

621.039.5  
В7У

Калужин А. К.

ISSN 0321-2149

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:  
**Физика**  
**ядерных реакторов**

ВЫПУСК

**2**

**1989**

621.039.5  
В74 + 1  
Государственный комитет  
по использованию атомной энергии СССР

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

ВОПРОСЫ  
АТОМНОЙ  
НАУКИ  
И  
ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 2

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА  
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА — 1989

41695 кр

Федеральное государственное  
общественное учреждение  
"Национальный исследовательский центр  
"Курчатовский институт"  
Центральный научно-техническая  
библиотека

Выпуски "Физика и методы расчета ядерных реакторов" подготавливаются Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова и ранее выходили в составе серии "Физика и техника ядерных реакторов".

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (гл. редактор), В.Д. Горяченко, С.М. Зарицкий (зам. главного редактора), В.Ф. Колесов, Т.П. Федосеева (отв. секретарь), Я.В. Шевелев.

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

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; расчетные исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

Материалы для опубликования следует направлять в Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова на имя главного редактора выпуска.

Materials related to the topics described below are published in issues "Nuclear Reactor Physics and Calculational Methods":

- 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 other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

## АЛЬБЕДНЫЕ МАТРИЦЫ В ГОМОГЕНИЗАЦИИ КАСЕТЫ

М. Макай\*)

Определяются альбедные матрицы для однородной диффузионной среды и рассматривается возможность их вычисления из диффузионных констант и наоборот, диффузионных констант среды из альбедных матриц.

ALBEDO MATRICES IN ASSEMBLY HOMOGENIZATION. M. MAKAI. Albedo matrices are defined for homogenization media. Possibility of their definition from diffusion parameters and vice versa are considered.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

$$\Gamma^* = \mathcal{R}\Gamma, \quad (1)$$

При расчете распределения потока нейтронов в гетерогенном реакторе ячейки обычно принимаются гомогенными и кассета, состоящая из ячеек в макрорасчетах, описывается очень упрощенно. В самых эффективных макрокодах предполагается, что кассета является однородной и описывается диффузионными константами [1]. Поэтому требуется определить соответствующие эквивалентные гетерогенной кассете диффузионные константы. Это весьма важная задача. Известно, что строго "эквивалентного" набора диффузионных констант не существует [2], но можно найти наборы, сохраняющие те или иные свойства реальной кассеты. Вопрос в том, какие свойства надо сохранить и как определить соответствующие константы. В литературе можно найти целый ряд предложений [2 — 8], связанных с разработкой для гетерогенных реакторов. В частности, в них получили развитие и методы гомогенизации.

Следует подчеркнуть, что в данной работе не предлагается новый метод гомогенизации, но рассматривается взаимосвязь между альбедными матрицами и константами диффузионной среды. Показано, что матрицы, удовлетворяющие условию (20), можно превратить в эквивалентные диффузионные константы, сохраняющие альбедные матрицы. При решении обратной задачи требуются дополнительные предположения.

2. АЛЬБЕДНЫЕ МАТРИЦЫ  
В ОДНОРОДНОЙ ДИФФУЗИОННОЙ СРЕДЕ

Альбедная матрица описывает линейную связь входящего и выходящего токов нейтронов. Как обычно, имеются в виду усредненные по грани кассет величины. Рассмотрим связь средних входящего  $\Gamma^-$  и выходящего  $\Gamma^+$  токов:

где  $\Gamma^*$  имеет  $6G$  компонент в шестиграннике. Пусть  $G$  — число энергетических групп. Тогда  $\mathcal{R}$  является  $6G \times 6G$ -матрицей. Предполагается, что объем  $V$  с границей  $\partial V$  является шестигранником и его заполняет однородный диффузионный материал. Матрицу  $\mathcal{R}$  можно диагонализировать с учетом симметрии объема  $V$ . Диагонализованная матрица  $\mathcal{R}$  имеет четыре из шести существенно разных элементов по диагонали:  $R_0, R_1, R_2$  и  $R_3$ . Они являются  $G \times G$ -матрицами. Следующая матрица приводит матрицу  $\mathcal{R}$  к диагональной форме:

$$\omega = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 2 & -1 & -1 & 2 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 0 & 1 & -1 \\ 2 & 1 & -1 & -2 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & -1 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Матрица  $R_0$  переводит саму в себя первую строку матрицы  $\omega$ ,  $R_1$  — вторую,  $R_2$  — третью и четвертую,  $R_3$  — пятую и шестую.  $R_0$  соответствует распределению, дающему одинаковые средние величины по граням объема  $V$ ,  $R_1$  — распределению средних величин по граням согласно второй строке матрицы  $\omega$  и т.п.

Если требуется определить отношение усредненной нормальной компоненты тока  $J$  на грани  $\partial V$  к среднему по поверхностям потоку  $\Phi$ , то матрица, описывающая это отношение, будет иметь вид

$$J = (0,5(\mathcal{R} - E)(\mathcal{R} + E)^{-1})\Phi. \quad (3)$$

Введем

$$J = g\Phi \quad (4)$$

и дальше будем рассматривать матрицы типа  $g$ , считая, что основной характеристикой ячейки является средний по-

\*) ЦИФИ, Будапешт.

ток на грани.  $\omega$  преобразует и  $g$  в диагональную форму. Примем, что  $g_i$  — матрицы, стоящие на диагонали матрицы  $g$ .

Элементы  $g$  можно определить следующим образом. Занищем уравнение диффузии в следующем виде:

$$\langle D \rangle \Delta \Phi(x) + \Sigma \Phi(x) = 0, \quad (5)$$

где  $\langle D \rangle$  — диагональная матрица коэффициентов диффузии;  $\Sigma$  — матрица, характеризующая процессы, изменяющие энергию нейтронов;  $\Phi$  — поток нейтронов в точке  $x$ . Решение базируется на собственных числах  $\lambda^2$  и векторах  $t$ :

$$\langle D^{-1} \rangle \Sigma t_k = \lambda_k^2 t_k. \quad (6)$$

Мы имеем  $G$  собственных чисел ( $k = 1, \dots, G$ ) и собственных векторов. Решение, принадлежащее к  $i$ -й строке матрицы  $\omega$ , можно записать как

$${}^i \psi_g(x) = \sum_{k=1}^G T_{kg} \int_0^{\pi/12} {}^i W_k(\alpha) {}^i S_k(\alpha, x) d\alpha, \quad (7)$$

где  ${}^i W_k(\alpha)$  — весовая функция, и матрицу  $T$  формируют собственные векторы. Далее,

$${}^i S_k(\alpha, x) = \sum_{m=1}^{12} \omega_{im} \exp(\lambda_k B_m x), \quad (8)$$

где вектор  $B_1$  имеет компоненты

$$B_1 = (\cos \alpha; \sin \alpha). \quad (9)$$

Векторы  $B_m$  формируются преобразованиями симметрии объема  $V$  из вектора  $B_1$ . Так как выражение (1) связывает только средние по грани величины, существует некоторый произвол [8] при выборе весовой функции  $W$ . Вообще уравнение (7) можно записать как

$$\psi^i(x) = T \langle F_i(x) \rangle c, \quad (10)$$

где

$$\psi^i = \{ \psi_1^i, \dots, \psi_G^i \}; \quad c = \{ c_1, \dots, c_G \}.$$

Из выражения (10) можно определить матрицу  $g$ :

$$g_i = - \langle D \rangle T \langle g_i / f_i \rangle T^{-1}, \quad (11)$$

если

$$J_i = - \langle D \rangle T \langle g_i \rangle c, \quad (12)$$

$$\Phi_i = T \langle f_i \rangle c. \quad (13)$$

В средний поток дает вклад только компонента  $i = 1$ :

$$\bar{\Phi} = T \langle F_0 \rangle c \quad (14)$$

или

$$\bar{\Phi} = T \langle F_0 / f_0 \rangle T^{-1} \Phi = W \Phi. \quad (15)$$

Результаты можно суммировать таким образом. В однородной среде поток был разложен в плоские волны. Нумерация плоских волн задается индексами собствен-

ных чисел. Поток на грани можно рассматривать как "возмущение", а ток на грани — как "ответ" на возмущение. Структура альбедных матриц (11) показывает, что "ответ" формируется теми же плоскими волнами, что и возмущение. Другими словами, "ответ" диагональный. Конечно, данная плоская волна дает вклад в каждую группу, поэтому диагональная матрица умножена слева на матрицу  $T$ , а справа на матрицу  $T^{-1}$ . Уравнение (6), описывающее локальный баланс при плоской волне в качестве потока, можно считать определением матрицы  $D$ . Пусть поток есть плоская волна  $f_k(x)$ . Тогда в каждой точке утечка будет  $-D \lambda_k^2 t_k f_k(x)$ . Проинтегрировав это выражение по объему  $V$ , получаем  $-D \langle \lambda_k^2 \bar{F}_k \rangle t_k$ . Это выражение отличается от интегрального потока только фактором  $\lambda^2$ , таким образом,  $D$  является матрицей, приводящей к интегральному балансу. Эта матрица диагональна и в том смысле, что разные плоские волны не смешиваются. В результате уравнение баланса теперь принимает следующую простую форму:

$$(-D \langle \lambda_k^2 \rangle + \Sigma) t_k = 0.$$

Следует отметить, что, если плоские волны смешиваются, матрица  $D$  не будет диагональна также и по энергии.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ $D$ И $\Sigma$ ИЗ АЛЬБЕДНЫХ МАТРИЦ $g_i$

Пусть  $g_i$  заданы. Ставится следующая задача: как из них определить матрицы  $D$  и  $\Sigma$  в уравнении диффузии. Для этого целесообразно отметить свойства матрицы  $T$ :

1. Строки  $T$  ортогональны только в случае, если  $\Sigma$  — симметричная матрица. Тогда

$$\sum_{j=1}^G t_{kj} t_{k'j} = \delta_{kk'}. \quad (16)$$

2. В этом случае  $T$  представляет собой ортогональную матрицу

$$T^+ T = E, \quad (17)$$

где  $T^+$  — сопряженная, а  $E$  — единичная матрица.

3. В общем случае выражение (17) справедливо, если заменить матрицу  $T^+$  на матрицу, составленную из собственных векторов сопряженной матрицы в уравнении (6). Выполняется следующая процедура. Как видно из (15),

$$W T = T \langle F_0 / f_0 \rangle. \quad (18)$$

Из этого выражения отыскиваются собственные числа и векторы матрицы  $W$ . Из собственных векторов составляется матрица  $T$ , из собственных чисел —  $F_0 / f_0$  для разных плоских волн. Затем определяется  $\lambda_k$  с учетом того, что в весовых функциях  $W$  в уравнении (8) функция

$$s_k = \frac{F_0(\lambda_k)}{f_0(\lambda_k)} \quad (19)$$

известна, и при известной левой части можно определить  $\lambda_k$ . Из (12) видно, что

$$g_0^{-1} g_i T = T \left\langle \frac{g_i f_0}{f_i g_0} \right\rangle. \quad (20)$$

Определяем матрицу в левой части (20). Ее собственные векторы будут те же, что и в (18), а собственные числа дают отношения  $g_i/f_i$ . Из интегрального баланса

$$F/Vg_0 + \Sigma W = 0, \quad (21)$$

где  $F/V = 1/1,5 H$ , а  $H$  — шаг решетки, получим  $\Sigma$ . Заметим, что уравнения, содержащие  $D$ , дают одинаковые диффузионные коэффициенты независимо от его определения. Можно пользоваться уравнением (6) или (11). Альбедные матрицы, определенные с помощью полученных таким образом коэффициентов, совпадают с матрицами  $g_i$ . Заметим, что коэффициенты неоднозначны, так как выбор весовых функций при заданных альбедных матрицах влияет на  $\lambda_k$ , а значит, и на сами коэффициенты.

В качестве примера рассмотрим алгоритмы программ HEXAN [9] и HEXNOD [10]. В первой из них

$${}^i W_k(\alpha) = \delta(\alpha) {}^i c_k,$$

а в последней

$${}^i W_k(\alpha) = {}^i c_k.$$

В табл. 1 приведены элементы, определенные алгоритмами HEXAN диагональных матриц  $g_i$  и  $f_i$  ( $i = 0, 1, 2, 3$ ). Нетрудно получить и аналогичные формулы для HEXNOD.

Т а б л и ц а 1. Диагональные элементы матриц  $\langle f_i \rangle$  и  $\langle g_i \rangle$  как функции от  $\lambda$

Неприводимое представление	Функция $f_i(\lambda)$	Функция $g_i(\lambda)$
$\omega_1$	$2 \frac{\text{sh}\lambda}{\lambda} + \text{ch}\lambda$	$\frac{2}{H} (\lambda \text{sh}\lambda + \text{ch}\lambda - 1)$
$\omega_2$	$\text{sh}\lambda - 2 \left( \frac{\text{ch}\lambda - 1}{\lambda} \right)$	$\frac{2}{H} (\lambda \text{ch}\lambda - \text{sh}\lambda)$
$\omega_3$	$\text{ch}\lambda - \frac{\text{sh}\lambda}{\lambda}$	$\frac{2}{H} (2\lambda \text{sh}\lambda - \text{ch}\lambda + 1)$
$\omega^3$	$\text{sh}\lambda + \frac{\text{ch}\lambda}{\lambda} - \frac{1}{\lambda}$	$\frac{2}{H} (2\lambda \text{ch}\lambda + \text{sh}\lambda)$

В табл. 2 сравниваются собственные числа и векторы матрицы  $\langle D^{-1} \rangle \Sigma$  и  $W$  для HEXAN и HEXNOD. Матрица  $W$  взята из работы V. Krysl (Private communication, 1987). Так как матрицы по определению соответствуют однородной среде, матрицы  $M_{ij}$  будут диагональными как видно из уравнения (20).

#### 4. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

При каких условиях можно найти набор диффузионных параметров, ведущих к тем же самым альбедным

Т а б л и ц а 2. Собственные векторы и числа матрицы  $\langle D^{-1} \rangle \Sigma$  и  $W$

Параметр	$i$	$\lambda_i$	$t_i$
$\langle D^{-1} \rangle \Sigma$	1	0,0570953	(0,96839, 0,24943)
	2	10,1653000	(-0,29732, 0,95606)
$W$ (HEXNOD)	1	0,4050710	(0,96839, 0,24943)
	2	0,2030900	(-0,29698, 0,95489)
$W$ (HEXAN)	1	0,4050470	(0,96839, 0,24943)
	2	0,2024000	(-0,29698, 0,95488)

матрицам, если матрицы  $W$  и  $g_i$  заданы? Как работает процедура, изложенная в предыдущем разделе, при произвольных матрицах  $g_i$ ? Ответ может быть найден расширением результатов предыдущего раздела.

Так как альбедные матрицы и  $W$  имеют  $5G^2$  элементов, а в теории диффузии, как мы видели в разд. 2, имеется всего  $G(G+1)$  независимых элементов, вообще не существует эквивалентная однородная среда, дающая данные альбедные матрицы.

В качестве первого шага определяются собственные числа и векторы матрицы  $W$ . Вторым шагом является определение матрицы  $\Sigma$  из (21), что всегда осуществимо. Однако собственные векторы в уравнении (20) не обязательно совпадают с векторами  $t_k$ . В итоге получаем

$$g_j^{-1} g_i T = U_{ji}. \quad (22)$$

Другими словами, уравнение (20) в общем случае не выполняется. Выражая  $U_{ij}$  с помощью  $T$ , получим

$$U_{ij} = T M_{ij}. \quad (23)$$

Если  $M_{ij}$  представляет собой диагональную матрицу при любых  $i, j$ , то матрицы  $g_i$  могут привести к эквивалентным диффузионным константам. В обратном случае надо расширить формулы (10) — (14) так, чтобы общие матрицы заменяли диагональные матрицы. Это видно из следующих соображений. Если объем  $V$  состоит из гомогенных подпространств  $V_i$ , то в каждом объеме  $V_i$  можно отыскать решения в форме (7), а весовые функции выбрать так, чтобы ток и поток на границе были непрерывны. В объеме  $V_i$  все функционалы потока являются линейными выражениями векторов  $t_i$ , определенных локальными сечениями. В то же время средние сечения связаны с некоторым вектором  $t_{ic}$  и через них векторы  $t_i$  можно выразить как

$$t_i = \sum_{j=1}^N \mathcal{P}_{ij} t_{jc}, \quad i = 1, \dots, N.$$

Таким образом, локальные функционалы можно выразить в форме линейных комбинаций векторов  $t_{ic}$  в аналитическом решении, удовлетворяющем уравнению диффузии в каждой точке объема  $V$ . Следовательно, можно говорить о том, что разные плоские волны (т.е. разные векторы  $t_{ic}$ ) смешиваются. Занишем (11) как

$$g_i = -\langle D \rangle T M_i T^{-1}, \quad (24)$$

тогда получаем обобщение формулы (20) и

$$g_j^{-1} g_i T = M_j^{-1} M_i T. \quad (25)$$

То есть в выражении (11) надо заменить диагональную матрицу  $(g_i/f_i)$  на  $M_i$ . Процедурой, изложенной в предыдущем разделе, можно пользоваться в любом случае. Легко убедиться в том, что и теперь имеем по одной матрице  $D$  и  $\Sigma$ , но при этом сохраняются и альбедные матрицы  $g_i$  ( $i = 1, \dots, 4$ ).

Вышеуказанное расширение показывает, что любые альбедные матрицы можно сохранить, если допускаются недиагональные матрицы в формулах (10) – (14). Другими словами, в общем случае плоские волны смешиваются: в "ответе" появляются волны, отсутствующие в возмущении. Если сохранить диагональные матрицы, получим разные диффузионные коэффициенты, которые сохраняют некоторые альбедные матрицы [2 – 4]. В плоской геометрии имеем всего  $g_0$  и  $g_1$  и из них можно получить  $D$  и  $\Sigma$ . В этом случае формулы (10) – (14) можно интерпретировать так, что недиагональные матрицы включены как в матрицу  $D$ , так и в  $\Sigma$ . В более сложных геометриях возникают трудности, поэтому сохраняются только матрицы  $g_0$  и  $g_1$ . Интересно, что коэффициент диффузии, присутствующий в каждой альбедной матрице, обычно связывается третьим (или четвертым) рядом матрицы  $\omega$ .

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена связь альбедных матриц  $g_i$  с набором диффузионных коэффициентов однородной среды. В результате получены формулы для проверки численно определенных альбедных матриц. Отношение (21) проверяет  $g_0$  и  $W$ ; а (20) проверяет остальные  $g_i$ . Если кассеты заполнены однородным материалом, то собственные векторы матриц  $W$ ,  $g_i - g_j$  совпадают и матри-

ца  $M_{ij}$  будет диагональной. Показано, что в общем случае это не справедливо, но в простых случаях матрицы  $M_{ij}$  являются полезными. Причина несправедливости объясняется смешиванием плоских волн. Заметим, что сами альбедные матрицы, хотя и слабо, но зависят от граничных условий, используемых при их расчете. Результаты могут быть полезными при гомогенизации кассеты.

Данная работа выполнена при поддержке Венгерской академии наук в рамках контракта АКА-0267.

#### Список литературы

1. Lawrence R.D. Prog. Nucl. Energy, 1986, vol. 17, p. 271.
2. Bonalumi R.A. — Nucl. Sci. Eng., 1981, vol. 77, p. 219.
3. Майоров Л.В. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 5, с. 34.
4. Лалетин А.Н. — Nucl. Sci. Eng., 1983, vol. 85, с. 133.
5. Henry A.F., Worley B.A., Morshed A.A. Spatial Homogenization of Diffusion Theory Parameters. — In: Proc. Mtg. on Homogenization Methods in Reactor Physics (Lugano, 1978). IAEA-TECDOC-231. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 1980.
6. Makai M. Tran Dinh Tri. SESHOM: Report KFKI-1985-39
7. Лалетин А.Н., Ельшин А.В.: Атомная энергия, 1977, т. 43, с. 247.
8. Makai M. — Nucl. Sci. Eng., 1984, vol. 86, p. 302.
9. Makai M. HEXAN: Report KFKI-1982-47.
10. Grundman U. HEXNOD23: Report ZfK-557. Rossendorf, 1985.

Статья поступила в редакцию  
23 июня 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика  
ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 3 – 6.

УДК 621.039.526

### ПОЛУПРЯМОЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОТОКА НЕЙТРОНОВ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ В ОПТИМИЗАЦИОННЫХ ЗАДАЧАХ

А.М. Кузьмин, Д.В. Морин, А.Е. Новиков, В.В. Хромов

Рассмотрен полупрямой метод расчета распределений нейтронов и коэффициентов чувствительности физических характеристик двумерных реакторов. Приводятся результаты тестовых расчетов различных реакторов и анализируются погрешности.

SEMI-STRAIGHT METHOD OF NEUTRON FLUX AND SENSITIVITY COEFFICIENTS CALCULATION IN OPTIMIZATION PROBLEMS. A.M. KUZMIN, D.V. MORIN, A.E. NOVIKOV, V.V. KHRIMOV. Semi-straight method of neutron flux and sensitivity coefficients of reactors characteristics calculation in two-dimensional geometry is discussed. Test calculation results of different reactors are presented and errors are analysed.

#### ВВЕДЕНИЕ

При создании оптимизационных программных комплексов, предназначенных для выбора компоновок ядерных реакторов, большое внимание уделяется раз-

работке эффективных математических моделей процессов, протекающих в реакторах. Основные требования к таким моделям — согласование с методом, выбранным для автоматизации поиска оптимальных характеристик, и небольшое время счета. Если в качестве метода поиска

выбрать метод линеаризации, хорошо зарекомендовавший себя при эксплуатации комплексов РОКБАР [1], ДОКАР [2] и SAPFER [3], то при выполнении нейтронно-физических расчетов необходимо получать значения не только различных физических характеристик (критическая загрузка, коэффициент воспроизводства, тепловыделение и др.), но и коэффициентов чувствительности этих характеристик к управляющим параметрам.

В оптимизационных комплексах [1 – 3] рассматривались быстрые реакторы цилиндрической формы, состоящие не более чем из двух аксиальных слоев разного состава при различном числе радиальных зон. В настоящее время внимание разработчиков быстрых реакторов привлекают гетерогенные реакторы, имеющие большое число зон разного состава как в радиальном, так и в аксиальном направлении. Реакторы на тепловых нейтронах (например, высокотемпературные графитовые реакторы) также имеют существенную неоднородность состава в обоих направлениях. Поэтому для получения распределения нейтронов в таких реакторах нельзя выбирать те упрощенные алгоритмы, которые использовались в комплексах [1 – 3].

С учетом неречисленных выше требований представляют интерес методы синтеза нейтронных распределений [4 – 6]. Можно выделить две группы таких методов: методы итерационного синтеза [4, 5] и прямые (безытерационные) методы [6]. В итерационных методах поток нейтронов ищется в виде произведения функций, зависящих от одной переменной, а неизвестные функции определяются из решения системы нелинейных одномерных уравнений. Эти методы удачно использовались при расчете физических характеристик реакторов со сложной геометрией. Однако применение их к расчету коэффициентов чувствительности может быть затруднено теми усложнениями в алгоритмах решения сопряженных уравнений, которые возникают из-за нелинейности уравнений для соответствующих одномерных функций [7].

Прямые (безытерационные) методы лишены такого недостатка. В этих методах решается система линейных уравнений для неизвестных коэффициентов разложения потока нейтронов по заданной априорно системе пробных функций. Однако здесь точность и время расчета как физических характеристик, так и коэффициентов чувствительности зависят от того, насколько удачно выбрана система пробных функций.

Для получения распределения нейтронов и коэффициентов чувствительности физических характеристик неоднородных реакторов предлагается использовать полупрямой метод, в котором система пробных функций не задается, а оценивается из решения вспомогательных уравнений с зависящими лишь от свойств реактора коэффициентами. При таком подходе система уравнений для пробных и смешивающих функций оказывается линейной. В результате уравнения для сопряжен-

ных функций получаются не намного сложнее тех, которые встречаются в линейных задачах. Вместе с тем при расчете физических характеристик и коэффициентов чувствительности учитывается изменение пробных функций с изменением состава реактора.

## 1. Основные уравнения метода

Особенности полупрямого метода рассмотрим на примере получения распределения нейтронов и коэффициентов чувствительности физических характеристик для двумерного цилиндрического многозонного реактора с осевой симметрией в многогрупповом диффузионном приближении (рис. 1). Примем также, что

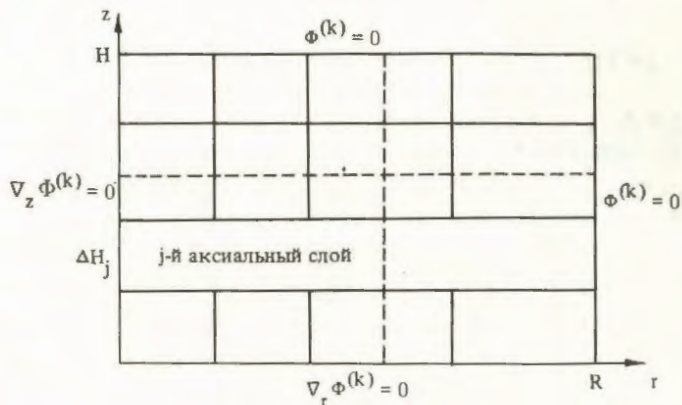


Рис. 1. Расчетная модель реактора

реактор симметричен относительно диаметральной плоскости  $z = 0$ , имеет  $N$  аксиальных слоев ( $j = 1, 2, \dots, N$ ), а поток нейтронов  $\Phi^{(k)}(r, z)$  в  $k$ -й энергетической группе удовлетворяет обычным условиям непрерывности на границах раздела зон с разными свойствами и указанным на рис. 1 граничным условиям.

Следуя основной идее методов синтеза в классе непрерывных функций [4], представим поток нейтронов  $\Phi^{(k)}(r, z)$  в виде суммы:

$$\Phi^{(k)}(r, z) = \sum_{j=1}^n g_j^{(k)}(r) \varphi_j^{(k)}(z), \quad k = 1, 2, \dots, m, \quad (1)$$

где для определенности будем считать, что  $g_j^{(k)}(r)$  – пробные функции ( $0 \leq r \leq R$ );  $\varphi_j^{(k)}(z)$  – смешивающие функции ( $0 \leq z \leq H$ ). Предполагается пробные функции  $g_j^{(k)}(r)$  находить, применяя процедуру ортогонализации по Шмидту к тем радиальным распределениям  $G_j^{(k)}(r) = \int_{\Delta H_j} \Phi^{(k)}(r, z) dz$ , которые получаются в приближении метода условного разделения переменных [5]. Тогда смешивающие функции  $\varphi_j^{(k)}(z)$  определим из решения одномерных уравнений, формулируемых путем приравнивания нулю взвешенного по функциям  $g_l^{(k)}(r)$  ( $l = 1, 2, \dots, n$ ) остатка в уравнении переноса нейтронов, возникающего из-за использования представления [1].

Если обозначить через  $\hat{L}(r, z, u)$  и  $\hat{Q}(r, z, u)$  известные операторы уравнения переноса нейтронов, записанного в многогрупповом диффузионном приближении, и ввести в рассмотрение вектор-функции  $\vec{G}(r)$ ,  $\vec{g}_j(r)$  и  $\vec{\varphi}_j(z)$  с компонентами  $G_j^{(k)}(r)$ ,  $g_j^{(k)}(r)$  и  $\varphi_j^{(k)}(z)$  соответственно, то уравнения для пробных и смешивающих функций примут вид

$$\hat{l}_{j-1}(r, u)\vec{G}_{j-1}(r) - \hat{s}_j(r, u)\vec{G}_j(r) + \hat{l}_{j+1}(r, u)\vec{G}_{j+1}(r) + \lambda \hat{q}_j(r, u)\vec{G}_j(r) = 0, \quad (2)$$

$$\vec{g}_j(r) = \alpha_j [\vec{G}_j(r) - \sum_{m=1}^{j-1} \{\vec{G}_j(r), \vec{g}_m(r)\}_r \vec{g}_m(r)], \quad (3)$$

$$- \sum_{m=1}^n \hat{L}_{jm}(z, u)\vec{\varphi}_m(z) + \frac{1}{K_{эф}} \sum_{m=1}^m \hat{Q}_{jm}(z, u)\vec{\varphi}_m(z) = 0, \quad (4)$$

$j = 1, 2, \dots, N,$

где  $\hat{l}_{j-1}(r, u)$ ,  $\hat{s}_j(r, u)$ ,  $\hat{l}_{j+1}(r, u)$  и  $\hat{q}_j(r, u)$  — операторы одномерных уравнений (2), построенных в приближении метода условного разделения переменных;  $u$  — возмущающий свойства реактора параметр (например, концентрация какого-либо изотопа);  $\lambda$  и  $1/K_{эф}$  — ведущие собственные числа в уравнениях (2) и (4) соответственно;  $\alpha_j = \{\hat{G}_j(r), \vec{g}_j(r)\}_r^{-1}$  — коэффициенты нормировки;

$$\begin{aligned} \hat{L}_{jm}(z, u) &= \{\hat{g}_j(r), \hat{L}(r, z, u)\hat{g}_m(r)\}_r, \\ \hat{Q}_{jm}(z, u) &= \{\hat{g}_j(r), \hat{Q}(r, z, u)\hat{g}_m(r)\}_r, \quad j, m = 1, 2, \dots, N. \end{aligned} \quad (5)$$

В вышеприведенных соотношениях фигурные скобки с индексом  $r$  означают интегрирование по  $r$  скалярного произведения находящихся в скобках функций в пределах  $0 \leq r \leq R$ ,  $\hat{g}_j(r)$  — диагональная матрица с элементами  $g_j^{(k)}(r)$  ( $k = 1, 2, \dots, m$ ) на главной диагонали и для упрощения выкладок принято, что  $n = N$ . В общем случае возможно, что система из  $N$  функций  $\vec{G}_j(r)$  окажется линейно зависимой. Тогда процесс ортогонализации (3) приведет к сокращению числа пробных функций  $\vec{g}_j(r)$  по сравнению с числом распределений  $\vec{G}_j(r)$ .

Систему уравнений (2) — (4) следует решать, начиная с уравнений (2) и используя метод итераций источников. При решении учитываются граничные условия

$$\begin{aligned} \vec{G}_j(R) = \nabla_r \vec{G}_j(0) = 0, \quad \vec{\varphi}_j(H) = 0, \quad \nabla_z \vec{\varphi}_j(0) = 0 \\ \text{либо} \\ \vec{\varphi}_j(0) = 0, \quad j = 1, 2, \dots, n \end{aligned}$$

и условия непрерывности функций

$$\begin{aligned} \vec{G}_j(r), \hat{D}(r, z, u)\nabla_r \vec{G}_j(r) \quad \text{при} \quad 0 \leq r \leq R, \\ \vec{\varphi}_j(z), \sum_{m=1}^n \hat{D}_{jm}(z, u)\nabla_z \vec{\varphi}_m(z) \quad \text{при} \quad 0 \leq z \leq H, \end{aligned}$$

где  $\hat{D}(r, z, u)$  — матрица, составленная из групповых коэффициентов диффузии  $D^{(k)}(r, z, u)$ , а

$$\hat{D}_{jm}(z, u) = \{\hat{g}_j(r), \hat{D}(r, z, u)\hat{g}_m(r)\}_r.$$

Как известно, в уравнения (2) войдут параметры перетечек  $\alpha_j^{(k)}(u, \psi_1^{(k)})$ , которые зависят от значений полных (или односторонних) токов нейтронов на границах зон и рассчитываются в методе условного разделения переменных на основе аксиальных распределений  $\psi_1^{(k)}(z) = \int_{\Delta R_i} \phi^{(k)}(r, z, u) r dr$ . В рассматриваемом методе предполагается, что параметры  $\alpha_j^{(k)}(u, \psi_1^{(k)})$  заданы и не зависят от  $\psi_1^{(k)}(z)$ :

$$\alpha_j^{(k)}(u, \psi_1^{(k)}) = \tilde{\alpha}_{ij}^{(k)}. \quad (6)$$

Значения  $\tilde{\alpha}_{ij}^{(k)}$  можно предварительно оценить по известным формулам для реактора со свойствами, близкими к свойствам рассматриваемого реактора. Допущение (6) делает уравнения (2) линейными, что в дальнейшем упрощает расчет коэффициентов чувствительности.

## 2. Сопряженные уравнения и коэффициенты чувствительности

Пусть на решениях уравнений (2) — (4) при  $u \in U$  определен некоторый дробно-линейный функционал потока  $F(u, \vec{g}, \vec{\varphi})$  или коэффициент размножения нейтронов  $K_{эф}$ . Для получения коэффициентов чувствительности этих функционалов при заданном  $u$  проводятся известные рассуждения, связанные с варьированием уравнений (2) — (4) и построением сопряженных операторов. Используя предположение (6), приходим к следующей системе сопряженных уравнений для функций  $\vec{\varphi}_j^+(z)$ ,  $\vec{g}_j^+(r)$  и  $\vec{G}_j^+(r)$ :

$$- \sum_{m=1}^n \hat{L}_{mj}^+(z, u)\vec{\varphi}_m^+(z) + \frac{1}{K_{эф}} \sum_{m=1}^n \hat{Q}_{mj}^+(z, u)\vec{\varphi}_m^+(z) = - \frac{\partial F}{\partial \vec{\varphi}_j(z)}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \vec{g}_j^+(r) + \alpha_j \{\vec{g}_j^+(r), \vec{g}_j^+(r)\}_r \vec{G}_j^+(r) + \sum_{m=j+1}^n \alpha_m \{\vec{G}_m^+(r), \vec{g}_j^+(r)\}_r \vec{g}_m^+(r) + \\ + \sum_{m=j+1}^n \alpha_m \{\vec{g}_m^+(r), \vec{g}_j^+(r)\}_r \vec{G}_m^+(r) = - \frac{\partial F}{\partial \vec{g}_j(r)} - \sum_{m=1}^n \hat{P}_{jm}(r, u)\vec{g}_m^+(r), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \hat{l}_{j-1}^+(r, u)\vec{G}_{j-1}^+(r) - \hat{s}_j^+(r, u)\vec{G}_j^+(r) + \hat{l}_{j+1}^+(r, u)\vec{G}_{j+1}^+(r) + \lambda q_j^+(r, u)\vec{G}_j^+(r) = \\ = - \vec{f}_j^+(r), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\hat{L}_{mj}^+ = \{\vec{g}_m^+, \hat{L}g_j^+\}_r$  и  $\hat{Q}_{mj}^+ = \{\vec{g}_m^+, \hat{Q}g_j^+\}_r$  — сопряженные по отношению к  $\hat{L}_{mj}$  и  $\hat{Q}_{mj}$  (5) операторы, определенные на классе непрерывных  $\vec{\varphi}_m^+(z)$  вместе с  $\sum_{m=1}^n \hat{D}_{mj} \nabla_z \varphi_m^+$  функциях, удовлетворяющих граничным условиям

$$\vec{\varphi}_m^+(z)|_{z=H} = 0, \quad \vec{\varphi}_m^+(z)|_{z=0} = 0$$

либо  $\nabla_z \vec{\varphi}_m^+(z)|_{z=0} = 0, m = 1, 2, \dots, n;$

$\partial F / \partial \vec{\varphi}_j(z)$  и  $\partial F / \partial \vec{g}_j(r)$  — функциональные производные (которые следует положить равными нулю, когда рассматриваются коэффициенты чувствительности к  $K_{\text{эф}}$ );

$$\hat{P}_{jm}(r, u) = - \left\{ \hat{\varphi}_j^+(z), \hat{L}(r, z, u) \hat{\varphi}_m^+(z) \right\}_z + \frac{1}{K_{\text{эф}}} \times \\ \times \left\{ \hat{\varphi}_j^+(z), \hat{Q}(r, z, u) \hat{\varphi}_m^+(z) \right\}_z - \left\{ \hat{\varphi}_m^+(z), \hat{L}(r, z, u) \hat{\varphi}_j^+(z) \right\}_z + \\ + \frac{1}{K_{\text{эф}}} \left\{ \hat{\varphi}_m^+(z), \hat{Q}(r, z, u) \hat{\varphi}_j^+(z) \right\}_z, \quad (10)$$

$$\vec{f}_j^+(r) = - \alpha_j \vec{g}_j^+(r) + \alpha_j \left\{ \vec{g}_j^+(r), \vec{g}_j^+(r) \right\}_r \vec{g}_j^+(r) + \alpha_j \sum_{m=1}^{j-1} \left\{ \vec{g}_m^+(r), \vec{g}_j^+(r) \right\}_r \times \\ \times \vec{g}_m^+(r), \quad (11)$$

$\hat{\varphi}_m^+(z)$  и  $\hat{\varphi}_m^{+(k)}(z)$  — диагональные матрицы с элементами  $\varphi_m^{(k)}(z)$  и  $\varphi_m^{+(k)}(z)$  ( $k = 1, 2, \dots$ ) соответственно, а фигурные скобки с индексом  $z$  означают интегрирование по  $z$  в пределах  $0 \leq z \leq H$  заключенного в них скалярного произведения. Операторы  $\hat{L}_j^+(r, u)$ ,  $\hat{S}_j^+(r, u)$  и  $\hat{Q}_j^+(r, u)$  сопряжены к операторам  $\hat{L}_j(r, u)$ ,  $\hat{S}_j(r, u)$  и  $\hat{Q}_j(r, u)$  соответственно и определены на функциях  $\vec{G}_j^+(r)$ , удовлетворяющих тем же условиям, что и функции  $\vec{G}_j(r)$ .

Решение системы уравнений (7) — (9) находится следующим образом. Вначале определяются  $\vec{\varphi}_j^+(z)$  как решения однородного (при расчете коэффициентов чувствительности к  $K_{\text{эф}}$ ) или как частное решение неоднородного (при рассмотрении коэффициентов чувствительности дробно-линейных функционалов  $F$ ) уравнения (7). Затем в соответствии с равенствами (10) строятся операторы  $\hat{P}_{jm}(r, u)$  и формируются правые части уравнений (8). Функции  $\vec{g}_j^+(r)$  находят, начиная с  $\vec{g}_n^+(r)$ , по формулам вида

$$\vec{g}_j^+(r) = \frac{\alpha_j}{1 + \alpha_j^2} \left\{ \vec{g}_j^+(r), \vec{\psi}_j(r) + \sum_{m=j+1}^n \vec{\gamma}_{mj}(r) \right\}_r \vec{G}_j^+(r) - \vec{\psi}_j(r) - \\ - \sum_{m=j+1}^n \vec{\gamma}_{mj}(r),$$

где  $\vec{\psi}_j(r)$  — правая часть уравнения (8),  $j = n, n-1, \dots, 1$ ;

$$\vec{\gamma}_{mj}(r) = \alpha_m \left\{ \vec{G}_m^+(r), \vec{g}_j^+(r) \right\}_r \vec{g}_m^+(r) + \alpha_m \left\{ \vec{g}_m^+(r), \vec{g}_j^+(r) \right\}_r \times \\ \times \vec{G}_m^+(r); \vec{\gamma}_{m,n} = 0.$$

После этого рассчитываются функции  $\vec{f}_j^+(r)$  и определяется частное решение  $\vec{G}_j^+(r)$  уравнений (9), удовлетворяющее условию ортогональности

$$\sum_j \left\{ \vec{G}_j^+, \hat{q}_j \vec{G}_j^+ \right\}_r = 0.$$

Последнее условие выполняется всегда, поскольку для любого функционала

$$\sum_j \left\{ \vec{f}_j^+, \vec{G}_j^+ \right\} = 0.$$

Полученные таким образом сопряженные функции используются для нахождения коэффициентов чувствительности  $\mathcal{K}$ :

$$\mathcal{K} = \begin{cases} \frac{K_{\text{эф}}^2}{\text{ЦНД}} (I_1 + I_2) & \text{в случае } K_{\text{эф}}, \\ \frac{\partial F}{\partial u} + I_1 + I_2 & \text{в случае функционала } F, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$\text{ЦНД} = \sum_{j=1}^n \sum_{m=1}^n \left\{ \vec{\varphi}_j^+, \hat{Q}_{jm}(z, u) \vec{\varphi}_m^+ \right\}_z,$$

$$I_1 = \sum_{j=1}^n \left\{ \vec{G}_j^+, \frac{\partial \hat{L}_{j-1}}{\partial u} \vec{G}_{j-1} - \frac{\partial \hat{S}_j}{\partial u} \vec{G}_j + \frac{\partial \hat{L}_{j+1}}{\partial u} \vec{G}_{j+1} + \lambda \frac{\partial \hat{Q}_j}{\partial u} \vec{G}_j \right\}_z,$$

$$I_2 = \sum_{j=1}^n \left\{ \vec{\varphi}_j^+, - \sum_{m=1}^n \frac{\partial \hat{L}_{jm}}{\partial u} \vec{\varphi}_m^+ + \frac{1}{K_{\text{эф}}} \sum_{m=1}^n \frac{\partial \hat{Q}_{jm}}{\partial u} \vec{\varphi}_m^+ \right\}_z, \quad (13)$$

$\partial F / \partial u$  — частная производная функционала  $F$  по параметру  $u$ , а в качестве  $\vec{G}_j^+(r)$  и  $\vec{\varphi}_j^+(z)$  берутся соответствующие рассматриваемому функционалу решения уравнений (7) — (9).

В формулах (12) — (13) составляющая  $I_1$  учитывает вклад в величину  $\mathcal{K}$  от изменения функций  $\vec{G}_j(r)$ , а  $I_2$  — от изменения смешивающих функций  $\vec{\varphi}_j(z)$ , вызванных изменением параметра  $u$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ РАСЧЕТОВ

Описанная выше методика реализована в программах на ФОРТРАНе для ЭВМ СМ-4. Заложенные в ней возможности варьирования числа функций, энергетических групп, зон в аксиальном и радиальном направлениях позволяют решать широкий круг задач различной сложности.

**3.1. Исследование точности расчета полей и функционалов.** Для оценки эффективности рассмотренной выше методики были проведены расчеты реакторов, схемы которых представлены на рис. 2. Первой на рисунке изображена схема реактора на тепловых нейтронах ТР, состоящего из активной зоны с регулятором и водяного отражателя. Расчет проводился в двухгрупповом приближении с константами, взятыми из [8]. Далее изображена схема быстрого натриевого реактора БН большой мощности, предложенного в [9] для тестирования программ. Реактор БН, состоящий из двух активных зон разного состава, окруженных экранами, рассчитывался в пятигрупповом диффузионном приближении с использованием приведенных в [9] исходных данных. Последней на рисунке дана схема быстрого реактора БГН большой мощности, охлаждаемого натрием и состоящего из четырех активных зон разного состава, разделенных по высоте вставкой внутренней зоны вос-

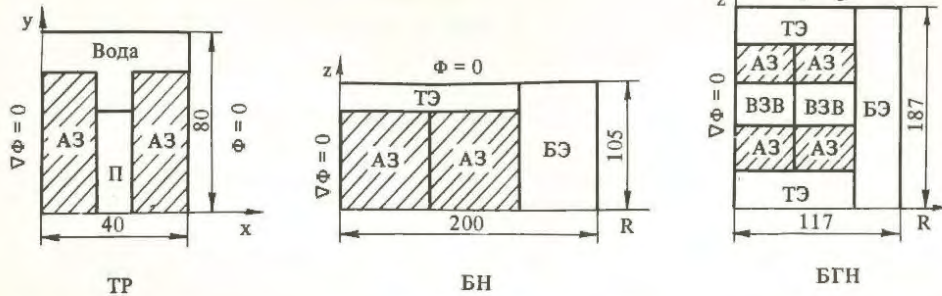


Рис. 2. Схемы реакторов для тестовых расчетов: П — поглотитель; АЗ — активная зона; ТЭ — торцевой экран; БЭ — боковой экран; ВЗВ — внутренняя зона воспроизводства

производства из металлического урана. Расчет проводился в однокрупном приближении. Результаты расчета БГН сравнивались с результатами, полученными по программе SINVAR. В случае реакторов ТР и БН сравнение проводилось с результатами [8] и [9] соответственно. Анализировались в основном значения таких функционалов, как  $K_{эф}$  — эффективный коэффициент размножения, КВ — коэффициент воспроизводства,  $K_1, K_2$  — средние по слоям коэффициенты неравномерности,  $q_v(r)$  — распределения тепловыделений по радиусу и др. Анализ коэффициентов чувствительности проводился по величинам  $H_k = dK_{эф}/d\Sigma_a$  и  $H_F = dF_q/d\Sigma_a$ , где  $\Sigma_a$  — макросечение поглощения, а  $F_q$  — функционал, равный отношению тепловыделения в одной из активных зон к полному тепловыделению в реакторе. Для сравнения коэффициентов чувствительности рассчитывались величины

$$\max_{i,j \in V_z} \frac{|H_{ij}^{(1)} - H_{ij}^{(2)}|}{|H_{ij}^{(1)}|} \text{ и } \min_{i,j \in V_z} \frac{|H_{ij}^{(1)} - H_{ij}^{(2)}|}{|H_{ij}^{(1)}|},$$

где  $H_{ij}^{(1)}, H_{ij}^{(2)}$  — коэффициенты чувствительности в различных приближениях;  $V_z$  — индекс зон (АЗ — активная зона, ТЭ — торцевой экран, БЭ — боковой экран, ВЗВ — внутренняя зона воспроизводства). Результаты расчетов, приведенные в табл. 1, показывают, что погрешность расчета таких интегральных параметров, как  $K_{эф}$ , КВ, КВА, не превышает 1%. Однако составляющие КВ для экранных зон и особенно для зон с малым значением КВ оцениваются хуже. Здесь погрешности могут достигать 5 — 10%. Распределения плотности потока нейтронов и тепловыделений достаточно хорошо совпадают с истинными распределениями. Координаты максимумов и минимумов совпадают, но имеются небольшие отличия в максимальных значениях, особенно в экранах. Для варианта БГН с гетерогенным размещением

топлива в активной зоне отличие коэффициентов неравномерности поля тепловыделений по активным зонам не превышает 2 — 3%.

**3.2. Пересчет пробных функций.** В процессе оптимизации расчет поля нейтронов и функций ценности можно упростить, если не пересчитывать пробные функции на каждом шаге метода последовательной линеаризации. Влияние пересчета пробных функций на функционалы оценивалось путем сравнения значений функционалов, рассчитанных на пробных функциях возмущенной и невозмущенной задач (табл. 2). Оказалось, что при возмущении концентрации в одной из зон реактора до 200%, различия в значениях функционалов  $K_{эф}$ , КВ не превышали 1%, а коэффициента неравномерности  $K_n$  — 2%.

Влияние пересчета пробных функций на коэффициенты чувствительности оказывается больше, особенно для экранных зон, где погрешность достигает сотни процентов (табл. 3).

**3.3. Влияние отклонений в значениях параметров перетечек.** Наиболее важным в обосновании применимости данной методики является выяснение того, как сильно влияет изменение параметров перетечек на значения функционалов и коэффициентов чувствительности. Возникающие при этом погрешности связаны с тем, что в реакторах с различными составами зон приходится использовать одни и те же параметры перетечек. Для оценки этих погрешностей было рассмотрено три варианта реактора БГН, различающихся направлением перетечек (рис. 3): перетечки направлены вверх (рис. 3,а), вниз (рис. 3,б) и соответствуют истинным направлениям (рис. 3,в). Из табл. 4 видно, что даже если направление перетечек поменяется на противоположное в отдельных зонах, то ошибка в расчете функционалов составляет доли процентов. Только в отдельных зонах бокового экрана она оказалась выше.

Таблица 1. Максимальные отклонения, %, расчетных значений функционалов от эталона для вариантов ТР, БН, БГН

Реактор	$K_{эф}$	КВА	КВ	КВ АЗ	КВ ВЗВ	КВ БЭ	КВ ТЭ	$K_1$ АЗ	$K_2$ АЗ
ТР	0,2	—	—	—	—	—	—	—	—
БР	0,35	0,0	0,29	0,04	—	8,2	1,9	—	—
БГН	0,065	0,184	0,145	0,65	1,1	1,02	4,0	3,2	0,26

Таблица 2. Отклонения, %, в значениях функционалов, рассчитанных на возмущенных и невозмущенных пробных функциях

Возмущение, %	$K_{эф}$	КВА	КВ	$K_H$
1	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	0	0,1
5	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$5,79 \cdot 10^{-2}$	$7,94 \cdot 10^{-3}$	0,52
10	$5,8 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-1}$	$1,60 \cdot 10^{-2}$	1,03
15	$9,9 \cdot 10^{-3}$	$2,05 \cdot 10^{-1}$	$2,42 \cdot 10^{-2}$	1,54
20	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,35 \cdot 10^{-1}$	$4,03 \cdot 10^{-2}$	2,0
30	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,40 \cdot 10^{-1}$	$6,50 \cdot 10^{-2}$	0,27
50	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$5,00 \cdot 10^{-1}$	$1,50 \cdot 10^{-1}$	0,47
100	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$7,70 \cdot 10^{-1}$	$4,40 \cdot 10^{-1}$	1,03
200	$5,5 \cdot 10^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-1}$	1,22	1,93

Таблица 3. Максимальные и минимальные отклонения, %, коэффициентов чувствительности, рассчитанных с пересчетом и без пересчета пробных функций

Функционал	Активная зона		Боковой экран		Торцевой экран	
	min	max	min	max	min	max
$F_q$	0,6	3,0	0,25	540	2,3	340
$1/K_{эф}$	0,06	0,7	0,36	24	0,1	4,7

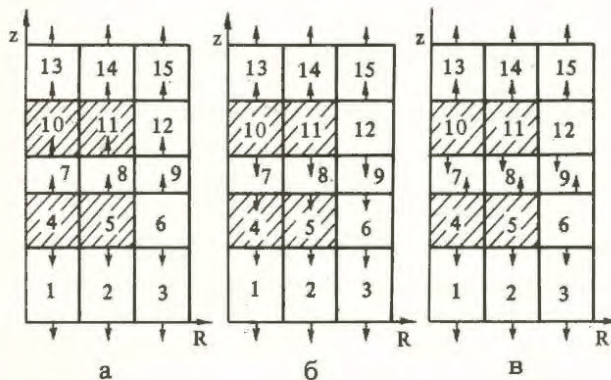


Рис. 3. Схема реактора БГН с различным направлением перетечек

Аналогичные результаты дали исследования на других моделях быстрых реакторов. Все это говорит о слабом влиянии значений параметров перетечек на расчет функционалов.

Чтобы оценить погрешность расчета  $\delta N_F$  коэффициентов чувствительности  $N_F$  (12), были численно получены для варианта БГН изменения  $\delta \alpha_{ij}^{(k)}$  параметров перетечек  $\alpha_{ij}^{(k)}$  (6) и обусловленные ими изменения операторов  $\delta \hat{L}_{j-1}$ ,  $\delta \hat{S}_j$  и  $\delta \hat{L}_{j+1}$  уравнений (2). Рассматривались коэффициенты чувствительности функционала  $F_q$ , равного отношению интеграла от числа делений в зоне 5 к полному числу делений в реакторе. В качестве

Таблица 4. Максимальные отклонения, %, значений функционалов при различных направлениях перетечек

Функционал	Отклонение
$K_{эф}$	0,004
КВА	0,026
КВ	0,093
КВ АЗ	0,65
КВ ВЗВ	0
КВ БЭ	2,7
КВ ТЭ	0
К АЗ	0,193
К АЗ	0,018

возмущения балось изменение сечения поглощения в зоне 1. Тогда

$$\delta N_F = \sum_j \left\{ \vec{G}_j^*(r), \delta \hat{L}_{j-1} \vec{G}_{j-1}(r) - \delta \hat{S}_j \vec{G}_j(r) + \delta \hat{L}_{j+1} \vec{G}_{j+1}(r) \right\}_r$$

Оказалось, что  $|\delta N_F / N_F| \approx 2,5\%$ , что можно считать приемлемым при оптимизационных исследованиях.

3.4. Изменение числа пробных функций. Число пробных функций  $p$ , выбираемых при формировании потока нейтронов (1), оказывает влияние на точность и время расчета характеристик реактора. Ясно, что снижение  $p$  сокращает время расчета, но может приводить к ухудшению точности. В рассматриваемом методе  $p$  не превышает число слоев реактора  $N$  и выбирается в процессе ортогонализации (3) в зависимости от величины нормы:

$$\|\vec{G}_j(r) - \sum_{m=1}^{j-1} \{ \vec{G}_j, \vec{g}_m \}_r \vec{g}_m(r)\|$$

В табл. 5 приведены максимальные значения отклонений  $K_{эф}$  и КВ, рассчитанных для реактора БГН при различном числе пробных функций, от соответствующих эталонных значений, полученных по программе SINVAR.

Таблица 5. Максимальные отклонения, %, в расчете функционалов от эталона

Функционал	Число функций		
	1	3	5
$K_{эф}$	0,53	0,074	0,065
КВА	0,39	0,21	0,184
КВ	7,2	0,01	0,145
КВ АЗ	4,16	0,65	0,65
КВ ВЗВ	2,27	1,1	1,1
КВ БЭ	28,5	2,6	1,02

Видно, что при  $p = 1$  имеется большая погрешность в значениях коэффициентов воспроизводства КВ БЭ зон бокового экрана. Заметное уточнение результатов происходит при переходе от одной к трем пробным функциям, что связано с более полным описанием поля нейтронов. Дальнейшее увеличение числа функций (до

пяти) практически не влияет на снижение погрешности расчета функционалов.

В то же время выбор числа функций  $n < 5$  приводит к большим погрешностям при расчете коэффициентов чувствительности функционалов по отношению к изменению сечения поглощения не только в экранных зонах, но и в активной зоне реактора БГН. Это показывает табл. 6, где даны максимальные и минимальные отклонения коэффициентов чувствительности  $K_{эф}$  и  $F_q$ , рассчитанных при двух, трех и четырех функциях, от соответствующих значений, полученных при пяти функциях.

Т а б л и ц а 6. Максимальные и минимальные относительные отклонения, %, коэффициентов чувствительности к расчету без выброса функций

Функционал	Вариант расчета	Число функций	Активная зона		Боковой экран		Торцевой экран	
			min	max	min	max	min	max
$F_q$	На полных токах	4	3,7	7,5	7,9	1960	28,7	334
		2	3,1	7,2	9,0	544	29,1	340
$F_q$	На односторонних токах	4	0,8	1,5	0,2	4,7	0,44	2,3
		3	0,8	1,5	0,2	4,7	0,44	3,8
$1/K_{эф}$	На полных токах	4	0,05	0,5	0,63	13	0,13	4,5
		2	2,4	2,7	1,6	26,2	0,88	2,6

Интересно отметить, что существенное уточнение результатов происходит при переходе от расчета функций  $\vec{G}_j$  (а значит, и  $\vec{G}_j^+$ ) на полных токах к их расчету с использованием односторонних токов. Опыт расчетов показывает, что одновременно с этим повышается устойчивость счета при нахождении функций  $\vec{G}_j^+(r)$ , что особенно заметно для реакторов, в которых аксиальные слои со слабо размножающимися нейтроны свойствами помещены внутри активной зоны.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты тестовых расчетов показывают, что рассмотренная методика позволяет с достаточной для оптимизационных исследований точностью при небольшом числе пробных функций получить значения физических характеристик реакторов. Такая же точность расчета коэффициентов чувствительности этих характеристик допускает использование этой методики при автоматизации поиска оптимальных характеристик реакторов на основе методов линеаризации.

Оказалось, что допущение о неизменности параметров перетечек применимо и не вносит большой погрешности в расчеты рассмотренных реакторов даже в том случае, когда меняется знак производной от потока на границах слоев. Поэтому в процессе поиска оптимальной компоновки реактора эти параметры можно не пересчитывать на каждой итерации метода линеаризации и уточнять их одновременно с корректировкой малоугрупповых микросечений.

Расчетные исследования указывают на возможность

выбора числа пробных функций, которое меньше числа слоев в реакторе, лишь в том случае, когда распределения  $\vec{G}(r)$  находятся с использованием односторонних (а не полных) токов. В противном случае может возникнуть неустойчивость счета. Что касается времени расчета распределений нейтронов (или сопряженных функций для какого-либо функционала), то, по предварительным оценкам, оно сравнимо с тем, которое затрачивается на получение аксиальных и радиальных распределений в методе условного разделения переменных при фиксированных значениях параметров перетечек.

#### Список литературы

1. Хромов В.В., Кузьмин А.М., Орлов В.В. Метод последовательной линеаризации в задачах оптимизации реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1978, с. 87.
2. Егоркина Н.Н., Москалев С.А., Кузьмин А.М. и др. Комплекс программ ДОКАР для оптимизации быстрых реакторов в диалоговом режиме. — В кн.: Математические модели ядерно-энергетических установок: Сборник статей МИФИ. — М.: Атомиздат, 1983, с. 5 — 15.
3. Гераскин Н.И., Кузьмин А.М., Морин Д.В. и др. Алгоритмы и программа оптимизации состава зон реакторов на быстрых нейтронах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 4(33), с. 50 — 53.
4. Хромов В.В. Итерационный синтез решений уравнения переноса нейтронов. — В кн.: Физика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1973, вып. 3, с. 5 — 12.
5. Хромов В.В., Кузьмин А.М. Эффективный метод многогруппового расчета реактора. — Атомная энергия, 1966, т. 21, с. 406 — 408.
6. Земсков Е.А., Исакова Л.Я. О применимости прямых методов в нейтронно-физическом расчете ядерных реакторов. — Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 5, с. 17.
7. Кузьмин А.М., Рафаев К.С., Хромов В.В. Ценность нейтронов и коэффициенты чувствительности в методах итерационного синтеза. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 3, с. 154 — 157.

8. Larsen H. Experience with Flux Synthesis for Burn-up Calculations on Light Water Reactors. — Vienna: IAEA, 1972, p. 613 — 621.
9. Зизин М.Н., Шишков Л.К., Ярославцева Л.Н. Тестовые нейтронно-физические расчеты ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1980, с. 44 — 58.

Статья поступила в редакцию  
15 июля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 6 — 13.

УДК 621.039.5

## РАСЧЕТ КАРТОГРАММЫ ЗАГРУЗКИ БЫСТРОГО РЕАКТОРА МЕТОДОМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ЛИНЕАРИЗАЦИИ

А.А. Кашутин, А.В. Кобяк, В.В. Хромов, М.О. Шведов

Рассмотрен алгоритм расчета картограммы загрузки быстрого реактора, основанный на методе последовательной линеаризации. Приведены результаты численных исследований, иллюстрирующие возможности алгоритма и его эффективность. Дана общая характеристика созданных на основе алгоритма расчетно-оптимизационных комплексов, предназначенных для решения различных оптимизационных задач перегрузки топлива.

THE CALCULATION OF THE FAST REACTOR LOADING CARTOGRAMM BY THE METHOD OF THE CONSECUTIVE LINEARIZATION, A.A. KASHUTIN, A.V. KOBIAK, V.V. KHROMOV, M.O. SHVEDOV. In this paper the algorithm for calculation of the fuel loading cartogramm of a fast reactor based on method of consecutive linearization was considered. The results of the numerical examinations which illustrate opportunities and efficiencies of the algorithm were shown. General characteristic of optimization computer programs solving of different optimization tasks of fuel reloading was made.

Метод последовательной линеаризации (МПЛ) [1, 2] нашел широкое применение в алгоритмах решения различных оптимизационных задач реакторной физики и техники. Эти алгоритмы позволяют рассматривать полномасштабные расчетно-поисковые задачи при относительно небольших объемах вычислений. Примерами могут служить комплексы программ РОКБАР, SAPFER и ДОКАР [3 — 5], позволяющие отыскивать оптимальные компоновки активных зон энергетических быстрых реакторов. В настоящее время ведутся работы по применению МПЛ для оптимизации характеристик бланкетов ТЯР и выбора параметров ЯЭУ в условиях неопределенности исходной информации [6]. Предварительные исследования показали эффективность МПЛ в задачах оптимизации картограммы загрузки быстрого реактора [7] и определили возможности его использования при создании соответствующих программных комплексов.

### ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Активная зона быстрого реактора составлена из ячеек гексагональной формы. В ячейках могут размещаться тепловыделяющие сборки (ТВС), органы СУЗ, (компенсаторы избыточной реактивности (КС), аварийная защита и т.д.), различающиеся нуклидным составом. Схема размещения ТВС и органов СУЗ в ячейках активной зоны в дальнейшем именуется картограммой загрузки. Требуется определить оптимальную картограмму загрузки быстрого реактора (по заданному критерию)

и закон вертикального перемещения КС в процессе работы реактора на мощности.

Размещение сборок (ТВС и органов СУЗ) в ячейках описывается управлением  $x_{kj}$ ,  $k = 1, 2, \dots, K$ ,  $j = 1, 2, \dots, J$ . Здесь  $K$  — количество сборок, а  $J$  — количество ячеек. Управление может принимать только два фиксированных значения. Если  $x_{kj} = 1$ ,  $k$ -я сборка размещается в  $j$ -й ячейке, в противном случае, при  $x_{kj} = 0$ ,  $j$ -я ячейка занята другой сборкой. Положение по высоте канала КС с номером  $k$  в  $j$ -й ячейке (в случае ее размещения там) определяется в момент времени  $t$  управлением  $y_{kj}(t)$  ( $0 \leq y_{kj} \leq 1$ ). Это управление определяет часть длины КС, которая введена в активную зону.

Управления  $x_{kj}$  должны подчиняться определенным ограничениям. В одной ячейке можно разместить только одну сборку. Выражение этого ограничения

$$\sum_{k=1}^K x_{kj} = 1, \quad j=1, 2, \dots, J.$$

Одну сборку можно разместить только в одной ячейке:

$$\sum_{j=1}^J x_{kj} = 1, \quad k = 1, 2, \dots, K.$$

Допускаются также другие ограничения на размещение сборок (например, фиксация положения некоторых сборок в определенных ячейках и т.д.).

В качестве целевой функции и ограничений задачи оптимизации рассматриваются следующие характеристики: эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе  $K_{эф}$ ; дробно-линейный функционал

$$F = \frac{\int d\vec{r} \int dE \Sigma_1(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E)}{\int d\vec{r} \int dE \Sigma_2(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E)},$$

где  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$  — макроскопические сечения процессов, отношением которых определяется функционал, а  $\varphi$  — плотность потока нейтронов; характеристика пространственной неравномерности поля энерговыделения

$$F = \frac{1}{V\bar{q}^2} \int d\vec{r} \int dE \Sigma_1(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E) - \bar{q}^2,$$

где  $V$  — объем активной зоны, а

$$\bar{q} = \frac{1}{V} \int d\vec{r} \int dE \Sigma_1(\vec{r}, E) \varphi(\vec{r}, E) -$$

среднее энерговыделение. Возможно использование других функционалов нейтронного и нуклидного полей.

Формулировка оптимизационной проблемы позволяет рассмотреть задачи об оптимальном размещении органов СУЗ, оптимальной перегрузке реактора в квази-установившемся режиме работы, осуществить анализ топливных перегрузок в переходных режимах работы реактора.

#### МЕТОД РЕШЕНИЯ

Основные положения итерационной схемы МПЛ сводятся к следующему [2]. В окрестности первоначально заданных или определенных на предыдущей итерации управлений с помощью линейной теории возмущений (ЛТВ) [8] осуществляется линеаризация функционалов оптимизационной задачи. Это позволяет преобразовать ее к задаче целочисленного линейного программирования (ЦЛП), решение которой соответствующими алгоритмами [9] дает новые значения управлений, более близкие к оптимальным (в смысле целевого функционала), чем предшествующие. Итерации повторяются, пока не будут найдены оптимальные значения управлений. Следует отметить, что трудоемкость решения задач ЦЛП значительно выше, чем трудоемкость решения задач линейного программирования с непрерывными управлениями.

Применение схемы МПЛ для оптимизации картограммы загрузки затруднено следующими обстоятельствами. Управления в такой задаче дискретны и, следовательно, их изменение в ходе итераций также должно быть дискретным. Использование же аппарата ЛТВ при линеаризации задачи допускает лишь малые изменения управлений. Поэтому возможны случаи, когда условия задачи ЦЛП будут достаточно приближенными, что может привести к нестабильности итерационного процесса МПЛ.

Один из способов стабилизации вычислительного процесса в этом случае предложен в [10]. Суть его сводится к следующему. Каждая итерация завершается анализом новой картограммы. Если эта картограмма

действительно лучше предшествующей (по значению целевого функционала), она принимается исходной для очередной итерации. В противном случае эта картограмма бракуется, для чего к условиям последней задачи ЦЛП добавляется ограничение, отсекающее забракованную картограмму. Это ограничение имеет вид

$$\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J (1 - x_{kj}) x_{kj}^0 \geq 1.$$

Нетрудно проверить, что управления  $x_{kj}^0$  ( $k = 1, 2, \dots, K$ ;  $j = 1, 2, \dots, J$ ), соответствующие забракованной картограмме, не подчиняются этому ограничению. Из решения модифицированной таким образом задачи ЦЛП находится очередная картограмма загрузки и т.д.

Модифицированный алгоритм МПЛ не гарантирует отыскание оптимальной картограммы загрузки. В некоторых случаях это может быть лишь улучшенная картограмма. Степень отличия ее от оптимальной картограммы существенно зависит от степени нелинейности решаемой задачи.

#### ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА

С целью проверки модифицированного алгоритма МПЛ решены несколько простейших задач. Оптимальные картограммы загрузки в этих задачах либо известны, либо имеют достаточно ясную физическую интерпретацию.

**Задача № 1.** Требовалось составить картограмму загрузки с минимальной неравномерностью поля энерговыделения из ТВС, отличающихся обогащением топлива (высокого, среднего и низкого обогащения). Количество ячеек в картограмме — 61. Количество ТВС каждого обогащения не лимитировалось. Значения  $K_{эф}$  и других физических характеристик не ограничивались. Процессы выгорания топлива не рассматривались.

Простейшие условия и небольшая размерность задачи позволили отыскать оптимальную картограмму загрузки прямыми вариантными расчетами. Отметим, что количество вариантов расстановки ТВС, которое при этом пришлось рассчитать, было достаточно большим.

Результаты решения задачи модифицированным МПЛ приведены на рис. 1. Оптимальная картограмма найдена за одну итерацию. При этом ТВС со средним обогащением топлива исходной картограммы (рис. 1,а) замещены сборками низкого и высокого обогащения в оптимальной картограмме (рис. 1,б). Значение характеристики неравномерности поля энерговыделения для начальной картограммы  $F^H = 0,4459$ , для оптимальной —  $F^{opt} = 0,3146$ . Найденная оптимальная схема размещения ТВС совпала с соответствующей схемой, полученной из вариантных расчетов.

Оптимальная картограмма загрузки ТВС соответствует принципам профилирования поля энерговыделения в активной зоне реактора изменением обогащения

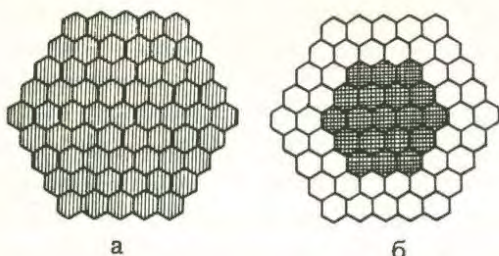


Рис. 1. Исходная (а) и оптимальная (б) картограммы загрузки в задаче на минимум характеристики неравномерности поля энерговыделения.  $\square$  — ТВС высокого обогащения,  $\textcircled{\square}$  — среднего,  $\textcircled{\textcircled{\square}}$  — низкого обогащения

топлива. ТВС низкого обогащения размещены во внутренних областях, ТВС высокого обогащения — на периферии активной зоны. Соблюдена симметрия размещения ТВС. Отметим лишь, что оптимальная картограмма не содержит переходной области из ТВС среднего обогащения. Однако результат не противоречит классическому [11] и объясняется дискретностью управлений задачи. Как было установлено вариантными расчетами, любая замена одной или нескольких ТВС высокого и низкого обогащения в области второго и третьего рядов ячеек картограммы на ТВС среднего обогащения приводит к ухудшению неравномерности поля энерговыделения.

**Задача № 2.** Условия те же, что и в предыдущей задаче. Дополнительно наложено ограничение на значение  $K_{эф}$ :

$$1,0 \leq K_{эф} \leq K_{эф}^{доп}$$

Рассмотрено три варианта задачи, отличающихся значениями  $K_{эф}^{доп}$ . Эти значения приведены в таблице. Там

Значения характеристик оптимальных картограмм загрузки

Задача	$K_{эф}^{доп}$	F	$K_{эф}$	
№ 2:	а	1,0400	0,3299	1,0399
	б	1,0350	0,3381	1,0348
	в	1,0300	0,3460	1,0300
№ 1	—	0,3146	1,0508	

же для найденных оптимальных картограмм даны значения характеристики неравномерности поля энерговыделения F и  $K_{эф}$ . Для сравнения указаны соответствующие характеристики оптимальной картограммы задачи № 1. Схемы оптимального размещения ТВС приведены на рис. 2.

Дадим физическую интерпретацию полученных решений. Поскольку рассматриваемая задача отличается от предшествующей наличием ограничения на значение  $K_{эф}$ , для этого достаточно указать ожидаемые изме-

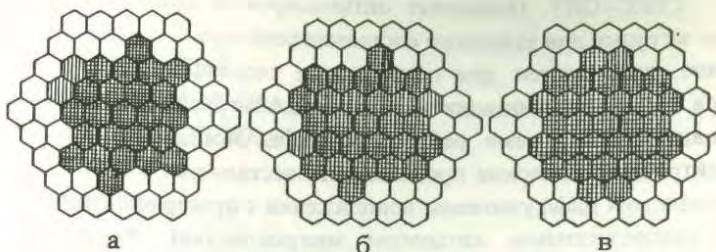


Рис. 2. Оптимальная картограмма загрузки в задаче на минимум характеристики неравномерности поля энерговыделения с ограничением на  $K_{эф}$  (варианты а, б, в задачи № 2). Обозначения те же, что на рис. 1

нения в оптимальной картограмме загрузки задачи № 1 под действием данного ограничения.

В связи с необходимостью уменьшения значения  $K_{эф}$  (от 1,0508 до 1,0400 и ниже) требуется заменить в этой картограмме высокообогащенные ТВС на ТВС среднего и низкого обогащения. При этом неравномерность поля энерговыделения будет расти. Степень роста будет определяться числом замен. Поэтому количество заменяемых ТВС должно быть минимальным. Ясно, что в первую очередь должны быть заменены ТВС высокого обогащения во внутренних областях активной зоны. Именно при таких заменах обеспечивается максимальное уменьшение значения  $K_{эф}$  при минимальном росте неравномерности поля энерговыделения. С усилением ограничения (уменьшением значения  $K_{эф}^{доп}$ ) число замен ТВС будет расти. Замены должны обеспечивать симметрию или квазисимметрию результирующей картограммы загрузки.

Полученные результаты соответствуют ожидаемым. Ограничение на значение  $K_{эф}$  приводит к замене в оптимальной картограмме загрузки задачи № 1 высокообогащенных ТВС в предпоследнем ряду ячеек на ТВС среднего и низкого обогащения. Количество замен минимально в каждом варианте (значения  $K_{эф}$  и  $K_{эф}^{доп}$  одинаковы или близки). Число замен растет с усилением ограничения. В размещении ТВС наблюдается либо симметрия (вариант в), либо симметрия в противоположных гранях (вариант б), либо квазисимметрия (вариант а).

Следует отметить высокую скорость сходимости итерационного процесса МПЛ. Во всех рассмотренных задачах в течение одной-двух итераций находилась картограмма загрузки, отличающаяся от оптимальной размещением не более 5% ТВС. Для определения окончательной расстановки ТВС требовалось, как правило, еще столько же итераций. Практика численных расчетов показала, что для рассмотренных оптимизационных задач объем вычислений при решении задач ЦЛП не превышает 4% общего объема вычислений.

#### КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАСЧЕТНО-ОПТИМИЗАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ ПРОГРАММ

На основе модифицированного алгоритма МПЛ созданы два комплекса программ с различным целевым назначением.

ГЕКС—ОПТ. Позволяет оптимизировать картограмму загрузки для заданного состояния реактора. В перспективе предназначен для оптимизации размещения органов СУЗ и оптимизации картограммы загрузки в установившемся режиме работы реактора. Моделирование нейтронно-физических процессов осуществляется в мало-групповом диффузионном приближении с пространственно-распределенным каталогом микроконстант. Расчет нейтронного поля производится методом сеток (одна точка конечно-разностной сетки на ячейку) и итерации источников.

ГЕКС—ТМЕ—ОПТ. Позволяет оптимизировать картограмму загрузки реактора с учетом процессов выгорания топлива. В перспективе предназначен для анализа топливных перегрузок в переходных режимах работы реактора. Моделирование нейтронного поля осуществляется в приближениях предшествующего комплекса. Расчет распределения нейтронов производится с помощью прямых методов со специальным выбором системы координатных функций [12]. Это позволяет существенно сократить объем вычислений за счет некоторых потерь в точности расчета. При моделировании выгорания топлива учитываются ядерные реакции радиационного захвата и деления. Выгорание топлива рассчитывается дискретным способом.

#### Список литературы

1. Федоренко Р.П. Приближенное решение некоторых задач оптимального управления. — ЖВМ и МФ, 1964, т. 4, № 6, с. 1045 — 1065.
2. Хромов В.В., Кузьмин А.М., Орлов В.В. Метод последовательной линеаризации в задачах оптимизации реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1978.
3. Хромов В.В., Кашутин А.А., Кузьмин А.М., Силаев Ю.В. Расчетный оптимизационный комплекс для быстрых атомных реакторов РОКБАР. — В кн.: Физика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1970, вып. 2, с. 3 — 16.

4. Гераскин Н.И., Кузьмин А.М., Морин Д.В. и др. Алгоритм и программа оптимизации состава зон реакторов на быстрых нейтронах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 4 (33), с. 50 — 53.
5. Шумский Б.Е., Егоркина Н.Н., Москалев С.А. и др. Комплекс программ ДОКАР для оптимизации быстрых реакторов в диалоговом режиме. — В кн.: Математические модели ядерно-энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1983, с. 5 — 15.
6. Гераскин Н.И., Кузьмин А.М., Хромов В.В. Влияние отклонений исходных данных на результаты оптимизации ядерных реакторов. — Атомная энергия, 1987, т. 63, вып. 1, с. 3 — 6.
7. Хромов В.В., Степченко А.И., Кашутин А.А. Комплекс программ ПРОСПЕР для оптимизации картограммы загрузки топлива в быстром ядерном реакторе. — В кн.: Физика ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1981, вып. 10, с. 92 — 97.
8. Кашутин А.А., Хромов В.В. Линейная теория возмущений для задач выгорания горючего в быстром реакторе. — Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 1, с. 59.
9. Пакет прикладных программ "Линейное программирование в АСУ": Описание применения. — Калинин: НПО "Центрпрограммсистем", 1978.
10. Кашутин А.А., Степченко А.И., Хромов В.В. Стабилизация итерационного процесса поиска решения в задачах оптимизации пакетной перегрузки горючего в ядерном реакторе. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 7 (29), с. 45 — 48.
11. Рудик А.П. Оптимальное расположение ядерного горючего в реакторе. — М.: Атомиздат, 1974.
12. Шведов М.О., Кашутин А.А. Применение метода интегральных функций Грина при расчете нейтронных и нуклидных полей в оптимизационных реакторных задачах. — В кн.: Физика ядерно-энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1987, с. 66 — 68.

Статья поступила в редакцию  
24 февраля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 13 — 16.

# ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ В РАСЧЕТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

С.Л. Кононов

Предлагается метод оценки погрешности расчета ряда характеристик топливного цикла ядерного реактора: средней глубины выгорания, изотопного состава выгружаемого топлива, расходов делящихся нуклидов.

THE ASSESMENT OF THE UNCERTAINTY OF NUCLEAR REACTOR FUEL CYCLE CHARACTERISTICS CALCULATION. S.L. KONO-NOV. The method of the assesment of the uncertainty in the nuclear reactor fuel cycle characteristics calculation is presented.

## ВВЕДЕНИЕ

Неточность исходной информации — принципиально важный фактор для прогнозных исследований, в частности развития ядерной энергетики. Если статистические характеристики неточных величин известны, то появляется возможность строгого решения задачи планирования в условиях неполной информированности, т.е. оптимизации плана по величине математического ожидания рассматриваемой целевой функции.

Цель данной работы — предложить способ оценки статистических характеристик неточно известных параметров топливного цикла ядерного реактора: средней глубины выгорания, изотопного состава выгружаемого топлива, расходов делящихся нуклидов. По смыслу способ аналогичен методам, использованным рядом авторов для решения подобных задач применительно к быстрым реакторам [1 — 4].

## 1. МЕТОД ОЦЕНКИ

**1.1. Постановка задачи.** Пусть по некоторой программе рассчитаны нейтронно-физические характеристики трехзонной ячейки, состоящей из топлива, оболочки и замедлителя:

— зависимость эффективного коэффициента размножения  $K_{эф}$  от глубины выгорания (при некоторой заданной мощности и некоторой утечке);

— изменение изотопного состава топлива в зависимости от глубины выгорания  $\bar{V}$ .

При соответствующем выборе исходных данных эти величины можно использовать для оценки характеристик топливного цикла некоторого реактора. Если принять, что реактор работает в режиме трех перегрузок за кампанию, то необходимую для оценки среднюю глубину выгорания  $\bar{V}$  можно определить как глубину выгорания, для которой выполняется соотношение

$$\frac{K_{эф}(\bar{V}/3) + K_{эф}(2\bar{V}/3) + K_{эф}(\bar{V})}{3} = 1, \quad (1)$$

где  $K_{эф}(\bar{V}/3)$ ,  $K_{эф}(2\bar{V}/3)$ ,  $K_{эф}(\bar{V})$  — значения  $K_{эф}$  при глубинах выгорания  $\bar{V}/3$ ,  $2\bar{V}/3$ ,  $\bar{V}$ .

Тогда определены следующие характеристики топливного цикла рассматриваемого реактора;

1) начальный изотопный состав топлива подпитки (задается во входных данных к расчету);

2) средняя глубина выгорания топлива (рассчитывается через соотношение (1));

3) конечный изотопный состав топлива подпитки (получается из нейтронно-физического расчета для найденной средней глубины выгорания);

4) расход делящихся нуклидов на подпитку реактора при работе в разомкнутом топливном цикле:

$$g_f^0 = \frac{N_T \cdot 365 \cdot \varphi}{\bar{V}} \rho_f^0, \quad (2)$$

где  $N_T$  — тепловая мощность реактора,  $\varphi$  — коэффициент использования мощности,  $\rho_f^0$  — содержание делящихся нуклидов в загружаемом топливе;

5) расход делящихся нуклидов на подпитку при работе в замкнутом топливном цикле:

$$g_f^a = \frac{N_T \cdot 365 \cdot \varphi}{\bar{V}} (\rho_f^0 - \rho_f^k), \quad (3)$$

где  $\rho_f^k$  — содержание делящихся нуклидов в выгружаемом топливе.

Поставим задачу: оценить ошибку в указанных характеристиках.

В формулах (2), (3) величины  $N_T$ ,  $\varphi$  можно считать известными точно, так же как и величину  $\rho_f^0$ , после того, как они по каким-то соображениям выбраны. Поэтому для решения задачи необходимо определять погрешность расчета средней глубины выгорания топлива и конечного изотопного состава.

Введем вектор изотопного состава выгружаемого топлива  $\vec{\rho}$ , в который объединим конечные концентрации интересующих нас нуклидов:

$$\vec{\rho}^T = (\rho_5, \rho_6, \rho_9, \rho_0, \rho_1, \rho_2).$$

Здесь и далее индекс  $T$  — знак транспонирования;  $\rho_5$ ,  $\rho_6$ ,  $\rho_9$ ,  $\rho_0$ ,  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — содержания  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в выгружаемом топливе.

Конечный изотопный состав зависит, во-первых, от средней глубины выгорания  $\bar{V}$ , во-вторых, от нейтрон-

но-физических данных, использованных при расчете (их объединим в вектор  $\vec{X}$ ) и, в-третьих, от методики расчета.

Обозначим:  $\vec{\Delta\rho}$  — вектор ошибок в конечном изотопном составе,  $\Delta\bar{V}$  — ошибка в средней глубине выгорания,  $\Delta\vec{X}$  — вектор ошибок в ядерных данных нуклидов,  $\Delta\vec{\rho}^{\text{мет}}$  — методическая ошибка расчета конечного изотопного состава. Тогда в линейном приближении можно записать

$$\Delta\vec{\rho} = \frac{\partial\vec{\rho}}{\partial\bar{V}} \Delta\bar{V} + \frac{\partial\vec{\rho}}{\partial\vec{X}} \Delta\vec{X} + \Delta\vec{\rho}^{\text{мет}}.$$

Величина  $\Delta\bar{V}$  зависит от ошибки в задании утечки, от  $\Delta\vec{X}$  и от методической ошибки ( $\Delta\bar{V}^{\text{мет}}$ ). Добавим заданную утечку в вектор  $\vec{X}$ . Тогда

$$\Delta\bar{V} = \frac{\partial\bar{V}}{\partial\vec{X}} \Delta\vec{X} + \Delta\bar{V}^{\text{мет}}, \quad (4)$$

а выражение для ошибки в конечном изотопном составе принимает вид

$$\Delta\vec{\rho} = \frac{\partial\vec{\rho}}{\partial\bar{V}} \left[ \frac{\partial\bar{V}}{\partial\vec{X}} \Delta\vec{X} + \Delta\bar{V}^{\text{мет}} \right] + \frac{\partial\vec{\rho}}{\partial\vec{X}} \Delta\vec{X} + \Delta\vec{\rho}^{\text{мет}}. \quad (5)$$

Методические ошибки  $\Delta\bar{V}^{\text{мет}}$ ,  $\Delta\vec{\rho}^{\text{мет}}$  определяются через сопоставление результатов расчетов по использованной программе с результатами, полученными по более точной программе. В случае, когда использованная программа достаточно хороша, допустимо принять  $\Delta\bar{V}^{\text{мет}} = 0$ ,  $\Delta\vec{\rho}^{\text{мет}} = 0$  и (5) выглядит более просто:

$$\Delta\vec{\rho} = \left( \frac{\partial\vec{\rho}}{\partial\bar{V}} \frac{\partial\bar{V}}{\partial\vec{X}} + \frac{\partial\vec{\rho}}{\partial\vec{X}} \right) \Delta\vec{X}. \quad (5')$$

Таким образом, для определения ошибок по формулам (4), (5), (5') необходимо в дополнение к  $\Delta\bar{V}^{\text{мет}}$ ,  $\Delta\vec{\rho}^{\text{мет}}$  находить величины  $\Delta\vec{X}$  (ошибку в ядерных данных и утечке);  $\partial\bar{V}/\partial\vec{X}$  (чувствительность средней глубины выгорания к изменению ядерных данных и утечки);  $\partial\vec{\rho}/\partial\bar{V}$ ,  $\partial\vec{\rho}/\partial\vec{X}$  (чувствительность изотопного состава к изменению глубины выгорания и ядерных данных).

**1.2. Оценка ошибки в ядерных данных.** Оставим пока в стороне вопрос об ошибке в утечке и рассмотрим определение ошибки в ядерных данных.

Ядерные данные нуклидов получают из измерений соответствующих параметров при различных энергиях нейтронов (дифференциальные эксперименты). Кроме того, имеются эксперименты по определению критичности на сборках различного состава и геометрии, возможно, с дополнительными измерениями ряда параметров (интегральные эксперименты). Некоторые интегральные эксперименты можно обчислить по той программе, точность которой мы оцениваем.

Таким образом, имеются два источника информации (расчет и эксперименты — дифференциальные и

интегральные), которые следует использовать для получения обоснованной оценки точности заданных в программу ядерных данных нуклидов. Ясно, что нужно стремиться объединить эти потоки. Удобный способ объединения предложен в [5] (по смыслу он не отличается от способов [1 — 4], но по форме, по мнению авторов, он яснее).

Способ состоит в следующем. Пусть  $\vec{q}_p$  — вектор относительных ошибок расчета (по отношению к истинным значениям) интересующих нас параметров интегрального эксперимента. Ошибки расчета зависят от ошибок в методе расчета  $\vec{q}^{\text{мет}}$  и ошибок из-за неточности входных данных программы  $\vec{q}_{\text{вх}}$ , которыми в данном случае являются ядерные данные нуклидов. При малых ошибках  $\vec{q}_{\text{вх}}$  линейно зависит от относительных ошибок во входных данных. Тогда

$$\vec{q}_p = \vec{q}^{\text{мет}} + \hat{A} \cdot \delta\vec{X},$$

где  $\hat{A}$  — матрица коэффициентов чувствительности результатов расчета к изменению ядерных констант,  $\delta\vec{X}$  — вектор относительных ошибок во входных данных.

Компоненты вектора  $\vec{q}^{\text{мет}}$  и матрица их ковариаций определяются через сопоставление с результатами расчета по более точной программе. Если имеется систематическая ошибка, то ее надо использовать как поправку, после чего считать, что математическое ожидание  $\vec{q}^{\text{мет}}$  равно нулю.

Примем, что векторы  $\delta\vec{X}$ ,  $\vec{q}^{\text{мет}}$  распределены нормально с известными ковариационными матрицами  $\hat{K}_x$ ,  $\hat{K}_m$ , а матрица  $\hat{A}$  также известна. Тогда вектор  $\vec{q}_p$  распределен нормально с ковариационной матрицей

$$\hat{K}_p = \hat{K}_m + \hat{A} \hat{K}_x \hat{A}^T.$$

До проведения эксперимента принимаем, что векторы  $\vec{q}_p$ ,  $\vec{q}^{\text{мет}}$ ,  $\delta\vec{X}$  имеют нулевые математические ожидания, т.е. оснований для пересмотра входных данных и результатов расчета нет.

Пусть теперь эксперимент проведен. Относительные ошибки эксперимента объединим в вектор  $\vec{q}_3$ . Его считаем распределенным нормально с ковариационной матрицей  $\hat{K}_3$ , которая определяется условиями эксперимента и считается известной.

С учетом сделанных предположений после проведения эксперимента определен вектор расхождений расчета и эксперимента:

$$\vec{Y} = \hat{P} \vec{q}_p - \vec{q}_3,$$

где  $\hat{P}$  — оператор проектирования (матрица из нулей с единицами в некоторых строках), который формально отражает тот факт, что эксперимент дает, как правило, меньше величин, чем расчет. Тогда, как показано в [5], от априорных (нулевых) математических ожиданий векторов  $\vec{q}_p$ ,  $\vec{q}^{\text{мет}}$ ,  $\delta\vec{X}$  можно перейти к апостериорным значениям, которые обозначим  $\vec{q}_p^*$ ,  $\vec{q}^{\text{мет}*}$ ,  $\delta\vec{X}^*$ . Переход осуществляется по формулам:

$$\begin{aligned}
\vec{q}_p^* &= \hat{K}_p \hat{P}^T \hat{H}^{-1} \vec{Y}, \\
\hat{H} &= \hat{K}_p + \hat{P} \hat{K}_p \hat{P}^T, \\
\vec{q}_*^{мет} &= \hat{K}_M \hat{P}^T \hat{H}^{-1} \vec{Y}, \\
\delta \vec{X}^* &= \hat{K}_X \hat{P}^T \hat{H}^{-1} \vec{Y}, \\
\hat{K}_p^* &= \hat{K}_p - \hat{K}_p \hat{P}^T \hat{H}^{-1} \hat{P} \hat{K}_p, \\
\hat{K}_M^* &= \hat{K}_M - \hat{K}_M \hat{P}^T \hat{H}^{-1} \hat{P} \hat{K}_M, \\
\hat{K}_X^* &= \hat{K}_X - \hat{K}_X \hat{A}^T \hat{P}^T \hat{H}^{-1} \hat{P} \hat{A} \hat{K}_X.
\end{aligned} \tag{6}$$

Здесь  $\hat{K}_p^*$ ,  $\hat{K}_M^*$ ,  $\hat{K}_X^*$  — ковариационные матрицы векторов  $\vec{q}_p^*$ ,  $\vec{q}_*^{мет}$ ,  $\delta \vec{X}^*$ .

В математическом смысле описанный способ является решением задачи поиска значений параметров линейной регрессии методом наименьших квадратов в случае, когда вектор параметров считается случайной величиной с нулевым математическим ожиданием. Этот способ можно интерпретировать и как применение байесовского подхода: принятое экспертным путем априорное распределение вероятностей заменяется апостериорным на основе полученных экспериментальных данных; при этом функция риска имеет вид принятой в методе наименьших квадратов квадратичной формы.

Применение формул (6) дает, в частности, наиболее вероятные значения относительных ошибок в ядерных данных в форме нормально распределенного вектора с известным математическим ожиданием и ковариационной матрицей ( $\delta \vec{X}^*$ ,  $\hat{K}_X^*$ ). По этим данным нетрудно получить характеристики вектора абсолютных ошибок, нужные для использования в формулах (4), (5), (5').

Заметим, что содержание вектора  $\vec{X}$  и соответственно вектора  $\delta \vec{X}$  может меняться в зависимости от задачи. Везде далее под ядерными данными нуклидов будет пониматься набор одно- и двухгрупповых констант:

$$\begin{aligned}
&\sigma_{f,t}^5, \alpha_5^T, \nu_5^T, \sigma_{f,c}^5, \alpha_5^b, \nu_5^b, \sigma_{f,b}^5, \sigma_{f,b}^5, \sigma_{c,t}^8, \sigma_{c,b}^8, \nu_8^b, \bar{\sigma}_c^{шп}, \sigma_{f,t}^9, \sigma_{f,t}^5, \\
&\alpha_9^T, \nu_9^T, \sigma_{f,c}^9, \sigma_{f,c}^5, \alpha_9^b, \nu_9^b, \sigma_{f,b}^9, \sigma_{f,b}^5, \sigma_{c,t}^0, \sigma_{c,b}^0, \nu_0^b, \sigma_{f,t}^1, \sigma_{f,t}^5, \alpha_1^T, \nu_1^T, \\
&\sigma_{f,b}^1, \sigma_{f,b}^5, \alpha_1^b, \nu_1^b, \bar{\sigma}_c^2.
\end{aligned}$$

Здесь  $\sigma$  — обозначение микросечения;  $\alpha$  — обозначение отношения сечений захвата и деления;  $\nu$  — обозначение числа нейтронов на один акт деления; 5, 6, 8, 9, 0, 1, 2, шп — индексы, обозначающие  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ , продукты деления; f, c — индексы процессов деления и захвата; т, б, — обозначения усреднения по тепловой области энергий нейтронов, по быстрой области и по всему интервалу изменения энергии нейтронов.

Кроме этих характеристик, в векторе  $\vec{X}$  должна быть компонента, описывающая утечку из реактора

в принятой модели топливного цикла. И способ задания утечки, и ее величина могут различаться в разных задачах. Пример задания этой компоненты дан в разд. 2.

Отметим, что полученный вектор  $\delta \vec{X}^*$  можно понимать не только как поправку, необходимую для применения формул (4), (5), (5'), но и как указание на то, какие из ядерных нуклидов, используемых в программе, следует, возможно, поправить и в какую сторону.

**1.3. Оценка чувствительности средней глубины выгорания к изменению ядерных данных и утечки.** В рассматриваемой модели топливного цикла средняя глубина выгорания определяется из условия критичности (1), которое можно записать в виде

$$F(\vec{X}, B) = \frac{K_{эф}(B/3) + K_{эф}(2B/3) + K_{эф}(B)}{3} = 1.$$

Считая  $F$  функционалом, зависящим от  $\vec{X}$ ,  $B$ , возьмем его вариацию в точке  $B = \bar{B}$ , учитывая при этом, что вариацию  $B$  можно выразить через вариацию  $\vec{X}$ :

$$\delta F \Big|_{B=\bar{B}} = 0 = F'_{\vec{X}} \delta \vec{X} + F'_B \delta B = \left( F'_{\vec{X}} + \frac{\partial B}{\partial \vec{X}} F'_B \right) \Big|_{B=\bar{B}} \delta \vec{X}.$$

Отсюда

$$\frac{\partial B}{\partial \vec{X}} \Big|_{B=\bar{B}} = - \frac{F'_{\vec{X}}}{F'_B} =$$

$$= - \frac{\frac{\partial K_{эф}(\bar{B}/3)}{\partial \vec{X}} + \frac{\partial K_{эф}(2\bar{B}/3)}{\partial \vec{X}} + \frac{\partial K_{эф}(\bar{B})}{\partial \vec{X}}}{\frac{\partial K_{эф}(B/3)}{\partial B} + \frac{\partial K_{эф}(2B/3)}{\partial B} + \frac{\partial K_{эф}(\bar{B})}{\partial B}}. \tag{7}$$

Производные в знаменателе можно найти, построив по данным нейтронно-физического расчета аппроксимацию зависимости  $K_{эф}(B)$ . Для определения производных в числителе необходимо использовать теорию возмущений или прямые расчеты в той или иной форме.

В большинстве случаев допустимо считать, что производные в (7) линейно зависят от глубины выгорания. Тогда (7) упрощается:

$$\frac{\partial B}{\partial \vec{X}} = - \frac{\partial K_{эф}(2\bar{B}/3)}{\partial \vec{X}} / \frac{\partial K_{эф}(2\bar{B}/3)}{\partial B}. \tag{7'}$$

Для той компоненты  $\vec{X}$ , которая описывает утечку  $U$ , (7) выглядит как (поскольку  $\partial K_{эф}/\partial U = -1$ )

$$\frac{\partial B}{\partial U} = \left( \frac{\partial K_{эф}(\bar{B}/3)}{\partial B} + \frac{\partial K_{эф}(2\bar{B}/3)}{\partial B} + \frac{\partial K_{эф}(\bar{B})}{\partial B} \right)^{-1}. \tag{8}$$

Если утечка задана не прямо, а через некоторый параметр, например через эффективный баклинг  $B_{эф}^2$ , то

$$\frac{\partial B}{\partial B_{эф}^2} = \frac{\partial U}{\partial B_{эф}^2} \frac{\partial B}{\partial U}, \tag{8'}$$

где  $\partial U / \partial B_{эф}^2$  можно определить по данным расчета, считая, например, что  $U = \text{const}(B) B_{эф}^2$ .

Таким образом, формулы (7), (7'), (8), (8') дают возможность рассчитать производные  $\partial \vec{B} / \partial \vec{X}$ .

1.4. Оценка чувствительности изотопного состава к изменению глубины выгорания и ядерных данных. Запишем дифференциальные уравнения, описывающие изменение изотопного состава топлива (т.е. вектора  $\vec{\rho}$ ) при выгорании. При этом используем упрощающие предположения, основными из которых являются следующие:

— количество  $^{238}\text{U}$  постоянно;

— используемые одно- и двухгрупповые параметры считаются не зависящими от глубины выгорания, т.е. предполагается, что для них взяты усредненные по периоду выгорания значения;

— для  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  сечение поглощения равно сечению захвата.

В этих предположениях изменение компонент вектора  $\vec{\rho}$  при выгорании можно описать системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_5(t)}{dt} &= -\rho_5(t)[\sigma_{a,6}^5 \Phi^6 + \sigma_{a,7}^5 \Phi^7]; \\ \frac{d\rho_6(t)}{dt} &= -\rho_6(t)\bar{\sigma}_c^6 \Phi + \rho_5(t)[\sigma_{c,6}^5 \Phi^6 + \sigma_{c,7}^5 \Phi^7]; \\ \frac{d\rho_9(t)}{dt} &= -\rho_9(t)[\sigma_{a,6}^9 \Phi^6 + \sigma_{a,7}^9 \Phi^7] + \rho_8[\sigma_{c,6}^8 \Phi^6 + \sigma_{c,7}^8 \Phi^7]; \\ \frac{d\rho_0(t)}{dt} &= -\rho_0(t)\bar{\sigma}_c^0 \Phi + \rho_9(t)[\sigma_{c,7}^9 \Phi^7 + \sigma_{c,7}^9 \Phi^7]; \\ \frac{d\rho_1(t)}{dt} &= -\rho_1(t)[\sigma_{a,6}^1 \Phi^6 + \sigma_{a,7}^1 \Phi^7] + \rho_0(t)\bar{\sigma}_c^0 \Phi; \\ \frac{d\rho_2(t)}{dt} &= -\rho_2(t)\bar{\sigma}_c^2 \Phi + \rho_1(t)[\sigma_{c,6}^1 \Phi^6 + \sigma_{c,7}^1 \Phi^7]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\Phi^7$ ,  $\Phi^6$ ,  $\bar{\Phi}$  — потоки тепловых и быстрых нейтронов и одnogрупповой поток (граница тепловой и быстрой области — 0,625 эВ),  $a$  — индекс процесса поглощения нейтронов, прочие обозначения определены в разд. 1.2.

Преобразуем систему (9). Во-первых,  $B \sim \Phi t$  и, следовательно, можно с помощью замены переменных перейти к более удобной переменной — глубине выгорания:

$$\frac{d\vec{\rho}}{dt} = \frac{d\vec{\rho}}{dB} \frac{dB}{dt} = \frac{d\vec{\rho}}{dB} K,$$

где  $K$  — размерный коэффициент перевода глубины выгорания в ГВт.сут/т. Во-вторых, если ввести обозначения для жесткости спектра

$$r = \Phi^6 / \Phi^7,$$

то

$$\frac{\Phi^6}{\Phi} = \frac{r}{1+r}, \quad \frac{\Phi^7}{\Phi} = \frac{1}{1+r}.$$

В-третьих, после преобразования правой части так, чтобы все входящие в нее сечения были компонентами вектора  $\vec{X}$  —

$$\sigma_{a,6}^5 = \sigma_{f,6}^5 (1 + \alpha_5^6); \quad \sigma_{c,6}^5 = \sigma_{f,6}^5 \alpha_5^6; \quad \sigma_{f,6}^9 = \sigma_{f,6}^5 \frac{\sigma_{f,6}^9}{\sigma_{f,6}^5}$$

(9) принимает вид

$$\begin{aligned} K \frac{d\rho_5(B)}{dB} &= -\frac{\rho_5(B)}{1+r} [\sigma_{f,6}^5 (1 + \alpha_5^6) r + \sigma_{f,7}^5 (1 + \alpha_5^7)]; \\ K \frac{d\rho_6(B)}{dB} &= -\rho_6(B)\bar{\sigma}_c^6 + \frac{\rho_5(B)}{1+r} [\sigma_{f,6}^5 \alpha_5^6 r + \sigma_{f,7}^5 \alpha_5^7]; \\ K \frac{d\rho_9(B)}{dB} &= -\frac{\rho_9(B)}{1+r} [\sigma_{f,6}^9 \frac{\sigma_{f,6}^9}{\sigma_{f,6}^5} (1 + \alpha_9^6) r + \sigma_{f,7}^9 \frac{\sigma_{f,7}^9}{\sigma_{f,7}^5} \times \\ &\times (1 + \alpha_9^7)] + \frac{\rho_8}{1+r} [\sigma_{c,6}^8 r + \sigma_{c,7}^8]; \\ K \frac{d\rho_0(B)}{dB} &= -\rho_0(B)\bar{\sigma}_c^0 + \frac{\rho_9(B)}{1+r} [\sigma_{f,6}^9 \frac{\sigma_{f,6}^9}{\sigma_{f,6}^5} \alpha_9^6 r + \\ &+ \sigma_{f,7}^9 \frac{\sigma_{f,7}^9}{\sigma_{f,7}^5} \alpha_9^7]; \\ K \frac{d\rho_1(B)}{dB} &= -\frac{\rho_1(B)}{1+r} [\sigma_{f,6}^1 \frac{\sigma_{f,6}^1}{\sigma_{f,6}^5} (1 + \alpha_1^6) r + \sigma_{f,7}^1 \frac{\sigma_{f,7}^1}{\sigma_{f,7}^5} \times \\ &\times (1 + \alpha_1^7)] + \rho_0(B)\bar{\sigma}_c^0; \\ K \frac{d\rho_2(B)}{dB} &= -\rho_2(B)\bar{\sigma}_c^2 + \frac{\rho_1(B)}{1+r} [\sigma_{f,6}^1 \frac{\sigma_{f,6}^1}{\sigma_{f,6}^5} \alpha_1^6 r + \\ &+ \sigma_{f,7}^1 \frac{\sigma_{f,7}^1}{\sigma_{f,7}^5} \alpha_1^7]. \end{aligned} \quad (10)$$

В векторной форме (10) выглядит как

$$\frac{d\vec{\rho}(B)}{dB} = \vec{f}(\vec{\rho}(B), \vec{X}), \quad (11)$$

где вектор-функция  $\vec{f}$ , зависящая от функций  $\vec{\rho}$  и параметров  $\vec{X}$ , образована из правых частей уравнений (10).

Из системы (11) нужно получить коэффициенты чувствительности изотопного состава к изменению глубины выгорания  $B$  и ядерных данных  $\vec{X}$ , т.е. найти  $\partial \vec{\rho} / \partial B$ ,  $\partial \vec{\rho} / \partial \vec{X}$ .

Относительно величины  $\partial \vec{\rho} / \partial B$  ясно, что при фиксированных параметрах  $\vec{X}$

$$\frac{\partial \vec{\rho}}{\partial B} = \frac{d\vec{\rho}}{dB} = \vec{f}(\vec{\rho}(B)) \quad (12)$$

и, таким образом, при любом  $B$   $\partial \vec{\rho} / \partial B$  определено.

Задача об определении  $\partial \vec{\rho} / \partial \vec{X}$  в математическом смысле является задачей об определении производных решения системы дифференциальных уравнений по параметрам правой части. Обозначим матрицу искомым производных  $\hat{Z} = \partial \vec{\rho} / \partial \vec{X}$ . Тогда, как можно показать

[6], матрица коэффициентов чувствительности удовлетворяет матричному дифференциальному уравнению (уравнению в вариациях по параметру  $\vec{X}$ )

$$\frac{d\hat{Z}(B)}{dB} = \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{\rho}} \hat{Z}(B) + \frac{\partial \vec{f}}{\partial \vec{X}} \quad (13)$$

при начальном условии  $\hat{Z}(0) = 0$ . Матричное уравнение (13) является системой линейных дифференциальных уравнений первого порядка относительно элементов матрицы  $\hat{Z}$ . Ее решение принципиальных трудностей не представляет.

**1.5. Выводы.** Выражения, полученные в разд. 1.2–1.4, дают возможность решить поставленную в разд. 1.1 задачу в общем виде: найти по формулам (4), (5), (5') ошибки в средней глубине выгорания и конечном изотопном составе, а следовательно, и ошибки в характеристиках топливного цикла 1–5 (разд. 1.1).

Рассмотренный способ обладает определенной гибкостью: в зависимости от задачи можно выбирать экспериментальную информацию для получения  $\delta\vec{X}^*$ , отбирать имеющие значение ядерные данные  $\vec{X}$ , использовать те или иные приближения при записи дифференциальных уравнений выгорания и т.д.

В разд. 2 рассматривается пример использования описанного способа для оценки ошибки в расходных характеристиках топливного цикла реактора типа ВВЭР.

## 2. ПРИМЕР РАСЧЕТА

Будем оценивать ошибку в характеристиках топливного цикла реактора типа ВВЭР, отличающегося от серийного ВВЭР-1000 [7] главным образом следующим:

– произведен отказ от использования выгорающих поглотителей;

– в элементах конструкции кассеты нержавеющей сталь заменена на сплав циркония.

Топливный цикл смоделируем расчетом трехзонной ячейки с отношением воды к топливу 1,8. Глубину выгорания будем определять по условию критичности (1), т.е. предполагаем работу реактора в режиме трех перегрузок за кампанию.

Утечку из реактора зададим эффективным баклингом  $B_{эф}^2$ . Величина эффективного баклинга была найдена на основании сопоставления расчета ячейки с двумерным расчетом реактора (расчеты здесь не приводим из-за громоздкости). Оцененная величина  $B_{эф}^2$  составляет  $5,3 \pm 0,7 \text{ м}^{-2}$ .

Будем считать, что топливо – двуокись урана с начальным обогащением по  $^{235}\text{U}$  34,5 кг/т. Нейтронофизический расчет ячейки проведем по программе WIMS-D4 [8] с версиями констант: для  $^{235}\text{U}$  – 235,4, для  $^{238}\text{U}$  – 2238,4.

При оценке ошибки по изложенному выше способу будем считать, что методической ошибкой расчета по WIMS-D4 в данных условиях можно пренебречь, т.е. расчет будем вести по формуле (5').

В качестве экспериментальных данных, на основании которых будут вычисляться наиболее вероятные поправки к ядерным данным, возьмем результаты критических экспериментов класса benchmark на пяти легководных решетках TRX-1, -2, ВАРЛ- $\text{UO}_2$ -1, -2, -3 [9]. Результаты измерения одноименных параметров в одноименных экспериментах будем считать коррелированными с коэффициентом корреляции 0,9.

Результат применения представленной методики – оцененный по достоверности набор характеристик топливного цикла для рассмотренного реактора – приведен в таблице.

Набор оцененных по достоверности характеристик топливного цикла (при коэффициенте использования мощности 0,8)

Величина	Априорное значение	Величина	Априорное значение	Поправка	Апостериорное значение
Электрическая мощность, ГВт	1,0	Глубина выгорания, ГВт.сут/т	40,2	$0,7 \pm 3,8$	$39 \pm 4$
Тепловая мощность, ГВт	3,2	Состав выгружаемого топлива, кг/т:			
Загрузка реактора, т	70	$^{235}\text{U}$	6,9	$-0,2 \pm 1,0$	$7 \pm 1$
Состав 1-й загрузки, кг/т:		$^{236}\text{U}$	4,6	$0,0 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$
$^{235}\text{U}$	24,0	$^{238}\text{U}$	936	–	–
$^{238}\text{U}$	976	$^{239}\text{Pu}$	5,7	$-0,2 \pm 0,3$	$5,9 \pm 0,3$
Состав подпитки, кг/т:		$^{240}\text{Pu}$	2,5	$0,0 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,3$
$^{235}\text{U}$	34,5	$^{241}\text{Pu}$	1,6	$0,0 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,2$
$^{238}\text{U}$	965,5	$^{242}\text{Pu}$	0,8	$0,0 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный способ дает возможность оценивать математические ожидания и дисперсии важных неточно известных параметров топливного цикла ядерного реактора: средней глубины выгорания топлива, изотопного состава выгружаемого топлива, расходов делящихся нуклидов. Способ обладает определенной гибкостью, его можно изменять в определенных пределах в зависимости от задачи. Некоторый практический недостаток — необходимость получения довольно большого объема информации из нейтронно-физического расчета, при обработке которого приходится работать с громоздкими матрицами.

Автор благодарит Я.В.Шевелева за критические замечания, которые привели к сильному изменению работы и к существенному улучшению ее качества, а также П.Н.Алексеева за внимательный просмотр рукописи.

## Список литературы

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.
2. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Юрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. — М.: Атомиздат, 1977.

3. Gandini A. Time-dependent Generalized Perturbation Methods for Burn-up Analysis: RT/FI(75), 4. — CNEN, 1975.
4. Hassis D.R. et al. Sensitivity of Nuclear Fuel Cycle Cost to Uncertainties in Nuclear Data. — Nucl. Techn., 1979, vol. 46, p. 82 — 97.
5. Крамеров А.Я., Шевелев Я.В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1978.
7. Семенов В.В. Основные физико-технические характеристики реакторных установок ВВЭР: Препринт ИАЭ-3104, 1979.
8. Askew J.R., Fayers F.J., Kemsell P.B. A General Description of the Lattice Code WIMS. — J. Brit. Nucl. En. Soc., 1966, vol. 5, p. 564.
9. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specifications (Nov. 1974): BNL, Upton 11973, ENDF-202, 1974 (revised 1 — 81).

Статья поступила в редакцию  
28 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 17 — 22.

УДК 621.039.5

ПРОГРАММА МАМОНТ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ  
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Б.Е. Лухминский, Ю.С. Лютостанский, В.И. Ляшук, И.В. Панов

Описана трехмерная программа МАМОНТ для моделирования переноса нейтронов методом Монте-Карло в энергетическом диапазоне от 15 МэВ до тепловой группы.

THE CODE MAMONT FOR CALCULATION OF NEUTRON FIELDS BY MONTE CARLO METHOD. B.E. LUHMINSKY, Yu.S. LYUTOSTANSKY, V.I. LYASHUK, I.V. PANOVA. The three-dimensional Monte Carlo code for modeling neutron transport in energy region from 15 MeV to the thermal group is described.

Преимущества метода Монте-Карло при моделировании переноса излучений (детализация взаимодействий, более общее задание функции источника, существенно более общая геометрия) нашли свое подтверждение в создании ряда широко известных программ расчета переноса нейтронов, гамма-квантов и заряженных частиц [1 – 9]. С учетом достаточно широкого круга задач по моделированию нейтронных полей для источников с делительным спектром и с энергией  $\approx 14$  МэВ нами была создана трехмерная программа МАМОНТ (математическое моделирование нейтронных траекторий) [10], реализующая перенос нейтронов аналоговым и неаналоговым (расщепление траекторий) методами Монте-Карло при энергии от 15 МэВ до тепловой.

**Общая характеристика программы.** В программе МАМОНТ по функциональному назначению выделено четыре уровня: модули инициализации программы; управляющая часть (головная программа); функциональные модули; итоговая обработка и представление результатов.

На стадии инициализации выполняются операции настройки программы: подготовка массивов групповых макроконстант, присвоение начальных значений (в том числе в рамках правила умолчания), интерпретация директив.

В управляющей части организована работа всей программы – вызов инициализирующей части, далее – моделирование нейтронных траекторий в цикле, по завершении которого вызываются модули итоговой обработки накопленной статистической информации и печатается затребованная информация. Модули итоговой обработки вызываются по достижении заданного числа историй или назначенного времени счета. Предусмотрено продолжение счета для набора больших статистик. В функциональных модулях реализованы

собственно алгоритмы взаимодействия нейтронов, проведения траектории и накопления функционалов.

Программа МАМОНТ написана на ФОРТРАНе в строгом соответствии с принципами модульности и поставлена на БЭСМ-6. Требуемая память – 128 К. Объем программы – 2800 операторов.

**Алгоритм моделирования переноса нейтронов.** При аналоговом подходе расчет нейтронных полей и их функционалов, по существу, сводится к моделированию процесса блуждания нейтрона от его рождения до радиационного поглощения или ухода из системы. Моделируемой величиной является вектор  $\vec{R}_i = \{\vec{r}_i, \vec{\Omega}_i, E_i, t_i, W_i\}$ , задающий в фазовом пространстве для  $i$ -й траектории координату ее узла, единичный вектор направления, энергию нейтрона и время с момента его рождения, текущий статистический вес (вводимый для снижения дисперсии при замене поглощения вероятностью рассеяния). А регистрируемые величины представляются как различные функционалы семейства траекторий  $R_{ij}$ , где суммирование производится по числу столкновений  $i$  и числу историй  $j$ .

Например, если при генерации искомого изотопа его выход в системе определить линейным функционалом

$$I = \sum_k \int \sigma_k(x) F(x) dx; \quad x = \{\vec{r}, E\}, \quad (1)$$

где  $\sigma_k(x)$  – макросечение генерации;  $F(x)$  – поток, суммирование выполняется по всем  $k$  изотопам, генерирующим искомым, тогда выражение (1) в стационарных условиях принимает вид (с учетом нормировки на число историй HIST для получения источника единичной мощности):

$$I = (\text{HIST})^{-1} \sum_k \sum_{j=1}^{\text{HIST}} \sum_i (\sigma_{ik} W_i), \quad (2)$$

где  $\sigma_{ik}$  кусочно-постоянна, если среда состоит из нескольких однородных областей.

В программе транспорт нейтронов реализуется алгоритмами локальных оценок, но процессы с малой вероятностью регистрируются в узлах траектории соответствующим уменьшением статистического веса нейтрона. Анизотропия упругого рассеяния представлена в  $P_8$ -приближении согласно оценкам работы [11]. При неупругом рассеянии возбуждение ядра моделируется на один или несколько дискретных уровней, а при более высоких уровнях возбуждения — в континуум с плотностью уровней [12]:

$$P(E, N, Z) = [\sqrt{\pi}/(12 \alpha^{1/4} E^{5/4})] \cdot \exp[2\sqrt{\alpha E}], \quad (3)$$

где  $E$  — энергия возбуждения ядра;  $N$  и  $Z$  — число нуклонов и заряд соответственно;  $\alpha$  — параметр плотности состояний.

В программе реализован алгоритм многократного расщепления траекторий, включаемый по требованию при составлении пакета задания. Предусмотрено два режима расщепления: по расстоянию от источника (в задачах глубокого проникновения) и по достижению некоторой пороговой энергии (в задачах для источника с энергией 14 МэВ).

История нейтрона моделируется до достижения заданного энергетического порога. Диффузия учитывается (по требованию) в односкоростном приближении. С целью введения нестационарной кинетики реализована возможность переопределения пороговых энергий начала диффузии в функции от времени жизни нейтрона и его удаления от источника, что эквивалентно учету нестационарных температурных эффектов.

**Библиотечный модуль.** Модуль находится в инициализирующей части программы и содержит данные по следующим изотонам и элементам (с естественной смесью изотопов):  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ , В, С, N, О, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Mn, Fe. Учтены реакции  $(n, p')$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \gamma)$  и инклюзивные реакции с образованием трития. Наполнение библиотеки групповыми константами осуществлено из файлов ENDL-83, ENDF/B-IV и JENDL-2 с помощью программы подготовки групповых констант NJOY, адаптированной на ЕС ЭВМ в ФЭИ [13]. Групповые сечения представлены в двух форматах — 38 и 79 групп, при этом для энергии ниже 0,1 МэВ формат совпадает с границами 28-групповой системы констант БНАБ.

**Геометрические модули.** Предусмотрены следующие определения геометрических зон для задания состава среды: сферически-симметричная слоистая геометрия; цилиндрически симметричная слоистая геометрия; прямоугольные параллелепипеды, вложенные друг в друга. В данной версии определена возможность задания 15 зон, но это число может быть легко увеличено.

Геометрию источника можно определить как точечную, сферическую или цилиндрическую. Плотность

рождения нейтронов равномерна по всему объему или слою с заданной толщиной. Возможное угловое задание распределения плотности потока нейтронов источника — изотропное, анизотропное в виде табулированных весовых значений в угловых интервалах или анизотропное в виде  $\delta$ -функции.

Геометрия программных детекторов допускает регистрацию нейтронов внутри (или вне) объема любой зоны в средах сферической слоистой геометрии с центром в заданной точке  $\vec{r}$ , при этом можно требуемым образом ограничить объем программного детектора:  $x_1 \leq x \leq x_2$ ,  $y_1 \leq y \leq y_2$ ,  $z_1 \leq z \leq z_2$ . Дополнительные ограничения на регистрацию можно задать и введением телесного угла с вершиной в  $\vec{r}_1$ . Аналогичные возможности определения программного детектора реализуются в средах с геометрией цилиндра и параллелепипеда.

**Расчитываемые функционалы.** Предусмотрено накопление и усреднение функционалов кинетики замедления (среднеарифметическая потеря энергии, время замедления, длина свободного пробега, число столкновений, возраст), параметров диффузии (длина и время диффузии), спектров утечки и потоков для заданной геометрической поверхности, образования отдельных изотопов по зонам.

Приведем рабочие алгоритмы определения среднеарифметической потери энергии до перехода к диффузии  $\xi(E_k)$ , спектра утечки  $S_k$  и числа атомов трития  $T_n^j$ , образовавшихся на данном (ядро типа  $n$ ) тритий-образующем элементе в зоне  $l$ :

$$\xi(E_k) = (\text{HIST})^{-1} \sum_{j=1}^{\text{HIST}} \left( \sum_{i=1}^{d-1} \xi_i W_i / \sum_{i=1}^{d-1} W_i \right), \quad (4)$$

$$S_k = \frac{f_k \sum_{j=1}^{\text{HIST}} \sum_{i=1}^{d-1} W_i \cdot \Delta(r_i - R) \cdot \Delta(R - \max\{r_0, r_1, r_2, \dots, r_{i-1}\})}{\text{HIST} \cdot (E_{k+1} - E_k)}, \quad (5)$$

$$T_n^j = (\text{HIST})^{-1} \sum_{j=1}^{\text{HIST}} \sum_k f_k \left[ \sum_{i=1}^{d-1} W_i P_m(E_i) + W_d P_m(F_d) \right] \times \delta_n^m \delta_l^t, \quad (6)$$

где  $k$  — фиксированный индекс энергетической группы;  $d$  — индекс перехода (случайное число) к диффузии;  $i = 1 \div (d - 1)$  — текущий индекс траектории замедления и ее узла;  $f_k$  — статистический вес  $k$ -й энергетической группы в спектре источника (при нормировке

$$\sum_k f_k = 1); \quad \Delta(x) = \begin{cases} 1, x \geq 0 \\ 0, x < 0 \end{cases}$$

функция единичного скачка Хевисайда;  $r_i$  — модуль радиуса-вектора точки  $i$ -го рассеяния (за начало координат принят центр симметрии источника);  $R$  — модуль радиуса-вектора точки пересечения  $i$ -й траектории (или

ее продолжения) рассматриваемой геометрической поверхности;  $P_m(E_i)$  и  $P_m(E_d)$  — вероятности каналов реакций с образованием трития на ядре типа  $m$  при замедлении и диффузии соответственно;  $\delta_n^m$ ,  $\delta_l^t$  — символ Кронекера;  $t$  — текущий индекс зоны, которой принадлежит текущий узел траектории замедления (или точка поглощения при диффузии).

**Ввод данных.** В программе реализован режим бесформатного ввода данных (число обрабатываемых геометрией; число групп в спектре; плотности, состав, геометрия зон и др.) и директив (для организации различных режимов работы программы) с помощью сервисной (машинно-независимой) программы FFREAD [14], входящей в состав черновской библиотеки программ. Ввод осуществляется по предварительно оформленным в словаре инициализирующей части ключевым словам, распознаваемым по первым четырем символам. После лексического анализа команд вводимые значения заносятся в соответствующие массивы (в том числе по отдельным адресам ячеек). Порядок ввода ключевых слов произвольный.

**Апробация программы.** Контроль корректности реализованных в программе алгоритмов осуществлялся сравнением с экспериментальными данными по базовым интегральным экспериментам. Проведены расчеты [15] (по экспериментам в ФЭИ; источник —  $^{252}\text{Cf}$ ) спектров утечки нейтронов для шаров из железа и полиэтилена, расчет пропускания нейтронов для определения сечения увода под порог деления  $^{238}\text{U}$ . Для моноэнергетического (14 МэВ) источника определялись спектры утечки из водяных шаров. По материалам эксперимента в Карлсруэ с  $T(d, n)\alpha$ -источником в литиевом шаре проведено моделирование [16] направленных спектров утечки и скорости накопления трития в функции от радиуса.

Те же эксперименты обсчитывались также по программам PO3-6.3, ANISN, SORS, DTK. Результаты этих расчетов и расчетов по программе МАМОИТ удовлетворительно согласуются между собой и с экспериментальными данными.

Авторы искренне признательным А.С. Кривцову за помощь в работе с комплексом программ NJOY, С.К. Ачкасову, Ю.В. Кочевалину, М.В. Львову за помощь в проведении расчетов.

#### Список литературы

1. Франк-Каменецкий А.Д. Библиотека подпрограмм на ФОРТРАНе для расчета реакторов методом Монте-Карло. — В кн.: Сб. докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. — Димитровград: НИИАР, 1975, с. 250.
2. Майоров Л.В. Комплекс ММКФК для расчета реакторов методом Монте-Карло, разработанный А.Д. Франк-Каменецким. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 8, с. 7.
3. Марин С.В., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Програм-

ма одномерного расчета поля нейтронов в модели с источником быстрых нейтронов — BLANK. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 9, с. 26 — 31.

4. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 27 — 31.
5. Казарицкий В.Д., Благоволин П.П. Библиотека модулей Монте-Карло для расчета функционалов потока нейтронов и их возмущений в тяжеловодных реакторах. — Там же, с. 31 — 33.
6. Андросенко А.А., Андросенко П.А. Комплекс программ BRAND для расчета характеристик переноса излучения методом Монте-Карло. — Там же, с. 33 — 37.
7. Еникеева Ф.Х., Лухминский Б.Е. Комплект программ МОК для ядерно-геофизических расчетов методом Монте-Карло. — В кн.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике/Под ред. Г.И. Марчука. — Новосибирск: Изд-во ВЦ СО АН СССР, 1974, с. 225 — 228.
8. Emmett M.B. The MORSE Monte Carlo Radiation Transport Code System: ORNL-4972, Febr. 1975.
9. Brun R., Bruyant F., McPherson A.C., Zanarini P. GEANT3 User Guide: CERN DD/EE/84-1, Febr. 1985.
10. Ачкасов С.К., Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С. и др. Расчет функционалов нейтронных полей методом Монте-Карло (программа МАМОИТ): Препринт ИТЭФ-6. — М., 1986.
11. Базазяц Н.О., Забродская А.С., Ларина А.Ф., Николаев М.Н. Рекомендованные значения энергетической зависимости коэффициентов разложения сечения упругого рассеяния по полиномам Лежандра. — В кн.: Ядерные константы. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, вып. 8, ч. 1, с. 61 — 120.
12. Ставинский В.С. Плотность уровней атомных ядер. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т. 3, вып. 4, с. 840.
13. Кривцов А.С. NJOY.EC — комплекс программ переработки оцененных нейтронных данных. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1987, вып. 1, с. 30 — 36.
14. Brun R., Hadelberg R., Lassale J.C., Mizuri G. FFREAD User Guide: CERN DD/EE/78-2.
15. Ачкасов С.К., Кочевалин Ю.В., Лухминский Б.Е. и др. Сопоставление расчетов переноса нейтронов с базовыми интегральными экспериментами: Препринт ИТЭФ-49. — М., 1986.
16. Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И. Моделирование спектров нейтронов и накопления трития в литиевом бланкете при энергии источника 14 МэВ (по данным эксперимента в Карлсруэ, ФРГ): Препринт ИТЭФ-61. — М., 1988.

Статья поступила в редакцию

13 июля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 23 — 25.

## ГРАФИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ РЕАКТОРНЫХ СБОРОК В РАСЧЕТАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

С.В. Остащенко

Метод Монте-Карло позволяет проводить расчеты реакторов, обладающих практически произвольной геометрией. Чтобы описать геометрические свойства реактора при работе с комплексами программ, требуются определенные усилия со стороны пользователя. Облегчить его задачу и предотвратить возможные ошибки в описании геометрии реактора помогают программы машинной графики. Описаны программы графики PLOT, COLOR и DRAW, предназначенные для комплекса программ MCU.

MACHINE GRAPHICS TO REPRESENT REACTOR ASSEMBLIES IN MONTE CARLO CALCULATIONS. S.V. OSTASHENKO. Monte Carlo Method enables analysis of reactor systems of practically arbitrary geometry. However, it needs certain effort from user to describe reactor geometry for reactor code input. Machine graphic codes are designed to ease that user's task and to prevent possible errors in reactor geometry description. Graphic codes PLOT, COLOR and DRAW which are intended for MCU code system are described.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одно из преимуществ метода Монте-Карло перед другими методами расчета ядерных реакторов заключается в том, что он не предполагает упрощений в геометрии реакторов. С помощью метода Монте-Карло можно рассчитать реакторы с почти произвольной геометрией при условии, что в составе комплекса программ, реализующего этот метод, имеется соответствующий геометрический модуль [1] — так принято называть набор подпрограмм, обеспечивающих ввод, хранение и обработку информации, составляющей геометрическую модель реактора. Основной задачей геометрического модуля для нужд расчета по методу Монте-Карло является определение длин пробега частицы в различных средах при ее прямолинейном движении из заданной точки в заданном направлении. Необходимая для вычислений информация берется при этом из геометрической модели реактора, с которой работает данный модуль.

Пользователь-исследователь, применяющий комплекс программ расчета по методу Монте-Карло, обязан подготовить исходные данные, задающие параметры геометрической модели реактора: форму, размеры, расположение и состав различных материальных зон реакторной сборки. При этом ему приходится решать задачу перевода данных, представленных в понятной и наглядной графической форме (например, в виде чертежа), в менее понятный формализованный текстовый формат, продиктованный применяемым геометрическим модулем. Успешное решение этой задачи во многом зависит от уровня сервиса, предоставляемого пользователю комплексом программ. Одним из аспектов такого сервиса являются графические выдачи.

Генерируемые машиной графические образы позволяют пользователю убедиться в том, что заложенная им в расчет геометрическая модель действительно правильно отражает структуру исследуемой реакторной установки. Представления геометрических объектов средствами машинной графики помогают выявить

ошибки, которые могут быть допущены пользователем при описании геометрии реактора. Комплексы программ расчета реакторов по методу Монте-Карло, как правило, снабжены программами машинной графики.

Задача, решаемая геометрическим модулем при расчете реактора, во многом схожа с задачей построения изображения объекта методом прослеживания луча [2]. Это упрощает разработку упомянутых программ машинной графики, так как они сводятся к надстройке над основным кодом геометрического модуля. Наиболее популярны программы для изображения плоских сечений (срезов) геометрии реакторов. К ним относятся программы: PICTURE, применяемая с известным комплексом программ MORSE — CG [3], и COLOURSCAN для комплекса MONK [4]. В этих программах для получения изображения среза реактора его геометрия "простреливается" параллельными лучами, лежащими в плоскости сечения.

Метод прослеживания луча позволяет строить и перспективные изображения трехмерных объектов. Однако по сравнению с изображением среза геометрии в этом случае резко возрастает число прослеживаемых лучей и время формирования изображения приближается к времени расчета реактора методом Монте-Карло. Перспективные изображения генерируются программами JUNEBUG для комплекса MORSE — MARS [5] и SABRINA для MCNP [6], применяемыми на высокопроизводительных вычислительных системах типа CRAY.

В данной статье описаны три программы машинной графики, предназначенные для комплекса программ MCU [7]. Все они являются программами построения плоского сечения геометрии реактора и отличаются только типами внешних устройств, на которые происходит выдача графической информации. Для программы PLOT это строчное печатающее устройство, для COLOR — цветной графический дисплей, для DRAW — графопостроитель. Все три программы разработаны как часть геометрической системы GDL [8] для пакета программ MCU и рассчитаны на совместное использование с геомет-

рическим модулем GDL. Тем не менее стандартизованный интерфейс с геометрическим модулем MCU позволяет использовать и другие модули пакета [7].

## 2. ПРОГРАММЫ PLOT И COLOR

Как уже отмечалось, для построения изображения некоторого среза геометрии реактора необходимо генерировать набор лучей (траекторий частиц), лежащих в плоскости сечения. Построение одной траектории выполняется за одно обращение к подпрограмме TRACGM геометрического модуля, входными параметрами которой являются начальное положение частицы и направление ее полета. Получаемая в результате такого обращения траектория представляет собой последовательность точек пересечения частицей границ материальных зон реактора с указанием номеров материального состава. Если частица при своем движении пересекает  $NX$  материальных зон, то выходной информацией будет набор пар чисел  $D_i, M_i; i = 1, NX$ , где  $D_i$  — расстояние от начальной точки до точки вылета из  $i$ -й пересекаемой зоны,  $M_i$  — номер материального состава  $i$ -й пересекаемой зоны (рис. 1).

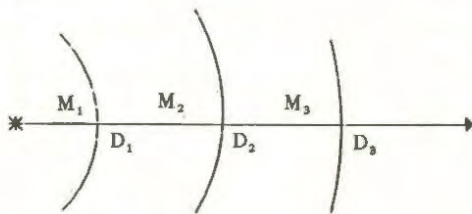


Рис. 1. Траектория частицы (\* — начальная точка,  $D_i$  — расстояние от начальной точки до точки пересечения границы двух сред,  $M_i$  — номер среды)

В расчете методом Монте-Карло построение траектории дает возможность определения точки очередного соударения частицы на основе информации о полном сечении сред  $M_i$ . В программах графики PLOT и COLOR, выдаваемые геометрическим модулем траектории, используются для построения изображения по растровому принципу.

Поле вывода графической информации для этих программ представляет собой прямоугольную решетку, состоящую из  $NY$  строк по  $NU$  клеток (пикселей) в каждой строке. Плоскость сечения реактора задается некоторой точкой пространства, которая соответствует верхнему левому углу растра, и двумя направлениями осей (ось  $U$  — вправо, ось  $Y$  — вниз) с размерами по вертикали и горизонтали. Построение  $NY$  траекторий, параллельных оси  $U$  и равномерно смещаемых по оси  $Y$ , позволяет определить номер материального состава в каждой клетке растра и назначить соответственно ему атрибуты изображения (цвет, яркость). Чем больше  $NY$ , тем выше качество изображения.

Программа PLOT разработана на основе программы

PICTURE из программного комплекса MORSE — CG [3]. Изображение выводится на обычное построено печатающее устройство. Каждая из получаемых в процессе работы программы траекторий позволяет сгенерировать одну строку печати, состоящую из  $NU$  колонок. В колонках строки печатаются символы, назначенные пользователем для соответствующих номеров материального состава. Например, состав номер 1 изображается символом 1, состав номер 2 — символом 2 и т.д. (рис 2).

Несмотря на то, что с помощью программы PLOT могут быть получены только очень грубые изображения (при  $NY > 78$  теряется наглядность из-за больших размеров картинка), она является весьма полезной, так как для ее использования не требуются специальные графические устройства.

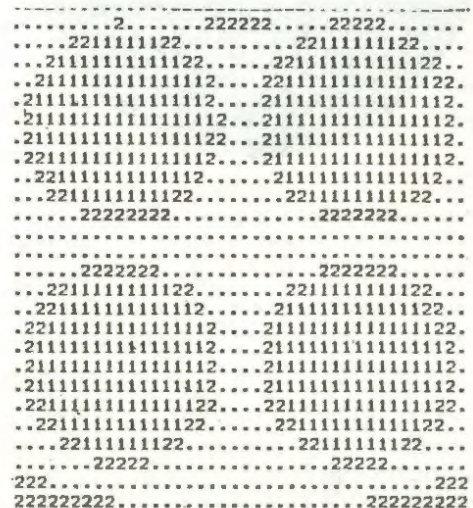


Рис. 2. Пример выдачи программы PLOT

Более качественные и наглядные изображения можно получить с помощью программы COLOR. Она выводит изображение на экран цветного графического дисплея. Текущая версия программы работает на персональном компьютере типа IBM PC, оснащенном усовершенствованным графическим адаптером EGA. EGA позволяет использовать 16 различных цветов при разрешающей способности 350x640 точек растра. Это дает возможность генерировать изображения с прослеживанием до 350 лучей ( $NY = 350$ ). Хорошее качество изображения получается уже при  $NY = 180$ . Различные материальные зоны представлены на срезе различными цветами. Пользователь имеет возможность назначать свою таблицу соответствия цветов номерам материальных зон.

Графика обеспечена в программе COLOR обращениями к подпрограммам пакета ГРАФОР [9] (версия для IBM PC). Собственно изображение выводится обращениями к подпрограмме PNTREG — закрасить прямоугольную область. Такая операция характерна для растрового дисплея. Также используются подпрограммы масштабирования REGION, LIMITS, TMF и подпрограмма выдачи текста SYMBOL.

С помощью пакета Show Partner фирмы Microsoft изображение можно сохранить в виде метафайла на диске. Этот метафайл может быть использован для восстановления изображения на экране или для распечатки его на принтере. При распечатке делается попытка имитировать цвета изменением плотности печати. Однако часть информации при этом теряется (рис. 3).



Рис. 3. Печатная копия выдачи программы COLOR

Программы PLOT и COLOR разрабатывались как часть геометрической подсистемы GDL [8]. Геометрическая модель реактора в GDL задается в виде иерархической структуры поименованных геометрических объектов, входящих между собой в отношения типа "часть — целое". С помощью программ PLOT и COLOR возможно изображение любых геометрических объектов, входящих в GDL-описание. Для этого во входных данных этих программ задается имя объекта, которое используется при работе с геометрическим модулем GDL. При работе с отличными от GDL модулями имя объекта игнорируется.

Кроме номера материального состава возможно изображение геометрии и по другим ее атрибутам: номерам регистрационных зон, номерам зон по важности, номерам регистрационных объектов. Еще одним дополнительным режимом работы программы PLOT является создание файла, содержащего набор траекторий. Этот файл используется в качестве входного в программе DRAW. Она описана ниже.

### 3. ПРОГРАММА DRAW

Программа DRAW выводит изображение среза геометрии реактора на графопостроитель. В противоположность растровым устройствам на графопостроителях изображение формируется из отрезков линий. В нашем случае изображение может быть построено путем вычерчивания линий, соответствующих кривым, по которым заданная пользователем плоскость сечения пересекает поверхности раздела различных сред. Для определения таких кривых требуется анализ всех фактов пересече-

ния границ сред, содержащихся во всем наборе из  $NY$  траекторий. С этой целью файл с набором траекторий, подготовленным ранее программой PLOT, считывается целиком в оперативную память и на его основе строится размещаемая также в оперативной памяти растровая матрица размерностью  $NY \times NU$ . Эта растровая матрица является внутренним представлением изображения, которое могло бы быть построено по данному набору траекторий программами PLOT или COLOR. При выводе на графопостроитель представляют интерес только элементы границы раздела сред. Представление для границы получается при переходе от растровой матрицы к так называемой граничной матрице, имеющей такую же размерность, как исходная растровая матрица.

Каждый элемент граничной матрицы получает целочисленное значение от 0 до 3. Если обозначить через  $R_{ij}$  элементы растровой матрицы и через  $B_{ij}$  элементы граничной матрицы ( $i$  — номер строки,  $j$  — номер столбца), то элементы граничной матрицы получают значения в соответствии с приводимой здесь таблицей. Чис-

Соответствие значений элементов граничной матрицы значениям элементов растровой матрицы

$B_{ij}$	$R_{ij} = R_{ij-1}$	$R_{ij} = R_{i-1j}$
0	Да	Да
1	Нет	Да
2	Да	Нет
3	Нет	Нет

лами от 0 до 3 кодируются элементы изображения границы, представленные на рис. 4.

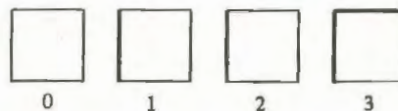


Рис. 4. Кодирование изображения границы сред ( $B_{ij} = 0 \div 3$ )

Пример граничной матрицы и соответствующее ему изображение границы материальных сред приведены на рис. 5.

Перед выводом изображения на графопостроитель программа DRAW производит поиск непрерывных линий (ломаных) в граничной матрице. Процедура TRACEL (отслеживание границы объекта), применяемая в программе DRAW, во многом схожа с процедурой EDGETRACE [10], используемой в системе технического зрения робота. Сначала в граничной матрице отыскивается ненулевой элемент. Затем просматриваются смежные с ним. Если элемент изображения границы, закодированный текущим элементом матрицы, может быть продолжен в одном из смежных элементов, то соответствующий смежный элемент становится текущим. Процесс

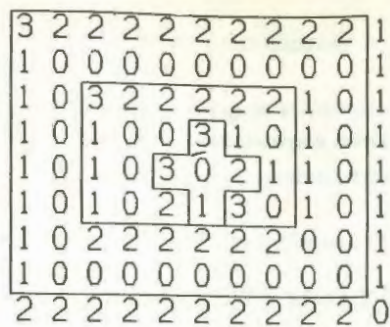


Рис. 5. Кодирование изображения граничной матрицей и соответствующее ей изображение

повторяется. Отслеживаемые элементы граничной матрицы образуют цепочку, которая является представлением некоторой непрерывной кривой (рис. 6,а). Коды отслеживаемых элементов изображения удаляются из граничной матрицы (стираются). Это предохраняет алгоритм от повторного просмотра или заикливания в случае замкнутых контуров.

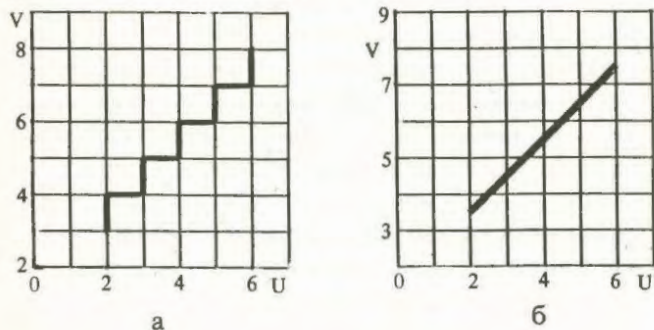


Рис. 6. Поиск и изображение линий: а – непрерывная ломаная, ее цепная запись: (4,3) – (5,4) – (6,5) – (7,6) – (8,7); б – ее изображение в программе DRAW

При рисовании линия проводится через центры вертикальных сегментов ломаной – это позволяет сделать изображение более плавным (рис. 6,б). Графика обеспечена накетом ГРАФОР [9]. Линии выдаются на графоустройстве обращением к подпрограммам LINEO и LINEC. Выдача может осуществляться на любое устройство, поддерживаемое пакетом ГРАФОР. Пример выдачи программы DRAW приведен на рис. 7. При изображении границы сред информация о номерах сред теряется, однако эти номера могут быть вписаны в указанных пользователем местах изображения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программы графики, используемые для анализа геометрических моделей реакторов, облегчают работу пользователя при задании и отладке исходных данных для комплексов программ метода Монте-Карло. Однако программы, подобные описанным в статье, не ограничивают уровень возможного пользовательского сервиса.

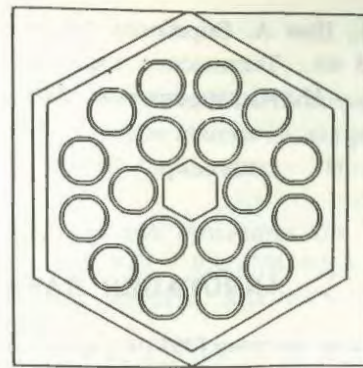


Рис. 7. Пример выдачи программы DRAW

Особую помощь могут оказать пользователю системы интерактивного геометрического моделирования. Работая с такой системой, пользователь строит геометрическую модель реактора путем ввода команд и чисел с клавиатуры, при этом ряд команд вызывает генерацию изображения на экране дисплея. Так сделано, например, в программе SABRINA [6].

Автор благодарит В.В. Мамичева за помощь при разработке программы DRAW.

#### Список литературы

1. Франк-Каменецкий А.Д. Геометрический модуль для расчетов методом Монте-Карло: Препринт ТАЭ-2416, 1974.
2. Roth S.D. Ray Casting for Modelling Solids. – In: Comput. Graph. and Image Proc., 1982, vol. 18, № 2, p. 109 – 144.
3. Emmett M.B. The Morse Monte Carlo Radiation Transport Code System: ORNL-4972, 1975.
4. Hague P. Colour Graphics (COLOURSCAN) Facility in MONK 6. – In: Newsletter of NEA Data Bank, May 1983, № 29, p. 159 – 160.
5. Cramer S.N. Applications Guide to the MORSE Monte Carlo Code: ORNL/TM-9355, 1985.
6. James T. West. Sabrina – an Interactive Solid Geometry Modelling Program for Monte Carlo: LA – UR-85-1175, 1985.
7. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Аннотация пакета программ MCU. – ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 61 – 64.
8. Осташенко С.В. О геометрическом моделировании в расчетах ядерных реакторов методом Монте-Карло. – ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 2, с. 44 – 54.
9. Баяковский Ю.М., Галактионов В.А., Михайлова Т.Н. Графор. Графическое расширение Фортрана. – М.: Наука, 1985. – 288 с.

УДК 621.039.51

## АННОТАЦИЯ ПАКЕТА ПРИКЛАДНЫХ ПРОГРАММ ГРУКОН-6

Пакет прикладных программ ГРУКОН-6 предназначен для генерации систем нейтронных групповых констант.

APPLIED PROGRAM PACKAGE ГРУКОН-6 ABSTRACT. V.V. SINITSYA, A.A. RINEISKY. The applied program package ГРУКОН-6 is meant for group cross-sections generation from evaluated nuclear data files.

### 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Пакет прикладных программ ГРУКОН-6 для обработки данных по нейтронным сечениям в групповые константы.

### 2. ЭВМ

ЕС-1060, ЕС-1061.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Выполнение вычислительных и расчетно-исследовательских работ при разработке систем многогрупповых констант взаимодействия нейтронов с веществом:

— расчет групповых констант в произвольном групповом разбиении в номенклатуре системы констант БНАБ-78 [1] (среднегрупповые значения сечений, факторы резонансной самоэкранировки, доплеровские приращения факторов, подгрупповые параметры, матрицы межгрупповых переходов, факторы Весткотта, керма-факторы) на основе данных о взаимодействии нейтронов с веществом в формате ENDF/B [2];

— восстановление сечений из резонансных параметров, вычисление функций пропуска и самоиндикации, измеренных в условиях "хорошей" геометрии, а также их коэффициентов чувствительности к средним резонансным параметрам в области неразрешенных резонансов для анализа и оценки данных микроскопических экспериментов;

— получение заблокированных сечений для среды заданного состава и расчет на их основе потока и ценности нейтронов в нульмерной модели реактора с последующей сверткой в групповые константы при заданном групповом разбиении (подсистема ГРУКОН-СПЕКТР);

— редактирование и компиляция файлов оцененных нейтронных данных, представленных в формате ENDF/B.

### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Процесс вычислений состоит в последовательном вызове функциональных модулей пакета, каждый из которых решает относительно узкую задачу (восстановление детального хода сечений из резонансных параметров, сложение сечений с весом концентраций, интегрирование функций от сечений в заданных групповых интервалах и др.). Набор используемых в расчете модулей, последовательность их вызова и связь друг с другом по входным и выходным данным зависит от вида решаемой задачи и определяется в расчетном задании. В функциональных модулях применяются алгоритмы вычисления функций формы резонанса [3], интегрального преобразования детального хода сечения с заданным ядром [4], паде-аппроксимации параметрических зависимостей функционалов сечений [5]. Оригинальными разработками являются метод вычисления функционалов сечений в области неразрешенных резонансов с использованием специализированных квадратурных формул [6], метод получения подгрупповых параметров из моментов [7], применение метода конечных разрывных элементов для расчета спектров потока и ценности нейтронов [8].

### 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Явных ограничений на объем данных по сечениям и количество шагов преобразования нет. Неявно сложность решаемой задачи ограничена имеющейся в распоряжении памятью прямого доступа для размещения рабочих файлов. Строгость физических моделей соответствует соглашениям, принятым в библиотеках оцененных данных в формате ENDF/B. Существующая версия пакета предусматривает переработку в групповые константы следующих данных:

файл 1, секция 452, 455, 456 — полное число нейтронов деления, число запаздывающих и мгновенных нейтронов деления;

файл 2 — параметры разрешенных и неразрешенных резонансов;

файл 3 — таблицы сечений и резонансных "подложек";

файл 4 — угловые распределения вторичных нейтронов;

файл 5 — энергетические распределения вторичных нейтронов.

Все прочие, разрешенные форматом ENDF/B, игнорируются. Угловые распределения вторичных нейтронов для реакций упругого и неупругого (с возбуждением дискретных уровней) рассеяния, приводимые в файле 4, должны быть заданы в системе центра масс. Для реакций, энергетические распределения которых приводятся в файле 5, угловые распределения принимаются изотропными в лабораторной системе; соответствующие данные из файла 4 игнорируются.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время счета зависит от типа представления исходных данных по сечениям, количества шагов преобразования, числа параметров и степени детальности описания зависимости от параметров (температуры, сечения разбавления, толщины мишени и др.) выходных функционалов. Полный расчет групповых констант в номенклатуре БНАБ на ЭВМ ЕС-1061 может занимать от нескольких минут для легких ядер до нескольких часов для ядер со сложной резонансной структурой (для  $^{238}\text{U}$  — 3 ч).

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Особенность пакета ГРУКОН-6, отличающая его от других программ переработки библиотек оцененных данных в групповые константы, состоит в большей гибкости организации вычислений, благодаря которой удается снять ряд ограничений формата ENDF/B, обусловленных возможностями других перерабатывающих программ (например, допустить наложение областей разрешенных и неразрешенных резонансов), а также использовать его для решения смежных задач: оценки сечений, компиляции файлов и т.д.

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Пакет работает автономно.

## 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Пакет программ ГРУКОН-6 находится в производственной эксплуатации в ФЭИ и ИАЭ им. И.В. Курчатова и включен в ОФАП-ЯР.

## 10. ССЫЛКИ

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты: Справочник. — М.: Энергоиздат, 1981.
2. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF/B-V/Ed. by Kinsey, Rev. by V.A. Magurno. BNL-NCS-50496 (ENDF-102), 1983.
3. O'Shea D.M., Thader H.C. — In: Trans. Am. Nucl. Soc., 1963, vol. 6, № 1, p. 36.
4. Cullen D.E. — Nucl. Sci. Eng., 1976, vol. 60, p. 199.
5. Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С., Сеница В.В. Использование паде-аппроксимации для расчета групповых констант и учета эффекта Доплера в резонансном анализе нейтронных сечений. — Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 1, с. 15.
6. Сеница В.В. Расчет факторов резонансной самоэкранировки сечений в области неразрешенных резонансов в пакете прикладных программ ГРУКОН. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 5 (59), с. 31.
7. Сеница В.В., Николаев М.Н. Аналитический метод получения подгрупповых параметров. — Атомная энергия, 1972, т. 35, вып. 6, с. 8.
8. Сатаев Е.А., Воротынецев М.Ф., Ринейский А.А. Аппроксимация решения уравнения замедления методом разрывных конечных элементов. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 2, с. 3.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оперативная память 400 кбайт.

## 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-IV, АССЕМБЛЕР ЕС ЭВМ.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Пакет программ ГРУКОН-6 создан на основе более ранних версий, разработанных для ЭВМ БЭСМ-6. Те участки текста программы, которые оказались машинно-зависимыми при постановке пакета на ЕС ЭВМ, сохранены в тексте в качестве комментариев.

## 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

В.В. Сеница, А.А. Ринейский.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Текст программ, инструкция для пользователя, описание методов вычисления [5 – 8], контрольные задачи.

Библиотека оцененных данных, нейтронные сечения, групповые константы, функции пропускания, спектр нейтронов.

Статья поступила в редакцию  
29 декабря 1988 г.

## 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

А, В.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 30 – 32.

УДК 621.039.51 : 539.125.523.5

## АННОТАЦИЯ КОМПЛЕКСА ПРОГРАММ АКОРД

Кратко описан комплекс программ АКОРД, предназначенный для решения задач переноса нейтронов и фотонов, в том числе вторичных фотонов, с учетом эффекта термализации нейтронов в плоских гетерогенных системах при общих граничных условиях.

THE CODE COMPLEX AKORD ABSTRACT. G.Ya. TRUKHANOV, I.I. MAGLEVANNY, N.P. MIKHNEEV, M.Yu. VIRSKY, A.M. MALOFEEV, V.I. SHASHKIN, E.V. GURAVLEVA, U.A. MEKHTIEV, V.A. FADEEV. AKORD - The code complex for solving of the stationary neutron and photon transport equation (including secondary photons taking into account, the effect of the neutron thermalization) in the plane heterogeneous systems for the arbitrary boundary conditions is reviewed.

### 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

АКОРД — Автоматизированный КОмплекс, включающий программы РОЗПРИЗ и ДЕМЕТРА—ЕС-1 и предназначенный для решения стационарного кинетического уравнения переноса нейтронного и гамма-излучения, в том числе вторичных фотонов, с учетом эффекта термализации нейтронов в плоских гетерогенных системах для различных типов краевых условий.

дача необходимых констант и результатов из программы РОЗПРИЗ в программу ДЕМЕТРА (и наоборот), корректный расчет полей тепловых нейтронов, внесение изменений в групповые значения потоков тепловых нейтронов и в сечения переходов из нейтронных групп в гамма-группы и, наконец, расчет полей вторичных фотонов с измененными исходными данными.

### 2. ЭВМ

ЕС ЭВМ.

### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

При расчете полей первичного гамма-излучения комплекс АКОРД работает, как программа РОЗПРИЗ. Поля нейтронов и вторичных фотонов рассчитываются с учетом эффекта термализации нейтронов с привлечением программы ДЕМЕТРА. В программе РОЗПРИЗ решается следующая краевая задача для пространственной энергетическо-угловой плотности потока частиц (нейтронов и фотонов)  $\varphi(x, u, \vec{\Omega})$ :

$$\begin{aligned} & (\vec{\Omega} \vec{n}) \frac{\partial}{\partial x} \varphi(x, u, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(x, u) \varphi(x, u, \vec{\Omega}) = \\ & = \int_0^{u_T} du' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' du' \Sigma_s(x, u \leftarrow u', \vec{\Omega} \vec{\Omega}') \varphi(x, u', \vec{\Omega}'), \quad (1) \\ & 0 \leq x \leq h; \\ & \varphi(0, u, \vec{\Omega}) = G_0(u, \vec{\Omega}), \quad (\vec{\Omega} \vec{n}) > 0, \\ & \varphi(h, u, \vec{\Omega}) = 0, \quad (\vec{\Omega} \vec{n}) < 0, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $u = \ln E_0/E$  — летаргия,  $E_0$  — максимальное значение энергии;  $u_T$  — некоторое фиксированное значение летаргии;  $h$  — правая граница системы. Обоз-

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Сопоставление результатов расчетов в одномерных гетерогенных композициях по программам типа РОЗПРИЗ [1], РОЗ [2] (системы констант ОБРАЗ [3], ОКС [4]) с расчетами, в которых эффект теплового движения ядер среды учитывается с помощью программы ДЕМЕТРА [5, 6], показало, что эффект термализации нейтронов существенно сказывается не только в полях тепловых нейтронов [7], но и в таких защитных характеристиках, как флюенс и доза вторичных фотонов, вклад от которых в общую дозу может оказаться сравнимым, а иногда и превышающим вклад от нейтронов. В комплексе АКОРД осуществлена стыковка программ РОЗПРИЗ и ДЕМЕТРА—ЕС-1 (в дальнейшем упоминается как программа ДЕМЕТРА). Тем самым в автоматизированном режиме производится: выборка и пере-

начения остальных величин соответствуют общепринятым.

Метод приближенного решения краевой задачи основан на вариационном принципе Руссопулоса [8, 9] для несамосопряженных операторов. Соответствующий функционал конструируется таким образом, чтобы из условия его стационарности следовали исходная краевая задача (1) — (2) и краевая задача для сопряженной функции. Для решения рассматриваемой краевой задачи использован метод Канторовича [10], сущность которого заключается в специальном выборе множества допустимых функций, поведение которых по какой-либо группе аргументов считается заданным, а функциональная зависимость относительно других переменных находится с помощью вариационного принципа. Метод реализуется в следующих приближениях:

1. По энергии используется групповой подход (как для нейтронов, так и для фотонов). Разбиение на группы соответствует принятому в системе БНАБ. В существующей версии комплексов АКОРД заложены 28-групповые константы для нейтронов и 15-групповые константы для фотонов.

2. Угловая зависимость решения и дифференциального сечения рассеяния аппроксимируется разложением в ряд по сферическим гармоникам.

3. Область изменения пространственной переменной разбивается на интервалы таким образом, чтобы в пределах каждого интервала сечения можно было считать не зависящими от  $x$ .

4. Интегралы по  $\mu = \cos\theta$  ( $\theta$  — полярный угол) на полуинтервалах  $(-1, 0)$  и  $(0, +1)$  заменяются конечными суммами по квадратурной формуле Гаусса.

5. Решение прямой задачи в пределах пространственных интервалов зависит линейно от  $x$ , сопряженная функция пропорциональна функции Грина сопряженного оператора дифференциальной части группового уравнения.

Вариационный принцип дает систему алгебраических уравнений для определения  $m$ -го углового момента решения по азимутальному углу в  $q$ -й группе на  $k$ -м пространственном интервале:

$$\Phi_{mk}^q(x_k, \mu_j),$$

где  $\mu_j$  —  $j$ -й узел квадратурной формулы Гаусса по  $\mu = \cos\theta$  ( $m = 0, 1, \dots, N$ ;  $q = 1, 2, \dots, N_n, N_n + 1, N_n + N_\gamma$ , где  $N_n$  — число нейтронных групп,  $N_\gamma$  — число гамма-групп;  $k = 1, \dots, K$ , где  $K$  — число пространственных интервалов). Полученная конечно-разностная схема аппроксимирует уравнения для моментов решения с точностью  $\sim \Delta x_k \cdot \Sigma_k^q$ . Система уравнений решается методом матричной факторизации.

Для обеспечения совместной работы программ

РОЗПРИЗ и ДЕМЕТРА потребовалось дальнейшее развитие метода интегрального ядра [5, 6] в рамках квазидиффузионной схемы. Соответствующая версия программы, получившая название ДЕМЕТРА-ЕС-1, решает в транспортном приближении кинетическое уравнение (1) с правой частью

$$\hat{Q}(x, v) = \frac{1}{4\pi} Q = \frac{1}{4\pi} \left[ \sum_0^{v_{gp}} \Sigma_s \text{tr}(x, v \leftarrow v') \psi(x, v') dv' + S_0(x, v) \right] \quad (3)$$

и краевыми условиями

$$\begin{aligned} \varphi_+(x, v, \mu) \Big|_{x=R_{II}} &= g_1(v, \mu), \mu > 0, \\ \varphi_-(x, v, \mu) \Big|_{x=R_{II}=h} &= g_2(v, \mu), \mu < 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\psi(x, v) = 2\pi \int_{-1}^1 \varphi(x, v, \mu) d\mu$ ,  $0 \leq v \leq v_{gp}$ ;  $v_{gp}$  — верхняя граница тепловой области;  $S_0(x, v)$  — нулевой угловой момент источника тепловых нейтронов.

Информационное взаимодействие программ РОЗПРИЗ и ДЕМЕТРА осуществляется поэтапно (шагами):

1) в групповом приближении проводится расчет пространственного энергетическо-углового распределения плотности потока быстрых и промежуточных нейтронов  $\varphi(x, E, \vec{\Omega})$  ( $E \geq E_{gp} = v_{gp}^2/2$ ) по программе РОЗПРИЗ;

2) на основе результатов первого шага вычисляется источник  $S_0(x, v)$  (блок РОДЕ):

$$S_0(x, v) \cong \frac{1}{\Delta v_p} \sum_{q_{max}}^{q_{min}} \varphi^q(x) \Sigma_s^{q \rightarrow p}, \quad (5)$$

$$v_{p-1} \leq v \leq v_p \leq v_{gp}, p = 1, 2, \dots, N_g,$$

где  $\Delta v_p$  — интервал скорости в тепловой области, в который попадает скорость наблюдения  $v$ ;  $q_{min}$  — номер группы, в которую попадает величина  $E/\alpha_{min}^2$ ;  $E = v^2/2$ ,  $\alpha_{min} = (M_{min} - 1)^2 / (M_{max} + 1)^2$ ,  $M_{min}$  — масса ядра самого легкого элемента в зоне, которой принадлежит точка наблюдения  $x$  (если в зоне присутствует водород, то  $q_{min} = 1$ );  $q_{max}$  — номер группы разбиения РОЗПРИЗ, граничащей с тепловой областью;  $\varphi^q(x)$  — вычисленная программой РОЗПРИЗ пространственная плотность потока нейтронов в  $q$ -й группе;  $\Sigma_s^{q \rightarrow p}$  — сечение перехода из надтепловой группы  $q$  в тепловую группу  $p$ ;  $N_g$  — число групп в тепловой области в программе ДЕМЕТРА.

3) расчет проводится по программе ДЕМЕТРА с источником (5), константами, учитывающими тепловое движение ядер среды, и краевыми условиями (4). Функции  $g_i(v, \mu)$  ( $i = 1, 2$ ) восстанавливаются из (2);

4) с использованием функции  $\varphi_n(x, v, \vec{\Omega})$ , вычисленной на третьем этапе, блок ДЕРОФИ рассчитывает распределение флюенса тепловых нейтронов в групповом представлении РОЗПРИЗ (для групп  $N_{q_T}, N_{q_T+1}, \dots, N_n$ , где  $N_{q_T} = q_{\max} + 1$  — номер первой (младшей) тепловой группы РОЗПРИЗ;

5) вероятности переходов из нейтронных тепловых групп  $\sum_{q_n \rightarrow j_{\gamma 2}}^{\text{РОЗПРИЗ}}$  заменяются на (блок ДЕРОКО)

$$\sum_{q_n \rightarrow j_{\gamma 2}} = \frac{\sum_{a, q_n}^{\text{АКОРД}}}{\sum_{a, q_n}^{\text{РОЗПРИЗ}}} \sum_{q_n \rightarrow j_{\gamma 2}}^{\text{РОЗПРИЗ}}, \quad (6)$$

где  $q_n = N_{q_T}, N_{q_T+1}, \dots, N_n$ ;  $j_{\gamma 2} = N_{n+1}, N_{n+2}, \dots, N_{\gamma 2}$ . Для случая  $N_n = 28, N_{q_T} = 26, N_{\gamma 2} = 43$  будут заменены все вероятности переходов из 26-й, 27-й, 28-й групп в 29-ю, 30-ю, ..., 43-ю группы РОЗПРИЗ;

6) заключительный этап состоит в расчете распределений плотности потока вторичных фотонов и связанных с ней функционалов типа дозы, флюенса и т.п. по программе РОЗПРИЗ с измененными константами (6) и исправленными значениями потоков в нейтронных тепловых группах.

## 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Число зон в системе не более 20. Общее число интервалов разностной сетки не более 200. Число узловых точек по скорости при расчетах в тепловой области не более 20. Число различных систем констант для одного и того же материала в тепловой области не более 10. Число пробных функций при использовании метода перекрывающихся групп в тепловой области не более трех. Число различных вариантов расчета не должно превышать 100.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Для получения решения при использовании первого приближения в тепловой области при максимальных значениях числа узлов по пространству и по скорости требуется  $\approx 120$  мин на ЭВМ ЕС-1035. Для выполнения (при тех же условиях) одной итерации по коэффициенту квазидиффузии при расчетах в тепловой области необходимо 150 мин на ЭВМ ЕС-1035. Время счета коэффициента квазидиффузии пропорционально числу узлов по скорости и квадрату числа узлов по пространству.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ:

- модульность структуры, что позволяет легко модифицировать программу;
- возможность ввода заданных потоком;
- возможность использования при расчетах по программе ДЕМЕТРА (третий шаг) для одного и

того же сортового материала различных библиотек констант;

- наглядность представления результатов;
- возможность управления выходной информацией;
- использование внешних носителей для записи узловых значений интегральных ядер\* при выполнении второй итерации по коэффициенту квазидиффузии, что на порядок сокращает время счета при выполнении последующих итераций;
- возможность модификации системы групповых констант;
- возможность модификации системы многогрупповых констант в тепловой области.

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программа подготовки библиотеки многогрупповых констант в тепловой области для заданных материалов. Многогрупповые константы, а также вспомогательные данные для расчета внутреннего источника тепловых нейтронов рассчитываются в приближении одноатомного газового замедлителя. Программа задания внешнего источника.

## 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа находится в эксплуатации и включена в ОФАП-ЯР.

## 10. ССЫЛКИ

1. Хохлов В.Ф., Шейно И.Н. Метод расчета вариаций функционалов полей излучений при изменении параметров в защите в широких пределах. — Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 2, с. 112.
2. Волощенко А.М., Дубинин А.А. — РОЗ-6.3 программа для решения уравнения переноса нейтронов и гамма-квантов в одномерной геометрии методом дискретных ординат. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 6, с. 30.
3. Ткачев В.Д., Хохлов В.Ф. Обеспечение расчетов защиты многогрупповыми константами. — В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 2. — М.: Атомиздат, 1976, с. 197.
4. Гермогенова Т.А., Карягин Д.А., Луховицкая Э.С. и др. Объединенная система константного обеспечения — ОКС. Общее описание: Препринт ИПМ 140. — М., 1979.
5. Труханов Г.Я. О решении задач термализации нейтронов в одномерной ячейке гетерогенного реактора методом квазидиффузии. — В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. — М.: Атомиздат, 1974, с. 240 — 286.

6. Труханов Г.Я., Маглеванный И.И., Абдуллаев Х.Ш. Аннотация программы ДЕМЕТРА-ЕС. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 2, с. 56 — 60.
7. Труханов Г.Я., Волощенко А.М., Вырский М.Ю. и др. Приближенный учет эффекта термализации нейтронов в плоских гетерогенных системах в рамках программ РОЗ-6 и ДЕМЕТРА. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1986, вып. 4, с. 64.
8. Roussopoulos P. Methodes Variationales en Theorie des Collisions. — IN: Compt. Rend. Acad. Sci. — Paris, 1953, vol. 236, p. 1858.
9. Pomraning Cr.C. A Derivation of Variational Principles for Inhomogeneous Equations. — Nucl. Sci. Eng., 1967, vol. 29, p. 222 — 236.
10. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. — М.: Гостехиздат, 1962.

#### 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для полного использования возможностей программы требуется:

- оперативная память 750 кбайт;
- внешняя память 1 Мбайт на томе прямого доступа;
- алфавитно-цифровое печатающее устройство (максимальный размер физической записи 121 байт).

#### 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

PL-1, ФОРТРАН-IV.

#### 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС ЕС (версии 4.1, 6.1).

#### 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Программа автономна и в процессе работы не обращается к общественным библиотекам. Программа РОЗПРИЗ реализована на языке PL-1. Программа ДЕМЕТРА реализована на языке ФОРТРАН-IV. Для

осуществления информационной связи между программами РОЗПРИЗ и ДЕМЕТРА используются вспомогательные программы РОДЕ, ДЕРОФИ, ДЕРОКО. Объем текста программы около 10000 операторов.

#### 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

Разработка комплекса программ АКОРД осуществлялась под научным руководством Г.Я. Труханова. Методика и алгоритм расчета, реализованные в программе РОЗПРИЗ, разработаны И.Н. Шейно. В составлении и отладке программы РОЗПРИЗ принимали участие И.Н. Шейно, М.Ю. Вырский, А.М. Малофеев. Блок ДЕРОКО разработан А.М. Малофеевым.

Программа РОДЕ, ДЕРОФИ разработаны И.И. Маглеванным и Н.П. Михеевым.

В подготовке физических тестов, отладке комплекса АКОРД, проведении расчетов и анализе результатов принимали участие: Г.Я. Труханов, И.И. Маглеванный, Н.П. Михеев, М.Ю. Вырский, А.М. Малофеев, В.И. Шашкин, Е.В. Журавлева, У.А. Мехтиев, В.А. Фадеев.

#### 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Текстовые и оттранслированные модули программы, отчет с описанием программы и инструкцией для пользователя, тестовая задача и пр.

#### 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

A, B, R.

Стационарное кинетическое уравнение, перенос нейтронов, фотонов, термализация нейтронов, вторичное гамма-излучение, разностная схема, комплекс программ РОЗПРИЗ, ДЕМЕТРА-ЕС-1.

Статья поступила в редакцию  
20 февраля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 32 — 35.

## АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ РАЦИЯ-1

Дается описание программы многогруппового кинетического расчета цилиндрической ячейки методом поверхностных псевдоисточников в  $\tilde{G}_1$ - и  $G_3$ -приближениях.

CODE РАЦИЯ-1 ABSTRACT. N.V. SULTANOV. Code for transport calculation of many-group neutron flux in the cylindrical cell by the  $\tilde{G}_1$  and  $G_3$  approximation is described.

## 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

РАЦИЯ-1. Многогрупповой расчет цилиндрических ячеек ядерного реактора методом поверхностных псевдоисточников.

## 2. ЭВМ

БЭСМ-6, ЕС

## 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается многозонная цилиндрическая ячейка. Каждая зона этой ячейки описывается постоянными по зоне групповыми сечениями рассеяния  $\Sigma_{sg}$ , поглощения  $\Sigma_{ag}$ , деления  $\Sigma_g^f$ , переходов нейтронов из группы  $g'$  в группу  $g$   $\Sigma_{sg+g'}$ . Внутри ячейки решается многогрупповое кинетическое уравнение

$$\vec{\Omega} \nabla \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{tot g}(\vec{r}) \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{g'=1}^{NG} \Sigma_{sg+g'}(\vec{r}) \psi_{0g'}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{k_\infty} \sum_{g'=1}^{NG} \nu \Sigma_{fg'}(\vec{r}) \psi_{0g'}(\vec{r}) + I_g(\vec{\Omega}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{ист}) + S^g(\vec{r}), \quad (1)$$

где  $\psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  — функция распределения нейтронов в группе  $g$ ;  $\psi_{0g}(\vec{r}) = \int \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega}$  — поток нейтронов в группе  $g$ ;  $I_g(\vec{\Omega})$  — интенсивность источника нейтронов, расположенного на цилиндрической поверхности радиуса  $r_{ист}$  ( $r_{вн} \leq r_{ист}$ ) и создающего на внешней границе ячейки  $r_{вн}$  интегральный ток нейтронов интенсивностью  $T_g$  в группе  $g$ ;  $S^g(\vec{r})$  — плотность постоянного по зонам обменного источника нейтронов в группе  $g$ .

В программе уравнение (1) решается нахождение собственного значения  $k_\infty$  ячейки (тогда  $T_g = 0$  и  $S^g(\vec{r}) = 0$  для  $1 \leq g \leq NG$ ) и собственной функции  $\psi_{0g}(\vec{r})$ , усредненной по зонам. Решаются также задачи с внешними источниками нейтронов: либо с объемными источниками  $S^g(\vec{r})$  ( $T_g = 0$ ), либо с интегральными токами нейтронов  $T_g$  на внешней границе ячейки ( $S^g(\vec{r}) = 0$ ), либо с теми и другими. Для решения уравнения (1) в программе используется способ расщепления оператора [1, 2], причем для решения пространственно-угловой части задачи применен метод поверхностных псевдоисточников в  $\tilde{G}_1$ - и  $G_3$ -приближениях [3, 4]. Основными приближениями способа расщепления оператора

являются предположения о постоянстве по зонам источников нейтронов деления и производных энергетического тока нейтронов [1, 2]. Последнее приближение дает более точные результаты расчета ячеек, чем широко используемое приближение "плоских" потоков в методе вероятностей первых столкновений [1], что позволяет не дробить зоны ячеек на подзоны, тем самым уменьшая время счета на ЭВМ. На внешней границе ячейки используются следующие граничные условия: "сток на бесконечности" [3, 5], "изотропный сток", близкий к условию изотропного отражения нейтронов на внешней границе ячейки [5], и "комбинированный сток" [5]. Последнее граничное условие по результатам расчетов близко к условию зеркального отражения нейтронов в квадратных и шестигранных решетках, особенно "тесных" [5].

Программа печатает коэффициент  $k_\infty$  ячейки, групповые средние по зонам потоки нейтронов, групповые потоки и токи на границах зон, групповые уровни нейтронов на внешней границе ячейки. Печатаются малогрупповые константы, средние как по зонам, так и по ячейке. Рассчитываются и печатаются двухгрупповые эффективные сечения, которые используются в обобщенном методе гомогенизации — методе поверхностных гармоник [6].

## 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Применяя способ расщепления оператора [1, 2], преобразуем уравнение (1) к эквивалентной системе уравнений

$$\vec{\Omega} \nabla \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{tot}^g(\vec{r}) \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = c_g(\vec{r}) \Sigma_{s0}^g(\vec{r}) \psi_{0g}(\vec{r}) + S_g(\vec{r}) + I_g(\vec{\Omega}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{ист}),$$

$$S_g(\vec{r}) = \sum_{g'=1}^{NG} \Sigma_{s0 g+g'} \psi_{0g'}(\vec{r}) - c_g(\vec{r}) \Sigma_{s0}^g \psi_{0g}(\vec{r}) + \frac{\chi_g}{k_\infty} \sum_{g'=1}^{NG} \nu \Sigma_{fg'} \psi_{0g'}(\vec{r}) + S^g(\vec{r}). \quad (2)$$

В программе функция  $c_g(\vec{r}) = 1$  во всех зонах, за исключением тех зон, где  $\Sigma_a^g < 10^{-5}$ . Там  $c_g(\vec{r}) = 0,99999$ . Видим, что первое уравнение системы (2) ответственно за диффузию нейтронов в ячейке,

а второе — за переходы нейтронов из одной группы в другую. Отметим, что в первое уравнение системы (2) номер группы входит как параметр, поэтому одногрупповые уравнения можно решить отдельно один раз в начале решения задачи.

Принтегрируем второе уравнение системы (2) по объемам зон и после некоторых преобразований получим выражение для среднего по зоне  $i$  потока нейтронов  $\bar{\psi}_{0ig}$  и источника нейтронов  $\bar{S}_g^i$  в виде

$$\bar{S}_g^i = \sum_{g'=1}^{NG} \Sigma_{s0g+g'} \bar{\psi}_{g'}^i - c_g(\vec{r}) \Sigma_s^{ig} \bar{\psi}_{0g}^i + \frac{\chi^{ig}}{k_\infty} \sum_{g'=1}^{NG} \nu \Sigma_f^{ig} \bar{\psi}_{0g'}^i + \bar{S}_g^i. \quad (3)$$

Заменим в первом уравнении системы (2) источники  $S_g(\vec{r})$ , зависящие от пространственной переменной, на постоянные по зонам  $\bar{S}_g^i$ . Далее будем решать последовательно все одногрупповые уравнения (первое уравнение системы (2)) с постоянными по зонам источниками нейтронов методом поверхностных псевдоисточников (подробности можно найти в [2, 7]), получим зависимости, записанные в матричной форме, для каждой группы  $g$  в виде

$$\vec{\psi}_g = \hat{D} \vec{S}_g, \quad (4)$$

где  $\vec{\psi}_g$  — вектор средних по зонам потоков нейтронов группы  $g$  в ячейке;  $\hat{D}$  — матрица, элементы которой являются комбинацией моментов функции Грина (см. [17]);

$$\vec{S}_g = \begin{Bmatrix} \bar{S}_g^i \\ T_g \end{Bmatrix} -$$

вектор источников нейтронов  $\bar{S}_g^i$  и токов нейтронов на внешней границе ячейки  $T_g$ .

При получении зависимости (4) применялся метод матричной прогонки [8], устойчивый к ошибкам округлений.

Для определения средних по зонам групповых потоков нейтронов решаются совместно уравнения (3) и (4). В области замедления нейтронов, где матрица групповых переходов имеет треугольный вид, используется способ последовательного решения уравнений начиная с первой и кончая последней группой области замедлений [9]. В области термализации нейтронов, где матрица групповых переходов является полной, решается система из NGT уравнений вида (3) и (4) (NGT — число термализационных групп) [2, 7]. Эта система решается прямым методом обращения полной матрицы.

Напомним, что из-за используемых приближений (см. (3)) в методе расщепления оператора геометрические зоны ячеек не дробятся на подзоны. В результате в области термализации получается матрица размерностью NGT.NZ (NZ — число зон

в ячейке), которая, как правило, имеет не такую большую величину, чтобы прямой метод решения заменить на итерационный.

Вышеописанный алгоритм используется в программе для решения задач с внешними источниками нейтронов и на определенное  $k_\infty$ . Собственное значение  $k_\infty$  задачи (2) ищется методом итераций по источнику. При этом вводится нормировка — в ячейке поглощается один нейтрон:

$$\sum_{g=1}^{NG} \sum_{i=1}^I \Sigma_a^{ig} \bar{\psi}^{ig} \nu^i = 1. \quad (5)$$

Итерационный процесс заканчивается при выполнении двух условий

$$\left| \frac{k_\infty^{(n)}}{k_\infty^{(n-1)}} - 1 \right| \leq 10^{-4},$$

$$\max \left| \frac{\bar{\psi}^{(n)}}{\bar{\psi}^{(n-1)}} - 1 \right| \leq 10^{-3},$$

где максимум определяется по всей совокупности зон и групп. Отметим, что алгоритм решения задачи (2) такой, что на любом его этапе выполняется баланс нейтронов.

## 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Ячейки рассчитываются в  $\tilde{G}_1$ - и  $G_3$ -приближениях метода поверхностных псевдоисточников. Анизотропия рассеяния нейтронов на ядрах учитывается в транспортном приближении. Сечения поглощения, рассеяния, групповых переходов вводятся в программу. Имеются варианты программы, которые автоматически берут их из программ TERMAC [10] (для тепловой области энергий нейтронов) и WIMSD-4 [11] (для всей области энергий нейтронов). Геометрических зон в ячейке не более 11, число групп не более 30. Эти ограничения не принципиальные; изменив размерность соответствующих массивов, можно рассчитывать ячейки и с большим числом зон и групп, особенно на машинах типа ЕС, где достаточно большая оперативная память.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Среднее время, затрачиваемое на обсчет одной зоны и одной группы, составляет  $\sim 0,4$  с в  $G_3$ -приближении и  $\sim 0,2$  с в  $\tilde{G}_1$ -приближении. Время расчета на машинах БЭСМ-6 и ЕС-1055 примерно одинаковое.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа РАЦИЯ-1 является модификацией программы РАЦИЯ [9]. Эта модификация осуществ-

лялась в двух направлениях. Во-первых, для устойчивого к ошибкам округлений расчета одногрупповых кинетических уравнений методом поверхностных псевдоисточников применен метод матричной прогонки (см. [8]). В результате этих изменений стало возможным устойчиво рассчитывать цилиндрические ячейки с кольцевыми зонами, материалы которых имеют как угодно большие значения  $\Sigma_a \Delta r$  ( $\Sigma_a$  — сечение поглощения зоны;  $\Delta r = r_{вн} - r_{внут}$ ).

Во-вторых, выполненные модификации программы связаны с расчетом эффективных малогрупповых констант ячеек для метода поверхностных гармоник [6], причем эти сечения рассчитаны в такой форме, что могут быть использованы для расчета полячек, сборок и реакторов по диффузионным программам (например, JOSHUA [12]).

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программа решения системы алгебраических уравнений методом Гаусса с выделением главного элемента MATIN-1 включена в саму программу в виде процедуры.

## 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа находится в производственной эксплуатации и включена в ОФАП-ЯР. Постановка задачи и методы ее решения описаны в работах [2, 7 — 9].

## 10. ССЫЛКИ

1. Лалетин Н.И. Применение метода расщепления оператора для разделения энергетической и пространственной задач при расчете распределения нейтронов в ячейке реактора. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5 (18), с. 63 — 68.
2. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет цилиндрической ячейки методом поверхностных псевдоисточников (приближение плоских производных энергетического тока нейтронов). — Там же, с. 69 — 76.
3. Лалетин Н.И. Метод поверхностных псевдоисточников для решения уравнения переноса нейтронов ( $G_N$ -приближения). — В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов/Под ред. Я.В. Шевелева. — М.: Атомиздат, 1974, с. 114 — 118.
4. Лалетин Н.И., Султанов Н.В. Развитие метода поверхностных псевдоисточников для расчета нейтронных полей в ячейках с пучком стержневых твэлов. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 148 — 154.

5. Султанов Н.В., Жокина И.А. Уточнение граничных условий при расчете "тесных" решеток методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 3, с. 155 — 158.
6. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5 (18), с. 31 — 46.\*
7. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета коэффициента использования тепловых нейтронов в многозонной цилиндрической ячейке (МГПРАКТИНЕЦ): Препринт ИАЭ-3376/5, 1981.
8. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет цилиндрических ячеек с сильнопоглощающими кольцевыми зонами методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, 1985, т. 58, вып. 6, с. 410 — 413.
9. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета цилиндрической ячейки РАЦИЯ: Препринт ИАЭ-3536/5, 1982.
10. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Комплекс TERMAC для расчета групповых сечений нейтронов в области термализации. — В кн.: ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 5 (27), с. 70 — 73.
11. Askew J.R., Fayers F.J., Kemshell P.B. A General Description of the Lattice Code WIMS. — JBNES, Oct. 1966, p. 564.
12. Roth M.J., Thompson Mrs. M.A. The Facade version JOSHUA: АЕЕW-R1186, 1978.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оттранслированная программа вместе с вспомогательными программами занимает в ЭВМ БЭСМ-6 всю оперативную память и один магнитный барабан, в ЭВМ ЕС-1055 ~ 400 кбайт.

## 12. ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-IV.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС ДИСПАК "Дубна", мониторинговая система "Дубна", транслятор ФОРТРАН-ГДР на ЭВМ БЭСМ-6; ОС SVS6.1 на ЭВМ ЕС-1055.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем программы ~ 5000 перфокарт. Программа состоит из пяти больших частей, которые в процессе работы вызываются в оперативную память по мере необходимости. Программа, написанная для ЭВМ ЕС-1055, имеет оверлейную структуру.

Н.В. Султанов.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Магнитная лента с текстом программы и оттранслированной программой. Работы [7, 9], содержащие описание метода решения задачи, описание применения программы, контрольную задачу.

УДК 621.039.5

## АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ КЛАРА-1

Дается описание программы многогруппового кинетического расчета кластерной ячейки типа РБМК методом поверхностных псевдоисточников в  $G_N^P$ -приближении.

CODE КЛАРА-1 ABSTRACT. N.V. SULTANOV. The code for transport calculation of many group neutron flux in the RBMK-cell by the Surface Pseudo-Sources method in the  $G_N^P$  approximation is described.

## 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

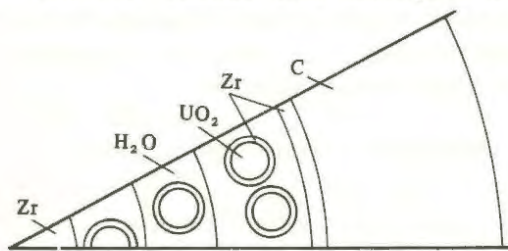
КЛАРА-1. Многогрупповой расчет кластерной ячейки ядерного реактора методом поверхностных псевдоисточников.

## 2. ЭВМ

БЭСМ-6, ЕС.

## 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается кластерная задача типа РБМК (см. рисунок). Каждая зона кластерной ячейки



1/12 часть кластерной ячейки

характеризуется постоянными по зонам групповыми сечениями поглощения  $\Sigma_{ag}$ , рассеяния  $\Sigma_{sg}$ , деления  $\Sigma_{fg}$ , переходов из группы  $g'$  в группу  $g$   $\Sigma_{sg \leftarrow g'}$ . Внутри кластерной задачи решается многогрупповое кинетическое уравнение

$$\vec{\Omega} \nabla \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{\text{tot } g}(\vec{r}) \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{g'=1}^{NG} \Sigma_{sg \leftarrow g'}(\vec{r}) \psi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \frac{\chi_g}{k_\infty} \sum_{g'=1}^{NG} \nu \Sigma_{fg'}(\vec{r}) \psi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + I_g(\vec{\Omega}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\text{ист}}) + S^g(\vec{r}),$$

В.

Многогрупповой расчет, цилиндрическая ячейка, метод расщепления оператора, метод поверхностных псевдоисточников.

Статья поступила в редакцию  
1 июня 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 36 – 39.

где  $\psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  — функция распределения нейтронов в группе  $g$ ;  $\psi_{0g}(\vec{r}) = \int \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega}$  — поток нейтронов в группе  $g$ ;  $I_g$  — интенсивность источника нейтронов, расположенного на цилиндрической поверхности радиуса  $r_{\text{ист}}$  ( $r_{\text{вн}} \leq r_{\text{ист}}$ ) и создающего на внешней границе ячейки  $r_{\text{вн}}$  интегральный ток нейтронов интенсивностью  $T_g$  в группе  $g$ ;  $S^g(r)$  — плотность постоянного по зонам объемного источника нейтронов в группе  $g$ .

В программе уравнение (1) решается нахождение собственного значения  $k_\infty$  ячейки (тогда  $T_g = 0$  и  $S^g(r) = 0$  для  $1 \leq g \leq NG$ ) и собственной функции  $\psi_{0g}(\vec{r})$ , усредненной по зонам. Решаются также задачи с внешними источниками нейтронов: либо с объемными источниками  $S^g(\vec{r})$  ( $T_g = 0$ ), либо с интегральными токами нейтронов  $T_g$  на внешней границе ячейки ( $S^g(\vec{r}) = 0$ ), либо с теми и другими. Для решения уравнения (1) в программе используется способ расщепления оператора [1, 2], причем для решения пространственно-угловой части задачи применен метод поверхностных псевдоисточников в  $\tilde{G}_1^0$ ,  $\tilde{G}_3^0$ ,  $\tilde{G}_1^1$  и  $G_3^1$ -приближениях [3, 4].

Основными приближениями способа расщепления оператора являются предположения о постоянстве по зонам источников нейтронов деления и производных энергетического тока нейтронов [1, 2]. Последнее приближение приводит к более точным результатам расчета ячеек, чем широко используемое приближение "плоских" потоков в методе вероятностей первых столкновений [1], что позволяет не дробить зоны ячеек на подзоны, тем самым уменьшая время счета на ЭВМ. На внешней границе ячейки используется граничное усло-

вие "сток на бесконечности" [5].

Программа печатает коэффициент размножения  $k_\infty$  ячейки, групповые средние по зонам потоки нейтронов, групповые потоки и токи на границах зон, групповые уровни нейтронов на внешней границе ячейки. Печатаются малогрупповые константы, средние как по зонам, так и по ячейке. Рассчитываются и печатаются двухгрупповые эффективные сечения, которые используются в обобщенном методе гомогенизации — методе поверхностных гармоник [6].

#### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Используя способ расщепления оператора [1, 2], преобразуем уравнение (1) к эквивалентной системе уравнений

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \nabla \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{\text{tot } g}(\vec{r}) \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= c_g(\vec{r}) \Sigma_{s0 g}(\vec{r}) \psi_{0g}(\vec{r}) + \\ &+ S_g(\vec{r}) + I_g(\vec{\Omega}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\text{ист}}), \\ S_g(\vec{r}) &= \sum_{g'=1}^{NG} \Sigma_{s0 g+g'} \psi_{0g'}(\vec{r}) - c_g(\vec{r}) \Sigma_{s0 g}(\vec{r}) \psi_{0g}(\vec{r}) + \\ &+ \frac{\chi^g}{k_\infty} \sum_{g'=1}^{NG} \nu \Sigma_{fg'} \psi_{0g'}(\vec{r}) + S^g(\vec{r}). \end{aligned} \quad (2)$$

В программе функция  $c_g(\vec{r}) = 1$  во всех зонах, за исключением тех, где  $\Sigma_{ag} \leq 10^{-5}$ . Там  $c_g(\vec{r}) = 0,99999$ . Видим, что первое уравнение системы (2) ответственно за диффузию нейтронов в ячейке, а второе — за переходы нейтронов из одной группы в другую. Отметим, что в первое уравнение системы (2) номер группы входит как параметр, поэтому одногрупповые уравнения можно решить отдельно один раз в начале решения задачи.

Проинтегрируем второе уравнение системы (2) по объемам зон и после некоторых преобразований получим выражение для среднего по зоне  $i$  потока нейтронов  $\bar{\psi}_{0g}^i$  и источника нейтронов  $\bar{S}_g^i$  в виде

$$\bar{S}_g^i = \sum_{g=1}^{NG} \Sigma_{s0 g+g'} \bar{\psi}_{0g'}^i - c_g^i \Sigma_{s0 g}^i \bar{\psi}_{0g}^i + \frac{\chi^i}{k_\infty} \sum_{g=1}^{NG} \nu \Sigma_{fg}^i \bar{\psi}_{0g}^i + \bar{S}^{ig}. \quad (3)$$

Заменим в первом уравнении системы (2) источники  $S_g(\vec{r})$ , зависящие от пространственной переменной, на постоянные по зонам  $\bar{S}_g^i$ . Далее будем решать последовательно все одногрупповые уравнения (первое уравнение системы (2)) с постоянными по зонам источниками нейтронов методом поверхностных псевдоисточников (подробности можно найти в [7]). Получим зависимости, записанные в матричной форме, для каждой группы  $g$  в виде

$$\vec{\psi}_g = \hat{D}_g \vec{S}_g, \quad (4)$$

где  $\vec{\psi}_g$  — вектор средних по зонам потоков нейтронов группы  $g$  в ячейке;  $\hat{D}_g$  — матрица, элементы которой являются комбинацией моментов функции Грина (см. [7]);

$$\vec{S}_g^i = \begin{Bmatrix} \bar{S}_g^i \\ T_g^i \end{Bmatrix} -$$

векторов источников нейтронов  $\bar{S}_g^i$  и токов нейтронов на внешней границе ячейки  $T_g^i$ .

При получении зависимости (4) использовался метод матричной прогонки [7], устойчивый к ошибкам округлений.

Для определения средних по зонам групповых потоков нейтронов решаются совместно два уравнения (3) и (4). В области замедления нейтронов, где матрица групповых переходов имеет треугольный вид, используется способ последовательного решения уравнений, начиная с первой и кончая последней группой области замедления [7]. В области термализации нейтронов, где матрица групповых переходов является полной, решается система из NGT уравнений вида (3) и (4) (NGT — число термализованных групп) [7]. Эта система решается прямым методом обращения полной матрицы.

Напомним, что из-за используемых приближений (см. (3)) в методе расщепления оператора геометрические зоны ячеек не дробятся на подзоны. В результате в области термализации получается матрица размерностью NGT.NZ (NZ — число зон в ячейке), которая, как правило, имеет не такую большую величину, чтобы прямой метод решения заменить на итерационный.

Вышеописанный алгоритм используется в программе для решения задач как с внешними источниками нейтронов, так и на определение  $k_\infty$ . Собственное значение  $k_\infty$  задачи (2) ищется методом итераций по источнику. Отметим, что алгоритм решения задачи (2) такой, что на любом этапе его выполняется баланс нейтронов.

#### 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Кластерная ячейка рассчитывается в  $\tilde{G}_1^0$ ,  $G_3^0$ ,  $\tilde{G}_1^1$  и  $G_3^1$ -приближениях метода поверхностных псевдоисточников. Анизотропия рассеяния нейтронов на ядрах учитывается в транспортном приближении. Сечения поглощения, рассеяния, деления и групповых переходов вводятся в программу. Имеется вариант программы, который автоматически берет их из программы WIMS [8]. Геометрических зон в ячейке не более 11, групп не более 30, кластерных зон не более 5. Эти ограничения не принципиальные: изменив размерности соответствующих массивов, можно рассчитывать ячейки и с большим числом зон и групп, особенно для машин типа ЕС,

где достаточно большая оперативная память.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Среднее время, затрачиваемое на расчет одной группы кластерной ячейки с двумя кластерными зонами, составляет примерно 3, 5, 4, 10 с в  $\tilde{G}_1^0$ ,  $G_3^0$ ,  $\tilde{G}_1^1$  и  $G_3^1$ -приближениях соответственно. Время расчета на ЭВМ БЭСМ-6 и ЕС-1055 примерно одинаковое.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа КЛАРА-1 является модификацией программы КЛАРА. Эта модификация осуществлялась в двух направлениях. Во-первых, для устойчивого к ошибкам округлений расчета одnogрупповых кинетических уравнений методом поверхностных псевдоисточников применен метод матричной прогонки (см. [7]). В результате этих изменений стало возможным устойчиво рассчитывать кластерные ячейки с материалами зон, которые имеют как угодно большие значения  $\Sigma_a \Delta r$  ( $\Sigma_a$  — сечение поглощения зоны;  $\Delta r = r_{\text{вн}} - r_{\text{внут}}$ ).

Во-вторых, изменения программы связаны с расчетом эффективных малогрупповых констант ячеек для метода поверхностных гармоник [6], причем эти сечения рассчитаны в такой форме, что могут быть использованы для расчета полиячеек, сборок и реакторов по диффузионным программам (например, JOSHUA [9]).

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программа решения системы алгебраических уравнений методом Гаусса с выделением главного элемента MATIN-1 включена в саму программу в виде процедуры.

## 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа находится в производственной эксплуатации и включена в ОФАП-ЯР. Постановка задачи и методы ее решения описаны в [2 — 4, 7].

## 10. ССЫЛКИ

1. Лалетин Н.И. Применение метода расщепления оператора для разделения энергетической и пространственной задач при расчете распределения нейтронов в ячейке реактора. — ВАНТ. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5 (18), с. 63 — 68.
2. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет цилиндрической ячейки методом поверхностных псевдо-

источников (приближение плоских производных энергетического тока нейтронов). Там же, с. 69 — 76.

3. Лалетин Н.И., Султанов Н.В. Развитие метода поверхностных псевдоисточников для расчета нейтронных полей в ячейках с пучком стержневых твэлов. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 148 — 154.
4. Султанов Н.В. Развитие метода поверхностных псевдоисточников для расчета нейтронных полей в ячейках РБМК: Препринт ИАЭ-3005, 1978.
5. Лалетин Н.И. Метод поверхностных псевдоисточников для решения уравнений переноса нейтронов ( $G_N$ -приближения). — В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов/Под ред. Я.В. Шевелева. — М.: Атомиздат, 1974, с. 114 — 118.
6. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора. — ВАНТ. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5 (18), с. 31 — 46.
7. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет кластерных ячеек методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, 1985, т. 58, вып. 6, с. 414 — 418.
8. Askew J.R., Fayers F.J., Kemsell P.B. A General Description of the Lattice Code WIMS. — JBNES, Oct. 1966, p. 564.
9. Roth M.J., Thompson Mrs. M.A. The Facade Version JOSHUA: AEEW-R1186, 1978.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оттранслированная программа вместе с вспомогательными программами занимает в ЭВМ БЭСМ-6 всю оперативную память и один магнитный барабан, а ЭВМ ЕС-1055 ~ 400 кбайт.

## 12. ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-IV.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС ДИСПАК и "Дубна", мониторинговая система "Дубна", транслятор ФОРТРАН-ГДР на ЭВМ БЭСМ-6; ОС SVS6.1 на ЭВМ ЕС-1055.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем текста программы ~ 6000 перфокарт. Программа состоит из пяти больших частей, которые в процессе работы вызываются в оперативную память по мере необходимости. Программа, написанная для ЭВМ ЕС-1055, имеет оверлейную структуру.

## 15. АВТОР ПРОГРАММЫ

Н.В. Султанов.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Магнитная лента с текстом программы и с оттранслированной программой. Работы [4, 7], содержащие описание метода решения задачи, описание применения программы, контрольную задачу.

## 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

В.

Многогрупповой расчет, кластерная ячейка, метод расщепления оператора, метод поверхностных псевдоисточников.

Статья поступила в редакцию  
12 мая 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 39 – 42.

УДК 681.32.05

## АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ AREAS

Приводится краткая информация о программе быстрой разметки несвязанных областей, образованных координатно-смежными элементами двумерной матрицы данных. Разметка открывает доступ к зонам интереса, чем обеспечивает возможность анализа их строения и динамики протекающих в них процессов. Программа предназначена для решения задач расшифровывания диагностических изображений.

CODE AREAS ABSTRACT. O.L. RYABOV, B.V. SOKOLOV. The brief information is presented about the program of the speedy tracing of the non-connected areas produced by the adjacent-coordinate elements of a two-dimensional data matrix. The tracing opens access to zones of interest, thereby enabling one to analyze their structure and dynamics of processes run in these zones. The program is intended for solving the problems of decoding diagnostic images.

### 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

AREAS. Выделение семейств координатно-смежных элементов двумерной матрицы данных.

### 2. ЭВМ

Программа машинно-неориентирована, испытана и эксплуатируется на БЭСМ-6, СМ-4, PDP-11.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

А. Дана таблица положительных целых чисел. Некоторые числа, большие заданного числа, могут находиться в координатно-смежных точках таблицы, т.е. точках пересечения соседних строк и столбцов. Найти все семейства координатно-смежных точек, принадлежащих таким числам и разметить их так, чтобы нумерация семейств возрастала с уменьшением в них числа точек. Решить эту задачу за три сканирующих прохода таблицы.

Б. Дано множество пар отличающихся цифровых меток. Некоторые из пар содержат одну и ту же цифровую метку. Эти пары считаются связными. Разложить множество на семейства таких связных пар, что вторые элементы пар каждого отдельно взятого семейства являются минимальным элементом этого семейства.

В. Дана карта цифровых меток. Переразметить ее так, что чем меньше число точек в семействе,

тем большая числовая метка ему отвечает.

### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Действующий алгоритм разметки [1, 2] предполагает многократную перенумерацию матрицы данных. Эта задача решается в три действия. Выполняется разметка. Исправляются допущенные ошибки. Исправленное переразмечается так, что большие числовые метки даются семействам с меньшим числом точек.

Поиск ошибок разметки подчинен правилу: для обнаружения отличающейся соседней метки достаточно проверить точку пересечения предшествующей строки и следующего столбца.

Множество пар отличающихся цифровых меток расщепляется на семейства связных пар (задача Б). В каждом семействе находится наименьший элемент, который затем присоединяется к остальным цифровым меткам того же семейства, причем так, что во всех образовавшихся парах он второй элемент. В соответствии со способом построения пар полученное их множество связывает результаты неоднозначной разметки с результатами однозначной. Благодаря этой связи карта исправляется за одно сканирование таблицы. Попутно с исправлением вычисляется гистограмма численности отдельных меток.

Завершающая стадия разметки (задача В) начинается с формирования вспомогательной целочис-

ленной функции, чьи значения равны аргументам и чья область определения ограничена величиной наибольшей цифровой метки. Далее элементы гистограммы численности меток подвергаются перестановке, выстраивающей их в порядке убывания [3]. Синхронно с перемещаемыми элементами гистограммы выполняется перестановка соответствующих значений целочисленной функции. Последняя затем преобразуется в обратную с целью привязки области ее определения к результатам текущей разметки, а области значений — к результатам окончательной. После этого производится третье сканирование таблицы, в процессе которого ее цифровые метки заменяются найденными по ним значениями функции.

#### 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ

Результаты первой разметки не проверяются. Предполагается, что они всегда ошибочны. Поэтому переразметка выполняется даже тогда, когда в результатах нет неоднозначности.

#### 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Определяется необходимостью прореживания массива исходных данных и размерами массива. При решении полной задачи, в том числе задачи прореживания матрицы из 64x64 точек, время центрального процессора БЭСМ-6 не превышает 1 с.

#### 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Введены два запроса. Один уточняет необходимость предварительного прореживания матрицы исходных данных, другой — целесообразность разметки семейств, численность которых ниже величины, указанной в ответе.

#### 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программа не требует обращения к общественным библиотекам.

#### 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Находится в производственной эксплуатации и включена в ОФАП-ЯР.

### И Н Ф О Р М А Ц И Я

Отраслевой фонд алгоритмов и программ для расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов и радиационной защиты (ОФАП-ЯР) в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова принимает заказы на работу по постановке некоторых программ и библиотек констант, имеющихся в фонде. Проводится адаптация к вычислительной среде заказчика, настройка на решение типовых задач, обучение пользователей, решение типовых задач.

Заказы следует направлять в ИАЭ им. И.В. Курчатова, Отделение ядерных реакторов, руководителю ОФАП-ЯР.

#### 10. ССЫЛКИ

1. Rosenfeld A. Picture Processing by Computer. — N.Y. — London: Acad. Press, 1969.
2. Башкиров О.А. и др. Выделение и счет связанных областей на дискретном изображении. — Автоматика и телемеханика, 1972, т. 11, с. 84 — 92.
3. Hoare C.A.P. — Computer Journal, 1962, vol. 5, p. 10— 15.

#### 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Выполнение основных функций программы обеспечивает ЭВМ в минимальной комплектации.

#### 12. ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-ЦЕРН.

#### 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

Программа работает в любой операционной системе, содержащей транслятор с ФОРТРАНа.

#### 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Нет.

#### 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

О.Л. Рябов, Б.В. Соколов.

#### 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Распечатка программы, описание метода решения, текст на магнитных лентах или магнитных дисках, инструкция для пользователя, контрольная задача.

#### 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

О, Р.

Статья поступила в редакцию  
13 апреля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 42 — 43.

УДК 621.039.51

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ДВОЙНОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТИ ТВЭЛОВ ВТГР

В.И. Брызгалов, Е.А. Гомин, М.И. Гуревич, А.С. Каминский,  
Е.С. Субботин, В.В. Тебин

Описаны комплексные исследования характеристик твэлов ВТГР. Эксперименты выполнены на стенде ГРОГ. С их помощью апробированы прецизионные расчеты по программе MCU, а с помощью этих расчетов и экспериментальных данных, апробирована программа SCOCRT, пригодная для осуществления инженерных расчетов.

CALCULATION AND EXPERIMENTAL RESEARCH OF DOUBLE HETEROGENEITY FUEL ELEMENTS OF HTGR. V.I. BRIZGALOV, E.A. GOMIN, M.I. GUREVICH, A.S. KAMINSKY, E.S. SUBBOTIN, V.V. TEBIN. The complex researches of characteristics of HTGR's fuel elements are described. Experiments was made at the assembly ГРОГ. The calculations by Monte Carlo programm MCU have been approbated with this measurements. The programm SCOCRT for fast calculations have been approbated with MCU and experimental values.

В активных зонах ВТГР используются шаровые твэлы с микротопливом. Эти твэлы состоят из топливного сердечника в виде диспергированных в графитовой матрице микротвэлов и графитовой оболочки. Такое расположение топлива обуславливает специфичные нейтронно-физические характеристики твэлов и нетрадиционные подходы к определению этих характеристик.

Для изучения особенностей нейтронно-физических характеристик твэлов ВТГР, апробации многогрупповых программ их расчета, необходимых для корректного предсказания проектных параметров разрабатываемых реакторов, были выполнены комплексные исследования. Они включали экспериментальное изучение нейтронно-физических характеристик физического макета твэлов ВТГР на критическом стенде ГРОГ [1], прецизионные расчеты методом Монте-Карло бесконечной системы твэлов по программе MCURT (KR) [2] и расчеты эквивалентной ячейки по инженерной программе SCOCRT-ВТГР.

Критсборка представляла собой графитовую кладку стенда ГРОГ, в центральной области которой реализована регулярная укладка физмакетов шаровых твэлов ВТГР. Рассмотрена тетрагональная решетка. Экспериментальное исследование нейтронно-физических характеристик физмакета шарового твэла ВТГР выполнено в центральной части активной зоны критсборки, где устанавливался асимптотический спектр нейтронов; оценка размеров области асимптотического спектра проводилась на основании измерений кадмиевого отношения изотопа  $^{63}\text{Cu}$ . Некоторые измерения выполнены также и на реакторе Ф-1 в спектре 1/E [3].

Использовались физмакеты натуральных шаровых твэлов ВТГР с окисным топливом. Эксперименты выполнены при температурах 20° С. Параметры физмакетов, полученные по результатам обработки паспортных данных, следующие:

Диаметр физмакета . . . . .	60 – 0,4 мм
Диаметр топливного сердечника . . . . .	35 + 0,2 – 0,8
Вес физмакета . . . . .	200,3 ± 2,3 г
Загрузка урана в физмакете . . . . .	5,11 ± 0,03 г
Обогащение по $^{235}\text{U}$ . . . . .	9,95 ± 0,06%
Загрузка $^{235}\text{U}$ в физмакете . . . . .	0,508 ± 0,004 г
Диаметр ядра микротвэла . . . . .	502 мкм
Число микрочастиц . . . . .	8502
Средняя плотность графита в топливном сердечнике . . . . .	1,490 г/см <sup>3</sup>
Плотность графита в оболочке . . . . .	1,777 г/см <sup>3</sup>
Коэффициент опасности (характеризует наличие примесей) . . . . .	1,611 ± 0,03
Ядерное отношение графита и урана . . . . .	754

Измерялись радиальные распределения скоростей реакций захвата  $^{238}\text{U}$  и деления  $^{235}\text{U}$ , спектральные параметры  $\rho^{28}$ ,  $S^*$  в топливном сердечнике на радиусе 9 мм. Использовались индикаторы с различной степенью блокировок резонансных нейтронов:

– микротвэлы, идентичные входящим в состав физмакетов шаровых твэлов ВТГР (в топливном ядре  $\gamma_{\text{UO}_2} = 10,3 \text{ г/см}^3$ );

– детекторы из универсальных физических имитаторов (диаметр 5 мм, толщина 0,5 мм,  $\gamma_{\text{UO}_2} = 0,5 \text{ г/см}^3$ , обогащение по  $^{235}\text{U}$  10%);

– металлические урановые фольги (размер 4x4 мм, толщина 120 мкм для урана естественного обогащения

и толщина 60 мкм с 90% обогащением по  $^{235}\text{U}$ .

Детекторы устанавливались в измерительные физмакеты, в каждой половине которых подготовлены углубления под индикаторы.

Программы MCURT (KR) и SCOCRT-ВТГР используются одни и те же библиотеки нейтронно-физических констант: БНАБ-78 [4], LIPAR [5] и ТЕПКОН (подготовка с помощью программы TERMAC [6]).

В расчетах по программе MCURT (KR) наличие микротвэлов — кернов учитывалось следующей моделью. Каждый керн рассматривался как точечное "ядро" с полным сечением  $\sigma_t^{KP} = \pi R_0^2$ , сечением поглощения

$$\sigma_a^{KP} = \pi R_0^2 p(\sigma_t) p(p/\sigma_t)$$

и сечением рассеяния

$$\sigma_s^{KP} = \pi R_0^2 p(\sigma_t) p(\text{рас}/\sigma_t) + \sigma(s/\delta),$$

где  $R_0$  — радиус керна;  $p(\sigma_t)$  — вероятность столкновения внутри керна при условии изотропного и равномерного влета нейтрона через поверхность;  $p(p/\sigma_t)$  — условная вероятность поглощения при столкновении в керна, а  $p(\text{рас}/\sigma_t)$  — условная вероятность рассеяния при столкновении в керна.

$$\sigma(s/\delta) = \pi R_0^2 [1 - p(\sigma_t)] \delta(\Omega, E)$$

— полное сечение  $\delta$ -рассеивателя для учета пролета керна без столкновений.

Таким образом, полное сечение материала топливного сердечника (с учетом топлива в виде кернов) принималось равным

$$\Sigma_t^{T.C} = \Sigma_t^* + N_{кр} \sigma_t^{KP}, \quad (1)$$

где

$$\Sigma_t^* = \Sigma_t^M \frac{V_{T.C} - V_{кр}}{V_{T.C}},$$

$\Sigma_t^M$  — полное макросечение материала матрицы,  $V_{T.C}$  — объем топливного сердечника,  $V_{кр}$  — полный объем кернов;  $N_{кр}$  — число кернов в единице объема топливного сердечника.

При моделировании траектории нейтрона внутри керна фактически определяются введенные выше "микрskonстанты"  $\sigma_a^{KP}$  и  $\sigma_s^{KP}$ : при столкновении нейтрон с вероятностью  $\sigma_t^{KP} N_{кр} / \Sigma_t^{T.C}(E)$  сталкивается с керна. При попадании нейтрона в керн производится дальнейшее прямое моделирование истории нейтрона, т.е. определяется, что произойдет с нейтроном внутри керна (поглощение или вылет с определением в случае рассеяния нового направления полета и новой энергии). В случае вылета нейтрона из керна считается, что его положение в пространстве не изменяется.

Программа MCURT (KR) в области 10,5 — 10 МэВ использует групповое приближение. Групповые сечения вычисляются на основе данных библиотеки БНАБ-78 с использованием формализма f-факторов Бондаренко.

Ниже 10 кэВ до области разрешенных резонансов используется подгрупповое представление сечений. В области разрешенных резонансов до границы области термализации — реальная кинематика рассеяния с точным вычислением резонансных сечений по данным библиотеки LIPAR. В области термализации расчеты проводятся в транспортном приближении при непрерывном изменении энергии нейтрона, учитываются химические связи ядер и их тепловое движение.

Программа SCOCRT-ВТГР в области энергий 10,5 МэВ — 10 кэВ использует то же самое групповое приближение, что и программа MCURT (KR). В резонансной области энергий применяется обобщенный подгрупповой подход [7]. Подгрупповые параметры в области неразрешенных резонансов берутся из библиотеки БНАБ-78, а в области разрешенных резонансов — получаются на основе библиотеки LIPAR. В области термализации используется групповое представление сечений библиотеки ТЕПКОН.

Расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов выше 1 эВ проводится на основе метода вероятностей первых столкновений (ВПС) в приближении плоских потоков с изотропным рассеянием.

В области термализации (0 — 1 эВ) расчет пространственного распределения нейтронов проводится классическим методом ВПС в предположении плоских по зонам потоков с использованием транспортного приближения учета анизотропии рассеяния.

Учет двойной гетерогенности в резонансной области энергий выполняется на основе приближения равных хорд, заложенного в алгоритм программы SCOCRT-2 для учета взаимного перекрытия резонансов. Когда рассматривается решение для подгруппы нейтронов для одного из резонансных изотопов, то для всех других резонансных изотопов  $K$  полное сечение вычисляется следующим образом:

$$\tilde{\Sigma}_t^k = -\frac{1}{l} \ln \sum_j a^{jk} \exp(-\Sigma_t^{jk} l), \quad (2)$$

где  $\tilde{\Sigma}_t^k$  — среднегрупповое сечение в приближении равных хорд;  $l$  — средняя хорда геометрической области, содержащей изотоп  $K$ ;  $a^{jk}$  — доля подгруппы  $j$ ;  $\Sigma_t^{jk}$  — полное сечение.

При наличии двойной гетерогенности основной алгоритм расчета в программе SCOCRT-2 не меняется. В этом случае данные по составу задаются гомогенно-размешанные по всей зоне с топливом. Однако средняя хорда для каждого изотопа определяется тем, где он расположен: внутри керна микротвэла или нет. Для изотопов внутри керна оценка средней хорды следующая:  $l' = lC$ , где  $C$  — доля объема, занятого всеми кернами в топливном сердечнике,  $l$  — средняя хорда сердечника. Легко можно показать, что эта оценка для средней хорды эквивалентна приближению (1), применяемому в программе MCURT при расчете твэлов ВТГР. Исполь-

зование поправленной средней хорды  $l'$  обеспечивает в достаточной степени точное по сравнению с MCURT значение средней плотности столкновений внутри сердечника.

Нахождение скоростей реакций на резонансных изотопах внутри ядра строится на следующих рассуждениях. Средняя по топливному сердечнику плотность столкновений должна быть равна сумме плотностей столкновений в ядре микротвэла и матрице с соответствующими объемными долями:

$$\bar{\Phi}^i (\Sigma_{кр}^i C + \Sigma_M^i (1 - C)) = \Phi_M^i (1 - c) + \Phi_{кр}^i \Sigma_{кр}^i C, \quad (3)$$

где  $\Sigma_{кр}^i$ ,  $\Sigma_M^i$  — микроскопическое сечение в подгруппе материала ядра микротвэла и матрицы;  $\Phi_{кр}^i$ ,  $\Phi_M^i$  — поток нейтронов в ядре микротвэла и матрице.

Для распределения тока нейтронов в ядре микротвэла в приближении средних хорд можно использовать приближенную зависимость

$$J_{кр}^i(x) = \frac{\Phi_M^i}{2} \exp(-x \Sigma_a^i), \quad 0 < x < l_{кр}, \quad (4)$$

где  $x$  — расстояние от поверхности ядра микротвэла;  $\Sigma_a^i$  — сечение увода нейтронов из подгруппы  $i$ ;  $l_{кр}$  — средняя хорда одного ядра микротвэла. Тогда для среднего значения потока в ядре микротвэла получим

$$\Phi_{кр}^i = \Phi_M^i (1 - \exp(-\Sigma_a^i l_{кр})) \frac{1}{\Sigma_a^i l_{кр}}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3), определим поток нейтронов в матрице:

$$\Phi_M^i = \bar{\Phi}^i \frac{[\Sigma_{кр}^i C + \Sigma_M^i (1 - C)]}{\Sigma_M^i (1 - C) + (1 - \exp(-\Sigma_a^i l_{кр})) \Sigma_{кр}^i C / \Sigma_a^i l_{кр}}. \quad (6)$$

Далее из (5) получим окончательно поток нейтронов в ядре микротвэла для вычисления скоростей реакций.

Учет двойной гетерогенности в области термализации осуществляется с помощью стандартной гоменизации гетерогенной структуры сердечника твэла.

Расчет разбивается на два этапа. На первом вычисляются эффективные макроконстанты топливного сердечника твэла. Для этого методом ВПС производится расчет сферической микроячейки, содержащей топливный ядро, его покрытие и эквивалентное количество графита матрицы. Объем микроячейки равен объему топливного сердечника твэла, деленному на число топливных ядер. На границе микроячейки ставятся условия изотропного отражения с заданным альбедо. Источники могут быть внутренними и внешними. Внутренние источники рассчитываются в предположении, что выше границы области термализации нейтроны распределены по закону  $1/E$  и рассеяние эпитепловых нейтронов происходит на свободных покоящихся ядрах. При расчете внешних источников считается, что влетающие в микроячейку нейтроны имеют изотропное угловое распределение.

46

Стандартный расчет производится с альбедо, равным 1, при отсутствии внешних источников.

Эффективные макросечения  $\Sigma_k^l$   $l$ -й реакции в  $k$ -й тепловой группе вычисляются по формуле

$$\Sigma_k^l = \frac{\sum_{n=1}^N \Sigma_{nk}^l \Phi_{nk} V_n}{\sum_{n=1}^N \Phi_{nk} V_n}, \quad (7)$$

где  $N$  — число регистрационных зон в микротвэле (обычно  $N = 2$ , хотя можно задавать отдельно покрытие микротвэла);  $\Sigma_{nk}^l$  — макросечение в  $l$ -й реакции в  $k$ -й группе  $n$ -й зоны микротвэла;  $\Phi_{nk}$  — поток в  $k$ -й группе  $n$ -й зоне;  $V_n$  — объем  $n$ -й зоны.

На втором этапе рассчитывается твэл с гомогенным топливным сердечником, макроконстанты которого вычислены по формуле (7) на первом этапе расчета.

Программы MCURT(KR) и SCOCRT-ВТГР рассчитывают спектры нейтронов в 63 группах с одинаковым энергетическим разбиением.

В расчете по программе MCURT(KR) топливный сердечник разбивался на семь равных по объему зон. Регистрация потоков нейтронов и вычисление функционалов от них производились для каждой зоны отдельно для матрицы и крегов микротвэлов. Результатом расчетов являлись интегральные по зонам и энергии величины — потоки нейтронов, скорости реакций, т.е.  $\int \Phi(\vec{r}, E) dEdV$ ,  $\int \sigma(E) \Phi(\vec{r}, E) dEdV$ , где интегрирование проводилось по объемам зон и по областям энергий, нижние границы которых равны  $10^4$  эВ, 465, 10, 1, 0,55 эВ, 0.

Эквивалентная сферическая ячейка при расчете по программе SCOCRT-ВТГР состояла из топливного сердечника, графитовой оболочки и эквивалентного слоя воздуха.

Для определения эффектов двойной гетерогенности по программам MCURT(KR) и SCOCRT-ВТГР рассчитывался также физмакет шарового твэла с гомогенным распределением топлива по сердечнику.

Сравнение экспериментальных данных и результатов, полученных по программе MCURT(KR), показывает их удовлетворительное согласие (различия находятся в пределах погрешности измерений и статистической точности расчета методом Монте-Карло, последние колеблются от 0,2% в  $K_{\infty}$  до 4% в скоростях реакций). Сопоставлялись следующие величины:

— радиальные распределения скоростей реакций захвата  $^{238}\text{U}$  в спектре микротвэлов (рис. 1);

— радиальные распределения скоростей реакций захвата  $^{238}\text{U}$  в спектре графитовой матрицы топливного сердечника (в экспериментах получены при использовании урановых фольг 90% обогащения по  $^{235}\text{U}$ ), что иллюстрируется рис. 2;

— значения  $C^*$  (рис. 3) и  $\rho^{28}$  (рис. 4).

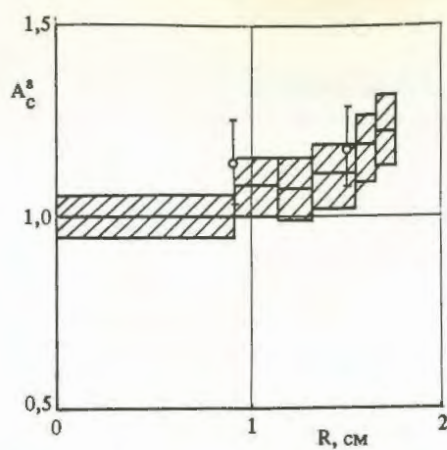


Рис. 1. Распределения по радиусу топливного сердечника скорости реакции захвата  $^{235}\text{U}$  в спектре микровзлов:  $\circ$  — эксперимент;  $\square$  — расчет

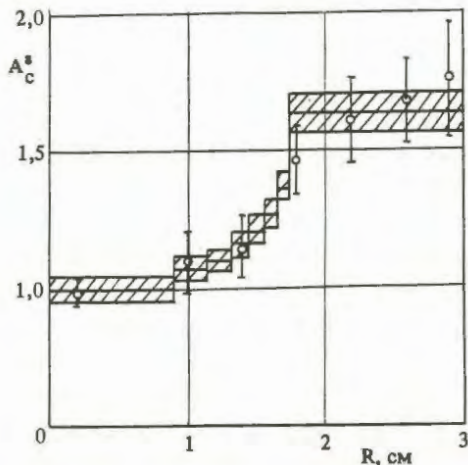


Рис. 2. Распределение по радиусу твэла скорости реакции захвата  $^{235}\text{U}$  в спектре графита топливного сердечника и оболочки твэла:  $\circ$  — эксперимент;  $\square$  — расчет

Такое согласие экспериментальных и расчетных (по программе MCURT(KR)) результатов и большая информативность последних позволяют с достаточной уверенностью использовать программу MCURT(KR) для изучения других нейтроин-физических параметров твэлов ВТГР и в качестве реперной для тестирования программы SCOCRT-ВТГР.

Можно отметить некоторые закономерности нейтронно-физических характеристик исследованного физмакета шарового твэла ВТГР.

Заметно различаются радиальные распределения скоростей реакции захвата  $^{238}\text{U}$  по топливному сердечнику физмакета в спектре микровзла и графитовой матрицы (отношение значений на границе топливного сердечника и в центре составляют приблизительно 1,2 и 1,4 соответственно — см. рис. 1 и 2).

Аналогичная закономерность имеет место и для модифицированного коэффициента конверсии, что иллюстрируется рис. 3. Отношение значений  $C^*$  в спектре микровзла на границе топливного сердечника и в центре приблизительно равно 1,2, в спектре графитовой матри-

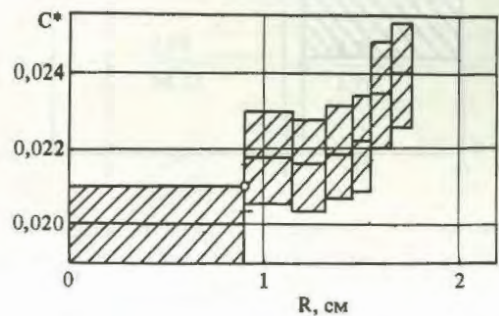
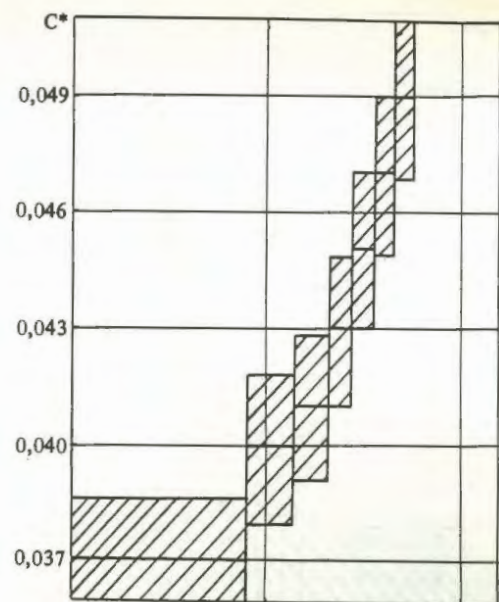


Рис. 3. Распределение по радиусу топливного сердечника модифицированного коэффициента конверсии в спектре микровзла (внизу — в спектре микровзла; вверху — в спектре графитовой матрицы топливного сердечника):  $\circ$  — эксперимент;  $\square$  — расчет

цы — 1,3. При этом значение модифицированного коэффициента конверсии в центре топливного сердечника примерно вдвое больше для спектра графитовой матрицы, чем для спектра микровзла. Последнее, с учетом практически постоянных по радиусу физмакета значений скорости деления  $^{235}\text{U}$ , характеризует степень блокировки резонансного захвата  $^{238}\text{U}$  в микровзлах. Это также видно из анализа рис. 4 и 5: более чем в 2 раза превышаются значения спектрального параметра  $\rho^{28}$  в спектре графита по сравнению со значением в спектре микровзла (при близости их радиальных зависимостей).

Заметно отличаются зависимости доли захвата в  $^{238}\text{U}$  от энергетических интервалов в ядрах микровзлов по сравнению с зависимостями, полученными при усреднении в спектрах графитовой матрицы и оболочки топливного сердечника. Для скоростей делений и захвата  $^{235}\text{U}$  этих зависимости практически совпадают (табл. 1).

Блокировки на микровзлах существенно влияют

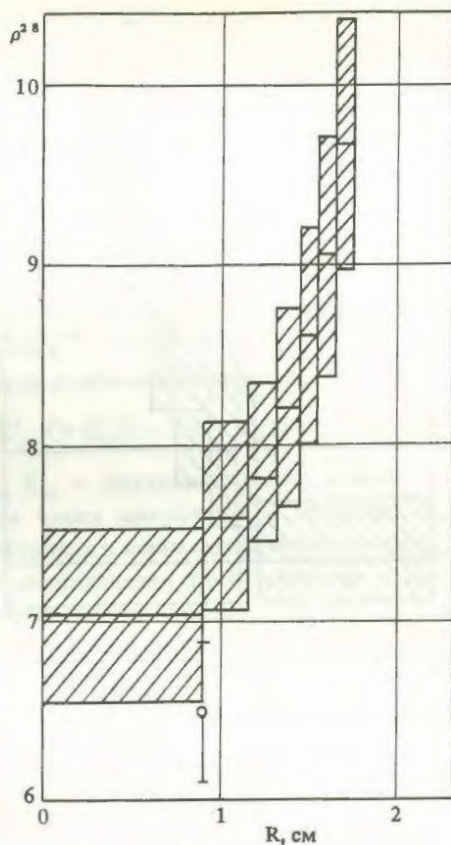


Рис. 4. Распределение по радиусу топливного сердечника твэла параметра  $\rho^{28}$  в спектре графитовой матрицы топливного сердечника:  $\circ$  — эксперимент;  $\square$  — расчет

на резонансное поглощение в  $^{238}\text{U}$  (микросечение поглощения в надтепловой области энергий нейтронов с гетерогенным размещением топлива в сердечнике приблизительно на 30% меньше, чем при гомогенном распределении топлива по сердечнику), но слабо (1–3%) сказываются на поглощении в  $^{238}\text{U}$  в тепловой области энергий нейтронов и на поглощении и делении для тепловой и надтепловой энергетических областей в  $^{235}\text{U}$ , что иллюстрируется табл. 2.

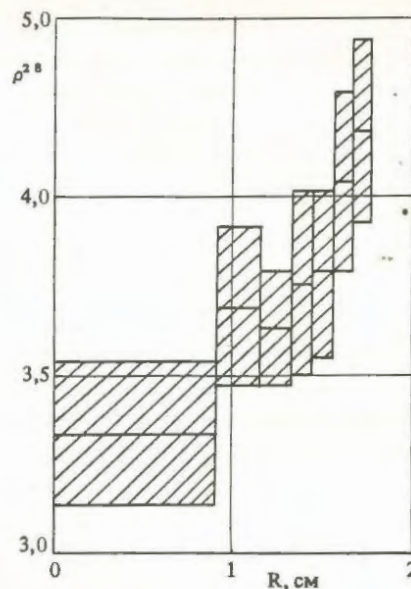


Рис. 5. Расчетное распределение по радиусу топливного сердечника параметра  $\rho^{28}$  в спектре микротвэла

Отношение значений скорости реакций захвата  $^{238}\text{U}$  на границе топливного сердечника и в центре при гомогенном распределении топлива в сердечнике приблизительно в 1,4 и 1,2 раза больше, чем соответствующие значения, полученные по скоростям реакции захвата  $^{238}\text{U}$  в спектрах микротвэлов и графитовой матрицы гетерогенного топливного сердечника (см. рис. 1, 2, 6).

Сравнение показывает удовлетворительную близость основных нейтронно-физических параметров физмакета шарового твэла ВТГР, полученных по реперной программе MCURT(KR) и инженерной программе SCOCRT-ВТГР.

Важным является то обстоятельство, что удовлетворительно согласуются не только интегральные по энергии характеристики, но и результаты для различных энергетических областей, что иллюстрируется табл. 3.

Таблица 1. Энергетические зависимости долей захвата  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$

Среда	$E > 10^4$ эВ	$10^4 < E < 465$ эВ	$465 < E < 10^5$ эВ	$10^5 < E < 10^6$ эВ	$E < 1$ эВ
$^{238}\text{U}$					
Керн микротвэла	$0,017 \pm 0,002$	$0,054 \pm 0,005$	$1,399 \pm 0,036$	$0,317 \pm 0,029$	$0,213 \pm 0,019$
Матрица топливного сердечника	$0,009 \pm 0,001$	$0,029 \pm 0,002$	$0,462 \pm 0,037$	$0,391 \pm 0,031$	$0,11 \pm 0,009$
Оболочка топливного сердечника	$0,006 \pm 0,001$	$0,022 \pm 0,002$	$0,471 \pm 0,033$	$0,42 \pm 0,029$	$0,081 \pm 0,006$
$^{235}\text{U}$					
Керн микротвэла	$0,0043 \pm 0,0001$	$0,0102 \pm 0,0003$	$0,091 \pm 0,002$	$0,047 \pm 0,001$	$0,848 \pm 0,024$
Матрица топливного сердечника	$0,003 \pm 0,001$	$0,01 \pm 0,001$	$0,091 \pm 0,006$	$0,046 \pm 0,003$	$0,849 \pm 0,059$
Оболочка топливного сердечника	$0,003 \pm 0,001$	$0,01 \pm 0,001$	$0,091 \pm 0,006$	$0,046 \pm 0,003$	$0,85 \pm 0,059$

Т а б л и ц а 2. Нейтронно-физические параметры физмакета с гетерогенным и гомогенным топливным сердечником, полученные по программам MCURT(KR) и SCOCRT-ВТГР

Характеристика топливного сердечника	$K_{\infty}$	$\varphi^{*})$	$\overline{\sigma}_f^s (E > E_{гр})^{2**})$	$\overline{\sigma}_c^s (E > E_{гр})^{2**})$	$\overline{\sigma}_c^s (E > E_{гр})^{2**})$
			$\overline{\sigma}_f^s (E < E_{гр})$	$\overline{\sigma}_c^s (E < E_{гр})$	$\overline{\sigma}_c^s (E < E_{гр})$
MCURT(KR)					
Диспергированные в графитовой матрице микротвэлы:					
$E_{гр} = 1$ эВ	$1,688 \pm 0,003$	$0,852 \pm 0,001$	$13,20 \pm 0,26$	$7,24 \pm 0,14$	$4,35 \pm 0,22$
			$334,11 \pm 6,68$	$57,05 \pm 1,14$	$1,69 \pm 0,08$
$E_{гр} = 0,5$ эВ	$1,688 \pm 0,003$	$0,844 \pm 0,001$	$14,59 \pm 0,29$	$7,2 \pm 0,14$	$4,2 \pm 0,21$
			$350,74 \pm 7,01$	$60,12 \pm 1,2$	$1,76 \pm 0,09$
Гомогенное распределение топлива, $E_{гр} = 0,55$ эВ	$1,636 \pm 0,008$	$0,799 \pm 0,003$	$15,09 \pm 0,11$	$7,29 \pm 0,07$	$5,42 \pm 0,14$
			$355,74 \pm 3,91$	$61,22 \pm 0,67$	$1,77 \pm 0,02$
SCOCRT-ВТГР					
Диспергированные в графитовой матрице микротвэлы, $E_{гр} = 1$ эВ	1,679	0,824	$\frac{14,07}{341,37}$	$\frac{7,88}{58,33}$	$\frac{4,79}{1,71}$
Гомогенное распределение топлива:					
$E_{гр} = 1$ эВ	1,646	0,808	$\frac{13,24}{349,26}$	$\frac{7,38}{61,97}$	$\frac{5,14}{1,75}$
$E_{гр} = 0,55$ эВ	1,646	0,808	$\frac{14,30}{368,59}$	$\frac{7,94}{63,06}$	$\frac{5,31}{1,81}$

\*) По программе MCURT(KR)  $\varphi$  рассчитана для  $E > E_{гр}$ , по SCOCRT-ВТГР — для  $E > 1$  эВ.

\*\*) Средние значения по топливному сердечнику.

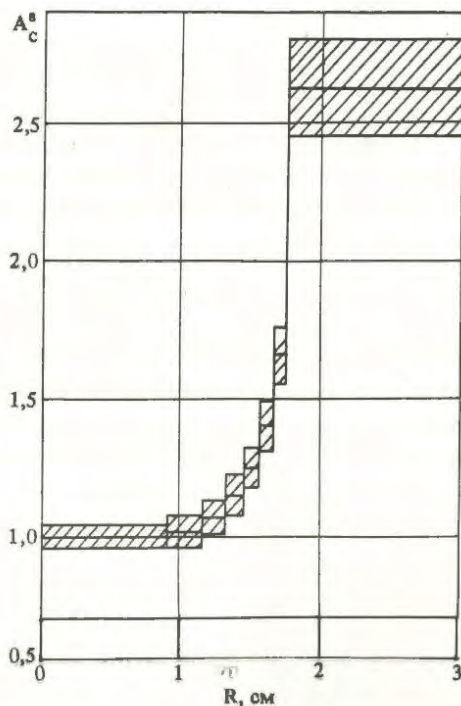


Рис. 6. Расчетное распределение по радиусу твэла скорости реакции захвата  $^{235}\text{U}$  при гомогенном распределении топлива в сердечнике

Полученные результаты исследований в сочетании с высоким быстродействием многогрупповой программы SCOCRT-ВТГР дают основание рекомендовать ее для использования в проектных проработках реакторов данного класса.

#### Список литературы

1. Богомолов А.М., Заворохин В.А., Каминский А.С. и др. Стенд для исследования физики ВТГР. — Атомная энергия, 1984, т. 57, вып. 6, с. 397 — 400.
2. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 61 — 64.
3. Гарাপов Э.Ф., Инихов А.Г., Кучерявенко Е.П. и др. Создание рабочего эталона плотности тепловых нейтронов на базе реактора Ф-1. — Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 4, с. 286 — 289.
4. Абагян Л.П., Базарян Н.О., Николаев М.Н. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоиздат, 1981.
5. Абагян Л.П., Тебин В.В., Юдкевич М.С. CROSS — пакет программных библиотек для расчета сечений в области разрешенных резонансов: Препринт ИАЭ-4009/5, 1984.

Т а б л и ц а 3. Скорости реакций захвата и деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  в спектре микротвэла (нормированы на полную скорость)

Программа	$E > 10^4$ эВ	$10^4 < E < 456$ эВ	$465 < E < 10^5$ эВ	$10 < E < 10^4$ эВ	$E < 10^4$ эВ
Реакция захвата $^{238}\text{U}$					
MCURT(KR)	$0,017 \pm 0,002$	$0,054 \pm 0,005$	$0,399 \pm 0,036$	$0,317 \pm 0,029$	$0,213 \pm 0,019$
SCOCRT-ВТГР	0,017	0,055	0,389	0,336	0,204
Реакция захвата $^{235}\text{U}$					
MCURT(KR)	$0,0043 \pm 0,0001$	$0,0101 \pm 0,0103$	$0,091 \pm 0,002$	$0,047 \pm 0,001$	$0,848 \pm 0,024$
SCOCRT-ВТГР	0,003	0,011	0,100	0,050	0,836
Реакция деления $^{235}\text{U}$					
MCURT(KR)	$0,003 \pm 0,0001$	$0,0053 \pm 0,0001$	$0,0281 \pm 0,0006$	$0,0162 \pm 0,0004$	$0,948 \pm 0,023$
SCOCRT-ВТГР	0,003	0,006	0,031	0,017	0,944

6. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Комплекс TERMAC для расчета групповых сечений нейтронов в области термализации. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 8 (21), с. 62.
7. Тебин В.В., Юдкевич М.С. Обобщенный подгрупповой

подход к расчету резонансного поглощения. — Атомная энергия, 1985, т. 59, с. 96.

Статья поступила в редакцию  
28 июля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 44 — 50.

УДК 621.039.5

## РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ИМПУЛЬСНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА БФС-40 С УЧЕТОМ ОБЛАСТИ ВЫСШИХ ГАРМОНИК

В.М. Романов, В.Я. Пупко, Т.Г. Гущина

Получены декременты затухания трех первых гармоник нейтронного потока. Дана физическая интерпретация процесса возникновения дискретных собственных значений квазистационарного уравнения переноса нейтронов в размножающих средах.

CALCULATIONAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH OF THE NEUTRONS TIME-DEPENDENT BEHAVIOUR IN PULSED EXPERIMENTS ON BFS-40 IN FIELD OF HIGER HARMONICS. V.M. ROMANOV, V.Ya. PUPKO, T.G. GUSHCHINA. Decay constants of the first three harmonics of neutron flux are found. Physical interpretation of discrete eigenvalues occurs on the quasi-stationary neutron transport equation in the multiplying media is given.

Наряду с прямыми методами решения нестационарного уравнения переноса (представление производной по времени в виде конечных разностей, метод Монте-Карло), широкое распространение получили методы, основанные на разделении переменных и на сведении нестационарной задачи к численному решению квазистационарного уравнения переноса. К таким методам относятся различные систематические методы, адиабатический, узловой, а также модальный [1, 2]. Преимуществом методов разделения переменных, когда это возможно, является большая по сравнению с прямыми методами скорость решения некоторых задач при реализации их на ЭВМ, а также, что, по-видимому, более важно, возможность наглядной физической интерпретации результатов расчета. В настоящее время существует ряд программ у нас и за рубежом, в которых реализованы методы разделения переменных. Однако область

применения указанных методов (за исключением метода модальных разложений) — это анализ относительно медленных временных процессов. Масштаб времени таких процессов характеризуется периодом распада предшественников запаздывающих нейтронов. При рассмотрении быстропротекающих нейтронно-физических процессов в масштабе времени, меньшего или сравнимого с временем жизни мгновенных нейтронов в реакторе, использование метода разделения переменных с учетом в решении только основной гармоники в определенных классах реакторов не позволяет адекватно описать реальное нестационарное распределение нейтронов в них. К такому типу реакторов относятся малогабаритные реакторы с промежуточным спектром нейтронов. В таких реакторах во временном распределении мгновенных нейтронов существенную роль играет не только основная гармоника, но и более высокие.

В 60-е годы решение задач нестационарного переноса нейтронов методом модальных разложений с учетом высших гармоник проводилось только применительно к одномерным геометриям в малогрупповом приближении. Для перехода к численному решению задач в реальных геометриях в рамках разработанных в эти годы методов [3] требовался учет слишком большого числа гармоник для адекватного описания действительного временного распределения нейтронов. Поэтому метод модальных разложений терял свои преимущества перед другими методами и его развитие было приостановлено. Метод модальных разложений конкурентоспособен с прямыми численными методами расчета только тогда, когда можно обойтись учетом небольшого количества гармоник (мод). Здесь уместно провести аналогию с приближенным представлением углового распределения при рассеянии нейтронов. Когда количество гармоник невелико (P1-, P-2, P3-приближения), этот способ представления угловой зависимости оказывается предпочтительным. Но переход к более высоким приближениям уже ведет к существенному усложнению расчета, и преимущество получают сеточные методы.

Теоретически доказано [4, 5], что решение уравнения переноса нейтронов имеет область дискретного набора собственных значений наряду с областью сплошного спектра, однако в общем случае конкретное количество собственных значений, а также конкретная область их существования, границы непрерывной и дискретной областей — все это вопросы, на которые пока в теории ответа нет. Тем не менее результаты экспериментальных и расчетных работ, проведенных на простых одномерных системах с импульсными источниками нейтронов, показывают, что существуют участки квазиэкспоненциального во времени поведения потока нейтронов [6, 7]. В данной работе приводятся результаты расчетно-экспериментальных исследований на критической сборке БФС-40, представляющей собой быстрый реактор с замедляющим отражателем из бериллия [8]. Работа проведена с целью выяснения области существования дискретного набора гармоник и их количества для этого типа реакторов.

#### ИМПУЛЬСНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В качестве экспериментального метода исследования нестационарного распределения нейтронов в критической сборке был выбран импульсный метод. Поскольку этот метод является традиционным, здесь будут отмечены только отличительные особенности его применения в данных исследованиях.

**Особенности постановки импульсных экспериментов на БФС-40.** Для проведения импульсных экспериментов с анализом их результатов в области высших гармоник необходимо регистрировать эволюцию во времени

пространственного и энергетического распределения нейтронов в реакторе. Область высших гармоник по временной координате простирается от 0 до 200 мкс в малогабаритных реакторах с бериллиевым отражателем и определяется временем замедления нейтронов до тепловой энергии. Время замедления нейтронов до энергии, характеризующей начало области термализации (1 эВ), в бериллии составляет 10 мкс. Перечисленные временные интервалы определяют необходимое временное разрешение. Измерения проводились в двух временных масштабах с ценой канала временного анализатора 0,1 мкс и 2 мкс. Для того чтобы обеспечить указанное выше временное разрешение, использовались два типа источников нейтронов: импульсный нейтронный генератор (ИНГ) с интенсивностью  $2 \cdot 10^6$  нейтронов за импульс, шириной импульса 2 мкс, частотой их следования 10 Гц и калифорниевая камера делений, работающая в режиме статистического источника нейтронов. Интенсивность спонтанных делений в камере составляла  $5 \cdot 10^4$  делений в секунду. В паре с камерой делений КНТ-54, используемой в качестве детектора нейтронов, они обеспечивали временное разрешение 10 нс. Эволюция энергетического спектра нейтронов регистрировалась в трех энергетических группах: первая —  $E \geq 0,1$  МэВ, вторая —  $0,1 \text{ МэВ} \geq E \geq 0,2$  эВ, третья —  $E \leq 0,2$  эВ. Методика регистрации нейтронов этих групп энергий заключалась в следующем: первая группа регистрировалась с помощью пропорционального счетчика СНМ-38, наполненного водородом, с порогом регистрации  $\sim 0,1$  МэВ. Временное распределение второй группы было получено путем вычитания из временного распределения отсчетов пропорционального счетчика СНМ-11 с радиатором из  $^{10}\text{В}$  в экране из кадмия (толщина экрана 1 мм, что позволяло регистрировать нейтроны с энергией выше 0,2 эВ) временного распределения скорости счета детектора быстрых нейтронов СНМ-38. При этом эффективности детекторов сопоставлялись во втором временном канале (2 — 4 мкс). Допускалось, что энергетические зависимости эффективности этих детекторов (т.е. сечения взаимодействия нейтронов для водорода и бора) в области энергии  $E > 0,1$  МэВ подобны. Учитывался также тот факт, что за время  $\sim 2$  мкс после инжекции быстрых нейтронов в реактор замедлившиеся нейтроны  $E < 0,1$  МэВ еще не накопились и их вкладом в скорость счета детектора СНМ-11 можно пренебречь. Методика получения распределения третьей группы была аналогична предыдущей, за исключением того, что здесь использовались временные распределения, полученные борным детектором без кадмиевого экрана и этим же детектором, но с кадмиевым экраном.

Исследование пространственной зависимости временного распределения нейтронов различных групп энергий проводилось обычным образом. Детекторы перемещались по радиусу реактора и располагались на средней его высоте. Измерения проводились в четырех ка-

налах реактора: в центре активной зоны, на середине ее радиуса, на границе активной зоны и отражателя и в средней части отражателя. Кроме того, для выявления влияния расположения источника нейтронов на их временное распределение измерения с калифорниевой камерой проводились при двух ее положениях: в центральной части активной зоны и в отражателе. Детектор (камера делений КНТ-54) всегда находился в центральной части активной зоны. Импульсный нейтронный генератор во время экспериментов находился вне реактора. Все измерения проводились при двух подкритических состояниях реактора ( $-0,4\beta_{эф}$  и  $-8,5\beta_{эф}$ ). Подкритичность создавалась путем извлечения из активной зоны делящегося материала. Регистрация временного распределения скорости счета детекторов проводилась с помощью блока быстрой промежуточной памяти и ЭВМ "Электроника-100и" [9] при ширине канала временного анализа 2 мкс и анализатора УНО-4096 с блоком временного преобразования БВП2-96 при ширине канала 0,1 мкс.

**Экспериментальные результаты.** Качественный визуальный анализ полученных экспериментальных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. Кривые спада скорости счета детектора быстрых нейтронов имеют три отчетливо выраженных квазиэкспоненциальных участка спада с существенно отличающейся крутизной (рис. 1): первый — от 0 до 12–15 мкс,

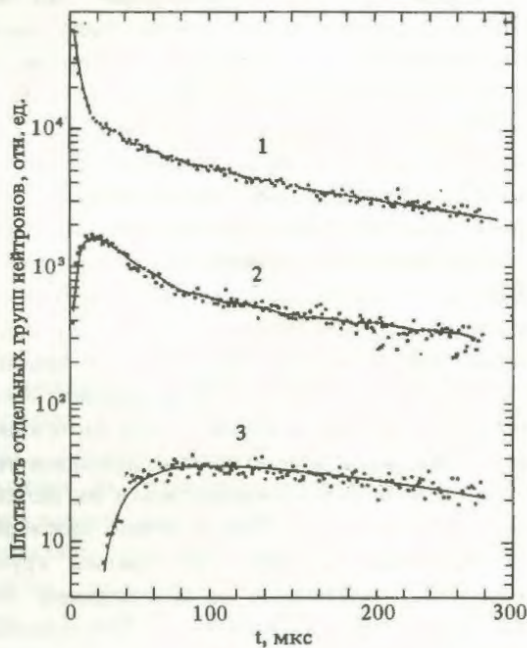


Рис. 1. Временные распределения отдельных групп нейтронов, полученные с помощью детекторов, расположенных на границе активной зоны и отражателя, при подкритичности  $-0,45\beta_{эф}$  (источник нейтронов — ИНГ): 1 — быстрые нейтроны,  $E \geq 0,1$  МэВ; 2 — промежуточные нейтроны,  $0,1$  МэВ  $> E > 0,2$  эВ; 3 — тепловые нейтроны,  $E < 0,2$  эВ

второй — от 15 до 200 мкс, третий — асимптотический спад, начинающийся с 200 мкс.

2. Временные распределения промежуточных и тепловых нейтронов дают основание полагать, что появление этих участков на кривой спада скорости счета детектора быстрых нейтронов связано с накоплением очередной группы нейтронов. Характер поведения кривых на первом участке обусловлен спадом интенсивности быстрых нейтронов, на втором участке — накоплением в достаточном количестве надтепловых (надкадмиевых) нейтронов и на последнем — накоплением тепловых нейтронов.

С учетом этого экспериментальные кривые спада были аппроксимированы зависимостями вида

$$f_1(t_i) = A_3^1 \exp(-\alpha_3 t_i) + A_2^1 (1 - \exp(-\alpha_3 t_i)) \exp(-\alpha_2 t_i) + A_1^1 (1 - \exp(-\alpha_2 t_i)) \exp(-\alpha_1 t_i) \quad (1)$$

для первой группы нейтронов,

$$f_2(t_i) = A_2^2 (1 - \exp(-\alpha_3 t_i)) \exp(-\alpha_2 t_i) + A_1^2 (1 - \exp(-\alpha_2 t_i)) \times \exp(-\alpha_1 t_i) \quad (2)$$

для второй и

$$f_3(t_i) = A_1^3 (1 - \exp(-\alpha_2 t_i)) \exp(-\alpha_1 t_i) \quad (3)$$

для третьей группы нейтронов. Выбранный вид аппроксимирующих функций обусловлен не только формой экспериментальных временных распределений. Нетрудно видеть, что выражения (1), (2), (3) по виду соответствуют разложению изотропной части функции нейтронного потока при вспышке нейтронного источника в ряд по собственным функциям точечного спектра собственных значений квазистационарного уравнения переноса нейтронов [4]:

$$\Phi(\vec{r}, E, t) \approx \sum_{k=1}^N B_k F_k(\vec{r}, E) \exp(-\alpha_k t), \quad (4)$$

где  $F_k(\vec{r}, E)$ ,  $\alpha_k$  — изотропная часть собственных функций и собственные значения квазистационарного уравнения переноса нейтронов. Действительно, если раскрыть скобки в выражении (1) и учесть при этом, что  $\alpha_3 \gg \alpha_2 \gg \alpha_1$ , то получим просто сумму экспонент, как и в (4):

$$f_1(t) \approx (A_3^1 - A_2^1) \exp(-\alpha_3 t) + (A_2^1 - A_1^1) \exp(-\alpha_2 t) + A_1^1 \exp(-\alpha_1 t). \quad (5)$$

Аппроксимация была выполнена с помощью стандартной программы минимизации квадратичного функционала FUMILI. Результаты приведены на рис. 1, 2 и в табл. 1, 2. Результаты обработки показывают, что выбранная аппроксимирующая функция действительно в пределах экспериментальных погрешностей, можно сказать, идеально описывает экспериментальные распределения. Исключение составляет область времен

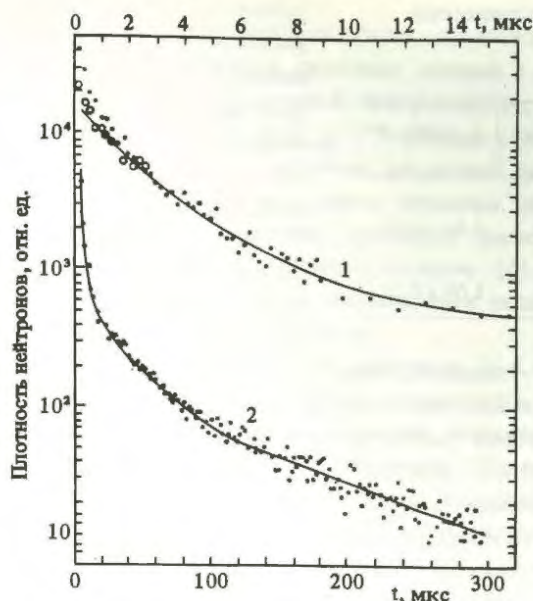


Рис. 2. Временные распределения быстрых нейтронов при подкритичности  $-8,5 \beta_{эф}$ :  $\circ$  — источник нейтронов в отражателе;  $\bullet$  — в активной зоне; — — аппроксимационная кривая; 1 — источник нейтронов — камера деления  $^{252}\text{Cf}$ ; 2 — источник нейтронов — ИНГ

ственную точку реактора начинаются два основных процесса: пространственный перенос нейтронов от источника (их "растекание" по объему реактора) и замедление нейтронов. В результате этих процессов в реакторе устанавливаются асимптотические пространственное и энергетическое распределения. Период времени, в течение которого это происходит, называют переходным, или транзитным, или областью высших гармоник. В зависимости от того, с каким из этих процессов связано собственное значение и соответствующая собственная функция квазистационарного уравнения переноса нейтронов, будем называть их пространственными или энергетическими гармониками. Когда скорости или характерные времена протекания этих двух процессов существенно различаются, пространственные и энергетические гармоники можно выделить по отдельности. В рассматриваемом в данной работе классе реакторов эти два процесса имеют существенно различные времена протекания. Характерное время релаксации пространственного распределения нейтронов можно оценить по формуле  $t_s \approx \bar{\lambda}/\bar{v}$ , где  $b = 1/\sqrt{3\Sigma_{tr}\bar{\Sigma}_a}$ ,  $\bar{v}$  — длина свободного пробега и скорость нейтронов, усредненные по спектру активной зоны реактора. Оно составляет  $\sim 20$  нс, что существенно меньше характерного времени релаксации нейтронов в процессе замедления в области промежуточных энергий ( $t_M \sim 200 \div 300$  нс). С учетом

Т а б л и ц а 1. Параметры аппроксимации экспериментальных временных распределений быстрых нейтронов  $f_1(t)$ , полученные в различных точках реактора

Параметр	Положение детектора			
	центр активной зоны	половина радиуса активной зоны	граница активной зоны и отражателя	половина толщины отражателя
$\rho = -0,45 \beta_{эф}$				
$A_1^1$ , отн. ед.	—	$785 \pm 12$	$656 \pm 13$	$871 \pm 15$
$\alpha_1 \times 10^{-3}$ , $c^{-1}$	—	$3,19 \pm 0,06$	$3,43 \pm 0,08$	$3,40 \pm 0,06$
$A_2^1$ , отн. ед.	—	$1950 \pm 51$	$1530 \pm 43$	$2150 \pm 52$
$\alpha_2 \times 10^{-4}$ , $c^{-1}$	—	$3,52 \pm 0,11$	$3,22 \pm 0,11$	$3,30 \pm 0,10$
$A_3^1$ , отн. ед.	—	$9420 \pm 310$	$7850 \pm 260$	$9320 \pm 290$
$\alpha_3 \times 10^{-5}$ , $c^{-1}$	—	$3,20 \pm 0,17$	$3,04 \pm 0,16$	$2,97 \pm 0,16$
$\rho = -8,5 \beta_{эф}$				
$A_1^1$ , отн. ед.	$144 \pm 8$	$161 \pm 9$	$134 \pm 9$	$74,7 \pm 5$
$\alpha_1 \times 10^{-3}$ , $c^{-1}$	$10,0 \pm 0,28$	$8,04 \pm 0,25$	$8,37 \pm 0,28$	$9,24 \pm 0,4$
$A_2^1$ , отн. ед.	$684 \pm 37$	$877 \pm 32$	$735 \pm 22$	$443 \pm 23$
$\alpha_2 \times 10^{-4}$ , $c^{-1}$	$5,49 \pm 0,30$	$4,19 \pm 0,17$	$4,16 \pm 0,18$	$4,57 \pm 0,25$
$A_3^1$ , отн. ед.	$8710 \pm 410$	$11100 \pm 390$	$9080 \pm 340$	$4840 \pm 280$
$\alpha_3 \times 10^{-5}$ , $c^{-1}$	$4,48 \pm 0,24$	$4,13 \pm 0,16$	$3,99 \pm 0,16$	$4,32 \pm 0,28$

$t < 2$  мкс, где наблюдается отличие экспериментальной кривой спада скорости счета детектора быстрых нейтронов от аппроксимирующей кривой.

Это отличие следует пояснить. После инъекции импульса быстрых нейтронов в произвольную простран-

сказанного становится ясным сделанное ранее замечание об отличии экспериментальной и расчетной кривых спада плотности потока быстрых нейтронов в области времени, меньших 2 мкс. Именно в этой области проявляется характерная особенность пространственных

Т а б л и ц а 2. Параметры аппроксимации экспериментальных временных распределений надтепловых нейтронов  $f_2(t)$ , полученные в различных точках реактора при подкритичности  $-0,45 \beta_{эф}$

Положение детектора	$A_1^2$ , отн. ед.	$\alpha_1 \times 10^{-3}$ , с $^{-1}$	$A_2^2$ , отн. ед.	$\alpha_2 \times 10^{-4}$ , с $^{-1}$	$\alpha_3 \times 10^5$ , с $^{-1}$
Границы активной зоны	$758 \pm 13$	$3,16 \pm 0,06$	$3190 \pm 130$	$4,07 \pm 0,48$	$0,86 \pm 0,33$
Половина толщины отражателя	$2090 \pm 23$	$3,36 \pm 0,04$	$8060 \pm 180$	$4,45 \pm 0,34$	$1,08 \pm 0,22$

гармоник: зависимость формы временного распределения нейтронов от взаимного расположения их детектора и источника. В то же время для области больших времен ( $> 2$  мкс) форму временного распределения можно с точностью до экспериментальных погрешностей считать независимой от места установки детектора и источника быстрых нейтронов. Это подтверждается совпадением декрементов затухания всех трех гармоник для различных положений детекторов в реакторе, что свидетельствует об отсутствии высших пространственных гармоник.

Заметим, что во временном интервале  $0 \leq t \leq 20$  нс после момента испускания нейтронов импульсным источником в реакторе, особенно вблизи от этого источника, присутствует много нейтронов, вообще не претерпевших соударений, или успевших, быть может, только однократно рассеяться. Математическое описание распределения таких нейтронов по всем переменным достигается с помощью интегрального члена, который добавляется к сумме дискретного набора собственных функций. Интегральный член содержит обобщенные собственные функции сингулярного вида, а переменная интегрирования соответственно принадлежит сплошному континууму собственных значений квазистационарного уравнения переноса нейтронов.

Почему именно детектор быстрых нейтронов является в данном случае наилучшим регистратором дискретных декрементов затухания в области высших гармоник? Потому, что, с одной стороны, показания этого детектора, благодаря процессу размножения, пропорциональны глобальному потоку нейтронов в реакторе, а с другой стороны, его эффективность слабо зависит от деформации энергетического спектра нейтронов в процессе замедления.

#### РАСЧЕТ НАБОРА ДИСКРЕТНЫХ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Безусловно, полученные эмпирические результаты нуждаются в дальнейшем анализе и теоретическом обобщении. С этой целью была исследована возможность получения приведенных экспериментальных декрементов затухания трех гармоник путем использования современных численных программ решения стационарного

уравнения переноса нейтронов в реакторе. Для этих целей был использован широко известный программный комплекс ММКФК, модифицированный с целью расчета времени жизни мгновенных нейтронов [10].

**Модель расчета.** Получение декремента затухания основной гармоники через расчет времени генерации мгновенных нейтронов — задача не новая и успешно решенная в последнее

время для реакторов на быстрых нейтронах [10]. Для реакторов рассматриваемого в данной работе класса расчетное значение декремента затухания основной гармоники, полученное по этой методике, будет иметь систематическую погрешность. Она обусловлена тем, что в расчете декремент затухания основной гармоники определяется косвенным путем, через расчет среднего времени генерации нейтронов в реакторе. В свою очередь, определение времени генерации производится не с использованием собственной функции квазистационарного уравнения переноса нейтронов, а с использованием собственных функций потока и ценности нейтронов из условно критического уравнений. Поэтому более последовательный подход к решению поставленной задачи заключался бы в том, чтобы решать численно квазистационарную задачу, где собственным значением непосредственно является декремент затухания  $\alpha$ , либо прямое решение нестационарного уравнения. Однако в настоящее время нет широко используемой программы расчета, основанной на этих принципах, которая давала бы расчетное значение  $\alpha$ , отличающееся от экспериментального менее чем на 10 — 20% для данного класса реакторов. Поэтому был выбран метод расчета с помощью ММКФК, поскольку даже с учетом отмеченной выше систематической погрешности он дает более надежные количественные значения декремента затухания основной гармоники в реакторах рассматриваемого класса. Другая важная проблема, а именно, нахождение декрементов затухания для более высоких гармоник, решалась на основе учета соотношений между собственными значениями  $\alpha_i$  и  $K_{эф_i}$ , полученных в работе [4]:

$$\alpha_i = \frac{(K_{эф_i} - 1) - \beta_{эф}}{\Lambda_i}, \quad (6)$$

где  $\alpha_i$ ,  $K_{эф_i}$ ,  $\Lambda_i$  — декремент затухания, эффективный коэффициент размножения и время генерации  $i$ -й гармоники в размножающей системе соответственно. При этом замечание о возможной систематической погрешности в расчете среднего времени генерации нейтронов по методике работы [10] относится и к расчету  $\Lambda_i$  в (6). Из [4] следует, что величина  $\Lambda_i$  в этой формуле содержит собственные функции для потока и ценности нейтронов на уравнений различного типа — квазистационарного и условно-критического.

Поскольку в экспериментах было показано, что каждая из трех выделенных гармоник связана с определенной энергетической группой нейтронов, то, проводя расчеты по ММКФК на  $K_{эф}$  и  $\Lambda$  вначале с учетом всех 26 групп нейтронов, получаем декремент затухания основной гармоники  $\alpha_1$ ; затем, исключая из рассмотрения тепловые нейтроны, проводим расчет на  $K_{эф2}$  и  $\Lambda_2$  (25 групп), получаем, согласно (6),  $\alpha_2$ ; затем аналогично, исключая из рассмотрения тепловые и надтепловые нейтроны, получаем  $\alpha_3$ .

Исключение в расчетах из рассмотрения 26-й группы осуществлялось путем изменения поглощения нейтронов (вводилось очень большое сечение поглощения) в этой группе в активной зоне и отражателе. Для подавления промежуточных нейтронов между активной зоной и отражателем вводился слой  $^{10}\text{B}$ . Количество введенного в экран  $^{10}\text{B}$  выбиралось с учетом условия минимального возмущения  $K_{эф}$  из-за увеличения поглощения быстрых нейтронов в реакторе.

Результаты расчета и сравнение их с экспериментом. Приведенные в табл. 3 результаты расчета  $K_{эф1}$  и  $K_{эф3}$  получены прямым расчетом на  $K_{эф}$  по ММКФК в течение 1 ч на БЭСМ-6. Величина  $K_{эф2}$  получена с помощью программы расчета обширных возмущений реактивности PERL [11], реализованной на базе ММКФК.

При получении расчетных значений декрементов затухания эффективная доля запаздывающих нейтронов была взята равной 0,0075 [12]. Для сравнения с расчетом экспериментальные значения декрементов затухания трех гармоник, полученные в различных точках реактора при подкритичности  $-0,45\beta_{эф}$  (см. табл. 2), были арифметически усреднены по пространству (см. табл. 3). Асимптотический декремент затухания в критическом реакторе получен с использованием  $\alpha_1$ , измеренного при  $\rho = -0,45\beta_{эф}$ , и формулы (6). Погрешности расчетных и экспериментальных результатов, представленные в таблицах, получены с учетом только статистических составляющих.

Приведенные расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой. Это убеждает в том, что наблюдаемые в эксперименте дискретные значения декрементов затухания основной и высших гармоник обусловлены тем, что в реакторе в рассматриваемый временной интервал основную роль играют нейтроны, энергия которых лежит выше определенного граничного значения  $E_{гр}$ .

Согласованность расчетно-экспериментальных результатов дает основание считать, что рассмотренная в данной работе методика расчета дискретных собственных значений может быть использована при создании расчет-

ной программы решения нестационарного уравнения переноса нейтронов методом модальных разложений. Здесь для расчета высших собственных значений была использована априорная экспериментальная информация о значениях  $E_{гр}$  для трех рассматриваемых гармоник. В тех случаях, когда такой информации нет, получить ее в принципе можно, проведя дополнительные расчеты с целью выявления зависимости  $\alpha = f(E_{гр})$ , меняя  $E_{гр}$  произвольно во всем рассматриваемом энергетическом диапазоне. Существование пологих участков ("плато") в этой зависимости будет означать присутствие дискретных  $\alpha$  в спектре собственных значений, которые и используются в дальнейшем. В качестве собственных функций берутся пространственные распределения нейтронов рассматриваемых энергетических групп. Подобного типа расчеты проводились ранее, только рассматривалась зависимость  $\alpha$  от времени,  $\alpha = f(t)$ . При этом действительно наблюдались в области высших гармоник пологие участки в виде "плато" [3, 13], у них даже появилось свое название — "квазиасимптотики".

#### ОБСУЖДЕНИЕ

Почему же все-таки при непрерывной деформации нейтронного спектра в области высших гармоник наблю-

Таблица 3. Сравнение расчетных и экспериментальных значений параметров трех гармоник

Гармоника	$K_{эфi}$	$\Lambda_i$ , мкс	$\alpha_i$ , с <sup>-1</sup>	
			расчет	эксперимент
1	$1,0000 \pm 0,0029$	$3,64 \pm 0,44$	$(2,060 \pm 0,25) \cdot 10^3$	$(2,30 \pm 0,05) \cdot 10^3$
2	$0,9829 \pm 0,0031$	$0,718 \pm 0,051$	$(3,42 \pm 0,6) \cdot 10^4$	$(3,35 \pm 0,11) \cdot 10^4$
3	$0,9278 \pm 0,0092$	$0,238 \pm 0,003$	$(3,34 \pm 0,43) \cdot 10^5$	$(3,07 \pm 0,16) \cdot 10^5$

даются экспоненциальные участки спада? Качественно физическую интерпретацию процесса возникновения "квазиасимптотических" участков на кривой спада плотности нейтронов в реакторе в области высших гармоник, где происходит непрерывный процесс замедления нейтронов и асимптотический спектр еще не установился, можно дать по аналогии с физической интерпретацией эволюции плотности нейтронов в ограниченных объемах замедлителя, данной в [14].

Нейтронный спектр в начальный момент времени за относительно короткий промежуток времени ( $< 1$  мкс) сразу после инъекции импульса высокоэнергетических нейтронов благодаря процессу неупругого рассеяния нейтронов на ядрах тяжелых элементов приобретает относительно стабильную форму, аналогичную форме спектра быстрого реактора (средняя энергия  $\sim 0,4$  МэВ). В дальнейшем эволюция нейтронного потока определяется тремя процессами: поглощением, утеч-

кой и замедлением нейтронов в основном за счет упругого рассеяния на бериллии. Поскольку в быстром реакторе вероятности первых двух процессов существенно больше вероятности процесса замедления, глобальная плотность нейтронов убывает за счет поглощения и утечки практически без искажения формы спектра, так как процесс деления, обеспечивая "рассеяние" вверх, стабилизирует форму спектра нейтронов в его высокоэнергетической части. В результате появляется первый квазiasимптотический участок спада плотности нейтронов. Такая картина наблюдается до тех пор, пока плотности нейтронов первой и второй групп по величине не сравняются. Это происходит через 10–15 мкс. С этого времени начинается процесс термализации, при котором скорость замедления вновь существенно уменьшается. В этот период (от 10 до 200 мкс) утечка и поглощение являются процессами, идущими с большей вероятностью, чем процесс накопления тепловых нейтронов. Поэтому наблюдается еще одна квазiasимптотика, связанная уже с процессом термализации. Следует подчеркнуть, что квазiasимптотику процесса термализации пытались обнаружить и на чистых замедлителях, но в системах с размножением она, безусловно, должна быть выражена в большей степени, что и наблюдается в эксперименте.

Окончательно, после 200 мкс, когда формирование асимптотического спектра нейтронов в реакторе завершается, наступает последняя стадия, в течение которой наблюдается асимптотический спад плотности нейтронов в реакторе.

#### Список литературы

1. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1975.
2. Foulke L.R., Gyftopoulos E.P. Application of the Natural Mode Approximation. — Nucl. Sci. Eng., 1967, vol. 30, p. 419–435.
3. Колесов В.Е., Макаров О.И. Численное решение нестационарного многогруппового одномерного уравнения диффузии нейтронов. — ВАНТ. Сер. Реакторостроение, 1977, вып. 6(20), с. 58–66.
4. Пупко В.Я. Некоторые проблемы кинетики нейтронного потока в мультиплицирующих средах. — В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1972, с. 166–199.
5. Шихов С.Б., Шкурпепов А.А. Анализ нестационарного кинетического уравнения переноса нейтронов

в замедляющих и размножающих средах. — В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1972, с. 97–165.

6. Mohan R., Ahmed F., Kothari L.S. Decay of Fast Neutron Pulses in Uranium Assemblies. — Nucl. Sci. Eng., 1982, vol. 81, p. 532–539.
7. Романов В.М., Макаров О.И., Матусевич Е.С. и др. Исследование нейтронной кинетики в наносекундной области в сфере из обедненного урана: Препринт ФЭИ-1312. — Обнинск, 1982.
8. Тарасов В.А., Даруга В.К., Жуков А.В. и др. Определение  $K_{эф}$  критсборки БФС-40 с использованием различных программ и систем констант. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 4(43), с. 13–18.
9. Баландин А.Ф., Регушевский В.И. Блок буферной памяти для временных измерений на критсборках: Препринт ФЭИ-1416. — Обнинск, 1983.
10. Полевой В.Б., Казакова Л.Б. Анализ источников систематической погрешности оценки времени жизни мгновенных нейтронов в быстрых реакторах методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 19.
11. Полевой В.Б. Программа PERL для расчета обширных возмущений реактивности методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 9(22), с. 4.
12. Тарасов В.А., Матусевич Е.С., Даруга В.К. и др. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов на быстрой урановой сборке БФС-40. — В кн.: Эксперимент в физике реакторов. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1983, с. 85.
13. Storrer F. Pulsed neutron experiments on fast and intermediate systems. — In: Pulsed Neutron Research. — Vienna, 1965, vol. II, p. 317.
14. Казарновский М.В., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Эволюция плотности нейтронов от импульсного источника в ограниченных объемах замедлителя. — В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1972, с. 46–65.

Статья поступила в редакцию  
30 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 50–56.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ РЕАКТОРА В ОБЛАСТИ НАДКРИТИЧНОСТИ ЭКСТРАПОЛЯЦИЕЙ ПОДКРИТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

С.В. Войтовецкий, Л.С. Цыганков

В данной работе предлагается использовать программу многомерной аппроксимации, основанную на принципе эвристической самоорганизации, для обработки подкритических экспериментов при определении реактивности реакторов и сборок.

THE DEFINITION OF ASSEMBLY REACTIVITY IN THE OVERCRITICAL REGION BY EXTRAPOLATION OF THE SUBCRITICAL EXPERIMENTS RESULTS. S.V. VOYTOVETSKY, L.S. TSIGANKOV. Multidimensional approximation program based on the euristical selforganization principle is applied in the subcritical experiment analysis for the assembly reactivity definition.

Традиционный метод определения реактивности в надкритической области основан на измерении реактивности в состояниях, близких к критическому. Это связано с тем, что статистическая погрешность измерения реактивности тем меньше, чем ближе реактор (сборка) к критичности [1], а именно:

$$\sqrt{D} \sim \rho^2, \quad (1)$$

где  $D$  — дисперсия распределения статистической погрешности измерения реактивности,

$$\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}.$$

Пусть  $\rho = \rho(H, C_B)$ , где  $H$  — параметр, влияющий на критичность (уровень воды, положение органов регулирования и т.д.);  $C_B$  — концентрация бора. Экспериментально измеряется отклонение реактивности от нуля при изменении параметра  $H$ , затем изменением концентрации бора вновь достигается критическое состояние ( $\rho = 0$ ), т.е.

$$\frac{\partial \rho}{\partial H}(H, C_B^*) \Delta H = - \frac{\partial \rho}{\partial C_B}(H, C_B^*) \Delta C = \Delta \rho_1, \quad (2)$$

где  $C_B^*(H)$  — концентрация бора, соответствующая критическому состоянию. Тогда можно записать

$$\rho(H, C_B) = \Sigma \Delta \rho_i + \delta \rho_i. \quad (3)$$

Здесь  $\delta \rho_i$  — поправка, которая находится интегрированием смешанной производной  $\partial^2 \rho / \partial H \partial C$  по некоторой области [2].

В формуле (3) первое слагаемое измеряется экспериментально, а поправка, связанная со вторым слагаемым, рассчитывается исходя из некоей модели реактора. Таким образом, с расчетом данной поправки связана методическая погрешность определения реактивности. В то же время, несмотря на существенную статистическую погрешность измерения реактивности в подкритической области [1], оказывается, можно, соответственно обработав экспериментальные данные, получить аналитическую зависимость  $\rho(H, C_B)$ , которая дает достаточно точные значения реактивности как в области более глубокой подкритичности (по отношению

к диапазону измерения реактивности), так и в области существенной надкритичности. То есть, если экспериментальные точки находятся в области  $-0,1 \leq \rho \leq 0$ , то экстраполяция полученной зависимости  $\rho(H, C_B)$  дает приемлемые по точности результаты в области  $-0,2 \leq \rho \leq 0,2$  (большая область экстраполяции не проверялась). Для иллюстрации сказанного рассмотрим следующую модельную задачу.

Плоский реактор с упрощенным описанием отражателя (обычная вода) состоит из раствора соли урана (обогащение 90%) и бора в воде ( $\rho_H / \rho_{235} = 800$ ). Концентрация  $^{10}\text{B}$  варьируется от 0 до  $5 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>.

Рассчитывалась реактивность  $\rho$  в зависимости от толщины реактора  $H$  и концентрации  $^{10}\text{B}$ . Полученные значения реактивности в области подкритичности  $-0,1 \leq \rho \leq 0$  "портитесь" в соответствии с экспериментальной погрешностью измерения:

$$\rho = \rho_{\text{расч}} \pm \delta \rho,$$

где  $\delta \rho$  — случайная погрешность, определяемая в согласии с (1).

По "испорченным" точкам по программе ПУСПОЛИН [3, 4] была построена аналитическая функция  $\rho_{\text{аппр}} = \rho(H, C_B)$ . При построении аппроксимационного полинома  $\rho_{\text{аппр}} = \rho(H, C_B)$  минимизировался функционал вида

$$\sum_{i=1}^{N_{\text{эксп}}} \left[ \frac{\rho_{\text{эксп}}^i - \rho_{\text{аппр}}^i}{\rho_{\text{эксп}}^i} \right]^2 \cdot \left[ \frac{1}{\rho_{\text{эксп}}^i} \right]^2.$$

Построенная таким образом функция проверялась на рассчитанных "точных" точках как в области надкритичности  $0 \leq \rho \leq 0,2$ , так и в области подкритичности  $-0,2 \leq \rho \leq 0$ . Всего было рассчитано 150 точек: при пяти концентрациях  $^{10}\text{B}$  ( $0, 1,25 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>,  $2,5 \cdot 10^{-5}$ ,  $3,75 \cdot 10^{-5}$ ,  $5 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>) рассчитывалась толщина реактора  $H$ , соответствующая значениям реактивности  $\rho = -0,2, -0,19, \dots, 0, 0,02, 0,004, \dots, 0,2$ . В качестве "квази-экспериментальных" точек были выбраны 44 значения,  $C_B = 0, 1, 25 \cdot 10^{-5}, 2,5 \cdot 10^{-5}, 3,75 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>;  $\rho = -0,1, -0,09, \dots, -0,01, 0$ . По остальным 106 точкам проводилась проверка полученной формулы. Максимальное относительное отклонение

$$\max_{i=1, 2, \dots, 150} \left| \frac{\rho_{\text{аппр}}^i(H, C_B) - \rho_{\text{точн}}^i(H, C_B)}{\rho_{\text{точн}}^i(H, C_B)} \right| \cdot 100 \%$$

составило 1,8%. Аналогично строилась одномерная функция  $\rho_{\text{аппр}}(H, C_B = 0)$  (число "квазиэкспериментальных" точек  $N_{\text{экс}} = 10$ ):

$$\max_{i=1, 2, \dots, 30} \left| \frac{\rho_{\text{аппр}}^i - \rho_{\text{точн}}^i}{\rho_{\text{точн}}^i} \right| \cdot 100 \% \leq 2 \%$$

При аппроксимации исходных значений, не "испорченных" внесением погрешностей, максимальное отклонение при экстраполяции много меньше 1%. Аппроксимация по уменьшенному числу "испорченных" точек увеличивает погрешность экстраполяции. Она существенно зависит от того, одномерная или двумерная строится функция и сколько точек приходится на одну расчетную концентрацию. Так, при 16 точках, разбросанных по двумерной области  $(H, C_B)$  погрешность экстраполяции составила  $\sim 150\%$ ; при 14 точках, помещенных на двух кривых  $(C_B = 0, C_B = 1,25 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3)$ , погрешность экстраполяции уменьшилась до 30%. При 6 точках, помещенных на одну кривую  $C_B = 0$ , погрешность экстраполяции при разных вариантах розыгрыша погрешности "экспериментальных" точек менялась от 2,5 до 3%. Наконец, при 15 точках, лежащих на кривых  $(C_B = 0, C_B = 1,25 \cdot 10^{-5}, C_B = 2,5 \cdot 10^{-5})$ , в разных вариантах розыгрыша экстраполяция давала погрешность от 3 до 4,5%. Видимо, надежная экстраполяция невозможна, если на одну концентрацию приходится менее 5 точек. Если точки располагаются в широкой двумерной области, их число должно быть значительным, а при экстраполяции с одной кривой  $C_B = \text{const}$  неплохую точность дают и 6 точек.

УДК 681.12:621.039.534

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНИВАНИЯ ВРЕМЕНИ ЗАПАЗДЫВАНИЯ В РЕАКТОРНО-ШУМОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

В.И. Павелко

Рассмотрены спектральные преобразования для выделения информации о запаздывании, которые в реакторно-шумовых исследованиях употребляются при вычислении расхода теплоносителя по различным физическим полям. Описаны условия, при которых спектральные методы дают лучшее качество оценки времени запаздывания, чем традиционный метод взаимной корреляционной функции.

THE SPECTRAL METHODS FOR TIME-DELAY ESTIMATION IN THE REACTOR-NOISE INVESTIGATIONS. V.I. PAVELKO. The spectral transformations for obtaining time-delay information in the reactor-noise investigations for calculation of the coolant flow rate by various physical fields are considered. The conditions are described, under which the spectral methods provide better time-delay estimation than the conventional cross-correlation function method.

### ВВЕДЕНИЕ

В реакторно-шумовых исследованиях для полей различной физической природы (нейтронное, темпе-

Следует отметить, что с помощью соответствующей обработки "плохих" экспериментальных значений нивелируется только статистическая погрешность. Если же при измерениях реактивности присутствует систематическая погрешность, то она соответственно экстраполируется в рассматриваемую область. Для устранения систематической погрешности, по-видимому, можно только рекомендовать по возможности разнообразить постановку эксперимента.

### Список литературы

1. Ricker C.W., Hanaker S.N., Mann E.R. Measurement of Reactor Fluctuation Spectra and Subcritical Reactivity. — Nucl. Sci. Eng., 1968, vol. 33, № 1, p. 56 — 64.
2. Гагаринский А.Ю., Жуков О.Е., Зайцев А.Ф. Определение запаса реактивности по результатам критических и надкритических экспериментов. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 5, с. 406 — 407.
3. Войтовецкий С.В. Алгоритм последовательного усложнения полинома и получение аппроксимационных формул для функций многих переменных. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 9(46), с. 33 — 35.
4. Войтовецкий С.В. Программа получения аппроксимационных формул функций многих переменных: Препринт ИАЭ-4109/15, 1985.

Статья поступила в редакцию  
13 мая 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 57 — 58.

ратурное, акустическое и т.д.) распространенной задачей является выделение запаздывания  $\tau_0$  одного случайного процесса  $s(t - \tau_0)$  по отношению к другому  $s(t)$ . Параметр  $\tau_0$  не является конечным продуктом

исследования, а употребляется для вычисления расхода (скорости) теплоносителя через какой-либо контур для решения всевозможных задач локализации. Переход от измеренной величины  $\tau_0$  к скорости движения жидкости, а затем к расходу или вычисление местоположения какого-либо источника являются самостоятельными проблемами для исследуемого шумового поля. Однако к оцениванию самой величины  $\tau_0$  применимы некоторые общие принципы, решаемые в рамках задачи TDE (Time Delay Estimation). В приложениях к реактору данная задача является новой (и называется по новому: Transit Time Measurement), гораздо больший опыт накоплен в радио- и гидролокации. Не всегда реакторно-шумовые исследования отличаются новизной, совершаются переоткрытия уже известных методов. Например, метод реосанса (rehocense) [1, 2] известен акустикам как преобразование сглаженной когерентности (SCOT – Smoothed Coherence Transform) [3], а формула для точности оценивания  $\tau_0$  [4] получена с четырнадцатилетним опозданием [5].

Информация о параметре  $\tau_0$  традиционно выделяется во временной области. И на сегодняшний день наиболее употребительным является метод взаимно корреляционной функции (ВКФ-метод). Исследователи реакторных шумов стали проявлять повышенный интерес ([6] – [9]) к иным методам выделения  $\tau_0$  после опубликования работы [1]. Там продемонстрированы неблагоприятные условия, сопутствующие реакторным измерениям, при которых ВКФ-метод перестает быть работоспособным, а рассмотренные спектральные методы тем не менее  $\tau_0$ -информацию выделяли.

### 1. ПРОСТЕЙШАЯ МОДЕЛЬ TDE

В простейшем виде проблема TDE заключается в оценивании параметра запаздывания  $\tau_0$  по реализациям двух случайных процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$ :

$$\begin{aligned} x(t) &= s(t) + p_1(t), \\ y(t) &= s(t - \tau_0) + p_2(t). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Часто дополнительно предполагается, что составляющие процессов – сигнал  $s(t)$  и шумы  $p_1(t)$ ,  $p_2(t)$  – попарно не коррелируют, т.е.

$$M[s, p_1] = M[s, p_2] = M[p_1, p_2] \equiv 0, \quad (1.2)$$

где  $M$  – операция математического ожидания. Тогда авто- и взаимные вторые временные моментные функции – корреляционные функции (АКФ) и (ВКФ) – в предположении стационарности и стационарной связанности процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} K_x(\tau) &= K_s(\tau) + K_{p_1}(\tau), \\ K_y(\tau) &= K_s(\tau) + K_{p_2}(\tau), \\ K_{xy}(\tau) &= K_s(\tau - \tau_0). \end{aligned} \quad (1.3)$$

В частотную область эти равенства переводятся фурье-преобразованием и описывают связь между авто- и взаимными спектральными плотностями мощности (АСПМ, ВСПМ) составляющих  $s(t)$ ,  $p_1(t)$ ,  $p_2(t)$ :

$$\begin{aligned} G_x(f) &= G_s(f) + G_{p_1}(f), \\ G_y(f) &= G_s(f) + G_{p_2}(f), \\ G_{xy}(f) &= G_s(f) \exp(-i2\pi f \tau_0). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Во временной области искомый параметр  $\tau_0$  отыскивается как аргумент глобального максимума функции  $K_{xy}(\tau)$ :

$$\tau_0 = \arg \max_{\tau} K_{xy}(\tau), \quad (1.5)$$

в частотной области – через наклон фазы ВСПМ  $\Phi_{xy}(f)$ :

$$\tau_0 = - \frac{1}{2\pi f} \cdot \Phi_{xy}(f). \quad (1.6)$$

Уже из данного элементарного рассмотрения видно, что временной подход опосредован свойствами сигнала. Действительно, точность отсчета параметра  $\tau_0$  по значению максимума  $K_{xy}(\tau)$  зависит от того, насколько он разрешен во времени: является ли он узким или широким. Вид функции  $K_{xy}(\tau)$  определен автосвойствами процесса  $s(t)$  и по данной модели никак заранее не оговаривается. Например, сигнал  $s(t)$  может быть узкополосным и низкочастотным, т.е. его АКФ будет обладать пологим, плохо разрешенным глобальным максимумом. Для ВСПМ все автосвойства сигнала заключены в модуле этой комплекснозначной функции, а информация о  $\tau_0$  – только в фазе ВСПМ.

Рассмотрим ВКФ-метод в частотной области:

$$\begin{aligned} K_{xy}(\tau) &\equiv F^{-1} [G_{xy}(f)] \equiv F^{-1} [|G_s(f)| \exp(-i2\pi f \tau_0)] = \\ &= F^{-1} [G_s(f) \cdot \exp(-i2\pi f \tau_0)] = F^{-1} [G_s(f)] * F^{-1} [\exp(-i2\pi f \tau_0)] \\ &= K_s(\tau) * \delta(\tau - \tau_0) = K_s(\tau - \tau_0), \end{aligned} \quad (1.7)$$

где  $F^{-1}$  – операция обратного Фурье-преобразования.

Идеальное выделение параметра  $\tau_0$  осуществляется с помощью  $\delta$ -образной ВКФ  $K_{xy}(\tau) = \delta(\tau - \tau_0)$ , поэтому последняя операция свертывания в (1.7) лишь ухудшает точность  $\hat{\tau}_0$ . В данном случае информация об автосвойствах сигнала, поставляемая корреляционным анализом, не только избыточна, но и вредна. Естественно, данное рассуждение не означает, что в частотном представлении заложено больше информации о  $\tau_0$ , чем во временном, так как равенства (1.3) и (1.4) связаны взаимнооднозначным соответствием. Переходя к оценкам (т.е. к вычислениям на конечных длинах реализаций  $[0 - T]$ ), фазовая характеристика также будет зависеть от автосвойств процесса  $s(t)$ . Пока можно предположить, что в частотной области существуют предпосылки для извлечения большей информации о  $\tau_0$  при том, что предельно достижимая информация одна и та же в обеих областях.

## 2. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ

В работе [10] предложена единая схема, которая описывает различные подходы к проблеме TDE (рис. 1). После такой обработки выходная функция имеет вид

$$K_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} H_1(f) H_2^*(f) G_{xy}(f) \exp(i2\pi f\tau_0) df. \quad (2.1)$$

Функцию

$$W(f) = H_1(f) \cdot H_2^*(f) \quad (2.2)$$

называют передаточной функцией (фильтром) спектрального метода. Очевидно, что при  $W(f) \equiv 1$   $K_{uv}(\tau)$  есть обычная ВКФ. При

$$W(f) = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|}{|G_{xy}(f)|} = \frac{1}{\sqrt{G_x(f) \cdot G_y(f)}} \quad (2.3)$$

получаем реосанс (или SCOT) [2, 3]. При

$$W(f) = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|^2}{|G_{xy}(f)| [1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2]} \quad (2.4)$$

запишем метод функции максимального правдоподобия — ML [11].

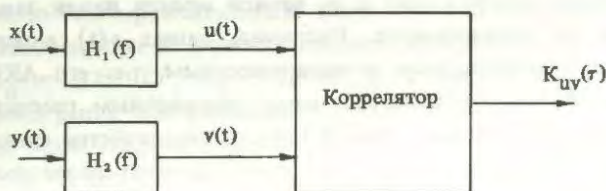


Рис. 1. Обобщенная схема спектрального метода

Схема, показанная на рис. 1, выявляет суть спектральных методов — привлечения дополнительной априорной информации в виде спектральных вероятностных характеристик (ВХ) процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$ . Тождество  $W(f) \equiv 1$  (ВКФ-метод) соответствует отсутствию априорных сведений. В идеале спектральные методы не должны быть хуже ВКФ-метода, иначе нет смысла производить дополнительные преобразования, соответствующие функциям  $H_1(f)$ ,  $H_2(f)$ . На практике картина может быть обратной из-за неадекватности модели заназдывания и конечного времени реализации, на котором производится оценивание спектральных ВХ.

Остановимся подробнее на двух последних преобразованиях (2.3), (2.4), как наиболее употребительных спектральных методов в проблеме TDE. Схема на рис. 1 не является алгоритмической в том смысле, что спектральные методы реализуются не построением фильтров с характеристиками  $H_1(f)$ ,  $H_2(f)$ , а применением преобразований Фурье (прямого и обратного) над специально сконструированными функциями, которые, как правило, составлены из априори известных спектральных ВХ-процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$  или их оценок. Так, реосанс получается как обратное преобразование Фурье комплексной когерентности:

$$\text{Re}_{xy}(\tau) \equiv F^{-1} [\Gamma_{xy}(f)] = F^{-1} \left[ \frac{|G_{xy}(f)|}{\sqrt{G_x(f)G_y(f)}} \exp(-i2\pi f\tau_0) \right], \quad (2.5)$$

а ML-метод — как следующее преобразование:

$$M_{xy}(\tau) = F^{-1} \left[ \frac{|\Gamma_{xy}(f)|^2}{1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2} \exp(-i2\pi f\tau_0) \right]. \quad (2.6)$$

С помощью схемы рис. 1 легко трактуется преобразование, осуществляемое реосансом. Можно представить, что перед коррелированием процесс  $x(t)$  пропущен через фильтр с передаточной функцией  $H_1(f)$ , а процесс  $y(t)$  — через фильтр  $H_2(f)$ . Эти действия соответствуют выбеливанию процессов: АСПМ процессов на входе коррелятора не будут зависеть от частоты.

$$G_u(f) \equiv M[|F[u(t)]|^2] = M[|F[x(t)]|^2 \cdot H_1^2(f)] = H_1^2(f) G_x(f) = \left( \frac{1}{\sqrt{G_x(f)}} \right)^2 G_x(f) \equiv 1 = G_v(f). \quad (2.7)$$

Таким образом, уничтожаются специфические свойства процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$  и глобальный максимум выходной функции  $K_{uv}(\tau)$  имеет вид, приближенный к  $\delta$ -образному. В рамках модели (1.1)

$$\text{Re}_{xy}(\tau) = F^{-1} \left[ \frac{G_S(f)}{\sqrt{(G_S(f) + G_{n_1}(f))(G_S(f) + G_{n_2}(f))}} \times \right. \\ \left. \times \exp(-i2\pi f\tau_0) \right] = \delta(\tau - \tau_0) * F^{-1} \left[ \frac{1}{\sqrt{(1 + \alpha_1)(1 + \alpha_2)}} \right],$$

где  $\alpha_i = G_{n_i}/G_S$ ,  $i = 1, 2$ .

В отсутствие мешающих шумов  $n_1(t)$ ,  $n_2(t)$  и когда  $|\Gamma_{xy}(f)| \equiv \text{const}$ , достигается идеальный случай

$$\text{Re}_{xy}(\tau) = \text{const} \cdot \delta(\tau - \tau_0). \quad (2.9)$$

Обращаясь к определению (2.5), нетрудно заметить, что реосанс придает больший вес тем частотным диапазонам, где функция когерентности процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$  выше. Таким же свойством обладает и ML-метод, но с той лишь разницей, что диапазоны высокой когерентности выделяются с еще большим весом.

ML-преобразование (2.6) равносильно нелинейной фильтрации с передаточными функциями

$$H_{1,2}(f) = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|}{\sqrt{|G_{xy}(f)|(1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2)}} = \\ = \sqrt{\frac{|G_{xy}(f)|}{G_x(f)G_y(f)(1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2)}}. \quad (2.10)$$

Таким образом, на входе коррелятора наблюдаются случайные процессы со спектральными плотностями:

$$G_u(f) = |H_1(f)|^2 \cdot G_x(f) = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|}{1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2} \cdot \sqrt{\frac{G_x(f)}{G_y(f)}}; \quad (2.11)$$

$$G_v(f) = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|}{1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2} \sqrt{\frac{G_y(f)}{G_x(f)}}, \quad (2.12)$$

т.е., вообще говоря, фильтры  $H_1(f)$ ,  $H_2(f)$  невыбеливающие. В отличие от реосанса здесь по каждому из каналов фильтрация происходит с учетом не только авто-, но взаимных свойств входных процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$  ( $G_x$ ,  $G_y$ ,  $|G_{xy}|$ ). Конструкция ML-фильтра может показаться искусственной, если не одно исключительное ее свойство: ML-метод обеспечивает минимальную погрешность оценки  $\tau_0$  среди всевозможных видов функции  $W(f)$ :

$$D_{ML}[\hat{\tau}_0] = \min_{W(f)}(D[\hat{\tau}_0, W(f)]). \quad (2.13)$$

В работе [5] выводится формула для дисперсии оценки  $\tau_0$  при условии, что  $x(t)$ ,  $y(t)$  — реализации гауссовских случайных процессов:

$$D[\hat{\tau}_0] = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (2\pi f)^2 |W(f)|^2 G_x(f) G_y(f) [1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2] df}{T \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} (2\pi f)^2 |W(f)| |G_{xy}(f)|^2 df \right]^2}, \quad (2.14)$$

где  $T$  — длина реализаций процессов  $x(t)$ ,  $y(t)$ .

Кроме того, известна нижняя (потенциально достижимая) граница  $D[\hat{\tau}_0]$ , поставляемая неравенством Рао — Крамера [10]:

$$D_{\min}[\hat{\tau}_0] = \frac{1}{T \int_{-\infty}^{+\infty} (2\pi f)^2 \frac{|\Gamma_{xy}(f)|^2}{1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2} df}. \quad (2.15)$$

Несложно проверить, что равенство (2.14) совпадает с равенством (2.15) при

$$W(f) = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|^2}{|G_{xy}(f)|(1 - |\Gamma_{xy}(f)|^2)}, \quad (2.16)$$

т.е. при ML-фильтрации.

Существование множества других спектральных методов, неоптимальных в смысле достижения нижней границы неравенства Рао — Крамера (2.15), объясняется различными представлениями исходных процессов, иными, чем простейшие равенства (1.1). Не для любых моделей запаздывания можно вывести неравенство Рао — Крамера в замкнутом виде. Чаще всего на практике не известны априори  $G_x$ ,  $G_y$ ,  $G_{xy}$  и для реализации спектральных методов приходится пользоваться их оценками, т.е. точность выделения  $\tau_0$  будет зависеть от точностных параметров оценок  $\hat{G}_x$ ,  $\hat{G}_y$ ,  $\hat{G}_{xy}$ .

В упрощенном виде неравенство Рао — Крамера дает полезные для практических применений зависимости. Если  $n_1(t)$ ,  $n_2(t)$ ,  $s(t)$  — белые шумы в ограниченной полосе частот  $[f_1, f_2]$ ,  $f_2 - f_1 = \Delta f$ ;  $G_S = S \cdot \Delta f$ ,  $G_{n_1} = G_{n_2} = G_n = N \cdot \Delta f$ , то при  $S/N \ll 1$  имеем:

$$\sigma[\hat{\tau}_0] \sim \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{T}} \left( \frac{S}{N}, f_0, \Delta f \right)^*, \\ \frac{1}{S/N} (T, f_0, \Delta f), \\ \frac{1}{\sqrt{1 + \text{const} \cdot \Delta f^2}} (T, f_0, S/N), \\ \frac{1}{\sqrt{1 + \text{const} \cdot f_0^2}} (T, \Delta f, S/N), \end{cases} \quad (2.17)$$

где  $f_0 = 1/2(f_1 + f_2)$  — центральная частота.

### 3. КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОЦЕДУРЫ ОПТИМАЛЬНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ЗАДАЧЕ TDE

В таблице представлены передаточные функции различных фильтров и их трактовка в рамках простейшей модели.

Фильтр ROTN [12] с передаточной функцией  $W^R(f) = 1/G_x(f)$  является предшественником реосанса и совпадает с ним при тождественных каналах  $X$ ,  $Y$  ( $G_x \equiv A G_y$ ), а уравнение

$$K_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\hat{G}_{xy}(f)|}{G_x(f)} \cdot \exp(i2\pi f \tau) df \quad (3.1)$$

дает импульсную характеристику для оптимального линейного фильтра Винера — Хопфа [13]. Если учесть, что среднеквадратическое отклонение (СКО) оценки модуля ВСПМ обратно пропорционально функции когерентности

$$\sigma[|\hat{G}_{xy}|] = \sigma[\hat{G}_S] \sim \frac{1}{|\Gamma_{xy}|}, \quad (3.2)$$

то из выражения

$$F^{-1} \left[ \sqrt{\frac{G_y}{G_x}} \cdot \frac{1}{\sigma[G_S]} \cdot \exp(i2\pi \Phi_{xy}) \right] \quad (3.3)$$

следует, что фильтр ROTN накладывает больший вес на те частотные диапазоны, где точность оценки сигнала ( $G_S(f)$ ) выше. Этим достигается некоторая инвариантность результата к длине реализации. Данное рассуждение распространяется и на метод реосанса. Очевидно, что учет спектральной ВХ только одного канала является недостатком фильтра ROTN. Передаточная функция  $W_{xy}(f)$  должна обладать свойством симметрии по отношению к замене  $x \leftrightarrow y$ , т.е.

$$|W_{xy}(f)| = |W_{yx}(f)|. \quad (3.4)$$

Метод преобразования фазы — РНАТ (Phase Transform) [10] с передаточной функцией  $W^P(f) = 1/G_S(f)$  идеален, когда  $M[n_1, n_2] = 0$ , так как

\* Параметры, указанные в скобках, — константы.

Фильтр	Зависимость $W(f) = F(G_S, G_{n_1}, G_{n_2})$ от составляющих простейшей модели	Зависимость $W(f) = F(G_x, G_y, G_{xy})$ от измеряемых функций	Зависимость $W(f) = F(D[G_S], D[\Phi_{xy}])$ от точностных параметров	Выражение $W(f) \cdot G_{xy}(f)$ для обратного преобразования Фурье
ROTH	$\frac{1}{G_S + G_{n_1}}$	$\frac{1}{G_x}$	—	$\sqrt{G_y/G_x}  \Gamma_{xy}  \exp(-i\Phi_{xy})$
SCOT (реосанс)	$\frac{1}{\sqrt{(G_x + G_{n_1})(G_S + G_{n_2})}}$	$\frac{1}{\sqrt{G_x G_y}}$	$\frac{1}{G_S^\sigma [G_S]}$	$ \Gamma_{xy}  \exp(-i\Phi_{xy})$
PHAT	$\frac{1}{G_S}$	$\frac{1}{ G_{xy} }$	—	$\exp(-i\Phi_{xy})$
Eckart	$\frac{G_S}{G_{n_1} G_{n_2}}$	$\frac{ G_{xy} }{(G_x -  G_{xy} )(G_y -  G_{xy} )}$	—	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{(1 - \sqrt{G_y/G_x}  \Gamma_{xy} )(1 - \sqrt{G_x/G_y}  \Gamma_{xy} )} \cdot \exp(-i\Phi_{xy})$
ML	$\frac{G_S}{G_S(G_{n_1} + G_{n_2}) + G_{n_1} G_{n_2}}$	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{ G_{xy} (1 -  \Gamma_{xy} ^2)}$	$\frac{1}{G_S \cdot D[\Phi_{xy}]}$	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{1 -  \Gamma_{xy} ^2} \exp(-i\Phi_{xy})$
HB	$\frac{G_S}{(G_S + G_{n_1})(G_S + G_{n_2})}$	$\frac{ \Gamma_{xy} }{\sqrt{G_x G_y}}$	$\frac{1}{G_S \cdot D[G_S]}$	$ \Gamma_{xy} ^2 \cdot \exp(-i\Phi_{xy})$
$W_{IV}$	$\frac{2 \cdot G_S^2}{(G_S + G_{n_1})(G_S + G_{n_2}) + G_S^2}$	$\frac{2 \cdot  \Gamma_{xy} ^2}{1 +  \Gamma_{xy} ^2}$	$\frac{2}{D[\Phi_{xy}] + 2}$	$\frac{2  \Gamma_{xy} ^2}{1 +  \Gamma_{xy} ^2} \cdot  G_{xy}  \exp(-i\Phi_{xy})$
Wiener	$\frac{G_S^2}{(G_S + G_{n_1})(G_S + G_{n_2})}$	$ \Gamma_{xy} ^2$	$\frac{1}{D[G_S]}$	$ \Gamma_{xy} ^2  G_{xy}  \exp(-i\Phi_{xy})$
HBSL	$\frac{G_S^2}{(G_S + G_{n_1})(G_S + G_{n_2}) - 2G_S^2}$	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{1 - 2 \Gamma_{xy} ^2}$	$\frac{1}{D[\Phi_{xy}] - 1}$	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{1 -  \Gamma_{xy} ^2} \cdot  G_{xy}  \exp(-i\Phi_{xy})$
FHS	$\frac{G_S}{G_{n_1} G_{n_2} + G_S^2}$	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{ G_{xy}  [(1 -  \Gamma_{xy}  \sqrt{G_y/G_x})(1 -  \Gamma_{xy}  \sqrt{G_x/G_y}) +  \Gamma_{xy} ^2]}$	—	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{(1 -  \Gamma_{xy}  \sqrt{G_y/G_x})(1 -  \Gamma_{xy}  \sqrt{G_x/G_y}) +  \Gamma_{xy} ^2} \cdot \exp(-i\Phi_{xy})$
Wiener - 2	$\frac{G_S^2}{G_{n_1} G_{n_2} + G_S^2}$	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{(1 - \sqrt{G_y/G_x}  \Gamma_{xy} )(1 - \sqrt{G_x/G_y}  \Gamma_{xy} ) +  \Gamma_{xy} ^2}$	—	$\frac{ \Gamma_{xy} ^2}{(1 -  \Gamma_{xy}  \sqrt{G_y/G_x})(1 -  \Gamma_{xy}  \sqrt{G_x/G_y}) +  \Gamma_{xy} ^2}  G_{xy}  \exp(-i\Phi_{xy})$

$$F^{-1} \left[ \frac{G_{xy}}{|G_{xy}|} \right] = F^{-1} [\exp(-i2\pi f\tau_0)] \sim \delta(\tau - \tau_0). \quad (3.5)$$

Однако существенный дефект его состоит в том, что передаточная функция обратно пропорциональна спектральным плотностям мощности (СПМ) сигнала ( $W^P(f) = 1/G_S(f)$ ), т.е. с меньшим весом учитываются те частотные диапазоны, где сигнал максимален и, в частности, когда отсутствует сигнал ( $|G_{xy}(f)| \equiv 0$ ) фаза произвольна. Таким образом, если неудачно выбран частотный диапазон (существуют области с  $G_{xy}(f) = 0$ ) или мешающие шумы коррелируют  $M[n_1, n_2] \neq 0$ , резко возрастает дисперсия оценки  $\tau_0$ . До сих пор рассматривались фильтры, для которых не требовалось в явном виде априорного знания параметров зашумления — ВХ  $n_1(t), n_2(t)$ . Обсуждаемый ниже фильтр Eckart [10] с передаточной функцией  $W^E(f) = G_S/G_{n_1}G_{n_2}$  реализуем не для любых моделей TDE. Для простейшей модели априори неизвестные СПМ  $G_{n_1}, G_{n_2}$  выражаются через измеряемые спектральные плотности и

$$W^E(f) = \frac{|G_{xy}|}{(G_x - |G_{xy}|)(G_y - |G_{xy}|)}. \quad (3.6)$$

Данная передаточная функция поставляет решение следующей экстремальной задачи

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |W(f)|G_S(f)df}{\int_{-\infty}^{+\infty} |W(f)|^2 G_{n_1}(f)G_{n_2}(f)df} \xrightarrow{W(f)} \max. \quad (3.7)$$

Таким образом, фильтр Eckart обеспечивает максимум отношению квадрата мощности сигнала на выходе коррелятора к дисперсии выхода коррелятора, обусловленного шумами. То есть частотные диапазоны, где сигнал мал и шумы велики, практически не учитываются.

Вывод для явного вида передаточной функции ML-фильтра совершен в полном соответствии с принципом максимального правдоподобия [10, 11]. ML-фильтр предназначен только для гауссовских процессов  $x(t), y(t)$  и обеспечивает максимум условной вероятности

$$P(z|G_S, G_{n_1}, G_{n_2}, G_{n_1 n_2}, \tau_0) \sim \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}J\right), \quad (3.8)$$

где  $z(f_i) = \frac{X(f_i)}{Y(f_i)}$  — двумерная последовательность независимых гауссовских случайных величин,  $X(f_i) = F_N[x(t)], Y(f_i) = F_N[y(t)]$  со спектральной матрицей

$$Q = \begin{bmatrix} G_x & G_{xy} \\ G_{xy}^* & G_y \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

$$J \sim \int_{-\infty}^{+\infty} z^* Q^{-1}(f)z(f)df \quad (3.10)$$

— показатель экспоненты двумерного гауссового распределения. Для невырожденности распределения необходимо существование обратной матрицы

$$Q^{-1}(f) = \frac{1}{1 - |G_{xy}|^2} \begin{bmatrix} \frac{1}{G_x} & -\frac{G_{xy}}{G_x G_y} \\ -\frac{G_{xy}^*}{G_x G_y} & \frac{1}{G_y} \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

что влечет за собой дополнительное условие  $|G_{xy}| \neq 1$ , т.е. ML-фильтр должен функционировать в присутствии мешающих шумов  $n_1(t), n_2(t) \neq 0$ . Подставляя в (3.11) уравнения простейшей модели и минимизируя  $J$ , получаем

$$W^{ML}(f) = \frac{1}{|G_{xy}(f)|} \cdot \frac{|G_{xy}(f)|^2}{1 - |G_{xy}(f)|^2}. \quad (3.12)$$

Если учесть, что

$$D[\Phi_{xy}(f)] \sim \frac{1 - |G_{xy}(f)|^2}{|G_{xy}(f)|^2}, \quad (3.13)$$

то обнаруживается важное свойство ML-фильтра: его действие эквивалентно преобразованию

$$F^{-1} \left[ \frac{\exp(-i\Phi_{xy}(f))}{D[\Phi_{xy}(f)]} \right], \quad (3.14)$$

т.е. частотные диапазоны, для которых фаза ВСПМ оценена с большей погрешностью, учитываются с меньшим весом.

При слабом сигнале  $G_S/G_{n_1}, G_S/G_{n_2} \ll 1$  и в предположении, что  $G_{n_1} = G_{n_2} = G_n$ , несложно найти связь между представленными фильтрами [10]:

$$W^{ML} \approx W^E \approx \frac{G_S}{G_n} W^S \approx \left(\frac{G_S}{G_n}\right)^2 W^P. \quad (3.15)$$

Отсюда следует, что ML-фильтр и фильтр Eckart эффективнее выделяют  $\tau_0$  из слабого сигнала, чем реосанс ( $W^S$ ), а он, в свою очередь, эффективнее фильтра РНАТ.

Фильтры Eckart и ML относят к классу оптимальных, так как они обладают экстремальными свойствами по отношению к некоторому критерию. Другие фильтры, построенные из эвристических соображений, например реосанс — к классу субоптимальных процедур. Основные успехи в реакторно-шумовых приложениях задачи TDE получены на субоптимальных фильтрах (реосанс, кепстр [1, 14]). Ниже рассмотрены еще два класса оптимальных фильтров, которые к обработке реакторных шумов не применялись.

НВ-фильтр (Hassab — Voucher) [15] максимизирует отношение квадрата мощности сигнала к полной дисперсии выхода коррелятора

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |W(f)|G_S(f)df}{\int_{-\infty}^{+\infty} |W(f)|^2 G_x(f)G_y(f)df} \xrightarrow{W(f)} \max \quad (3.16)$$

и имеет передаточную функцию

$$W^{HB}(f) = \frac{G_S(f)}{G_x(f)G_y(f)} = \frac{|\Gamma_{xy}(f)|}{\sqrt{G_x(f)G_y(f)}}, \quad (3.17)$$

что эквивалентно преобразованию

$$F^{-1}[|\Gamma_{xy}|^2 \cdot \exp(-i\Phi_{xy})] \sim F^{-1}\left[\frac{1}{D[\hat{G}_S(f)]} \cdot \exp(-i\Phi_{xy})\right]. \quad (3.18)$$

Как следует из приведенных соотношений, он подобен реосансу (и совпадает с точностью до константы при  $|\Gamma_{xy}(f)| \equiv \text{const}$ , в частности, при  $|\Gamma_{xy}(f)| \equiv 1$ , т.е. в отсутствие зашумления), в то же время при малом сигнале  $G_S \ll G_{n_1}, G_{n_2}$  — фильтру Eckart. Из-за присутствия сигнального члена и в числителе, и в знаменателе

$$W^{HB}(f) = \frac{G_S}{G_{n_1}G_{n_2} + G_S(G_{n_1} + G_{n_2}) + G_S^2} \quad (3.19)$$

данный фильтр обладает некоторой инвариантностью к величине отношения сигнал — шум  $G_S/G_n$  и не должен быть критичным к уровню сигнала, как реосанс (для больших  $G_S/G_n$ ) или фильтр Eckart (для малых  $G_S/G_n$ ).

Если отбросить предположения о попарной некоррелированности составляющих процессов  $x(t), y(t)$  (1.2), то исходная модель в частотной области будет иметь вид

$$G_{xy}(f) = G_S \cdot \exp(-i2\pi f\tau_0) + G_{n_1n_2} + G_{Sn_2} + G_{n_1S} \times \exp(-i2\pi f\tau_0). \quad (3.20)$$

Помимо нежелательной амплитудной модуляции информационного члена  $\exp(-i2\pi f\tau_0)$  сигнальным сомножителем ( $G_S$ ) в общем случае происходит дополнительное зашумление взаимными спектральными плотностями  $G_{n_1n_2}, G_{Sn_2}, G_{n_1S}$ . Данные функции, вообще говоря, комплекснозначные, т.е. вносят искажения в оценку  $\tau_0$ . Они могут носить как систематический, так и случайный характер. Передаточные функции, приведенные в таблице, по-разному противодействуют тому или иному виду зашумления, но как следует из их вывода, специально не предназначены для борьбы с коррелированными составляющими  $G_{n_1n_2}, G_{Sn_2}, G_{n_1S}$ . Если какая-то информация о них априори известна и ее надо заложить в передаточную функцию, то лучше воспользоваться МНК-фильтрами. Этот широкий класс оптимальных фильтров получается из критерия минимизации различия между сигналом и взвешенной оценкой ВСПМ [15]:

$$(G_S \exp(-i2\pi f\tau_0) - W(f)\hat{G}_{xy})^2 \xrightarrow{W(f)} \min. \quad (3.21)$$

Из свойств ортогонального линейного МНК оценивания при гауссовых процессах  $x(t), y(t)$  и обычных допущениях (1.2) получают вид оптимального фильтра  $W_{IV}(f)$ , зависящего от всех составляющих выражения (3.20):

$$W_{IV} = \frac{2 \cdot G_S^2}{G_{n_1}G_{n_2} + G_S(G_{n_1} + G_{n_2}) + 2G_S^2} = \frac{2|G_{xy}|^2}{G_x G_y + |G_{xy}|^2} =$$

$$= \frac{2|\Gamma_{xy}|^2}{1 + |\Gamma_{xy}(f)|^2}. \quad (3.22)$$

Данный вид  $W_{IV}(f)$  является упрощенным, адаптированным к простейшей модели. Вообще говоря, функция  $W_{IV}(f)$  комплекснозначная, она одновременно выполняет и оценивание  $G_x(f)$ , и выделение  $\tau_0$ . Ее действие эквивалентно выфилтровыванию из ВКФ —  $K_{xy}(\tau)$  сигнальной АКФ —  $K_S(\tau - \tau_0)$  без выбеливания  $x(t), y(t)$ . Например, при  $\Gamma \equiv \text{const} < 1$  передаточная функция  $W_{IV}(f)$  не меняет вида  $K_{xy}(\tau)$ , а передаточные функции  $W^S, W^{ML}, W^{HB}$  обеспечивают  $\delta$ -образный выход коррелятора.

Остальные фильтры, представленные в таблице, также оптимальные, но критерии, по которым они построены, носят детерминированный характер ( $s(t)$  — неслучайная функция). Применение их в задаче TDE со стохастическими сигналами иногда давало больший эффект, чем уже рассмотренные передаточные функции.

Неоднократно проводились сравнения различных спектральных методов на модельном уровне. В работе [16], производя зашумление гауссова сигнала белыми гауссовскими процессами  $n_1(t), n_2(t)$ , было найдено, что ML-метод эффективнее ВКФ-метода, и он, в свою очередь, эффективнее реосанса. При узкополосном, практически синусоидальном сигнале ( $G_S(f) \sim \delta(f - f_0)$ ) ВКФ-метод оказался не применим, защищенными к такому виду модуляции информационного члена оказались реосанс и НВ-фильтр. Однако эффективность реосанса резко падает при уменьшении отношения сигнал — шум [17].

При априорном знании  $G_{n_1n_2}$  и очень низком отношении сигнал/шум лучшей процедурой среди передаточных функций  $W^L, W^{FHS}, W^W$  оказался ML-фильтр [13].

Передаточные функции любого из спектральных методов конструируются из трех спектральных плотностей:  $G_x, G_y, G_{xy}$ . Формально они должны быть известны априори. На практике данное требование не реализуемо и спектральные плотности заменяются их оценками  $\hat{G}_x, \hat{G}_y, \hat{G}_{xy}$ . Получается сложная вычислительная процедура, в результате которой над исходными процессами совершаются два нелинейных преобразования и два фурье-преобразования (прямое и обратное). Фурье-преобразование  $F[x]$  и первое нелинейное преобразование  $F_1(F[x], F[y])$  (рис. 2) соответствуют оцениванию спектральных плотностей прямым способом по реализациям случайных процессов  $x(t), y(t)$ , второе нелинейное преобразование —  $F_2(G_x, G_y, G_{xy})$  — получению передаточной функции спектрального метода и после обратного фурье-преобразования  $F^{-1}[F_2]$  имеем временную функцию, обобщающую ВКФ.

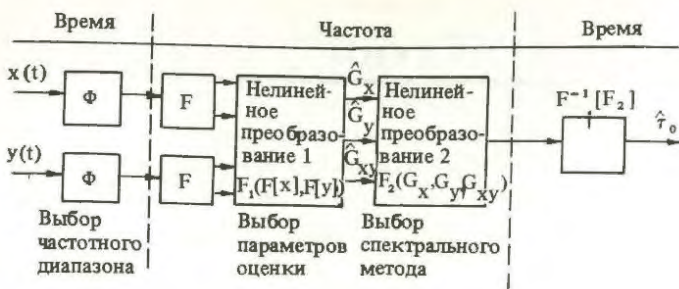


Рис. 2. Вычислительная схема спектрального метода:  $\Phi$  – математический фильтр,  $F$  – прямое преобразование Фурье,  $F^{-1}$  – обратное преобразование Фурье

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Если ранее предпочтение отдавалось простоте аппаратной оценки ВКФ и развивалась полярная коррелометрия, требующая увеличенной длины реализаций, то теперь в современных исследованиях сознательно идут на значительное усложнение компьютерных алгоритмов обработки во имя выявления слабых корреляций на коротких реализациях. В эксплуатационных условиях (например при вычислении величины расхода теплоносителя через активную зону реактора), когда параметр  $\tau_0$  изменяется в широком диапазоне значений, велико зашумление и мала длина реализаций случайных процессов, выбор подходящего спектрального метода может быть единственным способом достижения приемлемой точности  $\hat{\tau}_0$ .

В реакторно-шумовых приложениях испытаны всего лишь два спектральных метода: реосанс и кепстр. В зависимости от физической природы исследуемого шумового поля, от конкретных свойств сигнала и зашумления оптимальным может оказаться любой из рассмотренных методов выделения  $\tau_0$ . Прогресс в этом направлении связывается с использованием всего арсенала методов TDE.

### Список литературы

1. Nishihara H., Konishi H. – *Progr. Nucl. Energy*, 1977, vol. 1, p. 219.
2. Kostic L. – *Atomkern.-Kerntechnik*, 1980, vol. 35, № 1, p. 20.
3. Carter G., Nuttal A., Cable P. – *Proc. IEEE*, 1973, vol. 61, p. 1497.
4. Endou A. – *J. Nucl. Sci. Tech.*, 1983, vol. 20(8), p. 658.
5. Macdonald U., Schultheiss P. – *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1969, vol. 46, p. 37.
6. Edelman M. – *Progr. Nucl. Energy*, 1982, vol. 9, p. 187.
7. Behringer K., Kosaly G., Nishihara H. – *Atomkern.-Kerntechnik*, 1980, vol. 36, № 4, p. 293.
8. Kunze U., Meyer K., Meyer U. – *Kernenergie*, 1984, vol. 27, p. 282.
9. Joshi S., Arora K., Koparde R. – *Progr. Nucl. Energy*, 1985, vol. 15, p. 921.
10. Knapp C., Carter G. – *IEEE Trans., on Ac., Sp., and Signal Pr.*, 1976, vol. ASSP-24, ASSP-24, № 4, p. 320.
11. Hannan E., Thomson P. – *Biometrika*, 1973, vol. 6, p. 241.
12. Roth P. – *IEEE Spectrum*, 1971, vol. 8, p. 62.
13. Hass W., Lindquist P. – *IEEE Trans., on Ac., Sp., and Signal Pr.*, 1981, vol. ASSP-29, № 3, p. 540.
14. Kostic L. – *Ibid.*, p. 555.
15. Hassab J., Boucher R. – *Ibid.*, 1979, vol. ASSP-27, № 4, p. 362.
16. Scarbrough K., Ahmed N., Carter G. – *Ibid.*, 1981, vol. ASSP-29, № 3, p. 534.
17. Hassab J., Boncher R. – *Ibid.*, p. 536.

Статья поступила в редакцию  
11 февраля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 58 – 65.

УДК 621.039.5

РАЗНОСТНАЯ СХЕМА ДЛЯ РАСЧЕТА ДИНАМИКИ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА  
СО СЖИМАЕМЫМ ДВУХФАЗНЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

Е.Ф. Сабаев, О.Г. Савихин

Для расчета динамики сжимаемого двухфазного потока строится частично неявная разностная схема, реализуемая скалярной прогонкой. Проводится проверка работоспособности предложенного алгоритма.

DIFFERENCE SCHEME FOR DYNAMICS CALCULATION OF THE EVAPORATION CHANNEL WITH COMPRESSIBLE TWO-PHASE FLOW. E.F. SABAIEV, O.G. SAVIHIN. Partially implicit difference scheme, realized in scalar run, is developed for dynamics calculation of compressible two-phase flow. Testing of the algorithm is conducted.

На ранней стадии проектирования АЭС для расчета на ЭВМ нестационарных процессов в контурах циркуляции теплоносителя широко используется интегральная модель сохранения количества движения [1, 2]. Это обусловлено в первую очередь простотой численной реализации и малыми затратами машинного времени на один шаг интегрирования. Однако интегральная модель сохранения количества движения имеет ограниченную область применимости, так как исключает из рассмотрения быстрые процессы, определяемые сжимаемостью теплоносителя. Более универсальными оказываются численные алгоритмы, разрабатываемые на основе неявных разностных схем, которые позволяют рассчитывать процессы с существенно различающимися постоянными времени. В настоящее время имеется целый ряд численных методов для расчета динамики сжимаемого двухфазного потока, использующих неявные разностные схемы (см., например, [3 - 5]). Для многих из них характерны относительно большие затраты машинного времени на один шаг интегрирования, что связано с неэффективностью применяемых методов разрешения систем алгебраических разностных уравнений. Для построения эффективных безитерационных численных алгоритмов в вычислительной практике используется линеаризация исходной нелинейной задачи на каждом шаге интегрирования с последующим применением прямых методов решения линейных разностных уравнений, наиболее экономичным из которых является метод скалярной прогонки.

В данной работе для расчета динамики сжимаемого двухфазного потока предлагается частично неявная однородная разностная схема, реализуемая скалярной прогонкой. Численный метод предназначен для расчета дозвуковых течений потока. Применение элементов неявных схем позволяет шаг интегрирования по

времени взять большим, чем шаг, определяемый из условия Куранта по теплоносителю. С помощью выбора специальной аппроксимации производных термодинамических функций достигается независимость вида схемы и алгоритма расчета от фазового состояния теплоносителя. Численный метод по затратам машинного времени на один шаг интегрирования сравним с решением на основе интегральной модели сохранения количества движения.

Для описания процессов теплопереноса в обогреваемом канале со сжимаемым двухфазным теплоносителем используем одномерную равновесную модель двухфазного потока без проскальзывания фаз [6]. Систему уравнений математической модели для канала постоянного сечения можно записать в следующем виде:

$$\rho \left( \frac{\partial i}{\partial t} + u \frac{\partial i}{\partial x} \right) - \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \Pi / S (q + \xi \rho |u| u^2); \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho c^2} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\Pi}{S} v'_i (q + \xi \rho |u| u^2); \quad (2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \xi \frac{\Pi}{S} \rho |u| u + g_x \rho + \frac{\partial p}{\partial x} = 0; \quad (3)$$

$$v = \begin{cases} v_n(i, p), & i > i''(p), \\ v'(p) + \frac{v''(p) - v'(p)}{i''(p) - i'(p)} (i - i'(p)), & i'(p) \leq i \leq i''(p), \\ v_b(i, p), & i < i'(p), \end{cases}$$

$$c = \left[ -\frac{1}{v^2} (v'_p + v \cdot v''_p) \right]^{-1/2},$$

$$i(0, t) = i_{вх}, p(0, t) = p_{вх}, p(l, t) = p_{вых}.$$

Здесь  $t$  — время;  $x$  — координата;  $\rho, i, u, p, v$  — плот-

ность, энтальпия, скорость, давление, удельный объем теплоносителя соответственно;  $\Pi$  — периметр;  $s$  — площадь проходного сечения канала;  $q$  — удельный тепловой поток;  $\zeta$  — коэффициент гидравлического сопротивления;  $g_x$  — проекция ускорения силы тяжести на направление канала;  $l$  — длина канала; ', '' — жидкая и газообразная фаза на линии насыщения соответственно;  $n$  — пар,  $v$  — вода,  $vx$  — вход в канал,  $vyx$  — выход из канала.

Один из подходов построения разностных схем, реализуемых скалярной прогонкой и безусловно устойчивых в случае медленного течения идеального газа, рассмотрен в [7]. В этой работе в качестве независимых переменных использованы плотность, расход и полная энергия. В результате аппроксимации ряда членов на нижнем временном слое и исключения производной плотности по координате из уравнения движения для определения расхода удалось получить уравнение с трехдиагональной матрицей. При непосредственном применении данного метода для расчета нестационарных процессов в канале со сжимаемым двухфазным теплоносителем возникает ряд трудностей. Среди них отметим следующие. Наличие заметных ошибок округления связано с присутствием в знаменателе скорости звука в членах уравнения движения, определяющих перепад давления в канале. В предельном случае несжимаемого теплоносителя метод приводит к неверному результату. Кроме того, неизбежны ошибки в определении скорости звука, так как она изменяется в широком диапазоне от километра в секунду до нескольких десятков метров в пароводяной смеси и терпит разрыв на подвижной границе раздела фаз. Ошибки же в определении скорости звука оказывают при данном способе вычисления существенное влияние на искомое значение расхода. Более предпочтительным является получение уравнения относительно давления. В этом случае, как отмечается в работе [5], легко осуществляется предельный переход к уравнениям, описывающим несжимаемый теплоноситель. Для того чтобы уравнение, в результате решения которого определяется давление, имело трехдиагональный вид, необходимо при неявной аппроксимации конвективного члена в уравнении движения использовать разность против потока. В то же время известно, что, аппроксимировав конвективные члены разностями по потоку, а член, соответствующий градиенту давления, по сопряженной формуле, можно получить безусловно устойчивую схему. Рассмотрим модельный пример, демонстрирующий возможность использования разности против потока для получения безусловно устойчивой схемы в случае дозвукового течения теплоносителя. Приводимая ниже разностная схема представляет собой дискретный аналог линейной системы уравнений акустики в однородной среде:

$$\frac{1}{\rho_0 c_0^2} \left( \frac{p_k^{n+1} - p_k^n}{\Delta t} + u_0 \frac{p_k^{n+1} - p_{k-1}^{n+1}}{\Delta x} \right) + \frac{u_k^{n+1} - u_{k-1}^{n+1}}{\Delta x} = 0; \quad (4)$$

$$\rho_0 \left( \frac{u_k^{n+1} - u_k^n}{\Delta t} + u_0 \frac{u_{k+1}^{n+1} - u_k^{n+1}}{\Delta x} \right) + \frac{p_{k+1}^{n+1} - p_k^{n+1}}{\Delta x} = 0. \quad (5)$$

Здесь  $\Delta x$ ,  $\Delta t$  — шаги сетки по  $x$ ,  $t$  соответственно;  $k$  — номер узла сетки по координате;  $n$  — номер узла сетки по времени;  $u_0$ ,  $\rho_0$ ,  $c_0$  — постоянные величины.

Подставив в (4), (5) решение в виде волны  $p = \delta p \lambda^n e^{i \alpha m \Delta x}$ ,  $u = \delta u \lambda^n e^{i \alpha m \Delta x}$ , где  $\alpha$  — волновое число,  $j$  — мнимая единица,  $m$ ,  $n$  — целые числа, получим характеристическое уравнение

$$\left| \begin{array}{cc} \frac{1}{\rho_0 c_0^2} (1 + u_0 d_- - \frac{1}{\lambda}), & d_- \\ d_+, & \rho_0 (1 + u_0 d_+ - \frac{1}{\lambda}) \end{array} \right| = 0.$$

Здесь введены обозначения

$$d_+ = -\frac{\Delta t}{\Delta x} (1 - \cos \alpha \Delta x - j \sin \alpha \Delta x), \quad d_- = \frac{\Delta t}{\Delta x} \times \\ \times (1 - \cos \alpha \Delta x + j \sin \alpha \Delta x).$$

Корни характеристического уравнения равны

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{1 - \omega_{1,2}},$$

где

$$\omega_{1,2} = -u_0 \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot j \sin \alpha \Delta x \pm \\ \pm \sqrt{-4 \left( \frac{\Delta t}{\Delta x} \right)^2 \sin^2 \frac{\alpha \Delta x}{2} (c_0^2 - u_0^2 \sin^2 \frac{\alpha \Delta x}{2})}.$$

Отсюда следует, что схема (4), (5) безусловно устойчива при  $c_0^2 \geq u_0^2$ , так как  $|\lambda_{1,2}| \leq 1$  для всех  $\Delta t$ ,  $\Delta x$ .

Принимая во внимание вышесказанное, аппроксимируем систему уравнений (1) — (3) частично неявной разностной схемой первого порядка точности:

$$\bar{\rho}_k^n \left( \frac{i_k^{n+1} - i_k^n}{\Delta t} + \bar{u}_k^{n+1} \frac{i_k^{n+1} - i_{k-1}^{n+1}}{\Delta x} \right) - \left( \frac{p_k^{n+1} - p_k^n}{\Delta t} + \bar{u}_k^{n+1} \frac{p_k^{n+1} - p_{k-1}^{n+1}}{\Delta x} \right) = \bar{Q}_k^n; \quad (6)$$

$$\frac{1}{\bar{\rho}_k^n (c_k^n)^2} \left( \frac{p_k^{n+1} - p_k^n}{\Delta t} + \bar{u}_k^n \frac{p_k^{n+1} - p_{k-1}^{n+1}}{\Delta x} \right) + \frac{u_k^{n+1} - u_{k-1}^{n+1}}{\Delta x} = \\ = (\bar{v}_i^n)_k \bar{Q}_k^n; \quad (7)$$

$$\bar{\rho}_{k+1}^n \left( \frac{u_k^{n+1} - u_k^n}{\Delta t} + \bar{u}_{k+1}^n \frac{u_{k+1}^{n+1} - u_k^{n+1}}{\Delta x} \right) + \bar{\zeta}_{k+1}^n \rho_k^n u_k^{n+1} |\bar{u}_{k+1}^n| + \\ + g \bar{\rho}_{k+1}^n + \frac{p_{k+1}^{n+1} - p_k^{n+1}}{\Delta x} = 0, \quad (8)$$

где

$$\bar{\rho}_k^n = \frac{2}{v_k^n + v_{k-1}^n}, \quad \bar{u}_k^n = \frac{u_k^n + u_{k-1}^n}{2}, \quad \bar{\zeta}_{k+1}^n = \frac{\Pi}{S} \left( \frac{\zeta_k + \zeta_{k+1}}{2} \right),$$

$$\bar{Q}_k^n = \frac{\Pi}{S} \left( \frac{q_k^n + q_{k-1}^n}{2} \right) + \bar{f}_k^n \rho_{k-1}^n u_{k-1}^n |\bar{u}_k^n| u_k^n,$$

$k = 1, 2, \dots, N$ ,  $N$  — число узлов сетки по координате.

На каждом временном шаге разностная схема (6) — (8) является системой линейных алгебраических уравнений. Она разрешается в следующей последовательности. В результате исключения  $u^{n+1}$  из уравнений (7), (8) получаем относительно  $p^{n+1}$  разностное уравнение с трехдиагональной матрицей

$$A_k p_{k-1}^{n+1} - E_k p_k^{n+1} + B_k p_{k+1}^{n+1} = -F_k, \quad (9)$$

где

$$A_k = D_{k-1} + \bar{v}_k^n \bar{u}_k^n / (\bar{c}_k^n)^2,$$

$$B_k = R_k \bar{v}_{k+1}^n (1 - \bar{u}_{k+1}^n (\frac{\Delta x}{\Delta t} + \bar{u}_{k+1}^n / \bar{c}_{k+1}^n)^2),$$

$$E_k = D_k + B_{k-1} + \bar{v}_k^n (\frac{\Delta x}{\Delta t} + \bar{u}_k^n) / (\bar{c}_k^n)^2,$$

$$D_k = R_k \bar{v}_{k+1}^n (1 - (\bar{u}_{k+1}^n / \bar{c}_{k+1}^n)^2),$$

$$R_k = 1 / (\frac{\Delta x}{\Delta t} + \bar{f}_{k+1} \Delta x |\bar{u}_{k+1}^n|),$$

$$F_k = Y_{k-1} - Y_k + W_k,$$

$$Y_k = R_k (u_k^n \frac{\Delta x}{\Delta t} - \bar{u}_{k+1}^n W_{k+1} - g \bar{p}_{k+1}^n),$$

$$W_k = \frac{\Delta x}{\Delta t} p_k^n \bar{v}_k^n / (\bar{c}_k^n)^2 + \Delta x (\bar{v}_i^n)_k \bar{Q}_k^n.$$

Решение уравнения (9) с учетом граничных условий  $p_1^{n+1} = p_{вх}$ ,  $p_N^{n+1} = p_{вых}$  может быть найдено методом скалярной прогонки. По известному распределению давления вычисляется скорость из следующего соотношения:

$$u_k^{n+1} = D_k p_k^{n+1} - B_k p_{k+1}^{n+1} + Y_k.$$

Далее, методом сквозного счета находится решение уравнения энергии (6):

$$i_k^{n+1} = (i_k^n + \bar{u}_k^{n+1} \frac{\Delta t}{\Delta x} i_{k-1}^n + T_k) / (1 + \bar{u}_k^{n+1} \frac{\Delta t}{\Delta x}),$$

где

$$T_k = \bar{v}_k^n (\Delta t \bar{Q}_k^n + p_k^{n+1} + \bar{u}_k^{n+1} \frac{\Delta t}{\Delta x} (p_k^{n+1} - p_{k-1}^{n+1})).$$

Сделаем ряд замечаний о способе аппроксимации частных производных удельного объема. Наличие подвижной границы раздела фаз, на которой производные термодинамических функций терпят разрыв, приводит к снижению порядка аппроксимации, а в некоторых случаях к потере устойчивости разностной схемы. Нахождение точной координаты положения раздела фаз позволяет

свести исходную задачу к задаче с фиксированными границами. Однако при этом теряется свойство однородности разностной схемы и происходит усложнение алгоритма расчета. Наиболее простой известный способ, с помощью которого исключается вычислительная неустойчивость и повышается точность расчета, основан на сглаживании производных термодинамических функций [2]. В этом случае частные производные заменяются средними по координате. В данной работе используется аналогичный подход. Частные производные удельного объема и скорость звука вычисляются по следующим формулам:

$$(\bar{v}_i^n)_k = \frac{v(i_k^n, p_{k-1}^n) - v(i_{k-1}^n, p_{k-1}^n)}{i_k^n - i_{k-1}^n}; \quad (10)$$

$$(\bar{v}_p^n)_k = \frac{v(i_k^n, p_k^n) - v(i_k^n, p_{k-1}^n)}{p_k^n - p_{k-1}^n}; \quad (11)$$

$$c_k^n = [-\frac{1}{(\bar{v}_p^n)_k^2} ((\bar{v}_p^n)_k^n + \bar{v}_k^n (\bar{v}_i^n)_k^n)]^{-1/2}. \quad (12)$$

Приведенные выражения имеют простой геометрический смысл. Формулы вычисления частных производных совпадают с соответствующими соотношениями для коэффициентов уравнения плоскости, проходящей через три точки  $v(i_k^n, p_k^n)$ ,  $v(i_k^n, p_{k-1}^n)$ ,  $v(i_{k-1}^n, p_{k-1}^n)$ . Для несжимаемого теплоносителя с точностью до членов второго порядка справедливо равенство

$$(\bar{v}_i^n)_k = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{k-1}}^{x_k} v_i' dx,$$

которое означает, что вычисленное по формуле (10) значение производной  $(\bar{v}_i^n)_k$  является средним на интервале разбиения по координате. Преимущество данного способа аппроксимации заключается в однородности получаемой таким образом разностной схемы, т.е. на участках с различными фазовыми состояниями расчет ведется по единому алгоритму. При этом даже при наличии фазового перехода все физические величины изменяются непрерывно. Кроме того, вычисление частных производных удельного объема по формулам (10) — (12), а также использование разности против потока для аппроксимации конвективных членов в уравнении движения позволяют получить при установлении консервативную схему второго порядка точности.

Изложенный метод расчета был реализован в виде программы ТУМАН, написанной на языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6. Проверка работоспособности алгоритма была осуществлена на примере двух тестовых задач.

В первой тестовой задаче проводился анализ корректности описания процессов распространения волны давления в необогреваемом трубопроводе постоянного сечения аналогично рассмотренному в работе [8].

Результаты расчета при 40 точках разбиения по координате и шаге по времени, равном  $10^{-4}$  с, представлены на рис. 1. Фронт волны давления, как видно

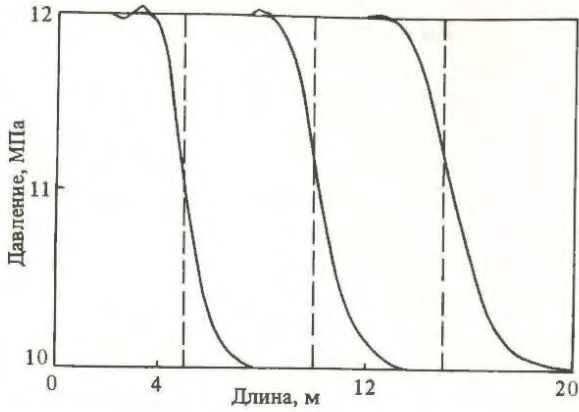


Рис. 1. Распространение волны давления в трубопроводе постоянного сечения: - - - - аналитическое решение; — — — расчет по схеме (7), (8) при  $\Delta x = 10^{-4}$  с,  $N = 40$

из рис. 1, расположен симметрично относительно аналитического решения и размазан на несколько узлов по длине трубы. Крутизна фронта примерно такая же, как и у численного решения, полученного в [8] по программе "Течь-М". На основании проведенных расчетов можно сделать вывод о пригодности схемы (6) — (8) для описания распространения волн давления в трубопроводах.

Во второй тестовой задаче разностная схема использовалась для численного моделирования переходного процесса в кипящем канале со сжимаемым двухфазным теплоносителем. Режимные параметры канала были выбраны близкими к соответствующим параметрам технологического канала РБМК-1000. Расчет проводился при следующих предположениях: тепловой поток и коэффициент гидравлического сопротивления постоянны по длине, отсутствуют сосредоточенные гидравлические потери, влиянием силы тяжести можно пренебречь. На рис. 2 и 3 представлены результаты расчета переходного процесса, вызванного изменением величины теплового потока при различном выборе шага по времени и координате. График изменения теплового потока со временем приведен на рис. 4. На рис. 2, 3 по оси ординат отложена величина  $\delta G(N, \Delta t) = (G_1 - G^*)/G^*$ , где  $G_1$  — расход на входе в канал;  $G^*$  — расход в стационарном режиме;  $N$  — число точек разбиения по координате. По расстоянию между кривыми можно определить изменение относительной ошибки расчета при вариации шага дискретизации. Как видно из рис. 2, 3, имеет место монотонная сходимость кривых при измельчении шагов сетки.

Вид того же переходного процесса для предельного случая несжимаемого теплоносителя приведен на рис. 5. Учет сжимаемости приводит к увеличению затухания колебаний и изменению периода. Это связано с изме-

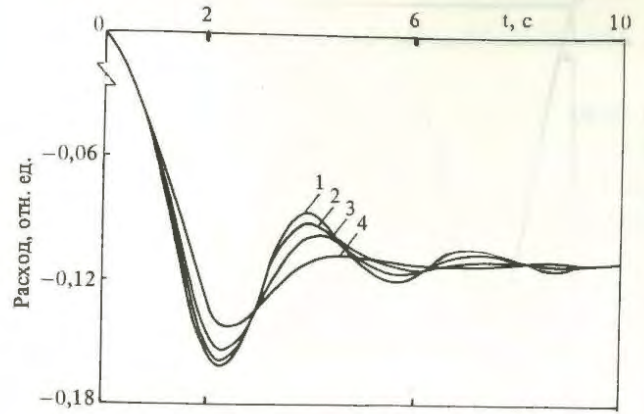


Рис. 2. Расчет переходного процесса, вызванного изменением теплового потока, при различном числе узлов сетки по координате  $x$  [80 (кривая 1), 40 (2), 20 (3), 10 (4)]

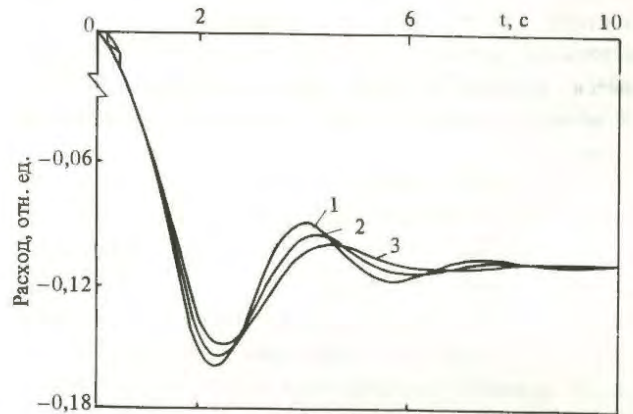


Рис. 3. Расчет переходного процесса, вызванного зависимостью изменения теплового потока при различном выборе шага от времени [0,01 с (кривая 1), 0,05 (2), 0,1 (3)]

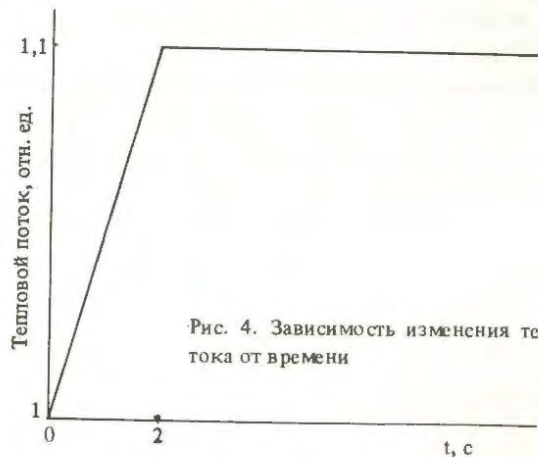


Рис. 4. Зависимость изменения теплового потока от времени

нением длины экономайзерного участка и соотношения перепадов давления по воде и пару. Расчет переходного процесса в обогреваемом канале с несжимаемым теплоносителем непосредственно по интегральной моде-

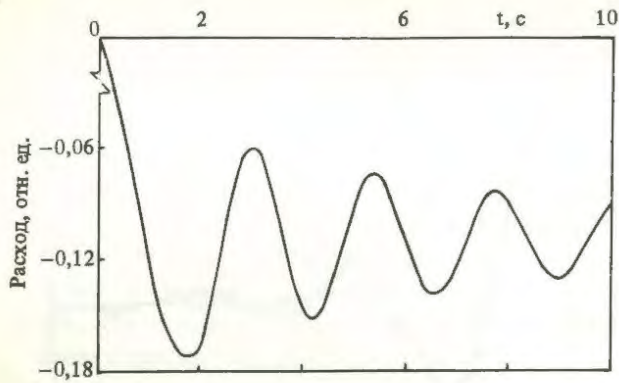


Рис. 5. Расчет переходного процесса, вызванного изменением теплового потока, в случае несжимаемого теплоносителя

ли сохранения количества движения и по схеме (6) — (8) дает одинаковые результаты. Приведенный пример подтверждает наличие важного свойства предлагаемой разностной схемы, которое заключается в том, что интегральная модель сохранения количества движения является частным случаем рассматриваемого метода, и ее можно получить простым изменением параметров системы.

В заключение приведем характеристики быстродействия предложенного метода расчета. Затраты машинного времени на расчет одной пространственно-временной точки по схеме (6) — (8) составляет  $4,6 \cdot 10^{-4}$  с. Приведенная величина включает затраты машинного времени на вычисление удельного объема методом линейной интерполяции и его частных производных по формулам (10) — (12), которые составляют  $2,2 \cdot 10^{-4}$  с. Для сравнения отметим, что расчет по интегральной модели сохранения количества движения на основе метода работы [1] требует примерно такое же время на расчет одной пространственно-временной точки. При увеличении числа точек разбиения по координате этот показатель для интегральной модели растет, что, по-видимому, связано с затратами на вычисление двойных сумм.

Таким образом, предложенный метод расчета применим для более широкого круга задач, чем интегральная модель сохранения количества движения, и при этом включает последнюю как частный случай. В то

же время по затратам машинного времени на один шаг интегрирования этот метод сравним с решением по интегральной модели сохранения количества движения.

#### Список литературы

1. Мейер Дж.Е., Роуз Р.П. Применение интегральной модели количества движения для изучения колебаний потока в параллельных каналах при кипении. — В кн.: Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. С. Теплопередача, 1963, т. 85, № 1, с. 3 — 14.
2. Мейер Дж.Е., Рейнхальд Е.А. Численные методы расчета стабильности кипящего потока. — В кн.: Тр. Американского общества инженеров-механиков. Сер. С. Теплопередача, 1965, т. 87, № 2, с. 179 — 180.
3. Токаренко В.Ф. Численные методы решения задач динамики ядерных энергетических установок. — ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок, 1973, вып. 2 (4), с. 73 — 92.
4. Герлига В.А., Кириллов В.В. Консервативная разностная схема для уравнений динамики парогенерирующего канала. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 6 (19), с. 43 — 54.
5. Шлесберг С.Г., Христенко Е.Б. Расчет нестационарной теплогидродинамики двухфазного теплоносителя в технологическом контуре ЯЭУ. — Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 1987, № 2, с. 106 — 117.
6. Сабаев Е.Ф. Системы сравнения для нелинейных дифференциальных уравнений и их приложения в динамике реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.
7. Ковеня В.М., Янеико Н.Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981.
8. Зайцев С.И., Волков Г.А., Спассков В.П. Некоторые аспекты моделирования процессов в ВВЭР при истечении теплоносителя из I контура по программе "Течь-М". — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 7 (20), с. 44 — 54.

Статья поступила в редакцию  
14 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 66 — 70.

УДК 621.039.5

**ОПТИМИЗАЦИЯ АКТИВНЫХ ЗОН РЕАКТОРОВ ВВЭР  
ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТОПЛИВА  
И БЕЗОПАСНОСТИ РЕАКТОРА**

С.А. Астахов, В.А. Вознесенский, А.С. Духовенский, Н.Е. Кухаркин,  
Г.Л. Лунин, В.Н. Проселков

Рассмотрена организация топливного цикла реакторов ВВЭР. Представлены основные направления оптимизации топливного цикла для повышения безопасности и улучшения использования топлива.

CORE OPTIMIZATION VVER REACTORS FOR IMPROVING THE EFFICIENCY OF FUEL UTILIZATION AND REACTOR SAFETY. S.A. ASTAKHOV, V.A. VOZNESENSKII, A.S. DUKHOVENSII, N.E. KUKHARKIN, G.L. LUNIN, V.N. PROSELKOV. The present-day situation in the field of organization of the fuel cycle for VVER reactors is considered. Basic trends of the fuel cycle optimization from the viewpoint of increasing the safety and improving the fuel utilization are presented.

Развитие ядерной энергетики выдвигает задачи по улучшению использования ядерного топлива и повышению уровня обеспечения безопасности АЭС. Для решения этих задач рассматриваются следующие пути: оптимизация топливных циклов, включая рециркуляцию топлива и оптимизацию характеристик выгорающих поглотителей; повышение надежности топливных элементов и улучшение их конструкции; использование новых конструкционных материалов и снижение вредного влияния продуктов деления.

Параметром, по которому оценивается экономика АЭС, является себестоимость электроэнергии.

С ростом числа перегрузок за кампанию эффективность использования природного урана повышается.

В то же время с уменьшением числа перегрузок за кампанию увеличивается коэффициент использования мощности (возрастает время работы реактора в течение календарного года на номинальной мощности).

В открытом топливном цикле оптимальный уровень выгорания для реакторов типа ВВЭР составляет примерно 50 МВт.сут/кг урана. Достижение оптимальных глубин выгорания уменьшает массу выгружаемого облученного топлива примерно на 40%, потребности в природном уране — примерно на 20% по сравнению с существующими топливными циклами, в которых глубина выгорания топлива составляет 30 — 33 МВт.сут/кг урана.

Мировой опыт показывает, что целесообразен переход на 18- и 24-месячные кампании топлива при достижении глубины выгорания 50 МВт.сут/кг урана.

Программы предусматривают оптимизацию конструкции ТВС и твэла (оптимизация решетки, диаметра твэла, числа твэлов в ТВС, использование топлива с выгорающими поглотителями и т.п.).

Топливный цикл реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 в ближайшие годы будет оптимизироваться без учета возврата урана и плутония в топливный цикл.

Улучшению характеристик топливного цикла способствуют:

- перевод реакторов ВВЭР-440 на четырехгодичный топливный цикл, что позволит повысить глубину выгорания выгружаемого топлива до 40 — 45 МВт.сут/кг урана, снизить расход естественного урана на 10 — 15% и топливную составляющую стоимости электроэнергии на 10 — 12%;

- перевод реакторов ВВЭР-1000 на трехгодичный топливный цикл, что позволит повысить глубину выгорания выгружаемого топлива до 40 — 45 МВт.сут/кг урана, снизить расход естественного урана на 15% и топливную составляющую стоимости электроэнергии на 15%;

- снижение вредного поглощения нейтронов в активных зонах ВВЭР путем замены стали в деталях ТВС на цирконий, уменьшение содержания гафния в цирконии (снижение расхода естественного урана для ВВЭР-440 на 3 — 7%, для ВВЭР-1000 на 8 — 12%);

- разработка режимов перегрузки с уменьшенной утечкой нейтронов (дополнительное снижение расхода естественного урана на 4 — 5%, снижение нейтронного потока на корпус реактора);

- использование новых типов выгорающих поглотителей (гадолиний).

Перевод реакторов ВВЭР на замкнутый топливный цикл с использованием  $UO_2 - PuO_2$  приведет к существенному (в 2 — 3 раза) сокращению удельных расходов естественного урана (табл. 1).

Активные зоны должны обладать набором физичес-

ких характеристик, обеспечивающих требуемое распределение энерговыделения, с помощью органов регулирования должно обеспечиваться управление мощностью

Т а б л и ц а 1. Удельные расходы естественного урана для различных топливных циклов

Этапы развития топливных циклов ВВЭР	Удельный расход естественного урана на выработанный реактором, МВт (эл.) · год, отн. ед.
Современные реакторы ВВЭР-440 и ВВЭР-1000	1,0
Внедрение усовершенствованных открытых топливных циклов	0,7 – 0,8
Использование регенерата урана	0,6 – 0,7
Замыкание топливных циклов	0,5 – 0,55
Использование регенерата урана	0,4 – 0,45
Оптимизация замкнутых циклов	0,20 – 0,25
Использование закрытых параметров теплоносителя	0,15 – 0,20

реактора во время его эксплуатации, в том числе в переходных и аварийных ситуациях, особенно связанных с введением положительной реактивности.

В настоящее время рассматривается дальнейшая оптимизация активных зон реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 как по водоурановому отношению, так и по обогащению топлива подпитки. Использование подпиточного топлива повышенного обогащения 4 – 4,4% с тремя и четырьмя перегрузками за кампанию для реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 соответственно приводит к повышению выгорания и существенному снижению расхода естественного урана.

Представляется целесообразным рассмотреть возмож-

ность увеличения водоуранового отношения в ВВЭР-440 путем уменьшения количества твэлов в кассетах. Например, уменьшение числа твэлов в кассете ВВЭР-440 путем замены твэлов на трубки, заполненные водой, с соответствующим увеличением начального обогащения для сохранения длительности кампании позволяет дополнительно снизить расход природного урана на 2%. При правильном выборе мест расположения извлекаемых твэлов дополнительно снижается неравномерность энерговыделения по кассете, что в значительной мере компенсирует уменьшение поверхности теплообмена.

Эксплуатационные характеристики активных зон и топлива реакторов ВВЭР. В настоящее время в СССР и за рубежом эксплуатируется 48 блоков с реакторами ВВЭР: ВВЭР-70 (один), ВВЭР-365 (один), ВВЭР-440, (32), ВВЭР-1000 (14).

Основные характеристики активных зон и топлива действующих АЭС с реакторами ВВЭР, перспективных реакторов и сравнение с зарубежными аналогами представлены в табл. 1, 2. Водоурановое отношение для реакторов ВВЭР-1000 и зарубежных аналогов примерно одинаковое – 2,05; для ВВЭР-440 оно несколько ниже и составляет 1,8.

Основные эксплуатационные требования, запланированные в проекте, – обеспечение номинальной тепловой мощности реактора (1375 МВт для реакторов ВВЭР-440 и 3000 МВт для реакторов ВВЭР-1000) и продолжительной работы на номинальной мощности между двумя перегрузками (7000 ч) при соблюдении требований безопасности.

Проведен полный анализ эксплуатации активной зоны и топлива реактора ВВЭР-1000 V блока НВ АЭС.

Т а б л и ц а 2. Сравнительные характеристики АЭС и реакторов

Характеристика	Проект АЭС предложения фирмы КВУ (ФРГ)	АЭС "Гронде" фирмы КВУ (ФРГ)	Проект АЭС предложения фирмы "Фраматом" (Франция)	АЭС "Саннофре" фирмы "Комбасчен Инжиниринг" (США)	Головной реактор ВВЭР-1000 (V блок НВ АЭС)	Серийная РУ ВВЭР-1000 (головная на I блоке ЗАЭС)
Электрическая мощность (брутто), МВт	1299	1360	980	1170	990	1050
КПД АЭС (брутто), %	34,6	36,0	34,1	34,3	33,0	33,3
Количество топлива в активной зоне, т	102,7	102,7	72,5	89,4	75,5	80,0
Продолжительность кампании топлива, годы	3	3	3	3	2/3	2/3
Средняя величина обогащения топлива в стационарном цикле перегрузок, вес.% урана-235	3,1	3,1	3,25	3,0	3,3/4,4	3,3/4,4
Глубина выгорания выгруженного топлива, МВт·сут/т урана	32000	32033	33730	34350	26000/40000*)	25000/41000
Давление пара, кг/см <sup>2</sup>	55	70	64	70	64	64
Удельный расход природного урана, г/кВт·ч	0,0242	0,0231	0,0241	0,0216	0,0356/0,0285	0,0356/0,0285

\*) Достигнутое значение глубины выгорания составляет 29600/42600.

Т а б л и ц а 3. Основные характеристики действующих и перспективных АЭС с ВВЭР и параметры топливного канала для УО\*

Наименование	ВВЭР-440	ВВЭР-440/500 (усовершенствованный)	ВВЭР-1000	ВВЭР-1000 (усовершенствованный)
Тепловая мощность, МВт	1375	1500	3000	3200
Давление в первом контуре, ата	125	125	160	160
Давление во втором контуре, ата	47	47	64	64
Удельная мощность, кВт/л	86	94	108	116
Электрическая мощность (брутто), МВт	440	500	1000	1070
КПД (брутто/нетто), %	32,0/29,9	33,3/31,3	33,3/31,7	33,4/32,0
Температура на входе в реактор, °С	268	270	288	290
Температура на выходе из реактора, °С	296	300	318	322
Наружный диаметр твэл, мм	9,1	9,1	9,1	9,1
Эквивалентный диаметр активной зоны, см	288	288	316	316
Длина активной зоны, см	246	246	356	356
Доля топлива, сменяемая при перегрузке	0,33	0,25	0,5	0,33
Обогащение топлива подпитки, %	3,33	4,4	3,3	4,0
Глубина выгорания, МВт.сут/кг	28,6	41,7	25,0	40
Расход естественного урана за 30 лет в открытом цикле (брутто), т/ГВт(эл.)	7300	6500	7480	6000

\* Коэффициент нагрузки АЭС составляет 0,8, обогащение отвала – 0,3 %.

В настоящее время этот блок переведен в режим трехгодовой кампании с топливом подпитки 4,4% (точнее, 4,23%, так как в этих кассетах все твэлы периферийного ряда и угловые твэлы следующего ряда имеют обогащение 3,6%).

При выходе в стационарный режим с тремя перегрузками достигнута средняя глубина выгорания выгружаемых ТВС обогащением 4,4% и проработавших три года – 42,6 МВт.сут/кг урана, что превышает проектную величину 40,0 МВт.сут/кг урана (табл. 4). При

Т а б л и ц а 4. Энерговыворотка ТВС с максимальным обогащением 4,4%, проработавших на V блоке НВ АЭС три топливных цикла до перегрузки в 1987 г.

Интервал выгорания, МВт.сут/кг урана	Количество ТВС в каждом интервале	Выгорание в интервале, МВт.сут/кг урана	
		среднее	максимальное
40,10 – 41,00	18	40,59	40,94
41,10 – 42,00	0		
42,10 – 43,00	2	42,43	42,48
43,10 – 44,00	4	43,36	43,45
44,10 – 45,00	18	44,63	44,79

этом ни одна ТВС, проработавшая три года, не потеряла герметичность.

Во время эксплуатации реактора ВВЭР-1000 V блока НВ АЭС было установлено соответствие физических характеристик активной зоны проектным значениям.

С 1987 г. начат перевод I блока Калининской АЭС с серийным реактором ВВЭР-1000 в режим с тремя перегрузками за кампанию и обогащением топлива подпитки 4,4%.

Расчетная глубина выгорания урана по выгружаемым кассетам ВВЭР-440 с тремя частичными перегрузками за кампанию при средней массовой доле урана-235 в топливе подпитки 3,3% составляет 28,6 МВт.сут/кг урана, при обогащении топлива подпитки 3,5 – 31,0 МВт.сут/кг урана. Максимальная глубина выгорания по кассете – 36,0 МВт.сут/кг урана.

В настоящее время имеется опыт эксплуатации более 700 ТВС в реакторах ВВЭР-440 (НВ АЭС, КАЭС, Армянской АЭС) в течение четырех и более топливных циклов (более 1000 эф.сут). При этом достигнуто максимальное выгорание (в отдельных ТВС) 48,95 МВт.сут/кг урана.

На Кольской АЭС освоен режим с четырьмя частичными перегрузками за полную кампанию топлива с проектным обогащением. Один из блоков КАЭС был выведен в стационарный режим со средней глубиной выгорания топлива ~36 МВт.сут/кг урана (что превышает проектное значение на 17%) при максимальной глубине выгорания 39,7 МВт.сут/кг урана.

Для понижения температуры топлива и снижения выхода газа под оболочку, что является важным фактором при повышении выгорания, была изготовлена опытная партия твэлов с повышенным исходным давлением гелия под оболочкой до 0,5 МПа, которые проходят успешные испытания на Ровенской и Кольской АЭС. Проведены соответствующие расчетные обоснования работоспособности таких твэлов до больших глубин выгорания (~55 МВт.сут/кг урана).

На основании имеющегося опыта эксплуатации топлива реактора ВВЭР-440, соответствующих нейтронно-физических расчетов, расчетного обоснования работоспособности твэла при глубоких выгораниях и обоснования

вания безопасной эксплуатации начат перевод III блока Кольской АЭС на четырехгодичную кампанию с топливом подпитки 4,4%. Расчетная длительность стационарного топливного цикла в режиме топливоиспользования с четырьмя частичными перегрузками за кампанию оценивается в 347 эф.сут. При этом ожидаемая глубина выгорания выгружаемых ТВС обогащением 4,4% в стационарном режиме составит 47 МВт.сут/кг урана (максимальная) и 44 МВт.сут/кг (средняя).

На данный момент на III блоке КАЭС заканчивается второй год эксплуатации топлива обогащения 4,4% (твэлы с давлением гелия под оболочкой 0,5 МПа) в режиме четырехгодичного топливного цикла.

Ведутся работы по созданию усовершенствованной ТВС. Предполагается, что усовершенствованная ТВС должна быть разборной (это дает возможность переборки и замены твэлов на стенде инспекций и ремонта ТВС, потвэльного КГО), с циркониевыми решетками и направляющими трубками (снижение вредного поглощения нейтронов) и профилированной по радиусу и высоте (выравнивание микрополей энерговыделения).

Улучшаются параметры топлива, влияющие на условия эксплуатации активной зоны.

Для усовершенствования стратегии обращения с топливом и обеспечения низкой утечки нейтронов, а также для уменьшения облучения нейтронами корпуса реактора, компенсации первоначального избытка реактивности и снижения радиальной неравномерности мощности в ТВС целесообразно использование твэлов с выгорающим гадолиниевым поглотителем (уран-гадолиниевое топливо) или поглотителя в виде борсодержащего покрытия, нанесенного на топливные таблетки.

**Повышение безопасности реакторов ВВЭР.** В начале топливного цикла активная зона ВВЭР-1000 обладает максимальным запасом реактивности, предназначенным для вывода реактора в рабочее состояние и выгорания топлива в течение 7000 ч на номинальной мощности 3000 МВт тепл.

Запас реактивности в реакторе ВВЭР-1000 (так же, как и в реакторе ВВЭР-440) компенсируется борной кислотой, растворенной в теплоносителе первого контура.

Быстропроявляющиеся эффекты реактивности (мощностные и часть температурных) в аварийных и переходных режимах компенсируются механическими органами СУЗ, вводимыми в активную зону по сигналам аварийных защит за время не более 4 с.

Требования по быстродействию повышения концентрации борной кислоты на современном этапе исходят из необходимости компенсации эффектов реактивности по температуре воды в режимах с ускоренным расхолаживанием. Такими режимами являются аварии с неуправляемым истечением пара во втором контуре (разрыв паропровода, незакрытие устройств для сброса пара).

Измерения компенсирующей способности органов СУЗ, проведенные в основном на головном реакторе ВВЭР-1000 (V блок НВ АЭС), позволили проверить расчетное значение температуры, при которой активная зона возвращается в критическое состояние с введенными органами СУЗ, если идет процесс расхолаживания реакторной установки (разгерметизация паропроводов). Максимальная величина температуры характерна для конца топливного цикла и составляет 220 — 240°C. Зависание при срабатывании АЗ одного органа СУЗ (а тем более большего количества) повышает эту температуру и увеличивает вероятность произвольного выхода в критическое состояние. Этому же способствует установленный факт недостаточного перемешивания в реакторе теплоносителя, поступающего из разных петель. Оба указанных обстоятельства могут привести к нарушению герметичности твэлов, если своевременно не обеспечить повышение концентрации борной кислоты в первом контуре. Надежность такой операции во многом обусловлена работоспособностью и готовностью систем безопасности.

Для преодоления такого рода режимов в новом проекте реактора ВВЭР-1000 количество органов СУЗ существенно увеличено.

Предлагается увеличить количество органов СУЗ реактора от 61 до 121, разместив их в каждой ТВС, кроме ТВС периферийного ряда (по аналогии с головным реактором ВВЭР-1000 на V блоке НВ АЭС, имеющим 109 органов СУЗ).

При таком увеличении числа органов СУЗ расхолаживание активной зоны без увеличения концентрации борной кислоты в первом контуре может происходить до температуры 100°C в любой момент топливного цикла. Это значение температуры соответствует возможному предельно низкому давлению насыщения, при котором окажется вода второго контура в парогенераторах при крупной течи на паропроводах (1,0 кг/см<sup>2</sup>).

Удержание подкритического состояния активной зоны только органами СУЗ при неуправляемом расхолаживании реакторной установки в значительной мере будет способствовать обеспечению безопасности АЭС.

В настоящее время, чтобы исключить положительную обратную связь между мощностью реактора и параметрами теплоносителя в начале работы загрузки, предусматривается работа реактора на мощности с частью введенных органов СУЗ, а также выход в критическое состояние при температуре теплоносителя в активной зоне более 260°C, достигаемой за счет работы насосов первого контура.

Для гарантированного выполнения устанавливаемого ограничения и тем самым повышения безопасности реактора ВВЭР-1000 предлагается некоторую часть занаса реактивности компенсировать с помощью выгорающего поглотителя.

При трехгодичной кампании топлива стержни с

выгорающим поглотителем (СВП) используются по проекту в "свежих" ТВС в течение первого года работы. Задача состоит в том, чтобы в активной зоне присутствовало увеличенное количество выгорающего поглотителя, т.е. он должен включаться в ТВС и во второй, а может быть, и в третий год их пребывания в реакторе. Для реализации этого мероприятия рассматривается возможность введения в активную зону выгорающего поглотителя в виде напыления бора на топливные таблетки или использования уран-гадолиниевого топлива. Такой способ включения выгорающего поглотителя в состав активной зоны наиболее отвечает его назначению: полное выгорание, равномерное распределение по объему, стабильное количество ТВЭЛов в ТВС, повышение безопасности.

Как запасной вариант рассматривается менее привлекательное размещение выгорающего поглотителя в виде неизвлекаемых стержней, размещаемых в специально отведенных ячейках ТВС.

**Направления работ по оптимизации активных зон.** Проведение указанных работ позволит существенно повысить уровень обоснованности проектов реакторов ВВЭР. Работы связаны с выполнением большого объема экспериментальных и расчетных исследований для обоснования:

– работоспособности топлива в стационарных и переходных режимах при повышенных глубинах выгорания;

– нейтронно-физических и теплогидравлических характеристик активных зон ВВЭР применительно к новым топливным циклам;

– безопасных режимов эксплуатации реакторных установок, транспортировки и хранения топлива.

В объем выполняемых экспериментальных работ входят:

– стендовые, петлевые и реакторные исследования (в том числе с использованием специально создаваемых

метрологических кассет) динамики изменения в процессах выгорания топлива температуры топливных таблеток, газовыделений, взаимодействия топлива с оболочкой;

– отработки методов КГО на штатных ТВЭЛх с искусственными дефектами; накопление опыта эксплуатации новых и усовершенствованных ТВС; проведение послереакторных исследований состояния ТВС и ТВЭЛов (в том числе на специально создаваемых на АЭС стендах инспекций);

– исследования на теплофизических стендах тепловых и теплогидравлических процессов применительно к топливным решеткам ВВЭР;

– проведение экспериментов для безопасности и технической надежности активных зон ВВЭР на реакторной петле;

– выполнение экспериментов на критических стендах с решетками повышенного обогащения и новыми выгорающими поглотителями;

– сбор и обобщение нейтронно-физических данных эксплуатации ВВЭР в условиях перехода на новые топливные циклы.

В объем выполняемых расчетно-методических работ входят:

– расчетные исследования поведения топлива в стационарных, переходных и аварийных режимах;

– расчетное обоснование работоспособности топлива при глубоких выгораниях;

– совершенствование методов теплофизических и теплогидравлических расчетов для обеспечения безопасности эксплуатации реакторов ВВЭР;

– расчетно-методические исследования различных путей повышения эффективности использования топлива в реакторах ВВЭР;

– проведение нейтронно-физических и теплогидравлических расчетов в обоснование возможности перехода на новые топливные циклы.

Статья поступила в редакцию  
15 сентября 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 71 – 75.

УДК 681.3

## МЕТОД ВЫДЕЛЕНИЯ НЕСВЯЗНЫХ ОБЛАСТЕЙ ИЗОБРАЖЕНИЯ

О.Л. Рябов, Б.В. Соколов

Описывается метод ускоренного поиска и разметки областей, образованных координатно-смежными элементами двумерной матрицы данных.

METHOD OF DISCRIMINATING THE IMAGE NON-CONNECTED AREAS. O.L. RYABOV, B.V. SOKOLOV. A method of speeded-up search and tracing of the areas formed by the adjacent-coordinate elements of a two-dimensional data matrix is described.

1. Схема расшифровывания диагностических изображений предусматривает анализ строения "зон интереса", а также динамики протекающих в них процессов. Для выделения зон точки метят особой меткой.

Задача разметки имеет ряд особенностей. Неизвестно число точек в зонах, местоположение, конфигурация, ориентация зон, их общее число. В этих условиях прибегают к построчному сканированию точек цифрового оригинала.

При сканировании решается вопрос, какой номер присвоить очередному элементу. При наличии у него ранее занумерованного соседа элементу дается его номер, в отсутствие такового — новый. После сканирования оценивается правильность разметки. Правильной она признается тогда, когда в оригинале не найдено смежных точек с разными метками.

Поскольку известно [1, 2], что эта схема не гарантирует однозначной разметки областей (рис. 1), оригинал перенумеровывают. Для этого определяют, какая из двух смежных точек с разными метками является предшествующей, и ее метку переписывают другой. Данное действие не гарантирует исправления неоднозначности за один проход оригинала. Сканирование может повториться много раз и в этом избыточность затрат на решение задачи.

Ниже дается метод быстрого исправления неоднозначности. Его суть такова. При первой разметке оригинала выписываются все замеченные пары неодинаковых смежных номеров. По ним строится целочисленная функция, связывающая результаты неоднозначной и однозначной разметки. Она позволяет исправить ошибки за второе сканирование путем замены номеров оригинала вычисленными по ним значениями функции.

С помощью третьего сканирования производится дополнительная переразметка, обеспечивающая более гибкий доступ к зонам. Она ведется по правилу: меньший порядковый номер — большим по числу точек

областям. Ниже суть метода раскрывается более подробно.

2. Решается задача разметки семейств координатно-смежных элементов таблицы, чьи значения выше порогового. Координатно-смежными считаются точки пересечения смежных строк и столбцов. Задача решена, если семейства с меньшим числом точек помечены большими числами.

При построчной разметке соседним точкам таблицы могут быть даны неодинаковые метки. Такая неодно-

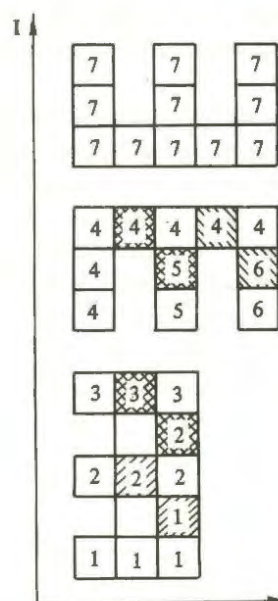


Рис. 1. Зависимость результатов первой разметки от ориентации ветвящихся 3D-образных областей к направлению построчного сканирования. У элементов 1 — 6 нижней и средней области нет ранее занумерованного соседа, а у элементов верхней — он есть. Неоднозначность определяется наличием диагонально-смежных точек с неодинаковыми метками

значность появляется всякий раз, когда области имеют ветвящееся строение, а окончания веток ориентированы против направления сканирования или обращены к началу пройденной строки (см. рис. 1). Ее принято исправлять перенумерацией оригинала [1, 2]. Недостаток такого подхода в том, что перерезметка может повторяться неопределенное число раз.

Описываемый ниже метод гарантирует исправление неоднозначности за один проход оригинала, а решение всей задачи — за три прохода. На первом выполняется разметка и определяется неоднозначность, на втором неоднозначность исправляется, на третьем исправленное перерезмечается так, что семейство с меньшим числом точек метится большим порядковым номером.

Уточним состав задач и общие приемы их решения.

а. Разметка включает три действия. Выясняется, какой номер дать очередному элементу. Проверяется, есть ли у него сосед с иным номером. Обнаруженные номера включаются в семейство связанных номеров или рождают новое семейство.

В схему поиска соседних точек с разными метками задействовано такое правило. Если у точки имеется

сосед с иной меткой, то он есть и в точке пересечения предшествующей строки и следующего столбца. Это правило избавляет от проверки всего окружения данной точки и позволяет не делать лишних операций.

Судьба каждой обнаруженной пары неодинаковых смежных номеров такова. По одному из номеров распознается содержащее его семейство. В него заносится только тот номер, которого там нет. Если семейство не найдено, из обоих чисел создается новое.

После сканирования во всех семействах выделяются наименьшие числа. Они выстраиваются по возрастанию и нумеруются. Затем производится объединение чисел в пары. Пары составляются путем присоединения порядкового номера каждого наименьшего числа к остальным числам содержащего его семейства. Вторые элементы всех пар — порядковые номера наименьших чисел.

Эти действия преследуют две цели. Они формируют связь между результатами неоднозначной и однозначной разметки, определяемыми соответственно первыми и вторыми элементами пар, и исключают разрывы в нумерации областей после второго сканирования оригинала.

б. Исправление разметки подразумевает два дей-

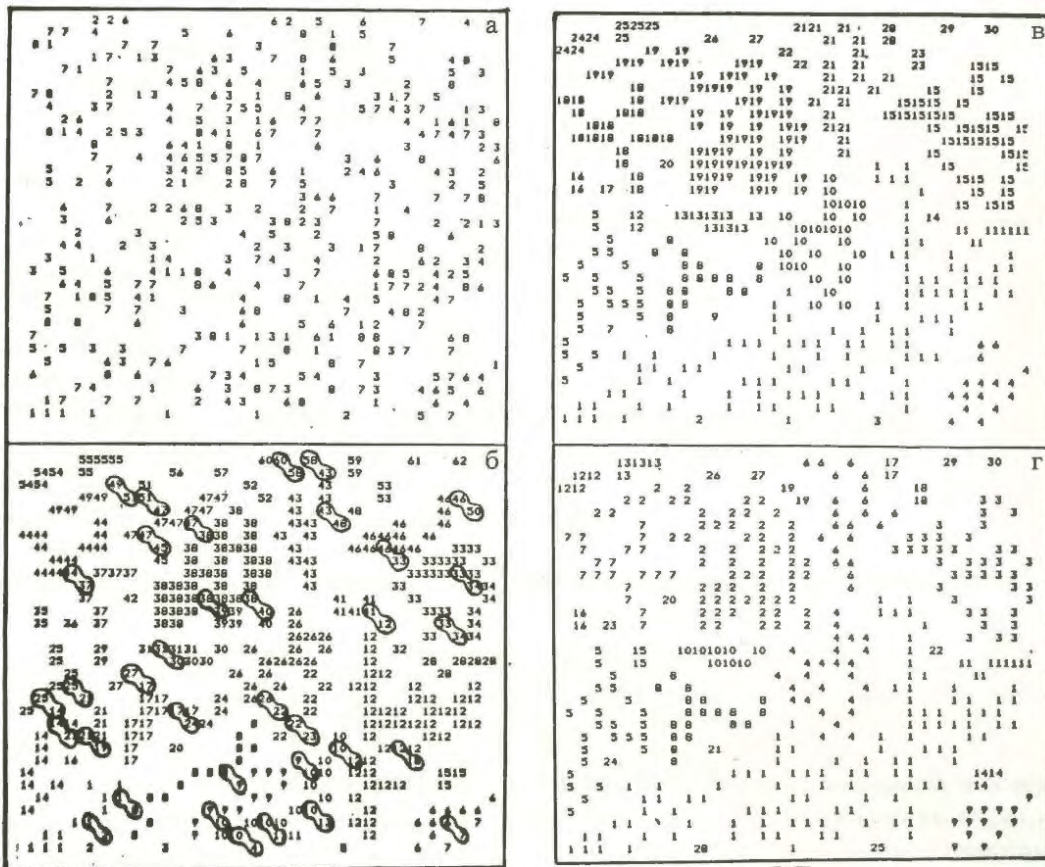


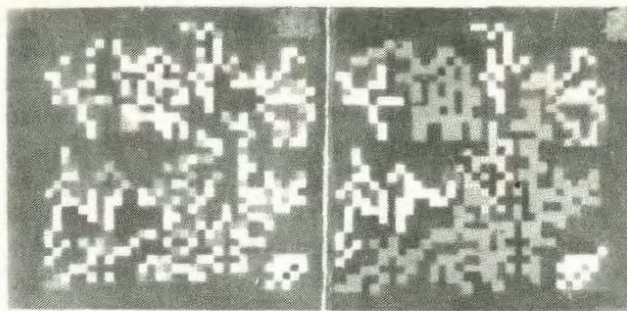
Рис. 2. Этапы разметки: а — прореженная матрица исходных данных; б — результат ее первой разметки (помечены диагонально-смежные точки с неодинаковыми метками); в — результат исправления неоднозначности; г — результат перерезметки по числу точек в области

ствия. Замену чисел сканируемого оригинала найденными по ним значениями вторых элементов пар. Подсчет числа каждого из задействованных номеров.

До завершающей разметки строится целочисленная функция, чьи значения равны аргументам и чья область определения ограничена величиной наибольшего порядкового номера. После соответствующих преобразований ее основное назначение будет состоять в том, чтобы обеспечить возможность окончательной разметки оригинала.

в. Процедура завершающей переразметки объединяет следующие действия. Элементы гистограммы численности меток подвергаются перестановке, выстраивающей их в порядке убывания. Синхронно с перемещаемыми элементами гистограммы производится перестановка соответствующих значений целочисленной функции. Полученная функция преобразуется в обратную с целью привязки области ее определения к результатам текущей разметки, а области значений — к результатам окончательной. Числа сканируемого оригинала заменяются найденными по ним значениями функции.

3. Описанный метод воплощен в виде фортрановских программ обработки таблиц фиксированных (64x64 слова и 128x128 байт) и произвольных размеров. Они прошли длительную апробацию на ЭВМ БЭСМ-6, СМ-4, РДР-11, NOVA-3. При производственной эксплуатации программ было установлено, что в среднем их быстродействие во много раз выше быстродействия программ, реализующих схему [1, 2]. На рис. 2, 3 представлены типичные результаты разметки несвязных областей. Цифровой оригинал получен методом Монте-Карло.



а

б

Рис. 3. Матрица исходных данных (а) и результат ее окончательной разметки (б) на черно-белом дисплее

Реальные возможности программ несколько расширены. Они позволяют размечать только те области цифрового оригинала, значения элементов в которых превышают пороговое. Кроме того, из результатов разметки могут быть удалены те области, число точек в которых меньше заданной пороговой величины.

#### Список литературы

1. Rosenfeld A. Picture Processing by Computer. — Acad. Press N.Y. — London, 1969.
2. Башкиров О.А. и др. Выделение и счет связных областей на дискретном изображении. — Автоматика и телемеханика, № 2, 1972.

Статья поступила в редакцию  
13 апреля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 76 — 78.

УДК 681.3

### МЕТОД СНИЖЕНИЯ ПОТЕРЬ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СЛЕДОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ ДАННЫХ МАТРИЧНОГО ТИПА

О.Л. Рябов, Б.В. Соколов

Описывается метод построения изображения данных матричного типа, отличающийся от действующего меньшими потерями диагностической информации.

METHOD OF REDUCING THE LOSS OF DIAGNOSTIC TRACES IN MATRIX-TYPE DATA IMAGE. O.L. RYABOV, B.V. SOKOLOV. A method of constructing a matrix-type data image is described. It differs from the method being used by the less loss of diagnostic information.

Диагностические данные матричного типа принято анализировать по их изображению. Для его построения в таблице выделяют семейства одинаковых величин и каждое такое семейство стремятся раскрасить каким-то одним оттенком или цветом. Когда это удастся, говорят, что изображение точно воспроизводит цифровой оригинал.

Полученная картина образована множеством разноцветных или цветных полос. Их искривления, различ-

ного рода связности, а также утолщения и сужения являются теми диагностическими признаками, которые стремятся обнаружить в первую очередь. Алгоритм построения изображений стандартизован и входит в математическое обеспечение ЭВМ.

При рабочем расшифровывании изображения полагают, что оно точно отображает цифровой оригинал. Это не всегда так. Из-за недостатка красок и неэконом-

ного использования имеющихся реальная картина не передает многих деталей прообраза и имеет на единицу площади более гомогенную раскраску, чем при точном воспроизведении.

Погрешность имеет два следствия. С одной стороны, на изображении может исчезнуть ряд присутствующих в оригинале следов поисковых аномалий и нельзя предвидеть, какие числа являются их носителями. С другой — может разрушиться привычная эталонная картина, а вместо нее образоваться совершенно новая. Оба следствия отрицательно влияют на результат расшифровки данных.

Пропуск и разрушение следов можно значительно снизить, если более экономно распорядиться имеющимися красками. В этом отношении предлагаемый метод построения изображений исправляет недостатки действующего и решает указанную задачу путем уплотнения числового диапазона исходных данных. Такое уплотнение достигается ценой точного подсчета в оригинале числа семейств одинаковых величин и присоединения малочисленных семейств к ближайшим семействам большой численности.

Уточним причины потерь следов. Построение изображения подразумевает: определение числа семейств одинаковых величин, распределение набора красок между группами семейств, раскраску элементов каждой группы каким-то одним оттенком или цветом. Красок, как правило, не хватает. Это вынуждает раскрашивать каждой не одно семейство, а их группу. Подобное действие делает неразличимыми различные числа и гомогенизирует изображение в местах их расположения. Чем большее число семейств вошло в группу, тем выше потери следов.

К дополнительным искажениям приводит неверный подсчет числа семейств. Например, действующий алгоритм приравнивает количество семейств наибольшему числу оригинала. Считается, что в оригинале есть все целые числа, содержащиеся между нулем и этим наибольшим числом. В действительности многих из этих чисел в нем может и не быть и тогда количество семейств оказывается завышенным. Вследствие завышения в группы будет включено неодинаковое количество семейств. В одних их может оказаться много, в других — не быть совсем. Наличие пустых групп означает, что выделенных под них оттенков на изображении не будет. Они попросту пропадут. Этот момент говорит о нерациональном использовании красок, приводящем к потере многих диагностических следов.

Предлагаемый путь сокращения потерь сводится к уплотнению числового диапазона исходных данных и применению двух схем формирования групп. По одной, группы составляются из одинакового числа семейств, по другой — из семейств, количество элементов в которых выше заданной пороговой величины. Уточним суть метода.

1. Подсчет числа семейств и сжатие числового диапазона исходных данных выполняется следующим образом. Из таблицы выписываются и выстраиваются по возрастанию представители всех семейств одинаковых величин. К каждому присоединяется его порядковый номер в последовательности, так что второй элемент полученных пар — номер числа. Наибольший номер отражает количество семейств в таблице. Множество образованных пар представляет собой целочисленную функцию, чья область определения задается числами таблицы, а область значений — номерами их представителей. Собственно уплотнение состоит в замене данных таблицы вычисленными по ним значениями функции.

В отличие от действующей схемы, не решающей задачу подсчета числа семейств, предлагаемый алгоритм гарантирует, что на изображении будут задействованы все краски, что каждая краска будет выделена минимальному числу семейств, что максимальные, средние и минимальные числа исходных данных останутся в прежних порядковых разрядах.

2. Задачи присоединения малочисленных семейств к ближайшим семействам большой численности и сжатия числового диапазона исходных данных решаются так. Каждое число таблицы заносится в определяемое им же семейство. Начиная с первого семейства, элементы полученной гистограммы нумеруются. Нумерация выполняется по следующему правилу: семейству дается порядковый номер предшествующего, если его численность ниже пороговой величины и новый номер, если выше пороговой. Замещение значений гистограммы порядковыми номерами преобразует ее в целочисленную функцию, наибольшее значение которой говорит о числе объединенных семейств. Собственно уплотнение состоит в замене исходных данных вычисленными по ним значениями функции.

Данный алгоритм расширяет возможности предшествующего и гарантирует, что ни один из оттенков не будет израсходован на одно семейство малой численности или их группу.

Описанный выше метод реализован в виде комплекса программ, работающих на PDP-11, CM-4, NOVA-3. Все программы написаны на ФОРТРАНе и позволяют вести обработку как статической (64x64 слова, 128 x 128 байт), так и динамической информации, состоящей из последовательности "кадров" размером 64x64 слова. Время обработки одного кадра ~ 2 с.

Метод апробирован на обширном и разнообразном материале. Типичные результаты представлены на рис. 1. Картины слева получены с помощью действующего алгоритма, справа — с помощью предлагаемого. Из них видно, что диагностическая информативность изображений значительно повысилась. Ненаблюдаемые участки сделались наблюдаемыми благодаря некоторому гашению областей, имеющих избыточную выраженность. Наглядное представление о происходящих при этом

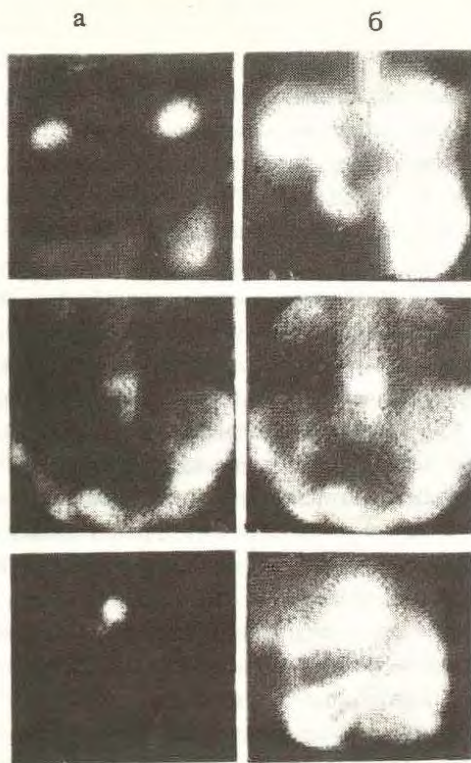


Рис. 1. Результаты построения изображений по стандартному алгоритму (а) и по предлагаемому (б)

изменениях дает рис. 2. Из него видно, что выравнивание по высоте ступенек пирамиды делает наблюдаемым их общее число. Установлено, что эффективность метода особенно резко возрастает при анализе динамической информации, когда большая часть картины не просмат-

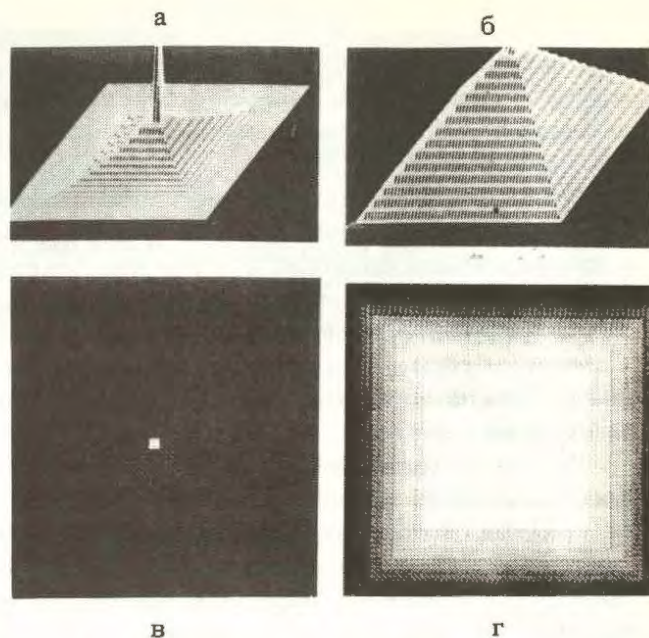


Рис. 2. Демонстрационный результат. Псевдотрехмерный (а, б) и полутоновой (в, г) варианты изображений, построенных с помощью стандартного (а, в) и предлагаемого (б, г) алгоритмов. Последний выравнивает высоту ступенек пирамиды и этим делает наблюдаемым их общее число

ривается из-за наличия небольших сильно выраженных областей и когда требуется быстро сопоставить предшествующий кадр с последующим.

Статья поступила в редакцию  
13 апреля 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 78 – 80.

## СОДЕРЖАНИЕ

### ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

<i>Макаш М.</i> Альбедные матрицы в гомогенизации кассеты . . . . .	3
<i>Кузьмин А.М., Морин Д.В., Новиков А.Е., Хромов В.В.</i> Полупрямой метод расчета потока нейтронов и коэффициентов чувствительности в оптимизационных задачах . . . . .	6
<i>Кашутин А.А., Кобяк А.В., Хромов В.В., Шведов М.О.</i> Расчет картограммы загрузки быстрого реактора методом последовательной линеаризации . . . . .	13
<i>Коновов С.Л.</i> Оценка погрешности в расчетных характеристиках топливного цикла ядерного реактора . .	17

### ПРОГРАММЫ И КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ

<i>Лухминский Б.Е., Лютостанский Ю.С., Ляшук В.И., Панов И.В.</i> Программа МАМОНТ для расчета нейтронных полей методом Монте-Карло . . . . .	23
<i>Осташенко С.В.</i> Графические представления реакторных сборок в расчетах методом Монте-Карло . . . . .	26
Аннотация пакета прикладных программ ГРУКОН-6 .	30
Аннотация комплекса программ АКОРД . . . . .	32
Аннотация программы РАЦИЯ-1 . . . . .	36
Аннотация программы КЛАРА-1 . . . . .	39
Аннотация программы AREAS . . . . .	42
И н ф о р м а ц и я . . . . .	43

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

<i>Брызгалов В.И., Гомин Е.А., Гуревич М.И., Каминский А.С., Субботин Е.С., Тебин В.В.</i> Расчетно-экспериментальные исследования двойной гетерогенности твэлов ВТГР . . . . .	44
<i>Романов В.М., Пупко В.Я., Гущина Т.Г.</i> Расчетно-экспериментальное исследование нестационарного распределения нейтронов в импульсных экспериментах на БФС-40 с учетом области высших гармоник . . . . .	50
<i>Войтовецкий С.В., Цыганков Л.С.</i> Определение реактивности реактора в области надкритичности экстраполяцией подкритических экспериментов . . . . .	57
<i>Павелко В.И.</i> Спектральные методы оценивания времени запаздывания в реакторно-шумовых исследованиях . . . . .	58

## CONTENTS

### NUCLEAR REACTOR THEORY AND CALCULATIONS

<i>Makai M.</i> Albedo Matrices in Assembly Homogenization . . . . .	3
<i>Kuzmin A.M., Morin D.V., Novikov A.E., Khromov V.V.</i> Semi-Straigh Method of Neutron Flux and Sensitivity Coefficients in Optimization Problems . . . . .	6
<i>Kashutin A.A., Kobiak A.V., Khromov V.V., Shvedov M.O.</i> The Calculation of the Fast Reactor Loading Catrogramm by the Method of the Consecutive Linearization . . . . .	13
<i>Kononov S.L.</i> The Assesment of the Uncertainty of Nuclear Reactor Fuel Cycle Characteristics Calculation . . . . .	17

### CODES AND CODE COMPLEXES

<i>Luhminsky B.E., Lyutostansky Yu.S., Lyashuk V.I., Panov I.V.</i> The Code МАМОНТ for Calculation of Neutron Fields by Monte Karlo Method . . . . .	23
<i>Ostashenko S.V.</i> Machine Graphics to Represent Reactor Assemblies in Monte Karlo Calculations . . . . .	26
Applied Program Package ГРУКОН-6 Abstract . . . . .	30
The Code Complex АКОРД Abstract . . . . .	32
Code РАЦИЯ-1 Abstract . . . . .	36
Code КЛАРА-1 Abstract . . . . .	39
Code AREAS Abstract . . . . .	42

### EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS

<i>Brizgalov V.I., Gomin E.A., Gurevich M.I., Kaminsky A.S., Subbotin E.S., Tebin V.V.</i> Calculation and Experimental Research of Double Heterogeneity Fuel Elements of HTGR . .	44
<i>Romanov V.M., Pupko V.Ya., Gushchina T.G.</i> Calculation and Experimental Reseach of the Neutrons Time-Dependent Behaviour in Pulsed Experiments on BFS-40 in Field of Higer Harmonics . . . . .	50
<i>Voytovetsky S.V., Tsigankov L.S.</i> The Definition of Assembly Reactivity in the Overcritical Region by Extrapolation of the Subcritical Experiments Results . . . . .	57
<i>Pavelko V.I.</i> The Spectral Methods for Time-Delay Estimation in the Reactor-Noise Investigations . . . . .	58

*Сабеев Е.Ф., Савихин О.Г.* Разностная схема для расчета динамики парогенерирующего канала со сжимаемым двухфазным теплоносителем ..... 66

*Sabaev E.F., Savihin O.G.* Difference Scheme for Dynamics Calculation of the Evaporation Channel with Compressible Two-Phase Flow ..... 66

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

NUCLEAR ENERGY

*Астахов С.А., Вознесенский В.А., Духовенский А.С., Кухаркин Н.Е., Лукин Г.Л., Проселков В.Н.* Оптимизация активных зон реакторов ВВЭР для повышения эффективности использования топлива и безопасности реактора ..... 71

*Astakhov S.A., Voznesensky V.A., Dukhovensky A.S., Kukharkin N.E., Lunin G.L., Proselkov V.N.* Core Optimization of VVER Reactors for Improving the Efficiency of Fuel Utilization and Reactor Safety ..... 71

СМЕЖНЫЕ ВОПРОСЫ

ADJACENT PROBLEMS

*Рябов О.Л., Соколов Б.В.* Метод выделения несвязных областей изображения ..... 76

*Ryabov O.L., Sokolov B.V.* Method of Reducing the Loss of Diagnostic Traces in Matrix-Type Data Image ..... 76

*Рябов О.Л., Соколов Б.В.* Метод снижения потерь диагностических следов в изображениях данных матричного типа ..... 78

*Ryabov O.L., Sokolov B.V.* Method of Discriminating the Image Non-Connected Areas ..... 78

**ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

**С е р и я: Физика ядерных реакторов**  
**Выпуск 2**

**Ответственный за выпуск С.М. Зарицкий**  
**Редакторы О.В. Базанова, Г.Я. Кармадонова**  
**Технический редактор С.К. Сведлова**  
**Корректор Г.А. Матвеева**

**Подписано в печать: 29.09.89. Т-12770. Формат 60х90/8**  
**Офсетная печать. Усл. печ. л. 8,5. Уч.-изд. л. 8,5 + 0,5 вкл.**  
**Тираж 325. Индекс 3646. 19 статей. Заказ 220**

**Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова**  
**123182, Москва, пл. Академика Курчатова**

1 руб. 80 коп.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, 1 - 84