARAVAN for Diagnostics, Monitoring, and Forecast of Emergency Behavior on NPP with VVER. A.P. Zhukavin, I.V. Fedorov, R.L. Fuks, K.A. Slavinskiy, I.A. Kapatskaya, A.Yu. Fedorovskiy, JSC "GENERAL ENERGY TECHNOLOGIES", 25, Ferganskaya St., Moscow, 109507.

The architecture of code package KARAVAN is given. KARAVAN was developed in VNIIAES/GET for quick diagnostics at NPP unit with VVER-1000 of accident events which are potentially dangerous to radiation consequences, for monitoring of equipment status in accident process and for express-evaluation of emergency conditions behavior, including radiation consequences.

Key Words: NPP, Accident, Radioactivity, Monitoring of State, Diagnostic of Leaks.

В последние годы на энергоблоках АЭС для повышения безопасности широко внедряются системы представления параметров безопасности (СППБ), служащие функцией информационно-вычислительной системы (ИВС) АЭС и предоставляющие помощь оперативному персоналу при нарушениях нормальной эксплуатации и в аварийных ситуациях. Назначение СППБ – обеспечение постоянного контроля состояния барьеров безопасности энергоблока, упреждающее информирование персонала об угрозе нарушения целостности какого-либо из барьеров безопасности и предоставление информации оператору по оптимальному способу преодоления возникшей ситуации.

Особое внимание должно быть уделено аварийным ситуациям, потенциально опасным по своим радиационным последствиям. К этой категории относятся в первую очередь аварийные ситуации, исходным событием которых явилась течь теплоносителя из I контура. В случае дополнительных отказов, относящихся к каналам безопасности, может возникнуть ситуация с длительным осушением активной зоны (а.з.) и ухудшением теплоотвода от топли-

ва. В результате этого возможны разогрев твэлов и их разгерметизация, что приведет к выносу радиоактивных продуктов из а.з. в I контур, защитную оболочку и, возможно, в атмосферу. Эффективность мер по управлению такой аварией в значительной степени зависит от времени, затраченного на обнаружение места и оценку размера течи.

Для быстрой диагностики исходного события, связанного с течью из I контура, мониторинга развивающегося процесса с учетом состояния оборудования, а также ускоренного прогноза развития ситуации, включая радиационные последствия, разработан пакет кодов КАРАВАН, протестированный на аналитическом тренажере I блока Волгодонской АЭС.

Входными данными для программного комплекса (ПК) КАРАВАН служат значения аналоговых и дискретных технологических параметров, получаемых со штатной ИВС энергоблока. При эксплуатации энергоблока на номинальных параметрах ПК КАРАВАН находится в режиме постоянного мониторинга. В случае возникновения аварийной ситуации ПК КАРАВАН по поступающим данным производит оператив-

ную диагностику исходного события и автоматически начинает моделирование текущего режима.

Моделирование позволяет оценить ряд важных не измеряемых штатными средствами параметров, например, термомеханическое состояние а.з. и в случае ее повреждения выход в теплоноситель газообразных продуктов деления. Этот расчёт может проводиться как в реальном масштабе времени, так и с ускорением, с целью прогноза развития аварийной ситуации.

Структура опытного образца ПК КА-РАВАН следующая:

- АРАГВИ – модель теплогидравлики I контура (реактор с а.з., 4 петли с ГЦН, парогенераторы (ПГ) со стороны I и II контуров, компенсатор давления (КД), системы безопасности) и модель физики а.з. (нейтронная кинетика, распределение энерговыделений) (рис. 1);
- ИГЛА – модуль диагностики течи I контура;
- АКТИВНОСТЬ – модуль расчёта выноса газообразных радиоактивных продуктов (накопление радиоактивных продуктов под оболочкой твэлов, прогноз разгерметизации твэлов, расчёт выноса активности).

Для моделирования теплогидравлики I контура и систем безопасности используется теплогидравлический код SMS, основанный на неомогенной неравновесной моде-

ли течения одно- и двухфазных потоков в произвольной теплогидравлической сети с учетом наличия неконденсируемых газов и примесей. Моделируются межфазный тепло- и массообмен, а также тепловое взаимодействие модельных элементов. Этот код является базовым при разработке полномасштабных и аналитических тренажеров АЭС, так как пригоден для выполнения модельных расчётов большого объема в реальном времени либо с ускорением [1].

Для динамического расчёта поля энерговыделения в а.з. реактора применяется трехмерная модель [2], включающая в себя:

- квазистатическое приближение;
- геометрическую модель с точкой на касательной в плане и семью точками по высоте;
- двухгрупповое диффузионное приближение;
- учет обратных связей по температуре топлива и теплоносителя, а также по плотности теплоносителя.

Модель переноса нейтронов в а.з. используется при автономных расчётах, а также в режиме мониторинга состояния а.з. Во втором случае применяется коррекция расчётного поля энерговыделения по показаниям датчиков внутриреакторного контроля – периодически производится коррекция сечений деления в расчётных точках с датчиками прямого заряда (ДПЗ) системы внутриреакторного контроля, минимизи-

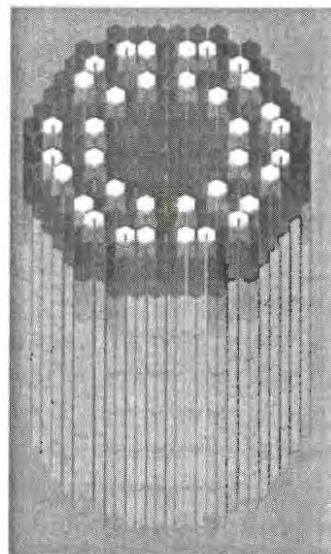
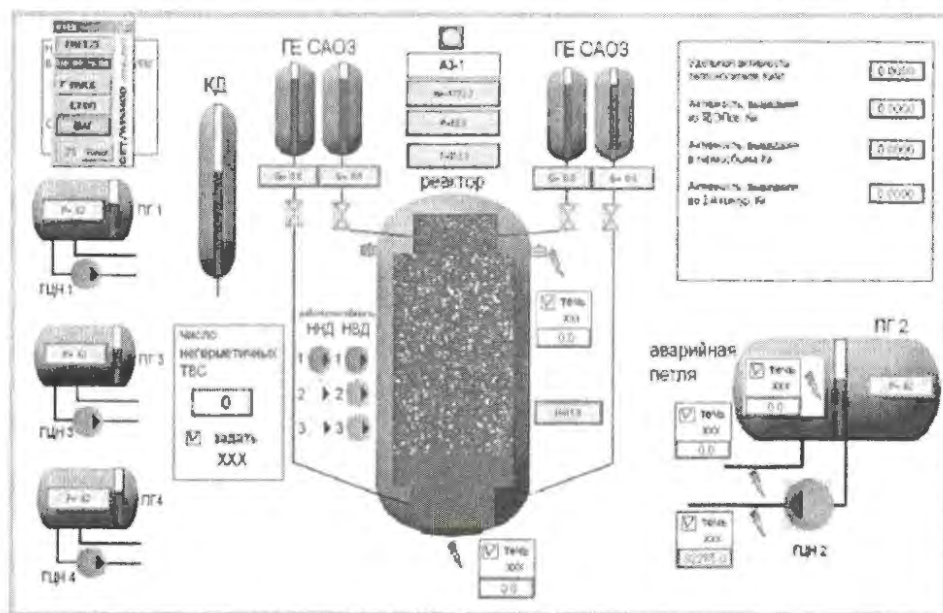


Рис. 1. Оборудование реакторной установки, моделируемое кодом АРАГВИ

рующая отклонение поля энерговыделения в этих ТВС.

Для ТВС без датчиков ДПЗ может проводиться интерполяция по показаниям соседних датчиков (рис. 2) также с соответствующей коррекцией сечений деления:

$$q_{xy} = \sum q_{дпз} / n_{дпз}, \quad (1)$$

где $q_{дпз}$ (q_1, q_2, q_3) – энерговыделение в ячейках с датчиками ДПЗ, q_{xy} – энерговыделение в ячейке без датчика ДПЗ, $n_{дпз}$ – число соседних ячеек с датчиками ДПЗ.

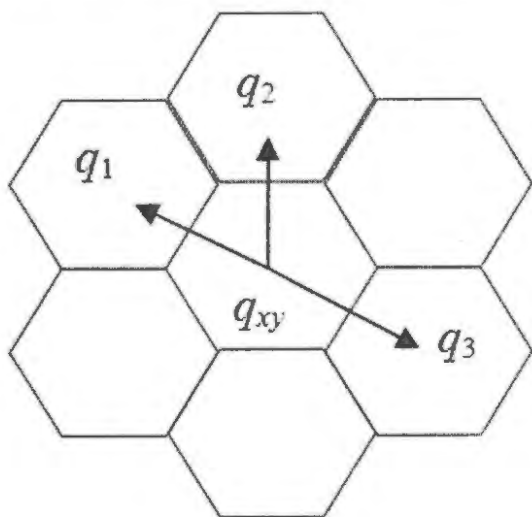


Рис. 2. Схема интерполяции показаний ДПЗ

Кроме показаний ДПЗ, в качестве входных параметров в режиме мониторинга используются полная мощность реактора и положение органов СУЗ. Такой мониторинг а.з. позволяет, с одной стороны, рассчитывать распределение энерговыделения с заданной детализацией, с другой, оперативно (в реальном времени) воспроизводить текущее состояние а.з. и измеряемые параметры энерговыделения. Максимальное отклонение поля энерговыделения в режиме мониторинга – около 3 %.

ПК КАРАВАН может работать в трех режимах.

Автономный режим – варианты расчёты для анализа протекания аварийных режимов при различных режимах работы каналов безопасности.

Режим мониторинга – ПК работает с учетом параметров состояния оборудования, приходящих с энергоблока (распределение энерговыделения в а.з., статус ГЦН и

каналов безопасности, положение ОР СУЗ, концентрация борной кислоты в I контуре, положение основной арматуры). Эти параметры передаются с энергоблока (или с полномасштабного тренажера этого энергоблока в режиме наладки комплекса) в кризисный центр концерна “Росэнергоатом” по системам спутниковой связи. Кроме параметров состояния оборудования, анализируются и некоторые базовые параметры, представленные ниже и выполняющие диагностику исходного события, приводящего к развитию аварийного режима с потерей теплоносителя из I контура.

Режим прогноза – после диагностики аварийной течи и поступления соответствующей информации ПК КАРАВАН выводится из режима мониторинга и применяется для выполнения в ускоренном (в 10...15 раз) режиме прогноза развития аварии, включая анализ возможности разгерметизации твэлов и выноса радиоактивных продуктов.

Диагностика исходного события, связанного с течью из I контура, выполняется с помощью модуля ИГЛА. Для разработки методики диагностики выполнены расчётные анализы широкого спектра течей из I контура.

Рассматривались различные течи из холодных и горячих ниток I контура в диапазоне Ду25...Ду850, течи из I контура во второй в диапазоне Ду13...Ду100, а также течи, связанные с несанкционированной работой предохранительного клапана КД (ПК КД). Расчётные анализы выполнялись с использованием аналитического тренажера I блока Волгодонской АЭС, с помощью которого формировалась база данных параметров в аварийных режимах.

На первом этапе разработки рассматривались исходные события, связанные с разрывом I контура или открытием ПК КД в номинальном режиме без наложения дополнительных отказов. Методология диагностики основана на следующих положениях.

Для выполнения диагностики могут быть применены только те параметры, которые фиксируются системой контроля и

ИВС энергоблока. Для выполнения диагностики формируется перечень базовых параметров, к которым относятся в первую очередь давление в I контуре, уровень в КД, перепады давления на ГЦН, уровни в ПГ и гидроемкостях (ГЕ) САОЗ, температуры в холодных и горячих нитках, мощность реактора, расходы подпитки-продувки, давление в барботере.

Образование течи из I контура на первых секундах после разрыва сопровождается характерным изменением (снижением) давления в I контуре и уровня в КД. Существует определенная зависимость между размером течи и скоростью снижения давления и уровня в КД (минимальными значениями производных) на начальном этапе аварии (рис. 3, 4).

Для определения размера течи ($S_{течи}, \%$) из горячей и холодной ниток петель по минимальному значению производной уровня в КД $(dL_{КД}/dt)^{min}$ на основе анализа базы данных по результатам расчетов разработа-

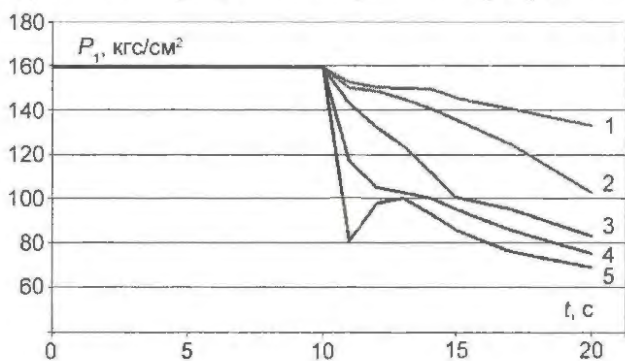


Рис. 3. Зависимость давления в I контуре от размера течи на выходе из реактора: 1 – 5 %; 2 – 10 %; 3 – 25 %; 4 – 50 %; 5 – 100 %

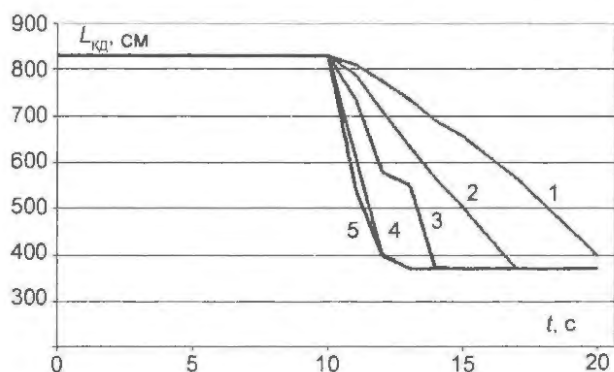


Рис. 4. Зависимость уровня в КД от размера течи на выходе из реактора: 1 – 5 %; 2 – 10 %; 3 – 25 %; 4 – 50 %; 5 – 100 %

ны интерполяционные таблицы (табл. 1, 2).

Для определения размера течей из I контура во второй предлагается соотношение

$$S_{течи} = 0,062978 (0,2786 - dL_{КД}/dt). \quad (2)$$

Для определения положения течи (на входе или выходе из реактора) анализируется изменение перепада давления на ГЦН. При течах на выходе из реактора на первых секундах после разрыва перепад давления на ГЦН аварийной петли максимальный (рис. 5). При этом производная изменения этого перепада давления положительна, в то время как производные изменения перепадов давления на остальных ГЦН отрицательны.

При течах на входе в реактор на первых секундах после разрыва перепады давления на всех ГЦН снижаются, их производные отрицательные, перепад давления на ГЦН аварийной петли снижается быстрее (рис. 6).

В случае течи из I контура во второй,

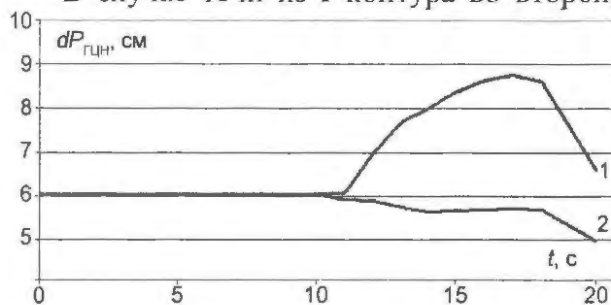


Рис. 5. Перепад давления на ГЦН при течи 100 % из горячей нитки петли I: 1 – ГЦН-1; 2 – ГЦН-3

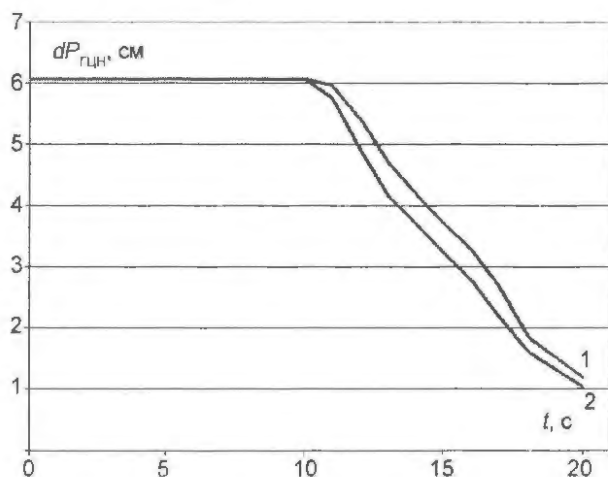


Рис. 6. Перепад давления на ГЦН при течи 50 % из холодной нитки петли I: 1 – ГЦН-3; 2 – ГЦН-1

Таблица 1. Интерполяционная таблица для определения размера течи из горячей нитки

$S_{\text{течи}}, \%$	100	50	25	10	5	2	2	1	0,35	0,09
$(dL_{\text{КД}}/dt)^{\text{min}}, \text{см/с}$	-310,3	-184,4	-97,4	-38	-17,8	-6,7	-6,75	-3,16	-1,0	-0,164

Таблица 2. Интерполяционная таблица для определения размера течи из холодной нитки

$S_{\text{течи}}, \%$	100	50	25	10	5	2	2	1	0,35	0,09
$(dL_{\text{КД}}/dt)^{\text{min}}, \text{см/с}$	-298,3	-181,9	-96,0	-37	-17,5	-6,6	-6,75	-3,16	-1,0	-0,164

также характеризующейся снижением давления в I контуре и уровня в КД, анализируются производные уровней в ПГ. Через несколько секунд после разрыва производная уровня в аварийном ПГ резко возрастает по сравнению с производными уровней в остальных ПГ (рис. 7).

В случае обрыва трубопровода ГЕ СА-ОЗ наблюдается снижение уровня в этой ГЕ.

Вместе с тем диагностика возникновения течи из I контура по факторам снижения давления в I контуре и уровня в КД нуждается в дополнительном подтверждении. Это связано с тем, что эти факторы могут быть вызваны и другими исходными событиями, не связанными с потерей теплоносителя из I контура, например, со срабатыванием аварийной защиты.

Для подтверждения диагностики течей анализируется изменение массы теплоносителя в I контуре, которое определяется по давлению в I контуре, температурам в горячих и холодных нитках и уровню в КД. Учитывается также дебаланс расхода под-

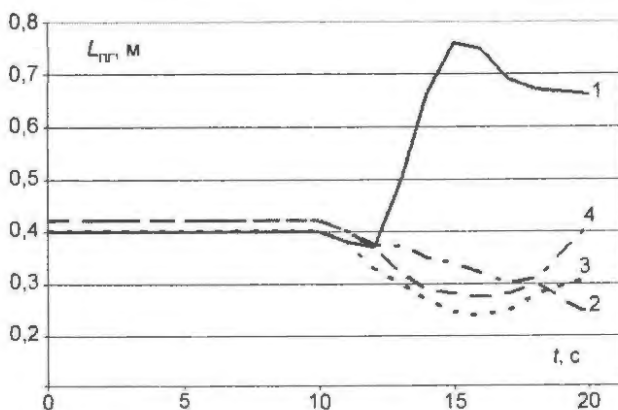


Рис. 7. Уровни в ПГ при разрыве трех труб ПГ-1: 1 – ПГ-1; 2 – ПГ-2; 3 – ПГ-3; 4 – ПГ-4

питки и продувки.

Масса теплоносителя в I контуре определяется следующим образом:

$$M_1 = \sum M_{\text{ГН}i} + \sum M_{\text{ХН}i} + M_{\text{НКР}} + M_{\text{СКР}} + M_{\text{а.з.}} + \sum M_{\text{ПГ}i} + M_{\text{КД}} \quad (3)$$

Массы теплоносителя в правой части (3) определяются через объемы и плотности масс теплоносителя

– в холодных (ХН) и горячих (ГН) нитках:

$$M_{\text{ГН}i(\text{ХН}i)} = V_{\text{ГН}i(\text{ХН}i)} \rho(P_i, T_{\text{ГН}i(\text{ХН}i)});$$

– в напорной (НКР) и сборной (СКР) камерах реактора:

$$M_{\text{НКР}(\text{СКР})} = V_{\text{НКР}(\text{СКР})} \rho(P, T_{\text{НКР}(\text{СКР})});$$

– в а.з. и ПГ:

$$M_{\text{а.з.}(\text{ПГ})} = V_{\text{а.з.}(\text{ПГ})} \rho(P, T_{\text{а.з.}(\text{ПГ})});$$

– в КД:

$$M_{\text{КД}} = V_{\text{КД}} [\rho'(P_1) L_{\text{КД}} / H_{\text{КД}} + \rho''(P_1) (1 - L_{\text{КД}} / H_{\text{КД}})].$$

Температуры $T_{\text{ХН}i(\text{ГН}i)}$ в холодных и горячих нитках, давление P_1 в I контуре и уровень $L_{\text{КД}}$ в КД высотой $H_{\text{КД}}$ входят в перечень параметров, измеряемых на энергоблоке.

Остальные температуры определяются через температуры в горячих и холодных нитках петель: $T_{\text{НКР}(\text{СКР})} = 0,25 \sum T_{\text{ГН}i(\text{ХН}i)}$, $T_{\text{а.з.}} = 0,5(T_{\text{НКР}} + T_{\text{СКР}})$, $T_{\text{ПГ}i} = 0,5(T_{\text{ХН}i} + T_{\text{ГН}i})$.

Плотность теплоносителя определяется как [3]

$$\rho(P, T) = \rho_0(P, T) - 0,001(18 - P)(6,061T - 272,75), \quad P[\text{МПа}], \quad T[^\circ\text{C}], \quad (4)$$

где $\rho_0(P, T) = 797,451 + 235,52(T/100) - 43,6941(T/100)^2 - 85,9301(T/100)^3 + 40,4045(T/100)^4 - 5,4776(T/100)^5$, $[\text{г/см}^3]$,

$$\rho'(P) = 590,2 + 1,8(160 - P), \quad P[\text{ата}];$$

$$\rho''(P) = P - 55,9, \quad P[\text{ата}].$$

После определения массы теплоносителя в I контуре определяется ее изменение на расчетном шаге и сравнивается с небалансом

лансом подпитки-продувки. Если в течение 10 с после диагностики той или иной течи из I контура наблюдается устойчивое снижение массы теплоносителя в I контуре (с учетом небаланса подпитки-продувки), то диагностика течи из I контура подтверждается и выдается соответствующая информация (рис. 8).

В модуле АКТИВНОСТЬ осуществляются расчёт накопления радиоактивных продуктов под оболочкой ТВЭЛОВ, анализ разгерметизации ТВЭЛОВ, расчёт выноса газообразных радиоактивных продуктов.

На данный момент в ПК КАРАВАН реализована относительно простая модель разгерметизации ТВС и выхода активности. При необходимости модель может быть заменена на более точную.

В ходе тяжелой аварии с выкипанием теплоносителя топливные сборки не получают достаточного охлаждения и разогреваются за счёт остаточного энерговыделения. При большом падении давления в I контуре возможна разгерметизация ТВЭЛОВ за счёт разницы давлений теплоносителя и газа в топливном зазоре, а также резкого перепада температур на стенке ТВЭЛОВ.

В качестве критерия разгерметизации используется формула Чапмана [4]

$$T_{burst} = 273,15 + 3\,960 - 20,4\sigma^*/(1 + H) - 85\,100\sigma^*/(1 + H + 27,9\sigma^*), \quad (5)$$

где T_{burst} – температура разгерметизации; $\sigma^* = \sigma/6\,895\,000$; $H = (dT/dt)/28$; $\sigma = r(P_i - P_e)/e$; r – средний радиус оболочки; e – средняя толщина оболочки; P_i – давление в газовом зазоре; P_e – давление теплоносителя.

Таким образом, критерий разгерметизации считается выполненным, когда

$$T \geq T_{burst}(\sigma, dT/dt), \quad (6)$$

где T – температура оболочки ТВЭЛА.

Расчёт по приведенному выше критерию ведется отдельно для каждой ТВС. Модель учитывает 163 ТВС, имеющих по 7 участков по высоте. Профиль энерговыделения в пределах каждой ТВС считается равномерным по радиусу, потвэльный расчёт не ведется. При выполнении критерия разгерметизации по любому из семи участков ТВС по высоте вся сборка считается не-

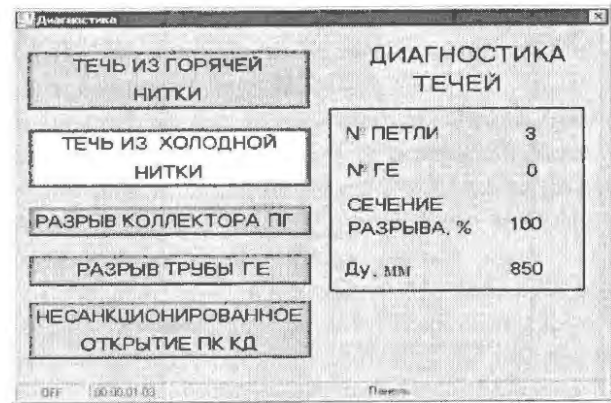


Рис. 8. Результат диагностики места и размера течи

герметичной и становится источником радионуклидов для модели выхода активности.

Одна из важных задач радиационной безопасности АЭС – прогнозирование выхода радиоактивных продуктов деления (РПД) из дефектных ТВЭЛОВ в теплоноситель I контура. В настоящее время к решению задачи математического моделирования выхода РПД из-под оболочки дефектного ТВЭЛА в теплоноситель I контура при стационарных условиях работы реактора предложены два подхода.

В одном из них предполагают, что РПД в случае повреждения оболочки могут мигрировать вдоль ТВЭЛА к дефекту и определяющий механизм переноса – атомарная диффузия РПД в среде под оболочкой дефектного ТВЭЛА; такую модель выхода РПД из-под оболочки называют диффузионной. В другом подходе (кинетическая модель) полагают, что скорость выхода РПД в теплоноситель пропорциональна суммарному количеству атомов данного нуклида в среде под оболочкой дефектного ТВЭЛА, а константу пропорциональности называют коэффициентом скорости утечки [5].

Для решения поставленной задачи в рамках разработки ПК КАРАВАН выбрана кинетическая модель выхода РПД в теплоноситель I контура, схематично представленная на рис. 9.

Предлагаемая кинетическая модель может быть описана следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) [6, 7]:

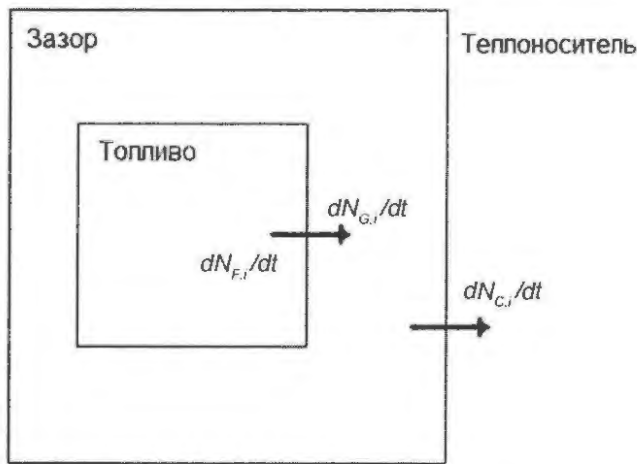


Рис. 9. Схема миграции продуктов деления из топлива в теплоноситель

$$\begin{aligned}
 dN_{F,i}/dt &= FY_iP + \sum f_{ij}\lambda_j N_{F,j} - (\lambda_i + v_i + \sigma_i\phi)N_{F,i}; \\
 dN_{G,i}/dt &= v_i N_{F,i} + \sum f_{ij}\lambda_j N_{G,j} - \\
 &\quad - (\lambda_i + D\varepsilon_i + \sigma_i\phi)N_{G,i}; \\
 dN_{C,i}/dt &= D\varepsilon_i N_{G,i} + \sum f_{ij}\lambda_j N_{C,j} - (\lambda_i + Q\eta_i/W + \\
 &\quad + \beta + \tau\sigma_i\phi + L/W)N_{C,i}
 \end{aligned}$$

где $N_{F,i}$, $N_{G,i}$, $N_{C,i}$ – количество атомов i -го нуклида в топливе, зазоре и теплоносителе, соответственно; F – средняя скорость деления, дел/(Вт·с); Y_i – выход i -го нуклида; P – тепловая мощность реактора, Вт; λ_i – постоянная распада i -го нуклида; v_i – коэффициент выхода продуктов деления из топлива в зазор, с⁻¹; σ_i – сечение поглощения нейтронов i -м нуклидом, см²; ϕ – плотность потока нейтронов, 1/(см²·с); f_{ij} – вероятность распада нуклида по цепочке; τ – отношение времени, проведенного теплоносителем в а.з., к общему времени в I контуре; W – масса теплоносителя в I контуре, кг; D – доля поврежденных твэлов; L – расход теплоносителя в течь, кг/с; Q – расход продувки, кг/с; β – константа скорости удаления i -го радионуклида системой борного регулирования; η_i – эффективность фильтра очистки от i -го радионуклида.

Так как основной составляющей осколочной активности теплоносителя служат летучие продукты деления ядерного топлива (инертные газы, йод, теллур, цезий), в настоящей работе исследовалась кинетика выхода смеси радионуклидного состава, состоящего из 31-го продукта деления, предложенного авторами работ [6, 7].

Таким образом, сформированная система ОДУ состоит из 93-х уравнений, описывающих накопление 31-го продукта деления в топливе, перенос каждого из них из топлива в газовый зазор твэла и выход их в I контур через дефекты. Для решения этой системы использован метод Рунге-Кутты 4-го порядка.

В опытном образце ПК КАРАВАН выгорание топлива задано одинаковым для всех ТВС, в дальнейшем планируется ввести расчёт глубины выгорания в соответствии с данной загрузкой и моментом кампании.

Выходными параметрами могут быть следующие величины: $A_{Fi}(t)$, $A_{Gi}(t)$, $A_{Ci}(t)$ – активность i -го продукта деления соответственно в топливе, зазоре и теплоносителе в момент времени t (Бк, Ку); ΣA_F , ΣA_G , ΣA_C – интегральная активность по всем рассматриваемым радионуклидам в топливе, зазоре и теплоносителе, соответственно (Бк, Ку); $\Sigma A_{C(уд.)}$ – удельная интегральная активность теплоносителя (Бк/кг, Ку/кг).

Заключение

Разработанный ПК КАРАВАН может быть внедрен в СППБ энергоблока как составная часть для поддержки оператора в случае аварийной ситуации. В ПК КАРАВАН может быть добавлена возможность оперативного анализа критических функций безопасности, в том числе их изменения в режиме ускоренного прогнозного расчёта.

ПК КАРАВАН может применяться в рамках поддержки кризисного центра концерна «Росэнергоатом» при аварийных ситуациях или плановых учениях группы ОПАС для быстрой оценки аварийной ситуации и прогноза ее развития, включая радиационные последствия;

ПК КАРАВАН может быть дополнен моделью гермообъема для расчёта выхода активности в окружающую среду и ее распространения с учетом погодных условий, а также моделью тяжелых аварий для расчёта парациркониевой реакции и плавления а.з. реактора.

Список литературы

1. **Крошилин А.Е., Майданик В.Н.** Новый подход к расчету параметров в теплогидравлических сетях для парогазожидкостных потоков // Теплоэнергетика, 2007, вып. 5, с. 32–39.
2. **Емельяненко В.В., Жукавин А.П., Именин В.В. и др.** Опыт создания комплексных математических моделей для анализа нестационарных режимов работы АЭС // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2005, вып. 3, с. 20–41.
3. **Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П.** Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). М.: Энергоатомиздат, 1984.
4. **Gonzalez R., Chatlard P., Jacq F.** ICARE2, Ver. 2, Mod1. Description of physical models. Note technique DRS/SEMAR 92/43. Institute de Protection et de Surete Nuclearie CEA-France, 1995.
5. **Коняшов В.В., Краснов А.М.** Методика расчета выхода радиоактивных газообразных продуктов деления из-под оболочки дефектного твэла в теплоноситель водоохлаждаемого реактора. Димитровград: НИИАР, 1993.
6. **Iqbal M. Javed, Mirza Nasir M., Mirza Sikander M.** Kinetic simulation of fission product activity in primary coolant of typical PWRs under power perturbations // Nuclear Engineering and Design, 2007, Vol. 237, P. 199–205.
7. **Iqbal M. Javed, Mirza Nasir M., Mirza Sikander M.** Stochastic simulation of fission product activity in primary coolant due to fuel rod failures in typical PWRs under power transients // Journal of Nuclear Materials, 2008, Vol. 372, P. 132–140.

Контактная информация –

Фукус Роман Львович, рук. сектора, тел.: 8(916) 656-33-64, e-mail: fuksr@rambler.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2, с. 30–37.

Итерационные методы решения нелинейных задач о критичности ядерного реактора

А.М. Кузьмин,

НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Поступила в редакцию 18.03.2011 г.

Представлены итерационные методы расчёта распределения потока нейтронов в нелинейных задачах о критичности ядерного реактора. Рассмотрены алгоритмы решения уравнений для вариаций потока нейтронов. Исследована сходимость итерационных процессов для двух нелинейных задач, в которых макроскопические сечения взаимодействий являются функционалами распределения нейтронов. В одной из них распределение нейтронов зависит от паросодержания водяного теплоносителя, а в другой – от температуры топлива. Используются простые соотношения, связывающие паросодержание и температуру с потоком нейтронов.

Ключевые слова: нелинейные задачи о критичности, распределение нейтронного потока, итерационные методы, сходимость, уравнения для вариаций, алгоритмы решения, макроскопические сечения, модели ядерных реакторов.

Iterative Methods in Resolving the Non-Linear Critical Problems. *A.M. Kuz'min, National Research Nuclear University "MEPhI", 31, Kashirskoe Sh., Moscow, 115409.*

The paper presents the iterative methods for determination of neutron flux distribution in non-linear critical problems. The paper considers the algorithm which can be used to resolve equations for variations of neutron flux. Convergence of the iterative process is investigated for two non-linear problems where macroscopic cross-sections are the functionals of spatial neutron distribution. In the first problem neutron flux distribution depends on water coolant density while in the second one neutron flux distribution depends on fuel temperature.

Key words: Non-Linear Critical Problems, Neutron Flux Distribution, Iterative Methods, Convergence, Equations for the Variations, Algorithms, Macroscopic Cross-Sections, Models of Nuclear Reactor.

Нейтронно-физические расчёты ядерных реакторов, проводимые с учетом зависимости макроскопических сечений взаимодействий от получаемых распределений нейтронов, связаны с решением нелинейных уравнений вида

$$-\hat{L}(\xi)\varphi(x) + \lambda\hat{Q}(\xi)\varphi(x) = 0, \varphi(x) \in D_\varphi; \quad (1)$$

$$\hat{P}(\varphi(x), \xi(x)) = 0, \xi(x) \in D_\xi. \quad (2)$$

Здесь $\hat{L}(\xi)$, $\hat{Q}(\xi)$ – операторы уравнения переноса нейтронов, описывающие перемещение, замедление и возникновение нейтронов деления; $\varphi(x)$ – собственная функция (или асимптотический поток нейтронов), соответствующая максимальному собственному числу $K_{эф} = \lambda^{-1}$ оператора $\hat{L}^{-1}\hat{Q}$; $\xi(x)$ – функции (температуры, равновесные концентрации ядер и др.), однозначно определяемые из уравнений (2) с нелинейным оператором \hat{P} , а x – совокупность

аргументов, от которых зависят рассматриваемые функции.

При этом уравнения (2) всегда включают условие нормировки функции $\varphi(x)$ на заданное число тех или иных взаимодействий нейтронов с ядрами среды, а решение $\omega_* = (\xi_*(x), \varphi_*(x), \lambda_*)$ ищется среди функций, принадлежащих известным множествам D_φ и D_ξ .

В простых случаях удается решение задачи (1), (2) записать в аналитической форме. Например, в работе [1] приведены аналитические выражения для нейтронного потока, полученные в односкоростном диффузионном приближении для большого плоского реактора с учетом неравномерного выгорания топлива. В работе [2] в том же приближении найдено решение уравнения (1) для случая линейной зависимости материального параметра реактора от температуры теплоносителя.

В сложных задачах (когда материальный параметр нелинейно зависит от функций ξ или рассматриваются более сложные модели реактора) аналитическое решение становится слишком громоздким для численного счёта либо его не удается получить. Поэтому представляют интерес итерационные методы, сводящие решение нелинейной задачи к последовательному решению линейных уравнений.

Остановимся на двух итерационных методах (последовательных приближений и Ньютона – Канторовича), предложенных в работе [3] для решения уравнений вида $\phi = \hat{B}(\phi)$ с нелинейным дифференцируемым по Фреше оператором $\hat{B}(\phi)$. В методе последовательных приближений (МПП) решение ϕ_s ищется с помощью итераций

$$\phi_s = \hat{B}(\phi_{s-1}), \quad s=1,2,\dots \quad (3)$$

В методе Ньютона – Канторовича (МНК) итерационный процесс проводится с использованием линеаризованного в окрестности ϕ_{s-1} уравнения

$$\phi_{s-1} + \delta\phi = \hat{B}(\phi_{s-1}) + \hat{B}'_{\phi}(\phi_{s-1})\delta\phi.$$

Замена $\delta\phi = \phi_s - \phi_{s-1}$ приводит в МНК к итерациям

$$\phi_s = \phi_{s-1} + (\hat{E} - \hat{B}'_{\phi}(\phi_{s-1}))^{-1}(\phi_{s-1} - \hat{B}(\phi_{s-1})), \quad s=1,2,\dots, \quad (4)$$

где \hat{E} – единичный оператор, $\hat{B}'_{\phi}(\phi_{s-1})$ – производная Фреше в точке ϕ_{s-1} .

Непосредственное применение схемы (3) к решению уравнения (1) приводит к совмещению итераций источников нейтронов деления с итерациями по уточнению функций $\xi(x)$. Такое совмещение делает итерационный процесс неустойчивым (по крайней мере при получении равновесных концентраций в быстрых реакторах большой мощности).

Поэтому предлагается на каждой итерации при известном распределении $\xi(x)$ рассчитывать собственную функцию и соответствующее собственное число. Тогда, принимая в качестве начального приближения собственную функцию $\phi_0(x)$ (или $\tilde{\phi}_0(x)$) для какой-либо простой модели ре-

актора, вместо (3) и (4) приходим к следующим итерационным процессам.

В случае МПП на каждой итерации ($s=1,2,\dots$) имеем

$$\left. \begin{aligned} \hat{P}(\phi_{s-1}, \xi_s) &= 0, & \xi_s(x) &\in D_{\xi}; \\ -\hat{L}_s \phi_s + \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s \phi_s &= 0, & \phi_s(x) &\in D_{\phi}; \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где $\hat{L}_s = \hat{L}(\xi_s)$, $\hat{Q}_s = \hat{Q}(\xi_s)$, а $\lambda_s^{(0)}$ – ведущее собственное число оператора $\hat{L}_s^{-1} \hat{Q}_s$. Такой итерационный процесс реализован в комплексе программ ДРАКОН [5].

В случае МНК последовательно решаются уравнения

$$\left. \begin{aligned} \hat{P}(\tilde{\phi}_{s-1}, \xi_s) &= 0, & \xi_s(x) &\in D_{\xi}; \\ -\hat{L}_s \tilde{\phi}_s + \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s \tilde{\phi}_s &= 0, & \tilde{\phi}_s(x) &\in D_{\phi}; \\ (\hat{P}'_{\phi})_s (\tilde{\phi}_s - \tilde{\phi}_{s-1}) + (\hat{P}'_{\xi})_s (\tilde{\xi}_s - \xi_s) &= 0, \\ \tilde{\xi}_s(x) &\in D_{\xi}; \\ -\hat{L}_s \tilde{\phi}_s + \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s \tilde{\phi}_s &= -\delta\lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s \tilde{\phi}_s - \\ -(\hat{N}'_{\xi}\phi)_s (\tilde{\xi}_s - \xi_s), & \tilde{\phi}_s(x) &\in D_{\phi}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $(\hat{P}'_{\phi})_s$, $(\hat{P}'_{\xi})_s$ – производные Фреше от оператора \hat{P} по функциям ϕ и ξ при значениях $\phi = \tilde{\phi}_{s-1}(x)$, $\xi = \xi_s(x)$,

$$(\hat{N}'_{\xi}\phi)_s = -(\hat{L}'_{\xi})_s \phi_s + \lambda_s^{(0)} (\hat{Q}'_{\xi})_s \phi_s, \quad \text{а} \quad (\hat{L}'_{\xi})_s,$$

$(\hat{Q}'_{\xi})_s$ – производные Фреше по функциям ξ от операторов \hat{L} и \hat{Q} при $\xi = \xi_s(x)$.

Об изменениях функций в процессе итераций (5) и (6), (7) дают представление рис. 1 и 2. На них кривая $\phi = f(\xi)$ отражает зависимость решения уравнения (1) от $\xi(x)$, кривая $\xi = g(\phi)$ – зависимость решения уравнения (2) от $\phi(x)$, а решению системы уравнений (1) и (2) соответствует точка пересечения кривых (ϕ_*, ξ_*) . Предполагается, что уравнения (1) и (2) устанавливают взаимно однозначные отображения и каждой точке на любой из координатных осей соответствует одна функция.

Переходя к обсуждению вычислительных аспектов методов, будем считать, что существует ограниченный обратный оператор $(\hat{P}'_{\xi})_s^{-1}$, а для произведения производных Фреше принято обозначение

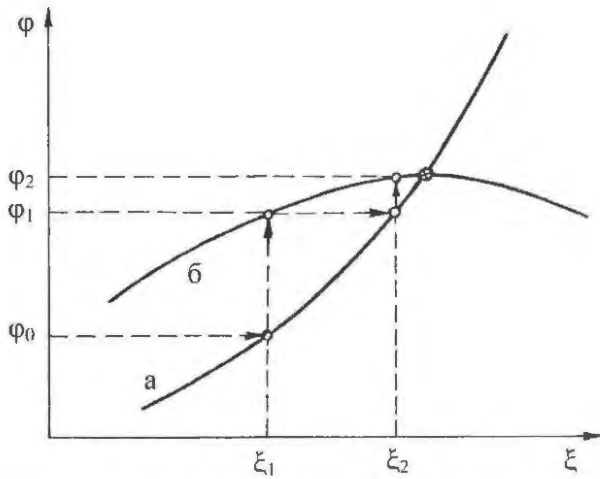


Рис. 1. Схема итераций в МПП: а – зависимость $\varphi = f(\xi)$, б – зависимость $\xi = g(\varphi)$

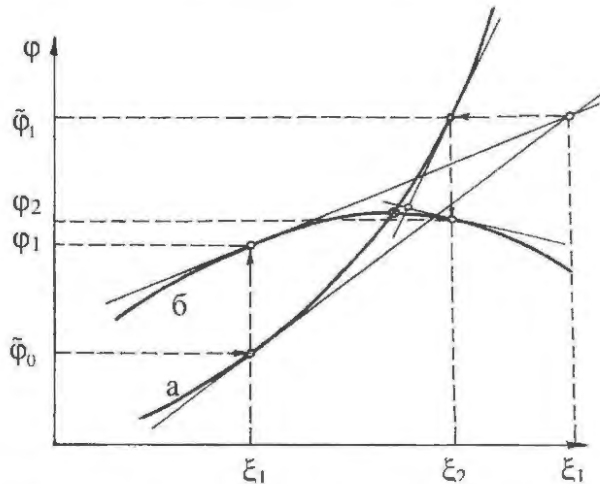


Рис. 2. Схема итераций в МНК: а – зависимость $\varphi = f(\xi)$, б – зависимость $\xi = g(\varphi)$; $(\tilde{\xi}_1, \tilde{\varphi}_1)$ – решение системы линеаризованных уравнений на 1-й итерации

$$\hat{G}_s = (\hat{N}'_\xi \varphi)_s (\hat{P}'_\xi)^{-1} (\hat{P}'_\varphi)_s. \quad (8)$$

Введем в рассмотрение сопряженные операторы \hat{L}_s^+ , \hat{Q}_s^+ , определенные на множестве D_φ^+ таких функций $\varphi^+(x)$, что при $\varphi(x) \in D_\varphi$, $\varphi^+(x) \in D_\varphi^+$ имеют место равенства $\langle \varphi^+, \hat{L}_s \varphi \rangle = \langle \hat{L}_s^+ \varphi^+, \varphi \rangle$, $\langle \varphi^+, \hat{Q}_s \varphi \rangle = \langle \hat{Q}_s^+ \varphi^+, \varphi \rangle$, в которых скобки $\langle \cdot, \cdot \rangle$ обозначают скалярное произведение функций, стоящих внутри них (и разделенных запятой). Из числа функций множества D_φ^+ возьмем собственную функцию $\varphi_s^+(x)$ оператора $(\hat{L}_s^+)^{-1} \hat{Q}_s^+$, соответствующую собственному числу $\lambda_s^{(0)}$ в задаче

$$-\hat{L}_s^+ \varphi_s^+(x) + \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s^+ \varphi_s^+(x) = 0, \quad \varphi_s^+(x) \in D_\varphi^+. \quad (9)$$

В работе [4] показано, что итерационный процесс (5) сходится к решению $\omega_* = (\xi_*(x), \varphi_*(x), \lambda_*^{(0)})$ с той же скоростью, что геометрическая прогрессия со знаменателем $q < 1$. Этот вывод и оценка значения q сделаны для случая, когда начальное приближение близко к решению ω_* и можно вместо (5) воспользоваться линеаризованными уравнениями. Тогда условие сходимости записывается в виде

$$q = \left(1 + \frac{\|\varphi_s^+\| \|\hat{Q}_s \varphi_s\|}{|\langle \varphi_s^+, \hat{Q}_s \varphi_s \rangle|} \right) \left(1 - \frac{K_*^{(1)}}{K_*^{(0)}} \right)^{-1} \|\hat{L}_s^{-1}\| \|\hat{G}_s\| < 1, \quad (10)$$

где $K_*^{(1)} = (\lambda_*^{(0)})^{-1}$ – ближайшее к числу $K_*^{(0)} = (\lambda_*^{(0)})^{-1}$ собственное число оператора $\hat{L}_s^{-1} \hat{Q}_s$, а все операторы определены в точке ω_* . Обычно принимаются те числа $\lambda_n^{(0)}, \lambda_n^{(1)}$, операторы и функции φ_n^+, φ_n , которые получены на последней n -й итерации методов.

Нетрудно установить, что в этих же предположениях скорость сходимости итерационного процесса (6), (7) будет такой же, как у геометрической прогрессии со знаменателем q^2 . Это означает, что с точки зрения приближения к решению ω_* одной итерации в МНК соответствуют две итерации в МПП. Однако, сокращение числа итераций в МНК сопровождается проведением дополнительных вычислений. Чтобы оценить связанное с этим возрастание времени счёта, проведем следующие преобразования, опирающиеся на известные теоремы Фредгольма о существовании решений неоднородных уравнений [6].

Исключим из числа неизвестных в системе (7) функцию $\tilde{\xi}_s$ и приведем уравнение для функции $\tilde{\varphi}_s$ к виду

$$-\hat{L}_s \tilde{\varphi}_s + \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s \tilde{\varphi}_s = -\delta \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s \varphi_s + \hat{G}_s \tilde{\varphi}_s, \quad (11)$$

где учтено, что нормировка собственной функции $\tilde{\varphi}_{s-1}$ (которая, как отмечалось выше, всегда делается при нахождении ξ_s)

приводит к равенству $(\hat{P}'_\varphi)_s \tilde{\varphi}_{s-1} = 0$. При этом в качестве $\delta\lambda_s^{(0)}$ берется значение

$$\delta\lambda_s^{(0)} = \langle \varphi_s^+, \hat{G}_s \tilde{\varphi}_s \rangle / \langle \varphi_s^+, \hat{Q}_s \varphi_s \rangle, \quad (12)$$

когда правая часть уравнения (11) будет ортогональна к собственной функции φ_s^+ сопряженной задачи (9).

Решение $\tilde{\varphi}_s$ уравнения (11) запишем в виде

$$\tilde{\varphi}_s(x) = C_s (\varphi_s(x) + f_s(x)), \quad (13)$$

где C_s – произвольный (не равный нулю) множитель. Что касается функции $f_s(x)$, то она принадлежит ортогональному дополнению $d_\varphi \in D_\varphi$, на котором

$$\begin{aligned} \langle f_s(x), \hat{Q}_s^+ \varphi_s^+(x) \rangle &= 0. \text{ Подстановка выражения (13) в (11) и (12) приводит к уравнению} \\ -\hat{L}_s f_s(x) + \lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s f_s(x) &= -\hat{R}_s \varphi_s(x) - \hat{R}_s f_s(x), \\ f_s(x) &\in d_\varphi, \end{aligned} \quad (14)$$

где принято обозначение \hat{R}_s для такого оператора, действие которого на функцию $\psi(x) = \varphi_s(x)$ или $\psi(x) = f_s(x)$ дает равенство

$$\hat{R}_s \psi(x) = \frac{\langle \varphi_s^+, \hat{G}_s \psi \rangle}{\langle \varphi_s^+, \hat{Q}_s \varphi_s \rangle} \hat{Q}_s \varphi_s(x) - \hat{G}_s \psi(x).$$

Очевидно, что при любых $\psi(x) \in D_\varphi$ имеем $\langle \varphi_s^+, \hat{R}_s \psi \rangle = 0$.

Пусть условие (10) выполняется не только в точке ω_* , но и на любой итерации МНК с номером $s=1, 2, \dots$ (при этом подразумевается, что все сомножители в формуле для параметра q рассчитываются для s -й итерации, например, вместо $\varphi_*(x), \varphi_*^+(x)$ берутся функции $\varphi_s(x), \varphi_s^+(x)$, вместо \hat{L}_* – оператор \hat{L}_s и т.д.). Тогда нетрудно показать, что для оператора $\hat{T}_s = \hat{L}_s^{-1} (\lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s + \hat{R}_s)$ на множестве функций $f_s(x) \in d_\varphi$ значение $\|\hat{T}_s\| < 1$ и, значит, существует обратный оператор $(\hat{E} - \hat{T}_s)^{-1}$. Если его представить в виде сходящегося по норме ряда Неймана, то функцию $f_s(x)$ в выражении (13) можно получить в виде суммы

$$f_s(x) = \sum_{j=0}^{\infty} f_s^{(j)}(x), \quad (15)$$

решая последовательно уравнения

$$\left. \begin{aligned} \hat{L}_s f_s^{(0)}(x) &= \hat{R}_s \varphi_s(x), f_s^{(0)}(x) \in d_\varphi, j=1, 2, \dots; \\ \hat{L}_s f_s^{(j)}(x) &= (\lambda_s^{(0)} \hat{Q}_s + \hat{R}_s) f_s^{(j-1)}(x), f_s^{(j)}(x) \in d_\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Таким образом, в МНК на каждой итерации помимо определения $\xi_s(x), \varphi_s(x)$ (что делается также на одной итерации МПП) необходимо получить решения $\varphi_s^+(x), f_s(x)$ уравнений (9) и (14), соответственно. Если считать, что в задачах вида (1), (2) основные расчётные усилия связаны с получением функций $\varphi_s(x), \varphi_s^+(x), f_s(x)$, а время нахождения каждой из них будет одним и тем же, то на одну итерацию в МНК потребуется в 1,5 раза больше времени, чем на две итерации в МПП.

На самом деле такая оценка времени счёта для МНК может оказаться завышенной, поскольку не учитывает зависимости числа итераций при нахождении $f_s(x)$ от параметра сходимости q . Очевидно, если q мало, то ряд (15) быстро сходится и можно ограничиться решением небольшого числа уравнений (16). Как видно из формулы (10), небольшие значения q следует ожидать в тех случаях, когда сильно различаются собственные числа $K_*^{(0)}, K_*^{(1)}$ и мала норма $\|\hat{G}_*\|$.

В итерационной схеме (6), (7) функция $f_s(x)$ нужна лишь для получения распределения $\tilde{\varphi}_s(x)$, которое необязательно искать с высокой точностью. Поэтому для сокращения вычислительных затрат можно воспользоваться каким-либо приближенным способом решения уравнения (14), например, проекционными методами [3], раскладывая $f_s(x)$ в ряд по заданной или заранее рассчитанной системе функций $\psi_s^{(j)}(x) \in d_\varphi$:

$$f_s(x) = \sum_{j=1}^{j=J} b_s^{(j)} \psi_s^{(j)}(x). \quad (17)$$

Тогда задача определения $f_s(x)$ сводится к решению алгебраической системы уравнений относительно неизвестных коэф-

коэффициентов $b_s^{(j)}$, $j=1\dots J$. При удачном выборе функций $\psi_s^{(j)}(x)$ можно в разложении (17) ограничиться небольшим числом слагаемых, а значит и небольшими затратами времени для нахождения $b_s^{(j)}$. Однако, в случае приближенной оценки функции $f_s(x)$ число итераций в МНК может возрасти.

В заключение рассмотрим результаты решения 2-х нелинейных задач, полученные для моделей реакторов с двумя зонами разного состава в плоской геометрии, имеющими толщины Δ_1, Δ_2 . В этих задачах поток нейтронов $\varphi(x)$ рассчитывался в односкоростном диффузионном приближении при условиях: $\varphi(0) = \varphi(H) = 0$, поток и проекция тока нейтронов непрерывны на интервале $0 \leq x \leq H$, $H = \Delta_1 + \Delta_2$.

В качестве начальных приближений $\varphi_0(x), \tilde{\varphi}_0(x)$ принимались распределения, пропорциональные $\sin(\alpha_0 x)$ (где $\alpha_0 = \pi/H$). На каждой итерации МНК решение $f_s(x)$ уравнения (14) находилось в виде разложения (17) по собственным функциям $\psi_s^{(j)}(x)$ ($j=1, 2, 3$), которые соответствуют (ближайшим к $K_s^{(0)}$) числам $K_s^{(j)}$.

В модели КР (относящейся к водяному кипящему реактору) макроскопические сечения зависели от средних по объему зон паросодержаний $\xi^{(i)}$, рассчитываемых в предположении, что свойства топлива постоянны и не меняются на интервале H подогрева теплоносителя:

$$\xi_0^{(i)} = \xi_{\max} \int_{\Delta_i}^x \int_0^x \varphi(x') dx' dx / \Delta_i \int_0^H \varphi(x) dx, \quad i=1, 2,$$

где ξ_{\max} – максимальное паросодержание.

Основные характеристики модели перечислены в табл. 1 и приняты такими же, как в работе [4]. В табл. 2 приведены значения коэффициента $K_s^{(0)}$ размножения, средних паросодержаний $\xi_{0,s}^{(i)}$ и параметра q_s , рассчитанных в процессе итераций (5) и (6), (7). На рис. 3 представлены отклонения $\delta\varphi_1(x) = \varphi_1(x) - \varphi_*(x)$ и $\delta\tilde{\varphi}_1(x) = \tilde{\varphi}_1(x) - \varphi_*(x)$,

построенные с применением нормированных одинаковым образом распределений $\varphi_1(x), \tilde{\varphi}_1(x), \varphi_*(x)$.

Таблица 1. Основные параметры модели КР

Максимальное объемное паросодержание, ξ_{\max}	0,7
Давление в корпусе реактора, МПа	7,2
Отношение объемов воды и топлива	2,5
Высота H активной зоны, см	220
Толщина Δ_1 первой зоны, см	100
Диаметр топливного брикета, мм	12,1
Обогащение топлива, %	2,5

Таблица 2. Изменение характеристик модели КР в процессе итераций

Метод	Номер S итерации	$S = 1$	$S = 2$	$S = 3$
МПП	$K_s^{(0)}$	1,0622	1,0230	1,0192
	$\xi_{0,s}^{(1)}$	0,1074	0,2486	0,2606
	$\xi_{0,s}^{(2)}$	0,5522	0,6652	0,6714
	q_s	0,1022	0,2260	0,2278
МНК	$K_s^{(0)}$	1,0622	1,0036	1,0192
	$\xi_{0,s}^{(1)}$	0,1074	0,2538	0,2607
	$\xi_{0,s}^{(2)}$	0,5522	0,6688	0,6713

Полученные результаты показывают, что итерационные процессы (5) и (6), (7) быстро сходятся. Отклонение значения ко-

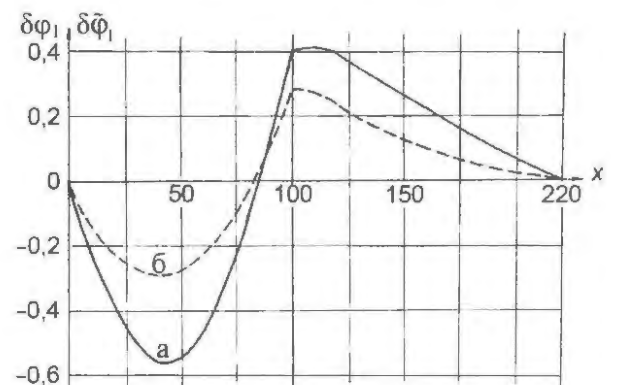


Рис. 3. Отклонения распределений $\varphi_1(x)$ и $\tilde{\varphi}_1(x)$ от $\varphi_*(x)$, полученные на 1-й итерации в МПП и МНК для модели КР: а – отклонение $\delta\varphi_1 = \varphi_1(x) - \varphi_*(x)$, б – отклонение $\delta\tilde{\varphi}_1 = \tilde{\varphi}_1(x) - \varphi_*(x)$

эфициента размножения, полученное на 4-й итерации, от значения, приведенного в табл. 2 для 3-й итерации, не превысило (по модулю) $0,0^5$. Это происходит, несмотря на большие расхождения между распределениями $\varphi_0(x)$ и $\varphi_*(x)$, из-за малых значений q , (в том числе и на последней итерации). При этом не наблюдается ожидаемого в МНК сокращения итераций (по сравнению с МПП). Тем не менее, как видно из графиков, приведенных на рис. 3, распределение $\tilde{\varphi}_1(x)$ слабее отличается от потока $\varphi_*(x)$ (полученного на последней итерации), чем распределение $\varphi_1(x)$. Напомним, что на 2-й итерации в МПП используется $\varphi_1(x)$, а в МНК – функция $\tilde{\varphi}_1(x)$.

В модели ТР (относящейся к транспортному реактору с высокообогащенным оксидным топливом в графитовой матрице, охлаждаемой смесью жидкого свинца и висмута) учитывалась лишь зависимость микроскопических сечений радиационного захвата и деления ядер ^{235}U от средней в каждой зоне температуры $\xi_m^{(i)}$ топлива. Принималось, что значение $\xi_m^{(i)}$ пропорционально среднему по объему топлива i -й зоны тепловыделению и связано с потоком нейтронов простым соотношением

$$\|\hat{G}\|^2 \leq \gamma^2 \left(\frac{\Delta T}{W(1-\eta)} \right)^2 \left[\left(\frac{\partial |\alpha_1^2|}{\partial \xi_m^{(1)}} \right)^2 \int_{\Delta_1} \varphi^2 dx + \left(\frac{\partial |\alpha_2^2|}{\partial \xi_m^{(2)}} \right)^2 \int_{\Delta_2} \varphi^2 dx \right], \text{ где } \gamma^2 = \max \left[\left(\frac{\Sigma_f^{(1)} W_2}{W} \right)^2 \Delta_1, \left(\frac{\Sigma_f^{(2)} W_1}{W} \right)^2 \Delta_2 \right],$$

$$\eta = \frac{\Delta T}{W} \left[a_f^{(1)} \int_{\Delta_1} \varphi dx \frac{W_2}{W} \frac{\partial (\ln g_f^{(1)})}{\partial \xi_m^{(1)}} + a_f^{(2)} \int_{\Delta_2} \varphi dx \frac{W_1}{W} \frac{\partial (\ln g_f^{(2)})}{\partial \xi_m^{(2)}} \right].$$

Расчёт значений q , сделанный с использованием этих формул, дает для 1-й итерации $q = 0,6571$, а для последней итерации $q = 0,7363$, что почти в три раза превышает значение q в предыдущей задаче.

Результаты итерационного решения задачи, приведенные в табл. 4 и 5, указывают на более быструю сходимость итераций в МНК. Это объясняет рис. 4, где представлены зависимости отклонений

$$\xi_m^{(i)} = T_0 + 9 \Delta T W_i / \epsilon_m^{(i)} \Delta_i W, \quad W = W_1 + W_2,$$

$$W_i = \int_{\Delta_i} \Sigma_f^{(i)} \varphi(x) dx, \quad i = 1, 2, \quad (18)$$

где $\Sigma_f^{(i)}$ – макроскопическое сечение деления, $\epsilon_m^{(i)}$ – объемная доля топлива, $T_0 = 600$ К, $\Delta T = 1500$ К. Свойства зон подобраны так, чтобы различие между МНК и МПП сделать более заметным, чем в предыдущей задаче.

В результате выбраны толщины $\Delta_1 = 30$ см, $\Delta_2 = 18$ см и следующие зависимости материальных параметров зон α_i^2 от температуры $\xi_m^{(i)}$:

$$|\alpha_i^2| = (v_f / K^{(0)} - 1) a_f^{(i)} g_f(\xi_m^{(i)}) - a_c^{(i)} g_c(\xi_m^{(i)}) - a_0^{(i)}, \quad i = 1, 2, \quad (19)$$

где $v_f = 2,416$, а коэффициенты $a_f^{(i)}$, $a_c^{(i)}$, $a_0^{(i)}$ и объемные доли топлива $\epsilon_m^{(i)}$ принимают значения, указанные в табл. 3. Кроме того, приняты квадратичные аппроксимации факторов резонансной самоэкранировки $g_f(\xi_m^{(i)})$, $g_c(\xi_m^{(i)})$ от температуры $\xi_m^{(i)}$, построенные с применением значений этих факторов и доплеровских приращений, которые соответствуют 18-й группе в 26-групповой системе ядерных констант [7].

Учитывая соотношения (18) и (19), для нормы $\|\hat{G}\|$ получено

$\delta\varphi_1(x) = \varphi_1(x) - \varphi_*(x)$, $\delta\tilde{\varphi}_1(x) = \tilde{\varphi}_1(x) - \varphi_*(x)$
от координаты x , полученные (как и раньше) при одной и той же нормировке распределений $\varphi_1(x)$, $\tilde{\varphi}_1(x)$, $\varphi_*(x)$.

Т а б л и ц а 3. Параметры модели ТР

Номер зоны	$a_f^{(i)}$	$a_c^{(i)}$	$a_0^{(i)}$	$\epsilon_m^{(i)}$
1	0,12687	0,05835	0,1023	0,3
2	0,15430	0,07096	0,1320	0,5

Таблица 4. Изменение в процессе итераций МПП характеристик модели ТР

№ итерации	0	1	2	3	4	5
$K_s^{(0)}$	–	0,98398	0,98533	0,98547	0,98553	0,98554
$\bar{\phi}_s^{(1)} / \bar{\phi}_s^{(2)}$	1,3439	2,1824	2,3854	2,4163	2,4226	2,4233
$\xi_{m,s}^{(1)}$	–	1 581,0	1 736,6	1 761,3	1 764,8	1 765,5
$\xi_{m,s}^{(2)}$	–	1 119,0	963,4	938,7	935,2	934,5
KH_s	–	1,6658	1,7092	1,7155	1,7167	1,7169
q_s	–	0,6571	–	–	–	0,7363

Таблица 5. Изменение в процессе итераций МНК характеристик модели ТР

№ итерации	1	2	3			
$K_s^{(0)}$	–	0,98398	–	0,98553	–	0,98554
$\bar{\phi}_s^{(1)} / \bar{\phi}_s^{(2)}$	–	2,1824	–	2,4212	–	2,4236
$\tilde{\phi}_s^{(1)} / \tilde{\phi}_s^{(2)}$	1,3439	–	2,4072	–	2,4240	–
$\xi_{m,s}^{(1)}$	–	1 581,0	–	1 763,7	–	1 765,6
$\xi_{m,s}^{(2)}$	–	1 119,0	–	936,3	–	934,4
KH_s	–	1,6658	–	1,7165	–	1,7170

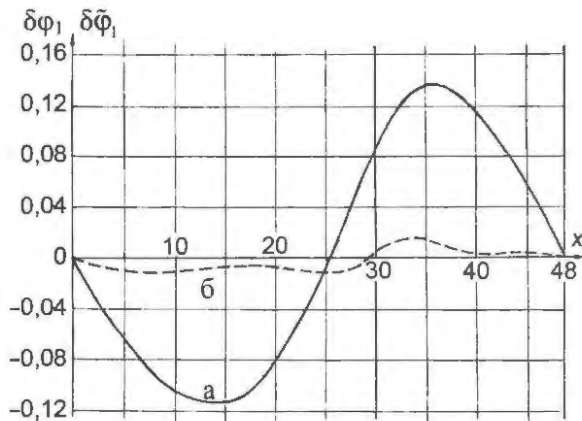


Рис. 4. Отклонения распределений $\phi_1(x)$ и $\bar{\phi}_1(x)$ от $\phi_*(x)$, полученные на 1-й итерации в МПП и МНК для модели ТР: а – отклонение $\delta\phi_1 = \phi_1(x) - \phi_*(x)$, б – отклонение $\delta\bar{\phi}_1 = \bar{\phi}_1(x) - \phi_*(x)$

Если считать, что итерации прекращаются, когда изменение коэффициента $K_s^{(0)}$ размножения нейтронов не превышает $0,0^43$, то на 3-й итерации МНК будут получены практически те же результаты, что и на 5-й итерации МПП. При этом относительные изменения остальных характеристик (средних температур $\xi_m^{(i)}$ топлива, отно-

шения средних по зонам потоков $\bar{\phi}_s^{(1)} / \bar{\phi}_s^{(2)}$ (в МПП) или $\tilde{\phi}_s^{(1)} / \tilde{\phi}_s^{(2)}$ (в ММК) и коэффициента KH_s неравномерности тепловыделения) не превышают 0,003.

Заключение

Приведенные выше численные результаты относятся к задачам, в которых макроскопические сечения взаимодействия являются функционалами нейтронного поля. Оказалось, что при решении таких задач с помощью простого итерационного процесса (5) удастся ограничиться небольшим числом итераций. Применение более сложного итерационного метода (6), (7) сокращает общее количество итераций примерно в 2 раза. Однако, реализация его на практике потребует создания расчётных программ для решения линейаризованных уравнений. Быстродействие таких программ и скорость (или параметр q) сходимости итераций во многом определяют перспективы использования метода.

Список литературы

1. Орлов В.В. Нелинейная одногрупповая теория большого реактора // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1987, вып. 8, с. 3–14.
2. Галанин А.Д. Реактор с неоднородной температурой // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 3, с. 3–6.
3. Красносельский М.А., Вайникко Г.М., Забрейко П.П. и др. Приближенное решение операторных уравнений. М.: Наука, 1969.
4. Кузьмин А.М. Исследование сходимости итераций при решении нелинейных условно-критических задач // Изв. вузов. Ядерная энергетика. 2010, № 2, с. 176–183.
5. Кузьмин А.М., Морин Д.В., Новиков А.Е. Двухуровневая оптимизационная система для

исследования реакторов на быстрых нейтронах // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1994, вып. 3, с. 25–35.

6. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1976.

7. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчёта реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

Контактная информация –

Кузьмин Анатолий Михайлович, профессор,
тел.: (495)323-92-42, e-mail: terphi.kam@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 38–45.

УДК 621.039.5

Расчёт выгорания методом вероятностей первых столкновений с помощью средних хорд до первого столкновения

Т.Ю. Карпушкин,

НИЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 09.11.2010 г.

Представлен способ расчёта выгорания материалов ячеек и ТВС с помощью восстановленных на данном шаге по выгоранию матриц вероятностей первых столкновений нейтронов. Описана методика восстановления и корректировки матриц вероятностей первых столкновений с помощью средних хорд до первого столкновения нейтрона, вычисленных с помощью геометрического модуля построения стохастических траекторий нейтронов. Представлены результаты расчёта коэффициента размножения элементарных ячеек с изменённым материальным составом относительно реперного, а также расчёта выгорания материалов ячеек и кассет ВВЭР-1000.

Ключевые слова: нейтрон, вероятность, матрица, хорда, выгорание.

Burn-up Calculation by First-Flight Collision Probabilities Method Using Average Chords till First Collision. *T.Yu. Karpushkin, NRC “Kurchatov Institute”, 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

The method of burn-up calculation for materials of elementary cells and facilities using rebuild matrices of the first-flight collisions probabilities on the present time-step is presented. The rebuilding and correction method of matrices of the first-flight collisions probabilities using average chords till first neutron collision, which are calculated by geometry module of neutrons trajectories construction, is described. The calculation results of infinite multiplication coefficient for elementary cells with modified composition, relative to reference state, is presented. The burn-up calculation results for materials of cells and fuel assemblies of VVER-1000 is presented.

Key Words: Neutron, Probability, Matrix, Chord, Burn-up.

Расчёты изотопного состава топлива в настоящее время являются рутинной задачей. Для решения уравнений изотопной кинетики необходимо знать плотность потока

нейтронов в области, где рассчитывается выгорание, и средние по энергетическому спектру нейтронные сечения изотопов. Эта информация дополняется цепочками радиа-

ционных превращений изотопов в результате ядерных реакций, постоянными распада, выходом продуктов деления ядер.

Решением системы дифференциальных уравнений изотопной кинетики на небольшом временном интервале определяется новый изотопный состав разных компонентов среды, на основании которого подготавливаются новые сечения материалов для решения пространственно-энергетической задачи переноса нейтронов на следующем шаге расчёта выгорания.

Наиболее успешно решение этих задач реализуется для простых геометрий элементарных ячеек, когда для расчёта пространственного распределения нейтронов можно использовать относительно простые и быстрые методы решения транспортной задачи. Например, распределение поля нейтронов в многослойной цилиндрической, плоской или сферической геометрии можно оценить с помощью аналитических формул расчёта вероятностей первых столкновений. Однако, для их расчёта в более сложных областях необходимо применять численные методы, что сопряжено с большими вычислительными затратами.

Трудности возникают при расчёте сильных выгорающих поглотителей, например, гадолиния. Плотность потока нейтронов в таких материалах быстро уменьшается от поверхности внутрь поглотителя. При расчёте нужно следить за изменением изотопного состава в очень тонких слоях. Из-за большого поглощения ядерная концентрация изотопов меняется быстро и необходимо проводить вычисления с мелким временным шагом.

В настоящей статье описан приближенный метод восстановления матриц вероятностей первых столкновений по заранее рассчитанным реперным матрицам, заметно ускоряющий расчёт с приемлемой точностью. Алгоритм реализован в качестве дополнительного модуля программного комплекса UNK [1], имеющего подробную библиотеку ядерных данных на основе файлов оцененных ядерных данных ENDF/B-6 и библиотеку выхода продуктов деления в

зависимости от энергии нейтронов, вызвавших деление.

В программном модуле BURNUP, интегрированном в пакет, изменение ядерной концентрации изотопов на временном шаге рассчитывается с помощью аналитических формул. В UNK реализованы аналитические методы расчёта вероятностей первых столкновений для одномерных геометрий и основанный на методе хорд модуль численного расчёта матриц вероятностей первых столкновений для сложных геометрий.

Алгоритм решения задачи выгорания в областях со сложной геометрией следующий. Перед началом расчёта вычисляются матрицы вероятностей первых столкновений для заданной геометрии и многогрупповых сечений (89 групп), характеризующих состояние ТВС со свежим топливом. Эти матрицы запоминаются в качестве реперных.

В процессе выгорания ядерная концентрация изотопов меняется, следовательно, меняются и групповые сечения. Для новых сечений следовало бы пересчитать матрицы вероятностей первых столкновений, но эта процедура длительная и в UNK реализован алгоритм восстановления новых матриц по реперным по методике [3], которая по существу экстраполяционная.

Из реперных матриц вероятностей первых столкновений выбирается наиболее близкая матрица по состоянию материалов (с наиболее близкими полными макроскопическими сечениями) на данный момент выгорания. Элементы этой матрицы корректируются так, что вероятность первых столкновений с учетом новых сечений удовлетворяет соотношению взаимности. Как показала расчётная практика, этот алгоритм пригоден для тех ситуаций, когда макросечения материалов в процессе выгорания меняются не очень сильно.

Новый алгоритм расчёта выгорания отличается от описанного методикой восстановления новых матриц вероятностей первых столкновений. Существо ее состоит в следующем. При расчёте реперных матриц одновременно рассчитываются “средние хорды первых столкновений”, т.е. средние

отрезки луча вдоль пробега нейтрона, которые он пересекает в зонах до первого столкновения. И эти средние хорды затем используются для восстановления новых матриц. Реперные матрицы рассчитываются статистическим способом.

Для каждой регистрационной зоны равновероятно по ее объему разыгрываются точка старта нейтрона и направление вылета. Движение нейтронов вдоль этого направления продолжается до тех пор, пока случайно не реализуется акт столкновения. Во время полета нейтрон может столкнуться и в той зоне, где он родился, а может пролететь и несколько регистрационных зон до первого столкновения.

Число стартов NS_i из зоны i суммируется, суммируется и число столкновений NC_{ij} в зоне j нейтронов, стартовавших из зоны i . Вероятность P_{ij} определяется как отношение числа столкновений NC_{ij} нейтронов в зоне j , пришедших из зоны i , к полному числу стартов NS_i из зоны i : $P_{ij} = NC_{ij} / NS_i$.

Одновременно с регистрацией столкновений регистрируются хорды в последовательно проходимых при движении нейтрона зонах. Длина хорды l_{ijm}^k — это путь в зоне номер m при k пересечении нейтрона, родившегося в зоне i и испытавшего первое столкновение в зоне j . Тогда средний путь или средняя хорда, пройденная нейтроном в зоне m ,

$$L_{ijm} = \sum_{k=1}^{Q_m} l_{ijm}^k / Q_m, \quad (1)$$

где Q_m — число случаев пересечения зоны m нейтроном, родившимся в зоне i и испытавшим первое столкновение в зоне j .

Можно предположить, что для нейтрона, родившегося в зоне i и испытавшего первое столкновение в зоне j , вероятность испытать это столкновение

$$P_{ij} = A_{ij} \left\{ \begin{aligned} & \left[1 - \exp(-\Sigma_i' L_{ij}) \right] \exp\left(-\sum_{m \neq i}^N \Sigma_i^m L_{ijm}\right) + \\ & \left[1 - \exp(-\Sigma_i' L_{II_{ij}}) \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где A_{ij} — нормировочный коэффициент, который рассчитывается из условия равенства вероятностей P_{ij} , определенных по формуле

(2) и прямым расчётом: Σ_i^m — полное сечение в зоне m ; L_{ijm} — средняя хорда (1), пройденная нейтроном в зоне m при рождении в зоне i и столкновении в зоне j ; Σ_i^j — полное сечение в зоне j ; L_{ijj} — средняя хорда, пройденная нейтроном в зоне j при рождении в зоне i и столкновении в зоне j ; $L_{II_{ij}}$ — средняя хорда, пройденная нейтроном в зоне j при рождении в зоне j и столкновении в зоне j без прохождения других зон. Коэффициенты A_{ij} запоминаются после первого расчёта и используются для расчёта вероятностей при изменившихся полных сечениях.

В основе данного способа расчёта вероятностей лежит следующее простое предположение. При прохождении нейтрона сквозь вещество вероятность пройти слой толщиной L_1 с полным сечением Σ_1 среды без столкновений есть $\exp(-\Sigma_1 L_1)$. Далее, вероятность столкновения в слое L_2 , следующем за слоем L_1 и имеющем сечение Σ_2 , есть $[1 - \exp(-\Sigma_2 L_2)] \exp(-\Sigma_1 L_1)$.

Предположение заключается в том, чтобы применить данную схему для расчёта вероятностей первых столкновений для сложной геометрии, имея в наличии средние хорды до первого столкновения. Т.е. будем считать, что нейтрон, вылетевший из зоны i и испытавший первое столкновение в зоне j , последовательно проходит все зоны номера $1 \dots N$, и толщина слоя каждой зоны есть величина средней хорды до столкновения для данной зоны при условии рождения в зоне i и столкновения в j .

Таким образом, формула (2) для расчёта вероятностей первых столкновений имеет простой физический смысл: первое слагаемое есть вероятность нейтронов, родившихся в зоне i , долететь до зоны j и испытать в ней столкновение, второе — вероятность нейтронов, родившихся в зоне i , испытать столкновение в ней же. Использование этой формулы для других сечений в сравнении с теми, при которых рассчитаны реперные матрицы, ведет к правильному изменению вероятностей. Например, если в какой-то из зон на пути нейтрона из i в j полное сечение станет бесконечно малым, просто обнулится вклад в соответствующий

оптический путь и вероятности корректируются в нужную сторону.

В процессе выгорания полные сечения материалов в зонах будут меняться. Подставим в формулу (2) новые сечения $\Sigma_i^{(1)}$ и скорректируем вероятности P_{ij} с учетом нормировки на единицу:

$$P_{ij}^{(0)} = P_{ij} / \sum_{j=1}^N P_{ij} \quad (3)$$

Скорректируем недиагональные элементы полученной матрицы с помощью соотношения взаимности

$$P_{ij}^{(1)} = 0,5(P_{ij}^{(0)} V_i \Sigma_i^{(1)} + P_{ji}^{(0)} V_j \Sigma_j^{(1)}) / (V_i \Sigma_i^{(1)}) \quad (4)$$

Диагональные элементы вычисляются как

$$P_{ii}^{(1)} = 1 - \sum_{j \neq i} P_{ij}^{(1)} \quad (5)$$

Восстановленные таким образом матрицы вероятностей первых столкновений для новых сечений $\Sigma_i^{(1)}$ применяются для решения задачи переноса. На следующем шаге по выгоранию вероятности восстанавливаются с помощью новых полных сечений $\Sigma_i^{(2)}$.

Вычисляемые на каждом шаге по времени полные сечения для данной энергетической группы могут сильно отклоняться

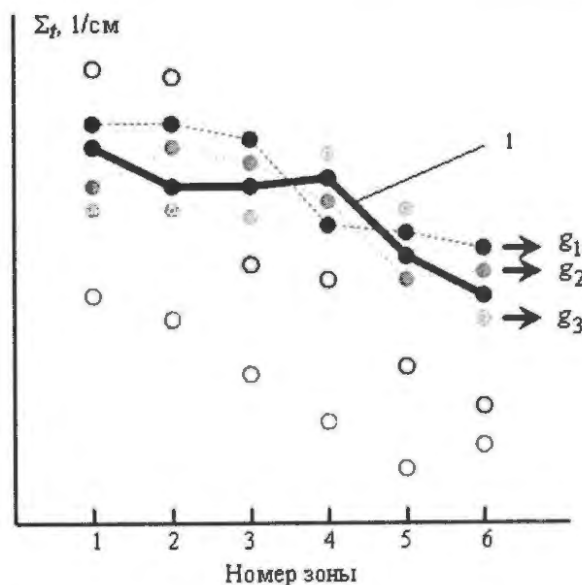


Рис. 1. Выбор трех реперных энергетических групп с наиболее близкими полными сечениями: 1 – сечения заданной группы на очередном шаге по времени

от первоначальных реперных сечений в той же группе. Поэтому прежде чем подставлять средние хорды (1) в соотношение (2) производится поиск трех групп реперных сечений, наиболее близких к сечениям заданной группы на очередном шаге по времени (рис. 1). Выбираются три реперные группы g_1, g_2, g_3 с наименьшим среднеквадратическим отклонением

$$\chi = \sum_{i=1}^N [\Sigma_i^{(g)} - \Sigma_i]^2, \text{ где } \Sigma_i^{(g)} - \text{полные макроскопические сечения энергетической группы } g, \text{ для которых требуется рассчитать матрицу вероятностей первых столкновений; } \Sigma - \text{полные макроскопические групповые сечения, для которых рассчитаны средние хорды.}$$

Суммирование производится по всем геометрическим зонам. Тогда средние хорды и коэффициенты A_{ij} для подстановки в соотношение (2) корректируются простой интерполяцией:

$$\langle B \rangle = \left[\sum_{k=1}^3 \chi(g_k)^{-1} B^{(k)} \right] / \sum_{k=1}^3 \chi(g_k)^{-1},$$

где в качестве $B^{(k)}$ подставляются значения $L_{ijm}^{(k)}, LH_{ijj}^{(k)}, A_{ij}^{(k)}$, выбранные для трех групп с минимальным среднеквадратическим отклонением $\chi(g_1), \chi(g_2), \chi(g_3)$.

Полученные средние хорды (рис. 2) и коэффициенты используются в восстанов-

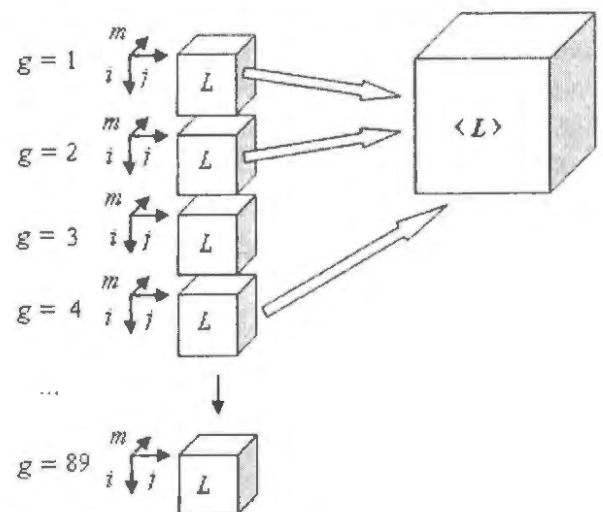


Рис. 2. Выбор средних хорд ($g = 1 \dots 89$ – номера энергетических групп; L_{ijm} – массив средних хорд; $\langle L \rangle$ – результирующий массив средних хорд)

лении вероятностей для новых сечений $\Sigma_i^{(g)}$ с помощью соотношений (2)...(5).

Эффективность разработанной методики проверена при расчёте элементарной ячейки. Геометрия элементарной ячейки фиксировалась, и запоминались реперные матрицы вероятностей первых столкновений и хорды только для двух энергетических групп. После этого рассчитывались другие (по материальному составу) ячейки с применением этих двух реперных матриц и хорд.

Такой же расчёт выполнен и для случая, когда запоминались 89 реперных матриц вероятностей и соответствующих им средних хорд (для всех энергетических групп). Рассчитав 25 ячеек разного состава, в которых бесконечный коэффициент размножения изменялся от 0,3 до 1,5, сравнили с расчётом, где использовались аналитические формулы для вероятностей первых столкновений.

Как видно на рис. 3, в случае расчётов только с двумя реперными матрицами погрешность в расчёте K_∞ не превышала 4,5 %, а при расчётах с 89 реперными матрицами максимальная погрешность составила 0,37 %. Следует отметить, что сечения ма-

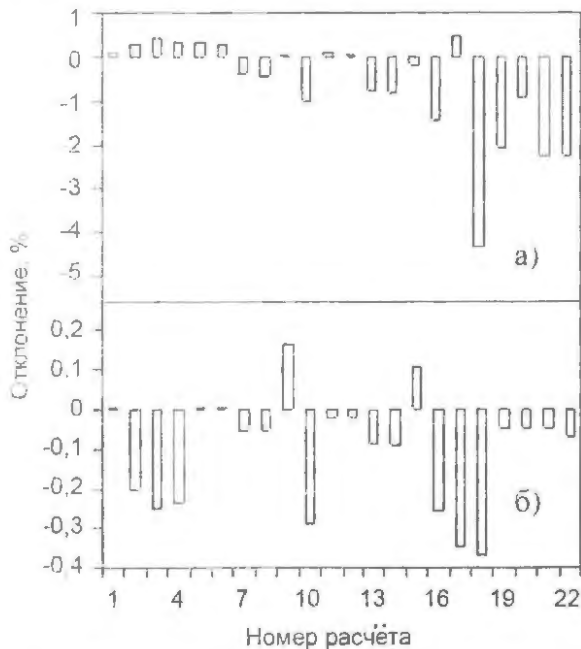


Рис. 3. Отклонение бесконечного коэффициента размножения от точного расчёта при использовании реперных матриц вероятностей: а) – двух; б) – восьмидесяти девяти

териалов в реперных расчётах в несколько раз отличались от аналогичных сечений для конкретной ячейки.

Произведен расчёт бесконечного коэффициента размножения урановой ячейки ВВЭР-1000 в процессе выгорания, топливо которой разбито на пять кольцевых зон (рис. 4). Реперные матрицы и хорды вычислены на начальном шаге. Далее матрицы вероятностей первых столкновений восстановлены на каждом шаге по времени. Шаг по времени – пять суток.

Изменение K_∞ с течением времени показано на рис. 5. Данный расчёт проведен в сравнении с расчётом, где матрицы вероятностей первых столкновений вычисляются по аналитическим зависимостям на каждом шаге выгорания. Как показано на рис. 6, максимальное относительное отклонение в K_∞ относительно расчёта через матрицы,

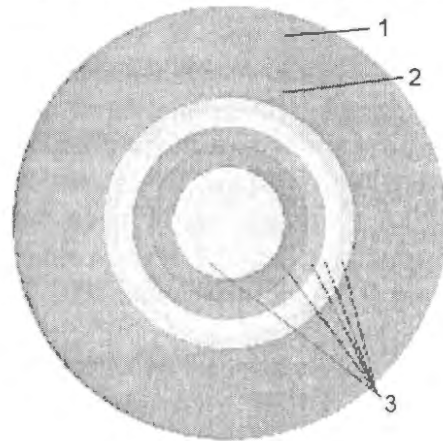


Рис. 4. Ячейка ВВЭР-1000: 1 – вода; 2 – оболочка; 3 – топливо UO_2

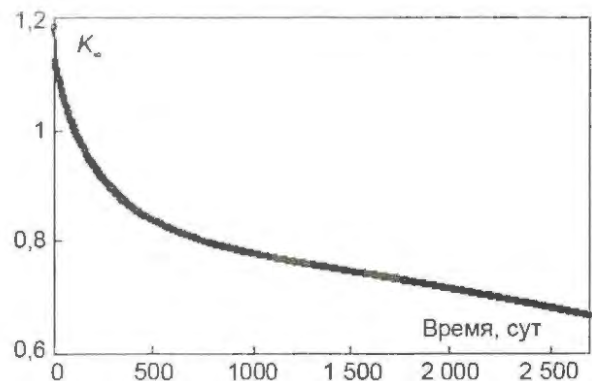


Рис. 5. Зависимость бесконечного коэффициента размножения от времени выгорания ячейки ВВЭР-1000

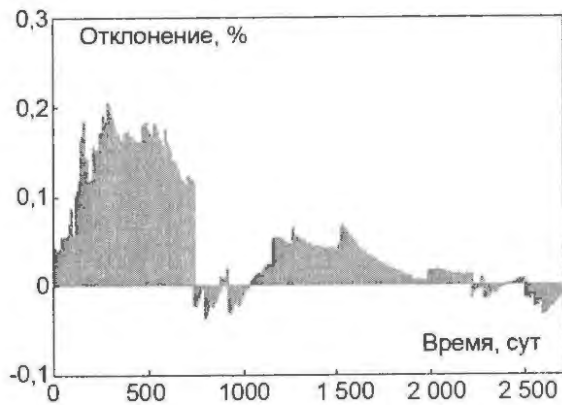


Рис. 6. Относительное отклонение бесконечного коэффициента размножения ячейки ВВЭР-1000, рассчитанного по методике средних хорд, от коэффициента, рассчитанного с помощью аналитических зависимостей матриц вероятностей первых столкновений

вычисленные аналитически, не превышает 0,23 %.

Как видно из рис. 7 а), для внешнего топливного слоя максимальное отклонение концентрации ^{235}U от значений при аналитическом вычислении матриц вероятностей достигает 6 %. Однако на протяжении первых 520 сут отклонение не превышает 1 %. Максимальное отклонение концентрации ^{238}U (рис. 7 б)) не превышает 0,02 %, а ^{239}Pu (рис. 7 в)) – 1 %.

Определено выгорание материалов фрагмента ТВС ВВЭР с выгорающим гадолиниевым поглотителем (рис. 8) с помощью

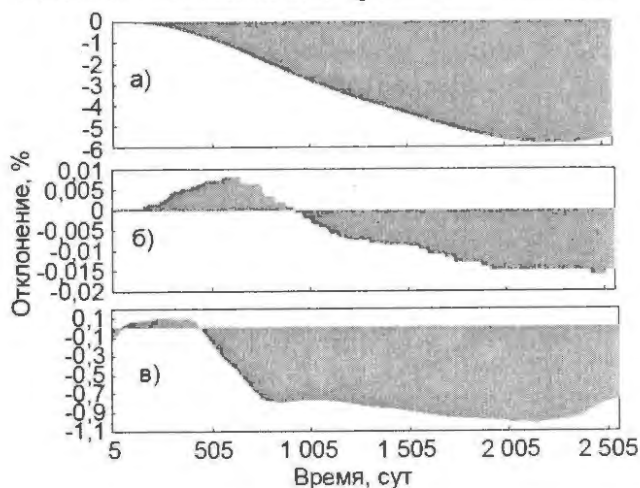


Рис. 7. Относительное отклонение концентрации изотопа при расчёте вероятностей методом средних хорд от концентрации при расчёте вероятностей по аналитическим зависимостям: а) ^{235}U ; б) ^{238}U ; в) ^{239}Pu

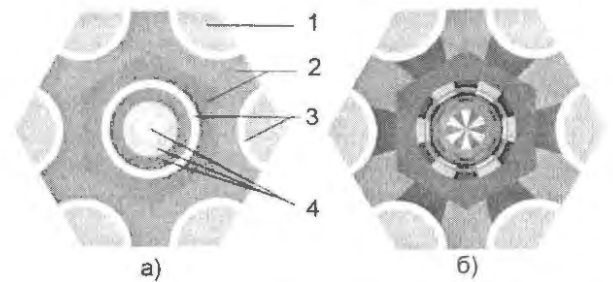


Рис. 8. Фрагмент ТВС ВВЭР с выгорающим поглотителем (1 – топливо диоксид урана; 2 – вода; 3 – цирконий-ниобиевая оболочка; 4 – гадолиниевый поглотитель): а) с разбивкой поглотителя на кольцевые зоны; б) – с радиально-азимутальной разбивкой на зоны

расчёта матриц вероятностей первых столкновений методом Монте-Карло на каждом шаге выгорания (этот расчёт считался реперным), при помощи методик [3] и средних хорд. Каждый твэл с гадолиниевым поглотителем разбит на три радиальные кольцевые зоны для более подробного расчёта выгорания.

На рис. 9 представлены результаты расчёта по всем трем методикам на временном интервале наиболее активного выгорания поглотителя. Как видно из рис. 10, относительное отклонение при расчёте K_{∞} с по-

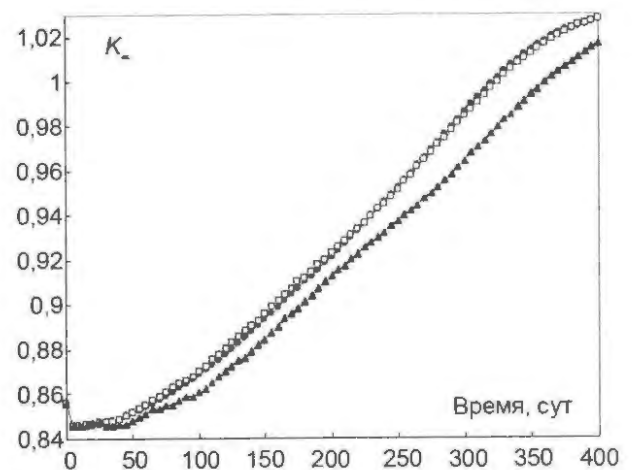


Рис. 9. Бесконечный коэффициент размножения фрагмента ТВС в зависимости от времени выгорания: ● – расчёт с вычислением матриц вероятностей первых столкновений методом Монте-Карло на каждом шаге выгорания; ▲ – расчёт с вычислением вероятностей первых столкновений по методике [3] на каждом шаге выгорания; □ – расчёт с восстановлением матриц вероятностей через средние хорды

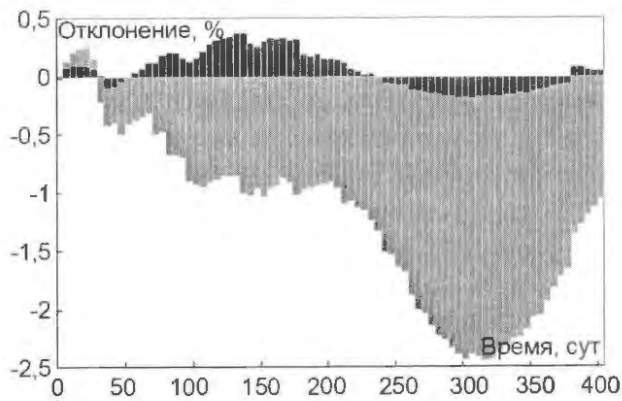


Рис. 10. Относительное отклонение бесконечного коэффициента размножения фрагмента ТВС в зависимости от времени выгорания от реперного расчёта: – расчёт с вычислением вероятностей первых столкновений по методике [3] на каждом шаге выгорания; – расчёт с восстановлением матриц вероятностей через средние хорды

мощью восстановления матриц методом средних хорд от расчёта с вычислением матриц методом Монте-Карло на каждом шаге выгорания не превышает 0,5 %, в то время как максимальное относительное отклонение при восстановлении по методике [3] от реперного расчёта составило 2,4 %.

Для того же фрагмента ТВС проведен расчёт с азимутальной разбивкой поглощающего элемента (рис. 8 б)). На рис. 11 для восьмого кольцевого слоя приведено отношение концентрации ^{154}Gd для сегмента, обращенного к воде, к концентрации ^{154}Gd для сегмента, обращенного к топливу.

Выполнен расчёт выгорания материалов кассеты ВВЭР-1000 с MOX топливом и двенадцатью твэгами (рис. 12). Расчётная

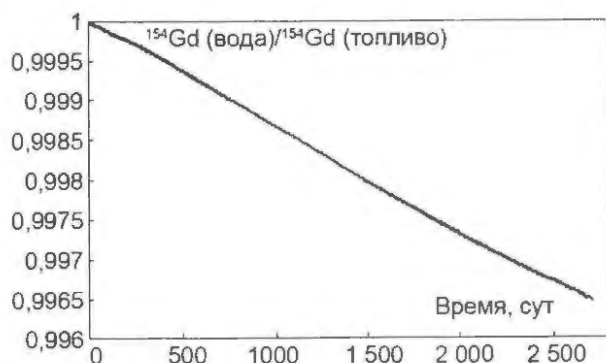


Рис. 11. Отношение концентрации ^{154}Gd в сегментах, обращенных к воде/топливу, в зависимости от времени выгорания



Рис. 12. Картограмма ТВС с MOX топливом

мощность 108,1 Вт/см³, временной шаг 5 сут, количество нейтронных историй $4 \cdot 10^7$. Расчёт матриц вероятностей первых столкновений нейтронов методом Монте-Карло производится только на начальном этапе для “свежего” топлива, на каждом очередном шаге по времени новые матрицы вычисляются с помощью методики средних хорд. На рис. 13 представлены результаты этого расчёта.

Параллельно с расчётом по методике

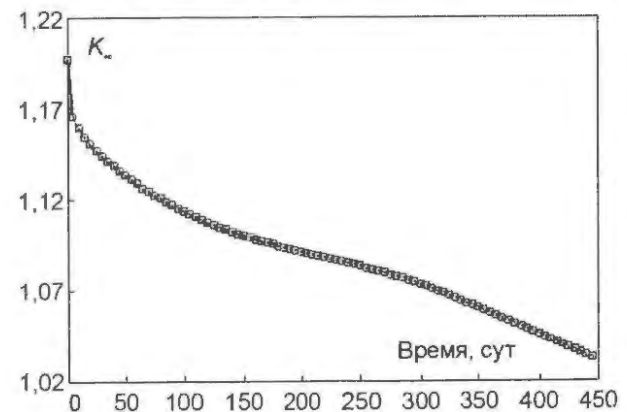


Рис. 13. Зависимость бесконечного коэффициента размножения ТВС от времени выгорания

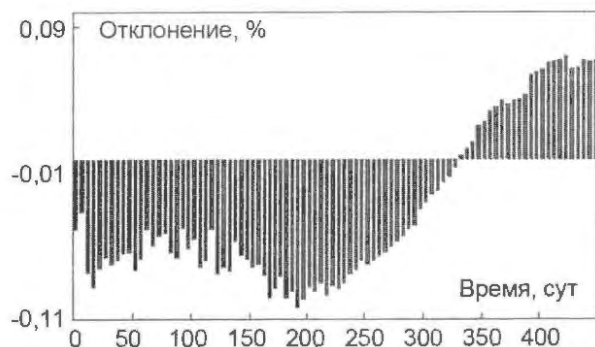


Рис. 14. Относительное отклонение в зависимости от времени выгорания бесконечного коэффициента размножения фрагмента ТВС, рассчитанного по методике средних хорд, от расчёта по методике [3]

средних хорд производился расчёт выгорания с помощью модуля UNKPIJ из пакета UNK, вычисляющего матрицы ВПС для свежего состояния, и последующего вычисления матриц на основе методики [3]. Как видно из рис. 14, результаты расчёта по обеим методикам хорошо согласуются между собой при расчёте ТВС ВВЭР-1000. Максимальное расхождение составляет не более 0,11 %.

Заключение

Полученные результаты показывают, что методика восстановления вероятностей через средние хорды может быть использована для инженерных расчётов выгорания явеськ и каскадных реакторов, являющихся основным ресурсом, который задействуется при

реализации методики средних хорд, – это память ЭВМ, и ее применение вместо прямого расчёта вероятностей методом Монте-Карло дает возможность существенно сократить время расчётов и выполнять их с высокой степенью детализации. Методика является детерминистической, что позволяет напрямую оценивать разного рода небольшие возмущения, важные для практического проектирования.

Список литературы

1. *Davidenko V.D., Tsibulskiy V.F.* Detailed calculation of neutron spectrum in cell of a nuclear reactor // Int. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technology, Oct. 5-8. New York, 1998, p. 1755–1760.
2. *Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф.* Разработка программы детального расчёта спектра нейтронов в элементарной ячейке ядерного реактора. В: сб. "Нейтроника-96", с. 168–173. Обнинск, 1998.
3. *Takahashi. H.* Approximation for the Calculation of the Generalized First-Flight Collision Probability // Nuclear Science and Engineering, 1966, Vol. 26, P. 254–261.

Контактная информация –

Карпушкин Тимофей Юрьевич, инженер, тел.: (499)196-93-51, e-mail: timka83@yandex.ru

Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып.2.
с. 45-52

Расчёт нейтронно-физических характеристик быстрого реактора в стационарном режиме перегрузок

А.И. Невиница, В.И. Матвеев, В.Ю. Стогов, В.А. Чёрный,
 ФГУП "ГНЦ РФ-ФЭИ", 249033, г. Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1
 Поступила в редакцию 22.11.2010 г.

Представлено описание алгоритма и трехмерной диффузионной программы расчёта нейтронно-физических характеристик быстрого реактора, работающего на номинальной мощности в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок ТВС. Для обеспечения необходимого запаса реактивности определяется требуемое количество топлива в ТВС, загружаемых в реактор. Расчёт количества топлива осуществляется при условии выравнивания поля энерговыделения по радиусу активной зоны. Программа моделирует реальную схему перегрузок ТВС, которая характеризуется произвольным расположением перегружаемых групп ТВС и заданием различной кратности их перегрузок. Работа программы продемонстрирована расчётом обогащения топлива ТВС реактора БН-600.

Ключевые слова: быстрый реактор, перегрузки ТВС, K_{eff} , поле энерговыделения, обогащение топлива.

Calculation of the Fast Reactor Neutron Physics Characteristics in the Fuel Reloadings Equilibrium Regime. *A.I. Nevinitza, V.I. Matveev, V.Yu. Stogov, V.A. Cherny, Obninsk Institute for Physics and Power Engineering, 1. Bondarenko Sq., Obninsk, Kaluga Region. 249033.*

It is presented the algorithm and the three-dimensional diffusion code for the calculation of the neutron physics characteristics of the fast reactor operating at the nominal power in the stationary regime of the uniformly partial refuelings. It is defined the fuel quantity in the subassemblies loaded into the fast reactor which is required to provide the necessary reactivity margin. The fuel quantity calculation is done under the condition of the power flattening along the reactor core radius. The code models the real scheme of the subassemblies refuelings characterized by the refueled subassemblies groups arbitrary arrangement and by the refueling different multiplicity. The work of the program was demonstrated by the fuels rods subassemblies enrichment calculation for the BN-600 reactor.

Key Words: Fast Reactor, Subassemblies Refueling, K_{eff} , Power Density Field, Fuels Rods Enrichment.

Введение

Одна из основных задач проектирования реактора на быстрых нейтронах заключается в расчёте его важнейшей нейтронно-физической характеристики – количества топлива в ТВС, загружаемых в активную зону в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок, содержание которого должно обеспечить необходимый запас реактивности при условии выравнивания энерговыделения по радиусу активной зоны для работы реактора на номинальной мощности между перегрузками.

Решение этой задачи основано на моделировании работы реактора в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок [1]. Эта методика применена ранее для математических моделей быстрого реактора, работающего в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок в одномер-

ной R - двумерной HEX - , двумерной R,Z - и трехмерной HEX,Z - геометриях, которые реализованы в программах, разработанных Новиковской Е.И., Зининым А.И., Суслевым И.Р. [2...4].

В данной работе задача решена для математической модели быстрого реактора в трехмерной HEX,Z -геометрии для реально используемых схем равномерно-частичных перегрузок ТВС.

1. Некоторые особенности методики расчёта стационарного режима

Стационарный режим работы быстрого реактора заключается в том, что в каждую перегрузку выгружается одно и то же количество выгоревших ТВС, а весь процесс работы реактора может быть представлен рядом одинаковых циклов. Очевидно, что организация такого режима возможна при на-

личии в активной зоне групп ТВС разной глубины выгорания, сформированных так, что к моменту перегрузки одна из них достигает максимального выгорания, все последующие отстают от нее на время τ продолжительности одного цикла, 2τ – двух циклов и, наконец, $k\tau$ циклов. На место выгруженных ТВС загружаются ТВС со свежим топливом.

Каждый цикл работы начинается с состояния, когда стержни компенсации реактивности (КС) введены в активную зону своими поглощающими частями и в активную зону загружена “порция” ТВС со свежим топливом, именуемого *началом цикла* (состоянием после перегрузки). В течение цикла происходит выгорание топлива, а КС выводятся из активной зоны, обеспечивая критическое состояние реактора. Конечное состояние цикла характеризуется полностью выведенными КС в *конце цикла* (состоянием перед перегрузкой) и максимальным выгоранием топлива в определенной части ТВС активной зоны.

В итоге задача расчёта стационарного режима работы реактора заключается в расчёте каждого такого повторяющегося цикла (*микромпании*) работы реактора на номинальной мощности – от загрузки свежих до выгрузки отработавших ТВС и в определении начального содержания топлива в ТВС.

2. Краткое описание алгоритма

Задача оптимального выравнивания поля энерговыделения [5] состоит в расчётом определении такого соотношения между содержанием топлива в ТВС различных подзон реактора по радиусу активной зоны, чтобы максимальные значения энерговыделения в ТВС этих подзон в течение микромпании реактора были бы одинаковы.

Распределение энерговыделения QW по объёму реактора рассчитывается по формуле

$$QW(\mathbf{r}) = A \sum_{g=1}^{26} \left[\left(\sum_f^g(\mathbf{r}) + 0,035 \sum_{n,\gamma}^g(\mathbf{r}) \right) \Phi^g(\mathbf{r}) \right], \quad (1)$$

где

$$A = CPW / \int QW(\mathbf{r}) dV. \quad (2)$$

В формулах (1), (2) обозначены:

A – нормировочный множитель, определяемый на основе заданного (номинального) уровня мощности PW (кВт);

$\sum_f^g(\mathbf{r})$ – макроскопическое сечение деления g -й группы нейтронов в рассматриваемой физической зоне;

$\sum_{n,\gamma}^{g1}(\mathbf{r})$ – то же, радиационного захвата;

C – количество делений ядер топлива на 1 кВт мощности.

Математическая модель расчёта потока нейтронов описана в работе [2]. Рассчитываемый по ней поток нейтронов $\Phi(\mathbf{r})$ в каждом расчётном слое ТВС является среднеобъемным. Поэтому энерговыделение в ℓ -слое равно

$$\bar{q}_\ell = \frac{1}{V_i} \sum_g \sum_f^g \int_{V_i} \Phi^g(\mathbf{r}) dV, \quad (3)$$

где V_i – объём ℓ -го слоя, и также является среднеобъемным для всех узлов трехмерной расчётной сетки.

Выравнивание поля энерговыделения согласно требованиям постановки задачи здесь осуществляется по так называемому “среднемаксимальному” энерговыделению, полученному на основе максимальных энерговыделений по рассматриваемым зонам реактора. Обозначая на основе определения (3) его величину \overline{QW}_m , получим

$$\overline{QW}_m = \left(\sum_i q_{li}^{\max} V_i \right) / V_r, \quad (4)$$

где q_{li}^{\max} – максимальное энерговыделение l -го слоя в i -й зоне реактора; V_i – объём i -й зоны реактора; V_r – суммарный объём зон реактора, в которых осуществляется профилирование.

Для решения задачи выравнивания энерговыделения введем следующие определения [5].

Определение 1. Расчётный профиль энерговыделения P_i в i -й зоне реактора определяется в виде отношения максимального значения энерговыделения в ней к определенному выше “среднемаксимальному” энерговыделению (4)

$$P_i = q_{li}^{\max} / \overline{QW}_m. \quad (5)$$

Определение 2. Относительный уровень отклонения расчётного профиля энерговыделения в i -й зоне реактора в сравнении с заданным определяется отношением

$$\mu_i = P_i / P_{i,nv}, \quad (6)$$

где $P_{i,nv}$ – заданный профиль энерговыделения (обозначен “nv”, т.е. “necessary value”).

Топливная композиция каждой из делящихся зон реактора представляет собой гомогенизированные по объёму подзоны (вплоть до одной ТВС в ней) концентрации изотопов (индекс “к”) свежего топлива (индекс “Т”) по формуле

$$\rho_{к,Т} = \rho_{к,Т}^{(0)} \epsilon_{v,Т} X_{ff}, \quad (7)$$

где $\rho_{к,Т}^{(0)}$ – начальный изотопный состав топливной композиции в подзоне; X_{ff} – обогащение свежего топлива; $\epsilon_{v,Т}$ – объёмная доля свежего топлива.

Из формулы (7) следует, что получение гомогенизированного состава, а значит, и воздействие на профиль энерговыделения [6] можно осуществлять двумя способами: изменением обогащения при фиксированной объёмной доле топлива или изменением его объёмной доли при фиксированном обогащении топлива.

Во втором случае, когда объёмная доля топлива в подзоне состоит из двух частей – делящегося материала и разбавителя, она равна

$$\epsilon_{v,Т} = \epsilon_{v,ff} + \epsilon_{v,d}, \quad (8)$$

где $\epsilon_{v,ff}$ – объёмная доля свежего топлива (обозначена “ff”, т.е. “fresh fuel”); $\epsilon_{v,d}$ – объёмная доля разбавителя (обозначена “d”, т.е. “dissolver”).

Тогда воздействие на профиль энерговыделения может производиться изменением количества делящегося материала в топливе, т.е. его объёмной доли в нем при сохранении заданной суммарной объёмной доли топлива (8) в подзоне.

В итоге расчёт гомогенизированных концентраций свежего топлива при заданной величине полной объёмной доли топлива $\epsilon_{v,Т}$ в подзоне производится по формулам

$$\rho_{к,ff}^{(m)} = \rho_{к,ff} \epsilon_{v,ff}^{(m-1)} X_{ff} \quad (9)$$

и для сохранения баланса тяжелых ядер

$$\rho_{к,d}^{(m)} = \rho_{к,d} (\epsilon_{v,Т} - \epsilon_{v,ff}^{(m-1)}), \quad (10)$$

где $\rho_{к,ff}$ – изотопный состав свежего топлива; $\rho_{к,d}$ – изотопный состав разбавителя.

В результате на основании (9) и (10) получим следующие рабочие формулы для пересчёта концентраций топливной смеси:

$$\rho_{к,ff}^{(m)} = \rho_{к,ff} \epsilon_{v,Т} (\epsilon_{v,ff}^{(m-1)} / \epsilon_{v,Т}), \quad (11)$$

$$\rho_{к,d}^{(m)} = \rho_{к,d} \epsilon_{v,Т} (1 - \epsilon_{v,ff}^{(m-1)} / \epsilon_{v,Т}) \quad (12)$$

для случая фиксированной величины объёмной доли топлива $\epsilon_{v,Т}$ (8).

Расчётный профиль энерговыделения P_i (5) согласно постановке задачи в *определении 1* должен удовлетворять требованию

$$(\mu_i - 1) \leq \epsilon_{\mu,i}, \quad (13)$$

где $\epsilon_{\mu,i}$ – заданная точность отклонения расчётного профиля энерговыделения в i -й подзоне реактора от заданного профиля (точность профилирования). Этот результат может быть получен направленным подбором соотношения объёмных долей топливных изотопов и разбавителя ($\epsilon_{v,ff}$, $\epsilon_{v,d}$) в подзонах профилирования на основе применения теории возмущений к решению задачи профилирования [6].

Необходимые формулы для пересчёта объёмных долей топливных материалов получаются, исходя из предположений о пропорциональности ΔQ_i^{\max} и ΔK_{eff} изменению величины $\Delta \epsilon_{v,ff}$ и в свою очередь μ_i (6), т.е. в итоге изменение максимального энерговыделения пропорционально приращению объёмной доли делящегося материала:

$$(\epsilon_{v,ff,i}^{(m)} - \epsilon_{v,ff,i}^{(m-1)}) / \epsilon_{v,ff,i}^{(m-1)} = a_\mu (\mu_i^{(m)} - \mu_i^{(m-1)}) / \mu_i^{(m-1)}, \quad (14)$$

$$\epsilon_{v,ff}^{(m)} = \epsilon_{v,ff}^{(m-1)} \left[1 + a_\mu \left(1 / \mu^{(m-1)} - 1 \right) \right] A^{(m-1)}. \quad (15)$$

Аналогично, для расчёта профилирования прямым изменением обогащения топлива формула для его расчёта модифицируется к следующему виду:

$$X_{ff}^{(m)} = X_{ff}^{(m-1)} \left[1 + a_\mu \left(1 / \mu^{(m-1)} - 1 \right) \right] A^{(m-1)}, \quad (16)$$

при этом величина A^m сохраняет свое прежнее значение (m – номер приближения).

В итоге в обоих случаях пересчёт гоменизированных концентраций топлива для профилирования энерговыделения топлива производится по формулам (9), (11), (12).

Величина $A^{(m)}$ в обоих случаях определяется по формуле теории возмущений [3], исходя из требования $K_{\text{eff},nv} = 1,0$. Исходя из этого условия, она равна

$$A^{(m)} = 1 + \left[\left(K_{\text{eff},nv} - K_{\text{eff}}^{(m)} \right) / a_k \right] / K_{\text{eff},nv}, \quad (17)$$

где величина a_k служит своего рода мерой чувствительности величины K_{eff} к изменению количества делящегося материала в реакторе.

Величина a_μ в выражениях (14)...(16) является полуэмпирической и в качестве коэффициента чувствительности зависит от спектра реактора (для быстрых реакторов $a_\mu > 1$). Для реактора с заданными свойствами она постоянна и корректируется на основе опыта расчётов.

Получение заданного расчётного профиля энерговыделения с выводом на заданную величину K_{eff} заканчивается при одновременном выполнении условия (13) и следующего условия:

$$\left| K_{\text{eff},nv} - K_{\text{eff}}^{(m)} \right| \leq \epsilon_{K_{\text{eff}}}, \quad (18)$$

где $\epsilon_{K_{\text{eff}}}$ в формуле (18) есть требуемая точность расчёта K_{eff} на конец цикла.

3. Краткое описание программы

Расчётное моделирование поставленной задачи в целом реализуется применением традиционных математических моделей, используемых при определении физических характеристик ядерных реакторов на быстрых нейтронах, и условно может быть разбито на несколько уровней расчёта:

- выравнивание (профилирование) поля энерговыделения для заданной компоновки реактора;
- расчёт выгорания ядерного топлива в течение микрокампании;
- вывод реактора на требуемую величину критичности в конце цикла (перед перегрузкой) с расчётом "подпиточных" обогачений топлива для ее обеспечения.

Так как математические модели расчёта потоков нейтронов и выгорания ядерного топлива многократно описаны, в изложенном выше алгоритме рассматривается лишь решение задачи расчёта содержания топлива в ТВС для обеспечения критичности и выравнивания энерговыделения.

Моделирование реальной схемы перегрузок ТВС в быстром реакторе и результаты ее расчётной реализации приведены в работе [6]. Для проведения расчёта реальных схем перегрузок ТВС используется двухуровневая структура расчётной модели, имеющей внешний (*модель реальной схемы перегрузок*) и внутренний (*расчётная модель реактора*) уровни.

В процессе моделирования работы реактора специальные программные модули производят автоматическую настройку параметров исходной расчётной модели реактора в соответствии с требованиями сменяющих друг друга математических моделей.

Автоматическая смена расчётных моделей реактора на всех уровнях его расчёта придает непрерывной расчётной схеме математического моделирования перегрузок свойство нераспространения ошибок исполнителя.

4. Расчёт обогачения топлива ТВС, загружаемых в реактор типа БН-600, работающий в стационарном режиме перегрузок

Для демонстрации разработанной программы выполнен расчёт обогачения топлива ТВС, загружаемых в активную зону реактора типа БН-600, работающего в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок. Необходимые для подготовки расчётной модели исходные данные, т.е. геометрические и материальные параметры элементов реактора, его характеристики для стационарного режима перегрузок ТВС и работы на номинальной мощности, взяты из работы [7]. При этом в качестве исходного обогачения топлива для всех ТВС активной зоны задан единый, т.е. одинаковый для всех зон изотопный состав топлива, который естественно не обеспечивал выравнивание энерговыделения и, возможно, требуемый запас реактивности.

Результаты расчёта величин обогащения (обогащения урана по ^{235}U) топлива ТВС, загружаемых в зоны малого (ЗМО), среднего (ЗСО) и большого (ЗБО) обогащения реактора типа БН-600, работающего в стационарном режиме перегрузок, приведены в таблице.

Т а б л и ц а обогащения топлива ТВС, загружаемых в активную зону реактора типа БН-600, работающего в стационарном режиме перегрузок. % содержание ^{235}U в уране

Тип зоны	[7]	Расчёт
ЗМО	17	16,3
ЗСО	21	19,7
ЗБО	26	25,6

Незначительное расхождение рассчитанных в настоящей работе и представленных в [7] обогащений топлива обусловлено тем, что расчёт проводился для симметризованной компоновки активной зоны в отличие от реальной. Симметризация достигалась тем, что вместо двух поглощающих стержней АР устанавливались две ТВС, что и привело к уменьшению обогащения топлива.

Отметим, что расчёт ядерно-физических макроконстант для решения диффузионного уравнения и блокированных микроконстант для расчёта выгорания топлива проводился с использованием системы констант БНАБ-93 [8].

Заключение

Разработана и прошла необходимую проверку трехмерная диффузионная программа в HEX,Z -геометрии для расчёта содержания топлива в ТВС, загружаемых в быстрый реактор в стационарном режиме равномерно-частичных перегрузок, которое должно обеспечить необходимый запас реактивности с выравниванием энерговыделения по радиусу активной зоны для работы на мощности реактора между перегрузками.

С практической точки зрения важно отметить реализацию в программе двух путей расчёта:

- при постоянной объемной доле топлива во всех подзонах активной зоны в них рассчитывается требуемое и соответственно разное обогащение топлива в ТВС (реакторы типа БН);

- при одинаковом обогащении топлива во всех подзонах активной зоны в них рассчитывается требуемая и соответственно разная объемная доля топлива, которая обеспечивается применением в ТВС разных диаметров твэлов (реакторы типа БРЕСТ).

Список литературы

1. *Матвеев В.И., Бобров С.Б., Зинин А.И. и др.* Тестовая модель быстрого энергетического реактора большой мощности в гексагональной геометрии. Описание и результаты расчётов. Препринт ФЭИ-2036, Обнинск, 1989.
2. *Бобров С.Б., Зинин А.И., Колесов В.Е. и др.* Расчёты модели быстрого энергетического реактора в двумерной (r, z) -геометрии // ВАНТ. Сер. Физика и техника быстрых реакторов, 1988, вып. 3, с. 37–40.
3. *Воропаев А.И., Ваньков А.А., Зинин А.И. и др.* Надежность расчёта поля энерговыделения в быстром реакторе // Атомная энергия, 1989, т. 66, вып. 5.
4. *Suslov I.R.* Solution of the Transport Equation in 2D and 3D Irregular Geometry by the Method of Characteristics // Int. Conf. "Mathem. Methods and Super Computing in Nuclear Applications". M&C + SNA'93, Apr. 19-23, 1993, Karlsruhe, Germany, V. 1, P. 752–763.
5. *Артюхов Г.Я., Истомина И.В., Макаренко Ю.Д., Невиница А.И., Пупко В.Я., Раскач Ф.П.* Оптимизация поля энерговыделения и Кэфф в реакторах с различным спектром нейтронов. В сб. Труды ФЭИ. Под общ. ред. К у з н е ц о в а В.А. М.: Атомиздат, 1974.
6. *Невиница А.И., Чёрный В.А.* Моделирование схемы перегрузок ТВС реакторов БН и расчёт их физических характеристик / В сб. трудов семинара "Алгоритмы и программы для нейтронно-физических расчетов ядерных реакторов (Нейтроника-99)", Обнинск, 26-28 октября 1999 г., Обнинск, 2000, с. 403.
7. *Fast Reactor Database.* IAEA-TECDOC-866. Vienna, Austria, February, 1996.
8. *Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М.* Система групповых констант БНАБ-93 // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1996, № 1.

Контактная информация –

Невиница Анатолий Игнатьевич, с. н. с., тел.: (48439)9-42-38, e-mail: nevinitsa@ippe.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 53–57.

Параметры уран-водной решетки, обеспечивающие максимальные размножающие свойства

Н.В. Артамонов, А.С. Сидоров,

ОАО "Атомэнергопроект", 105005, Москва, Бакунинская ул., 7, стр. 1

Поступила в редакцию 19.10.2010 г.

Приведены результаты расчётов коэффициента размножения уран-водных решеток с шаровыми топливосодержащими элементами разных диаметров. Варьировались плотность и температура воды, аддитивная плотность и температура UO_2 , отношение $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}}$.

Ключевые слова: устройство локализации расплава, уран-водная решетка, водо-урановое отношение, коэффициент размножения.

Parameters of Uranium-Water Lattice Ensuring the Maximum Multiplying Characteristics. *N.V. Artamonov, A.S. Sidorov, JSC "Atomenergoproekt", 7 (bld. 1), Bakuninskaya St., Moscow, 105005.*

Calculations of different U-H₂O grids for various sphere diameters in dependence of density, temperature of water and UO_2 , additive density UO_2 , $H_{\text{grid}}/D_{\text{sphere}}$ ratio were conducted.

Key Words: Melt Locating Device, Uranium-Water Grid, Water-Uranium Ratio, Multiplication Factor.

В тяжелых авариях с потерей теплоносителя происходят разрушение и расплавление активной зоны реактора за счёт остаточного тепловыделения. Вследствие этого расплавленные элементы конструкции реактора, а при достаточно высоких температурах и топливо, перемещаются на днище корпуса реактора, образуя кориум.

При отсутствии эффективного охлаждения кориума внутри корпуса реактора происходит разрушение днища корпуса и кориум перемещается в устройство локализации расплава (УЛР), расположенное в бетонной шахте реактора и предназначенное для локализации и охлаждения кориума, чтобы не допустить проникновение расплава за пределы бетонной шахты и защитить основание гермооболочки.

Внутренний объем корпуса УЛР заполнен жертвенным материалом (ЖМ) на основе оксидов железа и алюминия, предназначенным для доокисления кориума, его разбавления в целях уменьшения плотности объемного энерговыделения и увеличения поверхности теплообмена расплава с корпусом УЛР, охлаждаемым снаружи водой.

Анализ расчётных и экспериментальных данных для разрушенной активной зоны реактора ТМІ-2 [1], экспериментов в рамках международной программы МАС-КА [2], экспериментов CODEX-3 [3, 4], СО-

DEX-B₄C [5], PHEBUS B9R [6] и др. с реальными материалами показывает, что финальная ванна расплава, находящаяся в УЛР и на днище корпуса реактора, является сложной многокомпонентной многоматериальной пористой системой, характеризующейся сложной диаграммой состояния.

Такой системе присущи свойства аддитивности – это те свойства сложного вещества, числовое значение которых может быть получено суммированием числовых значений свойств отдельных составляющих частей этого сложного вещества или вычислено по правилу смешения. Аддитивная плотность вещества, входящего в состав кориума, рассчитывалась путем умножения массовой доли вещества в кориуме на плотность кориума. При этом размер и плотность частиц, образовавшихся в аварийных условиях, изменяются в достаточно широком диапазоне.

Из теоретических исследований известно, что наибольшими размножающими свойствами обладают уран-водные решетки, состоящие из сферических частиц. Поэтому, учитывая теоретические сведения о влиянии геометрической формы частиц на размножающие свойства кориума и экспериментальные данные о разрушении топливосодержащих элементов активной зоны,

выбираем для дальнейших исследований только частицы сферической формы.

По требованиям нормативных документов [7, 8] при хранении и транспортировке топлива АЭС необходимо обеспечение подкритичности не менее 0,05 ($K_{эф} < 0,95$) для режимов нормальной эксплуатации и в за-проектных авариях. Для консервативного расчёта $K_{эф}$ финальной ванны расплава и выполнения требований нормативных документов [7, 8] нужно найти расположение материалов в кориуме, которое обеспечивает максимальные размножающие свойства образовавшейся системы.

Следует учитывать такое количество, распределение и плотность замедлителя (в частности, воды) в системе в результате исходных событий, которое приводит к максимальному эффективному коэффициенту размножения нейтронов. В случае, если полученное значение $K_{эф}$ финальной ванны расплава больше 0,95, в материальный состав расплава необходимо добавить поглотитель нейтронов.

Опасность повторной критичности может возникнуть при подаче воды для охлаждения кориума в сочетании со следующими дополнительными усугубляющими факторами:

- отсутствием поглотителя нейтронов в разрушенном топливе;
- оптимальными для размножающих свойств кориума факторами, такими как водо-урановое отношение, плотность воды, геометрические параметры.

Обоснование подкритичности кориума основано на консервативном расчёте $K_{эф}$. Анализ сложных геометрических композиций кориума показывает, что эти композиции невозможно корректно моделировать при расчёте по программам, реализующим сеточные методы. Возможность корректного моделирования появляется при использовании программ, реализующих метод Монте-Карло. Однако главный недостаток этих программ – большое время счёта.

Очевидно, что в зависимости от конкретного сценария аварии возникает множество вариантов композиций размножающей системы, отличающихся разными сочетани-

ями материалов активной зоны. Поэтому для определения $K_{эф}$ нужно рассчитать коэффициент размножения нескольких композиций разрушенной активной зоны при вариации нескольких параметров уран-водных решеток (плотности воды, материального состава, водо-уранового отношения).

Вариантные расчёты позволяют построить зависимость $K_{эф}$ от варьируемых параметров и определить условия, при которых разрушенная активная зона критична. Это дает возможность в дальнейшем выявить необходимое количество поглотителя нейтронов, его химический состав и геометрические параметры для обеспечения глубокой подкритичности кориума в процессе его локализации и охлаждения.

Параметры, оказывающие влияние на $K_{эф}$, для анализа критичности целесообразно разделить на две группы: внутренние и внешние. Внутренние факторы обусловлены изменением термомеханического состояния, составов кориума и ЖМ, находящегося в УЛР. Внешние факторы обусловлены внешними воздействиями на разогретую активную зону.

Внешние воздействия, вносимые системами аварийного расхолаживания активной зоны, которые могут срабатывать в любое время развития аварии, существенно изменяют сценарий прохождения аварии и влияют на шаг уран-водной решетки, размер гетерогенно размещенных частиц кориума, степень окисления материалов, входящих в кориум, аддитивную плотность кориума.

Простой перебор возможных комбинаций неосуществим на практике из-за большого числа вариантов. Поэтому, чтобы оценить возможность возникновения повторной критичности в кориуме, необходимо определить параметры уран-водной решетки, соответствующие ее максимальным размножающим свойствам при воздействии внешних и внутренних факторов. Предполагаемый подход позволяет резко снизить число рассчитываемых композиций кориума и выполнить исследования максимального коэффициента размножения разрушенной активной зоны.

В данной работе приводятся результаты расчётов по определению параметров уран-водной решетки, соответствующих ее максимальным размножающим свойствам при воздействии внешних факторов.

Консервативность трехмерной модели элементарной ячейки обеспечивается выполнением следующих условий: рассматривается свежее топливо обогащением 5 % по ^{235}U с температурой, равной 20 °С, с гетерогенным размещением в приближении бесконечной системы. Материальный состав рассматриваемых систем представлен в табл. 1 и 2.

Таблица 1. Ядерные концентрации простых веществ, входящих в топливо элементарной гетерогенной ячейки, в зависимости от аддитивной плотности UO_2

Аддитивная плотность UO_2 , г/см ³	Ядерная концентрация элемента, 1/(барн·см)		
	^{235}U	^{238}U	^{16}O
3,14	3,5073E-04	6,6638E-03	1,4029E-02
5	2,1771E-01	1,0598E-02	2,23121E-02
7	7,8093E-04	1,4837E-02	3,1237E-02
10,7	1,1937E-03	2,2680E-02	4,7748E-02

Таблица 2. Ядерная концентрация ^{16}O и ^1H в зависимости от плотности воды

Плотность воды, г/см ³	Ядерная концентрация элемента, 1/(барн·см)	
	^1H	^{16}O
0,01	6,69E-04	3,34E-04
0,1	6,69E-03	3,34E-03
0,2	1,34E-02	6,69E-03
0,3	2,01E-02	1,00E-02
0,4	2,67E-02	1,34E-02
0,5	3,34E-02	1,67E-02
0,6	4,01E-02	2,01E-02
0,7	4,68E-02	2,34E-02
0,8	5,35E-02	2,67E-02
0,9	6,02E-02	3,01E-02
1	6,69E-02	2,34E-02

При расчёте K_∞ уран-водной решетки варьировались следующие параметры:

- тип решетки;
- отношение $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}}$ от 1 до 1,5;
- радиус шара от 0,1 до 4 см;
- плотность воды от 0,01 до 1 г/см³;
- аддитивная плотность UO_2 от 3,14 до 10,7 г/см³.

При проведении расчётного анализа K_∞ для элементарной ячейки применена программа MCU-REA1 [9], аттестованная Ростехнадзором для расчёта фрагментов активных зон реакторов типа ВВЭР методом Монте-Карло. Все расчёты по программе MCU-REA1 проводились при следующих параметрах:

- NTOT = 1000 – число нейтронов в поколении;
- MAXSER = 300 – количество промоделированных серий;
- NBATCH = 10 – количество поколений частиц, называемых сериями, которые считаются независимыми.

Статистическая погрешность расчёта K_∞ составила 1 %. На рис. 1 и 2 представлены типы уран-водных решеток.

Зависимость K_∞ от плотностей UO_2 и H_2O для $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1 \dots 1,5$.

Зафиксируем значение $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}}$ и найдем параметры уран-водной решетки, при которых K_∞ достигает максимального значения для выбранных аддитивных плотностей UO_2 от 3,14 до 10,7 г/см³.

На рис. 3...5 представлены зависимости K_∞ от плотности воды для $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1$ и

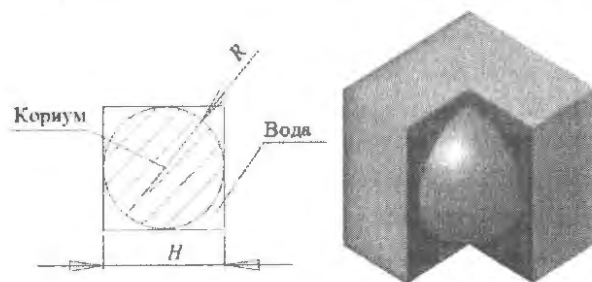


Рис. 1. Неоднородность “сфера в кубе” для кубической решетки

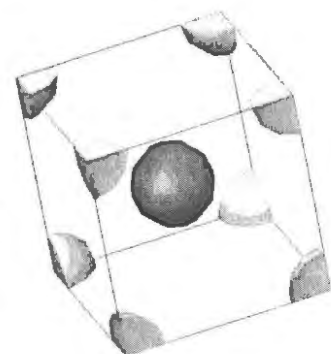


Рис. 2. Неоднородность “сфера в кубе” для гранецентрированной решетки

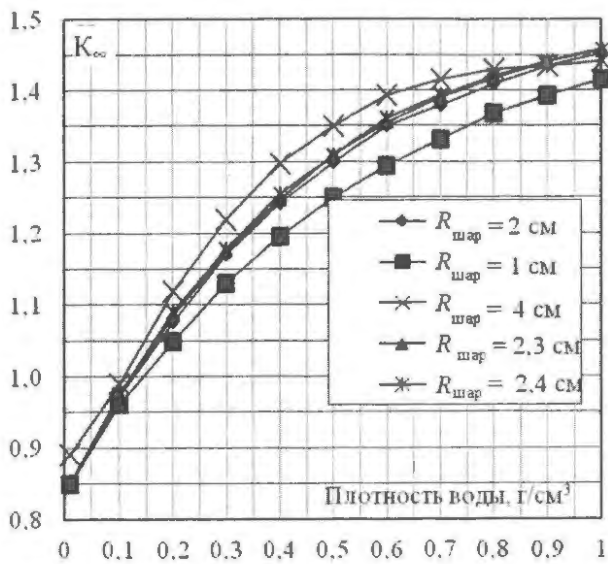


Рис. 3. Зависимость K_{∞} от плотности воды для UO_2 плотностью $10,7 \text{ г/см}^3$ при $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1$

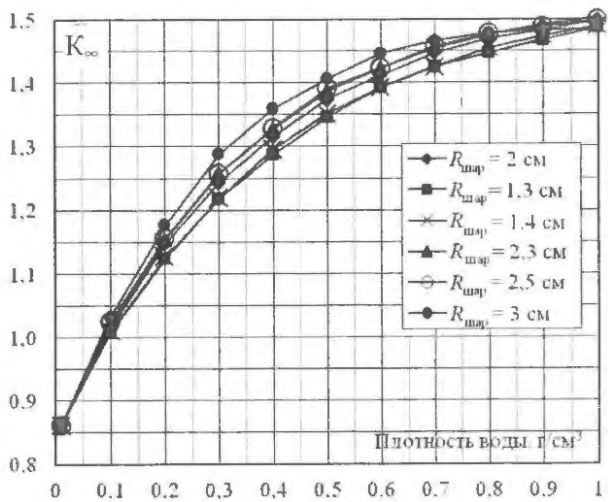


Рис. 4. Зависимость K_{∞} от плотности воды для UO_2 плотностью 7 г/см^3 при $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1$

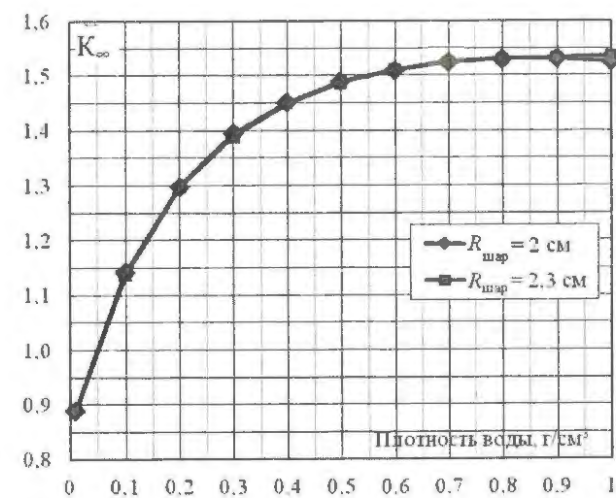


Рис. 5. Зависимость K_{∞} от плотности воды для UO_2 плотностью $3,14 \text{ г/см}^3$ при $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1$

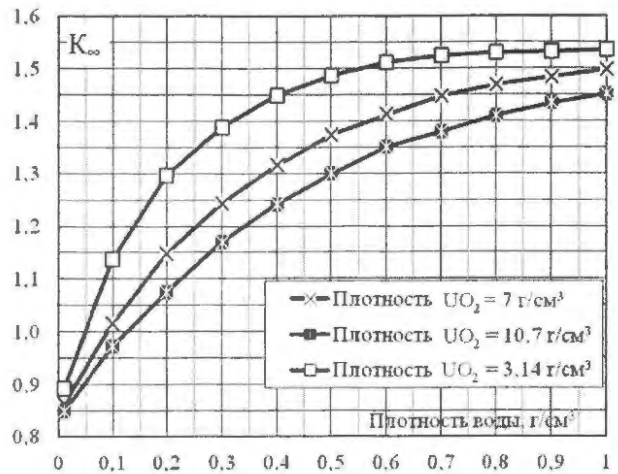


Рис. 6. Зависимость K_{∞} от плотности воды для $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1$ и $R_{\text{шар}} = 2 \text{ см}$

при изменении аддитивной плотности UO_2 от 3 до $10,7 \text{ г/см}^3$. Из этих рисунков видно, что при увеличении плотности UO_2 максимальное значение K_{∞} достигается при увеличении радиуса шара.

Сравним между собой зависимости K_{∞} от плотности воды для различных плотностей при одинаковых радиусах шаров. Полученное сравнение представлено на рис. 6. Максимальные значения K_{∞} достигаются при меньших аддитивных плотностях UO_2 . Таким образом, определяющей зависимостью K_{∞} от плотности воды будет зависимость, полученная для аддитивной плотности UO_2 , равной $3,14 \text{ г/см}^3$, и $R_{\text{шар}} = 2 \text{ см}$.

При малом объеме замедлителя наибольшее значение K_{∞} достигается при наименьшей плотности UO_2 , когда имеет место наименьшее поглощение.

Аналогичным образом найдены параметры уран-водной решетки, обеспечивающие ее максимальные размножающие свойства для отношения $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}}$ от 1,1 до 1,5 при различных плотностях UO_2 . На рис. 7 и 8 представлены зависимости максимальных значений K_{∞} от плотности воды для соотношений $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}}$ от 1,0 до 1,5.

Зависимость K_{∞} от температуры UO_2 и H_2O .

Для оценки влияния температуры UO_2 на величину K_{∞} уран-водной решетки проведены расчёты K_{∞} уран-водной решетки с

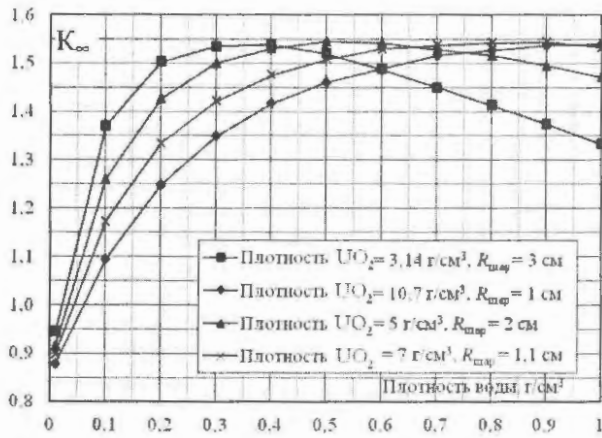


Рис. 7. Зависимость максимального значения K_{∞} от плотности воды для $H_{rech}/D_{шар} = 1,2$

различной температурой UO_2 ; остальные параметры уран-водной решетки, обеспечивающие максимальные размножающие свойства, оставались без изменений (геометрические параметры, температура и плотность воды). Результаты расчётов представлены в табл. 3, а влияние температуры воды уран-водной решетки на ее размножающие свойства – в табл. 4.

Таблица 3. Значения K_{∞} уран-водной решетки для $H/D = 1,1$, $R_{шар} = 2$ см и плотности воды 1 г/см^3 при различных температурах UO_2

Температура UO_2 , °C	Аддитивная плотность UO_2 , г/см^3			
	3,14	5	7	10,7
20	1,47316	1,50544	1,51344	1,5009
500	1,47079	1,49953	1,50019	1,48302
970	1,4611	1,49122	1,49553	1,47761
1 290	1,45571	1,49007	1,48828	1,46952

Таблица 4. Значения K_{∞} уран-водной решетки для $H/D = 1,1$, $R_{шар} = 2$ см, объемной плотности UO_2 $3,14 \text{ г/см}^3$ при различных температурах и плотностях воды

Температура H_2O , °C	Плотность воды, г/см^3	
	0,01	0,5
20	0,91778	1,53253
200	0,91718	1,53139

При увеличении температуры H_2O и UO_2 значения K_{∞} уменьшаются.

Заключение

Проведенные анализы позволили установить параметры уран-водной решетки, характерные для ее максимальных размно-

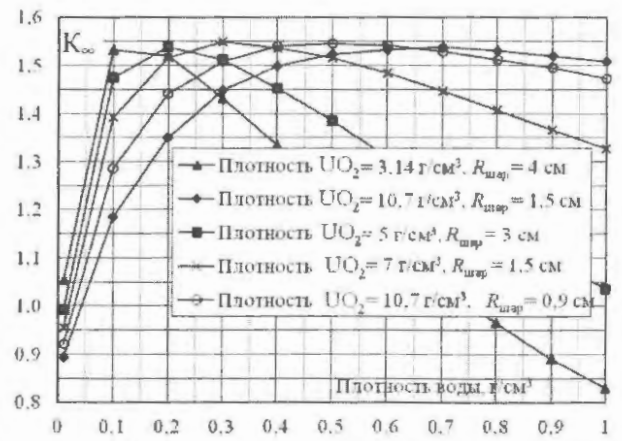


Рис. 8. Зависимость максимального значения K_{∞} от плотности воды для $H_{rech}/D_{шар} = 1,5$

жающих свойств при протекании запроектной аварии с разрушением активной зоны: $H_{rech}/D_{шар}$ от 1 до 1,5; аддитивная плотность UO_2 от 3,14 до 10,7 г/см^3 ; плотность H_2O от 0,01 до 1,0 г/см^3 .

Представленные на рис. 3...8 зависимости показывают надкритичность расчётной модели кориума, состоящего из UO_2 обогащением 5 % по ^{235}U . Для перевода кориума в подкритическое состояние в ЖМ, находящиеся в УЛР, добавляют поглотитель нейтронов, масса которого определяется на основе нейтронно-физических расчётов. ЖМ в УЛР состоят из оксидов железа и алюминия. Кроме того, в УЛР в результате запроектной аварии перемещается часть конструкционных материалов активной зоны. Все эти материалы, а также примеси, входящие в состав топлива, будут поглощать нейтроны и снижать надкритичность кориума.

Для определения реалистичной массы сильного поглотителя нейтронов, например Gd_2O_3 , при проведении нейтронно-физических расчётов необходимо учитывать массу и химический состав конструкционных материалов активной зоны и ЖМ УЛР, находящихся в кориуме, также следует учитывать примеси в топливе и обогащение топлива по ^{235}U . Расчёты нужно проводить с параметрами уран-водных решеток, представленными в табл. 5...7.

Т а б л и ц а 5. Параметры уран-водной решетки при $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1$, обеспечивающие максимальные размножающие свойства системы при различных плотностях воды

Плотность воды, г/см ³	Аддитивная плотность UO ₂ , г/см ³	
	3,14	
	Радиус шара, см	
0,1	2	
0,2	2	
0,3	2	
0,4	2	
0,5	2	
0,6	2	
0,7	2	
0,8	2	
0,9	2	
1	2	

Т а б л и ц а 6. Параметры уран-водной решетки при $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1,3$, обеспечивающие максимальные размножающие свойства системы при разных плотностях воды

Плотность воды, г/см ³	Аддитивная плотность UO ₂ , г/см ³			
	10,7	7	5	3,14
	Радиус шара, см			
0,1				3
0,2				3
0,3				3
0,4			2	
0,5		1,4		
0,6		1,4		
0,7	0,9			
0,8	0,9			
0,9	0,9			

Список литературы

1. *Unger H., Koch M.K., Linnemann Th. et al.* Key phenomena of late phase core melt progression. Accident management strategies and status quo of severe fuel damage codes, EA/CSNI/R(98)18. Workshop Proc., 3-6 March 1998, Garching near Munich, Germany. pp. 25–51.
2. *Tsurikov D.F., Strizhov V.F., Bechta S.V. et al.* Main Results of the MASCA1 and 2 Projects, Integrated Report. June 2007.
3. *Hozer Z., Maroti L., Toth B., Windberg P.* WWER-440 core degradation experiment / Eighth Int. Top. Meeting on Nuclear Reactor Thermal-

Т а б л и ц а 7. Параметры уран-водной решетки при $H_{\text{реш}}/D_{\text{шар}} = 1,5$, обеспечивающие максимальные размножающие свойства системы при разных плотностях воды

Плотность воды, г/см ³	Аддитивная плотность UO ₂ , г/см ³			
	10,7	7	5	3,14
	Радиус шара, см			
0,1				4
0,2			3	
0,3		1,5		
0,4		1,5		
0,5	0,9			
0,6	0,9			
0,7	0,9			
0,8	0,9			
0,9	0,9			
1	0,9			

Hydraulics. NURETH-8, vol. 2, Sep. 30-Oct. 4, 1997, Kyoto, Japan, pp. 605–611.

4. *Haste T.J., Trambauer K.* Degraded Core Quench: Summary of Progress, 1996-1999 Executive Summary NEA/CSNI/R(99)23, February 2000.

5. *Hozer Z., Maroti L.* Experimental comparison of WWER and PWR fuel under severe accident conditions, AERI-Conf-98-009 / Proc. of the workshop on severe accident research held in Japan (SARJ-97), Oct. 6-8, 1997, Yokohama, Japan, 1998, pp. 412–418.

6. *Haste T.J., Adroguer B., Aksan N. et al.* Degraded core quench: Status report, OCDE/GD/ (97) 5. August 1996.

7. *Требования к содержанию отчета по обоснованию безопасности АС с реакторами типа ВВЭР.* ПНАЭГ-01-036-95. М.: Энергоатомиздат, 2005.

8. *Правила безопасности при хранении и транспортировке ядерного топлива на объектах атомной энергетики.* ПНАЭГ-14-029-91. М.: Энергоатомиздат, 2005.

9. *Гомин Е.А.* Статус МСУ-4 // ВАИТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 6–32.

Контактная информация –

Артамонов Николай Викторович, вед. инженер, тел.: (495)989-78-52, e-mail: elti1@yandex.ru

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2, с. 58–63.

Конструктивная схема корпуса реактора с инверсным распределением напряжений. Сравнительный анализ напряжений в аварийном режиме

Р.К. Галимов, П.А. Александров,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 25.12.2010 г.

Рассматривается конструкция корпуса реактора типа ВВЭР с инверсным распределением напряжений. Внутренняя оболочка, прилегающая к области высокого давления и высоких температур, находится в сжатии, а внешние части корпуса, где ослаблено излучение и низкая температура, находятся в растяжении. Приведены результаты расчёта напряжений в приближении бесконечного цилиндра. Рассмотрена гипотетическая авария с необходимостью охлаждения внутренней стенки корпуса. Расчёт показал кардинальное уменьшение напряжений при резком охлаждении корпуса предлагаемой конструкции по сравнению с традиционной. Отмечается простота технологии изготовления и высокая надёжность корпуса.

Ключевые слова: реактор, ВВЭР, корпус, напряжение, авария.

Constructive Scheme of Reactor Pressure Vessel with Inverted Stress Distribution. Comparative Analysis of Stressed-Deformed State Dynamics in Emergency Operation Mode. *R.K. Galimov, P.A. Aleksandrov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.*

Below considered is a constructive scheme of VVER-type reactor pressure vessel with inverted stress distribution. Internal pressure vessel shell, adjoining the high pressure and high temperature area, is in the state of compression, while outer parts of the vessel, where the temperature is low and the radiation is reduced, are in the state of stretching. Calculation results for endless cylinder approximation are produced. Hypothetical emergency with necessity of cooling the reactor vessel internal surface is considered. The calculations have shown the cardinal stress reduction under the impact of sharp cooling of the reactor vessel of proposed construction compared to the traditional one. The simplicity of construction technology and high reliability of the reactor pressure vessel are observed.

Key Words: Reactor, VVER, Pressure Vessel, Stress, Emergency.

Введение

Эволюция реакторов типа ВВЭР, составляющих технологическую базу для развития атомной энергетики России, близка к исчерпанию путей совершенствования. Дальнейшему росту экономической эффективности здесь препятствует ряд трудно-разрешимых проблем. Корпус реактора представляет собой цилиндрическую трубу внутренним диаметром 4,5...5 м и толщиной стенки 190...250 мм, закрытую с торцов массивными выпуклыми дном и крышкой, имеющей многочисленные технологические отверстия для систем управления и контроля за режимом работы реактора.

Давление и температура рабочего тела в корпусе достигают 160...200 атм и 300 °С, соответственно. При этом масса корпуса становится критичной для его транспортировки. Экономическая эффективность реак-

тора растёт с повышением давления и температуры рабочего тела. Однако уровень напряженно-деформированного состояния (НДС) корпуса близок к предельно допустимому и поэтому дальнейшее повышение параметров рабочего тела возможно лишь за счёт прогрессивного роста массы корпуса.

Расчётный срок службы ВВЭР определен в 60 лет. Для его увеличения нужно снижать уровень НДС силовых элементов. Это противоречит требованию роста его экономической эффективности. Максимальные напряжения и температуры достигаются на внутренней поверхности корпуса, что усугубляет трудности разрешения указанных противоречий.

Добавим, что данное конструктивное решение реактора ограничивает степень его управляемости и усложняет диагностику его текущего состояния по таким показате-

лям, как масштаб роста трещин и коррозия в силовых элементах. В результате его работоспособность оценивается по эмпирическому критерию “течь перед разрушением”.

1. Конструктивно-силовая схема корпуса реактора с инверсным распределением напряжений

Таким образом, для повышения экономической эффективности реактора необходимо снять ограничения на предельную массу, снизить напряжения на внутренней поверхности корпуса, повысить уровень оперативного управления по текущему состоянию и обеспечить своевременную диагностику реального состояния элементов конструкции. Представляется, что в значительной мере эти проблемы могут быть разрешены в рамках конструктивно-силовой схемы инверсного корпуса, описанной в [1].

Коротко рассмотрим результаты этой работы. Основные черты инверсной схемы на качественном уровне можно изложить для корпуса бесконечной высоты; поправки на краевые условия для реального корпуса оставим на потом. Заметим, что аналогичные вопросы рассматривались ранее [2]. Поперечное сечение инверсного корпуса показано на рис. 1.

Оболочка 1 здесь сжата обжимным кольцом (ОК) 2, на ребра которого посажен с заданным натягом пакет, состоящий из кольца 3 оправки с намоткой 4 струны с заданным числом слоев и программой натяжения каждого слоя. Замыкает пакет внешняя оболочка 5, также посаженная на намотку струны с заданным натягом. В общем случае возможно наращивание числа пакетов, внешних по отношению к данному. Здесь рассматривается один.

В межреберном пространстве циркулирует жидкий охладитель, текущими значениями давления и температуры которого можно управлять; охладитель реализует роль агента управления и снижает плотность нейтронного потока. Таким образом, имеем большое число параметров управления и управляющие функции для регулиро-

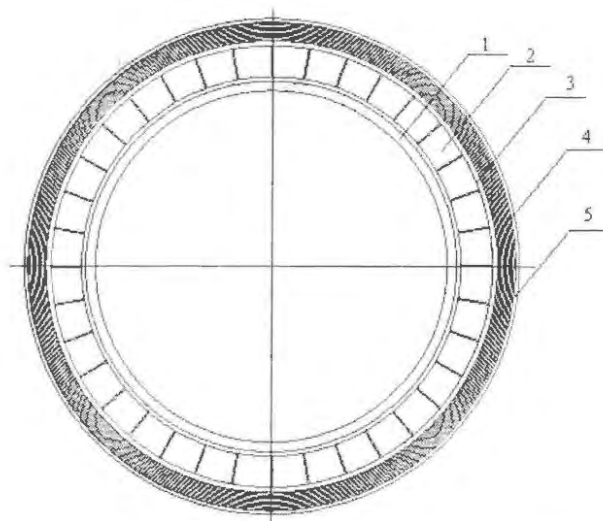


Рис. 1. Поперечное сечение реактора с намоткой струны с внутренним давлением 200 атм: 1 – оболочка корпуса; 2 – ОК с ребрами с промежуточным давлением; 3 – кольцо оболочки, на которую наматывается струна; 4 – намотка струны; 5 – внешний кожух

вания текущего состояния реактора. В [1] показано, что выбором величин этих параметров можно реализовать широкий диапазон распределения напряжений по элементам инверсного корпуса.

В частности, в рабочем режиме можно достичь сжимающих кольцевых напряжений на внутренней поверхности вместо растягивающих 200 МПа для корпуса ВВЭР традиционной конструкции. Подобные распределения по толщине стенки для кольцевых и радиальных напряжений показаны на рис. 2: левый график – для корпуса традиционного ВВЭР, правый – для инверсного корпуса.

Из графиков видно, что толщина стенки во втором случае на порядок уменьшена и по радиусу напряжения практически не меняются; радиальные напряжения по величине равны давлению в корпусе (20 МПа). ОК посажено на оболочку с натягом в 20 МПа. В рабочем режиме его кольцевые напряжения вырастают до 180 МПа (рис. 3, левый). Рабочие напряжения кольца оправки значительно ниже (рис. 3, правый).

Программа намотки струны по слоям показана на рис. 4 (1). Видно, что программные напряжения высоки. В рабочем режиме реактора они еще увеличиваются (рис. 4

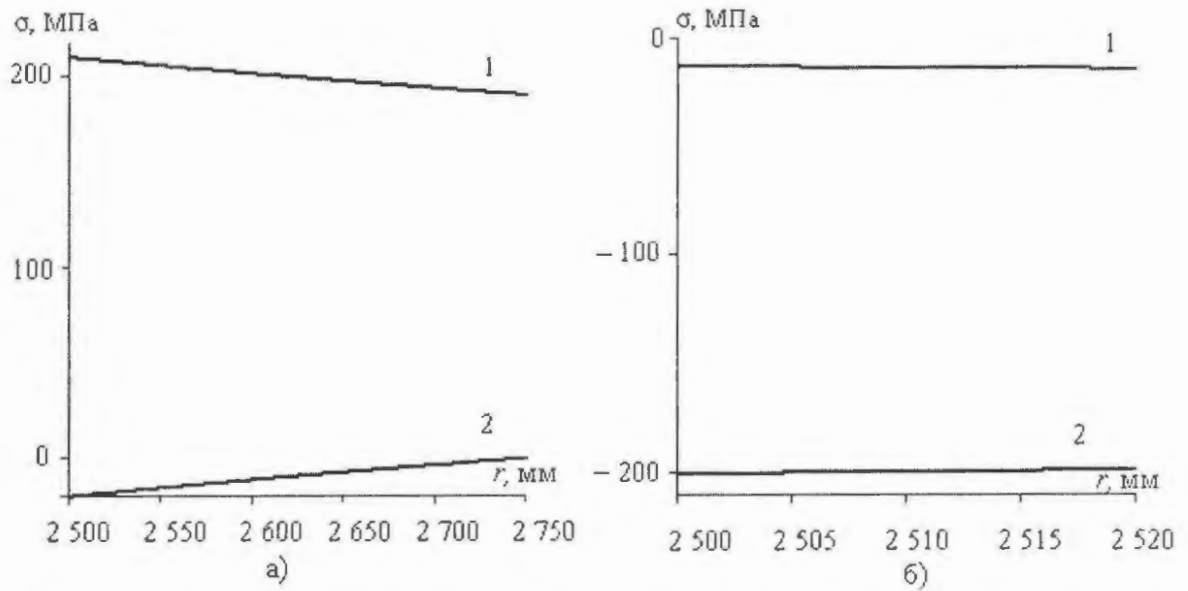


Рис. 2. Напряжения в корпусе реактора разной конструкции: а) – традиционный корпус: 1 – кольцевые напряжения оболочки корпуса, 2 – радиальные напряжения; б) – корпус с инверсным распределением напряжений, внутренняя оболочка: 1 – кольцевые напряжения оболочки корпуса, 2 – радиальные напряжения

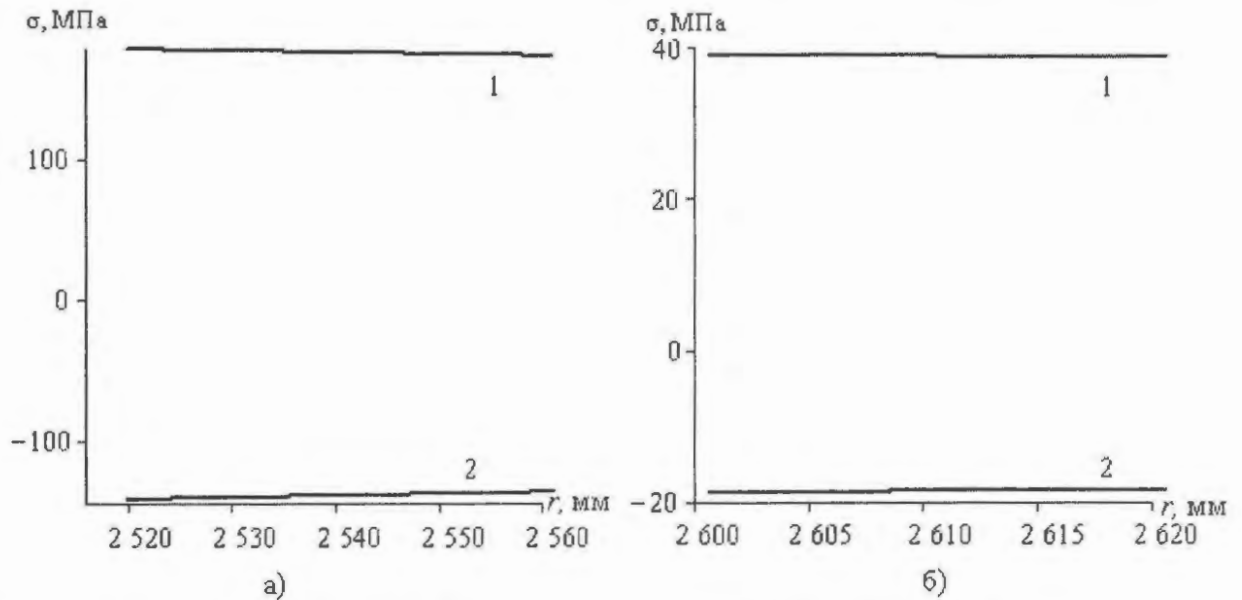


Рис. 3. Напряжение в ОК и обечайке: а) – НДС ОК: 1 – кольцевые напряжения, 2 – радиальные напряжения; б) – НДС оболочки, на которую наматывается струна: 1 – кольцевые напряжения, 2 – радиальные напряжения

(2)). Эти результаты соответствуют рабочему давлению в межреберном пространстве, равному 10 МПа.

Таким образом, инверсное распределение напряжений реализовано – в наименьшей мере нагружена оболочка ценой высоких напряжений периферийного пакета. Отметим, что выбор расчётных условий здесь

обусловлен стремлением наглядно показать возможности инверсного корпуса. Результаты расчётов носят иллюстративный характер, вопросы оптимизации параметров не ставились.

Преимущества данной схемы перед традиционной состоят в следующем. Оболочка нагружена слабо, поэтому процессы роста трещин, коррозии и ползучести металла в

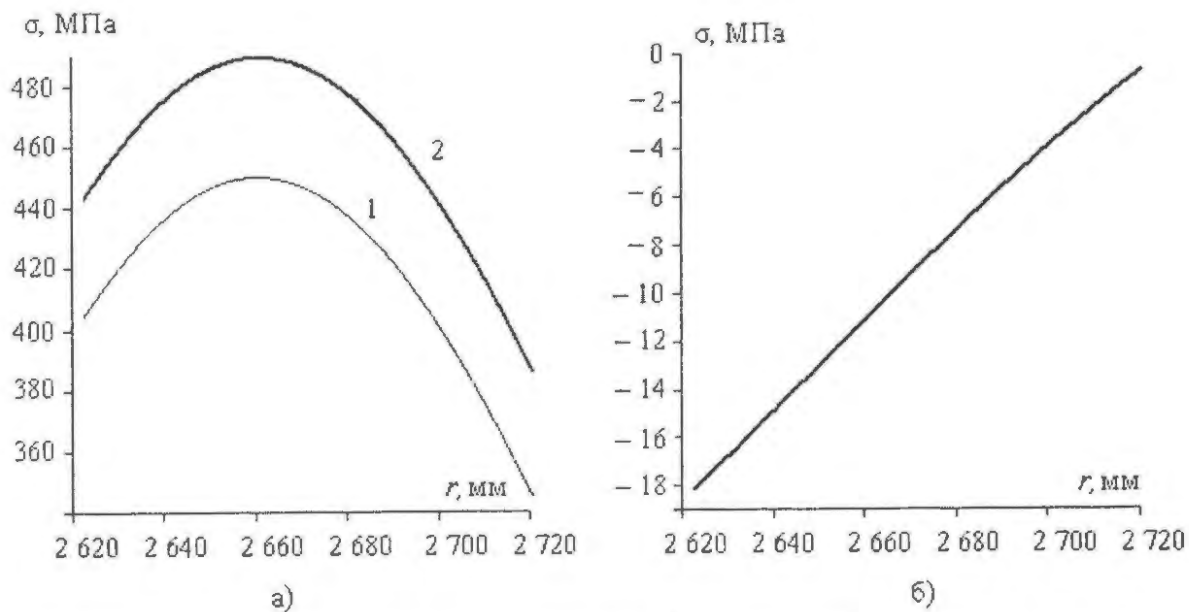


Рис. 4. Напряжения в элементах конструкции корпуса: а) – кольцевые напряжения по слоям намотки струны: 1 – программные, 2 – рабочие; б) – рабочий режим, радиальные напряжения

условиях высоких температур здесь заторможены. Силовые элементы с высоким уровнем напряжений помещены в область пониженных температур и плотности потока нейтронов, что способствует повышению их долговечия. Намотка струной имеет решительные преимущества перед оболочкой сплошного металла той же толщины.

Известно, что теоретическая прочность стали на порядок выше конструктивной. Причина в дислокациях и шлаковых включениях, которыми обременен металл. Очистить от шлака тонкую струну несравненно легче, чем толстую полосу металла. В результате значительно вырастает (что подтверждают эксперименты) предел прочности струны и ее намотка безопасно выдерживает нагрузки, недостижимые для толстой оболочки.

Принципиально меняется радиальный характер изменений кольцевых напряжений в элементах конструкции. Для корпуса ВВЭР они определяются величиной рабочего давления и монотонно уменьшаются по радиусу (рис. 2.). В инверсном корпусе распределение кольцевых напряжений по слоям намотки (рис. 4 (1)) формируется в процессе его проектирования с целью достижения максимальной надежности объекта.

Принципиальные преимущества схемы инверсного реактора перед стандартным ВВЭР дает его технологическое решение. Инверсный корпус представляет собой сборно-разборную конструкцию, вследствие чего проблема его предельной массы снимается. Процедуры диагностики реактора упрощаются, их качество растет. Повышается уровень надежности – при необходимости отдельный элемент может быть заменен согласно результатам тестирования его текущего состояния.

2. Сравнительный анализ динамики НДС инверсного корпуса в штатном режиме

Выше кратко рассмотрены вопросы оценки НДС инверсного реактора в рабочем режиме. Однако для оценок его экономической эффективности этого недостаточно. При всей незначительности вероятности аварийной ситуации в случае реализации таковой смысл экономических показателей кардинально меняется, что показала известная трагическая практика.

Здесь можно провести лишь качественный анализ факторов надежности для ВВЭР традиционной схемы и инверсного реактора и на основании результатов этого анализа сделать предварительные сравни-

тельные оценки уровня потенциала надежности для этих конструктивных решений. Из всего множества возможных нештатных ситуаций ниже рассматривается одна – потеря контроля над состоянием рабочего режима с необходимостью быстрого охлаждения реактора. В этом анализе динамика теплового поля корпуса в процессе его охлаждения задана явно параметрической функцией.

На стадиях исследования, когда облик инверсного реактора в целом не сформирован, детальный расчёт процессов теплопередачи по элементам конструкции путем конвективного теплообмена не представляется возможным. С другой стороны, варьируя параметрами функции теплового поля, можно получить результаты для широкой области изменений внешних критичных параметров, чтобы сделать определенные выводы о достоинствах и недостатках исследуемой конструктивной схемы реактора.

Двумя поперечными сечениями относительно оси реактора выделим типовой элемент анализа. Для реактора традиционной конструкции это кольцо с внутренним радиусом r_k и внешним $R_b = r_k + h$, h – толщина стенки корпуса реактора. Расчётными значениями для ВВЭР приняты $r_k = 2130$ мм, $h = 190$ мм. Для инверсного корпуса величина внутреннего радиуса оболочки в расчётах сохранена: $r_k = 2130$ мм, толщина стенки уменьшена. Полагаем, что термическим градиентом вдоль оси элемента можно пренебречь.

Длительность t_k охлаждения внутренней поверхности кольца примем единицей измерения времени при всех режимах охлаждения: $t_k = 1$. Это позволяет не учитывать зависимость реального времени охлаждения от технологии режима охлаждения реактора – такие вопросы остаются за пределами данного анализа. Длительность t_b охлаждения внешней поверхности отличается от t_k вследствие тепловой инерции кольца. При подаче охлаждающей жидкости внутрь корпуса $t_b \geq t_k$.

Характеристики металла определены двумя функциями температуры: модуля уп-

ругости $E(\tau)$ и теплового расширения $G(\tau)$ металла, как гладкие аппроксимации табличных данных [3]. Используемые в расчётах функции – $E(\tau)$, $G(\tau)$ ($E_1(\tau)$ соответствует сталям перлитного класса, $E_2(\tau)$ – высоколегированным сталям). Аналогично – для $G(\tau)$. Оболочки инверсного реактора могут быть собраны как пакеты из различных металлов. В этом случае $E = E(r(\tau))$ и $G = G(r(\tau))$. Анализ ведется в терминах безразмерной температуры τ : $\tau = T/T_0$, $T_0 = 20$ °С – базовый уровень согласно функции теплового расширения $G(\tau)$ металла [3].

Динамика теплового поля задана многопараметрической функцией $\tau(r, t|\mathbf{P})$, которая в зависимости от вектора \mathbf{P} параметров может меняться в широком диапазоне от линейной до существенно нелинейной. На внутренней стенке корпуса в начальный момент времени температура равна 300 °С: $\tau(0) = 15$. К моменту $t_k = 1$ она снижается до 30 °С: $\tau(1) = 1,5$. Для начальной температуры внешней стенки рассматриваются два значения – 250 или 300 °С. На рис. 5, 6 даны выборки $\tau(r, t|\mathbf{P})$ для внутренней поверхности кольца $r = r_k$ и внешней $r = R_b$.

Нижняя кривая 1 графика на рис. 5 соответствует быстрому охлаждению внутренней поверхности кольца, верхняя 2 – ре-

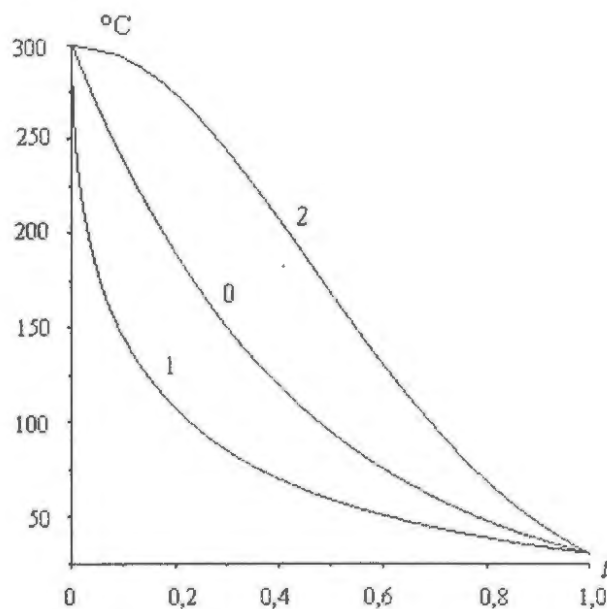


Рис. 5. Динамика температуры внутренней поверхности кольца в относительных единицах для разных режимов охлаждения

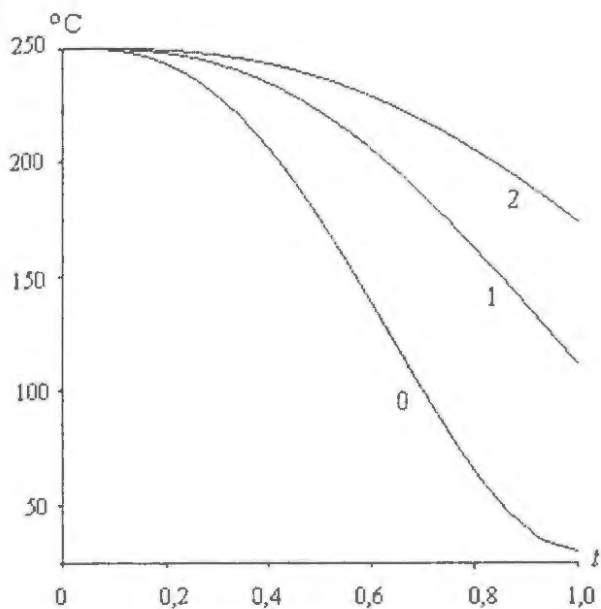


Рис. 6. Динамика температуры внешней поверхности кольца

жиму ее замедленного охлаждения. Нижняя кривая 0 графика на рис. 6 отвечает режиму охлаждения внешней поверхности кольца, при котором ее температура достигает конечной величины $T = 30^\circ\text{C}$ одновременно с внутренней поверхностью; это возможно при медленном охлаждении реактора, и ее интерпретация – плановое охлаждение корпуса. Верхняя кривая 2 отвечает режиму медленного охлаждения внешней поверхности кольца, моделируя режим быстрого охлаждения внутренней поверхности корпуса, когда конвективный теплообмен не успевает отобрать тепло по толщине оболочки; ее интерпретация – нештатный режим охлаждения.

На рис. 7 даны выборки для динамики давления $P_k(t)$ на внутренней поверхности корпуса – давление при охлаждении снижается от рабочего уровня $P_k(0) = 200$ атм в начальный момент до одной атмосферы в конце процесса охлаждения. $P_k(t)$ также рассматривается как функция управления динамикой НДС корпуса. Отметим, что для ВВЭР традиционной конструкции управление режимом охлаждения и давлением возможно лишь на внутренней поверхности корпуса. Инверсный корпус допускает такое управление как на внутренних, так и на внешних поверхностях силовых оболочек.

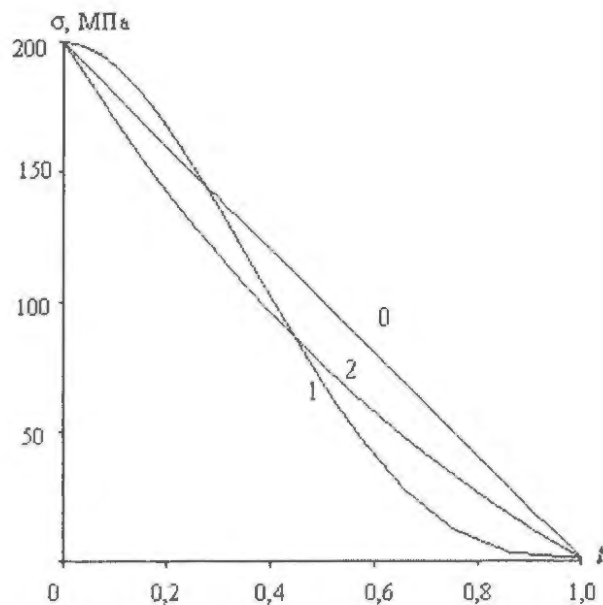


Рис. 7. Динамика давления на внутренней поверхности кольца

2.1. Динамика НДС корпуса ВВЭР традиционной конструкции

В течение времени охлаждения максимальные кольцевые напряжения реализуются в разные моменты времени в различных радиальных сечениях кольца (рис. 8) в зависимости от его термического состояния. Характерным является достижение максимальных кольцевых напряжений на внутренней поверхности. Их динамика представлена на рис. 9 для следующих внешних условий: профиль температуры внутренней поверхности задан кривой 2 на рис. 5. Это самый медленный режим охлаждения из представленных на рис. 5; интерпретируем его как режим планового охлаждения.

Рассмотрены два режима снижения давления $P_k(t)$ внутри корпуса: цифрами 0, 1, 2 помечена динамика P_k , заданная на рис. 9 кривой 1; цифрами 0', 1', 2' – кривой 2. Параметром расчёта служат режимы охлаждения внешней поверхности (рис. 6). Чем быстрее охлаждение внешней поверхности, тем ниже при прочих равных условиях температура внутренней стенки. Не так однозначно влияние динамики давления внутри корпуса, что можно видеть из сравнения кривых 0 и 0', 1 и 1', 2 и 2' на рис. 9.

При медленном охлаждении внешней стенки выгодно более быстрое снижение давления P_k – уровень максимальных нап-

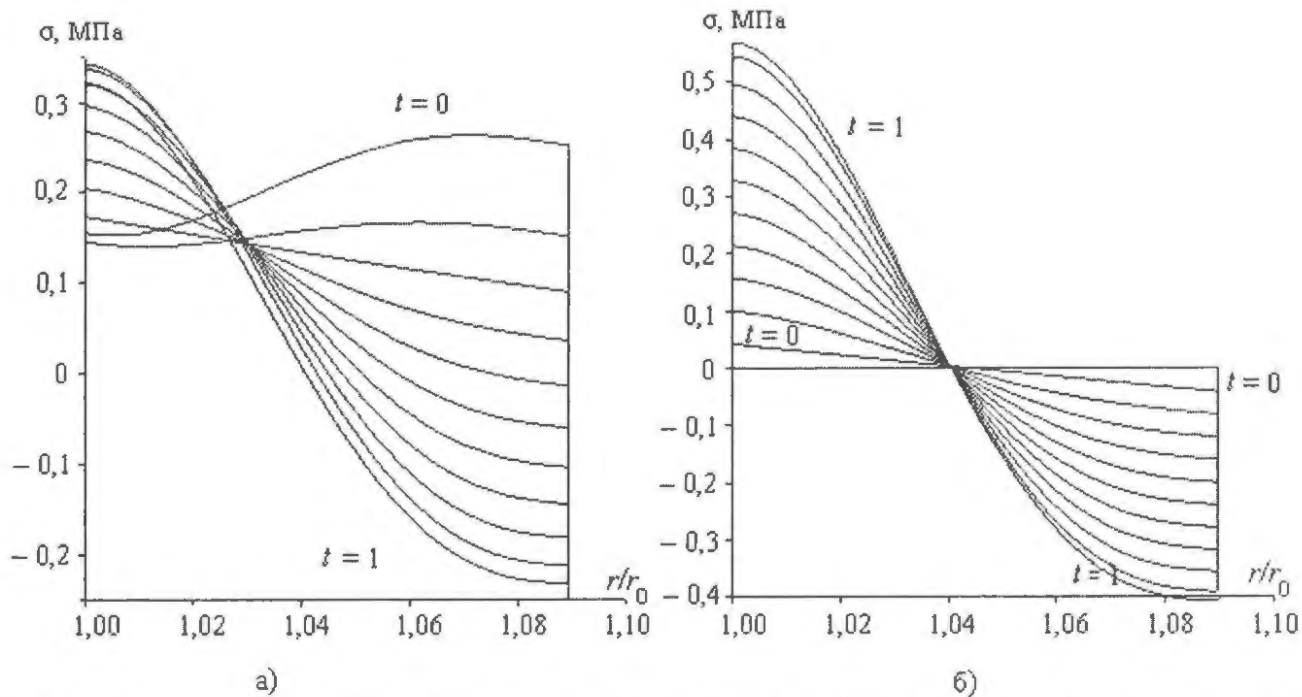


Рис. 8. Распределение кольцевых напряжений: а) – для ряда моментов времени; б) – по радиальным сечениям кольца

ряжений при этом понижается, оставаясь высоким – до 0,25...0,35 ГПа. Отметим, что предел пропорциональности для расчётного класса сталей в заданном диапазоне температур равен 0,39...0,43 ГПа согласно справочным материалам [3]. При быстром охлаждении внешней стенки ситуация меняется до обратной – пик напряжений снижается при медленном снижении давления

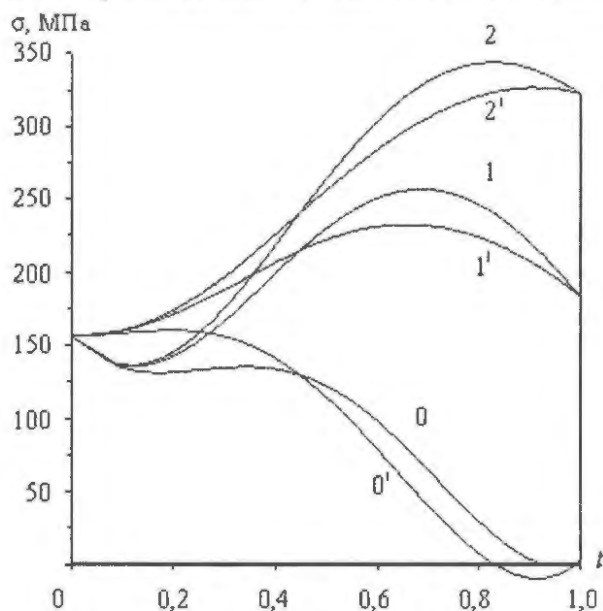


Рис. 9. Динамика кольцевых напряжений на внутренней поверхности кольца, плановое охлаждение

$P_k(t)$ в начальный период.

Эти результаты говорят в пользу тезиса существования оптимальной стратегии управления режимом охлаждения корпуса путем выбора программы динамики давления $P_k(t)$ и температурного режима.

На рис. 8 показано характерное распределение кольцевых напряжений по толщине кольца для ряда моментов времени. На-

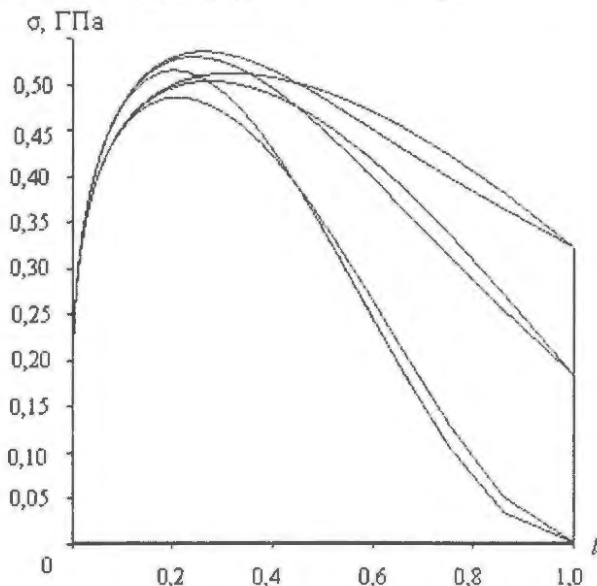


Рис. 10. Динамика кольцевых напряжений на внутренней поверхности кольца, аварийное охлаждение

пряжения формируются как сумма упругих и термических компонент. Распределение термических напряжений при снятии внешнего и внутреннего давлений ($P_k(t) = P_b(t) = 1$ атм) показано на рис. 9. Температура в начальный момент времени постоянна по толщине кольца: $\tau(0) = 15$ (300 °С).

Из графика видно, что при равномерном прогреве кольца уровень его термических напряжений невелик. С течением времени температура внутренней поверхности быстро падает согласно кривой 1 на рис. 5 до $t^\circ(r_k, 1) = 30$ °С; температура внешней поверхности меняется мало: $t^\circ(R_b, 1) = 284$ °С. Напряжения растяжения при $r = r_k$ и сжатия при $r = R_b$ растут по величине, достигая значений выше предела упругости. Сочетание быстрого охлаждения внутренней поверхности с медленным для внешней создает угрозу аварийной ситуации.

Динамика кольцевых напряжений на внутренней поверхности корпуса при нештатном охлаждении показана на рис. 10. Обозначения те же, что и для рис. 9. Отличие в том, что расчёты проведены для режима охлаждения стенки, заданного кривой 1 на рис. 5. В сравнении с кривой 2 видно, что в последнем случае охлаждение стенки проводится существенно быстрее. В итоге уровень кольцевых напряжений вырос в сравнении с режимом планового охлаждения – при нештатном охлаждении их пиковые значения превышают заявленные пределы текучести материала кольца на величину, достаточную для перехода реактора в аварийное состояние.

2.2. Динамика НДС инверсного корпуса в режиме охлаждения

Оболочки инверсного корпуса в сравнении с ВВЭР являются тонкостенными, поэтому они не выдерживают уровня рабочего давления $P_k = 20$ МПа в корпусе при атмосферном давлении на внешней поверхности. Однако конструкция реактора не допускает такой ситуации вследствие наличия большого числа ребер между оболочками (рис. 1). В первом приближении действие ребра может быть заменено эквивалентным давлением.

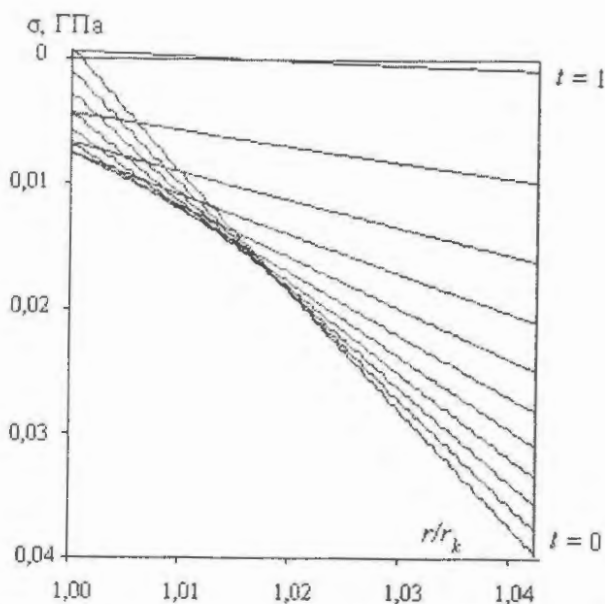


Рис. 11. Распределение кольцевых напряжений по радиусу. Параметр t : $P_b(t) = P_k(t)$, $\tau_b(t) = \tau_k(t)$

Давление и температура в межреберных пространствах оболочек инверсного корпуса по своей природе служат естественными функциями управления его текущим состоянием. Управляемость инверсного реактора выше управляемости ВВЭР – наряду с традиционным управлением цепной реакцией через крышку здесь добавлены средства управления через боковую поверхность корпуса.

При анализе НДС узла (оболочка + ОК общей толщиной 90 мм, размер произвольный) примем температуру внешней поверхности ОК равной температуре охлаждающей жидкости, т.е. свободно изменяемой в определенных границах. То же справедливо в отношении давления в межреберном пространстве. Близким к оптимальному будет режим управления $P_b(t) = P_k(t)$ и $\tau_b(t) = \tau_k(t)$ – давление и температура на обеих поверхностях кольца совпадают в каждый момент времени.

Распределение кольцевых напряжений при этих условиях показано на рис. 11, где параметр времени t принимает ряд дискретных значений на $[0, 1]$. Задан режим максимально быстрого охлаждения: программа $P_k(t)$ – согласно кривой 2 на рис. 7, программа $\tau_k(t)$ – согласно кривой 1 на рис. 5. Хорошо видно влияние температуры – не-

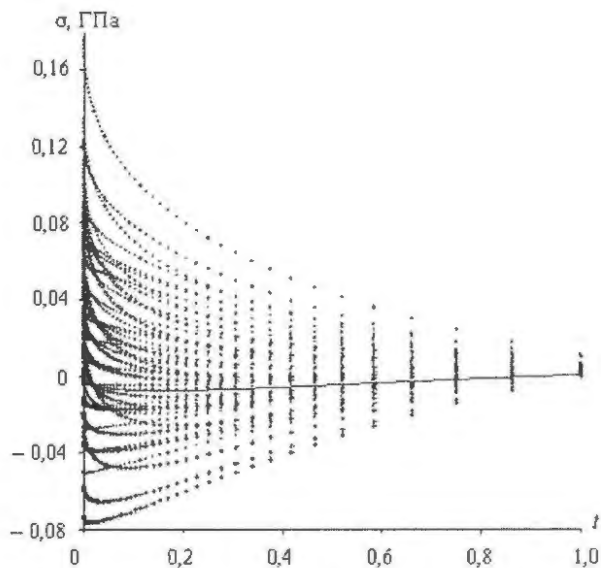


Рис. 12. Возмущенные максимальные кольцевые напряжения

большие растягивающие кольцевые напряжения реализуются только вблизи внутренней поверхности, но если в начальный момент ($t^0(0) = 300\text{ }^\circ\text{C}$) они снижаются с максимальным по модулю градиентом, то в конечный момент ($t^0(1) = 30\text{ }^\circ\text{C}$) последний минимален. В целом кольцо подвержено небольшим сжимающим напряжениям.

График на рис. 11 отражает идеальную ситуацию – управление точно выполняет инструкции $P_b(t) = P_k(t)$, $\tau_b(t) = \tau_k(t)$ и функции $P_k(t)$, $\tau_k(t)$ точно отражают состояние кольца на $r = r_k$ в данный момент времени. Более реальная картина процесса охлаждения отвергает оба эти положения. На рис. 12 даны результаты расчётов той же ситуации при дополнительных условиях: $P_b(t) = P_k(t)(1 \pm \Delta_p)$, $\tau_b(t) = \tau_k(t)(1 \pm \Delta_t)$; возмущения Δ_p , Δ_t ограничены пределами $0 \leq \Delta_p, \Delta_t \leq 0,15$.

Таким образом моделируется система управления с относительно высокой погрешностью. Для данного момента времени определяется радиус, на котором достигается максимальное кольцевое напряжение; динамика таких напряжений представлена на графике. Функции $P_b(t)$ и $\tau_b(t)$, рассматриваемые как независимые случайные процессы, задаются симметричными распределениями относительно опорной кривой. Опорная кривая (сплошная) показывает ре-

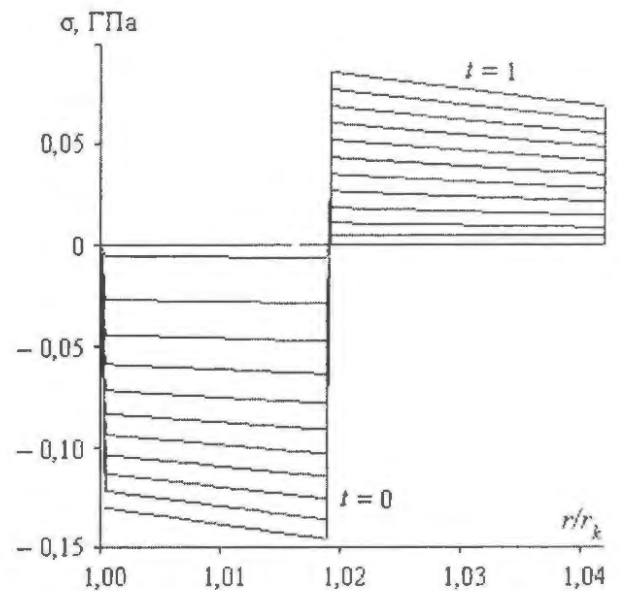


Рис. 13. Максимальные напряжения для составного кольца: $E_1(\tau)$, $G_1(\tau)$ – параметры стали внутреннего кольца, $E_2(\tau)$, $G_2(\tau)$ – внешнего

ализацию процесса при $\Delta_p = \Delta_t = 0$. Как видно из графика, для результирующего процесса $\max \sigma(r, \Delta_p, \Delta_t)$ симметрия распределения нарушена.

Однако, если дисперсия формирующих процессов мала, основная масса выходных траекторий сосредоточена в малой окрестности этой опорной кривой и вероятность больших отклонений мала. Напряжения остаются на порядок меньше полученных для ВВЭР традиционной конструкции в аналогичных условиях. Сравнение с задающими процессами $P_k(t)$, $\tau_b(t)$ показывает, что дисперсия выходного процесса отслеживает дисперсии формирующих – большая в начале процесса, она существенно уменьшается к его завершению.

Если кольцо является сборкой из двух или более концентрических колец с различными материалами для каждого, то распределение кольцевых напряжений по его толщине отличается от рассмотренных выше, что видно из графиков на рис. 13, 14. Здесь рассмотрена сборка из двух колец; толщина внутреннего равна 40 мм, внешнего – 50 мм. Рис. 13 соответствует использованию для внутреннего кольца стали с параметрами $E_1(\tau)$, $G_1(\tau)$ и для внешнего – с параметрами $E_2(\tau)$, $G_2(\tau)$.

Для ситуации рис. 14: параметры внутреннего кольца $E_2(\tau)$, $G_2(\tau)$, внешнего –

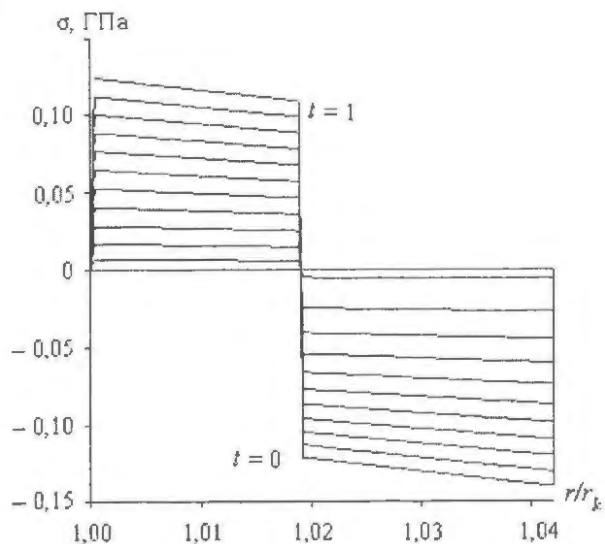


Рис. 14. Максимальные напряжения для составного кольца: $E_1(\tau)$, $G_1(\tau)$ – параметры стали внешнего кольца, $E_2(\tau)$, $G_2(\tau)$ – внутреннего

$E_1(\tau)$, $G_1(\tau)$. На границе контакта кольцевые напряжения разрывны – в первом случае сжимающие напряжения на внутреннем кольце переходят в растягивающие на внешнем кольце, во втором – картина обратная. В обоих случаях как растягивающие, так и сжимающие напряжения по величине больше в сравнении с однородным кольцом (рис. 11), оставаясь сравнительно малыми.

Если ОК надевается на оболочку с заданным натягом [1], то после сборки ОК подвержено растягивающим, оболочка – сжимающим напряжениям. Термические напряжения будут дополнительными; в сумме величина напряжений оболочки и ОК увеличится в первом случае (рис. 13) и снизится во втором (рис. 14). Таким образом, можно направлять процесс формирования НДС корпуса путем выбора характеристик применяемых материалов.

Пакет намотки струны моделируется как трехзвенное кольцо. Внутреннее кольцо толщиной 30 мм и наружное толщиной 20 мм выполнены из стали с параметрами $E_1(\tau)$, $G_1(\tau)$. Среднее – собственно намотка струны толщиной 60 мм из стали с параметрами $E_2(\tau)$, $G_2(\tau)$. Исходное давление внутри кольца поперечно равно $P_k(0) = 20$ МПа. Начальная температура снижена в первом случае (рис. 15) до 200 °С, во втором (рис. 16) – до 100 °С. Остальные пара-

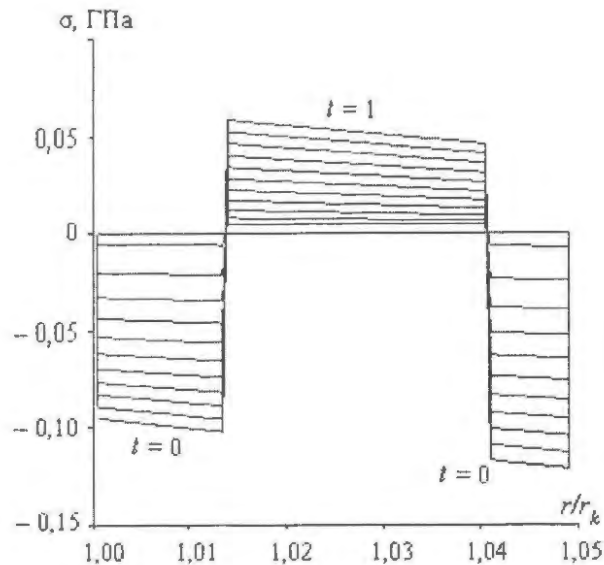


Рис. 15. Максимальные кольцевые напряжения пакета намотки струны, начальная температура 200 °С

метры режима охлаждения сохранены. В обоих случаях внутреннее и внешнее кольца пребывают в состоянии сжатия, намотка струны – в состоянии растяжения. Из графиков видно, что дополнительные термические напряжения невелики.

Заключение

Сравнительный анализ показал, что потенциал эффективности инверсного корпуса выше такового для традиционного ВВЭР

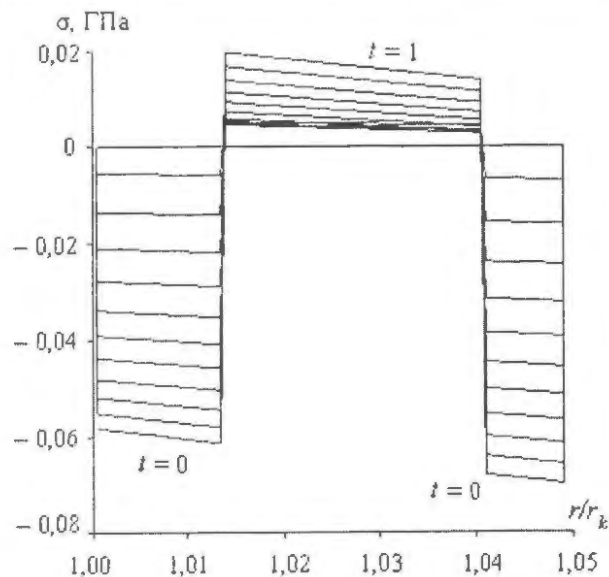


Рис. 16. Максимальные кольцевые напряжения пакета намотки струны, начальная температура 100 °С

как в рабочем режиме эксплуатации, так и в случае реализации нештатной ситуации. Для инверсного корпуса нет проблемы предельной массы; характеристики рабочего тела, предельные для ВВЭР, могут быть повышены и это обуславливает рост экономической эффективности реактора. Конструктивно-технологическое решение инверсного корпуса обещает ему повышенные надежность и срок службы.

Возможность одновременного изготовления различных узлов и параллельной сборки потенциально снижают сроки изготовления инверсного корпуса и тем самым его стоимость. Нештатная ситуация, разрушительная для традиционного ВВЭР, не является таковой для инверсного реактора; его конструктивное решение вкупе с возможностями гибкого управления снижают самую вероятность возникновения нештатной ситуации.

Список литературы

1. *Галимов Р.К., Александров П.А., Стельмак Д.В.* Конструкция корпуса реактора типа ВВР с инверсным распределением напряжений. Препринт ИАЭ-6542/4, 2008.
2. *Галимов Р.К.* Динамика напряженно-деформированного состояния сосуда давления // Защита металлов, 2006, т. 42, № 2.
3. *Справочник.* Свойства конструкционных материалов атомной промышленности. Корпусные материалы для АЭС, т. 1. М.: ООО "Агентек", 2006.

Контактная информация –

Александров Петр Анатольевич, директор Института информационных технологий, тел.: (499)196-94-72, e-mail: aleksandrov.peter@kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 64–74.

Локальный рентгеноспектральный анализ микротоплива ВТГР

*В.А. Чурип, А.С. Деянов, А.М. Ковалёв, А.С. Иванов, А.А. Русинкевич,
НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1,
И.М. Романенко,*

Институт экспериментальной минералогии РАН, 142432, г. Черногловка Московской обл.
Поступила в редакцию 17.01.2011 г.

Проанализированы методики и предложена формула расчёта пределов обнаружения элементов Pd, Ag и Cs, образующихся в процессе деления ядерного топлива. Расчёт основан на результатах локального рентгеноспектрального анализа, полученных на модернизированном микроанализаторе MAR-3. Впервые в отечественной практике для исследования элементов O и C применены высоковакуумные сорбционные насосы и рентгеновское зеркало МИС, что существенно повысило чувствительность, качество и надёжность получаемых результатов микроанализа. По расчётам авторов, пределы обнаружения элементов Pd, Ag и Cs достигают величин 61 (0,0061 вес. %), 46 (0,0046 вес. %) и 10 ppm (0,001 вес. %), соответственно. По заключению авторов, при использовании высококачественных рентгеновских зеркал с периодами решеток зеркал, равными длинам волн $L\alpha_1$ элементов, возможно понижение пределов обнаружения элементов Pd, Ag и Cs в микротвэлах ядерного топлива до величин порядка нескольких единиц ppm. Показано, что применение рентгеновского зеркала в спектрометрах MAR-3 даёт количественную информацию о содержании углерода и кислорода в слоях микротвэлов.

Ключевые слова: микроанализ, рентгеновское зеркало, микротопливо, Pd, Ag, Cs.

Local X-Ray Analysis of HTR Microfuel. *V.A. Churin, A.S. Deyanov, A.M. Kovalyov, A.S. Ivanov, A.A. Rusinkevich, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182. I.M. Romanenko, Institute of Experimental Mineralogy of Russian Academy of Sciences. Chernogolovka, Moscow region, 142432.*

The methodology is analysed and the formula for calculating the detection limits of fission products Pd, Ag, and Cs is proposed. The calculation is based on the results of local X-ray analysis, obtained on a modernized micro-analyzer MAR-3. For the first time in domestic practice for the investigation of elements O and C were used high-vacuum sorption pumps and X-ray mirror MIS, which significantly increased the sensitivity, quality and reliability of the results of microanalysis. According to authors calculations the detection limits of Pd, Ag, and Cs reach values of 61 (0,0061 Wt. %); 46 (0,0046 Wt. %), and 10 ppm (0,001 Wt. %) respectively. According to the authors conclusion, the use of high-quality X-ray mirrors with mirrors lattice periods equal to the wavelength $L\alpha_1$ may decrease the detection limits of Pd, Ag, and Cs in microfuel to the order of several units of ppm. It is shown that the use of X-ray mirrors in MAR-3 spectrometers allows to obtain quantitative information about the content of carbon and oxygen in microfuel layers.

Key Words: Microanalysis, X-Ray Mirror, Microfuel, Pd, Ag, Cs.

Введение

В настоящее время рассматриваются возможности создания микротоплива (МТ) с кернами из оксида плутония, оксида урана, МОХ топлива, топлива, содержащего торий, и др. Разработка новых видов МТ для ВТГР, обеспечивающих глубокое выгорание, требует существенного развития наших знаний. Во многих случаях решение об эксплуатационной надёжности микротвэлов не может быть принято на основе имеющегося опыта.

Проведение прямых экспериментов для получения необходимой информации, есте-

ственно, желательно, но сопряжено с большими сложностями и затратами. В связи с этим становятся особенно актуальными развитие методов прогнозирования, основанных на использовании более глубоких физических и физико-химических моделей поведения топлива при глубоком выгорании, и разработка соответствующих расчётных кодов.

Одним из важных аспектов проблемы является исследование изменения морфологии состава и структуры топливных частиц в процессе практически полной трансформации кернов. Сюда же примыкает и про-

блема выхода продуктов деления как из поврежденных, так и неповрежденных микротвэлов [1]. Ключевую роль в этих процессах играют расчёты термодинамики и термомеханики МТ. Однако в настоящее время не существует программ, детально рассчитывающих термодинамику столь сложных систем, как ядерное топливо, при глубоком выгорании.

Существующие модели и коды тестируются на достаточно простых системах, содержащих лишь несколько химически реагирующих компонентов. Поэтому для систем с глубоким выгоранием одна из наиболее актуальных задач в проблеме создания новых видов МТ – проведение тестовых экспериментов с применением реальных микротвэлов.

Хорошо известно, что достижение больших выгораний в микротвэлах ВТГР представляет собой весьма сложную техническую проблему. Это связано прежде всего со значительным ростом внутреннего давления в процессе выгорания вследствие образования оксидов углерода. В последние годы проведен анализ различных решений, существенно повышающих эксплуатационную надежность МТ с TRISO покрытием в процессе выгорания.

Во-первых, это использование разбавленных кернов. Разбавление кернов дает возможность, с одной стороны, заметно снизить наработку продуктов деления, а с другой, увеличить свободный объем, аккумулирующий газы. В качестве материала разбавителя может быть применена двуокись циркония. Проведенные многочисленные исследования стабилизированной иттрием $ZrO_2(Y-FSZ)$ в качестве кандидата на роль инертной матрицы в микротвэлах с плутониевым топливом показали хорошие данные по радиационной стойкости, малому радиационному распуханию в требуемом интервале температур, фазовой стабильности и совместимости с различными продуктами деления ядерного топлива.

Во-вторых, необходимым элементом рассматриваемых микротвэлов с плутониевыми кернами служит геттер кислорода, резко снижающий концентрацию CO в про-

цессе выгорания. В настоящее время проведены детальные расчётно-теоретические исследования термодинамики МТ с разбавленными кернами и геттерами кислорода на основе SiC и ZrC в процессе выгорания [2].

Показано, что использование геттера кислорода ZrC дает существенный положительный эффект по снижению давления в МТ за счёт снижения давления оксидов углерода, что особенно важно при больших выгораниях и температурах. Применение геттера кислорода приводит к значительному увеличению металлической составляющей в МТ особенно для таких металлов, как Cs , Rb , Zr , Sr , Ba , Y , La , Ce , Pu , Mo и Cd , что может приводить к увеличению выхода этих компонентов из МТ.

Использование геттера кислорода SiC также приводит к существенному снижению давления оксидов углерода при температуре до $1\ 600\ ^\circ C$. Вместе с тем имеются сведения о торможении взаимодействия SiC с оксидами углерода в рассматриваемых условиях и некотором снижении эффективности применения SiC по сравнению с ZrC .

В МТ с внешним геттером кислорода SiC до температуры $\sim 1\ 500\ ^\circ C$ массовые доли компонентов, которые могут находиться в жидком состоянии, ненамного выше, чем в МТ с геттером кислорода ZrC . Но при более высоких температурах за счёт образования силикатов и силицидов продуктов деления наблюдается значительный рост жидкой фазы. Одним из явных преимуществ использования внешнего геттера SiC по сравнению с ZrC служит практически полное отсутствие взаимодействия компонентов керна с SiC покрытием МТ.

Выполнение перечисленных решений обеспечивает высокие значения эксплуатационной надежности МТ при выгораниях до $80\ \% FIMA$ (fissions per initial metal atom).

Реализация эксплуатационной надежности топлива при глубоких выгораниях требует проведения целого спектра модельных экспериментов и существенного расширения контроля качества изготовления микротвэлов. В связи с поставленными задача-

ми возникает необходимость привлечения к выполняемым исследованиям ряда аналитических методов, в частности, локального рентгеноспектрального анализа.

1. Модернизированный микроанализатор MAP-3

Анализатор предназначен для регистрации рентгеновского излучения атомов, возникающего при взаимодействии пучка электронов диаметром 1 мкм и энергией до 50 кэВ с материалом образца. Конструкция анализатора состоит из "пушки" электронов, оптической колонны, камеры образцов, вакуумной системы, электронного оборудования и 4-х спектрометров.

Спектрометры включают проточно-пропорциональные счетчики, кристаллы-анализаторы PET, RAP, LiF. Радиус круга Роулэнда спектрометров – 0,23 м. Для перемещения столика образцов и кристаллов применяются шаговые двигатели типа ДШИ-200.

Метод расчёта концентраций элементов [3] основан на численном сравнении величин максимумов интенсивностей K , L и M серий элементов, возбуждаемых в образце с известной концентрацией и в анализируемом образце. Отношение максимумов интенсивностей получило название "К-отношение". По известному К-отношению в рамках стандартных методик RAP [4] или ZAF [5] могут быть определены концентрации элементов в исследуемой области образца.

Для решения поставленных задач по ВТГР проведена существенная модернизация узлов и блоков анализатора, разработаны и установлены сорбционные вакуумные насосы для откачки колонны и спектрометров, позволяющие вести возбуждение спектральных линий при давлении $5,0 \cdot 10^{-6}$ мм. рт. ст. и регистрировать рентгеновское излучение при давлении $2,0 \cdot 10^{-4}$ мм. рт. ст. В окнах счётчиков и спектрометров установлены бериллиевые и полипропиленовые пленки.

Для анализа на легкие элементы O и C изготовлено и установлено рентгеновское зеркало [6, 7] с постоянной $d = 42,8 \text{ \AA}$ ре-

шетки. В систему регистрации анализатора включена стандартная плата сбора данных LA-2m5PCI с цифровым выводом интенсивностей на персональный компьютер. Для графической обработки интенсивностей разработана специальная программа.

2. Оценка предела обнаружения элементов Ag, Pd и Cs в оболочках микротвэлов

При решении задач по диффузии продуктов деления в оболочках МТ существует необходимость определения пределов обнаружения элементов. Сверху величины концентраций ограничены пределами растворимости элементов. Достоверная информация о пределах растворимости весьма ограничена, но известно, что их значения могут составлять несколько десятков *ppm*. В настоящей работе проведены оценки пределов обнаружения элементов Ag, Pd и Cs.

В качестве исходного материала для проведения анализа на элементы Pd и Ag использованы металлы с концентрациями элементов, близкими к 100 %. Для анализа применен порошок CsCl, смешанный с токопроводящим клеем на серебряной основе. Для регистрации фона линий от слоя SiC использован материал с однородным содержанием кремния. Из выбранных материалов приготовлены эталоны для изучения линий характеристического рентгеновского излучения (х.р.и.). Шлифы эталонов изготовлены по стандартной методике.

Измерение интенсивностей проводилось при ускоряющем напряжении $V = 25$ киловольт пучка электронов. Ток поглощенных электронов на эталонах Pd, Ag и Cs: при замере интенсивностей спектральных линий (рис. 1...3) – $4,5 \cdot 10^{-8}$, $2,35 \cdot 10^{-8}$ и $2,35 \cdot 10^{-8}$ А, соответственно; при замере в точках максимумов и минимумов (фона) линий (таблица) – $1,04 \cdot 10^{-7}$ А для каждого из элементов. Время замера интенсивностей в точках составляло $t_{\text{экс}} = 100$ с. Для записи сигнала применены кристаллы-анализаторы PET.

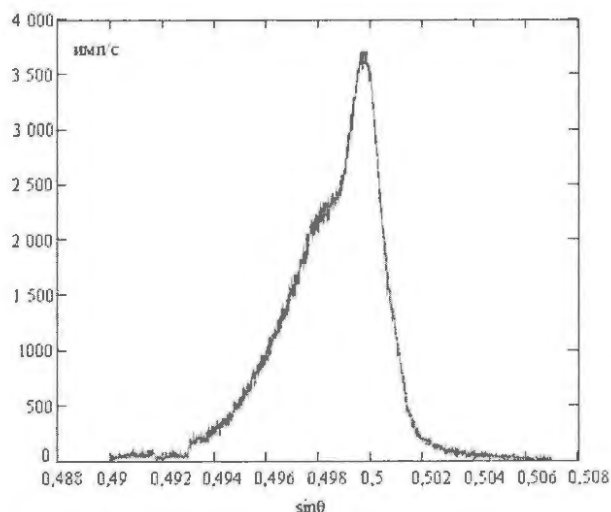


Рис. 1. Интенсивность дублета PdLa

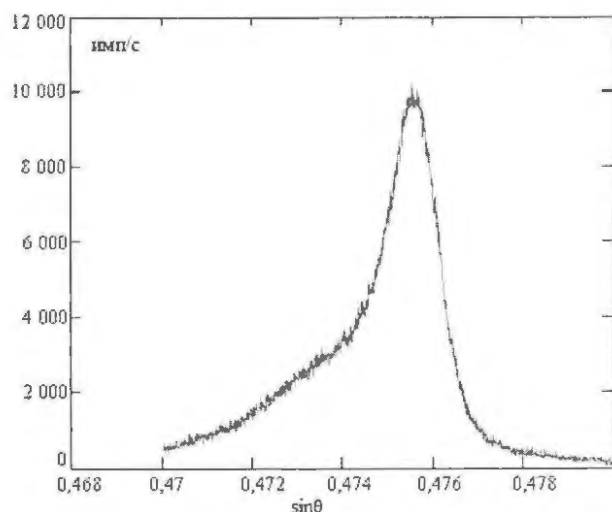


Рис. 2. Интенсивность дублета AgLa

Таблица результатов замеров интенсивностей максимума и фонов линии

Измеряемая величина	Анализируемый элемент		
	Pd	Ag	Cs
Максимум пика линии, импульсы	811 232	1 186 590	8 042 500
Фон ⁻ , импульсы	7 800	36 640	355 300
Фон ⁺ , импульсы	4 600	16 660	276 600
Фон на Si, импульсы	1 210	2 400	3 500

Замеры фона линий проводились в двух точках: со стороны меньших значений $\sin\theta$ – фон⁻ и больших значений $\sin\theta$ – фон⁺. Результаты замеров интенсивностей линий представлены в таблице. Интенсивности линий в импульсах в секунду записывались в виде числовых файлов, адекватных интенсивностям в исследуемых точках образ-

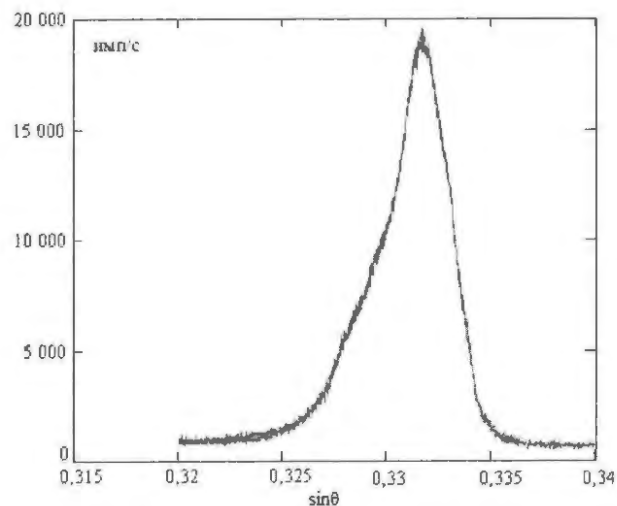


Рис. 3. Интенсивность дублета CsLa

ца. Графики интенсивностей линий PdLa, AgLa и CsLa приведены на рис. 1...3, из которых видно, что абсолютные минимумы фона линий достигаются в областях справа от максимумов линий при $\sin\theta > 0,506$, $0,480$ и $0,340$, соответственно.

Слева на пиках интенсивностей дублетов La (рис. 1...3) заметны точки перегиба кривых. Известно [8], что линии La элементов Pd, Ag и Cs – дублеты и включают линии: PdLa₁ ($\lambda = 4,368 \text{ \AA}$), PdLa₂ ($\lambda = 4,376 \text{ \AA}$); AgLa₁ ($\lambda = 4,154 \text{ \AA}$), AgLa₂ ($\lambda = 4,163 \text{ \AA}$); CsLa₁ ($\lambda = 2,892 \text{ \AA}$) и CsLa₂ ($\lambda = 2,902 \text{ \AA}$), соответственно. Из рисунков видно, что разрешение линий зависит от длины волны.

Линии AgLa₁ и AgLa₂, CsLa₁ и CsLa₂ разрешаются более слабо, что связано с большими абсолютными разностями (Δ_1 и Δ_2 , соответственно) между величиной межплоскостного расстояния кристалла-анализатора PET ($d = 4,371 \text{ \AA}$) и длинами волн линий дублетов. Для дублета LaPd (PdLa₁ и PdLa₂) разности Δ_1 и Δ_2 равны $0,003 \text{ \AA}$ и $0,005 \text{ \AA}$, соответственно, что на порядки меньше, чем разности Δ_1 и Δ_2 для Ag и Cs – $0,217$, $0,208$ и $1,479$, $1,369$, соответственно, поэтому линии PdLa₁ и PdLa₂ разрешаются лучше.

Предел обнаружения элемента – наименьшая концентрация элемента, которую методически можно обнаружить с вероятностью 67 %. Значение предела обнаружения определяется в работе [9] интенсивностью линии в точках максимума и миниму-

ма линии эталона ($N_{\text{эт}}$, $N_{\text{ф}}$) и средними значениями интенсивностей линии в точках на эталоне “слева” – фон⁻ и “справа” – фон⁺. По результатам работы [10] $C_{\text{мин}}$ можно рассчитать по целому ряду формул. Наиболее простой вид предложен в работе [9]:

$$C_{\text{мин}} = C_{\text{эт}} K \sqrt{2N_{\text{ф}}} / (N_{\text{эт}} - N_{\text{ф}}) \quad (1)$$

и в статье [10]:

$$C_{\text{мин}} = C_{\text{эт}} K N \cdot \sqrt{2} / (N_{\text{эт}} \cdot \sqrt{N_{\text{фмат}}}), \quad (2)$$

где $N_{\text{эт}}$ – интенсивность пика линии на эталоне; $N_{\text{ф}}$ – интенсивность фона линии на эталоне; $N_{\text{фмат}}$ – интенсивность максимума линии анализируемого элемента при установке матрицы; $C_{\text{эт}}$ – концентрация элемента в эталоне; K – квантиль.

При $K = 1$ значение $C_{\text{мин}}$ равно *пределу обнаружения* элемента – концентрации элемента в матрице, которую можно обнаружить с вероятностью 67 %. Аналогично, при $K = 2$ вероятность обнаружения элемента составляет 95 %. При $K = 3$ вероятность обнаружения элемента равна 99 %, а при $K = 6$ можно достоверно определять элемент и вести расчёты концентрации.

Формула (1) отличается от (2) использованием для расчёта $C_{\text{мин}}$ только результатов замера *интенсивностей линии на эталоне*: пика и фона. В формуле (2) учитываются результаты замера интенсивности линии (в точке максимума) *от исследуемой матрицы и интенсивность пика линии на эталоне*. Учет фона от матрицы в формуле (2) считается приоритетным, а учет фона от эталона не учитывается. Анализ количественного отличия приведен ниже.

Расчёт *предела обнаружения* можно вести и по предлагаемой авторами статьи формуле

$$C_{\text{мин}} = C_{\text{эт}} \alpha N_{\text{ф}} / (N_{\text{эт}} \cdot \sqrt{N_{\text{фмат}}}), \quad (3)$$

учитывающей все физические величины: $N_{\text{эт}}$, $N_{\text{ф}}$ и $N_{\text{фмат}}$. Формула (3) может быть согласована с формулами (1) и (2) при различных значениях α путем сравнения для разных значений времени t измерения интенсивности.

При $\alpha = 0,386$ и замене $N_{\text{эт}}$, $N_{\text{ф}}$ и $N_{\text{фмат}}$ на $(t/t_{\text{экс}})N_{\text{эт}}$, $(t/t_{\text{экс}})N_{\text{ф}}$ и $(t/t_{\text{экс}})N_{\text{фмат}}$, соответственно, где t изменяется в пределах от 10 до

2 000 с, расчёты по формулам (1) и (3) для Ag полостью совпадают, а расчёты по формуле (2) будут отличаться. При замене в формуле (1) $N_{\text{ф}}$ на $N_{\text{фмат}}$ результаты расчёта по формулам (1) и (2) полностью совпадают, что дает основания утверждать, что при расчёте предела обнаружения зависимость от $N_{\text{фмат}}$ становится существенной, а результаты расчёта по формуле (2) будут точнее (подробно отмечено в работе [10]).

Для расчёта предела обнаружения элементов Ag, Pd и Cs в матрице Si использованы результаты замера интенсивности линии и фонов элементов и матрицы (таблица). Результаты расчёта пределов обнаружения $C_{\text{мин}}$ элементов Ag, Pd и Cs по формуле (1): 140 *ppm* (0,014 вес. %), 200 *ppm* (0,02 вес. %) и 100 *ppm* (0,01 вес. %). Те же расчёты по формуле (2) дают 61 *ppm* (0,006 вес. %), 46 *ppm* (0,0046 вес. %), 10 *ppm* (0,001 вес. %), соответственно.

Проведенные оценки показывают существенное различие пределов обнаружения элементов в зависимости от применяемых соотношений, что указывает на необходимость учета как фона матрицы, так и фона пика линии. Более точная информация о влиянии рассматриваемых фонов на пределы обнаружения может быть получена при использовании эталонов с заданной низкой концентрацией исследуемого элемента в исследуемой матричной фазе.

3. Оценка возможности применения модернизированного микрозонда MAP-3 для исследования МТ

Для оценки возможностей использования модернизированного микрозонда выполнены тестовые эксперименты на модельном образце МТ. Исследуемый образец – микротвэл диаметром ~ 600 мкм с керном из ZrO_2 . Модельный микротвэл состоит из керна и четырех сферических оболочек (рис. 4), различающихся по химическому составу. Две оболочки изготовлены из PuS : одна, примыкающая к керну, имеет толщину ~ 55 мкм, другая оболочка толщиной ~ 70 мкм. Оболочка из кремния имеет толщину ~ 30 мкм, а внешняя оболочка толщиной

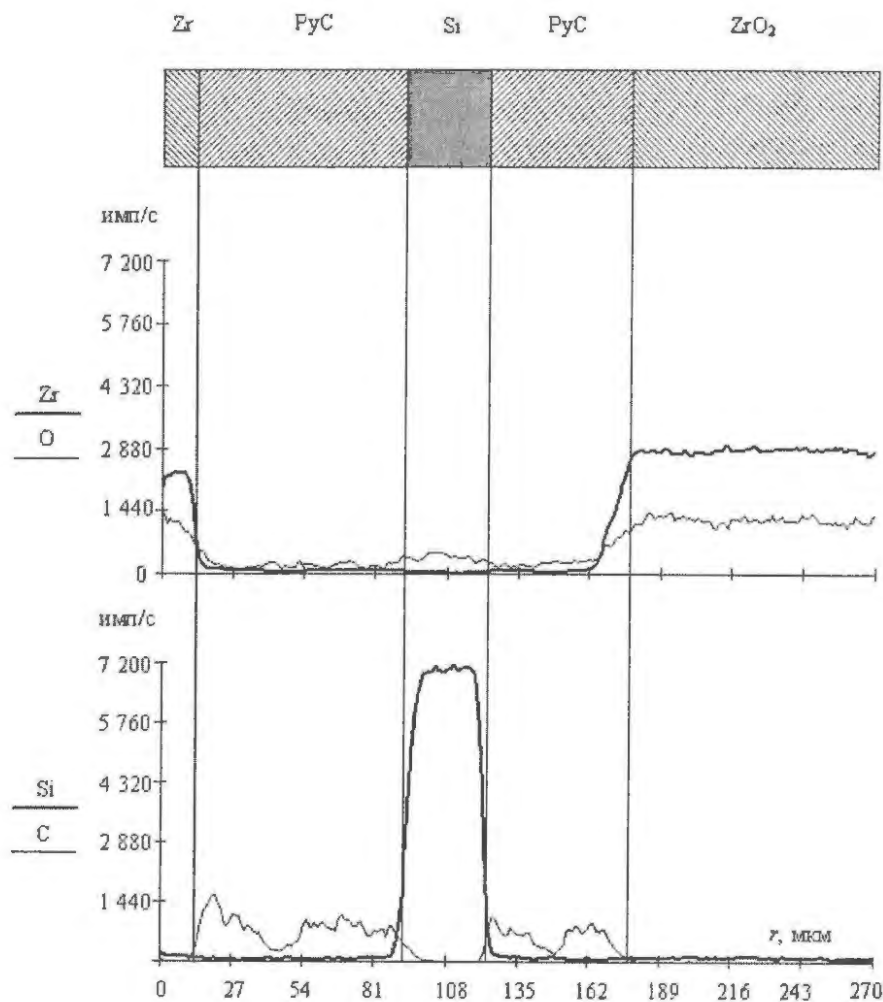


Рис. 4. Распределение интенсивностей х.р.и. элементов Zr, Si, C и O в оболочках и керне МТ: r – расстояние по радиусу МТ от периферии к центру

~ 15 мкм изготовлена из циркония.

Поскольку нас интересовала возможность регистрации кислорода для изучения процессов окисления различных слоев МТ, в частности, слоя геттера кислорода в реальных МТ, проведено предварительное окисление исследуемого образца. Микротвэл помещали в тигель и прогревали в атмосфере двуокси углерода при давлении 1,1 атм. и температуре 1 300 К в печи типа СШВЛ-0,6×2/25 в течение 1 часа.

После высокотемпературного прогрева микротвэл заливали слоем токопроводящего клея и по стандартной методике изготавливали шлиф диаметрального сечения слоев МТ. Начальная точка микроанализа выбиралась на внешней оболочке МТ. Замер интенсивности проводился при диаметре пучка 1 мкм и ускоряющем напряжении $V =$

$= 25\ 000$ В. Скорость перемещения образца – 1,875 мкм/с.

Линии SiK α и ZrL α анализировали на кристалле PAP, линии OK α и SK α – на рентгеновском зеркале. Интенсивности в импульсах в секунду записывались на плате сбора данных в виде числовых файлов. Результаты замеров интенсивностей х.р.и. представлены графически на рис. 4.

Применяя программу PAP и учитывая присутствие только Zr и O в центре керна МТ, можно построить зависимость К-отношений O и Zr по всему диаметру МТ. Аналогично, учитывая отсутствие O и Zr на участках в слое Si, можно рассчитать К-отношения элементов C и Si по диаметру МТ. По известным К-отношениям для примера рассчитаны весовые концентрации элементов в точке 120 мкм, в диффузионной зоне

первого PyC и Si слоев: Si – 49,8 вес. %; Zr – 0,4 вес. %; C – 38,8 вес. %; O – 11,0 вес. %.

Закключение

Пределы обнаружения элементов Pd, Ag и Cs при использовании метода локального рентгеноспектрального анализа достигают значений 61 ppm (0,0061 вес. %), 46 ppm (0,0046 вес. %) и 10 ppm (0,001 вес. %), соответственно. Для дальнейшего понижения предела обнаружения элементов рекомендуется применять рентгеновские зеркала с периодами решеток, равными 2,892 Å, 4,154 Å и 4,368 Å для элементов Cs, Ag и Pd, соответственно. В области длин волн от 5 до 12 Å зеркала уже существуют [6, 7].

Установка качественных зеркал с более высокими коэффициентами отражения понизит пределы обнаружения элементов до значений порядка нескольких единиц *ppm*. Желательно также использовать математическую программу по разделению спектральных линий дублетов *La*. Применение рентгеновского зеркала в спектрометрах MAP-3 дает количественную информацию о содержании углерода и кислорода в слоях МТ. Таким образом, модернизированный спектрометр MAP-3 может использоваться при проведении модельных экспериментов и в процедурах контроля качества при аттестации МТ, содержащего геттеры кислорода на основе карбидов кремния и циркония.

Список литературы

1. *Ponomarev-Stepnoy N.N., Ivanov A.S., Rusinkevich A.A., Belov G.V.* Peculiarities of Fission Products Transport in HTGR Coated Fuel Particles at High Burnup Levels / Proc. of HTR 2010, Prague, Czech Republic, October 18-20, 2010, p. 33.
2. *Ponomarev-Stepnoy N.N., Makarov V.M., Ivanov A.S. et al.* Evaluation of the Thermodynamics of Deep Burnup HTGR Fuel with Plutonium Kernels. Proc. of HTR2008, 4th Int. Topical Meeting on High Temperature Reactor Technology, September 28 – October 1, 2008, Washington, DC, USA, HTR2008-58081.
3. *Reed S.J.B., Romanenko I.M.* Electron Probe Microanalysis // Advanced Mineralogy. v. 2. Methods and Instruments, (Ed. Marfunin A.S.) Springer-Verlag Berlin, Heidelberg. 1995. P. 240.
4. *Pouchou J.I., Pichoir F.* Basic expression of "PAP" computation for quantitative EPMA // Proc. of 11th Int. Congr. on X-Ray Optics and Microanalysis, Canada-London, 1986. P. 249–253.
5. *Dockestein A., Stadhouders A.M., Stols A.L.H. and Roomans G.M.* A comparison of ZAF correction methods in quantitative X-Ray microanalysis of light-element specimens // Ultramicroscopy, 1983, v. 12, № 1-2, p. 65–68.
6. *Kopylets I.A., Baturin A.A., Mikhailov I.F.* Multilayer X-ray mirrors Mo-B₄C – new crystals-analyzers for wavelength range of 5 to 12 Å // Functional Materials, 2007, 14, № 3, p. 392.
7. *Михайлов И.Ф., Батурич А.А., Бугаев Е.А.* Определение углерода в сталях на портативной рентгеноспектральной аппаратуре // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 2007, т. 73, № 10, с. 26.
8. *Johnson G.G., Jr., and White E.W.* X-Ray Emission Wavelengths and KEV Tables for Non-diffractive Analysis, ASTM Data Series DS 46. American Society for Testing and Materials, 1970.
9. *Theisen R.* Quantitative electron microprobe analysis. Berlin: Springer, 1965.
10. *Романенко И.М.* Расчет предела обнаружения в рентгеноспектральном анализе и его связь с отношением аналитического сигнала к фоновому // Журн. аналит. химии, 1986. т. 41. вып. 5, с. 1177–1182.

Контактная информация –

Чурин Валентин Александрович, и. с., тел.:
8(905)743-42-11, E-mail: churin@dhtp.kiae.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 75–81.

Осаждение продуктов деления ядерного топлива во вне реакторных петлевых испытаниях

И.В. Васильев, А.С. Иванов,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 20.12.2010 г.

Рассматривается задача о переносе и осаждении продуктов деления из потока газа на внутреннюю поверхность прямой трубы конечных размеров, приводятся формулы для расчёта распределения продуктов деления в газе и на поверхности по длине трубы в зависимости от времени. Разработана расчётная методика для определения скорости осаждения атомов на поверхность трубы, а также методика оценки минимального числа атомов на см^2 поверхности трубы, которое возможно уверенно измерить при регистрации накопленной активности на поверхности трубы. Полученная расчётная методика использована в проекте модернизации циркуляционного гелиевого стенда для выполнения программы вне реакторных петлевых испытаний по технологии транспорта продуктов деления модульного гелий-охлаждаемого реактора с газотурбинной установкой.

Ключевые слова: высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы, продукты деления, перенос, аккомодация, осаждение, десорбция, диффузия в материал стенки, загрязнение контура теплоносителя.

Deposition of Fission Products of Nuclear Fuel in Out-Pile Loop Tests. I.V. Vasil'ev, A.S. Ivanov, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

The problem of the transfer and deposition of fission products from a gas stream on an internal surface of a direct pipe of the restricted sizes is considered, formulae for calculation of fission products distribution in gas and on a surface depending on pipe length and on time are resulted. The calculation technique has been developed for determination of speed of deposition of atoms on a pipe surface, and as a technique of an estimation of the minimum number of atoms on cm^2 of a pipe surface which we can confidently measure at registration of the accumulated activity on a pipe surface. The developed calculation is used in the project of modernization of the helium circulating loop for the program of out-pile loop tests on technology of fission products transport in the modular helium-cooled reactor with gas-turbine plant.

Key Words: High-Temperature Gas-Cooled Reactors, Fission Products, Transfer, Accommodation, Deposition, Desorption, Diffusion in a Wall Material, Pollution of a Contour of the Heat-Carrier.

Введение

В задачах, связанных с постановкой и проведением исследований на петлевых установках, нужен более точный учет процессов, определяющих перенос радиоактивных нуклидов в газовом потоке и осаждение их на поверхности тракта. В настоящее время эти задачи оказались актуальными в связи с планируемой модернизацией циркуляционного гелиевого стенда (ЦГС) НИЦ "Курчатовский институт", необходимой для решения задач по переносу продуктов деления ядерного топлива.

В данной работе приводятся основные уравнения исходной модели переноса и осаждения, приводятся нужные для расчёта характеристики и экспериментальные параметры отдельных процессов. Разработана

методика для расчёта распределения активности продуктов деления в теплоносителе и на поверхности по длине контура в зависимости от времени при изотермическом течении газа. Принципиальная схема ЦГС изображена на рис. 1.

При модернизации стенда встает ряд вопросов, требующих детального рассмотрения, а именно, вопросы об определении скорости осаждения радионуклидов, о регистрации накопленной активности, об оценке необходимой мощности источника, о фильтрации газового потока и вопросы безопасности эксплуатации стенда. Понимание процесса осаждения продуктов деления из газового потока на стенку трубы является ключевым и дает возможность ответить на эти вопросы.

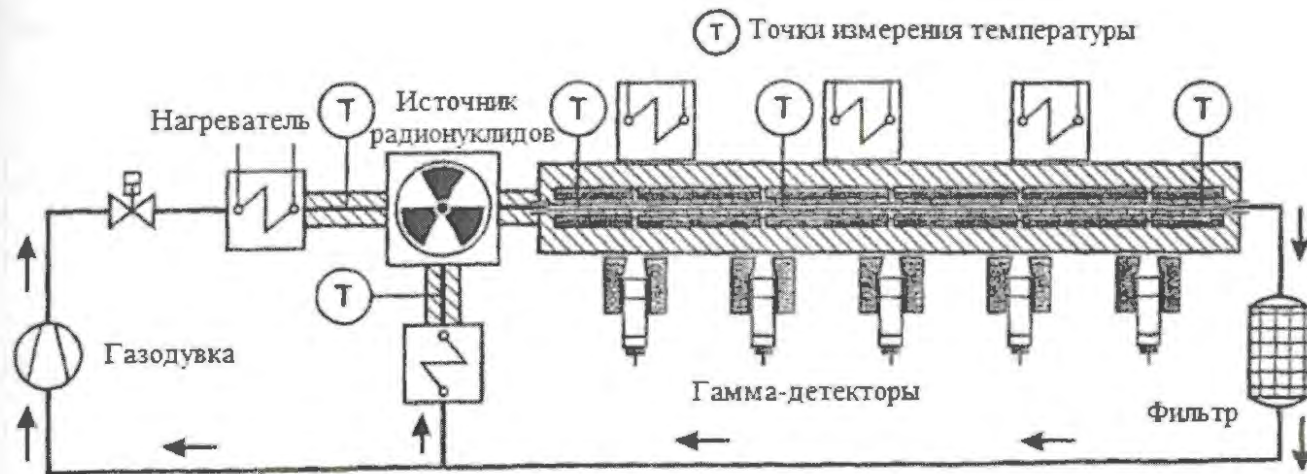


Рис. 1. Принципиальная схема циркуляционного стенда

Теоретические методы для расчёта скорости осаждения продуктов деления из газового потока на стенку трубы, подходящие к описанию вне реакторных петлевых испытаний, рассмотрены в ряде статей [1...3]. На базе развитых там моделей проведено исследование накопления продуктов деления на стенке трубы.

Изучение разных подходов уточнило математическую постановку задачи для более детального учета всех процессов в механизме переноса и осаждения и выбрало метод, который, во-первых, при определенных допущениях дает достаточно корректную оценку количества осевших в контуре продуктов деления и, во-вторых, обеспечивается в должной степени необходимым набором экспериментальных физических параметров.

1. Методика расчёта осаждения и ее применение

Процесс переноса и осаждения продуктов деления рассматривается для случая установившегося течения газового теплоносителя в прямой однородной трубе (диаметром d) в направлении x с постоянной скоростью V . За основу взята трехслойная модель [1], схематично представленная на рис. 2. Площадь A поперечного сечения и периметр Π постоянны по всей длине трубы. Концентрация примеси на входе в трубу постоянна и равна N_0 .

Исследуется изменение концентрации частиц в газе — $N(x, t)$ и на поверхности — $M(x, t)$ по длине трубы в зависимости от времени. Концентрация $N(x, t)$ является средней по сечению трубы вплоть до пограничного слоя (слой 2 на рис. 2). Концентрация атомов в пограничном слое линейно уменьшается от $N(x, t)$ до $N_w(x, t)$ — концентрации в пристеночном слое (слой 3 на рис. 2). Система уравнений, описывающая рассматриваемую модель, имеет вид [1]

$$\frac{\partial N}{\partial t} + V \frac{\partial N}{\partial x} + \frac{4}{d} h(N - N_w) + \lambda N = 0; \quad (1)$$

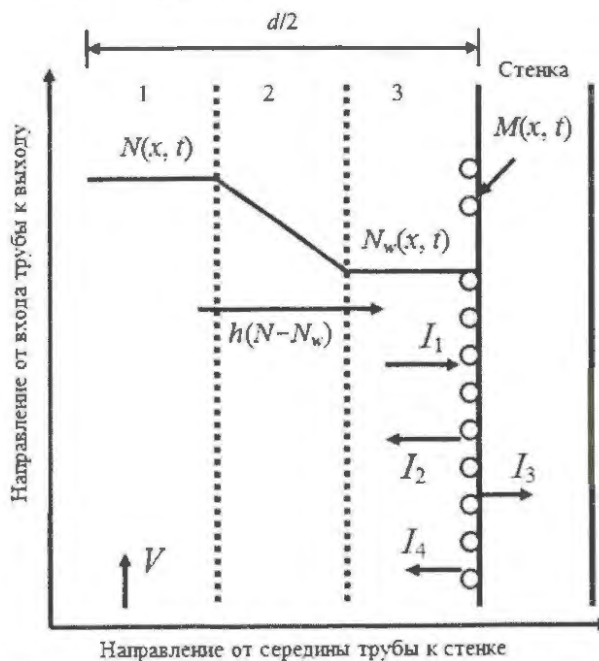


Рис. 2. Схематичное изображение модели осаждения

$$h(N - N_w) + vM - \sigma KN_w = 0; \quad (2)$$

$$\partial M / \partial t + (\lambda + v)M - \beta \sigma KN_w = 0; \quad (3)$$

$$K = \sqrt{k_B T / (2\pi m)}; \quad (4)$$

$$N(0, t) = N_0; \quad (5)$$

$$M(x, 0) = 0. \quad (6)$$

Уравнение (1) описывает изменение концентрации $N(x, t)$ частиц в газе в слое объемного течения (слой 1 на рис. 2). Концентрацию $N_w(x, t)$ можно определить, записав уравнение для потока частиц через гипотетическую поверхность раздела между областью объемного течения и пограничным слоем. Уравнение (2) представляет собой условие шивания на границе пограничного слоя. Предполагается, что в пограничном слое нет накопления частиц и его объем пренебрежимо мал, т.е. $\delta \Pi \ll A$. Соотношение (3) описывает изменение концентрации $M(x, t)$ частиц на поверхности трубы. Соотношения (5) и (6) представляют собой граничные и начальные условия.

Соответствующие рис. 2 потоки атомов определяются следующим образом:

$I_1 = \beta \sigma KN_w$ – поток атомов на стенку; $I_2 = (1 - \sigma)KN_w$ – поток атомов, отраженных от стенки; $I_3 = (1 - \beta)\sigma KN_w$ – поток атомов, проникающих в стенку; $I_4 = (\lambda + v)M$ – сток атомов со стенки вследствие радиоактивного распада и десорбции.

Здесь h – коэффициент массопереноса [4, 5]; D – коэффициент диффузии продуктов деления [6, 7]; K – коэффициент выведения на стенку (задается соотношением (4)) [8]; k_B – постоянная Больцмана; m – масса частицы; σ – коэффициент аккомодации [4]; v – коэффициент десорбции [9]; λ – постоянная распада; $1 - \beta$ – коэффициент проницаемости [5].

Произведены численный анализ данной задачи и расчёт концентрации осевших атомов на стенке в зависимости от исходных параметров задачи. Необходимые для расчёта данные представлены в табл. 1. Проведено сравнение скорости осаждения для разных моделей в случае, соответствующем эксплуатации модернизированного ЦГС (см. рис. 1). На рис. 3 представлено сравнение расчёта концентрации для разных мо-

делей при одинаковых параметрах системы. Время испытаний 1 час.

Т а б л и ц а 1. Необходимые расчётные данные

Параметр	Величина
Скорость, см/с	1000
Диаметр трубы, см	5
Давление газа, атм	10
Коэффициент аккомодации	1
Молярная масса изотопа, г/моль	110
Температура газа, К	1 173
Масса граммоллекулы газа, а.е.м.	4
Характерный размер атома изотопа, нм	0,288
Характерный размер атома газа, нм	0,062
Начальная концентрация изотопа на входе, см ⁻³	6,18 · 10 ⁸
Постоянная распада изотопа, с ⁻¹	32 · 10 ⁻⁹
Шаг по времени, с	40
Время опыта, с	3 600
Шаг по длине, см	1
Длина трубы, см	200

Видно, что для двух моделей концентрация частиц при расчёте получается практически одинаковой и прослеживается экспоненциальная зависимость концентрации частиц, осевших на стенке, от расстояния от входа в трубу. Но для 3-й модели зависимость концентрации частиц, осевших на стенке, от расстояния от входа в трубу, скорее, имеет линейный характер, а сама величина концентрации разнится где-то в 2 раза по сравнению с 2-мя другими моделями.



Рис. 3. Сравнение расчёта концентрации для разных моделей при одинаковых параметрах системы, время испытания 1 час



Рис. 4. Сравнение расчёта концентрации для разных моделей при одинаковых параметрах системы, время испытания 10 часов

В целом, интегрально, количество осевших частиц на поверхность трубы совпадает для всех трех моделей.

На рис. 4 представлено сравнение расчёта концентрации для разных моделей при одинаковых параметрах системы. Время испытаний 10 часов. Видно, что с увеличением времени испытания для двух моделей концентрации частиц при расчёте получаются одинаковыми и все также прослеживается экспоненциальная зависимость концентрации частиц, осевших на стенке, от расстояния от входа в трубу. Но для 3-й модели зависимость концентрации все еще имеет почти линейный характер.

Как видно из приведенного выше сравнения, получена оценка на концентрацию атомов, осевших на стенку, и соответственно отсюда может быть рассчитана скорость осаждения, а именно, количество адсорбируемых атомов на см^2 поверхности трубы в секунду. Так может быть вычислена достоверная оценка скорости осаждения продуктов деления в условиях, предполагаемых во время работы модернизированного ЦГС

Так как получаемые величины по порядку совпадают, то трехслойная модель, взятая как основная, подтверждается результатами расчётов по другим моделям. Таким образом, скорость осаждения при таких параметрах системы может быть оценена как $5 \cdot 10^9$ атомов на см^2 поверхности трубы. Соответственно, оценив скорость осаждения серебра, можно перейти к реше-

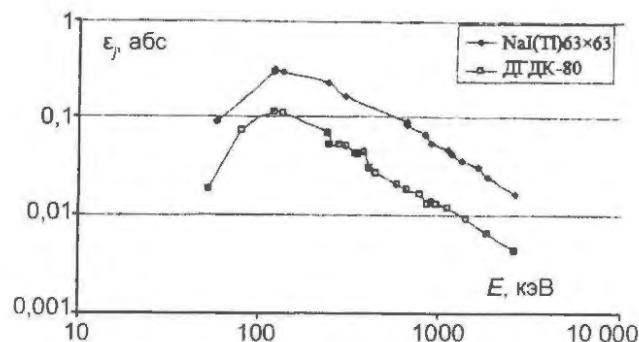


Рис. 5. Общий вид градуировочных характеристик по эффективности регистрации гамма-излучения: NaI(Tl)63x63 – сцинтилляционный детектор с кристаллом размера 63x63 мм, ДГДК-80 – германиево-литиевый полупроводниковый гелиевый детектор

нию вопроса о регистрации накопленной активности на поверхности трубы

2. Регистрация накопленной активности

Базовым вопросом, решение которого необходимо для реализации поставленной задачи модернизации ЦГС, служат выбор мощности источника и возможность регистрации излучения за приемлемое время в заданных условиях эксперимента. Приведем оценку характерных параметров.

Общий вид градуировочных характеристик по эффективности регистрации гамма-излучения для спектрометров с разными размерами чувствительной области приведен на рис. 5 [10].

Измерение внешнего гамма-излучения источника проводится в тех же геометрических условиях, для которых получена градуировочная характеристика спектрометра. При этом для расчёта активности используются формулой [10] $A_j = I_j / (I_{j, \text{абс}} \epsilon_{j, \text{абс}})$, где I_j – скорость счёта j -го пика полного поглощения за вычетом фона (имп/с); $\epsilon_{j, \text{абс}}$ – эффективность регистрации фотонов j -й линии с данной энергией; $I_{j, \text{абс}}$ – выход (доля) гамма-квантов на распад для j -й линии.

Для установления минимального количества N радиоактивных атомов серебра, достаточного для их уверенного детектирования, проведем следующие выкладки. Для γ -кванта с самым большим $I_{j, \text{абс}}$ зададим I_1 ,

соответственно для остальных линий j зададим скорость счёта, равную $I_j = I_1 I_{j,abc} / I_{1,abc}$.

Таким образом, взяв несколько линий, получим несколько значений N_j с некоторой погрешностью ΔN_j . Далее посчитаем средневзвешенное значение N по полученной выборке. Если ΔN будет меньше N , то возможно уверенное детектирование этого числа атомов. Задача состоит в том, чтобы минимизировать I_1 , а соответственно и N , чтобы ΔN оставалась меньше N .

Погрешности, дающие вклад в ΔN , определяются так: погрешность $\Delta I_j = I_j^{0,5}$, так как I_j подчиняется биномиальному распределению. Погрешности остальных величин по сравнению с ΔI_j малы, потому что их значения брались из справочников. Таким образом, относительная погрешность $\Delta N_j / N_j$ будет равна $\Delta I_j / I_j$, что дает $\Delta N_j = N_j \Delta I_j / I_j$.

Значения I_j , $\epsilon_{j,abc}$, $I_{j,abc}$, ΔI_j , N_j , ΔN_j приведены в табл. 2 и 3. Величина постоянной распада серебра бралась как $3,20869 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$, $\epsilon_{j,abc}$ — из рис. 1 для NaI(Tl)63×63 [10], а величины $I_{j,abc}$ — из [11].

Таблица 2. Расчёт величин N_j и ΔN при $I_1 = 1$

I_j	$\Delta I_j / I_j$	$I_{j,abc}$	$\epsilon_{j,abc}$	N_j	ΔN_j
1	1	0,947	0,192	$1,7 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^8$
0,113	2,97	0,107	0,167	$2,0 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^8$
0,237	2,06	0,224	0,1	$3,3 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^8$
0,77	1,14	0,729	0,088	$3,7 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^8$
0,362	1,66	0,343	0,079	$4,2 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^8$
0,257	1,97	0,243	0,069	$4,8 \cdot 10^8$	$9,4 \cdot 10^8$
0,176	2,38	0,167	0,15	$2,2 \cdot 10^8$	$5,2 \cdot 10^8$
0,138	2,69	0,131	0,066	$5,0 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$

Средневзвешенное N получается $2,227 \cdot 10^8$ с $\Delta N = 0,863 \cdot 10^8$

Таким образом, видим, что минимальное число N радиоактивных атомов серебра порядка 10^8 . Теперь, оценив скорость осаждения серебра, можно сказать, когда будет возможно уверенно измерять количество атомов серебра на поверхности образцов.

При планируемых условиях эксперимента получим феноменологическую оценку скорости осаждения серебра $\sim 5 \cdot 10^9$ атомов/с на см^2 поверхности. Соответственно,

Таблица 3. Расчёт величин N_j и ΔN_j при $I_1 = 0,1$

I_j	$\Delta I_j / I_j$	$I_{j,abc}$	$\epsilon_{j,abc}$	N_j	ΔN_j
0,1	3,162	0,947	0,192	$1,7 \cdot 10^7$	$0,54 \cdot 10^8$
0,0113	9,407	0,107	0,167	$2 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^8$
0,0237	6,503	0,224	0,1	$3,3 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^8$
0,077	3,604	0,729	0,088	$3,7 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^8$
0,0362	5,255	0,343	0,079	$4,2 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^8$
0,0257	6,244	0,243	0,069	$4,8 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$
0,0176	7,538	0,167	0,15	$2,2 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^8$
0,0138	8,513	0,131	0,066	$5 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^8$

Средневзвешенное N получается $2,24 \cdot 10^7$ с $\Delta N = 2,36 \cdot 10^7$

чтобы получить на см^2 минимальное уверенно детектируемое число радиоактивных атомов серебра при доле радиоактивных атомов в источнике от 10^{-5} до 0,1 %, надо проводить эксперимент от $10^8 / (5 \cdot 10^2)$ до $10^8 / (5 \cdot 10^6)$ с, т.е. время варьируется от нескольких секунд до 56 часов.

Следует отметить, что при использовании источника максимальной рассматриваемой мощности, содержащего 0,1 % активных атомов серебра, имеется возможность получения информации о кинетике осаждения при существенно более низких парциальных давлениях паров серебра ($\sim 10^{-13}$ атм).

Итак, при проектируемом источнике можно варьировать в достаточно широких пределах его мощность, парциальное давление паров исследуемого изотопа и время работы установки, необходимое для уверенной регистрации количества осевших атомов.

Заключение

1. Проведено сравнение скорости осаждения для различных моделей. По результатам сравнения получено, что средняя скорость осаждения в условиях, предполагаемых для работы ЦГС, по порядку величины совпадает для всех моделей и может быть использована в качестве достоверной вели-

чины для решения ключевых вопросов модернизации стенда.

2. Показано, что скорость осаждения атомов на поверхность трубы для приведенных значений параметров составляет $5 \cdot 10^9$ атомов/с на см^2 .

3. Проведено исследование возможности регистрации накопленной активности в рабочем участке. Показано, что для ^{110}Ag минимальная поверхностная плотность атомов, которую можно уверенно измерить, равняется 10^8 см^{-2} . При этом время, необходимое для получения достоверного измерения, варьируется в пределах от нескольких секунд до 56 часов в зависимости от мощности источника.

4. Получена оценка необходимой мощности источника в зависимости от заданной скорости осаждения и возможностей регистрации. Доля радиоактивных атомов в нем может варьироваться от 10^{-5} до $10^{-1} \%$.

Список литературы

1. *Kitahara Tanemichi, Yokoo Hiroshi, Kaieda Keisuke et al.* Effect of Flow Rate on Fission-Product Deposition from High-Temperature Gas Streams // J. of Nucl. Sci. and Technol., 1976, 13(3), p. 111–118.
2. *Ozsisik M.N.* A Heat/Mass Analogy for Fission-Product Deposition from Gas Streams // Nucl. Sci. and Engin., 1964, 19, p. 164–171.
3. *Venerus Ernest R. and Ozsisik M. Necati.* Theoretical Investigations of Fission Product Deposition from Flowing Gas Streams // Ibid., 1966, 26, p. 122–130.

4. *Ozsisik M.N.* An analytical model for fission product transport and deposition from gas streams. ORNL-3379. August 9, 1963.

5. *Iniotakis N.* Filterkonzept für Spaltprodukte im Hauptkühlkreislauf von HTR's. Jul-1353. Dezember, 1976.

6. *Epstein L.F. and Evans T.F.* Deposition of matter from a flowing stream. 1. General relations and equations. GEAP-4140. December 1, 1962.

7. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматлит, 1967.

8. *Даниэльс Ф. и Альберти Р.* Физическая химия. М.: Высшая школа, 1967.

9. *Venerus E.R. and Ozsisik M.N.* Theoretical investigations of fission product deposition from flowing gas streams. American Nuclear Society. Winter Meeting. November 15-18, 1965.

10. *Бетенков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д.* Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.

11. *Машкович В.П., Кудрявцева А.В.* Защита от ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1995.

Контактная информация –

Иванов Александр Сергеевич, проф., тел.: (499) 196-72-38, e-mail: asi.kiae@gmail.com;
Васильев Игорь Владимирович, аспирант, тел.: (499)196-71-86, (926)267-33-04, e-mail: fnti@mail.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 82–87.

Эффективность совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе

И.А. Белов, Ю.Ф. Чернилин, П.Н. Алексеев,

НИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 05.03.2011 г.

Цель работы – сравнительный анализ термодинамической и экономической эффективности совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе. Приведена методика оценки термодинамической и экономической эффективности совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной энергетике и в энергетике на органическом топливе. На основе данной методики выполнены качественные расчёты эффективности производства энергии и проведен сравнительный анализ полученных результатов. Используемые для сравнения стоимостные показатели электроэнергии, тепла и топлива основаны на действующих тарифах.

Ключевые слова: тепловая и атомная электростанции (ТЭС, АЭС), теплоэлектроцентраль (ТЭЦ, АТЭЦ), термодинамическая и экономическая эффективность.

Efficiency of Cogeneration and Separate Generation of Electric and Thermal Energy in Nuclear and Organic Power. I.A. Belov, Yu.F. Chernilin, P.N. Alekseev, NRC "Kurchatov Institute", 1, Kurchatov Sq., Moscow, 123182.

The work purpose – the comparative analysis of thermodynamic and economic efficiency of cogeneration and separate generation electric and thermal energy in nuclear and organic power. The methodology of an estimation thermodynamic and economic efficiency of joint and separate manufacture of electric and thermal energy in nuclear power and in power on organic fuel is resulted. On the basis of the given methodology the qualitative calculations of efficiency of a production of energy are executed and the comparative analysis of the received results is carried out. Applied cost indexes of the electric power, heat and fuel are grounded on acting tariffs.

Key Words: Thermal and Nuclear Power Plant, District Heating and Electricity Production Power Plant, District Heating and Electricity Production Atomic Power Plant, Thermodynamic and Economic Efficiency.

Введение

Исторически первым является отдельный способ получения электрической и тепловой энергии на электростанциях и в котельных, работающих на органическом или ядерном топливе. Однако справедливо считается, что значительно уменьшить общее потребление топлива можно путем организации оптимального режима совместного производства электрической и тепловой энергии на теплоэлектроцентралях (ТЭЦ или атомных ТЭЦ – АТЭЦ).

Формирование системы коммунально-бытового теплоснабжения в нашей стране базируется на использовании ТЭЦ как основной структурной составляющей. Доля тепловой энергии, произведенной на ТЭЦ, в общем объеме производства в настоящее

время составляет ~ 32 % (~ 640 млн Гкал в год или в переводе на газ ~ 82 млрд м³ газа в год). Современные теплофикационные турбины в оптимальном режиме на производство электроэнергии расходуют ~ 55 %, а на производство низкопотенциального тепла ~ 45 % общего расхода топлива.

Развитие тепло- и электроснабжения на период до 2030 г. предусматривает дальнейшее увеличение доли энергоустановок с совместным производством электрической и тепловой энергии (ТЭЦ, АТЭЦ). Но при больших масштабах коммунально-бытового теплоснабжения применение ТЭЦ при определенных условиях их эксплуатации может оказаться экономически убыточным.

С термодинамической точки зрения совместное производство электрической и тепловой энергии и в ядерной, и в традици-

онной энергетике на органическом топливе имеет очевидное преимущество – максимальное использование тепловой энергии топлива. Однако термодинамическое обоснование с точки зрения экономии топлива не учитывает стоимостные показатели производимой продукции – электричества и низкотемпературного тепла. По термодинамической методике, применяемой в статье или аналогичной ей, в середине прошлого века принималось решение о целесообразности сооружения ТЭЦ. Общеизвестные сейчас методики с учетом стоимости капитала в то время еще не использовались.

Современные методики с учетом стоимости капитала основаны на вычислении таких показателей, как чистый дисконтированный доход, индекс доходности дисконтируемых затрат, индекс доходности инвестиций, внутренняя норма доходности, дисконтированный срок окупаемости инвестиций. Общеизвестными методиками служат также методики без учета стоимости капитала с вычислением таких показателей, как прибыльность продаж, простая норма прибыли на инвестиции, простой срок окупаемости инвестиций, точка безубыточности, точка платежеспособности.

Для расчетов этих показателей и осуществления на их основе сопоставительных оценок различных инвестиционных проектов требуются исходные данные, которые имеют сильную временную зависимость и большую степень неопределенности, а иногда волюнтаризма. Большую степень неопределенности имеют соответственно и рассчитываемые разнообразными показателями. Эти методики используются для оценок конкретных инвестиционных проектов, причем выбор на их основе решения в пользу того или иного варианта проекта часто бывает затруднителен.

Для сопоставительных оценок в целом различных способов производства электрической и тепловой энергии по разным технологиям эти методики, как правило, не применяются. В данной работе предпринята попытка дополнительно к термодинамическому анализу использовать методику сравнительного анализа экономической эф-

фективности совместной и отдельной выработки электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе с применением общепринятых стоимостных показателей – региональных тарифов. В настоящей работе используются стоимостные показатели, основанные на действующих региональных тарифах [1...7].

Таким образом, для сравнения совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе применены два подхода (две методики) – термодинамический с точки зрения расхода топлива и экономический (или технико-экономический) с точки зрения доходности от продажи электроэнергии и тепла.

1. Совместное и отдельное производство электрической и тепловой энергии

Эффективность ТЭЦ оценивается по разным методикам [8...12]. Общеизвестной и наиболее представительной считается оценка с точки зрения экономии топлива:

$$X = \frac{B_{ТЭС} + B_{кот}}{B_{ТЭЦ}} = \frac{\eta_{ТЭЦ}^2}{\eta_{ТЭС}} + \frac{\eta_{ТЭЦ}^1}{\eta_{кот}} \quad (1)$$

Здесь X – термодинамическая эффективность производства на ТЭЦ по сравнению с отдельной выработкой электрической и тепловой энергии на ТЭС и в котельных;

$B_{ТЭС}$, $B_{кот}$, $B_{ТЭЦ}$ – годовой расход топлива (энергия, выделяющаяся при его сгорании) на ТЭС, в котельной и на ТЭЦ, соответственно (Дж или т усл.топл.);

$\eta_{ТЭЦ}^2 = P_{ТЭЦ} / B_{ТЭЦ}$, $\eta_{ТЭЦ}^1 = Q_{ТЭЦ} / B_{ТЭЦ}$ – к.п.д. ТЭЦ по выработке соответственно электрической и тепловой энергии;

$\eta_{ТЭС} = P_{ТЭС} / B_{ТЭС}$, $\eta_{кот} = Q_{кот} / B_{кот}$ – электрический к.п.д. ТЭС и тепловой к.п.д. котельной, соответственно; $P_{ТЭЦ}$ и $P_{ТЭС}$ – годовая выработка электрической энергии на ТЭЦ и ТЭС, соответственно (Дж или т усл.топл.); $Q_{ТЭЦ}$ и $Q_{кот}$ – годовая выработка тепловой энергии на ТЭЦ и в котельной, соответственно (Дж или т усл.топл.).

Формула (1) получена при условии равенства выработки электрической и тепловой энергии: $P_{ТЭЦ} = P_{ТЭС}$, $Q_{ТЭЦ} = Q_{кот}$.

Для ядерной энергетики при сравнении совместного (на АТЭЦ) и отдельного (на АЭС и АСТ) производства электрической и тепловой энергии используется аналогичная формула

$$X^* = \frac{B_{АЭС} + B_{АСТ}}{B_{АТЭЦ}} = \frac{\eta_{АТЭЦ}^e}{\eta_{АЭС}} + \frac{\eta_{АТЭЦ}^t}{\eta_{АСТ}} \quad (2)$$

Здесь X^* – термодинамическая эффективность производства на АТЭЦ по сравнению с отдельной генерацией электрической и тепловой энергии на АЭС и АСТ;

$B_{АЭС}$, $B_{АСТ}$, $B_{АТЭЦ}$ – годовой расход топлива (энергия, выделяющаяся при его сгорании) на АЭС, АСТ и АТЭЦ, соответственно (Дж или т усл.топл.); $\eta_{АТЭЦ}^e = P_{АТЭЦ}^e / B_{АТЭЦ}$,

$\eta_{АТЭЦ}^t = Q_{АТЭЦ} / B_{АТЭЦ}$ – к.п.д. АТЭЦ по выработке соответственно электрической и тепловой энергии; $\eta_{АЭС} = P_{АЭС} / B_{АЭС}$,

$\eta_{АСТ} = Q_{АСТ} / B_{АСТ}$ – электрический к.п.д. АЭС и тепловой к.п.д. АСТ, соответственно; $P_{АТЭЦ}$ и $P_{АЭС}$ – годовая выработка электрической энергии на АТЭЦ и АЭС, соответственно (Дж или т усл.топл.); $Q_{АТЭЦ}$ и $Q_{АСТ}$ – годовая выработка тепловой энергии на АТЭЦ и АСТ, соответственно (Дж или т усл.топл.).

Формула (2) получена также при условии равенства выработки электрической и тепловой энергии: $P_{АТЭЦ} = P_{АЭС}$, $Q_{АТЭЦ} = Q_{АСТ}$.

При $X > 1$ (или X^*) расход топлива при отдельной выработке электрической и тепловой энергии больше расхода топлива при совместном производстве, т.е. совместное производство термодинамически более эффективно. При $X < 1$ совместное производство менее эффективно.

Если сэкономленное топливо умножить на его стоимость, то можно получить некую экономическую оценку эффекта, но только с точки зрения топливной составляющей. Отдельно минимизируются финансовые затраты при сооружении и эксплуатации энергообъектов.

В качестве исходных данных для расчета термодинамической эффективности сов-

местного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе применены типичные для нашей страны значения к.п.д. энергоустановок и коэффициенты транспортных потерь электроэнергии и тепла от источников энергии до потребителей, %:

К.п.д. ТЭЦ с ПТУ:	
электрический	0,33
тепловой	0,57
К.п.д. ТЭЦ с ПГУ:	
электрический	0,45
тепловой	0,41
Электрический к.п.д. ТЭС с ПТУ	0,42
Тепловой к.п.д. котельной	0,90
Электрический к.п.д. ТЭС с ПГУ	0,52
К.п.д. АТЭЦ с ПТУ:	
электрический	0,25
тепловой	0,67
Электрический к.п.д. АЭС с ПТУ (серийный ВВЭР-1000)	0,31
Тепловой к.п.д. АСТ (АСТ-500)	0,95
Транспортные потери:	
электроэнергии	20
тепла:	
ТЭЦ	30
АТЭЦ	40
котельных	17
АСТ	22

Потери энергии от источника до потребителя и затраты на обслуживание сетевой инфраструктуры могут оказать существенное влияние на эффективность энергообеспечения. Так, транспортные потери тепловой энергии в среднем по стране равны 20 %, но в некоторых регионах они достигают 30...35 % и более. Причем от котельных из-за их более близкого расположения к потребителям потери тепловой энергии существенно ниже, чем от ТЭЦ и особенно АТЭЦ, более удаленных от потребителя.

В расчетах эффективности по формулам (1), (2) с учетом транспортных потерь к.п.д. энергоустановки умножается на соответствующий коэффициент потерь. Транспортные потери электроэнергии приняты одинаковыми для всех источников энергии.

К.п.д. энергоустановки можно рассчитать как по проектным показателям, так и

реальным эксплуатационным, например, по среднегодовой отпущенной электрической и тепловой энергии и среднегодовому расходу топлива. В этом случае электрические и тепловые к.п.д. энергоустановок могут значительно отличаться от оптимальных проектных значений, особенно для ТЭЦ и АТЭЦ.

Термодинамическая эффективность совместного и раздельного производств электрической и тепловой энергии в традиционной энергетике на органическом топливе, рассчитанная по формуле (1), составляет 1,32...1,53 или 1,25...1,46 с учетом транспортных потерь. В ядерной энергетике термодинамическая эффективность, рассчитанная по формуле (2), составляет 1,51 или 1,34 с учетом транспортных потерь.

Видно, что и в ядерной, и в традиционной энергетике на органическом топливе совместное производство с точки зрения экономии топлива более выгодно. Однако практика показывает, что для ТЭЦ и АТЭЦ реальные электрический и тепловой к.п.д. могут существенно отличаться от проектных в теплофикационном режиме с максимальным коэффициентом использования тепла топлива. Соответственно термодинамическое преимущество ТЭЦ и АТЭЦ может значительно (на 10...25 % и более) уменьшиться.

При разработке методики расчёта экономической эффективности совместного и раздельного производства электрической и тепловой энергии применен такой же подход, как и в методике термодинамической оценки.

Ценность электроэнергии, производимой на ТЭЦ или ТЭС, можно представить в виде

$$Z_{ТЭС}^2 = C_3 P_{ТЭС} / (C_{топ} B_{ТЭС}) = z_3 \eta_{ТЭС}; \quad (3)$$

$$Z_{ТЭЦ}^2 = C_3 P_{ТЭЦ} / (C_{топ} B_{ТЭЦ}) = z_3 \eta_{ТЭЦ}^2, \quad (4)$$

где C_3 – цена электроэнергии в среднем по стране или тариф для каждого региона или отрасли промышленности (руб./т усл. топл.); $C_{топ}$ – цена органического топлива (природного газа) в среднем по стране или тариф для каждого региона или отрасли промышленности (руб./т усл. топл.); z_3 –

относительная стоимость электроэнергии (цена электроэнергии, деленная на цену топлива).

Ценность тепловой энергии, производимой на ТЭЦ и в котельной, можно представить в виде

$$Z_{кот}^1 = C_T Q_{кот} / C_{топ} B_{кот} = z_T \eta_{кот}; \quad (5)$$

$$Z_{ТЭЦ}^1 = C_T Q_{ТЭЦ} / (C_{топ} B_{ТЭЦ}) = z_T \eta_{ТЭЦ}^1, \quad (6)$$

где C_T – цена тепловой энергии в среднем по стране или тариф на тепло для каждого региона или отрасли промышленности (руб./т усл. топл.); z_T – относительная стоимость тепловой энергии (цена тепловой энергии, деленная на цену топлива).

Суммарная ценность вырабатываемой на ТЭЦ электрической и тепловой энергии равна

$$Z_{ТЭЦ}^\Sigma = Z_{ТЭЦ}^2 + Z_{ТЭЦ}^1 = z_3 \eta_{ТЭЦ}^2 + z_T \eta_{ТЭЦ}^1. \quad (7)$$

Суммарная ценность электроэнергии, вырабатываемой на ТЭС, и тепловой энергии, вырабатываемой в котельных, равна

$$Z_{ТЭС+кот}^\Sigma = Z_{ТЭС}^2 + Z_{кот}^1 = z_3 \eta_{ТЭС}^2 + z_T \eta_{кот}^1. \quad (8)$$

Экономическую эффективность совместного производства электрической и тепловой энергии можно определить как отношение $Z_{ТЭС+кот}^\Sigma$ к $Z_{ТЭЦ}^\Sigma$:

$$Y = Z_{ТЭС+кот}^\Sigma / Z_{ТЭЦ}^\Sigma. \quad (9)$$

Для ядерной энергетике при сравнении совместного (на АТЭЦ) и раздельного (на АЭС и АСТ) производства электрической и тепловой энергии используется аналогичная формула

$$Y^* = Z_{АЭС+АСТ}^\Sigma / Z_{АТЭЦ}^\Sigma. \quad (10)$$

При $Y > 1$ (или Y^*) экономическая эффективность раздельного производства электрической и тепловой энергии выше экономической эффективности совместной выработки (больше доход), при $Y < 1$ совместное производство экономически более эффективно.

При экономическом сравнении раздельного и совместного производства электроэнергии и тепла для одинаковых технологий (для тепловой энергетике или для ядерной) принято, что топливные составляющие (отношение затрат на топливо к сумме всех затрат, включая капиталовложения в виде амортизационных отчислений, эксплу-

атационные затраты и др.) примерно равны. Их отличие учтено только при сравнении далее атомной энергетики с тепловой, когда это отличие велико.

Для экономических оценок применены действующие в 2009 г. региональные тарифы на электрическую, тепловую энергию и топливо (табл. 1), рассчитанные на основе методических указаний по регулированию тарифов с использованием метода доходности инвестированного капитала [4]. Эти методические указания определяют порядок формирования необходимой валовой выручки, принимаемой к расчёту при установлении тарифов, и включают в себя правила расчёта нормы доходности и размера инвестированного капитала, определения стоимости активов и ведения их учета, а также долгосрочных параметров регулирования с применением метода сравнения аналогов.

Все тарифы приняты не зависящими от типа энергоустановок (ТЭЦ, АТЭЦ, ТЭС, АЭС, АСТ и котельные):

– минимальные и максимальные тарифы на электрическую [1] и тепловую [2] энергию в среднем по региону без дифференциации по группам потребителей (без НДС),

– минимальные и максимальные тарифы на электроэнергию для населения (с НДС) [3].

В расчётах приняты средние за год оптовые цены на газ [5], добываемый ОАО “Газпром” и его аффилированными лицами, для населения (без НДС). Это минимальная цена. Имеются также оптовые цены для промышленных предприятий за исключением газа, реализуемого потребителям, в отношении которых используются принципы государственного регулирования [6]. Эти цены примерно в 1,3 раза выше, чем для населения.

И есть предельные минимальные и максимальные оптовые цены на газ, реализуемый потребителям, в отношении которых применяются принципы государственного регулирования [7]. Они примерно в 1,3...1,8 раза выше, чем для населения. Кроме этого существуют, но пока почти не используются, оптовые цены на газ, реализуемый потребителям на внутреннем рынке (кроме населения), рассчитанные исходя из

принципа равной доходности поставок на внешний и внутренний рынки [13] (мировой уровень цен). Они примерно в 4,1...4,7 раза выше, чем для населения.

Тарифы на электрическую, тепловую энергию и топливо, выраженные в привычных показателях, с помощью переводных коэффициентов [14] преобразуются к одному виду руб./т усл.топл.

Стоимость оксидного ядерного топлива для АЭС и АСТ принята равной 2 000 дол./кг UO_2 [15] или 72,6 тыс. руб. за 1 кг урана (по курсу 32 руб. за дол.) – стоимость типичного топлива для серийных ВВЭР-1000 с открытым топливным циклом с учетом добычи и конверсии природного урана, его обогащения до ~ 4,5 % и изготовления ТВС (для АСТ цена ядерного топлива должна быть немного ниже).

При выгорании топлива 41 ГВт·сут/т один кг урана соответствует 125,7 т усл. топл. и, следовательно, стоимость ядерного топлива в пересчёте на т усл. топлива будет составлять 577,5 руб./т усл.топл. Эта цена частично учитывает завершающую стадию обращения с отработавшим ядерным топливом. При увеличении глубины выгорания ядерного топлива его стоимость в пересчёте на т усл. топлива будет снижаться.

Стадия обогащения составляет 15...20 % стоимости изготовления топлива. При увеличении обогащения топлива в два раза (и соответственно в два раза большей глубине выгорания) его стоимость возрастет не более, чем на 500 дол./кг UO_2 . При глубине выгорания топлива 82 ГВт·сут /т и стоимости оксидного топлива 2 500 дол./кг UO_2 стоимость ядерного топлива в пересчёте на т усл. топлива будет составлять 360,9 руб./т усл.топл. (табл. 1).

Экономическая эффективность совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в традиционной энергетике на органическом топливе и ядерной энергетике представлена в табл. 2. Видно, что и в ядерной, и в традиционной энергетике на органическом топливе совместное производство электрической и тепловой энергии экономически значительно ме-

Таблица 1. Исходные данные для расчётов экономической эффективности

Параметр	Москва	С.-Петербург	Нижегородская обл.
Минимальные и максимальные тарифы на электроэнергию в среднем по региону: коп./кВт·час руб./т усл.топл.	208,99...212,36 6 066,5...6 164,3	180,52...186,85 5 240,1...5 423,8	166,77...181,64 4 840,9...5 272,6
Минимальные и максимальные тарифы на электроэнергию для населения: коп./кВт·час руб./т усл.топл.	292...301 8 476,1...8 737,3	228...235 6 618,3...6 821,5	185...191 5 370,1...5 544,3
Минимальные и максимальные тарифы на тепловую энергию в среднем по региону: руб./Гкал руб./т усл.топл.	475,07...479,18 3 197,0 3 224,6	437,34...459,26 2 943,1...3 090,6	525,70...581,01 3 537,7...3 909,9
Оптовые цены на газ для населения в среднем за год: руб./тыс. м ³ руб./т усл.топл.	1 516,8 1 314,3	1 497,8 1 297,9	1 475,5 1 278,6
Оптовые цены на газ для предприятий (минимальные и максимальные): руб./тыс. м ³ руб./т усл.топл.	2 094,3...2 841,4 1 814,8...2 462,2	2 022,8...2 744,2 1 752,9...2 378	1 933...2 622,4 1 675...2 272,4
Цена ядерного топлива, дол./кг UO ₂ (руб./т усл.топл.): при глубине выгорания 41 ГВт·сут/т при глубине выгорания 82 ГВт·сут/т		2 000 (577,5) 2 500 (360,9)	

Таблица 2. Экономическая эффективность совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии

Экономическая эффективность	Москва	С.-Петербург	Нижегородская обл.
В ядерной энергетике $Y^* = Z_{АЭС+АСТ}/Z_{АТЭЦ}$	1,33...1,35 (1,45...1,49)*	1,34...1,35 (1,47...1,5)	1,36 (1,52)
В традиционной энергетике на органическом топливе $Y = Z_{ТЭС+кот}/Z_{ТЭЦ}$	1,25...1,49 (1,31...1,58)	1,3...1,51 (1,38...1,61)	1,41...1,58 (1,51...1,69)

* В скобках указана эффективность с учетом транспортных потерь

нее выгодно, чем отдельное производство, – на 30...40 % и более.

Возможная разница в топливных составляющих, например, для ТЭС и ТЭЦ или для АЭС и АТЭЦ не может быть настолько большой, чтобы качественно изменить этот вывод. Существенно более высокой является разница в тарифах, учтенная в расчётах.

Следует ожидать, что при переходе от действующих в настоящее время регулируемых тарифов на рыночные цены экономическая эффективность отдельной выработки электрической и тепловой энергии будет возрастать. Кроме того, отдельное производство увеличивает привлекательность децентрализации энергообеспечения, особенно теплоснабжения, за счет минимизации

транспортных потерь электрической и тепловой энергии от источников до потребителей. При этом упрощается структура и увеличивается регулируемость (маневренность) энергоисточников при покрытии базовых, полупиковых и пиковых нагрузок.

2. Сопоставительные оценки ядерной и традиционной энергетики на органическом топливе

Термодинамическая эффективность работы ТЭС и котельных по сравнению с АЭС и АСТ оценивается, исходя из оценки экономии топлива:

$$X^{**} = \frac{B_{ТЭС} + B_{кот}}{B_{АЭС} + B_{АСТ}} = \frac{1/\eta_{ТЭС} + a/\eta_{кот}}{1/\eta_{АЭС} + a/\eta_{АСТ}}, \quad (11)$$

где X^{**} – термодинамическая эффективность отдельного производства электрической и тепловой энергии на ТЭС и котельных по сравнению с АЭС и АСТ; $a = 0,1 \dots 0,9$ – отношение тепловой мощности котельной (или АСТ) к электрической мощности ТЭС (или АЭС) (при условии равенства мощностей $P_{ТЭС} = P_{АЭС}$ и $Q_{АСТ} = Q_{кот}$).

При $X^{**} > 1$ расход органического топлива (природного газа) в отдельном производстве электрической и тепловой энергии больше расхода ядерного топлива, т.е. ядерная энергетика термодинамически более эффективна, при $X^{**} < 1$ термодинамически более эффективна энергетика на органическом топливе.

Термодинамическая эффективность отдельной выработки электрической и тепловой энергии в атомной энергетике (на АЭС и АСТ) $X^{**} = \frac{B_{ТЭС} + B_{кот}}{B_{АЭС} + B_{АСТ}} \approx 0,75 \dots 0,8$.

Видно, что расход природного газа в энергетике на органическом топливе может быть на 20...25 % меньше расхода ядерного топлива. Однако, учитывая, что стоимость энергоемкого ядерного топлива значительно меньше стоимости органического топлива (см. табл. 1), в стоимостном выражении значительное преимущество может иметь атомная энергетика.

Для сравнительной оценки экономической эффективности ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе воспользуемся формулами, аналогичными (3)...(10), но с учетом существенного различия топливной составляющей в стоимости производства электрической и тепловой энергии.

Экономическую эффективность ядерной энергетике с отдельным производством электрической и тепловой энергии можно оценить по формуле $Y^{**} = Z_{АЭС+АСТ}^{\Sigma} / Z_{ТЭС+кот}^{\Sigma}$. При сравнении отдельно АЭС с ТЭС или АСТ с котельной $Y^{***} = Z_{АЭС} / Z_{ТЭС}$, $Y^{****} = Z_{АСТ} / Z_{кот}$.

В предлагаемой методике сопоставления эффективности ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе различие топливной составляющей в стои-

мости производства энергии можно учесть путем введения в формулы (3)...(6) коэффициентов топливной составляющей:

$$Z_{ТЭС}^{\Sigma} = K_{ТЭС} C_3 P_{ТЭС} / (C_{топ} B_{ТЭС}) = K_{ТЭС} z_3 \eta_{ТЭС},$$

$$Z_{АЭС}^{\Sigma} = K_{АЭС} C_3 P_{АЭС} / (C_{топ} B_{АЭС}) = K_{АЭС} z_3 \eta_{АЭС},$$

$$Z_{кот}^{\Sigma} = K_{кот} C_7 Q_{кот} / (C_{топ} B_{кот}) = K_{кот} z_7 \eta_{кот},$$

$$Z_{АСТ}^{\Sigma} = K_{АСТ} C_7 Q_{АСТ} / (C_{топ} B_{АСТ}) = K_{АСТ} z_7 \eta_{АСТ}.$$

При $Y^{**} > 1$ (Y^{***} , Y^{****}) экономическая эффективность ядерной энергетике выше, при $Y^{**} < 1$ ядерная энергетика экономически менее выгодна.

На действующих атомных энергогенерирующих объектах при частичном учете затрат на полное обращение с отработавшим ядерным топливом топливная составляющая не превышает 15...20 % [15]. Завершающая стадия ЯТЦ, включая хранение и окончательное обращение с отработавшим топливом, может увеличить общую стоимость производства электроэнергии еще на 10 %. Сейчас в мире стоимость завершающей стадии ЯТЦ включают в топливную составляющую стоимости производства электроэнергии, поэтому она соответственно возрастает до 25...30 %.

Согласно оценкам топливная составляющая энергообъектов, работающих на газе, формирует 75...80 % совокупных производственных затрат. С учетом экологической составляющей (плата за выбросы парниковых газов) общая стоимость производства энергии может быть увеличена на 5 %. Если эти 5 % включить в топливную составляющую, то она увеличится соответственно до 80...85 %.

Для новых энергоисточников на стоимость производства электроэнергии могут оказывать существенное влияние дополнительные факторы, например, схемы финансирования, кредитования строительства и налогообложения. Причем на ядерную энергетике эти факторы оказывают заметно большее влияние, чем на энергетике на органическом топливе.

Для оценок использованы предельные минимальные и максимальные оптовые цены на газ, реализуемый потребителям, в отношении которых применяется государственное регулирование [7], а также сред-

ние по региону минимальные и максимальные тарифы на электрическую и тепловую энергию [1, 2] без дифференциации по группам потребителей. Коэффициент топливной составляющей принят равным $K_{ТЭС} = 0,75...0,85$, $K_{кот} = 0,75...0,85$, $K_{АЭС} = 0,15...0,3$, $K_{АСТ} = 0,15...0,3$.

Проведены расчётные оценки экономической эффективности в весьма широком диапазоне значений коэффициентов топливной составляющей и определены условия, при которых атомная энергетика становится экономически выгодней тепловой при любых разумных значениях этих коэффициентов.

Следует отметить, что в рассматриваемой методике привязка фиксированной топливной составляющей в стоимости производства энергии к действующим ценам на топливо может быть не вполне корректна. Более точным было бы использование реальных коэффициентов. На точность оценки может также заметно влиять неопределенность реальных к.п.д., затрат на транспортировку электрической и тепловой энергии, стоимости топлива в конкретных регионах. Необходимо также в дальнейшем учесть влияние единичной мощности энергоблоков на рассматриваемые характеристики. Оно различно для ядерной энергетики

и энергетики на органическом топливе.

В табл. 3 приведена экономическая эффективность ядерной (АЭС и АСТ) и традиционной (ТЭС и котельные) энергетики на органическом топливе для двух значений глубины выгорания ядерного топлива 41 и 82 ГВт·сут/т (и соответствующих цен на топливо – см. табл. 1) при разных ценах на энергопродукты, органическое топливо (минимальных и максимальных для трех регионов) и различных коэффициентах топливной составляющей.

При сравнении АЭС с ТЭС рассмотрены два варианта ТЭС – с ПТУ и ПГУ. Минимальные значения экономической эффективности получены при минимальной стоимости электрической и тепловой энергии и минимальных значениях коэффициентов топливной составляющей, максимальные – при максимальных значениях этих параметров.

Из анализа табл. 3 видно, что при нынешнем значении средней глубины выгорания ядерного топлива на АЭС и АСТ, равном 41 ГВт·сут/т, небольшой экономический выигрыш ядерной энергетике просматривается только при атомном теплоснабжении (АСТ). Но если бы при тех же тарифах на электрическую и тепловую энергию уже сейчас применялись мировые цены на газ

Таблица 3. Экономическая эффективность ядерной и традиционной энергетики на органическом топливе

Параметр	Москва		С.-Петербург		Нижегородская обл.	
	41	82	41	82	41	82
Глубина выгорания ядерного топлива, ГВт·сут/т						
Экономическая эффективность $Y^{***} = Z_{АЭС} / Z_{ТЭС}$						
АЭС и ТЭС с ПТУ	0,63...0,82	1,01...1,32	0,61...0,8	0,97...1,27	0,58...0,76	0,93...1,22
АЭС с ПТУ, ТЭС с ПГУ	0,51...0,67	0,81...1,07	0,49...0,64	0,79...1,03	0,47...0,61	0,75...0,98
$Y^{****} = Z_{АСТ} / Z_{кот}$	0,89...1,17 (0,84...1,1)*	1,43...1,87 (1,34...1,76)	0,86...1,13 (0,81...1,06)	1,38...1,81 (1,3...1,7)	0,83...1,08 (0,78...1,02)	1,32...1,73 (1,24...1,63)
$Y^{**} = Z_{АЭС+АСТ}^{\Sigma} / Z_{ТЭС+кот}^{\Sigma}$						
АЭС и ТЭС с ПТУ	0,77...1,01 (0,74...0,97)	1,23...1,61 (1,19...1,56)	0,75...0,98 (0,72...0,95)	1,2...1,57 (1,15...1,51)	0,73...0,96 (0,7...0,92)	1,17...1,53 (1,12...1,47)
АЭС с ПТУ, ТЭС с ПГУ	0,69...0,91 (0,67...0,88)	1,11...1,45 (1,07...1,4)	0,67...0,89 (0,65...0,86)	1,08...1,42 (1,04...1,37)	0,67...0,88 (0,64...0,84)	1,07...1,4 (1,03...1,35)

* В скобках указана эффективность с учетом транспортных потерь

[13], то ядерная энергетика в целом при нынешней цене ядерного топлива была бы экономически более привлекательна.

Заключение

Для сопоставления совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе использованы два подхода (две методики) – термодинамический с точки зрения расхода топлива и экономический (или технико-экономический) с точки зрения доходности от продажи электроэнергии и тепла.

Достоинство методики экономического сравнения совместного и отдельного способов производства электрической и тепловой энергии в ядерной и тепловой энергетике в ее простоте, доступности и обоснованности применяемых исходных данных, в прямой аналитической зависимости от реальных экономических и технико-экономических показателей энергогенерирующих объектов и сетей.

И в ядерной, и в традиционной энергетике на органическом топливе термодинамическая эффективность совместного производства электрической и тепловой энергии в большинстве случаев выше, чем отдельного (ниже расход топлива), за счёт более высокого коэффициента использования тепла топлива. Но экономическая эффективность совместного производства может оказаться значительно меньшей – на 30...40 % и более. Возможно, что этот вывод говорит о необходимости более углубленного анализа и пересмотра существующей тарифной политики.

Термодинамическая эффективность энергетике на органическом топливе выше, чем в ядерной (расход топлива ниже). Однако, учитывая, что стоимость энергоёмкого ядерного топлива значительно меньше стоимости органического топлива, в стоимостном выражении значительное преимущество может иметь, наоборот, ядерная энергетика.

При увеличении средней глубины выгорания ядерного топлива на АЭС и АСТ в

два раза ядерная энергетика при атомном теплоснабжении и отдельном производстве электрической и тепловой энергии становится экономически выгодней традиционной энергетике на органическом топливе при любых ценах на энергопродукты, органическое топливо и коэффициентах топливной составляющей.

Экономический проигрыш возможен только при сравнении отдельно АЭС с ТЭС. Однако, при повышении к.п.д. АЭС до 35 % и выше АЭС выигрывает у ТЭС с ПГУ, а при увеличении к.п.д. АЭС до 40 % и выше АЭС выигрывает и у ТЭС с ПГУ. Следует учитывать, что постоянная модернизация органической энергетике также приводит к дальнейшему росту к.п.д.

В целом преимущества той или другой технологии определяются во многом ценовой политикой. Изменение тарифов в зависимости от региона или отрасли промышленности, а также переход от внутренних регулируемых тарифов, действующих в настоящее время, на мировые рыночные цены может заметно повлиять на экономическую эффективность.

Отмеченные экономические выигрыши могут достигаться в тех случаях, когда для тарифов, выраженных в одинаковых единицах, выполняются следующие условия:

- стоимость электроэнергии и тепла больше стоимости топлива, затраченного на их производство;
- стоимость электроэнергии больше стоимости низкотемпературного тепла;
- стоимость ядерного топлива меньше стоимости органического.

Эти условия выполняются сейчас и должны выполняться в будущем независимо от региональных отличий, вида используемого органического топлива (газ, уголь и др.), от единичной мощности энергоблока и других факторов. Поэтому сделанные выводы не должны измениться.

В региональной стратегии развития энергетике страны экономически более обоснованной может стать ориентация на отдельное производство электрической и тепловой энергии независимо от используемой технологии.

При определенном увеличении средней глубины выгорания ядерного топлива и к.п.д. АЭС ядерная энергетика становится экономически более привлекательной, чем традиционная.

Для выработки низкотемпературного тепла нерационально применять высокотемпературное органическое топливо. Замена тепловых энергоисточников на атомные целесообразно начать в сфере теплоснабжения путем сооружения АСТ различной мощности.

В частности, на площадке законсервированной Воронежской АСТ наилучший вариант выбора энергоисточника (АСТ, АЭС, АТЭЦ, ТЭЦ, ТЭС) – реанимация АСТ в полном объеме. АСТ – единственный водяной реактор, не требующий ни парового цикла, ни гидросооружений, ни сухих градирен. Этот реактор в свое время признан самым безопасным в мире и имеет уже утвержденные нормативы по размещению, максимально приближенному к потребителю (Воронежская АСТ – 6,5 км).

Список литературы

1. **Приложение 1** к приказу Федеральной службы по тарифам от 5 августа 2008 г. № 127-э/1. http://www.fstrf.ru/dep/electro/doc/56/Pr_127-e_1.doc (дата обращения: 10.04.2010).
2. **Приказ** Федеральной службы по тарифам от 8 августа 2008 г. № 135-э/1. <http://base.consultant.ru/cons/cgi/online.cgi?req=doc;base=LAW;n=79584;fld=134;dst=100013> (дата обращения: 10.04.2010).
3. **Приложение 2** к приказу Федеральной службы по тарифам от 5 августа 2008 г. № 127-э/1. http://www.fstrf.ru/dep/electro/doc/56/Pr_127-e_1.doc (дата обращения: 10.04.2010).
4. **Приложение** к приказу Федеральной службы по тарифам от 26 июня 2008 г. № 231-э. <http://www.fstrf.ru/otrasli/electro/viewdoc?url=/fst/dep/electro/doc/54> (дата обращения: 10.04.2010).
5. **Приложение 1** к приказу Федеральной службы по тарифам от 24 декабря 2008 г. № 413-э/11. http://www.fstrf.ru/dep/gas/doc/231/090811_prilozhenie__3.xls/ (дата обращения: 10.04.2010).

6. **Приложение 2** к приказу Федеральной службы по тарифам от 24 декабря 2008 г. № 413-э/11. http://www.fstrf.ru/dep/gas/doc/231/090811_prilozhenie__3.xls/ (дата обращения: 10.04.2010).
7. **Приложение 3** к приказу Федеральной службы по тарифам от 24 декабря 2008 г. № 413-э/11. http://www.fstrf.ru/dep/gas/doc/231/090811_prilozhenie_3.xls/ (дата обращения: 10.04.2010).
8. *Institutional Handbook for CHP. Production with District Heating.* BASREC, 2002.
9. **Соколов Е.Я., Мартынов В.А.** Эксергетический метод расчета показателей тепловой экономичности ТЭЦ // Теплоэнергетика, 1985, № 1, с. 49–53.
10. **Методика** определения удельных расходов топлива на тепло в зависимости от параметров пара, используемого для целей теплоснабжения. М.: СПО ОРГРЭС, 1997.
11. **Жарков С.В.** О приоритетах развития энергетической газотурбинной техники // Газотурбинные технологии, 2007, № 10.
12. **Покровский Л.Л., Русланов Г.В., Тарадай А.М.** Распределение топлива при производстве энергии на ТЭЦ // Новости теплоснабжения, 2000, № 02.
13. **Положение** об определении формулы оптовой цены на газ, утвержденное приказом ФСТ России от 05.07.2007 № 156-э. <http://www.fstrf.ru/otrasli/gas/viewdoc?url=/fst/dep/gas/doc/249/> (дата обращения: 10.04.2010).
14. **Постановление** Госкомстата от 23 июня 1999 г. № 46 “Об утверждении методологических положений по расчету топливно-энергетического баланса Российской Федерации в соответствии с международной практикой”. <http://base.consultant.ru/cons/cgi/online.cgi?req=doc;base=EXP;n=287954> (дата обращения: 10.04.2010).
15. *The Economics of Nuclear Power*, January 2009. <http://www.world-nuclear.org/> (дата обращения: 10.04.2010).

Контактная информация –

Белов Иван Анатольевич, нач. лаб., тел.: 8(964)775-42-61, e-mail: bian1956@akado.ru

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2,
с. 88–97.

<i>Бобров А.А., Глушков Е.С., Зимин А.А., Капитонова А.В., Компаниец Г.В., Носов В.И., Петрушенко Р.П., Смирнов О.Н.</i> Определение относительного распределения энерговыделения в гетерогенном реакторе по результатам измерений эффектов реактивности и функции ценности нейтронов.....3
<i>Кавун О.Ю., Попыкин А.И., Шевченко Р.А., Шевченко С.А.</i> Сопоставление измеренной и рассчитанной реактивности при измерении эффективности аварийной защиты на этапе физпуска энергоблока № 3 Калининской АЭС...16
<i>Лебедев Г.В., Андриющенко Н.Н., Житарев В.Е., Качанов В.М.</i> Результаты экспериментальной оценки подкритичности канальных реакторов.....24
<i>Жукавин А.П., Федоров И.В., Фукс Р.Л., Славинский К.А., Капацкая И.А., Федоровский А.Ю.</i> Программный комплекс КАРАВАН для диагностики, мониторинга и прогноза развития аварийной ситуации на АЭС с ВВЭР.....30
<i>Кузьмин А.М.</i> Итерационные методы решения нелинейных задач о критичности ядерного реактора.....38
<i>Карпушкин Т.Ю.</i> Расчёт выгорания методом вероятностей первых столкновений с помощью средних хорд до первого столкновения.....45
<i>Невиница А.И., Матвеев В.И., Стогов В.Ю., Чёрный В.А.</i> Расчёт нейтронно-физических характеристик быстрого реактора в стационарном режиме перегрузок.....53
<i>Артамонов Н.В., Сидоров А.С.</i> Параметры уран-водной решетки, обеспечивающие максимальные размножающие свойства.....58
<i>Галимов Р.К., Александров П.А.</i> Конструктивная схема корпуса реактора с инверсным распределением напряжений. Сравнительный анализ напряжений в аварийном режиме.....64
<i>Чурин В.А., Деянов А.С., Ковалёв А.М., Иванов А.С., Русинкевич А.А., Романенко И.М.</i> Локальный рентгеноспектральный анализ микротоплива ВТГР.....75
<i>Васильев И.В., Иванов А.С.</i> Осаждение продуктов деления ядерного топлива во вне реакторных петлевых испытаниях.....82
<i>Белов И.А., Чернилин Ю.Ф., Алексеев П.Н.</i> Эффективность совместного и отдельного производства электрической и тепловой энергии в ядерной и традиционной энергетике на органическом топливе.....88

<i>Bobrov A.A., Glushkov E.S., Zimin A.A., Kapitonova A.V., Kompaniets G.V., Nosov V.I., Petrushenko R.P., Smirnov O.N.</i> Determination of Power Density Distribution in a Heterogeneous Nuclear Reactor Based on Measurements of Reactivity Effects and Neutron Importance Function3
<i>Kavun O.Yu., Popykin A.I., Shevchenko R.A., Shevchenko S.A.</i> Comparison of Measured and Calculated Reactivity at Determination of the Effectiveness of Emergency Control During Physical Start-up of Kalinin NPP Unit № 316
<i>Lebedev G.V., Andryushchenko N.N., Zhitarev V.E., Kachanov V.M.</i> Results of the Experimental Estimation of Subcriticality of the Channel-Type Reactors.....24
<i>Zhukavin A.P., Fedorov I.V., Fuks R.L., Slavinskiy K.A., Kapatskaya I.A., Fedorovskiy A.Yu.</i> Code Package KARAVAN for Diagnostics, Monitoring, and Forecast of Emergency Behavior on NPP with VVER.....30
<i>Kuz'min A.M.</i> Iterative Methods in Resolving the Non-Linear Critical Problems.....38
<i>Karpushkin T.Yu.</i> Burn-up Calculation by First-Flight Collision Probabilities Method Using Average Chords till First Collision.....45
<i>Nevinitsa A.I., Matveev V.I., Stogov V.Yu., Cherny V.A.</i> Calculation of the Fast Reactor Neutron Physics Characteristics in the Fuel Reloadings Equilibrium Regime.....53
<i>Artamonov N.V., Sidorov A.S.</i> Parameters of Uranium-Water Lattice Ensuring the Maximum Multiplying Characteristics.....58
<i>Galimov R.K., Aleksandrov P.A.</i> Constructive Scheme of Reactor Pressure Vessel with Inverted Stress Distribution. Comparative Analysis of Stressed-Deformed State Dynamics in Emergency Operation Mode.....64
<i>Churin V.A., Deyanov A.S., Kovalyov A.M., Ivanov A.S., Rusinkevich A.A., Romanenko I.M.</i> Local X-Ray Analysis of HTR Microfuel.....75
<i>Vasil'ev I.V., Ivanov A.S.</i> Deposition of Fission Products of Nuclear Fuel in Out-Pile Loop Tests.....82
<i>Belov I.A., Chernilin Yu.F., Alekseev P.N.</i> Efficiency of Cogeneration and Separate Generation of Electric and Thermal Energy in Nuclear and Organic Power.....88

Правила оформления статей

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом “Оригиналы авторские и текстовые издательские” (ОСТ 29.115 – 88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 **шрифтом № 12 через 2 интервала**. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – все вышперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; таблицы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии **обычным шрифтом № 12 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный**, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. **Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры (“.”).**

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных надписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на **написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α, β, γ, φ и т.д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т.д.) – курсивом**. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. **Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо**. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, **каждая таблица должна иметь заголовок**. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. **Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде представляется в отдельном файле**.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. **Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении**. Формулы выполняются в редакторах Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на клавиатуре ($x_n^2, y_n^2, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$ и т.д.).

Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры ($x_3, \text{км}^2$ и т.д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. **Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 11**. Внизу каждого рисунка должны быть

приведены его номер и **подрисуночная подпись шрифтом № 11**. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т.д. и расшифровывается.

В компьютерном виде рисунки представляются в отдельных файлах, выполненные в графических редакторах *Paint, PhotoShop, CorelDraw* в черно-белом цвете (фотографии в растровом формате *tif, dpi-300*). Рисунки в Word не вставлять кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. **Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу.** Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом “Библиографическая ссылка” (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – **полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику)**, позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста указывается контактная информация об авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Новая информация

для читателей научно-технического сборника

“Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов”!

Редколлегия сборника “ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов” информирует авторов и читателей, что начиная с 2011 г. в Сер. Физика ядерных реакторов издаются выпуски “Физика и методы расчёта ядерных реакторов” (3 выпуска в год) и “Импульсные реакторы и простые критические сборки” (1 выпуск в год). Подписка на “ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов” с 2012 г. будет осуществляться только по каталогу “Газеты. Журналы” ОАО Агентство “Роспечать” (подписной индекс 32067).

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 2

Ответственный за выпуск **С.М. Зарицкий**
(тел./факс: (499)196-71-98, e-mail: zaritsky@adis.vver.kiae.ru)

Редактор **В.В. Пчелин**
(тел./факс: (499)196-99-44, e-mail: pchelin@adis.vver.kiae.ru)

Подписано в печать 30.06.11. Формат 70×108/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 12,5. Уч.-изд. л. 14.
Тираж 200. Индекс 3646. 12 статей. Заказ 50

Отпечатано в НИЦ “Курчатовский институт”
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 2, 1—100