

621.039.5
В74

ISSN 0205—4671

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

1

1990

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

621.039.5
1374

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

И

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Федеральное государственное
бюджетное учреждение
"Национальный исследовательский центр
"Курчатовский институт"
Центральная научно-техническая
библиотека

ИЗДАЕТСЯ С 1989 Г.

ВЫПУСК 1

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА—1990

УДК 621.039.5

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". Данный выпуск двадцать пятый.

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, blankets 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, blankets 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 серии.

Materials related to the topics described below are published in issues "Nuclear Reactor Physics and Computational 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 and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

МЕТОД КОМПЕНСИРОВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
ДЛЯ РАСЧЕТОВ КРИТИЧНОСТИ И ОПТИМИЗАЦИИ РЕАКТОРОВ

Э.А. Стумбур

Предложена модификация теории возмущений, построенная на основе концепции коэффициентов и интегралов реактивности. Такой способ позволяет расширить рамки применения теории в различных расчетах физических характеристик реакторов.

A COMPENSATED PERTURBATIONS METHOD FOR CRITICALITY CALCULATIONS AND REACTOR OPTIMIZATION. E.A. STUMBUR. Perturbation theory modification by means of the conception of reactivity coefficients and integrals is proposed. This way extended frameworks of theory to various reactor physics calculations.

ВВЕДЕНИЕ

Метод компенсированных возмущений (МКВ) является методом определения критических параметров серии вариантов реакторов на основе минимальной информации о свойствах некоторого "базового" варианта. МКВ строится исходя из общего интегрального соотношения связывающего потоки и ценности нейтронов в реакторе с градиентами макроскопических сечений на базе кинетического уравнения переноса. Это позволяет установить связь между коэффициентами реактивности материалов структуры реактора на границах отдельных зон и интегралами реактивности по объемам таких зон. Отсюда возникает возможность снятия ограничений на неизменность наружной границы реактора (обычное условие теории возмущений [1 — 3]), а также построения вариационного соотношения между размерами отдельных зон и их составами при сохранении условия критичности системы. На основе первых публикаций по МКВ [4, 5] уже были получены некоторые практические результаты по прогнозированию критических параметров в достаточно широком диапазоне структурных изменений реакторов (см. [6, 7] и ВАНТ за 1977 — 1988 гг.). Также была показана возможность на основе ИР (рассчитанных в диффузионном приближении) достаточно точно находить значения КР на границах зон (где это приближение некорректно) [8]. В свете этих результатов представляется полезным более систематично представить основы и возможности способа МКВ, чем это было сделано раньше.

1. КОЭФФИЦИЕНТЫ И ИНТЕГРАЛЫ РЕАКТИВНОСТИ*

Функция распределения плотности нейтронного потока $\varphi(r, E, \Omega)$ и сопряженная функция $\varphi^+(r, E, \Omega)$ ("ценность") в критическом реакторе подчинены кинетическим уравнениям переноса

$$\Omega \nabla \varphi = \hat{\Sigma} \varphi; \quad -\Omega \nabla \varphi^+ = \hat{\Sigma}^+ \varphi^+ \quad (1)$$

при следующих граничных условиях на внешней (невогнутой) поверхности r_S :

$$\begin{aligned} \varphi(r_S, E, \Omega) &= 0 \text{ при } (\Omega n) < 0; \\ \varphi^+(r_S, E, \Omega) &= 0 \text{ при } (\Omega n) > 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Операторное выражение $\hat{\Sigma} \varphi$ можно представить [1, 2, 5] в форме

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma} \varphi \equiv & \int dE' \int d\Omega' \frac{1}{4\pi} \chi(E, E') \nu \Sigma_f(r, E') \varphi(r, E', \Omega') + \\ & + \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(r; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \varphi(r, E', \Omega') - \\ & - \Sigma_t(r, E) \varphi(r, E, \Omega). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь принят изотропный спектр нейтронов деления χ , а в Σ_s объединены все виды рассеяния: упругое, неупругое, $(n, 2n)$ и др.

Согласно теории малых возмущений [1, 2, 5] внесение изменений в макроскопические сечения $\delta[\chi \nu \Sigma_f]$, $\delta[\Sigma_s]$, $\delta[\Sigma_t]$ приведет к изменению $k_{эф}$:

$$\begin{aligned} \delta(1/k_{эф}) = & \frac{1}{J_F V_B} \int dV \int dE \int d\Omega \varphi^+ \{ \int dE' \int d\Omega' \varphi \times \\ & \times (\delta[\chi \nu \Sigma_f] + \delta[\Sigma_s]) - \delta[\Sigma_t] \varphi \}, \end{aligned} \quad (4)$$

где V_B — объем, в котором сечения меняются.

Как нормирующая величина в (4) входит J_F — интегральная ценность нейтронов деления (ЦНД — по установившейся терминологии работы [3]) во всем объеме реактора:

$$\begin{aligned} J_F \equiv & \int_{V_p} dV \int dE \int d\Omega \varphi^+(r, E, \Omega) \int dE' \times \\ & \times \int d\Omega' \chi \nu \Sigma_f(r, E', \Omega') \varphi(r, E', \Omega') \equiv \text{ЦНД}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь V_p — полный объем реактора.

"Малость" возмущений, вообще говоря, может пониматься как в смысле малости изменения сечений $|\delta[\Sigma]| \ll \Sigma$, так и в смысле заметных изменений сечений, но в весьма малом объеме: $V_B = \delta V \ll V_p$. В частности, можно представить случай, когда область возмущений, охватывающая окрестность некоторой точки r , устремляется к нулю: $\delta V(r) \rightarrow 0$, а изменения макросечений составляют

$$\delta[\chi \nu \Sigma_f] = -\chi \nu \Sigma_f(r, E'); \quad (6)$$

* Всюду под r и Ω понимаются векторы \vec{r} и $\vec{\Omega}$, кроме формул (33), (34), (36) — (39).

$$\begin{aligned} \delta[\Sigma_s] &= -\Sigma_s(r; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega); \\ \delta[\Sigma_t] &= -\Sigma_t(r, E). \end{aligned} \quad (6)$$

Тогда из (4) можно построить предельное выражение

$$K_N(r) = -\lim_{\delta V \rightarrow 0} \left\{ \frac{\delta(1/k_{\Sigma\Phi})}{\delta V(r)} \right\} = \frac{(\varphi^+, \hat{\Sigma}\varphi)}{J_F}. \quad (7)$$

Естественно, $K_N(r)$ должно в математическом отношении пониматься как "обобщенная" функция от r (распределение — в смысле Соболева—Шварца [9]), а физически, как видно из (4), ее смысл состоит в локальном вкладе в $k_{\Sigma\Phi} = 1$ процессов взаимодействия нейтронов с материалом реактора, составляющим его структуру в точке r .

В этом смысле $K_N(r)$ можно назвать нормированным коэффициентом реактивности (КР) вещества реактора в точке r . Нормированность здесь понимается в отношении КР к величине $J_F = \text{ЦНД}$ — единой для данного реактора константе, а при анализе КР как функции от r в пределах каждого отдельного реактора такой множитель $1/J_F$ может быть опущен. Поэтому чаще под КР будем понимать ненормированную величину $K(r)$ (без индекса N).

Скобочное обозначение (f, g) в (7) определено как скалярное произведение функций f и g при интегрировании по E и Ω :

$$(f, g) \equiv 4\pi \int dE \int d\Omega f(r, E, \Omega) g(r, E, \Omega). \quad (8)$$

В соответствии (1) можно записать выражения для КР:

$$\begin{aligned} K(r) &\equiv (\varphi^+, \hat{\Sigma}\varphi) = (\varphi^+, \Omega\nabla\varphi) = \\ &= (\varphi, \hat{\Sigma}^+\varphi^+) \equiv -(\varphi, \Omega\nabla\varphi). \end{aligned} \quad (9)$$

При выражении макросечений через ядерные концентрации $\rho_i(r)$ всех нуклидов вида i КР можно представить через "нуклидные" $k_i(r)$, зависящие от микросечений, но входящие в них потоки и ценности делают их также функциями от координат [5]:

$$K(r) = \sum_i \rho_i(r) k_i(r). \quad (10)$$

Если функцию $K(r)$ либо $K_N(r)$ проинтегрировать по объему некоторой области реактора, то результат в общем смысле будет именоваться интегралом реактивности (ИР). Наибольшую важность в проводимом анализе реактора имеют величины ИР, полученные при интегрировании по всему объему реактора V_p . Если не оговорено, под ИР будем понимать

$$J \equiv \int_{V_p} K(r) dV; \quad J_N \equiv \int_{V_p} K_N(r) dV. \quad (11)$$

Как видно из определений (9), (3) и (5), такие ИР можно представить в виде выражений

$$\begin{aligned} J &= \text{ЦНД} + \text{ЦНР} - \text{ЦНТ}; \\ J_N &\equiv \frac{J}{J_F} = 1 - \frac{\text{ЦНТ} - \text{ЦНР}}{\text{ЦНД}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Аналогично известному обозначению $\text{ЦНД} \equiv J_F$ введем ЦНР — интегральная ценность рассеянных нейтро-

нов и ЦНТ — интегральная утрата ценностей нейтронов во всех актах столкновений с ядрами. Оператор $\hat{\Sigma}$, определенный в (3), можно записать в форме разности $\hat{\Sigma} = \hat{F} - \hat{A}$, выделив член делений и член, представляющий поглощение нейтронов за вычетом разности ценностей нейтронов до и после рассеяний. Тогда можно ввести еще обозначения:

$$J_A \equiv \int_{V_p} (\varphi^+, \hat{A}\varphi) dV; \quad J_N = 1 - J_A/J_F. \quad (13)$$

2. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ В РАМКАХ ДИФFUЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

В практике реакторных расчетов чаще используется диффузионное (или P_1) приближение, а поэтому более "наглядным" может быть изложение развитого выше формализма в такой форме. Для этого запишем уравнения переноса для потока и сопряженной функции [1, 2] в виде

$$\begin{cases} \text{div } \varphi_1 = \hat{\Sigma}_D \varphi_0; \\ \varphi_1 = -D \text{grad } \varphi_0; \end{cases} \quad \begin{cases} -\text{div } \varphi_1^+ = \Sigma_D^+ \varphi_0^+; \\ \varphi_1^+ = D \text{grad } \varphi_0^+. \end{cases} \quad (14)$$

Поток $\varphi_0(r, E)$ и ток $\varphi_1(r, E)$ связаны с функцией $\varphi(r, E, \Omega)$ условием

$$\varphi(r, E, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \{ \varphi_0(r, E) + 3\Omega \varphi_1(r, E) \} \quad (15)$$

(аналогично и для сопряженных величин), коэффициент диффузии

$$D(r, E) = 1/3 \{ \Sigma_t(r, E) - \Sigma_s(r, E) \mu_0 \} \quad (16)$$

(где μ_0 — средний косинус угла рассеяния). Оператор взаимодействия нейтронов со средой можно записать выражением

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma}_D \varphi_0 &= \int \chi(E, E') \nu \Sigma_f(r, E') \varphi_0(r, E') dE' + \\ &+ \int \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \varphi_0(r, E') dE' - \Sigma_t(r, E) \varphi_0(r, E). \end{aligned} \quad (17)$$

Сопряженный ему оператор строится из равенства скалярных скобок, обозначающих интегрирование по E :

$$[\varphi_0^+, \hat{\Sigma}_D \varphi_0] = [\varphi_0^+, \Sigma_D^+ \varphi_0^+]; \quad [f, g] \equiv \int f g dE. \quad (18)$$

Согласно определению (9) на основе (15) получаем вид КР в диффузионном приближении:

$$K^D(r) = (\varphi^+, \Omega\nabla\varphi) = [\varphi_0^+, \text{div } \varphi_1] + [\varphi_1^+, \text{grad } \varphi_0] \quad (19)$$

или по (14) через нулевые моменты:

$$K^D(r) = [\varphi_0^+, \hat{\Sigma}_D \varphi_0] + [D \nabla \varphi_0^+, \nabla \varphi_0]. \quad (20)$$

После подстановки в явной форме операторного выражения (17) и интегрирования по объему реактора получаем вид ИР в диффузионном описании:

$$\begin{aligned} J_D &\equiv \int_{V_p} K^D dV = \text{ЦНД} + \delta(\text{ЦНР}) - \text{ЦНП} + \\ &+ \int_{V_p} [D \nabla \varphi_0^+, \nabla \varphi_0] dV. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь удобно выделить интегральные вклады:

$$\delta(\text{ЦНР}) \equiv \int dV [\varphi_0^+, \{ \int \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \varphi_0(r, E') dE' - \Sigma_s(r, E) \varphi_0(r, E) \}] \quad (22a)$$

есть изменения (потеря или прибыль) ценности в актах рассеяния,

$$\text{ЦНР} \equiv \int dV [\varphi_0^+, \Sigma_a(r, E) \varphi_0] \quad (22b)$$

есть потеря ценностей нейтронов в актах поглощения.

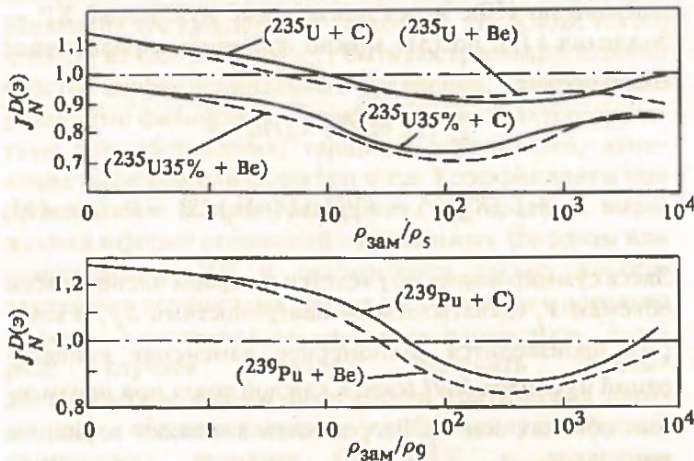


Рис. 1. Зависимость нормированных интегралов реактивности в экстраполированном объеме $J_N^{D(3)}$ от $\rho_{\text{зам}}/\rho_{\text{дел}}$ для "голых" реакторов с различным замедлителем

Последний член в (21) может трактоваться как диффузионное сопротивление среды утечке ценности нейтронов из реактора. При этом если ИР распространить на экстраполированный объем реактора V_3 , то его вклад будет равен (см. [10]) вкладу остальных членов формулы (21). Это очевидно, если применить теорему Гаусса и учесть, что $\varphi^+(r_3) = 0$. Тогда видно, что нормированный ИР в экстраполированном объеме равен

$$J_N^{D(3)} \equiv \int_{V_3} K_N^D dV = 2(1 - 1/k^+), \quad (23)$$

где $k^+ \equiv (\text{ЦНД}) / \{(\text{ЦНП}) - \delta(\text{ЦНР})\}$ — некоторый аналог [11] величины k_∞ . Для "голых" реакторов в одногрупповом приближении, при $\delta(\text{ЦНР}) = 0$, из (23) следует аппроксимация

$$J_N \approx J_N^D \approx J_N^{D(3)} = 2(1 - \frac{1}{k_\infty}). \quad (24)$$

При всей приближенности такого представления оно все же может послужить для предварительной оценки зависимости J_N от состава реактора, его нейтронного спектра. На основе многогрупповых расчетов k_∞ работы [12] можно проследить зависимость $J_N^{D(3)}$ для голых реакторов при изменении состава от систем с наиболее жестким спектром (100% урана-235 или плутония) до систем со спектром, характерным для тепловых реакторов (с гомогенным разбавителем-замедлителем (Be, C и т.п.) при соотношениях $\rho_{\text{зам}}/\rho_{\text{дел}} \sim 10^4$). Как видно

из рис. 1, значения J_N проявляют большую монотонность, парадоксальный консерватизм значений $J_N = 1 \pm (0,2 + 0,3)$ при кардинальном изменении характера нейтронного спектра и состава реакторов. Подобные свойства ИР (по-видимому, в некоторой мере сохраняющиеся и для реакторов со слабо поглощающими отражателями) делают небезынтересным более внимательное изучение таких функционалов ИР.

3. ТЕОРЕМА ОБ ИНТЕГРАЛЕ РЕАКТИВНОСТИ

Для $K(r)$ как функции координат может быть построено выражение $\text{grad } K(r)$, а его скалярное произведение на r (в смысле обычных векторов) при определении (9) примет следующий вид:

$$r \text{grad } K \equiv r \nabla (\varphi^+, \hat{\Sigma} \varphi) = (r \nabla \varphi^+, \Omega \nabla \varphi) - (r \nabla \varphi, \Omega \nabla \varphi^+) + (\varphi^+, r \{ \nabla \hat{\Sigma} \} \varphi). \quad (25)$$

Введем теперь полное скалярное произведение функций — с интегрированием по всему объему реактора V_p , обозначая его угловыми скобками:

$$\langle f, g \rangle \equiv \int_{V_p} f(r, g) dV.$$

Применив это интегрирование к соотношению (25), по теореме Гаусса и с учетом граничных условий (2) для первых двух членов получим

$$\langle r \nabla \varphi^+, \Omega \nabla \varphi \rangle - \langle r \nabla \varphi, \Omega \nabla \varphi^+ \rangle = -2 \langle \varphi^+, \Omega \nabla \varphi \rangle \equiv -2J. \quad (26)$$

Вместе с тем в рамках обычного векторного анализа [13] (в том числе и при разрывном поведении $K(r)$) имеет место соотношение

$$\int_{V_p} r \nabla K dV = \oint_{S_H} (\vec{r} \hat{n}) K(r) dS - 3J, \quad (27)$$

где S_H — наружная поверхность реактора. Тогда из (25) — (27) получим выражение

$$J = -\langle \varphi^+, r \{ \nabla \hat{\Sigma} \} \varphi \rangle + \oint_{S_H} (r \hat{n}) K(r) dS. \quad (28)$$

Однако, так как $K(r)$ рассматривается как обобщенная функция от r , то входящие в $\{ \nabla \hat{\Sigma} \}$ сечения, вообще говоря, должны иметь градиенты в форме [9]

$$\{ \nabla \hat{\Sigma} \} = \nabla \hat{\Sigma} + \sum_j \{ \Sigma_{\text{ext}}(r) - \Sigma_{\text{int}}(r) \} n_e(r) \delta(r - r_{S_j}) \quad (29)$$

($\nabla \hat{\Sigma}$ — градиенты сечений как для обычной непрерывной функции). Но, в частности, на наружной поверхности реактора S_H (где $\Sigma_{\text{ext}} \equiv 0$) это представление автоматически дает значение интеграла по S_H в (28).

В итоге выражение для ИР приобретает компактную форму:

$$J = -\langle \varphi^+, r \{ \nabla \hat{\Sigma} \} \varphi \rangle, \quad (30)$$

в которой $\{ \nabla \hat{\Sigma} \}$ понимается в смысле градиентов сечений, входящих в (3), как градиентов обобщенных функций от r .

Представление (30) является аналитическим выражением сущности теоремы об интеграле реактивности [14, 15], устанавливающей общую связь ИР с потоками, ценностями и градиентами макроскопических сечений

в произвольном критическом реакторе (другой способ доказательства соотношения (30) содержится в [8] и в [5]).

В частном, но практически важном случае, когда реактор состоит из совокупности гомогенных зон, $\nabla\Sigma$ в их пределах исчезают, а δ -функции по (29) обращают правую часть (30) в сумму скачков КР на границах S_j всех таких гомогенных зон, проинтегрированных по их поверхностям (включая и наружную поверхность реактора):

$$J \equiv \int_V K dV = \sum_j \oint_{S_j} (rn_e) [K_{int}^{(j)}(r) - K_{ext}^{(j)}(r)] dS = 3 \sum_j \overline{\delta K_j} V_j \quad (31)$$

Значения усредненных скачков $\overline{\delta K_j}$ определяются последним равенством, где V_j — объемы, охватываемые соответствующими поверхностями.

По определениям (11) и (9) исходя из (30), можно в развернутой форме записать общее соотношение:

$$\int_V dV \int dE \int d\Omega [\varphi^+ (\hat{\Sigma} + r \{\nabla \hat{\Sigma}\}) \varphi] \equiv 0. \quad (32)$$

Оно имеет инвариантный характер, ибо для любого реактора при $K_{эф} = 1$, потоки φ и ценности φ^+ в котором удовлетворяют уравнениям (1) с граничными условиями (2), а оператор $\hat{\Sigma}$ задан по (3) и его градиент понимается в обобщенном смысле (29), соотношение (32) должно выполняться тождественно, (более общее выражение, охватывающее также и некритические системы, было получено в [4] и приведено в [5]).

В качестве элементарных наглядных примеров выражения ИР через граничные значения КР на основе (31) можно записать для сферических критических реакторов:

в случае голой гомогенной сферы радиусом R

$$J \equiv 4\pi \int_0^R K(r) r^2 dr = 4\pi K(R) R^3; \quad (33)$$

при гомогенной активной зоне радиусом R_f с отражателем радиусом R_0 (индексируя аналогично КР их материалов K_f и K_0):

$$\begin{aligned} \frac{J}{4\pi} &\equiv \int_0^{R_f} K_f r^2 dr + \int_{R_f}^{R_0} K_0 r^2 dr = \\ &= [K_f(R_f) - K_0(R_f)] R_f^3 + K_0(R_0) R_0^3 \end{aligned} \quad (34)$$

(заметим, что из (33) следует равенство КР на внешней границе $1/3$ от КР, усредненного по объему сферы; это позволяет найти почти точное значение потока на границе по оценке ИР в диффузионном приближении [8]).

4. МЕТОД КОМПЕНСИРОВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Метод строится на основе инвариантности условия (31) в рамках сохранения $k_{эф} = 1$ при любых изменениях в структуре реактора. В общем случае при этом

должны быть учтены изменения КР, обусловленные изменением сечений, потоков и ценностей, изменением размеров и формы всех зон, а также объема реактора. Однако такая постановка задачи представляется чересчур усложненной, вряд ли практически целесообразной.

В более простом случае, предполагая применимость теории малых возмущений, т.е. сохраняя невозмущенные потоки и ценности и при представлении КР, выражаемого по (10), через неизменные нуклидные КР — значения $k_i(r)$, по (31) можно посторить вариационное соотношение:

$$\sum_j \left\{ \sum_i \delta \rho_i^{(j)} \int_{V_j} k_i(r) dV + \int_{S_j} [K_{int}^{(j)}(r) - K_{ext}^{(j)}(r)] (n \delta r_j) dS \right\} = 0. \quad (35)$$

Здесь суммирование по j ведется в первом члене по всем объемам V_j (охватываемым поверхностями S_j), в которых производится равномерное изменение концентраций нуклидов $\delta \rho_i^{(j)}$ (свое в каждой зоне) при неизменных объемах зон V_j . Второй член выражает вариацию ИР, определяемую изменением размеров или конфигурации δr_j поверхностей раздела зон S_j при неизменяемых величинах $K^{(j)}(r)$ на этих границах. Такое вариационное уравнение* соответствует общему условию $\delta J = 0$ (сохранения $k_{эф} = 1$; см. разд. 1 и 2), а в математическом смысле соответствует вариации функционала с подвижными концами [17]. В целом оно отвечает подходу теории возмущений первого порядка, но отличается возможностями изменений наружной границы реактора, а также позволяет в ряде задач более точно определить скачок КР на границах зон (используя для этого выражение ИР по (31)).

Поясним последнее подробнее. Оценки эффектов возмущений при равномерном изменении составов в объемах V_j (если их размеры не малы по сравнению с длинами пробегов) в теории первого порядка могут быть получены по значениям $k_i(r)$ из диффузионного расчета (при условии малости $\delta \rho_i / \Sigma \rho_i$). Значения $K^{(j)}(r)$ на границах зон, заметно отличающихся составами (активная зона-отражатель, наружная граница и т.п.), в диффузионном приближении будут иметь значительные погрешности. Однако скачки КР на границах зон строго связаны с объемными ИР в рамках кинетической теории (см. разд. 3). Поэтому значения $[K_{int} - K_{ext}]$ (или $\overline{\delta K_j}$) можно вычислить из соотношения (31), используя расчет величин ИР в диффузионном приближении, так как основной вклад в них получается от пространственно протяженных областей, удаленных от границ S_j . Простейшие оценки [8], показывают, что скачок $K(r_s)$ даже на границе реактор—вакуум при этом

* Частная форма такого вариационного соотношения — для сферических реакторов с бесконечным отражателем — была получена в работе [16].

вычисляется с точностью на порядок лучше, чем диффузионная оценка (в частности, при размерах зоны всего в 1,5 пробега дают погрешность $K(r_s)$ менее 3 — 4% относительно вычислений по кинетической теории).

В тех задачах, где возможно определение граничных скачков КР через величины ИР по соотношению (31), подстановка их в вариационное уравнение (35) заметно повышает точность корреляционных зависимостей возмущаемых параметров реактора, сохраняющих его критическое состояние. На основе такого подхода из (35) и (31) могут быть построены достаточно простые дифференциальные уравнения, связывающие различные физические характеристики реакторов: составы зон, обогащения, толщины отражателей, изменения размеров или форм зон и т.д. Коэффициенты при производных в этих уравнениях, как правило, выражаются в форме отношений парциальных (по зонам или компонентам) ИР и оказываются весьма консервативными величинами, почти постоянными в довольно широких диапазонах варьируемых параметров. Это в ряде случаев позволяет получить простые аналитические формы зависимости критических параметров, обеспечивающие приближенную оценку критических размеров (до 1,5% в значениях критрадиусов) на основе минимальной информации о свойствах некоторого "базового" варианта реактора. На основе такого подхода в работах [5, 18] были построены формулы зависимостей для расчета критических радиусов быстрых реакторов от составов зоны и отражателя, толщины и материала отражателя (в диапазонах разбавлений зон до 50%, вариации толщин отражателей от 0 до ∞), а также получена зависимость критических размеров для систем из делящегося (на нейтронах всех энергий) материала при гомогенном его разбавлении замедлителями (Be, C, H_2O и т.п.) в пределах отношения концентраций $0 \leq \rho_{зам}/\rho_s \leq 10^3$, т.е. при кардинальном изменении нейтронного спектра. Согласно с экспериментом этих формул показано в [6].

Естественно, в более узких диапазонах вариации различных характеристик реакторов точность должна быть более высокой, и потому кажется целесообразным применить такой подход при решении задач оптимизационного поиска в предварительных проектных проработках, прежде чем остановить выбор на конкретном варианте, далее уже требующем прецизионного нейтронно-физического расчета. Это могло бы заметно сократить вычислительные затраты, если на основе информации о физических характеристиках "базового" варианта реактора, пользуясь МКВ, провести приближенное прогнозирование основных параметров модифицированных вариантов, для которых сохраняется то же значение $K_{эф}$.

В чисто иллюстративном плане рассмотрим простейшую частную задачу: определение параметрической связи изменений в быстром энергетическом реакторе составов его зон (зоны малого обогащения — ЗМО), (зоны большого обогащения — ЗБО) и соответственно размеров зон. Изменение составов может состоять в вариациях обогащения, химического состава топлива

($UO_2 \rightarrow UC$), изменение доли теплоносителя и других характеристик — соответственно в той или иной постановке оптимизационной задачи.

Для понимания выкладок представим задачу в условиях сферической геометрии. Схема структуры реактора и зависимость $K(r)$ даны на рис. 2 (для реальной

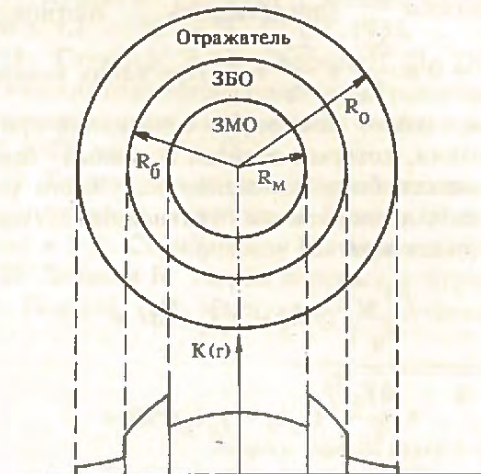


Рис. 2. Схема быстрого реактора сферической геометрии и распределения $K(r)$ в нем

цилиндрической геометрии аналогичные формулы, имеющие более громоздкую форму, приводятся в работе [5]).

На основе общего выражения (31) и его частной формы (34) для данной задачи можно записать выражение ИР через скачки КР в виде

$$J \equiv J_M + J_6 + J_0 = [K_M(R_M) - K_6(R_M)]R_M^3 + [K_6(R_6) - K_0(R_6)]R_6^3 + K_0(R_0)R_0^3. \quad (36)$$

Здесь соответственно J_M , J_6 и J_0 — компоненты ИР по объемам ЗМО, ЗБО и отражателя-экрана, получаемые при интегрировании в пределах $(0, R_M)$, (R_M, R_6) и (R_6, R_0) , а общий коэффициент 4π опущен. Значения этих ИР могут быть достаточно точно рассчитаны в P_1 -приближении (в силу протяженности зон) по данным "базового" варианта. Величина $K_0(R_0)R_0^3$ для больших реакторов типа БН достаточно мала (так как $K_0(R_0) \sim e^{-2R_0/L}/R_0^2$), и ее оценка может быть принята в том же приближении: $K_0(R_0) \sim K^D(R_0)$. Значение скачка КР на границе ЗБО — отражатель не может быть достаточно точно получено из диффузионного расчета ввиду резкого изменения сечений на этой границе, а потому оценку можно получить лишь из соотношения

$$K_6(R_6) - K_0(R_6) = \frac{1}{R_6^3} \{J - [K_M(R_M) - K_6(R_M)]R_M^3 - K_0(R_0)R_0^3\}. \quad (37)$$

Значительно меньшее различие в составах ЗМО и ЗБО, чем в предыдущем случае границы двух сред, допускает

в качестве первого приближения оценку скачка КР на основе диффузионного расчета: $K_M^D - K_0^D$.

Пусть теперь поставлена задача изменения состава ЗМО в виде замещения плотности некоторого материала x на материал y , а в ЗБО — материала a на материал b . При этом во избежание образования пустот вариации плотностей материалов $\delta\gamma_x, \delta\gamma_y, \delta\gamma_a$ и $\delta\gamma_b$ должны удовлетворять соотношениям: $\frac{\delta\gamma_x}{\gamma_x} + \frac{\delta\gamma_y}{\gamma_y} = 0$ и $\frac{\delta\gamma_a}{\gamma_a} + \frac{\delta\gamma_b}{\gamma_b} = 0$. При таких изменениях составов зон одним из способов сохранения критического состояния, которым обладал исходный "базовый" вариант, может быть изменение наружного радиуса ЗБО. Согласно вариационному уравнению (35) при этом должно удовлетворяться условие

$$\begin{aligned} & \frac{\delta V_M^{R_M}}{V_M} \int (\gamma_y k_y - \gamma_x k_x) r^2 dr + \\ & + \frac{\delta V_0^{R_0}}{V_0} \int (\gamma_b k_b - \gamma_a k_a) r^2 dr + \\ & + [K_6(R_6) - K_0(R_0)] R_0^2 \delta R_0 = 0. \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь $\delta V_M/V_M$ и $\delta V_0/V_0$ — относительные объемные доли замещаемых материалов в ЗМО и ЗБО, а k_x, k_y, k_a и k_b — отнесенные к плотностям соответствующих материалов значения КР (в функции от координат). При введении соответствующих парциальных интегралов реактивности для этих веществ (смысл которых очевиден) I_x, I_y, I_a и I_b , а также замене разности КР на границе ЗБО — отражатель по выражению (37) получаем

$$w(x, y) \frac{\delta V_M}{V_M} + w(a, b) \frac{\delta V_0}{V_0} + \frac{\delta R_0}{R_0} = 0,$$

где $w(x, y) = (I_y - I_x)/J_w$; $w(a, b) = (I_b - I_a)/J_w$;

$$J_w \equiv \{J - [K_M(R_M) - K_0(R_0)] R_0^3 - K_0(R_0) R_0^3\}. \quad (39)$$

Как нетрудно видеть, зависимость необходимого изменения δR_0 радиуса ЗБО выражается через коэффициенты (при объемных долях замены в зонах различных материалов), представляющие отношения парциальных ИР (или их разности), т.е. величин, обладающих достаточно высокой консервативностью (это было показано в разд. 2, а также следует из результатов работ [5, 6, 16, 18]). Значения $w(x, y)$ и $w(a, b)$ находятся из расчетов нейтронных потоков и ценностей для "базового" варианта реактора, проведенного в P_1 -приближении, но при их вычислении значение скачка КР на границе ЗБО — отражатель (плохо оцениваемого диффузионно) заменено значением, полученным из (37). Так как часть входящих в последнее соотношение членов все же оценена в диффузионном приближении, то величины w не достигают точности кинетического расчета, но будут значительно ближе к их истинным значениям, чем если бы получались из обычной

диффузионной теории возмущений первого порядка.

Приведенный выше, довольно тривиальный, пример использования инвариантности общего соотношения (32) как основы для построения формул взаимной компенсации возмущений в рамках теории первого порядка отнюдь не исчерпывает всех возможностей развития этого подхода. Например, очевидно, что вариационное уравнение (35) может быть заменено более общей формой вида

$$\int_{V_p} \delta K(r) dV + \sum_j \int_{S_j} [\tilde{K}_{int}^{(j)}(r) - \tilde{K}_{ext}^{(j)}] (n dr_j) dS = 0, \quad (40)$$

где нуклидные k_i также варьируются, вариации ρ_i зависят от координат, а граничные КР соответствуют их значениям для возмущенной системы $\tilde{K}^{(j)}$. Так может строиться МКВ для теории более высоких порядков.

В частности, из (35) и для теории первого порядка может быть получено выражение для оценки $k_{эф}$, когда возмущения не компенсированы:

$$\begin{aligned} & \sum_j \int_{V_j} \delta K dV + \sum_j \int_{S_j} [K_{int} - K_{ext}] (n dr_j) dS + \\ & + J_F \delta \left(\frac{1}{k_{эф}} \right) = 0, \end{aligned} \quad (41)$$

где $J_F \equiv$ ЦНД, как определено в разд. 1 и 2.

При определении степени не критичности реактора не с помощью традиционного $k_{эф}$, а с помощью собственного числа s — показателя экспоненциального во времени поведения нейтронного потока [2, 5, 19] (который в общем случае вводится при преобразовании по Лапласу нестационарного уравнения переноса [20]) инвариант (32) принимает форму [4, 5]

$$\int_{V_p} dV \int dE \int d\Omega [\hat{\varphi}^+ (\Sigma + \vec{\nabla} \hat{\Sigma}) - \frac{s}{v} \hat{\varphi}] \equiv 0, \quad (42)$$

где $\hat{\varphi}$ (и $\hat{\varphi}^+$) — трансформанты Лапласа функций от времени $\varphi(r, E, \Omega, t)$.

Однако все проблемы, связанные с этими расширениями МКВ, не могут быть рассмотрены в одной статье.

Список литературы

1. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. — М.: Госатомиздат, 1961.
2. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов / Пер. с англ.; Под ред. В.Н. Артамкина. — М.: Атомиздат, 1974.
3. Усачев Л.Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений. — В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. — М.: Изд-во АН СССР, 1955, с. 251.
4. Стумбур Э.А. Интегралы реактивности и их применение для решения некоторых задач физики реакторов: Препринт ФЭИ-142. — Обнинск, 1968.
5. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1976.
6. Кузнецов В.А. Ядерные реакторы космических энергетических установок. — М.: Атомиздат, 1977.

7. Петров Ю.В., Сахновский Э.Г. Влияние малого изменения формы реактора на его критичность. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 2, с. 127.

8. Орлов В.В., Стумбур Э.А. Физическая интерпретация теоремы об интеграле реактивности. — Атомная энергия, 1970, т. 28, вып. 4, с. 353.

9. Шварц Л. Математические методы для физических наук/Пер. с фр. Ф.В. Широкова. — М.: Мир, 1965.

10. Стюарт Х.Б., Сторм М.Л. Систематизация коэффициентов реактивности — В кн.: Физика промежуточных реакторов/Пер. с англ.; Под ред. И.А. Стенбока. — М.: Госатомиздат, 1961, с. 123.

11. Могильнер А.И. Об интегральном соотношении для статистических весов элементов реактора. — Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 2, с. 127.

12. Марчук Г.И., Кочергин В.П., Невиница А.И., Узнадзе О.П. Критические параметры гомогенных размножающих систем. — М.: Атомиздат, 1973.

13. Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. — М.: ГОНТИ, 1938.

14. Стумбур Э.А. Теорема об интеграле реактивности. — Атомная энергия, 1967, т. 23, вып. 3, с. 255.

15. Stumbur E.A. Reactivity Integral Theorem for a Critical Reactor. — ANL-Trans-645, 1968.

16. Хансен Дж. Свойства простых критических сборок на быстрых нейтронах. — В кн.: Тр. Второй междунауч. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избр. докл. иностр. ученых. — М., 1959, с. 145.

17. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики. т.1. — М. — Л.: ГИИТ, 1933.

18. Стумбур Э.А., Сазонов С.П. Определение критических параметров гомогенных реакторов методом компенсированных возмущений. — Атомная энергия, 1969, т. 27, вып. 1, с. 55.

19. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов/Под ред. В.В. Орлова и Э.А. Стумбура. — М.: Атомиздат, 1972.

20. Девисон Б. Теория переноса нейтронов/Пер. с англ.; Под ред. Г.И. Марчука. — М.: Атомиздат, 1960.

Статья поступила в редакцию
31 июля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 3 — 9.

УДК 621.039.51

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ГРУППОВОЕ ОПИСАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ ПРИ ЛИНЕЙНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

М.Ф. Воротынцев, А.С. Серегин

Рассматривается проблема группового описания билинейных функционалов при использовании линейно усредненных констант. Дается корректное решение задачи группового описания коэффициентов реактивности в рамках линейной формулировки групповых констант. Выявляется неполнота традиционного набора групповых констант для предсказания билинейных функционалов.

CONSISTENT GROUP DESCRIPTION OF THE REACTIVITY WORTH BY USING LINEAR-WEIGHTING WORTH CROSS-SECTIONS. M.F. VOROTYNTSEV, A.S. SERIOGIN. A bilinear functionals group description problem with the use of linear-weighting cross-sections is considered. The consistent solution of the reactivity worth group description problem within the frames of the linear group constants formulation is given. Incompleteness of the traditional group constant set for the bilinear functionals prediction is revealed.

Введение

Метод групп является основным методом описания энергетической зависимости нейтронных распределений в реакторе. С формальной точки зрения классический метод групп состоит в дискретизации непрерывной энергетической зависимости потока нейтронов, при которой сечения взаимодействия, а также вероятности изменения энергии при замедлении заменяются в каждой композиции их усредненными (на групповых интервалах энергии) с весом потока нейтронов значениями. Подготовка групповых констант, предваряющая расчет реактора, подчинена цели априорного приближения групповых констант к указанным средним значениям. Положим, что имеется принципиальная возможность, используя некоторую систему подготовки групповых констант, получать последние с любой степенью точности независимо от числа групп. Тогда ха-

рактеристики реактора, являющиеся линейными или дробно-линейными функционалами потока нейтронов ($K_{эф}$, КВ, тепловыделение, отношения скоростей реакций и др.), могут быть найдены групповым методом также с любой степенью точности.

Кроме подобных характеристик широкое применение в различных областях физики ядерных реакторов нашли величины, являющиеся билинейными функционалами потока нейтронов и различных функций ценности. При этом как поток нейтронов, так и функции ценности относятся к одному и тому же состоянию реактора, например к критическому. Такими величинами являются любые функционалы, порождаемые теорией возмущений первого порядка. В частности, в круг таких функционалов входят коэффициенты реактивности (КР) (КР представляют собой коэффициенты чувствительности $K_{эф}$ к различного рода возмущениям) [1], коэффициенты чувствительности

обобщенной теории возмущений [2, 3] и др. Заметим, что эти величины в детальном описании процессов определяются невозмущенными потоками нейтронов и их ценностью.

Использование групповых констант, строго являющихся средними сечениями взаимодействия в данной невозмущенной композиции, принципиально не позволяет найти в групповом представлении строгие значения указанных выше билинейных функционалов. Иными словами, традиционный групповой метод, будучи эквивалентным детальному с точки зрения предсказания линейных и дробно-линейных функционалов, не является таковым по отношению к билинейным функционалам.

Этот факт был обнаружен при расчетах среднего времени жизни мгновенных нейтронов и КР [4] и в дальнейшем получил интерпретацию "несохранения билинейных функционалов при усреднении сечений с весом потока нейтронов" [5, 6]. Численному исследованию этого положения посвящено значительное количество работ, ссылки на которые можно найти в обзоре [7].

Решение проблемы несохранения билинейных функционалов многие авторы [6 — 8] видят в отказе от линейной формулировки группового метода и переходе к билинейной формулировке. В этих и других работах [9 — 11] "несохранение билинейных функционалов" признается объективным свойством традиционного группового метода, обусловленным несохранением групповой ценности. К настоящему времени не разработаны системы подготовки билинейно усредненных групповых констант прежде всего из-за отсутствия основных принципов их последовательного формирования. Сложность формулировки последних связана с плохо изученным поведением функций ценности, определенных по отношению к различным функционалам в детальном описании процессов.

Помимо билинейной формулировки в литературе рассматривается возможность использования традиционной линейной формулировки группового метода для расчета билинейных функционалов. В обзорной работе [7] сделан вывод о необходимости учета изменений групповых макроконстант во всем реакторе при расчете реактивности, обусловленной локальным возмущением. В данной работе такие изменения будут называться спектральными возмущениями в групповых константах. Для обеспечения достаточно точных расчетов реактивности групповым методом в [7] рекомендуется находить спектральные возмущения в групповых константах путем прямой оценки спектра возмущенного состояния "ультрамультигрупповым методом" ($\sim 10^5$ групп). Можно выразить серьезные сомнения в возможности коррективной оценки возмущенного детального пространственно-энергетического распределения при не больших локальных возмущениях.

В работе [12] рассматривается задача расчета коэффициента реактивности в бесконечной среде при однородном возмущении плотности нуклида. Основное

внимание в ней уделяется согласованию расчетов реактивности по теории возмущений и опосредствованным методам (путем расчета $K_{эф}$ в возмущенном и невозмущенном состояниях) в рамках системы подготовки констант АРАМАКО—БНАБ [13]. При этом дается оценка спектрального возмущения, обусловленного изменением самоэкранирования, в приближении постоянства плотности соударений.

Однако проблема корректного группового описания билинейных функционалов (в рамках линейной формулировки групповых констант) оказывается довольно сложной и не может быть решена в рамках простых приближений и отдельных эффектов. Поэтому прежде всего необходимо цельное теоретическое разрешение этой проблемы, обеспечивающее эквивалентность детального и группового представлений билинейных функционалов в дополнение к соответствующей эквивалентности линейных и дробно-линейных функционалов. В данной работе дается решение этой задачи для коэффициента реактивности, связанного с возмущением концентрации выделенного нуклида в окрестности некоторой точки однородного реактора. При этом показана ошибочность утверждения о несохранении билинейных функционалов при линейной формулировке групповых констант и анализируется причина несохранения при традиционном групповом расчете.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Во введении подчеркивалось, что проблема эквивалентности детального и группового описаний билинейных функционалов возникает при знании точных групповых констант. Поэтому необходимо выбрать такую модель реактора, в рамках которой можно достаточно просто (по крайней мере в невозмущенном состоянии реактора) перейти от детального к групповому описанию процессов. Известно, что в основе большинства систем подготовки групповых макроконстант лежит предположение о разделении пространственной и энергетической зависимостей в распределении нейтронов. Это предположение строго выполняется для асимптотического решения в однородном реакторе без отражателя [14]. По указанным причинам задача о корректном групповом описании коэффициента реактивности нуклида в точке будет рассматриваться в однородном реакторе. Нейтронные распределения будут описываться диффузионным приближением кинетического уравнения [14].

Выражение для коэффициента реактивности $k_i(\vec{r}_0)$ нуклида i в точке \vec{r}_0 , приведенное в работе [1], может быть записано (с учетом принятых выше ограничений) следующим образом:

$$k_i(\vec{r}_0) = \frac{[\nabla R(\vec{r}_0)]^2}{\int R^2(\vec{r}) dV} (\varphi^+(u), 3\sigma_{tr,i}(u) D^2(u) \varphi(u)) + (1)$$

$$+ \frac{R^2(\vec{r}_0)}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} \{ -(\varphi^+(u), \hat{M}_i^{(0)} \varphi(u)) + (\varphi(u), \nu \sigma_{f,i}(u)) \}. \quad (1)$$

Поясним смысл величин, входящих в формулу (1). Энергетические распределения потока нейтронов $\varphi(u)$ и функции ценности $\varphi^+(u)$ в критическом реакторе удовлетворяют уравнениям:

$$B^2 D(u) \varphi(u) + \hat{M} \varphi(u) = \hat{F} \varphi(u); \quad (2)$$

$$B^2 D(u) \varphi^+(u) + \hat{M}^+ \varphi^+(u) = \hat{F}^+ \varphi^+(u), \quad (3)$$

в которых B^2 — геометрический параметр [14], $D(u)$ — коэффициент диффузии, $D(u) = 1/3 \Sigma_{tr}(u)$; \hat{M}^+ — оператор замедления композиции, $\hat{M} \cdot = \Sigma_f(u) \cdot - \int du' \Sigma_s(u' \rightarrow u)$; \hat{F} — оператор генерации нейтронов деления, $\hat{F} = \chi(u) \int du' \nu \Sigma_f(u')$; \hat{M} и \hat{F}^+ — операторы, сопряженные операторам \hat{M} и \hat{F} соответственно.

Пространственная зависимость потока нейтронов и функции ценности $R(\vec{r})$ является решением задачи

$$\nabla^2 R(\vec{r}) + B^2 R(\vec{r}) = 0; \quad R(\vec{r})|_{r \in \Gamma} = 0, \quad (4)$$

где Γ — внешняя экстраполированная граница реактора, принимаемая одинаковой для всех энергий. Транспортное сечение $\sigma_{tr,i}(u)$, оператор замедления $\hat{M}_i^{(0)} \cdot = \sigma_{t,i}(u) \cdot - \int du' \sigma_{s,i}(u' \rightarrow u) \cdot$ и сечение генерации нейтронов деления $\nu \sigma_{f,i}(u)$ характеризуют ядерно-физические свойства нуклида i . При получении формулы (1) были использованы следующие нормировочные соотношения для спектров $\varphi(u)$ и $\varphi^+(u)$:

$$\int \nu \Sigma_f(u) \varphi(u) du = 1; \quad \int \chi(u) \varphi^+(u) du = 1. \quad (5)$$

Переход к групповому представлению потока нейтронов в однородном реакторе соответствует дискретизации уравнения (2) путем замены не зависящих от композиции сечений процессов в этом уравнении их усредненными с весом $\varphi(u)$ на групповых интервалах Δu_j значениями σ_x^j [13, 14]:

$$\sigma_x^j = \frac{\int_{\Delta u_j} du \sigma_x^*(u) \varphi(u)}{\int_{\Delta u_j} du \varphi(u)}, \quad (6)$$

где сечение процесса типа x

$$\sigma_x^*(u) = \sigma_x(u) K_x^{lj}(u),$$

$K_x^{lj}(u)$ — функция, равная вероятности замедления нейтрону при рассеянии из летаргии $u \in \Delta u_j$ в групповой интервал Δu_l для групповых констант замедления; $K_x^{lj}(u) = 1$ для групповых констант остальных реакций. В результате уравнение для вектора групповых потоков $\vec{\varphi}$, нормированного условием $(\nu \Sigma_f, \vec{\varphi}) = 1$, может быть записано в виде

$$\hat{A}(\varphi) \vec{\varphi} = \vec{\chi}, \quad (7)$$

где символ $\hat{A}(\varphi)$ означает, что групповые константы, определяющие элементы матричного оператора $\hat{A}(\varphi)$,

найлены усреднением с весом спектра $\varphi(u)$; $\hat{A}(\varphi) = B^2 \hat{D}(\varphi) + \hat{P}(\varphi)$, $\hat{D}(\varphi)$ и $\hat{P}(\varphi)$ — групповые представления операторов $D(u)$ и \hat{M} ; $\nu \Sigma_f(\varphi)$ и $\vec{\chi}$ — векторы групповых макроконстант деления соответственно.

Уравнением для вектора $\vec{\varphi}^+$, составленного из групповых ценностей φ_j^+ , является уравнение, сопряженное (7):

$$\hat{A}^+(\varphi) \vec{\varphi}^+ = \nu \Sigma_f(\varphi). \quad (8)$$

Традиционное групповое представление функционала $k_i(\vec{r}_0)$ обычно записывают в виде [1, 6, 9]

$$k_i^{\text{TP}}(\vec{r}_0) = \frac{[\nabla R(\vec{r}_0)]^2}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\varphi}^+, 3 \widehat{\sigma_{tr,i} D^2}(\varphi) \vec{\varphi}) + \frac{R^2(\vec{r}_0)}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} [-(\vec{\varphi}^+, \hat{P}_i^{(0)}(\varphi) \vec{\varphi}) + (\vec{\varphi}, \nu \sigma_{f,i}(\varphi))], \quad (9)$$

где $\widehat{\sigma_{tr,i} D^2}(\varphi)$, $\hat{P}_i^{(0)}(\varphi)$, $\nu \sigma_{f,i}(\varphi)$ — групповые представления $\sigma_{tr,i}(u) D^2(u)$, $\hat{M}_i^{(0)}$ и $\nu \sigma_{f,i}(u)$ соответственно. Матрица $\widehat{\sigma_{tr,i} D^2}$ диагональна, ее ненулевые элементы $(\sigma_{tr,i} D^2)_{jj} = (\sigma_{tr,i} D^2)^j$ — групповые значения произведения $\sigma_{tr,i}(u) D^2(u)$, определенные формулой (6). Матрица $\hat{P}_i^{(0)}$ — нижнетреугольная с элементами $(P_i^{(0)})_{ik} = \sigma^{k \rightarrow j}$ для $k < j$ и $(\hat{P}_i^{(0)})_{jj} = \sigma_{a,i}^j + \sigma_{ув,зам,i}^j$ для $k = j$. Элементами вектора $\nu \sigma_{f,i}$ являются групповые сечения генерации нейтронов деления $\nu \sigma_{f,i}^j$.

Расчеты коэффициентов реактивности по формулам (1) и (9) приведут к разным значениям, что и формулируется как несохранение билинейных функционалов при линейной свертке сечений в групповые константы. Однако можно показать, что использование линейной формулировки групповых констант само по себе не должно приводить к несохранению коэффициентов реактивности. Кратко рассмотрим это положение. Формула (1) соответствует следующему определению $k_i(\vec{r}_0)$:

$$k_i(\vec{r}_0) = \lim_{\substack{\Delta V \rightarrow 0 \\ \delta \rho_i \rightarrow 0}} \left(\frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} \right), \quad (10)$$

где $\Delta K_{эф} = K_{эф} - 1$; $\Delta K_{эф}$ — изменение $K_{эф}$, соответствующее изменению концентрации нуклида i на величину $\delta \rho_i$ в области $\Delta V(\vec{r}_0)$ однородного критического реактора. Этот способ возмущения переводит исходный однородный реактор в неоднородный. Следовательно, предельный переход (10) в групповом описании должен осуществляться в неоднородном реакторе. Предположим, существует принципиальная возможность получения групповых констант, которые удовлетворяют следующим требованиям:

1) групповые потоки, полученные на основе этой

совокупности констант, сохраняют скорости реакций в области возмущения $\Delta V(\vec{r}_0)$ и вне ее;

2) групповое описание обеспечивает сохранение утечки нейтронов из реактора;

3) требования 1 и 2 могут быть выполнены на любом этапе возмущения, определяемом величиной параметра возмущения $p = \Delta V \delta \rho_i$.

Не рассматривая здесь конкретный способ введения групповых констант, заметим, что эти требования удовлетворяют в целом линейной концепции групповых констант.

Запишем задачу для возмущенного потока нейтронов в групповом представлении:

$$-\nabla \hat{D}'(\varphi_p) \nabla \vec{\Phi}'(\vec{r}) + \hat{P}'(\varphi_p) \vec{\Phi}'(\vec{r}) = \frac{1}{K_{эф}(p)} \hat{Q}'(\varphi_p) \vec{\Phi}'(\vec{r}),$$

$$\vec{\Phi}'(\vec{r})|_{r \in \Gamma} = 0. \quad (11)$$

Кроме того, решение задачи (11) должно удовлетворять условиям сшивки групповых потоков и токов [14] на границе раздела зон, внутри которых групповые константы не зависят от координат. В (11) $\hat{D}'(\varphi_p)$, $\hat{P}'(\varphi_p)$ и $\hat{Q}'(\varphi_p)$ — матричные операторы диффузии, замедления и генерации нейтронов деления, элементы которых суть групповые константы возмущенного состояния, определенные усреднением сечений с весом возмущенного детального спектра φ_p . С учетом требований 1 — 3 $K_{эф}(p)$ задачи (11) строго совпадает с коэффициентом размножения возмущенной задачи в детальном описании процессов. Последнее обусловлено тем, что $1/K_{эф}(p)$, являясь простым собственным числом задачи (11), может быть представлен в виде следующего дробно-линейного функционала потока нейтронов:

$$\frac{1}{K_{эф}(p)} = \frac{\sum_{l=1}^N \int_V dV (\Sigma_l'(\varphi_p) \Phi_l(\vec{r}) - \int_{\Gamma} d\Gamma (D_l'(\varphi_p))' (\vec{n} \nabla \Phi_l(\vec{r}))}{\sum_{j=1}^N \int_V dV \chi_j(\vec{r}) \sum_{l=1}^N (\nu \Sigma_l'(\varphi_p))' \Phi_l(\vec{r})} \quad (12)$$

В формуле (12) $j = 1, 2, \dots, N$ — индекс номера группы; \vec{n} — нормаль к внешней границе Γ (остальные обозначения даны ранее). Формула (12) следует из (11) и отражает полный баланс нейтронов в квазикритическом реакторе. Так как составные части баланса нейтронов в формуле (12) равны в соответствии с требованиями 1 — 3 соответствующим составляющим баланса нейтронов в детальном описании процессов, то и значения $K_{эф}(p)$ совпадают.

Наряду с представлением (12) явный вид $K_{эф}(p)$ задачи (11) может быть найден с привлечением групповой функции ценности критического реактора, удовлетворяющей задаче

$$-\nabla \hat{D}(\varphi) \nabla \Phi^+ + \hat{P}^+(\varphi) \Phi^+ = \hat{Q}^+(\varphi) \Phi^+, \quad (13)$$

$$\vec{\Phi}^+(\vec{r})|_{r \in \Gamma} = 0. \quad (13)$$

Групповые константы, определяющие матрицы $\hat{D}(\varphi)$, $\hat{P}^+(\varphi)$ и $\hat{Q}^+(\varphi)$, получены усреднением с весом невозмущенного детального спектра нейтронов $\varphi(u)$. Из задач (11), (13) следует групповое представление для $K_{эф}(p)$ в виде дробно-билинейного функционала (выраженное изменением $\Delta K_{эф}(p)/K_{эф}(p)$):

$$\frac{\Delta K_{эф}(p)}{K_{эф}(p)} = \frac{\int_V dV \{ -(\nabla \vec{\Phi}^+, \Delta \hat{D} \nabla \vec{\Phi}') - (\vec{\Phi}^+, [\Delta \hat{P} - \Delta \hat{Q}] \vec{\Phi}') \}}{\int_V dV (\vec{\Phi}^+, \hat{Q}' \vec{\Phi}')}, \quad (14)$$

где

$$\Delta \hat{D} = \hat{D}'(\varphi_p) - \hat{D}(\varphi); \quad \Delta \hat{P} = \hat{P}'(\varphi_p) - \hat{P}(\varphi);$$

$$\Delta \hat{Q} = \hat{Q}'(\varphi_p) - \hat{Q}(\varphi).$$

В результате величины $\Delta K_{эф}(p)/K_{эф}(p)$, найденные из (14), совпадают с соответствующими значениями в детальном описании. Иначе говоря, любой член последовательности (10) может быть корректно найден в групповом описании. Следовательно, величина $k_i(\vec{r}_0)$, являющаяся пределом этой последовательности, также может быть строго получена в групповом представлении.

2. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ГРУППОВОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РЕАКТИВНОСТИ $k_i(\vec{r}_0)$

Проведенное доказательство по существу опиралось на возможность введения групповых констант, отвечающих требованиям 1 — 3. Этим требованиям строго удовлетворяют групповые константы, определяемые в каждой точке реактора. Однако с точки зрения рассматриваемой здесь задачи они могут быть ослаблены. Из определения (10) для $k_i(\vec{r}_0)$ и представления (12) для $K_{эф}$ следует, что достаточно потребовать, чтобы групповые константы возмущенного состояния описывали главную часть изменения скоростей процессов (включая утечку нейтронов из реактора), пропорциональную параметру возмущения p . Ниже будет использован переход к групповому описанию, при котором сечения реакций и замедления усредняются с весом детальных спектров потока, определенных в области возмущения $\Delta V(\vec{r}_0)$ и вне ее, а коэффициенты диффузии усредняются с весом интегральных спектров градиентов потока нейтронов, определенных на границах указанных областей. Такой способ свертки в групповые константы часто используется в практике расчетов реакторов (например, при получении малогрупповых констант), хотя нельзя утверждать, что он приводит к сохранению $K_{эф}$ и скоростей реакций по зонам усреднения. Однако к настоящему времени получено строгое доказательство того, что использование концепции интегральных спектров

сохраняет в рассматриваемой здесь задаче главную часть изменения $K_{эф}^*$.

Введем в рассмотрение интегральные спектры возмущенного состояния:

$$\varphi_\alpha(u) = \int_{V_\alpha} \varphi_p(\vec{r}, u) dV; J_\alpha(u) = \int_{\Gamma_\alpha} d\Gamma \nabla \varphi_p(\vec{r}, u), \alpha = 1, 2, (15)$$

где $\alpha = 1$ — индекс области внесения возмущения $\Delta V(\vec{r}_0)$; $\alpha = 2$ — индекс области $V - \Delta V(\vec{r}_0)$; $\varphi_p(\vec{r}, u)$ — возмущенное пространственно-энергетическое распределение нейтронов. Последнее является решением задачи

$$-\nabla D' \nabla \varphi_p(\vec{r}, u) + \hat{M}' \varphi_p(\vec{r}, u) = \frac{1}{K_{эф}(p)} \hat{F}' \varphi_p(\vec{r}, u); (16)$$

$$\varphi_p(\vec{r}, u)|_{r \in \Gamma} = 0.$$

Решение $\varphi_p(\vec{r}, u)$ удовлетворяет условию непрерывности нормальной компоненты тока $D' \nabla \varphi_p(\vec{r}, u) \cdot \vec{n}$ на поверхности раздела областей Γ_1 . В уравнении (16) $D' = D(u) + \delta D(u)$ в области V_1 и $D' = D(u)$ в области V_2 ; $\delta D(u) = -(3\delta\rho_i \sigma_{tr,i} D^2(u))/(1 + 3\delta\rho_i \sigma_{tr,i} D(u))$; $\hat{M}' = \hat{M} + \delta\hat{M}$, $\hat{F}' = \hat{F} + \delta\hat{F}$ в области V_1 и $\hat{M}' = \hat{M}$, $\hat{F}' = \hat{F}$ в области V_2 ; $\delta\hat{M} = \delta\rho_i \hat{M}_i^{(\sigma)}$, $\delta\hat{F} = \delta\rho_i \chi'(u) \int du' \nu \sigma_{fi}(u')$.

Положим, что групповые константы возмущенного состояния, определяющие матричные операторы $\hat{D}'(\varphi_p)$, $\hat{P}'(\varphi_p)$ и $\hat{Q}'(\varphi_p)$ в уравнении (11), получены усреднением соответствующих сечений в каждом из областей V_1 и V_2 с весами интегральных спектров $\varphi_\alpha(u)$ и $J_\alpha(u)$. Усреднение проводится по формуле (6) с заменой невозмущенного спектра $\varphi(u)$ соответствующими интегральными спектрами. Рассмотрим возмущения матричных операторов на примере оператора замедления \hat{P} . В области V_1 возмущение $\Delta\hat{P}_1$ может быть представлено в виде

$$\Delta\hat{P}_1 = \hat{P}'(\varphi_1) - \hat{P}(\varphi) = \delta\rho_i \hat{P}'^{(\sigma)}(\varphi_1) + [\hat{P}'(\varphi_1) - \hat{P}(\varphi)] \equiv \delta\rho_i \hat{P}'^{(\sigma)}(\varphi_1) + \Delta\hat{P}(\varphi_1). (17)$$

В формуле (17) $\hat{P}'^{(\sigma)}(\varphi_1)$ — групповое представление оператора замедления $\hat{M}_i^{(\sigma)}$; $\Delta\hat{P}(\varphi_1)$ — возмущение групповых констант нуклидов исходной композиции, связанное с различием спектров усреднения $\varphi_1(u)$ и $\varphi(u)$. В области V_2 возмущение $\Delta\hat{P}_2$ обусловлено лишь различием спектров, так как концентрации нуклидов в ней не меняются:

$$\Delta\hat{P}_2 = \hat{P}(\varphi_2) - \hat{P}(\varphi) \equiv \Delta\hat{P}(\varphi_2). (18)$$

Возмущения операторов диффузии и генерации нейтронов деления в групповом описании представляются выражениями, аналогичными (17), (18). Используя представления вида (17), (18) для всех операторов за-

* Доказательство проведено в P_1 -приближении с использованием групповых констант, определенных в каждой точке возмущенного реактора; оно принадлежит А.А. Ринейскому и одному из авторов данной работы.

дачи (11) и применяя к задачам (11), (13) процедуру перекрестного умножения [1] получим выражение для $\Delta K_{эф}(p)/K_{эф}(p)$:

$$\frac{\Delta K_{эф}(p)}{K_{эф}(p)} = \frac{1}{J_F} \{ \delta\rho_i \int_{\Delta V} dV [(\nabla\vec{\Phi}^+, \hat{\sigma}_{tr,i}^*(\varphi_1) \nabla\vec{\Phi}') + (\vec{\Phi}^+, [\hat{Q}_i^+(\varphi_1) - \hat{P}_i^{(\sigma)}(\varphi_1) \vec{\Phi}'])] + \int_{\Delta V} dV [-\nabla\vec{\Phi}^+, \Delta\hat{D}(J_1) \nabla\vec{\Phi}'] + \vec{\Phi}^+, [\Delta\hat{Q}(\varphi_1) - \Delta\hat{P}(\varphi_1)] \vec{\Phi}' \} + \int_{V_2} dV [-\nabla\vec{\Phi}^+, \Delta\hat{D}(J_2) \nabla\vec{\Phi}'] + \vec{\Phi}^+, [\Delta\hat{Q}(\varphi_2) - \Delta\hat{P}(\varphi_2)] \vec{\Phi}' \}, (19)$$

где $J_F = \int_{\Delta V} dV (\vec{\Phi}^+, \hat{Q}' \vec{\Phi}')$; $\hat{\sigma}_{tr,i}^*(\varphi_1)$ — групповое представление величины $(-\delta D(u)/\delta\rho_i)$. В формуле (19) опущены аргументы вектор-функций $\vec{\Phi}^+(\vec{r})$ и $\vec{\Phi}'(\vec{r})$.

Если в формуле (19) пренебречь двумя последними слагаемыми и провести следующие замены: $\vec{\Phi}'(\vec{r}) \rightarrow \vec{\Phi}(\vec{r}) = \vec{\Phi}R(\vec{r})$; $\hat{Q}' \rightarrow \hat{Q}(\varphi)$; $(\hat{\sigma}_{tr,i}^*(\varphi_1), \hat{P}_i^{(\sigma)}(\varphi_1), \hat{Q}_i^{(\sigma)}(\varphi_1)) \rightarrow (\hat{\sigma}_{tr,i}^* D^2(\varphi), \hat{P}_i^{(\sigma)}(\varphi), \hat{Q}_i^{(\sigma)}(\varphi))$, то она переходит в традиционно используемую в групповом представлении формулу теории возмущений первого порядка для $\Delta K_{эф}/K_{эф}$. Использование такого "обрезанного" выражения для $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ в определении (10), в свою очередь, приводит к традиционной формуле (9) для коэффициента реактивности нуклида $k_i^{TR}(\vec{r}_0)$ в групповом описании. Описанная выше процедура фактически означает предположение, что два последних слагаемых в формуле (19) имеют порядок малости не ниже $\Delta V(\delta\rho_i)^2$. Покажем, что такое предположение ошибочно.

3. ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

Два последних слагаемых формулы (19), появление которых обусловлено отличием возмущенных интегральных спектров $\varphi_1(u)$, $J_1(u)$, $\varphi_2(u)$, $J_2(u)$ от невозмущенных $J(u)$, $\varphi(u)$, будут называться членами спектрального возмущения. Элементы определяющих их матриц $\Delta\hat{D}(J_\alpha)$, $\Delta\hat{P}(\varphi_\alpha)$ и $\Delta\hat{Q}(\varphi_\alpha)$ представляют собой разности групповых макроконстант (нуклидов исходной композиции) вида

$$\Delta\Sigma_{x,\alpha}^j(p) = \frac{\int du \varphi_\alpha(u, p) \Sigma_x^*(u)}{\int_{\Delta u_j} du \varphi_\alpha(u, p)} - \frac{\int du \varphi(u) \Sigma_x^*(u)}{\int_{\Delta u_j} du \varphi(u)} \equiv \Sigma_{x,\alpha}^j(p) - \Sigma_x^j, (20)$$

где в аргумент интегральных спектров $\varphi_\alpha(u, p)$ введена (для ясности дальнейшего изложения) явная зависимость от параметра возмущения p , смысл Σ_x^* был пояснен при записи формулы (6). Элементы матриц

$\Delta \hat{D}(J_\alpha)$ также определяются формулой (20) с заменой $\Sigma_x^*(u)$ на $D(u)$ и спектров φ_α на J_α . Запишем первую вариацию $\delta \Sigma_{x,\alpha}^j(p)$ полного изменения группового сечения $\Delta \Sigma_{x,\alpha}^j(p)$:

$$\delta \Sigma_{x,\alpha}^j(p) = \left. \frac{d \Sigma_{x,\alpha}^j(p)}{dp} \right|_{p=0} \cdot p, \quad (21)$$

где величины $\left. \frac{d \Sigma_{x,\alpha}^j(p)}{dp} \right|_{p=0}$ имеют физический смысл чувствительностей соответствующих групповых констант $\Sigma_{x,\alpha}^j(p)$ к малому возмущению $P = \Delta V(\vec{r}_0) \delta \rho_i$. Непосредственно дифференцируя $\Sigma_{x,\alpha}^j(p)$ (формула (20)) по параметру p , получаем

$$\begin{aligned} \left. \frac{d \Sigma_{x,\alpha}^j(p)}{dp} \right|_{p=0} &= \frac{\int_{\Delta u_j} du \Sigma_x^*(u) \frac{d \varphi_\alpha(u,p)}{dp} \Big|_{p=0}}{\int_{\Delta u_j} du \varphi(u)} - \\ &- \Sigma_x^j \frac{\int_{\Delta u_j} du \frac{d \varphi_\alpha(u,p)}{dp}}{\int_{\Delta u_j} du \varphi(u)}, \quad (22) \end{aligned}$$

где $\left. \frac{d \varphi_\alpha(u,p)}{dp} \right|_{p=0}$ — энергетические зависимости чувствительностей интегральных спектров $\varphi_\alpha(u)$ к возмущению p . В результате ответ на вопрос, являются ли члены спектрального возмущения в формуле (19) величинами первого или более высокого порядка малости относительно p , равносильно разрешению альтернативы: конечны или бесконечно малы величины $\left. \frac{d \Sigma_{x,\alpha}^j(p)}{dp} \right|_{p=0}$ в формуле (22). Решение последней задачи требует нахождения уравнений, которым удовлетворяют интегральные спектры, и последующего анализа их.

Интегральные спектры должны удовлетворять уравнениям, получающимся из задачи (16) путем интегрирования уравнения для $\varphi_p(\vec{r}, u)$ по областям V_1 и V_2 . Известно, что получающаяся при этом система уравнений оказывается незамкнутой. Однако для наших целей достаточно получить приближенные уравнения, но корректно описывающие первую вариацию интегральных спектров в условиях малого возмущения. Решение такой задачи получено авторами данной работы. Соответствующие уравнения имеют вид:

$$B^2(D(u) + \delta D(u)) \varphi_1(u,p) + (\hat{M} + \delta \hat{M}) \varphi_1(u,p) = \chi(u); \quad (23)$$

$$B^2 D(u) \varphi_2(u,p) + \hat{M} \varphi_2(u,p) = \chi(u) + W(\vec{r}_0) B^2 \Delta V(D(u) + \delta D(u)) (\varphi(u) + \left. \frac{d \varphi_1(u,p)}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} \cdot p);$$

$$W(\vec{r}_0) = \frac{R^2(\vec{r}_0)}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} - \frac{(\nabla R(\vec{r}_0))^2}{B^2 \int_V R^2(\vec{r}) dV}; \quad (24)$$

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\int_V R(\vec{r}) dV} J_2(u,p) + \hat{M} \varphi_2(u,p) + \\ &+ (\hat{M} + \delta \hat{M}) \varphi_1(u,p) \Delta V W(\vec{r}_0) = \chi(u); \quad (25) \end{aligned}$$

$$\delta J_1(u,p) = C \cdot \delta \varphi_1(u,p), \quad C = \text{const}. \quad (26)$$

Уравнения (23) — (26) позволяют найти, в свою очередь, уравнения для соответствующих чувствительностей интегральных спектров:

$$\begin{aligned} (B^2 D(u) + \hat{M}) \left. \frac{d \varphi_1}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} &= \\ = -[-3\sigma_{tr,i} D^2(u) B^2 + \hat{M}_i^{(\sigma)}] \varphi(u); \quad (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (B^2 D(u) + \hat{M}) \left. \frac{d \varphi_2}{dp} \right|_{p=0} &= \\ = W(\vec{r}_0) 3\sigma_{tr,i}(u) B^2 D^2(u) \varphi(u); \quad (28) \end{aligned}$$

$$(B^2 D(u) + \hat{M}) \left. \frac{d J_2}{dp} \right|_{p=0} = W(\vec{r}_0) B^2 \int_V R(\vec{r}) dV \hat{M}_i^{(\sigma)} \varphi(u); \quad (29)$$

$$\left. \frac{d J_1(u)}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} = C \cdot \left. \frac{d \varphi_1(u)}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0}. \quad (30)$$

Запишем уравнение (27) в развернутом виде:

$$\begin{aligned} (B^2 D(u) + \Sigma_i(u)) \left. \frac{d \varphi_1}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} - \\ - \int_{-\infty}^u du' \Sigma_s(u' \rightarrow u) \left. \frac{d \varphi_1(u')}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} = (3B^2 D^2(u) \sigma_{tr,i}(u) - \\ - \sigma_{t,i}(u)) \varphi(u) + \int_{-\infty}^u du' \sigma_{s,i}(u' \rightarrow u) \varphi(u'). \quad (31) \end{aligned}$$

Уравнение (31) по своей структуре строго совпадает с уравнением для спектра $\varphi(u)$. Отличие $\left. \frac{d \varphi_1}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0}$ от

$\varphi(u)$ определяется различным видом правых частей соответствующих уравнений (в случае уравнения для $\varphi(u)$ правой частью является спектр нейтронов деления $\chi(u)$). Очевидно, что $\left. \frac{d \varphi_1}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} \neq \varphi(u)$ (в случае равенства величины $\left. \frac{d \Sigma_{x,\alpha}^j(p)}{dp} \right|_{p=0}$ обращаются в нуль) и более

того, как детальная структура, так и глобальное поведение функции $\left. \frac{d \varphi_1}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0}$ сильно отличаются от детальной структуры и глобальной формы спектра $\varphi(u)$.

Действительно, если поведение $\varphi(u)$ в окрестности узкого резонанса $\sim 1/\Sigma_i(u)$, то исходя из уравнения (31)

можно показать, что в этом случае $\left. \frac{d \varphi_1}{d(\delta \rho_i)} \right|_{p=0} \sim \frac{\sigma_{t,i}(u)}{\Sigma_i^2(u)}$. Кроме того, спектр $\varphi(u)$ является

строго положительной функцией. В противоположность этому правая часть (31) может принимать отрицательные значения и, как следствие, допускает возможность отрицательных значений $\left. \frac{d\varphi_1}{d(\delta\rho_i)} \right|_{p=0}$ в некоторых интервалах энергии, что не соответствует физическому смыслу чувствительностей спектра. Проведенного краткого обсуждения достаточно для утверждения, что чувствительности групповых констант $\left. \frac{d\Sigma_{x,1}(p)}{dp} \right|_{p=0}$ не равны нулю. Это утверждение распространяется и на чувствительности других ($\alpha \neq 1$) групповых констант.

Таким образом, члены спектрального возмущения в формуле (19) содержат величины порядка малости p . Эти величины определяются чувствительностями групповых констант к возмущениям. Дальше последние будут называться групповыми константами спектрального возмущения. Причина появления таких констант кроется в определении традиционных групповых констант как средних сечений взаимодействия в конкретной композиции, что приводит в конечном счете к неявной нелинейной зависимости их от концентраций. Важно заметить, что пренебрежение указанной зависимостью приводит к некорректности традиционных формул теории возмущений первого порядка, так как в них утрачена часть членов первого порядка малости.

4. ФОРМУЛА ДЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА РЕАКТИВНОСТИ

С целью получения выражения для $k_i(\vec{r}_0)$ проведем ряд упрощений в формуле (19). Во-первых, заменим возмущенный групповой поток $\vec{\Phi}'$ на невозмущенный $\vec{\Phi} = \vec{\Phi}R(\vec{r})$ и $\nabla\vec{\Phi}$ на $\vec{\Phi}\nabla R$ и используем $\int dV(\nabla R(\vec{r}))^2 = \int_V B^2 dV R^2(\vec{r})$. Во-вторых, будем предполагать, что $\vec{\Phi}$ и $\vec{\Phi}^+$ нормированы условиями $(\vec{\Phi}^+, \vec{\chi}) = 1$; $(\vec{\Phi}, \nu\vec{\Sigma}_f(\varphi)) = 1$. В-третьих, строгие значения операторов спектрального возмущения $\Delta\hat{D}(J_a)$, $\Delta\hat{Q}(\varphi_a)$ и $\Delta\hat{P}(\varphi_a)$ заменим их первыми вариациями $\delta\hat{D}\left(\frac{dJ_a}{dp}\right)$, $\delta\hat{Q}\left(\frac{d\varphi_a}{dp}\right)$, $\delta\hat{P}\left(\frac{d\varphi_a}{dp}\right)$. Последние матрицы составлены из групповых констант спектрального возмущения вида (21). В результате приходим к формуле для $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ в приближении первого порядка:

$$\frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} = \delta\rho_i \left[\frac{\int_V R^2(\vec{r}) dV}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\Phi}^+, [-\hat{P}_i^{(o)}(\varphi) + \hat{Q}_i^{(o)}(\varphi)] \vec{\Phi}) + \frac{\int_V (\nabla R)^2(\vec{r}) dV}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\Phi}^+, 3B^2 \hat{D}_{tr,i} \vec{\Phi}) + \right.$$

$$\left. + \frac{\int_V R^2(\vec{r}) dV}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\Phi}^+, [-\delta\hat{P}\left(\frac{d\varphi_1}{d(\delta\rho_i)}\right)|_{p=0} + \delta\hat{Q}\left(\frac{d\varphi_1}{d(\delta\rho_i)}\right)|_{p=0}] \vec{\Phi}) - \frac{\int_V (\nabla R)^2(\vec{r}) dV}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\Phi}^+, \delta\hat{D}\left(\frac{dJ_1}{d(\delta\rho_i)}\right)|_{p=0} \vec{\Phi}) + \right.$$

$$\left. + \frac{\int_V R^2(\vec{r}) dV}{V_2} \int_V R^2(\vec{r}) dV (\vec{\Phi}^+, [-\delta\hat{P}\left(\frac{d\varphi_2}{dp}\right)|_{p=0} + \delta\hat{Q}\left(\frac{d\varphi_2}{dp}\right)|_{p=0}] \vec{\Phi}) - \frac{\int_V (\nabla R)^2(\vec{r}) dV}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\Phi}^+, \delta\hat{D}\left(\frac{dJ_2}{dp}\right)|_{p=0} \vec{\Phi}). \quad (32)$$

Подстановка полученного выражения для первой вариации $K_{эф}$ в определение (10) и последующее осуществление предельного перехода позволяют получить искомого формулу для коэффициента реактивности $k_i(\vec{r}_0)$. Вид получающейся при этом формулы ясен из (32), и так как она будет дальше преобразована, то здесь не приводится. Заметим лишь, что члены спектрального возмущения в обсуждаемой формуле (см. (32)) однозначно связаны с соответствующими областями реактора.

Введем формальные функции спектрального возмущения $\mu_1^i(u)$ и $\mu_2^i(u)$, представляющие комбинации чувствительностей интегральных спектров и удовлетворяющие уравнениям

$$(B^2 D(u) + \hat{M}) \mu_1^i(u) = -\hat{M}_i^{(o)} \varphi(u); \quad (33)$$

$$(B^2 D(u) + \hat{M}) \mu_2^i(u) = 3\sigma_{tr,i}(u) D^2(u) \varphi(u). \quad (34)$$

Подчеркнем, что функции $\mu_1^i(u)$ и $\mu_2^i(u)$ каждая порознь не ответственны за спектральное возмущение ни в области ΔV , ни в области V_2 , но позволяют провести перегруппировку членов спектрального возмущения и привести формулу для $k_i(\vec{r}_0)$ к окончательному, удобному для использования виду:

$$k_i(\vec{r}_0) = \frac{[\nabla R(\vec{r}_0)]^2}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} (\vec{\Phi}^+, 3\sigma_{tr,i} \widehat{D}^2 \varphi) + \frac{R^2(\vec{r}_0)}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} [-\langle \vec{\Phi}^+, \hat{P}_i^{(o)} \vec{\Phi} \rangle + \langle \vec{\Phi}, \nu \vec{\Sigma}_{f,i} \rangle] + \frac{R^2(\vec{r}_0)}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} [-\langle \vec{\Phi}^+, [B^2 \hat{D}(\mu_1, \varphi) + \hat{P}(\mu_1, \varphi)] \vec{\Phi} \rangle + \langle \vec{\Phi}, \nu \vec{\Sigma}_f(\mu_1, \varphi) \rangle] + \frac{[\nabla R(\vec{r}_0)]^2}{\int_V R^2(\vec{r}) dV} [-\langle \vec{\Phi}^+, [B^2 \hat{D}(\mu_2, \varphi) + \hat{P}(\mu_2, \varphi)] \vec{\Phi} \rangle + \langle \vec{\Phi}, \nu \vec{\Sigma}_f(\mu_2, \varphi) \rangle]. \quad (35)$$

Матрицы вида $\hat{P}(\mu_a, \varphi)$ (и аналогичные им) имеют ту же структуру, что матричные операторы групповых констант, но составлены из констант спектрального возмущения, определенных по формуле (22) с заменой в ней чувствительностей спектров соответствующими функциями спектрального возмущения.

Формула (35) для $k_i(\vec{r}_0)$ в групповом представлении эквивалентна формуле (1) для $k_i(\vec{r}_0)$ в детальном описании процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты. В работе показана незамкнутость традиционного группового подхода при расширении его на предсказание билинейных функционалов теории возмущений первого порядка. Незамкнутость проявляется в необходимости дополнения набора групповых констант, описывающих скорости реакций, константами спектрального возмущения (КСВ). КСВ являются чувствительностями традиционных групповых констант к возмущениям. Вклад КСВ в изменение функционала имеет тот же порядок малости, что и физическое возмущение. Пренебрежение КСВ приводит к проблеме несохранения билинейных функционалов.

Список литературы

1. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1976.
2. Усачев Л.Н. Теория возмущений для коэффициента воспроизводства и других отношений чисел различных процессов в реакторе. — Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 6, с.472.
3. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.
4. Kiefgaber E. Comment on the Calculation of Neutron Life-Time. — Nucl. Sci. Engng, 1969, vol. 38, N 2, p. 178.

5. Kiefgaber E. Evaluation of Integral Physics Experiments in Fast Zero Power Facilities. — Adv. Nucl. Sci. Technol., 1975, vol. 8, p. 47.

6. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. — М.: Атомиздат, 1979.

7. Greenspan E. Developments in Perturbation Theory. — Adv. Nucl. Sci. Technol., 1975, vol. 9, p. 182.

8. Pitterle T.A., Maynard C.W. Bilinear Averaging for Diffusion Theory Parameters. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1965, vol. 1, p. 205.

9. Wade D.C., Bucher R.G. Conservation of the Adjoint Neutron Spectrum by Use of Bilinear-Weighting Cross-Sections and its Effects on Fast Reactor Calculations. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 64, p. 517.

10. Николаев М.Н., Николаева Н.А. Особенности учета резонансной самоэкранировки сечений при расчете функции ценности и зависящих от нее функционалов. — В кн.: Тр. физико-энергетического института/Под ред. проф. В.А. Кузнецова. М.: Атомиздат, 1974.

11. Little W.W., Hardie R.W. Methods for Collapsing Fast Reactors Neutron Cross Sections. — Nucl. Sci. Engng, 1967, vol. 23, N 3, p. 402.

12. Рязанов Б.Г., Савоськин М.М. Подгрупповой расчет потоков и ценностей обобщенной теории возмущений в системе АРАМАКО/Деп. в РЖ "Военная техника и экономика". Сер. Общетеchnическая, 1978, N 12.

13. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1964.

14. Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т. I. Элементарная теория реакторов. — М.: Атомиздат, 1978.

Статья поступила в редакцию
25 января 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 9 — 16.

УДК 621.039

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА МАКСИМУМА ДЛЯ АНАЛИЗА ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ ОБЛУЧЕНИЯ ТОПЛИВА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРОВ

В.В. Хромов, О.Г. Комлев, В.Б. Глебов

С помощью принципа максимума проанализировано поведение отношения концентраций нуклидов продуктов деления для топлива исследовательских реакторов в зависимости от флюенса. Указаны структуры оптимальных управлений.

APPLICATION OF MAXIMUM PRINCIPLE FOR ANALYSIS OF OPTIMAL REGIMES OF RESEARCH REACTOR FUEL BURNING. V.V. KHROMOV, O.G. KOMLEV, V.B. GLEBOV. Dependence of concentration ratios of fission products on the fluence value was analysed for research reactor fuel through a maximum principle. Structures of optimal control are represented.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе [1] рассмотрен метод контроля выгорания топлива исследовательских реакторов, используемый в

инспекционной деятельности МАГАТЭ. Метод включает анализ γ -спектров отработавших ТВС и расчет накопления продуктов деления на основе информации об

истории их облучения. Одной из центральных задач является обоснование допустимого разброса расчетных и экспериментальных данных, при котором заведомо выполняются требования МАГАТЭ. С этой целью решаются оптимизационные задачи, которые позволяют определять режимы облучения топлива с максимальным и минимальным выгоранием ^{235}U . Решение таких задач как правило, осуществляется методом последовательной линеаризации, эффективность которого в немалой степени зависит от выбора начального приближения для искомого оптимального режима облучения. В данной работе с помощью принципа максимума исследуется структура оптимальных решений [2].

Будем рассматривать накопление в исследовательском реакторе γ -активных продуктов деления, которые образуются непосредственно при делении (^{133}Cs , ^{137}Cs , ^{153}Eu , ^{95}Zr , ^{106}Ru , ^{144}Ce), либо путем последующей (n, γ) реакции (^{134}Cs , ^{154}Eu). Для качественного описания поведения отношения концентраций продуктов деления к концентрации ^{137}Cs при разных значениях флюенса достаточно рассмотреть два различающихся по способу образования нуклида. Поэтому естественно, что для анализа структуры оптимальных режимов можно ограничиться рассмотрением небольшого числа продуктов деления из указанных групп.

Исследуемая система характеризуется вектором концентраций (здесь рассматриваются только нуклиды топлива, необходимые для дальнейшего анализа задачи):

$$\vec{x}(t) = \{x^1(t), x^2(t), x^3(t), x^4(t), x^5(t)\},$$

где

$$(x^1: ^{235}\text{U}; (x^2: ^{133}\text{Cs}, ^{153}\text{Eu}); (x^3: ^{134}\text{Cs}, ^{154}\text{Eu});$$

$$(x^4: ^{95}\text{Zr}, ^{106}\text{Ru}, ^{144}\text{Ce}); (x^5: ^{137}\text{Cs}).$$

Компоненты вектора $\vec{x}(t)$ описываются системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} dx^1/dt = -\sigma_a^1 \cdot U \cdot x^1; \\ dx^2/dt = \sigma_{f,1}^2 U \cdot x^1 - \sigma_c^2 \cdot U \cdot x^2; \\ dx^3/dt = \sigma_c^2 U x^2 - (\sigma_c^3 U + \lambda^3) x^3; \\ dx^4/dt = \sigma_{f,1}^4 U \cdot x^1 - (\sigma_c^4 U + \lambda^4) x^4; \\ dx^5/dt = \sigma_{f,1}^5 U x^1 - (\sigma_c^5 U + \lambda^5) x^5, \end{cases}$$

с начальным условием $\vec{x}(0) = (1; 0; 0; 0; 0)$, где $\sigma_{f,i}^j = \sigma_f^j \cdot e_{f,i}^j$ ($e_{f,i}^j$ — относительный выход i -го нуклида при делении ^{235}U); U — плотность потока тепловых нейтронов; σ — сечения поглощения (a), деления (f), радиационного захвата (c); λ — постоянные β -распада. Отметим, что для рассматриваемых нуклидов выполняются неравенства:

$$\lambda^4 > \lambda^3 > \lambda^5; \quad \sigma_c^3 > \sigma_c^4 > \sigma_c^5.$$

Конечное состояние системы характеризуется тем, что отношение концентраций находится в данных пределах:

$$F_{\min}^1 \leq x^3(t_1)/x^5(t_1) \leq F_{\max}^1;$$

$$F_{\min}^2 \leq x^4(t_1)/x^5(t_1) \leq F_{\max}^2,$$

где t_1 — конечный момент режима облучения.

Оптимизируемым функционалом в случае высокообогащенного топлива (исследовательские реакторы) является концентрация ^{235}U в конечный момент $x^1(t_1)$. В качестве управления возьмем функцию плотности потока нейтронов $U(t)$, $t \in [0; t_1]$. На управление накладывается ограничение

$$0 \leq U(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1].$$

Тогда задача поиска управления, при котором содержание ^{235}U в облученном топливе максимально, записывается в виде:

$$\begin{cases} \max(x^1(t_1)); \\ \varphi_1 \equiv x^3(t_1) - F_{\max}^1 x^5(t_1) \leq 0; \\ \varphi_2 \equiv x^5(t_1) \cdot F_{\min}^1 - x^3(t_1) \leq 0; \\ \varphi_3 \equiv x^4(t_1) - F_{\max}^2 x^5(t_1) \leq 0; \\ \varphi_4 \equiv x^5(t_1) \cdot F_{\min}^2 - x^4(t_1) \leq 0; \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1], \end{cases} \quad (1)$$

а оптимизационная задача, соответствующая минимальному содержанию ^{235}U в топливе, в виде:

$$\begin{cases} \min(x^1(t_1)); \\ \varphi_1 \leq 0; \quad \varphi_2 \leq 0; \quad \varphi_3 \leq 0; \quad \varphi_4 \leq 0; \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1]. \end{cases} \quad (2)$$

Конечный момент времени t_1 не задан. Введем поэтому дополнительную переменную x^6 , удовлетворяющую уравнению

$$\frac{dx^6}{dt} = 1.$$

Введем также переменную $x^0(t)$, описываемую уравнением

$$dx^0/dt = \pm \sigma_a^1 \cdot U \cdot x^1.$$

Теперь можно записать гамильтониан системы

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \{(\pm \psi_0 - \psi_1) \sigma_a^1 x^1 + \psi_2 (\sigma_{f,1}^2 x^1 - \sigma_c^2 x^2) + \\ & + \psi_3 (\sigma_c^2 x^2 - \sigma_c^3 x^3) + \psi_4 (\sigma_{f,1}^4 x^1 - \sigma_c^4 x^4) + \\ & + \psi_5 (\sigma_{f,1}^5 x^1 - \sigma_c^5 x^5)\} \cdot U - \psi_3 \lambda^3 x^3 - \psi_4 \lambda^4 x^4 - \end{aligned} \quad (3)$$

$-\psi_5 \lambda^5 x^5 + \psi_6 \equiv \varphi \cdot U - \psi_3 \lambda^3 x^3 - \psi_4 \lambda^4 x^4 - \psi_5 \lambda^5 x^5 + \psi_6$ (φ — функция переключения).

Уравнения для сопряженных функций определяются соотношениями

$$\frac{d\psi_i}{dt} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x^i}, \quad i = 0, 1, \dots, 6.$$

Условия трансверсальности дают выражения для $\psi_k(t_1)$:

$$\psi_1(t_1) = \mu_0; \quad \psi_2(t_1) = 0; \quad \psi_3(t_1) = -\mu_1 + \mu_2;$$

$$\psi_4(t_1) = -\mu_3 + \mu_4;$$

$$\psi_5(t_1) = F_{\max}^1 \mu_1 - F_{\min}^1 \mu_2 + F_{\max}^2 \mu_3 - F_{\max}^2 \mu_4,$$

где $\mu_i \geq 0$; $i = 0, 1, 2, 3, 4$ и $\sum_{i=0}^4 \mu_i > 0$.

Как известно [3], выражение для классического управления находят из условий:

$$\begin{aligned} \varphi &= 0; \\ \frac{d\varphi}{dt} &= 0; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = 0. \quad (5)$$

Используя равенства (4), (5) и предполагая, что $x^2 \neq 0$, запишем выражение для $U_{\text{кл}}(t)$.

$$\begin{aligned} U_{\text{кл}}(t) &= - \frac{\lambda^4(\lambda^4 - \lambda^3)\sigma_{t,1}^4 \psi_4}{(\sigma_c^4 - \sigma_a^1 - \sigma_c^3 - \sigma_{t,1}^2 \frac{x^1}{x^2} + \sigma_c^2) \cdot \lambda^4 \sigma_{t,1}^4 \psi_4} + \\ &+ \frac{\lambda^5(\lambda^5 - \lambda^3)\sigma_{t,1}^5 \psi_5}{(\sigma_c^5 - \sigma_a^1 - \sigma_c^3 - \sigma_{t,1}^2 \frac{x^1}{x^2} + \sigma_c^2) \lambda^5 \sigma_{t,1}^5 \psi_5}. \end{aligned}$$

Поскольку условия трансверсальности ставятся в зависимости от значений φ_i ($i=1, 2, 3, 4$), рассмотрим классы допустимых управлений, которые приводят к различным значениям φ_i . Имеем следующие случаи возможных сочетаний $\{\varphi_i\}$:

$$\text{I} - \varphi_1 < 0; \quad \varphi_2 < 0; \quad \varphi_3 < 0; \quad \varphi_4 < 0;$$

$$\text{II} - \varphi_1 < 0; \quad \varphi_2 = 0; \quad \varphi_3 < 0; \quad \varphi_4 < 0;$$

$$\text{III} - \varphi_1 = 0; \quad \varphi_2 < 0; \quad \varphi_3 < 0; \quad \varphi_4 < 0;$$

$$\text{IV} - \varphi_1 < 0; \quad \varphi_2 < 0; \quad \varphi_3 = 0; \quad \varphi_4 < 0;$$

$$\text{V} - \varphi_1 < 0; \quad \varphi_2 < 0; \quad \varphi_3 < 0; \quad \varphi_4 = 0;$$

$$\text{VI} - \varphi_1 = 0; \quad \varphi_2 < 0; \quad \varphi_3 = 0; \quad \varphi_4 < 0;$$

$$\text{VII} - \varphi_1 = 0; \quad \varphi_2 < 0; \quad \varphi_3 < 0; \quad \varphi_4 = 0;$$

$$\text{VIII} - \varphi_1 < 0; \quad \varphi_2 = 0; \quad \varphi_3 < 0; \quad \varphi_4 = 0;$$

$$\text{IX} - \varphi_1 < 0; \quad \varphi_2 = 0; \quad \varphi_3 = 0; \quad \varphi_4 < 0.$$

Будем называть ограничение, накладываемое на отношение концентраций вида

$$F_{\min} \leq x^k(t_1)/x^5(t_1) \leq F_{\max}, \quad k = 3, 4,$$

существенным, если при изменении F_{\min} , F_{\max} решение оптимизационной задачи (1) (либо (2)) и значение целевого функционала в оптимуме изменяются. Легко видеть, что случаи II, III и IV, V соответствуют существенности ограничений на один из функционалов ограничений $x^3(t_1)/x^5(t_1)$; $x^4(t_1)/x^5(t_1)$.

Решение задачи оптимизации с двумя функционалами ограничений в случае существенности одного из

них эквивалентно решению задачи оптимизации с одним соответствующим функционалом ограничений. Поэтому рассмотрение случаев II, III и IV, V соответствует рассмотрению задачи оптимизации с одним ограничением.

2. АНАЛИЗ ДОПУСТИМЫХ КОМПОНОВОК ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПРИ ОДНОМ ОГРАНИЧЕНИИ

2.1. Возможность реализации классического управления. Необходимыми условиями оптимальности классического управления являются:

$$0 \leq U_{\text{кл}}(t) \leq U_{\max}; \quad \frac{\partial}{\partial U} \frac{d^2}{dt^2} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial U} \geq 0.$$

Рассмотрим возможность реализации классического управления, когда концы траекторий отношений концентраций продуктов деления удовлетворяют одному из случаев II — V.

Исследуя знаки числителя и знаменателя выражения $U_{\text{кл}}(t)$ с использованием имеющихся в каждом из этих случаев условий трансверсальности, приходим к выводу, что во всех случаях имеются нарушения необходимых условий оптимальности.

Таким образом, при оптимизации с одним ограничением классическое управление в оптимуме не реализуется и допустимыми типами управления являются U_{\max} и $U_{\min} = 0$.

2.2. Структура допустимых компонок оптимального управления. Ограничение на $x^3(t_1)/x^5(t_1)$. Допустимы II и III классы управлений. Определим, к какому из этих классов управлений принадлежат решения задач (1), (2).

Проведение функции $x^3(t)/x^5(t)$ характеризуется тем, что

$$\frac{x^3(t)}{x^5(t)} \Big|_{t \rightarrow 0} \rightarrow 0; \quad \frac{x^3(t)}{x^5(t)} \Big|_{t \rightarrow \infty} \rightarrow 0.$$

Кроме того, функция $x^3(t)/x^5(t)$ может возрасти только при $U(t) = U_{\max}$. Исходя из сказанного для задач (1), (2), можно утверждать, что из двух возможных случаев II и III в оптимуме реализуется случай II.

Проанализируем для него поведение производной от функции переключения φ (см. (3)). Знак $d\varphi/dt$ определяется выражением

$$f = \frac{\lambda^3 \sigma_c^2}{\lambda^5 \sigma_{t,1}^5} \cdot \frac{x^2}{x^1} + \frac{\psi_5}{\psi_3}.$$

Согласно условиям трансверсальности $\psi_3(t) > 0$, $\psi_5(t) < 0$. Учитывая соотношения $\sigma_c^3 > \sigma_c^5$, $\lambda^3 > \lambda^5$, $\sigma_a^1 > \sigma_c^2$, находим, что

— функция $|\psi_5(t)/\psi_3(t)|$ монотонно убывает;

— функция $x^2(t)/x^1(t)$ неубывающая.

Это означает, что функция $f(t)$ не может иметь более одного нуля и, следовательно, более двух интервалов знакопостоянства. Отсюда следует, что функция переключения φ имеет не более двух нулей. Тогда оптимальным для задач (1), (2) является один из режимов:

$$U(t) = U_{\max}, \quad t \in [0; t_1];$$

$$U(t) = \begin{cases} U_{\max}, & t \in [0, \tau_1]; \\ 0, & t \in (\tau_1, \tau_2); \\ U_{\max}, & t \in [\tau_2, t_1]. \end{cases}$$

Более подробное рассмотрение поведения функции $x^3(t)/x^5(t)$ на указанных режимах показывает, что в оптимуме реализуется первый режим.

Ограничение на $x^4(t_1)/x^5(t_1)$. Допустимы IV и V классы управлений. Для функции $x^4(t)/x^5(t)$ характерны следующие особенности поведения:

$$\frac{x^4(t)}{x^5(t)} \Big|_{\tau \rightarrow 0} \rightarrow \frac{\varepsilon_{f,1}^4}{\varepsilon_{f,1}^5}; \quad \frac{x^4(t)}{x^5(t)} \Big|_{\tau \rightarrow \infty} \rightarrow 0;$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{x^4(t)}{x^5(t)} \right) \Big|_{\tau=0} < 0.$$

Режим облучения

$$U(t) = \begin{cases} U_{\max}, & t \in [0, \tau_1]; \\ 0, & t \in (\tau_1, t_1], \end{cases}$$

где $\tau_1 \rightarrow 0$, а момент t_1 выбирается из условия $x^4(t_1)/x^5(t_1) \in [F_{\min}^2, F_{\max}^2]$, является для задачи (1) оптимальным. Действительно, величина $x^1(t_1)$ пропорциональна спадающей экспоненте и, значит, улучшить режим облучения, приводящий к $x^1(t_1) \rightarrow x^1(0)$, невозможно.

Полученное вырожденное решение задачи (1) (в форме минимизирующей последовательности) свидетельствует о некорректности постановки задачи (1) для одного функционала отношений концентраций $x^4(t_1)/x^5(t_1)$.

Рассмотрим задачу (2) для $x^4(t_1)/x^5(t_1)$. Легко видеть, что в оптимуме $x^4(t_1)/x^5(t_1) = F_{\min}^2$ и, таким образом, для задачи (2) реализуется случай V.

Сделав анализ знака $d\varphi/dt$ для задачи (2) аналогично проведенному при ограничении на $x^3(t_1)/x^5(t_1)$, приходим к выводу, что функция переключения φ имеет не более двух нулей. Таким образом, оптимальным является один из режимов:

$$U(t) = U_{\max}, \quad t \in [0, t_1];$$

$$U(t) = \begin{cases} U_{\max}, & t \in [0, \tau_1]; \\ 0, & t \in (\tau_1, \tau_2); \\ U_{\max}, & t \in [\tau_2, t_1]. \end{cases}$$

Анализ поведения функции $x^4(t)/x^5(t)$ на указанных режимах показывает, что в оптимуме реализуется первый режим.

3. ДОПУСТИМЫЕ КОМПОНОВКИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ В СЛУЧАЕ ДВУХ ОГРАНИЧЕНИЙ НА ФУНКЦИОНАЛЫ ОТНОШЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИЙ

Выясним, к каким классам (I — IX) допустимых управлений принадлежат решения задач (1), (2). Для этого рассмотрим совокупность задач:

$$\begin{cases} \max x^3(t_1)/x^5(t_1) = F_a(h, g), \\ \xi = h, \\ x^4(t_1)/x^5(t_1) = g, \\ 0 \leq u(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1]; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \min x^3(t_1)/x^5(t_1) = F_i(h, g), \\ \xi = h, \\ x^4(t_1)/x^5(t_1) = g, \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1]; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \max x^4(t_1)/x^5(t_1) = G_a(h, f), \\ \xi = h, \\ x^3(t_1)/x^5(t_1) = f, \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}; \quad t \in [0; t_1]; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \min x^4(t_1)/x^5(t_1) = G_i(h, f), \\ \xi = h, \\ x^3(t_1)/x^5(t_1) = f, \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}; \quad t \in [0; t_1]; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \max \xi = H_a(f, g), \\ x^3(t_1)/x^5(t_1) = f, \\ x^4(t_1)/x^5(t_1) = g, \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1]; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \min \xi = H_i(f, g), \\ x^3(t_1)/x^5(t_1) = f, \\ x^4(t_1)/x^5(t_1) = g, \\ 0 \leq U(t) \leq U_{\max}, \quad t \in [0; t_1]; \end{cases}$$

где $\xi = \int_0^{t_1} U(t) dt$ — флюенс нейтронов.

Утверждение 1. Предположим, что функции $F_a(h, g)$, $F_i(h, g)$ и $G_a(h, f)$, $G_i(h, f)$ непрерывны по первому аргументу, а $H_a(f, g)$, $H_i(f, g)$ — по обоим аргументам. Тогда функции $F_a(h, g)$ и $H_i(f, g)$, $F_i(h, g)$ и $H_a(f, g)$ при фиксированном g , а $G_a(h, f)$ и $H_a(f, g)$, $G_i(h, f)$ и $H_i(f, g)$ при фиксированном f являются обратными.

Это утверждение позволяет сделать вывод, что в задаче (1) реализуется случай IX, а в задаче (2) — случай VII.

3.1. Возможность реализации классического управления. Рассмотрим задачу (1). Проанализируем возможность реализации классического управления при ее решении. Как получено выше, в оптимуме реализуется случай IX.

Анализ функции $U_{кл}(t)$, учитывающий необходимость удовлетворения условиям оптимальности $(\partial/\partial U)(d^2/dt^2)(\partial \mathcal{L}/\partial U) \geq 0$ и удовлетворения ограничениям $0 \leq U_{кл}(t) \leq U_{\max}$, приводит к следующему утверждению.

У т в е р ж д е н и е 2. Можно доказать, что в оптимальном управлении, которое является решением задачи (1), классическое управление может локализоваться лишь на одном отрезке по времени.

Рассмотрим задачу (2). В оптимуме реализуется случай VII. Из условий трансверсальности следует, что если $\psi_5 \leq 0$, то числитель положителен и, следовательно, либо $U_{кл}(t) \notin [0; U_{\max}]$, либо $U_{кл}(t)$ не оптимально. Если $\psi_5 > 0$, то знаменатель выражения для $U_{кл}(t)$ отрицателен, а значит $U_{кл}(t)$ не оптимально.

Таким образом, $\dot{U}_{кл}(t)$ в оптимуме не реализуется.

3.2. Структура допустимых компоновок оптимального управления. Анализ поведения производной от функции переключения $d\varphi/dt$ для случая IX, который реализуется в задаче (1), приводит к заключению о следующей структуре оптимального управления:

$$U(t) = \begin{cases} U_{\max}, & t \in [0, t_1']; \\ U_{кл}(t), & t \in (t_1', t_1''); \\ U_{\max}, & t \in [t_1'', t_1''']; \\ 0, & t \in (t_1''', t_1]. \end{cases}$$

Согласно разд. 3.1 для случая VII, который реализуется в решении задачи (2), оптимальное управление состоит из участков U_{\max} и $U_{\min} = 0$. Относительно оптимального режима облучения для задачи (2) справедливо следующее утверждение.

У т в е р ж д е н и е 3. Можно доказать, что если для оптимального управления в задаче (2) $U(t) |_{t \rightarrow t_1} = 0$, то оно имеет вид

$$U(t) = \begin{cases} U_{\max}, & t \in [0, t_1']; \\ 0, & t \in (t_1', t_1]. \end{cases}$$

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Хромов В.В., Апсэ В.А., Рухло В.П. и др. Расчетно-экспериментальный метод контроля выгорания топлива в ядерных реакторах. — В кн.: Актуальные проблемы физики ядерных и термоядерных реакторов /Под ред. В.И. Субботина. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. Рудик А.П. Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1979, с. 5 — 15, 35 — 42.
3. Габасов Р.Ф., Кириллова Ф.М. Особые оптимальные управления. — М.: Наука, 1973.

Статья поступила в редакцию
12 апреля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 16 — 20.

УДК 621.039.52

ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЗОНАНСЫ УРАНА-238

С.В. Акимускин, Б.П. Кочуров

Получены параметры эффективных резонансных уровней урана-238 (по одному в каждой из групп 11 — 17 системы БНАБ). Удовлетворительное согласие имеется между расчетами по программе TRIFON с использованием этих параметров и расчетами по методу Монте-Карло.

EFFECTIVE RESONANCES OF URANIUM-238. S.V. AKIMUSHKIN, B.P. KOCHUROV. Parameters of effective resonance levels of uranium-238 (one for each of 11 — 17 BNAB groups) are derived. Reasonable agreement exists between TRIFON code calculations using these parameters and Monte-Carlo results.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] был предложен метод расчета резонансного поглощения, позволяющий представить поглощение некоторой заданной группой уровней в виде поглощения одним резонансным уровнем с эффективными параметрами. Для s-уровней были получены параметры эффективных резонансов урана-238 для групп 15 — 17 системы БНАБ [2] и показана их применимость для расчета резонансного поглощения в ячейке реактора путем сопоставления с расчетами по

программе TRIFON [3], непосредственно учитывающими исходные резонансы, и с расчетами по методу Монте-Карло [4].

В данной работе параметры эффективных резонансов получены для групп системы БНАБ (по одному резонансу в каждой группе). Наряду с s-уровнями учтены p-уровни. Для построения исходной системы параметров резонансов в неразрешенной области использована модель изолированных уровней с одинаковыми расстояниями между резонансами по энергетической оси, постоянные (средние) значения радиационных ширин и модель Томаса — Портера для нейтронных ширин. Сило-

вые функции для s - и p -уровней взяты из [5]. Данные о параметрах s - и p -резонансов для групп 13 — 17 были взяты из [6].

МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ РЕЗОНАНСОВ

Для расчета параметров эффективных резонансов был использован метод [1] с некоторыми модификациями.

К набору параметров эффективного резонанса — E , Γ_n , Γ_γ , L (L определяет доплеровское уширение эффективной линии $\theta = \Gamma/(L\Delta)$), $\Delta = 2\sqrt{ET}/A$ — было добавлено постоянное (в данной группе) сечение радиационного захвата σ .

Минимизируемая функция была изменена таким образом, чтобы с достаточно хорошей точностью проявлялся доплер-эффект.

Пусть

$$I(S, T) = \sum_{m=1}^M I_m(S, T) \quad (1)$$

есть резонансный интеграл для системы из M исходных уровней, рассчитанный по модели промежуточных резонансов и зависящий от сечения разбавления S и температуры T ; $I_{\text{эф}}(S, T; U)$ — резонансный интеграл, рассчитанный через параметры эффективного уровня

$$F(U) = \sum_{k=1}^K \{f_k^2(U) + F_k^2(U)\} + A(E/E_0 - 1)^4 + B(I_\infty(U)/I_\infty - 1)^2, \quad (2)$$

где

$$f_k(U) = (I_{\text{эф}}(S_k, T_1; U) - I_{\text{эф}}(S, T_2; U)) / (I(S_k, T_1) - I(S, T_2)) - 1;$$

$$F_k(U) = I(S_k, T_1) / I_{\text{эф}}(S_k, T_1; U) - 1.$$

Включение функций f_k , представляющих разностный температурный эффект, позволяет достаточно точно описать доплер-эффект. Предпоследний член в (2) дает возможность регулировать отклонение от априорно заданной энергии эффективного резонанса, последний член — отклонение от резонансного интеграла бесконечного разбавления. При вычислении интегралов L_λ , M_λ , определяющих параметр промежуточности (см. формулы (8), (9) в [1]), была использована замена переменной $v = \arctg \theta x$ вместо прежней замены $v = \arctg x$, так как последняя приводила к потере точности при малых θ .

Для поиска минимума функции $F(U)$ была использована процедура MINNEW (с обращением к SEEK, SIMPLEX, MIGRAD) вместо программы MINSQ, так как последняя не исключала попадание в область отрицательных значений параметров. Интерференцией потенциального и резонансного рассеяния пренебрегалось.

В неразрешенной области (для групп 11, 12, а также в отдельном расчете для группы 13) расстояние между s -уровнями принималось одинаковым и равным среднему значению $D_0 = 20,9$ эВ, расстояние между p -уровнями $D_1 = 7,2$ эВ [5]. Радиационная ширина счита-

лась постоянной: $\Gamma_\gamma = 0,0235$ эВ [6].

Приведенные нейтронные ширины Γ_n^0 и Γ_n^1 формировались в соответствии с распределением Портера—Томаса с $n = 1$ и $n = 2$:

$$P(x)dx = P_1(x)dx; \quad P_1(x) = \exp(-x/2)/\sqrt{2\pi x};$$

$$P(y)dy = P_2(y)dy; \quad P_2(y) = \exp(-y); \quad (4)$$

$$x = \Gamma_n^0/\bar{\Gamma}_n^0; \quad y = \Gamma_n^1/\bar{\Gamma}_n^1.$$

Для определения $\bar{\Gamma}_n^0$ и $\bar{\Gamma}_n^1$ использовались значения силовых функций $S_0 = 1,2 \cdot 10^{-4}$, $S_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ [5], где $S_0 = \langle g\Gamma_n^0 \rangle / \langle D_0 \rangle$; $S_1 = \langle g\Gamma_n^1 \rangle / \langle 3D_1 \rangle$.

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Резонансные интегралы для каждой из групп (11 — 17), рассчитанные по методике, описанной в работе [1], с принятыми здесь (или сформированными для неразрешимой области) параметрами уровней можно сравнить с данными по групповым константам [2].

В принятых обозначениях интеграл бесконечного разведения $I_\infty = I(S = \infty, T = 0)$, коэффициенты самоблокировки $FC(S, T) = I(S, T)/I_\infty$.

Т а б л и ц а 1. Резонансные интегралы I_∞ и коэффициенты самоблокировки FC

| Но- мер груп- пы | Ис- точ- ник рас- чета | I_∞ | $S = 10^6$ | | $S = 100^6$ | | $S = 1000^6$ | |
|---------------------------|------------------------------------|-------------------------|------------|----------|-------------|----------|--------------|----------|
| | | | FC | Δ | FC | Δ | FC | Δ |
| 11 | [*] | 0,428 0,448[*] | 0,840 | 0,044 | 0,952 | 0,016 | 0,994 | 0,0024 |
| | [2] | | 0,884 | 0,039 | 0,968 | 0,0115 | 0,996 | 0,0015 |
| | [7] | | 0,780 | 0,085 | 0,937 | 0,0285 | 0,992 | 0,0037 |
| 12 | [*] | 0,640 0,681 | 0,727 | 0,059 | 0,897 | 0,031 | 0,948 | 0,006 |
| | [2] | | 0,795 | 0,065 | 0,929 | 0,028 | 0,990 | 0,004 |
| | [7] | | 0,720 | 0,107 | 0,908 | 0,043 | 0,988 | 0,006 |
| 13 | [*] | 0,835 0,999 1,010 | 0,455 | 0,075 | 0,720 | 0,067 | 0,941 | 0,020 |
| | [2] | | 0,592 | 0,083 | 0,791 | 0,054 | 0,954 | 0,012 |
| | [7] | | 0,585 | 0,125 | 0,833 | 0,069 | 0,965 | 0,012 |
| 14 | [*] | 1,393 1,401 | 0,338 | 0,066 | 0,601 | 0,080 | 0,897 | 0,034 |
| | [2] | | 0,377 | 0,077 | 0,625 | 0,083 | 0,903 | 0,033 |
| | [7] | | 0,376 | 0,091 | 0,631 | 0,102 | 0,913 | 0,033 |
| 15 | [*] | 2,547 2,541 | 0,215 | 0,053 | 0,459 | 0,093 | 0,835 | 0,055 |
| | [2] | | 0,239 | 0,059 | 0,471 | 0,095 | 0,840 | 0,053 |
| | [7] | | 0,183 | | 0,330 | 0,090 | 0,703 | |
| 16 | [*] | 3,465 3,510 | 0,147 | 0,039 | 0,355 | 0,089 | 0,759 | 0,076 |
| | [2] | | 0,171 | 0,043 | 0,358 | 0,084 | 0,750 | 0,074 |
| | [7] | | 0,146 | | 0,269 | 0,090 | 0,626 | |
| 17 | [*] | 15,42 15,54 | 0,058 | 0,007 | 0,148 | 0,030 | 0,419 | 0,088 |
| | [2] | | 0,060 | 0,007 | 0,130 | 0,024 | 0,386 | 0,075 |

П р и м е ч а н и я: 1. [*] — здесь и в других таблицах результаты данной работы.

2. $\Delta \equiv FC(900 \text{ K}) - FC(300 \text{ K}) \cdot 2$.

В табл. 1 приведены значения I_{∞}, FC из [2] и рассчитанные в данной работе. Для верхних групп представлены также оценки из [7].

ПАРАМЕТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ РЕЗОНАНСОВ

Параметры эффективных резонансов, полученные описанным выше способом, представлены в табл. 2. Расчеты были проведены с набором из трех значений S (20, 80, 200 б) и двух значений температуры ($T_1 = 300$ К и $T_2 = 900$ К).

Начальные значения энергии E_0 и величина параметра A выбирались таким образом, чтобы энергия каждого резонанса была близка к среднему значению энергии в группе. Параметр B в формуле (2) задавался небольшим, так что допускалось значительное отклонение от резонансного интеграла бесконечного разведения, но обеспечивалось снижение величины погрешности в заданной области $20 < S < 200$ б.

В табл. 2 приведены параметры каждого уровня $E, \Gamma_n, \Gamma_\gamma, L, \sigma$. (Параметры для группы 13, полученные по данным для неразрешенных резонансов, приведены в приложении 1, параметры эффективных резонансов, полученные при других наборах S и T , — в приложениях 2 — 4.) В табл. 3 представлены отношения $I_{\infty}^{\Phi}/I_{\infty}$, сечения в максимуме, а также максимальные величины невязки, полученной в результате минимизации

$$\varepsilon_0 = \max_k |F_k|; \quad \varepsilon_1 = \max_k |f_k|,$$

причем ε_1 характеризует точность при расчете температурного эффекта.

Т а б л и ц а 2. Параметры эффективных резонансов

| Номер группы | $E, \text{эВ}$ | $\Gamma_n, \text{эВ}$ | $\Gamma_\gamma, \text{эВ}$ | L | $\sigma, \text{б}$ |
|--------------|----------------|-----------------------|----------------------------|--------|--------------------|
| 11 | 15062,8 | 254,7 | 14,36 | 102,15 | 0,2347 |
| 12 | 7532,9 | 136,9 | 7,007 | 73,74 | 0,1996 |
| 13 | 3499,3 | 49,34 | 2,308 | 42,7 | 0,0546 |
| 14 | 1874,4 | 1,902 | 1,6136 | 14,18 | 0,2921 |
| 15 | 694,48 | 0,5008 | 0,4027 | 10,1 | 0,3138 |
| 16 | 342,51 | 0,1415 | 0,1564 | 5,95 | 0,2779 |
| 17 | 150,23 | 0,5055 | 0,0794 | 4,45 | 0,00056 |

Т а б л и ц а 3. Отношения $I_{\infty}^{\Phi}/I_{\infty}$, сечения σ_0 в максимумах эффективных резонансов, невязки ε_0 и ε_1

| Номер группы | $I_{\infty}^{\Phi}/I_{\infty}$ | $\sigma_0, \text{б}$ | $\varepsilon_0, \%$ | $\varepsilon_1, \%$ |
|--------------|--------------------------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| 11 | 0,428/0,428 | 165,3 | 0,7 | 3,0 |
| 12 | 0,638/0,640 | 332,1 | 2,8 | 3,8 |
| 13 | 0,7854/0,8351 | 718,0 | 2,3 | 5,2 |
| 14 | 1,2502/1,3929 | 759,0 | 2,5 | 7,5 |
| 15 | 2,152/2,547 | 2099,2 | 1,7 | 7,7 |
| 16 | 2,829/3,465 | 3647,1 | 1,1 | 7,1 |
| 17 | 12,56/15,42 | 15130,0 | 4,0 | 25,0 |

ТЕСТИРОВАНИЕ

Для проверки точности расчетов с параметрами эффективных резонансов был выполнен расчет ряда уран-

водных ячеек по программе TRIFON и проведено сравнение с результатами других работ [4, 8, 9], в каждой из которых использовалась своя система констант. Это следует иметь в виду при сравнительном анализе. Среди рассмотренных ячеек были и весьма тесные — с отношением объема замедлителя к объему топлива $\approx 0,5$. Сравнивались непосредственно числа захватов на уране-238, а также K_{∞} — коэффициент размножения бесконечной решетки, ρ_8 — отношение числа надтепловых захватов к тепловым на уране-238, CR — отношение числа захватов на уране-238 к числу делений на делящихся изотопах (уран-235, плутоний-239, 241).

В работе [4] имеются результаты расчета числа захватов в уран-водных ячейках для групп 16, 17, полученные методом Монте-Карло. В табл. 4 содержится сравнение этих данных с результатами расчета по программе TRIFON с параметрами, приведенными табл. 2. Ток по энергетической оси через верхнюю границу группы 16 нормирован на единицу.

Результаты в основном согласуются в пределах ошибки метода Монте-Карло [4], исключение составляет вариант U3, где отличие достигает $\approx 7\%$.

Т а б л и ц а 4. Числа захватов в уране-238 для групп 16, 17 для уран-водных ячеек [4]

| Ва-риант | 16 | | 17 | |
|----------|---------|-------------|---------|------------|
| | [*] | [4] | [*] | [4] |
| U3 | 0,0257 | 0,0277(3) | 0,0431 | 0,0465(3) |
| U5 | 0,00794 | 0,00798(15) | 0,0135 | 0,0138(5) |
| U7 | 0,0111 | 0,0111(2) | 0,0193 | 0,0195(2) |
| U02 | 0,00113 | 0,00111(2) | 0,00192 | 0,00196(2) |
| U03 | 0,0179 | 0,0184(5) | 0,0305 | 0,0315(3) |
| U06 | 0,00848 | 0,0080(1) | 0,0144 | 0,0145(1) |
| U06T2 | 0,0108 | 0,0104(2) | 0,0164 | 0,0166(2) |
| U06T3 | 0,0126 | 0,0122(3) | 0,0194 | 0,0203(3) |

Примечание. В скобках приведена погрешность метода Монте-Карло [4].

Достаточно хорошо рассчитывается температурный эффект (ср. варианты U06 — 300°, U06T2 — 900°, U06T3 — 2000°).

Следующая серия расчетов относилась к уран-водным ячейкам с топливом из урана или двуокиси урана и с отношениями объемов воды и топлива 0,5:1,0:1,82 [9]. Табл. 5 содержит исходные данные этих ячеек.

В табл. 6 представлены величины K_{∞} и CRR (отношение числа захватов в уране-238 к числу захватов в уране-235), рассчитанные по программе TRIFON с эффективными резонансами в группах 11 — 17, а также результаты расчетов по программам WIMS и MCU (метод Монте-Карло), приведенные в [9].

Значения K_{∞} , вычисленные по программе TRIFON, несколько ниже значений, полученных по программе MCU, причем отклонения достигают $\approx 0,5\%$, для программы WIMS максимальное отклонение 3%.

Коэффициент воспроизводства, полученный по программе TRIFON, лежит практически в пределах ошибки ($\approx 1\%$) расчета методом Монте-Карло, для

Т а б л и ц а 5. Исходные данные для ячеек [9]

| Характеристика ячейки | Вариант | | | | | |
|--|-----------------|---------|-----------------|---------|-----------------|---------|
| | 1 | 3 | 5 | 7 | 9 | 11 |
| Тип топлива | UO ₂ | U | UO ₂ | U | UO ₂ | U |
| Обогащение, % | 3,9 | 2,0 | 5,9 | 3,0 | 7,9 | 4,0 |
| Состав топлива, 10 ⁻²⁴ см ⁻³ : | | | | | | |
| уран-235 | 0,00085 | 0,00085 | 0,00128 | 0,00128 | 0,00165 | 0,00165 |
| уран-238 | 0,0205 | 0,0409 | 0,0200 | 0,0405 | 0,0197 | 0,0401 |
| кислород | 0,0426 | — | 0,0426 | — | 0,0426 | — |
| Радиус замедлителя (внешний), см | 0,693 | | 0,597 | | 0,531 | |
| Радиус твэла, см | 0,387 | | | | | |
| Радиус оболочки, см | 0,455 | | | | | |
| Состав оболочки, 10 ⁻²⁴ см ⁻³ | Zr, 0,0425 | | | | | |

Т а б л и ц а 6. Величины K_{∞} и CRR для уран-водных ячеек из [9]

| Вариант | [*] | | WIMS | | MCU | |
|---------|--------------|-------|--------------|-------|--------------|------------|
| | K_{∞} | CRR | K_{∞} | CRR | K_{∞} | CRR |
| 1 | 1,449 | 0,318 | 1,151 | 0,311 | 1,458(0,1) | 0,317(0,4) |
| 3 | 1,274 | 0,556 | 1,282 | 0,542 | 1,278(0,2) | 0,560(0,7) |
| 5 | 1,417 | 0,372 | 1,425 | 0,358 | 1,421(0,3) | 0,370(0,9) |
| 7 | 1,239 | 0,640 | 1,256 | 0,607 | 1,241(0,2) | 0,643(0,6) |
| 9 | 1,293 | 0,484 | 1,314 | 0,449 | 1,301(0,3) | 0,473(1,0) |
| 11 | 1,116 | 0,832 | 1,146 | 0,768 | 1,113(0,4) | 0,844(1,1) |

П р и м е ч а н и я: 1. В программе WIMS использовалось сечение 238,04.
2. Число в скобках — ошибка метода Монте-Карло, %.

программы WIMS отклонения достигают 9%. Удовлетворительное согласие данного расчета с расчетом по программе MCU [9] имеется и по числам реакции в уране-238 (табл. 7).

Для урана-235 в нашем расчете получаются более низкие числа делений в надтепловой области и более

высокие числа делений в тепловой области по сравнению с программой MCU. Эти отклонения в основном взаимно скомпенсированы.

Приведем, наконец, результаты сравнения с расчетами, выполненными в [8] по методу Монте-Карло с

Т а б л и ц а 7. Числа реакций в уран-водных ячейках

| Вариант | Метод | $E > 1$ эВ | | | | $E < 1$ эВ | | |
|---------|-------|------------|-----------|------------|-----------|------------|------------|-----------|
| | | C5 | F5 | C8 | F8 | C5 | F5 | C8 |
| 1 | [*] | 0,0312 | 0,0595 | 0,1576 | 0,0228 | 0,0877 | 0,5124 | 0,0622 |
| | MCU | 0,0331(1) | 0,0605(1) | 0,1555(4) | 0,0230(1) | 0,0869(1) | 0,5084(8) | 0,0617(1) |
| 3 | [*] | 0,028 | 0,0546 | 0,2204 | 0,0390 | 0,0729 | 0,4261 | 0,1035 |
| | MCU | 0,0273(1) | 0,0556(1) | 0,2206(8) | 0,039(1) | 0,0722(2) | 0,4218(10) | 0,1024(2) |
| 9 | [*] | 0,1074 | 0,2246 | 0,2900 | 0,0427 | 0,0448 | 0,2584 | 0,0173 |
| | MCU | 0,1071(5) | 0,2339(7) | 0,2824(14) | 0,0432(1) | 0,0430(3) | 0,2490(18) | 0,0168(1) |
| 11 | [*] | 0,0884 | 0,1898 | 0,3934 | 0,0662 | 0,0334 | 0,1931 | 0,0264 |
| | MCU | 0,0889(5) | 0,1973(8) | 0,3951(17) | 0,0663(2) | 0,0312(3) | 0,1806(18) | 0,0250(2) |

П р и м е ч а н и е. E — энергия нейтронов; C — радиационный захват; F — деление; 5 — уран-235; 8 — уран-238; MCU — результат из [9]; число в скобках — ошибка метода Монте-Карло.

константами ENDF/B-V. Исходные данные ячеек приведены в табл. 8.

Результаты расчетов представлены в табл. 9. Коэффициент размножения по программе TRIFON лежит ниже результатов расчета по методу Монте-Карло на 0,5 — 1,5% (за исключением варианта NB-2), по программе WIMS (с константами "238.02" для урана-238) значения коэффициента размножения лежат еще ниже, в случае варианта NB-5 (с очень тесной решеткой) программа WIMS вышла на аварийный останов.

Коэффициент воспроизводства CR по программе TRIFON отличается от результатов расчетов по программе Монте-Карло на $\approx 1\%$ (за исключением NB-1: $\approx 3,5\%$), по программе WIMS отличие достигает $\approx 7,5\%$. Значения ρ_g в нашем расчете и в результатах [8] практически согласуются (в пределах ошибки метода Монте-Карло), по программе WIMS для варианта NB-1 имеется завышение на $\approx 7\%$.

Т а б л и ц а 8. Исходные данные для ячеек [8]

| Характеристика ячейки | Вариант | | | |
|---|----------------|------------|------------|----------------|
| | NB-1 | NB-2 | NB-4 | NB-5 |
| Радиус топлива, см | 0,4864 | 0,6414 | 0,508 | 0,4675 |
| Состав топлива, 10^{-24} см ⁻³ : | | | | |
| кислород | 4,6946-2* | 4,401-2 | 4,442-2 | 4,5047-2 |
| уран-235 | 3,112-4 | 1,504-4 | 6,465-4 | 6,94117-4 |
| уран-238 | 2,3127-2 | 2,073-2 | 2,2559-2 | 2,18195-2 |
| плутоний-239 | — | 3,974-4 | — | — |
| плутоний-240 | — | 3,344-5 | — | — |
| плутоний-241 | — | 1,60-6 | — | — |
| Радиус оболочки (внешний), см | 0,5735 | 0,7176 | 0,59474 | 0,529 |
| Состав оболочки, 10^{-24} см: | | | | |
| Zr | — | 4,266-2 | 4,015-2 | — |
| Al | 4,899-2 | — | — | 4,73054-2 |
| Шаг, см | 1,5578 | 2,210 | 1,4605 | 1,166 |
| Тип решетки | Гексагональная | Квадратная | Квадратная | Гексагональная |

* Следует читать $4,6946 \cdot 10^{-2}$.

Т а б л и ц а 9. Результаты расчетов ячеек NB [8] ($E = 0,625$ эВ)

| Вариант | Величина | [*] (цилиндрическая ячейка) | WIMS (U238.02) | [8] |
|---------|--------------|--------------------------------|-------------------|------------|
| NB-1 | K_{∞} | 1,1344 | 1,1254 | 1,1471(16) |
| | ρ_g | 1,375 | 1,458 | 1,363(8) |
| | CR | 0,804 | 0,829 | 0,798(3) |
| NB-2 | K_{∞} | 1,1734 | 1,1640 | 1,1748(23) |
| | ρ_g | 2,526 | 2,372 | 2,612(15) |
| | CR | 2,110 | 2,319 | 2,148(8) |
| NB-4 | K_{∞} | 1,3363 | | 1,3424(35) |
| | ρ_g | 2,666 | | 2,654(16) |
| | CR | 0,556 | | 9,549(2) |
| NB-5 | K_{∞} | 1,1302 | | 1,1456(17) |
| | ρ_g | 8,452 | | 8,503(68) |
| | CR | 1,015 | | 1,006(3) |

П р и м е ч а н и е. [8] — метод Монте-Карло с константами ENDF/B-V; в скобках — ошибка метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом, описанным в основном в работе [1], получены параметры эффективных резонансов урана-238 в группах 11 — 17 системы БНАБ.

Модификация метода касалась изменения минимизируемого функционала, позволяющего с большей точностью учесть температурный эффект, и включения постоянной части сечения к параметрам уровня. Учтены s- и p-резонансы. В неразрешенной области строилась система резонансов с учетом распределения нейтронных ширин. Тестовые расчеты показали применимость полученных параметров к расчету резонансного поглощения в ячейках реактора с приемлемой точностью. Отличия от результатов расчетов по методу Монте-Карло в эпителивом поглощении не более 2 — 3%, что не превышает погрешность, вносимую неопределенностью в параметрах резонансов, или погрешность интегральных экспериментов [10].

Параметры эффективного резонанса для группы 13, полученные по модели для неразрешимой области: $E = 3430,2$ эВ; $\Gamma_n = 57,74$ эВ; $\Gamma_\gamma = 2,513$ эВ; $L = 49,2$; $\sigma = 0,15356$; ($I_\infty^{\text{эф}} = 0,9646$; $\sigma_0 = 734,76$; $\epsilon_0 = 3,2\%$; $\epsilon_1 = 4,8\%$).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Параметры эффективных резонансов, полученные при $S = 20, 80, 200$ б и $T = 300, 600, 900$ К ($\epsilon_0 \approx 1 \div 7\%$; $\epsilon_1 \approx 5 \div 8\%$)

| Номер группы | E , эВ | Γ_n , эВ | Γ_γ , эВ | L | σ , б |
|--------------|----------|-----------------|----------------------|-------|--------------|
| 11 | 14880 | 315,8 | 16,73 | 131,8 | 0,171 |
| 12 | 5965 | 113,0 | 3,734 | 73,32 | 0,2688 |
| 13 | 3260 | 46,96 | 1,933 | 45,45 | 0,0643 |
| 14 | 1714 | 1,305 | 2,781 | 13,67 | 0,01365 |
| 15 | 872,8 | 0,643 | 1,059 | 11,45 | 0,1448 |
| 16 | 369,0 | 0,169 | 0,165 | 6,45 | 0,2782 |
| 17 | 169,6 | 0,775 | 0,0757 | 5,74 | 0,0501 |

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Параметры эффективных резонансов, полученные при $S = 10, 30, 60$ б; $T_1 = 300$ К; $T_2 = 900$ К ($\epsilon_0 \approx 2 \div 3\%$; $\epsilon_1 \approx 7\%$)

| Номер группы | E , эВ | Γ_n , эВ | Γ_γ , эВ | L | σ , б |
|--------------|----------|-----------------|----------------------|-------|--------------|
| 13 | 3303,5 | 3,4085 | 2,5751 | 26,84 | 0,2140 |
| 14 | 1569,02 | 1,2462 | 0,8819 | 19,89 | 0,2734 |
| 15 | 630,01 | 0,4161 | 0,1993 | 14,32 | 0,3310 |
| 16 | 280,26 | 0,07624 | 0,06077 | 7,934 | 0,2833 |
| 17 | 196,02 | 1,8459 | 0,06557 | 8,969 | 0,0040 |

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Параметры эффективных резонансов, полученные при $S = 100, 1000, 500$ б; $T_1 = 300$ К; $T_2 = 900$ К ($\epsilon_0 \approx 1 \div 3\%$; $\epsilon_1 \approx 3 \div 10\%$)

| Номер группы | E , эВ | Γ_n , эВ | Γ_γ , эВ | L | σ , б |
|--------------|----------|-----------------|----------------------|--------|--------------|
| 13 | 3402,8 | 4,271 | 2,819 | 10,584 | 0,2980 |
| 14 | 1788,3 | 2,216 | 1,431 | 8,74 | 0,3656 |
| 15 | 690,84 | 0,4965 | 0,549 | 6,192 | 0,3671 |
| 16 | 341,43 | 0,1553 | 0,2342 | 3,894 | 0,2506 |
| 17 | 142,3 | 0,2118 | 0,1028 | 2,877 | 0,2169 |

1. Кочуров Б.П. Эффективные резонансные уровни. — Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 3, с. 176 — 181.

2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 416.

3. Бурмистров А.Я., Кварацхели А.Ю., Кочуров Б.П. Аннотация программы TRIFON. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 45 — 47.

4. Тебин В.В. Результаты расчета резонансного поглощения нейтронов методом Монте-Карло в некоторых реакторных ячейках с водным замедлителем. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 9(22), с. 49 — 59.

5. Mughabghab S.F. — Neutron cross-sections, 1984, vol. 1, part B.

6. Nakagawa T. et al. Evaluation of resonance parameters of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu and ^{242}Pu . — Jaery-M, 1981, p. 9823.

7. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Оценка факторов резонансного самоэкранирования ^{238}U в области неразрешенных резонансов. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 4(53), с. 8 — 18.

8. Williams M.L. et al. Analysis of thermal reactor benchmarks with design codes based on ENDF/B-V data. — Nucl. Techn., 1985, vol. 71, p. 386 — 401.

9. Бадалов А.Ф., Кононов С.Л. Результаты расчетов методом Монте-Карло характеристик легководных решеток твэлов с различным водно-топливным отношением. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 3, с. 24 — 29.

10. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1984.

Статья поступила в редакцию
2 августа 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 20 — 25.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ WIMS-SU

Н.И. Лалетин, Н.В. Султанов, В.Ф. Бояринов, С.В. Войтовецкий

В результате объединения программ WIMS-D4, РАЦИЯ, РАДИК и КЛАРА на базе программы WIMS-D4 создан комплекс WIMS-SU. Комплекс WIMS-SU имеет возможность расчета двухгрупповых характеристик ячеек, используемых при расчете реактора методом поверхностных гармоник в низшем приближении по существующим программам типа JOSHUA, БОКР, ПЕРМАК, а в более высоком приближении по программе НЕМЗ.

WIMS-SU code COMPLEX. N.I. LALETIN, N.V. SULTANOV, V.F. BOYARINOV, S.V. VOYTOVETSKY. As a result of merger of programmes WIMS-D4, RATIA, RADIK and KLARA on the basis of WIMS-D4 programme a new WIMS-SU complex emerged. The WIMS-SU has a capacity for automatic calculation of two-group cells characteristics applicable for reactor computations by surface harmonics method in lower approximation both with use of lattice codes [with programmes of JOSHUA, BOKR, PERMAC type] and with use of HEM3 type programme which are applicable for detailed patterns of reactor calculations.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение требований к точности расчета современных реакторов обусловило появление вычислительных методов, с помощью которых получают уточненные схемы расчета [1 — 5]. Для этих новых методов требуется проводить кроме обычных многогрупповых расчетов ячеек на определение K_{∞} еще многогрупповые расчеты ячеек с втекающими в ячейку токами нейтронов [1, 4, 5]. Для таких расчетов хорошо приспособлены программы, использующие метод поверхностных псевдоисточников [6 — 10]. Так, для расчета малогрупповой матрицы сечений поглощения и деления Σ_{af} метода поверхностных гармоник (МПГ) [1 — 3] в цилиндрической ячейке используется программа РАЦИЯ-1 [11], в кластерной ячейке — программа КЛАРА-1 [12]. Для расчета малогрупповой матрицы коэффициентов диффузии МПГ в цилиндрической ячейке используется программа РАДИК [13].

После объединения программы РАЦИЯ-1, КЛАРА-1, РАДИК и широкоиспользуемой в мировой реакторной практике для расчета тепловых реакторов программы WIMS-D4 [14] на основе последней программы был создан комплекс WIMS-SU. В результате в новом комплексе появились две новые опции: РАЦИЯ—РАДИК и КЛАРА.

Комплекс WIMS-SU полностью сохраняет все возможности программы WIMS-D4. К ним добавляются еще и возможности, заложенные в программах РАЦИЯ-1, КЛАРА-1, РАДИК, а также возможность, связанная с автоматическим расчетом библиотек малогрупповых характеристик ячеек, которые можно использовать для расчета реакторов как методом гомогенизации, так и методом поверхностных гармоник. Остановимся на этих новых возможностях комплекса WIMS-SU подробнее.

ОПЦИЯ РАЦИЯ—РАДИК

Опция РАЦИЯ—РАДИК является одной из ветвей транспортного многогруппового расчета цилиндрической ячейки ядерного реактора в комплексе WIMS-SU. Для расчета детального пространственного распре-

ления нейтронов внутри ячейки в этой опции решается многогрупповое транспортное уравнение

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \nabla \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{tot\ g}(\vec{r}) \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = & \sum_{g'=1}^{MG} \Sigma_{s0g \leftarrow g'}(\vec{r}) \psi_{0g'}(\vec{r}) + \\ & + \frac{\chi_g}{K_{\infty}} \sum_{g'=1}^{MG} \nu \Sigma_{fg'}(\vec{r}) \psi_{0g'}(\vec{r}) + \\ & + I_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_{ист}) + S_g(\vec{r}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ — функция распределения нейтронов в группе g ; $\psi_{0g}(\vec{r}) = \int_{\Omega} \psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega}$ — поток нейтронов в группе g ; $I_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ — 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 объемного источника нейтронов в группе g ; MG — число групп ($1 \leq g \leq MG$).

В подопции РАЦИЯ на внешней границе ячейки ставится симметричное граничное условие

$$\int_{\Omega} (\vec{\Omega} \vec{n}) \psi_g(\vec{r}_{вн}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = T_g. \quad (2)$$

В подопции РАДИК на внешней границе ячейки ставится антисимметричное граничное условие

$$\int_{\Omega} (\vec{\Omega} \vec{n}) \psi_g(\vec{r}_{вн}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = T_g \cos \alpha, \quad (3)$$

где α — азимутальный угол пространственной переменной \vec{r} .

Для решения уравнения (1) с граничными условиями (2) и (3) используется способ расщепления оператора [10, 15, 16], причем для решения пространственно-угловой части задачи применен метод поверхностных псевдоисточников в G_N^0 -приближении (в подопции РАЦИЯ модифицированная программа ПРАКТИНЕЦ-Ф [17], в подопции РАДИК модифицированная программа ОРАР-ЦМ [18]).

Основными приближениями способа расщепления оператора являются предположения о постоянстве по зонам источников нейтронов деления и производных энергетического тока нейтронов [5]. Последнее

приближение является значительно более слабым ограничением при расчете ячеек, чем широко используемое приближение "плоских потоков" в методе вероятностей первых столкновений, что позволяет не дробить зоны ячейки на подзоны, тем самым уменьшая время счета на ЭВМ. На внешней границе ячейки используются граничные условия: "сток на бесконечности" [19], "изотропный сток" и "комбинированный сток" [20] в подопции РАЦИЯ и "сток на бесконечности" и "объемный сток" [13] в подопции РАДИК.

ПОДОПЦИЯ РАЦИЯ

В этой подопции рассчитываются малогрупповые (1 — 6 группы) характеристики ячеек, используемые как в традиционных методах гомогенизации, так и в уточненных схемах расчета реакторов, являющихся по сути обобщением методов гомогенизации.

При использовании традиционных методов гомогенизации в подопции РАЦИЯ уравнение (1) с граничным условием (2) решается на нахождение собственного значения K_∞ ячейки (тогда $T_g = 0$ и $S_g(\vec{r}) = 0$ для $1 \leq g \leq MG$) и собственной функции ψ_g .

В подопции есть возможность решать уравнение (1) с внешними источниками нейтронов: либо с объемными источниками нейтронов $S_g(\vec{r})$ (тогда $T_g = 0$), либо с интегральными токами нейтронов T_g на внешней границе ячейки (тогда $S_g = 0$), либо с теми и другими источниками нейтронов вместе. Эта возможность используется в подопции РАЦИЯ для расчета малогрупповых матриц сечений поглощения и деления Σ_{af} применяемых в уточненных схемах расчета реакторов методом поверхностных гармоник. Эта матрица Σ_{af} имеет следующий вид:

$$\Sigma_{af} = \frac{S}{V} \hat{\varphi}^{-1}, \quad (4)$$

где S — поверхность ячейки; V — объем ячейки; $\hat{\varphi}$ — матрица граничных групповых уровней нейтронов на внешней поверхности ячейки.

Матрица $\hat{\varphi}$ имеет особенность типа полюс, поэтому ее удобно представить в виде двух слагаемых [21]:

$$\hat{\varphi} = \frac{1}{\rho} (\vec{F}_0 \times \vec{p}) + \hat{v}, \quad (5)$$

где $\rho = (K_\infty - K_{эф})/K_\infty$; \vec{F}_0 — вектор уровней (комбинации потока и второго углового момента функции распределения [22]) нейтронов на внешней границе ячейки в задаче на нахождение K_∞ ; \vec{p} — вектор, элементы которого равны значениям F_{0g}^+ на внешней границе ячейки; F_{0g}^+ — решение уравнения, сопряженного уравнению для функции F_{0g} в задаче на нахождение K_∞ ячейки; $(\vec{F}_0 \times \vec{p})$ — матрица, элементы которой $\{\vec{F}_0 \times \vec{p}\}_{gg'}$, имеют вид $F_{0g} \cdot p_{g'}$; \hat{v} — матрица граничных

уровней от единичных групповых токов втекающих нейтронов в ячейке с подавленным размножением ($\nu \Sigma_{fg} = 0$); $K_{эф}$ — эффективный коэффициент размножения рассчитываемого объекта.

Матрица $\hat{\varphi}$ (см. (5)), рассчитываемая в подопции РАЦИЯ, предназначена для двумерных расчетов реакторов методом поверхностных гармоник. В этой подопции в некотором приближении рассчитываются и матрицы $\hat{\varphi}_z$, связанные с симметричными пробными функциями вдоль оси z . Эти матрицы $\hat{\varphi}_z$ представляются также в виде двух слагаемых (см. (5)): первое слагаемое связано с "собственными" нейтронами ячейки, второе — с втекающими в ячейку токами нейтронов. Для матрицы $\hat{\varphi}_z$ второе слагаемое связано с токами нейтронов, втекающими в ячейку через ее торцевую грань.

Для расчета матрицы $\hat{\varphi}$ необходимо выполнить (см. формулу (5)) один расчет на нахождение K_∞ ячейки и G (где G — число макрогрупп) многогрупповых расчетов ячейки с втекающими в нее токами нейтронов для вычисления матрицы \hat{v} . Кроме матрицы $\hat{\varphi}$, являющейся двумерной характеристикой ячейки, для трехмерных расчетов требуется расчет матрицы $\hat{\varphi}_z$, которая имеет вид (5) и для вычисления которой необходимо еще G дополнительных многогрупповых расчетов ячейки. Итого, требуется $(2G + 1)$ многогрупповых расчетов ячейки.

В подопции РАЦИЯ используется прием, позволяющий провести $2G + 1$ многогрупповых расчетов ячейки за время, которое незначительно превышает время одного многогруппового расчета ячейки. Для этого сначала выполняется полностью по методу поверхностных псевдоисточников один многогрупповой расчет всей ячейки, в результате которого запоминаются некоторые вспомогательные матрицы. Затем, используя эти вспомогательные матрицы, простым матричным перемножением определяются необходимые решения в зависимости от краевых условий задачи. Так 20-групповой расчет 7-зонной цилиндрической ячейки и вычисление на его основе всех матриц на ЭВМ ЕС-1055 занимает ~ 2 мин, при этом методическая погрешность расчета двухгрупповых констант ячеек составляет ~ 1% [6 — 8].

Отметим, что в многогрупповых расчетах по подопции РАЦИЯ вычисляются также и малогрупповые матрицы реакций, произведения которых на уровни нейтронов, рассчитанные в реакторе по методу поверхностных гармоник, определяют различные функционалы, например энерговыделение, поглощение нейтронов в ячейке и т.д.

В подопции РАЦИЯ имеются ограничения по номеру приближения метода поверхностных псевдоисточников (G_1 и G_3), по числу групп (≤ 30) и по числу зон (≤ 11). Последние два ограничения связаны с размерностью используемых массивов, которую трудно изменить.

ПОДОПЦИЯ РАДИК

В этой подопции рассчитывается малогрупповая матрица коэффициентов, используемая в уравнениях МПГ. Определение этой матрицы имеет вид

$$\hat{D} = \frac{2V}{S} \hat{\Psi}_{ac}^{-1}, \quad (6)$$

где V — объем и S — площадь поверхности ячейки; $\hat{\Psi}_{ac}$ — малогрупповая матрица уровней нейтронов на границе ячейки, соответствующих антисимметричным пробным функциям. При этом k -й столбец матрицы $\hat{\Psi}_{ac}$ — малогрупповой вектор $\vec{\Psi}_{ac,k}$ — определяется для ячейки со следующими граничными условиями: в k -й группе на внешней границе ячейки задается единичный протекающий ток нейтронов, а в остальных группах — нулевой. Вектор $\vec{\Psi}_{ac,k}$ следующим образом выражается через малогрупповой вектор антисимметричного распределения нейтронов в ячейке $\vec{\Psi}_{ac,k}(\vec{r}_s, \vec{\Omega})$:

$$\vec{\Psi}_{ac,k} = \frac{3}{l} \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Omega_k \int_{\Gamma_n} d\vec{r}_s \vec{\Psi}_{ac,k}(\vec{r}_s, \vec{\Omega}), \quad (7)$$

где l — единица границы Γ_n ; Γ_n — часть границы ячейки, лежащая справа от оси y [22].

В работах [22, 23] показано, что, предполагая слабую зависимость матрицы \hat{D} от формы внешней границы ячейки, можно написать следующее выражение для матрицы \hat{D} через антисимметричную пробную матрицу в цилиндрической ячейке:

$$\hat{D} = R \hat{\Psi}_{c,ac}^{-1}, \quad (8)$$

где R — радиус цилиндрической ячейки,

$$\hat{\Psi}_{c,ac} = \hat{\Psi}_{ac}^{00}(R) + 2\Psi_{ac}^{20}(R) + \sqrt{G} \Psi_{ac}^{21}(R). \quad (9)$$

Здесь использовано следующее разложение антисимметричной функции распределения:

$$\vec{\Psi}_{ac}(w) = \sum_{n,k} \frac{2n+1}{2\pi(1+\delta_{k,0})} Y_n^*(\vec{\Omega}) f_k(\alpha) \vec{\Psi}_{ac}^{nk}, \quad (10)$$

где $w = (\rho, \alpha, \vec{\Omega})$; $f_k(\alpha) = \begin{cases} \cos \alpha & (k \text{ четное}); \\ \sin \alpha & (k \text{ нечетное}). \end{cases}$

Выражение (8) использовалось в подопции РАДИК для расчета матрицы \hat{D} .

Отметим, что матрица \hat{D} , используемая в уравнениях МПГ, является полной матрицей, т.е. имеет ненулевые недиагональные члены. Это связано с тем, что во-первых, матрица относится не к точке, а к системе, имеющей конечные размеры (к ячейке); во-вторых не предполагается однородность решетки, т.е. не считается известным групповой спектр. При этом нейтроны в i -й энергетической группе разделяются на нейтроны, втекающие в ячейку через границу, и нейтроны, появляющиеся за счет групповых переходов (рассеяние и деление). Эти нейтроны диффундируют в ячейке по-разному. Недиагональность матрицы \hat{D} в МПГ является особенностью, отличающей ее от других определений коэффициентов диффузии. Несмотря на то что конечно-разностные уравнения в низшем приближении МПГ

имеют диффузионно-подобный вид и имеется значительное количество реакторных программ [24 — 26], в которых реализованы уравнения такого типа, данная особенность матрицы \hat{D} не позволяет непосредственно воспользоваться этими программами для реализации уравнений МПГ.

Для преодоления этой трудности в комплексе WIMS-SU имеется несколько способов диагонализации матрицы \hat{D} .

ОПЦИЯ КЛАРА

Опция КЛАРА-1 является одной из ветвей транспортного расчета кластерных ячеек типа РБМК в комплексе WIMS-SU. В этой опции решается многогрупповое транспортное уравнение (1) с граничными условиями (2) способом расщепления оператора [9, 12, 19], при этом для решения пространственно-угловой части задачи используется метод поверхностных псевдоисточников в G_N^0 -приближении [27], разработанный для расчета кластерных ячеек. На внешней границе ячейки используется граничное условие "сток на бесконечности" [19].

В опции КЛАРА имеются те же возможности, что и в подопции РАЦИЯ, с тем отличием, что в опции КЛАРА решаются задачи для кластерных ячеек. В опции КЛАРА расчеты выполняются в G_3^1 -приближении метода поверхностных псевдоисточников, при этом малогрупповые характеристики ячеек рассчитываются с погрешностью примерно в 1% [9]. На 20-групповой расчет кластерной ячейки РБМК с двумя рядами топливных блоков и на подготовку малогрупповых характеристик ячейки, используемых в МПГ, затрачивается ~ 6 мин на ЭВМ ЕС-1055. В опции имеется ограничение на число групп (≤ 30), на число цилиндрических зон с топливными блоками (≤ 5) и на число цилиндрических зон (≤ 11). Эти ограничения связаны с размерностью соответствующих массивов, которую нетрудно изменить.

ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЛЕКСА

В методе поверхностных гармоник в низшем приближении получены конечно-разностные уравнения, по внешнему виду напоминающие аналогичные уравнения метода гомогенизации. Поэтому, приводя в соответствие аналогичные члены конечно-разностных уравнений, для решения уравнений МПГ можно использовать сеточные программы, такие, как JOSHUA [23], БОКР [24], ПЕРМАК [25]. По комплексу WIMS-SU готовятся такие эффективные малогрупповые характеристики ячеек МПГ, которые могут быть использованы в двумерных и трехмерных программах типа JOSHUA, БОКР, ПЕРМАК, причем при двумерном расчете конечных и однородных по высоте сборок продоль-

ная утечка учитывается в эффективных характеристиках ячеек с помощью заданного B_2^2 . Кроме того, по комплексу готовятся малогрупповые матрицы $\hat{\Lambda}_0$ и $\hat{\Lambda}_1$, которые могут быть использованы в программах типа НЕМЗ [28].

По комплексу WIMS-SU можно вычислять библиотеки малогрупповых характеристик ячеек для различных тепловых реакторов. В комплексе WIMS-SU есть возможность автоматического расчета библиотек двухгрупповых характеристик ячеек, используемых для расчета реакторов методом поверхностных гармоник как по сеточным программам в низшем приближении (по программам типа JOSHUA, БОКР, ПЕРМАК), так и по программам типа НЕМЗ, использующим уточненные схемы расчета реакторов. При расчете любой из библиотек малогрупповых характеристик ячеек используется нерегулярная сетка параметров. Распределение значений параметров производится с помощью датчика специальной $\lambda_{пт}$ -последовательности [29]. Такой подход нашел широкое распространение при вычислении многомерных интегралов, в результате существенно сократилось время их расчета. Использование метода $\lambda_{пт}$ -последовательности при выборе точек сетки параметров приводит к значительному уменьшению числа узлов, а следовательно, и к уменьшению времени расчета библиотек характеристик ячеек на 1 — 2 порядка на ЭВМ. Далее рассчитанные библиотеки двухгрупповых характеристик ячеек с помощью программы ПУС-ПОЛИН [30] представляются в виде полиномов небольшого порядка от параметров библиотеки.

Для демонстрации возможностей комплекса WIMS-SU по его новым опциям были подготовлены двухгрупповые эффективные сечения, используемые методом поверхностных гармоник в низшем приближении для расчета рассматриваемых объектов по обычным сеточным программам. Расчеты полячейки (такого типа, как приведенная в работе [30]), однородных (типа приведенных в работе [31]) и неоднородных сборок РБМК выполнялись по программе JOSHUA, неоднородных сборок ВВЭР [32] — по программе ПЕРМАК.

Рассчитанный эффективный коэффициент размножения $K_{эф}$ полячейки хорошо согласовался с результатом его расчета методом Монте-Карло по программе MSU [33]. Отличие результатов составляло 0,2% при статистической погрешности метода Монте-Карло 0,3%. Расчетное энерговыделение также находилось в пределах погрешностей метода Монте-Карло. Расчетный $K_{эф}$, полученный в двухгрупповом приближении по программе JOSHUA методом традиционной гомогенизации, завышается на 2%. Завышение обусловлено тем, что в методе гомогенизации поглощение в нерабочих ячейках (ячейки с дополнительным поглотителем, ячейки с органом СУЗ, ячейки с водяным столбом)

недоучитывается на 12 — 25%. Рассчитанные $K_{эф}$ однородных и неоднородных сборок РБМК (см. таблицу) методом поверхностных гармоник отличались от экспериментальных данных менее чем на $\delta = 0,0064$, при этом расчет методом традиционной гомогенизации завышает $K_{эф}$ на 3 — 5%.

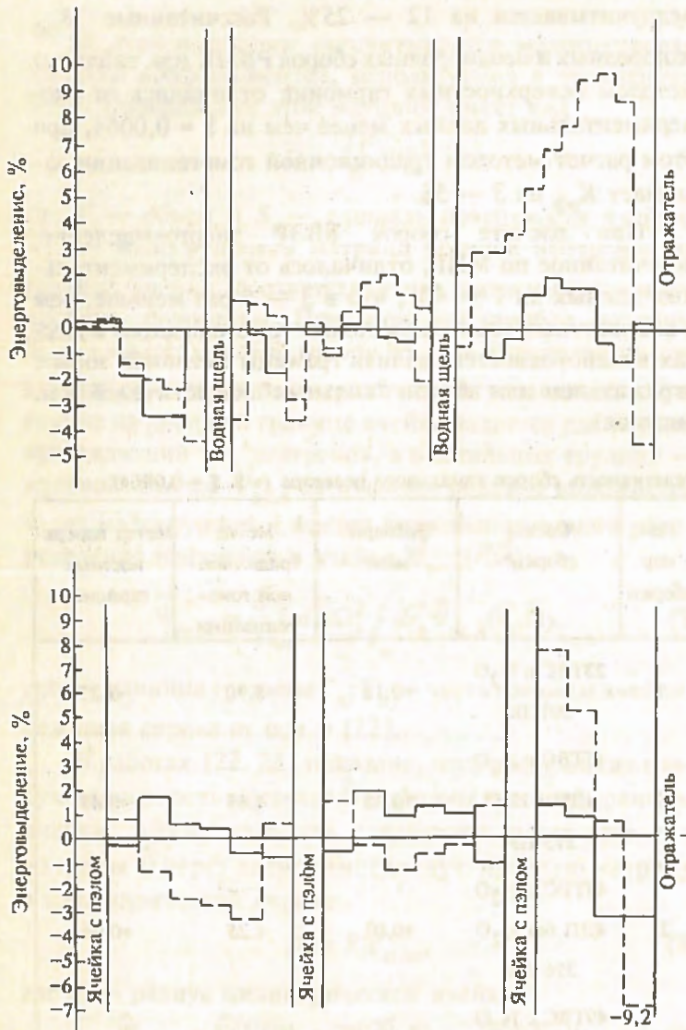
При расчете сборок ВВЭР энерговыделение, рассчитанное по МПГ, отличалось от экспериментальных данных на 1 — 4%, что в 3 — 5 раз меньше, чем в аналогичных расчетах методом гомогенизации в местах неоднородностей: вблизи границы активной зоны с отражателем или вблизи "сильных" поглотителей (см. рисунок).

Реактивность сборок канального реактора (в δ , $\delta = 0,0064$)

| Но- мер сборки | Состав сборки* | Экспери- мент | Метод традицион- ной гомо- генизации | Метод поверх- ностных гармоник |
|----------------------|---|------------------|---|--------------------------------------|
| 1 | 23ТВС с Н ₂ O 301ПК | +0,13 | 3,90 | -0,27 |
| 2 | 45ТВС с Н ₂ O 4ДП с Н ₂ O 275 ПК | +0,45 | 4,63 | +0,47 |
| 2' | 44ТВС с Н ₂ O 4ДП без Н ₂ O 276 ПК | +0,02 | 4,25 | +0,06 |
| 3 | 49ТВС с Н ₂ O 4ДП без Н ₂ O 271 ПК | +0,59 | 4,13 | +0,75 |
| 3' | 48ТВС с Н ₂ O 4ДП без Н ₂ O 272 ПК | +0,12 | 3,72 | +0,31 |
| 4 | 56ТВС с Н ₂ O 12ДП с Н ₂ O 256 ПК | +0,14 | 3,47 | -0,43 |
| 5 | 71ТВС с Н ₂ O 12ДП без Н ₂ O 241 ПК | +0,17 | 2,65 | -0,31 |
| 6 | 89ТВС с Н ₂ O 32ДП с Н ₂ O 203 ПК | +0,24 | 3,96 | -0,33 |
| 7 | 18ТВС с Н ₂ O 306 ПК | +0,40 | 3,63 | +0,40 |
| 8 | 22ТВС без Н ₂ O 302 ПК | +0,23 | 4,52 | -0,13 |

* ТВС — тепловыделяющая сборка; ДП — дополнительный поглотитель; ПК — "пустой канал".

МЕТОД ПОВЕРХНОСТНЫХ ПСЕВДОИСТОЧНИКОВ



Отклонение расчетных значений энерговыделения от экспериментальных данных (в %) по одному из радиальных направлений сборки ZR-6 с конфигурацией 101/101 (а) и 57/57 (б): — метод поверхностных гармоник; - - - метод гомогенизации

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Комплекс программ WIMS-SU позволяет сверх возможностей комплекса WIMS-D4 проводить:

- расчет эффективных характеристик ячеек, используемых в сеточных программах типа JOSHUA, БОКР, ПЕРМАК для двумерных (с учетом B_z^2 в характеристиках ячеек) и трехмерных расчетов реакторов методом поверхностных гармоник в низшем приближении;
- расчет матриц $\hat{\Lambda}_0$ и $\hat{\Lambda}_1$, используемых в уточненных конечно-разностных программах типа НЕМЗ для расчета реакторов;
- расчет библиотек вышеперечисленных малогрупповых характеристик ячеек с использованием неравномерной сетки по параметрам, задаваемых по методу $\lambda_{лт}$ -последовательности, с последующим представлением их в виде полиномов от этих параметров.

1. Метод поверхностных псевдоисточников (МППИ), предложенный Н.И. Лалетиним, является методом решения уравнения переноса нейтронов. В основе метода лежит использование функции Грина в подобластях (зонах), из которых составлена вся область. Внутри зон макросечения взаимодействия нейтронов с веществом считаются не зависящими от координат. Решение в каждой зоне зависит от неизвестных знаменителей (псевдо) источников, расположенных на границах зоны. Из требования непрерывности (по лучу) решения на границах смежных зон получается система интегральных уравнений для определения интенсивностей псевдоисточников.

2. Для решения этой системы уравнений развит приближенный метод, названный G_n^p -приближением. В нем функции Грина представлены разложенными по сферическим функциям (индекс n) от углов полета нейтрона и по функциям, зависящим от координатных углов (индекс p). Использование этих разложений приводит к системе алгебраических уравнений для моментов функций, описывающих псевдоисточники. Оставление в этой системе первых нескольких уравнений дает систему уравнений G_n^p -приближения. Успех метода обусловлен получением удобных для вычисления выражений для моментов функций Грина в основных системах координат: декартовой, сферической и цилиндрической.

3. Метод МППИ следует отнести к интегральным, поскольку непосредственно, без определения решения в каждой точке области из системы уравнений G_n^p -приближения находятся угловые моменты решения на границах зон. Из балансных соотношений знание токов на границах зон позволяет легко определить средние по зонам потоки. В силу интегральности метод при высокой точности определения наиболее интересующих исследователя функционалов уже в начальных приближениях обеспечивает экономию вычислительных затрат по сравнению с такими методами, как S_n , P_n -методы, методы характеристик, а также с другими интегральными методами — методом вероятностей первых столкновений (ВПС), методом поверхностных токов (ПТ).

4. По сравнению с методом ВПС и ПТ помимо выгоды по вычислительным затратам в наиболее распространенных модификациях возникают дополнительные преимущества:

- имеется возможность вычисления по пути нескольких первых угловых моментов решения в конкретных точках области; это важно для расчета характеристик ячеек типа матриц связи на их границах токов и потоков (или уровней) нейтронов; такие характеристики необходимы для решения реакторных уравнений, возникающих в усовершенствованных схемах типа МПГ; кроме того, указанное свойство метода полезно при вычислении показаний детекторов нейтронов;

— учет анизотропии рассеяния любого порядка в МППИ приводит лишь к незначительному усложнению расчета, тогда как в методах ВПС и поверхностных токов привлечение дополнительных моментов индикатрисы рассеяния ведет к резкому увеличению порядка системы уравнений и, следовательно, к значительному увеличению вычислительных затрат.

5. Помимо программ, вошедших в комплекс WIMS-SU и кратко охарактеризованных в описании его, имеются также следующие:

— односкоростная программа расчета плоской ячейки с учетом анизотропии рассеяния методом поверхностных псевдоисточников;

— односкоростная программа расчета цилиндрической ячейки с учетом анизотропии рассеяния методом поверхностных псевдоисточников ПРАКТИНЕЦ 5Ф (АР);

— программа нейтронного группового расчета плоской ячейки реактора;

— программа нейтронного группового расчета цилиндрической ячейки реактора.

В последних двух программах использована многогрупповая функция Грина. Эти программы использовались при изучении отдельных эффектов. Некоторые из них предлагается развить и включить в комплекс.

6. Примеры расчетов:

а) односкоростной расчет коэффициента проигрыша нейтронов в двухзонной цилиндрической уран-графитовой ячейке:

p_1 -приближение.....1,5109 G_1 1,796

p_3 -приближение.....1,708 G_3 1,784

p_5 -приближение.....1,756 G_5 1,782

Метод Монте-Карло1,780

б) 20-групповой расчет ячейки РБМК методом поверхностных псевдоисточников по программе КЛАРА:

| Характеристика ячейки | КЛАРА G_3^1 | WIMS-D4 | РЦ* |
|-----------------------|---------------|-----------|-------|
| K_∞ | 1,2971 | 1,3000 | (0,2) |
| Σ_a^T | 0,004654 | 0,004708 | (1,2) |
| Σ_z^0 | 0,001291 | 0,001299 | (0,6) |
| $\nu\Sigma_f^T$ | 0,006775 | 0,006872 | (1,5) |
| $\nu\Sigma_f^I$ | 0,0007731 | 0,0007741 | (0,1) |
| Σ_{s2+1} | 0,005693 | 0,005737 | (0,8) |
| t^{**} , мин | 5,2 | 110 | |

* Приведено процентное отличие результатов от данных программы КЛАРА.

** Время расчета ячейки на ЭВМ ЕС-1055.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

МЕТОД ПОВЕРХНОСТНЫХ ГАРМОНИК

Для повышения безопасности и экономичности ядерных реакторов непрерывно ищутся и способы повы-

шения точности расчета нейтронных полей в реакторах, не требующие заметного увеличения вычислительных затрат.

Метод поверхностных гармоник (МПГ), развиваемый группой исследователей во главе с Н.И. Лалетиним, позволяет достичь (с незначительным увеличением вычислительных затрат) уменьшения методической погрешности расчета, имеющейся в существующих подходах, до уровня погрешности, связанной с неопределенностью знания микроконстант.

С математической точки зрения МПГ представляет собой метод построения конечно-разностных уравнений повышенной точности, описывающих нейтронные поля в гетерогенных реакторах. Специфика реакторных задач требует разделения расчета на этап расчета ячейки и (или) кассеты и этап расчета поля во всем реакторе. В связи с этим конечно-разностный подход является естественным. Кроме того, структура активной зоны реактора накладывает ограничения на шаг сетки при конечно-разностном подходе, и стремление к уменьшению погрешности расчета обуславливает отказ от простейших конечно-разностных аппроксимаций.

Конечно-разностные уравнения в МПГ получаются следующим образом:

1) решение ищется в виде суммы пробных функций, каждая из которых предполагается удовлетворяющей уравнению транспорта нейтронов в определенной ячейке (или "моде"); каждая из набора пробных функций, относящегося к выделенной ячейке, отличается от других заданным условием на границе ячейки; поскольку пробные функции классифицируются по граничным условиям, называем их поверхностными гармониками;

2) с использованием некоторого вариационного принципа находится связь между амплитудами поверхностных гармоник, относящихся к смежным ячейкам; при этом используется также связь между четными и нечетными угловыми моментами решений в отдельной ячейке;

3) полученная система алгебраических уравнений преобразуется с помощью исключения некоторых неизвестных и введения новых неизвестных к такому виду, что в начальных приближениях МПГ система становится сходной с уравнениями обычного метода гоменизации.

Описанный метод был использован для получения как уравнений, описывающих поле внутри кассеты, так и уравнений, описывающих поле во всей активной зоне реактора.

Возникающие уточнения можно классифицировать следующим образом.

1. *Основная поправка на "крупный шаг"*. При построении уравнений МПГ ток нейтронов через границу смежных ячеек оказывается не пропорционален разности средних потоков в ячейках. Его, однако, можно записать (в низких приближениях) пропорциональным разности величин, характеризующих эти ячейки и названных в МПГ уровнями нейтронов в ячейках. Пос-

ледний представляет собой произведение среднего потока в ячейке на множитель, характеризующий некоторым образом кривизну распределения нейтронов обсуждаемой группы внутри этой ячейки. В простейшем случае, когда ячейки гомогенные и рассматриваются в одной группе, подобные поправки "на крупный шаг" возникали в работах Аскью, Такеды и других авторов.

2. *Учет окружения ячейки при расчете ее характеристик.* Малогрупповая аппроксимация в МПГ производится лишь на границах ячеек. Внутри каждой ячейки пространственно-энергетическое распределение даже в пределах одной группы оказывается суперпозицией нескольких функций. Веса, с которыми входят эти функции, определяются после решения задачи во всем объеме. Таким образом производится учет окружения ячейки.

3. *Уточнение группового закона Фика.* В МПГ возникает полная (недиагональная) матрица коэффициентов диффузии, т.е. ток нейтронов на границе ячейки зависит не только от различия уровней нейтронов в соседних ячейках, но и от аналогичных величин для других групп.

4. *Учет высших пространственных гармоник.* Когда шаг решетки становится достаточно велик (например, в случае расчета реактора, зона которого состоит из кассет размером порядка обратного "баклинга"), приобретают значения поправки, связанные с учетом высших пространственных гармоник, что формально выглядит как увеличение числа групп в системе уравнений.

5. *Транспортные поправки на границах ячеек.* Так как из использования вариационного принципа следует, что даже в низких приближениях МПГ может производиться шивка на границах ячеек не тока и потока нейтронов, а тока и локального уровня нейтронов, отличающегося от потока включением некоторой доли вторых угловых моментов решения при разложении по сферическим гармоникам, получающиеся уравнения оказываются более точными. Эти поправки особенно важны для описания поля нейтронов внутри кассет, а также для малых активных зон (например, для исследовательских реакторов).

Список литературы

1. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5(8), с. 31.

2. Лалетин Н.И. Basic Principles for Developing Equations for Heterogeneous Reactors. — Nucl. Sci. Eng., 1983, vol. 83, p. 133.

3. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 1. Квадратная решетка: Препринт ИАЭ-3280/5. — М., 1980; 2. Квадратная треугольная и "двойная" решетка блоков: Препринт ИАЭ-3458/5. — М., 1981.

4. Майоров Л.В. О расчете констант диффузионных конечно-разностных уравнений для гетерогенных реакторов. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядер-

ных реакторов, 1983, вып. 5(34), с. 3.

5. Кварацхели А.Ю., Кочуров Б.П. Метод вычисления физических характеристик ячейки гетерогенного реактора. — Атомная энергия, т. 58, вып. 2, 1985.

6. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета коэффициента использования тепловых нейтронов в многозонной цилиндрической ячейке (МГ ПРАКТИ-НЕЦ): Препринт ИАЭ-3375/5. — М., 1981.

7. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета цилиндрической ячейки РАЦИЯ: Препринт ИАЭ-3536/5. — М., 1982.

8. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет цилиндрических ячеек с сильнопоглощающими кольцевыми зонами методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, т. 58, вып. 6, 1985, с. 410.

9. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет кластерных ячеек методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, т. 58, вып. 6, 1985, с. 414.

10. Бояринов В.Ф. Многогрупповой расчет антисимметричных распределений нейтронов в цилиндрической ячейке. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 5, с. 324.

11. Султанов Н.В. Аннотация программы РАЦИЯ-1. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2.

12. Султанов Н.В. Аннотация программы КЛАРА-1. — Там же, 1989, вып. 2.

13. Бояринов В.Ф. Аннотация программ РАДИКФ и РАДИКФ-ЕС. — Там же, 1988, вып. 2, с. 71.

14. Askew J.R., Fayers F.J., Kamsell P.B. A General Description of the Lattice Code WIMS — JBNES, 1966, p. 564.

15. 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. 99.

16. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет цилиндрической ячейки методом поверхностных псевдоисточников (приближение плоских производных энергетического тока нейтронов). — Там же, с. 69.

17. Султанов Н.В. Аннотация программы ПРАКТИ-НЕЦ 5Ф. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1987, вып. 1, с. 22.

18. Бояринов В.Ф. Аннотация программы ОРАР-ЦМ. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1986, вып. 2, с. 54.

19. Лалетин Н.И. Метод поверхностных псевдоисточников для решения уравнения переноса нейтронов (G_N -приближения). — В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реактора. — М.: Атомиздат, 1974, с. 187.

20. Султанов Н.В., Жокина И.А. Уточнение граничных условий для расчета "тесных" решеток методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, т. 53, вып. 3, с. 155.

21. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Уточнение метода гомогенизации гетерогенного реактора. — Атомная энергия, 1977, т. 43, с. 247.

22. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Эффективный односторонний коэффициент диффузии нейтронов в решетках реакторов. — Атомная энергия, 1985, т. 59, вып. 2, с. 91.

23. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Многогрупповая матрица коэффициентов диффузии нейтронов в решетках реакторов. — Атомная энергия, 1987, т. 62, вып. 5, с. 351.

24. Roth M.J. Thompson MRS M.A. The Facade Version of JOSHUA. — AEEW-R1186, 1978.

25. Шкурпелов А.А., Исаев Н.В., Немиров А.С., Веселов В.П. Аннотация программы БОКР-БИС. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1989, вып. 8(37), с. 31.

26. Лизоркин М.П. Аннотация программы ПЕР-МАК-У — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 4, с. 56.

27. Лалетин Н.И., Султанов Н.В. Развитие метода поверхностных псевдоисточников для расчета нейтронных полей в ячейках с пучком стержневых твэлов. — Атомная энергия, т. 46, вып. 3, 1979, с. 148.

28. Городков С.С. Сравнение сеточных алгоритмов расчета нейтронных полей в больших реакторах. — Атомная энергия, 1988, т. 65, вып. 3, с. 184.

29. Соболев И.М. Многомерные квадратурные формулы и функции Хаара. — М.: Наука, 1969.

30. Войтовецкий С.В. Программа получения аппроксимационных формул функций многих переменных: Препринт ИАЭ-4109/15: — М., 1985.

31. Качанов В.М., Кузьмин А.Н., Каманин Д.М., Лаштунов Л.М. Влияние технологических допусков элементов однородных критических сборок из ТВС РБМК на эффективный коэффициент размножения. — В кн.: Эксперимент в физике реакторов. — М.: ЦНИИ-атоминформ, 1983, с. 46.

32. Экспериментальные исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР: Сб. трудов ВМК, т. 1. — Будапешт, 1984.

33. Майоров Л.В. и др. Аннотация пакета программ MSU. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 61.

Статья поступила в редакцию
26 октября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, вып. 1, с. 26 — 33.

УДК 621.039.5

КОМБИНАТОРНЫЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ COMBIN ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРАЕКТОРИЙ НЕЙТРОНОВ ПРИ РАСЧЕТЕ РЕАКТОРОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

А.Н. Мордвинов

Описан комбинаторный геометрический модуль COMBIN для расчета методом Монте-Карло реакторных систем трехмерной геометрии. Приведены демонстрационные расчеты критической сборки.

THE COMBINATORIAL GEOMETRIC MODULE COMBIN FOR NEUTRON TRACKS MODELING IN REACTOR CALCULATIONS BY MONTE-CARLO METHOD. A.N. MORDVINOV. The combinatorial geometric module COMBIN for threedimensional reactor systems calculation by Monte-Carlo method is described. The critical assemblies demonstrative calculations are considered.

Исходя из потребностей расчета реакторов, геометрии которых не поддаются описанию с требуемой точностью специализированными геометрическими модулями [1 — 4], появилась необходимость разработки геометрического модуля комбинаторного типа. Этот модуль должен был сочетать в себе: высокую экономичность с целью использования его в расчетах на ЭВМ с малой памятью (БЭСМ-6), быстродействие, сравнимое с быстродействием специализированных модулей, простоту задания исходных данных, динамическое распределение памяти, универсальность охвата практических конструкций.

Геометрический комбинаторный модуль, удовлетворяющий перечисленным требованиям, был создан. Он получил название COMBIN. С этой целью был разработан представленный в данной статье подход, основанный на использовании элементов комбинаторной геометрии [5 — 6].

Программа модуля имеет блочную организацию. Подобный принцип стандартизации используется в пакете прикладных программ КЕДР [7 — 8]. Алгоритм каждого программного блока оптимален с точки зрения его быстродействия и обслуживает определенный тип простейшей геометрии или решетки. В этом плане имеется некая аналогия со специализированными модулями.

С целью эффективного описания геометрий, состоящих из большого числа компонент, в модуле используется иерархический принцип представления, который аналогичен описанному в работе [5]. В данном подходе иерархический принцип одновременно выполняет функции конструирования геометрической модели совместно с комбинаторными операциями и параметрическим заданием форм и размеров простейших геометрий.

Известно, что модули высокой универсальности

требуют специального входного языка со сложным синтаксисом [5, 8]. Для данного модуля проблема задания данных решена посредством создания автоматизированной системы интерактивного ввода геометрии COMDI.

Значительная экономичность данного модуля достигнута также за счет автоматизированной компоновки его текста и оптимальной настройки рабочих массивов по варианту задачи. Эти функции выполняет специально созданная система COMPAQ, основанная на использовании интерактивного макропроцессора ПАГЕН (PGN) [9].

Модуль COMBIN и системы COMDI-COMPAQ успешно апробировались в расчетах реакторныхборок на ЭВМ БЭСМ-6.

В работе представлены основные положения методики описания геометрий, структура алгоритма модуля. Выполнены демонстрационные расчеты полномасштабной критической сборки, приведены характерные параметры работы модуля.

ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Для описания геометрий систем введены понятия: область (OBL), объект (OBJ) и решетка (LAT).

В общем случае геометрическая область — ограниченная, замкнутая, многосвязная область $M \subset R^3$. В данной работе рассматриваются геометрические области, имеющие вид прямых призм, ориентированных вдоль оси Z. Необходимость введения областей возникает по причине гетерогенности систем. Каждая область характеризуется формой, размерами, граничными условиями, материальным составом. В ней происходит регистрация функционалов. Моделирование траектории в области осуществляется стандартным способом: расстояние до ее границы в направлении движения частицы сравнивается с длиной свободного пробега [1].

Объект в общем случае представляет собой сложную геометрическую систему, состоящую из комбинации областей и других объектов. Характеристиками объекта являются: форма, размеры, положение и ориентация в системе координат того объекта, в который он вложен, внутренняя структура и граничные условия. При компоновке объекта можно использовать комбинаторные операции сложения и вычитания объектов — элементов решеток при условии, что границы объектов, находящихся на разных уровнях вложенности, не пересекаются. Границы областей могут произвольно пересекаться только объектами, являющимися элементами решеток (рис. 1, 2). Посредством объекта производится процедура вложения элементов реакторной системы друг в друга.

В реакторных системах, как правило, встречаются однотипные элементы, расположенные упорядоченно, например, кассеты в треугольной решетке, решетки органов регулирования. В представленном модуле раз-

работаны специальные алгоритмы построения траекторий в нескольких типах решеток, элементами которых могут быть объекты различных типов.

Решетками будем называть упорядоченные определенным образом геометрические объекты, имеющие одинаковую внутреннюю геометрическую структуру и вложенные целиком в один и тот же объект, находящийся на более высоком уровне иерархии. По своему материальному составу объекты, входящие в решетку,

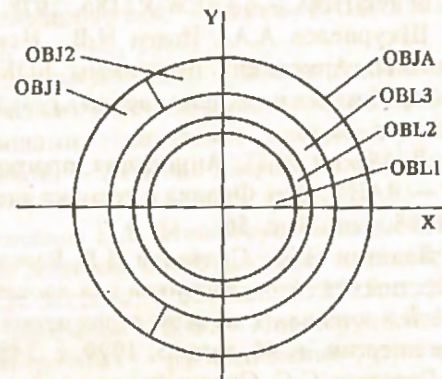


Рис. 1. Поперечное сечение OBJA, состоящего из двух объектов и трех областей

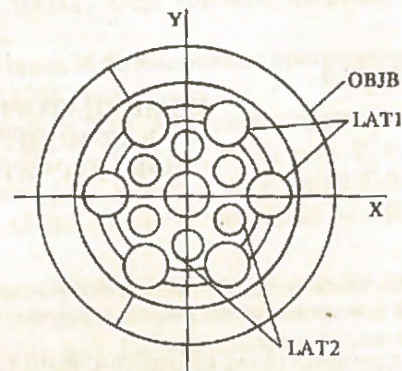


Рис. 2. Поперечное сечение OBJB, полученного из OBJA путем погружения в последний решеток LAT1 и LAT2

могут различаться. На рис. 1 показан вариант компоновки OBJA, из которого путем погружения в него решеток получен более сложный OBJB (см. рис. 2). Одновременно в объект может быть погружено несколько решеток.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕАКТОРНОЙ СИСТЕМЫ

В программе модуля реализованы различные типы форм областей и объектов: цилиндр, цилиндрическое кольцо, прямоугольная, шестигранная и восьмигранная призма, модифицированный цилиндрический сектор и т.д. Реакторная система комбинируется из примыкающих друг к другу областей, входящих в объекты, находящиеся на разных уровнях вложенности. Схематически реакторная система может быть представлена графом. На рис. 3 изображен граф компоновки экспериментальной сборки, подробное описание которой приведено в работе [10].



Рис. 3. Граф экспериментальной сборки (часть графа не показана):
 ○ — области; □ — объекты; ◇ — объекты — элементы решеток

ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОГРАММЫ

В целях экономии машинной памяти и дальнейшего расширения функциональных возможностей алгоритма программа данного геометрического модуля написана в блочном виде. Каждый программный блок независим и может быть исключен, если вариант расчета не использует его. Алгоритм программы выполняет следующие функции: построение траекторий в областях и решетках, поиск принадлежности точки объекту и области, поиск информации в массивах геометрических данных, розыгрыш источников. При вылете частицы из области в процессе блуждания включается алгоритм поиска нового ее местоположения. Для ускорения этого процесса задается информация о переходах в разделе "граничные условия", степень конкретизации которой определяется пользователем. Здесь же задаются различные граничные условия (зеркальное отражение, вылет, альбедные условия).

В программе предусмотрены два блока, в которых запрограммирован граф рассматриваемой реакторной модели. В этих блоках определяются типы объектов и областей и в соответствии с ними, через адресные массивы, дается ссылка на начала информационных сегментов в соответствующих разделах исходных данных геометрии.

ОПИСАНИЕ РАСЧЕТОВ

Алгоритм геометрического модуля COMBIN был апробирован в задаче расчета экспериментальной сборки ВВЭР методом Монте-Карло на ЭВМ БЭСМ-6. На рис. 3 изображен граф сборки. Сборка представляет собой металлический бак, в который погружено 85 шестигранных кассет, расположенных по треугольной решетке с шагом 14,7 см (рис. 4), внутри которых находится 91 трехзонный твэл, содержащий топливные таблетки из UO_2 (обогащение 1,5%), твэлы расположены по треугольной решетке с шагом 1,43 см (рис. 5). Кассеты

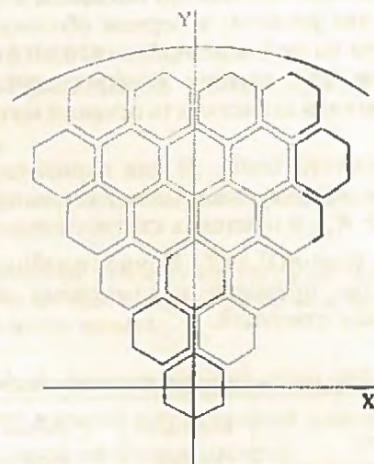


Рис. 4. Схема расположения кассет в сборке (показан элемент симметрии 60°)

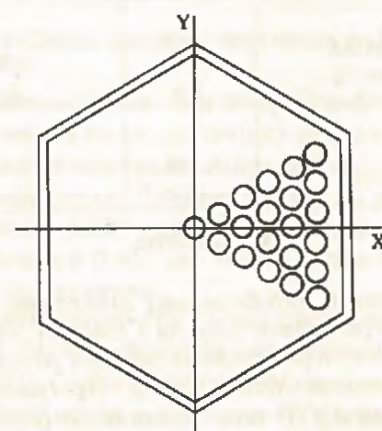


Рис. 5. Схематическое изображение поперечного сечения кассеты

фиксируются в отверстиях стальных плит, находящихся в нижней и верхней частях бака. Состояние критичности достигается заливом бака водой до критического уровня, равного 43,07 см. Более подробное описание экспериментов можно найти в работе [10], а описание кассет и твэлов в работе [11].

Т а б л и ц а 1. Составы зон критической сборки ВВЭР

| Номер состава | Элемент | Концентрация $\times 10^{24}$ ядер/см ³ | Пояснение |
|---------------|------------------|--|---|
| 1 | ²³⁵ U | 0,00033481 | Топливо |
| | ²³⁸ U | 0,02198600 | |
| | O | 0,04464100 | |
| 2 | Zr | 0,042500 | Оболочка кассет и твэлов |
| 2* | Zr | 0,041476 | Оболочка кассет и твэлов с 2,5%-ной примесью ниобия |
| | Nb | 0,0010441 | |
| 3 | Fe | 0,084800 | Стальные плиты |
| 4 | H | 0,066750 | Вода |
| | O | 0,033370 | |
| 5 | O | 0,000001 | Воздух |

В качестве граничных были выбраны условия вылета. Материальные составы зон показаны в табл. 1. Было проведено два расчета: в первом оболочки кассет и твэлов состояли из чистого циркония, а во втором была учтена добавка 2,5% ниобия. В обоих случаях учитывалась непрерывная зависимость сечений материалов от энергии.

Данные расчета (табл. 2) для варианта, учитывающего добавку ниобия, показывают согласие его с экспериментом по $K_{эф}$ в пределах статистической погрешности расчета, равной 0,54%. Неучет ниобия, как показывают расчеты, приводит к заметному завышению $K_{эф}$ системы над единицей.

Таблица 2. Результаты расчетов критической сборки ВВЭР

| Параметр | Без учета ниобия | С учетом 2,5%-ной примеси ниобия |
|--|------------------|----------------------------------|
| Количество историй | 12 600 | 46 200 |
| $K_{эф}$ | 1,01375 | 1,00419 |
| Погрешность: статистическая, ΔK относительная, % | 0,012 1,1 | 0,0055 0,54 |
| Время, с: на историю на столкновение | 0,792 0,0158 | 0,773 0,0158 |

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и апробирована программа комбинаторного геометрического модуля COMBIN, предназначенного для расчета реакторных систем с разноплановой геометрией методом Монте-Карло. Программа может быть использована в составе пакета MCSU [2]. Получено хорошее согласие расчетов с экспериментом. Сложность расчетной сборки, состоящей из 23 468 областей (геометрических зон), свидетельствует о достаточно широких геометрических возможностях модуля. Временные характеристики работы модуля демонстрируют хорошее его быстродействие. Требования к оперативной памяти, с использованием автоматизированной системы распределения памяти MCRAG, разработанной А.Г. Сбоевым и М.В. Цитович, — до 128 К.

Список литературы

1. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Мон-

те-Карло. — М.: Атомиздат, 1978.

2. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ MCSU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 27.

3. Марковский Д.В., Хрипунов В.И., Шаталов Г.Е. Групповой расчет гетерогенных реакторов методом Монте-Карло: Препринт ИАЭ-2959. — М., 1978.

4. Блыскавка А.А., Деева В.В., Прокофьева З.А. Расширение геометрических и некоторых функциональных возможностей программного комплекса ММКФК. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 37.

5. Остащенко С.В. О геометрическом моделировании в расчетах ядерных реакторов методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 2, с. 44.

6. LASL GROUP TD-6. MCNP-General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. — LA-7396-M, July 1979.

7. Головяшкина Л.В., Москвина Л.А. Пакет прикладных программ КЕДР для расчетов ядерных реакторов с нестандартной геометрией методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 41.

8. Головяшкина Л.В. Библиотека автономных геометрических модулей. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 43.

9. Интерактивный макропроцессор ПАГЕН для ЭВМ БЭСМ-6 и СМ-4. Руководство программиста. — М., ИАЭ, 1984.

10. Андрианов Г.Я. и др. Исследование физических свойств активной зоны ВВЭР на критических сборках: Препринт ИАЭ. — М., 1963.

11. Амбарцумян Р.С. и др. Тепловыделяющие элементы для водо-водяных реакторов атомных электростанций. — В кн.: Тр. Второй Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958). — М.: Атомиздат, 1959.

Статья поступила в редакцию
13 октября 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 33 — 36.

ТЕСТИРОВАНИЕ ПАКЕТА ПРОГРАММ САПФИР (ВЕРСИЯ 1.4) ДЛЯ РАСЧЕТА РЕШЕТОК ПЕРСПЕКТИВНЫХ РЕАКТОРОВ ТИПА ВВЭР

С.Л. Кононов, В.В. Тебин

Представлены результаты тестирования версии пакета программ САПФИР, предназначенной для нейтронно-физического расчета решеток перспективных реакторов типа ВВЭР, в том числе реакторов с тесными решетками.

THE VALIDATION OF THE CODE SAPPFIR (VERSION 1.4) FOR THE CALCULATIONS OF THE ADVANCED LIGHT WATER REACTORS LATTICES. S.L. KONONOV, V.V. TEBIN. The results of the validation of the code SAPPFIR for the neutron-physical calculation of the light water lattices are presented. Code SAPPFIR seems to be useful for calculation of different lattice types, tight lattices included.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно анализируется возможность улучшения топливного цикла легководных реакторов с помощью утеснения решетки [1—4]. При существенно меньших, чем в типичных реакторах PWR или ВВЭР, отношениях объемов воды и топлива в активной зоне (0,5 — 1 вместо ~ 2) удается добиться значительного повышения коэффициента конверсии: от 0,5 — 0,6 до 0,8 — 0,9 [1 — 4].

Принципиальная особенность реакторов с тесными решетками — большая по сравнению с обычными PWR или ВВЭР доля поглощений нейтронов в области разрешенных резонансов. Для правильного расчета этих реакторов необходима более высокая (по сравнению с существующими PWR и ВВЭР) точность расчета резонансного поглощения. Отсюда следует, что методики, используемые для нейтронно-физического расчета тесных уран-водных решеток, должны быть тщательно проверены независимо от того, насколько успешно они использовались для расчета обычных водо-водяных реакторов. Тестирование становится еще более необходимым ввиду явного недостатка хороших критических экспериментов при нужном спектре нейтронов.

Цель данной работы — представить результаты тестирования версии 1.4 пакета программ САПФИР [5], предназначенной для расчета решеток перспективных реакторов типа ВВЭР, в том числе реакторов с тесными решетками. Тестирование проведено через сопоставление с результатами расчета по пакету программ MSU [6], в котором реализовано решение кинетического уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло. Константное обеспечение для САПФИРА и MSU основано на одних и тех же файлах оцененных данных, так что тестированию подвергается именно методика расчета.

Работа состоит из четырех частей. Сначала приводится набор выбранных тестов, затем расчеты по пакетам САПФИР и MSU сравниваются по интегральному показателю — коэффициенту размножения бесконечной решетки. После этого дополнительно проводится более тонкое сопоставление — по числам реакций для ряда характерных процессов на тяжелых нуклидах. В последней части работы рассматривается вопрос о введении поправок на методическую ошибку

в тех случаях, когда необходимо проводить расчеты в области, где имеется методическая ошибка, не изменяя при этом самой методики расчета.

В приложении кратко описано модульное наполнение пакета программ САПФИР, использованное при получении результатов данной работы.

1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ТЕСТОВЫХ ВАРИАНТОВ

В качестве тестов был выбран набор трехзонных цилиндрических ячеек, состоящих из топлива (двуокиси или металлического урана), циркониевой оболочки и водяного замедлителя. По геометрическим размерам твэл подобен твэлу ВВЭР: радиус топлива равен 0,387 см, радиус оболочки 0,455 см. Набор состоит из 30 ячеек, разбитых на две серии.

В первую серию (18 ячеек) отобраны ячейки, для которых в топливе имеются два тяжелых нуклида — ^{235}U и ^{238}U . Серия была сформулирована следующим образом: обогащения топлива по ^{235}U и водо-топливные отношения в ячейке варьировались независимо друг от друга для обогащения от 2,5 до 8%, для водо-топливного отношения от 0,5 до 2. Кроме того в пяти вариантах (под номерами 6 — 10) ячейки "горячие" — температура топлива составляет 1000 К, а плотность замедлителя соответствует температуре 579 К. В прочих вариантах температуры всех зон ячейки равны 300 К. В ячейках 16 — 18 топливом является металлический уран, в других — двуокись урана. Подробные данные для ячеек первой серии приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Исходные данные для ячеек с урановым топливом

| Имя варианта | Радиус воды в ячейке, см | Отношение объемов воды и топлива | Нуклидный состав топлива, 10^{-24} см^{-3} | | |
|--------------|--------------------------|----------------------------------|--|------------------|------------------|
| | | | ^{235}U | ^{236}U | ^{238}U |
| U1 | 0,65 | 1,4 | 0,0014 | 0,00035 | 0,02 |
| U2 | 0,625 | 1,2 | 0,0008 | 0,00015 | 0,02 |
| U3 | 0,55 | 0,6 | 0,0013 | 0,00030 | 0,02 |
| U4 | 0,55 | 0,6 | 0,0011 | 0,00030 | 0,02 |
| U5 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,00040 | 0,02 |
| U6 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | — | 0,02 |
| U7 | 0,693 | 1,8 | 0,0009 | — | 0,02 |

| Имя варианта | Радиус воды в ячейке, см | Отношение объемов воды и топлива | Нуклидный состав топлива, 10^{-24} см^{-3} | | |
|--------------|--------------------------|----------------------------------|--|------------------|------------------|
| | | | ^{235}U | ^{236}U | ^{238}U |
| U8 | 0,65 | 1,4 | 0,0015 | — | 0,02 |
| U9 | 0,575 | 0,8 | 0,0010 | — | 0,02 |
| U10 | 0,531 | 0,5 | 0,0011 | — | 0,02 |
| U11 | 0,531 | 0,5 | 0,0011 | 0,00025 | 0,02 |
| U12 | 0,575 | 0,8 | 0,0010 | 0,00020 | 0,02 |
| U13 | 0,65 | 1,4 | 0,0015 | 0,00035 | 0,02 |
| U14 | 0,693 | 1,8 | 0,0009 | 0,00010 | 0,02 |
| U15 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,00010 | 0,02 |
| U16 | 0,693 | 1,8 | 0,00085 | — | 0,0409 |
| U17 | 0,579 | 1,0 | 0,00128 | — | 0,0405 |
| U18 | 0,531 | 0,5 | 0,00165 | — | 0,0400 |

Во второй серии (12 ячеек) объединены ячейки, для которых в топливе присутствуют ^{238}U и изотопы плутония: ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu . Серия была сформулирована иначе, чем урановая серия. В первых шести вариантах топливом является двуокись урана, при этом в трех ячейках водо-топливное отношение большое — 1,8, а в трех предельно малое — 0,5. Следующие шесть ячеек сформированы аналогично, с той разницей, что топливом является металлический уран. Кроме варьирования водо-топливного отношения варьировался и нуклидный состав топлива. Подобные данные по серии уран-плутониевых ячеек приведены в табл. 2.

Таблица 2. Исходные данные для ячеек с уран-плутониевым топливом

| Имя варианта | Радиус воды в ячейке, см | Отношение объемов воды и топлива | Нуклидный состав топлива, 10^{-24} см^{-3} | | |
|--------------|--------------------------|----------------------------------|--|---------|-------------------|
| | | | ^{239}Pu | Pu-var* | ^{238}Pu |
| Pu1 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,0003 | 0,02 |
| Pu2 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,0003 | 0,02 |
| Pu3 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,0003 | 0,02 |
| Pu4 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,0006 | 0,02 |
| Pu5 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,0006 | 0,02 |
| Pu6 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,0006 | 0,02 |
| Pu7 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,0003 | 0,04 |
| Pu8 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,0003 | 0,04 |
| Pu9 | 0,693 | 1,8 | 0,0008 | 0,0003 | 0,04 |
| Pu10 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,0006 | 0,04 |
| Pu11 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,0006 | 0,04 |
| Pu12 | 0,531 | 0,5 | 0,0016 | 0,0006 | 0,04 |

* Pu-var означает: ^{240}Pu для ячеек Pu1, Pu4, Pu7, Pu10; ^{241}Pu для ячеек Pu2, Pu5, Pu8, Pu11; ^{242}Pu для ячеек Pu3, Pu6, Pu9, Pu12.

2. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА РАЗМНОЖЕНИЯ

Сравним результаты расчета по пакетам программ САПФИР и МСУ по важному интегральному показателю — коэффициенту размножения бесконечной решетки К. Эти результаты для урановых и уран-плутониевых ячеек приведены в табл. 3. Данные в табл. 3 показывают следующее.

Таблица 3. Результаты расчета по коэффициенту размножения

| Имя варианта | Отношение объемов воды и топлива | Вероятность нейтрону дойти до энергии 1 эВ | Коэффициент размножения | | |
|---|----------------------------------|--|-------------------------|----------|------------|
| | | | САПФИР (С) | МСУ* (М) | (С—М)/С, % |
| <i>Ячейки с урановым топливом</i> | | | | | |
| U1 | 1,4 | 0,6 | 1,472 | 1,472(5) | 0 |
| U2 | 1,2 | 0,6 | 1,374 | 1,380(5) | -0,44 |
| U3 | 0,6 | 0,4 | 1,286 | 1,292(4) | -0,47 |
| U4 | 0,6 | 0,4 | 1,265 | 1,265(5) | 0 |
| U5 | 0,5 | 0,3 | 1,247 | 1,259(5) | -0,96 |
| U6 | 1,8 | 0,6 | 1,381 | 1,392(5) | -0,80 |
| U7 | 1,8 | 0,6 | 1,400 | 1,407(4) | -0,50 |
| U8 | 1,4 | 0,5 | 1,411 | 1,413(5) | -0,14 |
| U9 | 0,8 | 0,4 | 1,238 | 1,245(5) | -0,57 |
| U10 | 0,5 | 0,3 | 1,122 | 1,142(4) | -1,78 |
| U11 | 0,5 | 0,4 | 1,205 | 1,207(5) | -0,17 |
| U12 | 0,8 | 0,5 | 1,326 | 1,316(5) | 0,75 |
| U13 | 1,4 | 0,6 | 1,480 | 1,480(5) | 0 |
| U14 | 1,8 | 0,7 | 1,463 | 1,469(5) | -0,41 |
| U15 | 1,8 | 0,7 | 1,440 | 1,431(5) | 0,63 |
| U16 | 1,8 | 0,7 | 1,278 | 1,278(3) | 0 |
| U17 | 1,0 | 0,5 | 1,238 | 1,241(2) | -0,24 |
| U18 | 0,5 | 0,2 | 1,109 | 1,113(5) | -0,36 |
| <i>Ячейки с уран-плутониевым топливом</i> | | | | | |
| Pu1 | 1,8 | 0,6 | 1,276 | 1,279(5) | -0,24 |
| Pu2 | 1,8 | 0,6 | 1,623 | 1,619(4) | 0,25 |
| Pu3 | 1,8 | 0,7 | 1,481 | 1,483(4) | -0,14 |
| Pu4 | 0,5 | 0,2 | 1,074 | 1,096(5) | -2,05 |
| Pu5 | 0,5 | 0,2 | 1,502 | 1,502(4) | 0 |
| Pu6 | 0,5 | 0,2 | 1,242 | 1,260(4) | -1,45 |
| Pu7 | 1,8 | 0,5 | 1,173 | 1,179(2) | -0,51 |
| Pu8 | 1,8 | 0,6 | 1,489 | 1,482(4) | 0,47 |
| Pu9 | 1,8 | 0,6 | 1,347 | 1,357(5) | -0,74 |
| Pu10 | 0,5 | 0,1 | 0,969 | 0,979(3) | -1,03 |
| Pu11 | 0,5 | 0,1 | 1,321 | 1,321(4) | 0 |
| Pu12 | 0,5 | 0,2 | 1,091 | 1,116(6) | -2,29 |

* В скобках показана статистическая ошибка в последнем знаке числа.

Во-первых, для урановых ячеек наблюдается зависимость отклонения в значении К от водо-топливного отношения в ячейке. Если для не очень тесных ячеек (с водо-топливными отношениями > 1) результат расчета по пакету САПФИР лежит, как правило, в пределах погрешности расчета по MSU, то с дальнейшим уменьшением доли воды наблюдается занижение К, достигающее до 1 — 2% при водо-топливном отношении 0,5. Не видно значимой зависимости погрешности расчета от температуры топлива и замедлителя, а также от типа топлива (металл или двуокись).

Во-вторых, для уран-плутониевых ячеек отклонение зависит и от водо-топливного отношения (для широких ячеек отклонение мало, для тесных, как и в случае ячеек с ураном, 1 — 2%), и от состава топлива (для металлического топлива отклонения больше, чем для двуокисного, имеется зависимость и от вида изотопа плутония в топливе). Наилучшая ситуация наблюдается для трех ячеек с двуокисным топливом и относительно большим водо-топливным отношением — результат САПФИРа находится в пределах погрешности расчета по MSU. В остальных случаях чаще наблюдаются большие отклонения.

Результат можно считать, вообще говоря, естественным. Дело в том, что использованное в данных расчетах модульное наполнение предназначалось первоначально для расчета решеток с вероятностью дойти до тепловой энергии не меньше 0,3 и содержанием делящихся нуклидов до 5%. Видно, что выход из этого диапазона приводит к возникновению вполне значимых отклонений результатов расчета по сравнению с прецизионной программой.

Более полную картину точности рассматриваемого модульного наполнения пакета программ САПФИР можно получить, если рассмотреть отклонения в ряде характерных функционалов — числах реакций на тяжелых нуклидах.

3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ

Сравним результаты расчета по пакету программ САПФИР и MSU по ряду чисел реакций и отношений чисел реакций, которые будем обозначать следующим образом:

fission — число реакций деления;

capture — число реакций радиационного захвата;

absorption — число реакций поглощения;

alfa — отношение реакций захвата и деления;

K-infinite — коэффициент размножения бесконечной решетки.

Числа реакций (в нормировке на полное поглощение в ячейке) будем рассматривать в двухгрупповой форме, т.е. для двух энергетических интервалов: 0 — 1 эВ (числа реакций для этой области пометим индексом thermal) и выше эВ (fast). В некоторых случаях рассматриваются одnogрупповые числа реакций, которые приводятся без индексов. Чтобы сделать множество отклонений в различных функционалах доступным для

восприятия, посмотрим на наборы отклонений в различных функционалах и различных ячейках как на многомерную выборку. Обработав эту выборку, получим математические ожидания ошибок расчета по пакету САПФИР, дисперсии ошибок, а также ковариации ошибок в расчете рассмотренных функционалов.

Результаты проведения описанной процедуры даны в табл. 4. Рассмотрим их смысл.

Т а б л и ц а 4. Ошибки расчета по пакету САПФИР для чисел реакций и отношений чисел реакций

| Вид реакции или отношения реакций | Ошибка расчета, % | Коэффициент корреляции с ошибкой в коэффициенте размножения |
|---|-------------------|---|
| <i>Ячейки с урановым топливом</i> | | |
| K-infinite | -0,30 ± 0,56 | 1 |
| Fission— ²³⁵ U—thermal | -0,27 ± 1,27 | 0,62 |
| Alfa— ²³⁵ U—thermal | 0,03 ± 0,42 | 0,38 |
| Fission— ²³⁵ U—fast | 0,94 ± 2,09 | 0,11 |
| Alfa— ²³⁵ U—fast | 2,91 ± 1,12 | -0,15 |
| Absorption— ²³⁶ U | -2,68 ± 2,21 | -0,44 |
| Fission— ²³⁸ U—fast | -0,04 ± 0,65 | -0,11 |
| Capture— ²³⁸ U—thermal | -0,28 ± 1,57 | 0,59 |
| Capture— ²³⁸ U—fast | -0,44 ± 0,93 | -0,52 |
| <i>Ячейки с уран-плутониевым топливом</i> | | |
| K-infinite | -0,59 ± 0,95 | 1 |
| Fission— ²³⁸ U—fast | -2,44 ± 0,70 | -0,44 |
| Capture— ²³⁸ U—thermal | -2,41 ± 2,69 | 0,73 |
| Capture— ²³⁸ U—fast | -1,20 ± 0,78 | -0,46 |
| Fission— ²³⁹ Pu—thermal | -1,50 ± 2,66 | 0,64 |
| Alfa— ²³⁹ Pu—thermal | 0,14 ± 0,30 | 0,21 |
| Fission— ²³⁹ Pu—fast | 1,86 ± 1,41 | 0,52 |
| Alfa— ²³⁹ Pu—fast | 0,91 ± 0,84 | -0,01 |
| Fission— ²⁴⁰ Pu—fast | -0,54 ± 0,79 | 0,08 |
| Capture— ²⁴⁰ Pu | 2,04 ± 2,77 | -0,35 |
| Fission— ²⁴¹ Pu—thermal | 1,66 ± 1,61 | 0,06 |
| Alfa— ²⁴¹ Pu—thermal | -0,51 ± 0,34 | 0,74 |
| Fission— ²⁴¹ Pu—fast | 2,49 ± 2,88 | 0,92 |
| Alfa— ²⁴¹ Pu—fast | -0,62 ± 0,77 | -0,73 |
| Absorption— ²⁴² Pu | 12,6 ± 4,3 | -0,59 |

Во-первых, следует заметить, что для большинства чисел реакций на изотопах урана ошибки расчета по пакету САПФИР малы по сравнению с корнем из дисперсии методической ошибки, т.е. САПФИР в среднем дает почти правильные значения. Исключения — поглощение на ^{236}U и отношение чисел захвата и деления ^{235}U в быстрой области. Эти исключения имеют свои объяснения. Для ^{236}U по ряду причин библиотечные сечения в САПФИРе и MSU отличаются, так что расхождение здесь носит не методический, а константный характер (при расчете полных резонансных сечений ^{236}U возможны отрицательные значения в области интерференционных минимумов, которые сохраняются при расчете по MSU, но которые занулялись при подготовке подгрупповых параметров для пакета САПФИР). Причина появления методической ошибки в отношении сечений захвата и деления в быстрой области для ^{235}U может быть следующей. При получении подгрупповых параметров [7] в САПФИРе одним из основных требований было правильное описание поведения полного сечения (хотя парциальные сечения тоже смотрелись, но менее тщательно). Поэтому, по-видимому, при небольших ошибках в полном сечении ошибка в относительно малом сечении захвата оказалась заметной.

Во-вторых, для реакций на изотопах плутония погрешности расчета по пакету САПФИР в среднем больше — случаи, когда ошибка намного меньше корня из дисперсии, здесь являются исключением, а не правилом. Для особо выделяющейся погрешности расчета поглощения на ^{242}Pu причина та же, что и для погрешности поглощения на ^{236}U . Все остальные ошибки обусловлены в первую очередь тем, что для ячеек с плутонием доля вариантов с параметрами, выходящими за допустимую область использованного модульного наполнения, заметно больше, чем для урановых ячеек. Кроме того, при получении подгрупповых параметров [7] для изотопов плутония предполагалось, что они, как правило, присутствуют в топливе в малых концентрациях. Поэтому точность представления резонансных сечений изотопов плутония была умышленно занижена (для повышения общего быстродействия) относительно изотопов урана.

В-третьих, нужно обратить внимание на коэффициенты корреляции ошибок в коэффициенте размножения и числах реакций. В большинстве случаев коэффициенты корреляции имеют разумные знак и величину, из чего следует, что ошибки в расчете данных чисел реакций могут быть причиной рассмотренного выше поведения отклонений в коэффициенте размножения. Встречаются, правда, и странные на первый взгляд значения коэффициентов корреляции. Так, имеется положительная корреляция теплового захвата в ^{238}U и коэффициента размножения. Подобные эффекты связаны с сильной взаимной корреляцией ошибок в

различных скоростях реакций — тепловой захват в ^{238}U сильно коррелирован с тепловым делением ^{235}U , что и служит причиной указанного эффекта.

Таким образом, мы установили примерно следующее: САПФИР дает в среднем правильные результаты для не очень тесных (с водо-топливным отношением > 1) решеток при наличии как изотопов урана, так и изотопов плутония. Для ячеек с водо-топливным отношением < 1 существует не только некоторая дисперсия, но и систематическое отклонение в результатах расчета чисел реакций по пакету САПФИР, что приводит и к ошибке в расчете коэффициентов размножения.

Итак, в интересующем нас диапазоне изменения параметров решеток рассмотренное модульное наполнение имеет определенную методическую ошибку. Очевидными способами ее исправления являются или разработка более точного алгоритма и увеличение числа подгрупп, или использование модулей детального расчета в резонансной области энергии из пакета САПФИР. Однако это влечет за собой большие затраты календарного и счетного времени. Более быстрый прием уменьшения погрешности — ввод различных поправок. Но возможность ввода поправок в методику расчета для обобщенного подгруппового подхода отсутствует по ряду принципиальных соображений. Поэтому рассмотрим способ введения поправок не в методику, а в результаты расчета.

4. ВВОД ПОПРАВОК НА МЕТОДИЧЕСКУЮ ОШИБКУ В РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПО ПАКЕТУ ПРОГРАММ САПФИР

Выше были получены количественные характеристики методических ошибок расчета по пакету САПФИР. Если мы имеем оценки для этих ошибок, то их можно использовать для того, чтобы ввести поправки на неточность методики расчета и получить правильный результат. Поступим следующим образом. Имея исходные результаты расчета чисел реакций по пакету САПФИР, изменим их в соответствии с найденными выше ошибками в скоростях реакций и их взаимными ковариациями. После этого, рассчитав коэффициенты чувствительности коэффициента размножения к изменению чисел реакций, получим и поправку к расчетному значению коэффициента размножения. Сопоставляя эту поправку с результатом MSU, сделаем вывод о том, как сработал использованный метод коррекции на методическую ошибку.

Результаты применения описанного подхода приведены в табл. 5. При их получении использованы, в дополнение к представленным выше оценкам для методических ошибок, две назначенные экспертно поправки: числа нейтронов деления в быстрой области для ^{235}U и ^{239}Pu увеличены на 1% (вопрос о смысле этих поправок пока отложим). Нужные коэффициенты чувствительности были получены дифференцированием выражения, связывающего коэффициент размножения с двухгрупповыми числами реакций.

Таблица 5. Коррекция результатов расчета по пакету программ САПФИР на методическую ошибку

| Имя варианта | Коэффициент размножения | | |
|---|-------------------------|----------|-------------------|
| | САПФИР | MCU | САПФИР с поправок |
| <i>Ячейки с урановым топливом</i> | | | |
| U1 | 1,472 | 1,472(5) | 1,475(6) |
| U2 | 1,374 | 1,380(5) | 1,375(6) |
| U3 | 1,286 | 1,292(4) | 1,290(7) |
| U4 | 1,265 | 1,265(5) | 1,268(7) |
| U5 | 1,247 | 1,259(5) | 1,253(8) |
| U6 | 1,381 | 1,392(5) | 1,382(6) |
| U7 | 1,400 | 1,407(4) | 1,402(6) |
| U8 | 1,411 | 1,413(5) | 1,416(6) |
| U9 | 1,238 | 1,245(5) | 1,242(7) |
| U10 | 1,122 | 1,142(4) | 1,127(7) |
| U11 | 1,205 | 1,207(5) | 1,209(7) |
| U12 | 1,326 | 1,316(5) | 1,329(6) |
| U13 | 1,480 | 1,480(5) | 1,483(6) |
| U14 | 1,463 | 1,469(5) | 1,464(5) |
| U15 | 1,440 | 1,431(5) | 1,441(5) |
| U16 | 1,278 | 1,278(3) | 1,278(6) |
| U17 | 1,238 | 1,241(2) | 1,241(6) |
| U18 | 1,109 | 1,113(5) | 1,114(6) |
| <i>Ячейки с уран-плутониевым топливом</i> | | | |
| Pu1 | 1,276 | 1,279(5) | 1,285(13) |
| Pu2 | 1,623 | 1,619(4) | 1,622(4) |
| Pu3 | 1,481 | 1,483(4) | 1,492(7) |
| Pu4 | 1,074 | 1,096(5) | 1,081(11) |
| Pu5 | 1,502 | 1,502(4) | 1,502(7) |
| Pu6 | 1,242 | 1,260(4) | 1,259(10) |
| Pu7 | 1,173 | 1,179(2) | 1,181(12) |
| Pu8 | 1,489 | 1,482(4) | 1,488(5) |
| Pu9 | 1,347 | 1,357(5) | 1,357(8) |
| Pu10 | 0,969 | 0,979(3) | 0,974(10) |
| Pu11 | 1,321 | 1,321(4) | 1,319(7) |
| Pu12 | 1,091 | 1,116(6) | 1,102(9) |

Данные табл. 5 показывают, что использованная коррекция на методическую ошибку сработала хорошо: практически для всех тестов доверительные интервалы в одно среднее квадратичное отклонение для САПФИРа и MCU перекрываются. Немногие исключения можно отнести на статистические выбросы расчета по MCU. Таким образом, коррекция результатов расчета по пакету САПФИР на методическую ошибку дает возможность использовать данное модульное наполнение САПФИРа для расчетов нейтронно-физических характеристик

ячеек в широком диапазоне водо-топливных отношений (от 0,5 до 2) и при любом нуклидном составе топлива.

Теперь вернемся к важному вопросу о том, что может значить экспертная поправка к числу нейтронов деления в быстрой области. Ее ввод практически ни на что не влияет для широких решеток, но для тесных увеличивает K на $\sim 0,5\%$, что позволяет хорошо согласовать результаты и для самых тесных решеток. По мнению авторов, вероятно следующая причина этого эффекта. Судя по всему, в относительно малой энергетической области при наиболее высоких энергиях расчет чисел реакций деления по пакету САПФИР начинает давать большую ошибку. Поскольку область относительно мала, почувствовать эту методическую ошибку как ошибку в скорости реакций деления мы не можем, так как использовали грубое двухгрупповое представление ошибки. Но поскольку ошибка относительно велика, коэффициент размножения ее "чувствует" и остается заниженным, несмотря на то что в среднем поглощение в быстрой области считается примерно правильным. Поэтому найденные экспертно поправки — это способ получить согласие (по K) расчетов по пакету САПФИР и MCU, сохраняя относительно простую двухгрупповую модель представления методической ошибки (при этом, конечно, не удастся подправить должным образом скорости реакций). Разумеется, если окажется возможным построить более тонкую модель, то необходимость в этой поправке должна отпасть.

В заключение заметим, что мы не обсуждали вопрос о том, насколько обосновано использование пакета MCU как реперного инструмента. Этот вопрос не рассматривается сознательно. Дело в том, что количественное определение методической ошибки всегда относительно — с точностью до лучшего на данный момент реперного расчета. На сегодняшний день MCU — лучший реперный инструмент для тех условий, которые рассматривались в этой работе. Кроме того, при таком выборе реперного расчета удалось выполнить важнейшее для определения методической ошибки требование идентичности константной базы. Но, естественно, и прецизионные программы развиваются, и после определенного времени все оценки методических ошибок придется пересматривать, корректируя их уже по новым, лучшим прецизионным программам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено тестирование версии пакета программ САПФИР для расчета перспективных реакторов типа ВВЭР, в том числе реакторов с тесными решетками. Показано, что для решеток типа современных решеток ВВЭР (с водо-топливным отношением ≥ 1) методическая ошибка расчета по САПФИР практически незначима. Для решеток с водо-топливным отношением < 1 появляется методическая ошибка. Если ее учесть, используя результаты данной работы, то рассмотренную версию пакета программ САПФИР можно применять в широком диапазоне изменения водо-топливного отношения в решетке (от 0,5 до 2), плотности топлива (дву-

окись или металл) и нуклидного состава топлива (урановое или уран-плутониевое).

ПРИЛОЖЕНИЕ

МОДУЛЬНОЕ НАПОЛНЕНИЕ ПАКЕТА ПРОГРАММ САПФИР, ИСПОЛЬЗОВАННОЕ В ДАННОЙ РАБОТЕ

САПФИР представляет собой систему, способную интегрировать различные алгоритмы расчета ячеек ядерных реакторов. В данной работе использована часть стандартного модульного наполнения и библиотеки версии 1.4 пакета САПФИР. Приведем краткое описание этой части (по областям энергий нейтронов).

Область энергий 10,5 МэВ — 10 кэВ. Расчет проводится в групповом приближении (11 первых групп 26-группового разбиения). Нейтронные сечения взяты из библиотеки БНАБ-МИКРО [8]. Резонансная самоэкранировка для каждой однородной физической зоны учитывается в формализме f -факторов. Пространственное распределение нейтронов находится на основе решения уравнения Черника.

Область энергий 10 кэВ — 1 эВ. Расчет проводится в рамках обобщенного подгруппового подхода [7]. Для учета взаимной резонансной экранировки различных нуклидов используется дополнительное относительно работы [7] допущение: матрица корреляций в данной версии отсутствует. Для нерезонансных нуклидов нейтронные сечения берутся из библиотеки БНАБ-МИКРО. Параметры обобщенного подгруппового подхода получены на основе данных из библиотеки LIPAR [9]. При решении пространственной задачи используются вероятности первых столкновений, подготовленные с учетом требований обобщенного подгруппового подхода.

Область энергий ниже 1 эВ. Расчет проводится в 40-групповом приближении с учетом термализации нейтронов. Данные о сечениях получены на основе библиотек LIPAR и КОРТ [10]. Пространственное распределение нейтронов находится путем решения уравнения Черника.

УДК 621. 039. 5

СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОГРАММ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ЯЧЕЕК ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Н.В. Султанов

Проведено сравнение результатов расчета кластерной ячейки РБМК, полученных по опциям DSN, PERSEUS, PIJ программы WIMS-D4 и по программам РАЦИЯ и КЛАРА.

A COMPARISON OF SOME CODES FOR THE CALCULATION OF CELL CHARACTERISTICS IN NUCLEAR REACTORS. N.V. SULTANOV. A comparison of a cluster RBMK cell calculation results which are calculated by options DSN, PERSEUS, PIJ of the code WIMS-D4 and by the code RACIA and code KLARA, is presented.

ВВЕДЕНИЕ

Для расчета реактора РБМК требуются малогрупповые константы его кластерных ячеек (см. рисунок).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Edlund M.C. High Conversion Ratio Plutonium Recycle in Pressurized Water Reactors. — Ann. Nucl. Energy, 1975, vol. 2, p. 801 — 807.

2. Penndorf K., Schult F., Runemann D. Some Neutron Physical Consequences of Maximizing the Conversion Ratio of Pressurized Water Reactors Operated in the Uranium-Plutonium Cycle. — Nucl. Technol., 1982, vol. 59, p. 256 — 269.

3. Cornelis H.M. Broeders, Mario Dalle Donne. Conceptual Design of a (Pu, U) O Core with of Tight Fuel Rod Lattice for an Advanced Pressured Light Water Reactor. — Nucl. Technol., 1985, vol. 71, p. 82 — 95.

4. Cornelis H.M. Broeders. Neutron Physics Investigations for Advanced Pressured Water Reactors. — Ibidem, p. 96 — 110.

5. Иванов А.С., Обухов В.В., Осипов В.К. и др. Проект пакета программ САПФИР для решения задач расчета ячейки реактора. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 52 — 53.

6. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ MSU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 27 — 31.

7. Тебин В.В., Юдкевич М.С. Обобщенный подгрупповой подход к расчету резонансного поглощения нейтронов. — Атомная энергия, 1985, т. 59, вып. 2, с. 96 — 101.

8. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоиздат, 1981.

9. Абагян Л.П., Тебин В.В., Юдкевич М.С. CROSS — пакет программ и библиотек для расчета сечений в области разрешенных резонансов: Препринт ИАЭ-4009/5. — М., 1984.

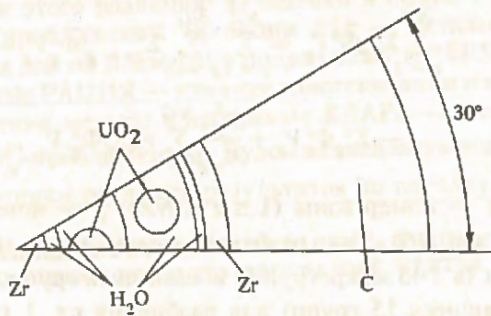
10. Абагян Л.П., Юдкевич М.С. Оцененные данные для расчета тепловых реакторов. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 4(43), с. 2.

Статья поступила в редакцию
20 января 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 37 — 42.

режимов работы упомянутых программ, обеспечивающих получение корректных по точности расчета характеристик кластерной ячейки РБМК.

В качестве объекта исследования была выбрана ячейка (см. рисунок), содержащая "свежее" топливо из



Кластерная ячейка реактора

UO₂ с обогащением в 2%. Ячейка находилась в холодном состоянии с водой в канале. Ядерные плотности материалов приведены в табл. П1. Основными характеристиками ячейки, по которым проводились сравнения результатов расчетов, были k_{∞} ячейки и двухгрупповые константы ячейки, усредненные по потокам.

РАСЧЕТ КЛАСТЕРНОЙ ЯЧЕЙКИ

Расчеты выполнялись в 20 группах (табл. П.1). Групповые константы — сечения поглощения, рассеяния, деления, групповых переходов и спектры нейтронов деления — во всех расчетах брались из программы WIMS-D4. Температура всех материалов

принималась равной 300 К.

Приведем краткую характеристику используемых методов и программ. Для решения многогруппового кинетического уравнения в программах КЛАРА и РАЦИЯ использован способ расщепления оператора в приближении "плоских" производных от энергетического тока нейтронов. При этом пространственно-угловая часть задачи решается методом поверхностных псевдоисточников (МПП) в G_N^P -приближении [4,5]. В программе КЛАРА одногрупповые задачи решаются для кластерной геометрии по модифицированной программе ПРАКТИНЕК [6, 7], в программе РАЦИЯ — методом традиционной гомогенизации [8] по модифицированной программе ПРАКТИНЕЦ-3Ф [9].

В программе WIMS-D4 кластерная ячейка рассчитывалась по опциям PIJ, PERSEUS, DSN. По опциям PIJ многогрупповая кинетическая задача решается напрямую методом вероятностей первых столкновений (МВПС) для кластерной геометрии (см. рисунок), по опции PERSEUS — упрощенным МВПС, по опции DSN — разновидностью метода дискретных ординат (МДО) в S_N -приближении. В последних двух опциях кольцевые зоны с топливными блоками гомогенизируются по составу [3].

Результаты расчетов (табл. 1) малогрупповых констант ячейки с разной степенью точности согласуются между собой. Отметим достаточно хорошее согласие (~ 1% в средних по ячейке двухгрупповых сечениях) с результатами G_N^P -приближения МПП данных расчета

Т а б л и ц а 1

| Константа | КЛАРА | РАЦИЯ* | | WIMS-D4 | | | |
|----------------------------------|-----------|---------------------|---------------------|---------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| | G_3^1 | G_1 | G_3 | PIJ | DSN* | | PERSEUS* |
| | | | | | S_4 | S_8 | |
| k_{∞} | 1,2971 | 1,2965 (-0,05) | 1,2963 (-0,06) | 1,2925 (-0,35) | 1,2967 (-0,03) | 1,2978 (0,05) | 1,3029 (0,45) |
| $\bar{\Sigma}_a^T$ | 0,004654 | 0,004690 (0,8) | 0,004676 (0,5) | 0,004826 (3,7) | 0,004608 (-1,0) | 0,004643 (-0,2) | 0,004750 (2,1) |
| $\bar{\Sigma}_a^6$ | 0,001291 | 0,001295 (0,3) | 0,001295 (-0,3) | 0,001290 (-0,1) | 0,001296 (0,4) | 0,001290 (-0,1) | 0,001258 (-2,6) |
| $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^T$ | 0,006775 | 0,006834 (0,9) | 0,006813 (0,6) | 0,007067 (4,3) | 0,006700 (-1,1) | 0,006757 (-0,3) | 0,006926 (2,2) |
| $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^6$ | 0,0007731 | 0,0007517 (-2,8) | 0,0007517 (-2,8) | 0,0007565 (-2,1) | 0,0007786 (0,7) | 0,0007740 (0,1) | 0,0007586 (-1,9) |
| $\bar{\Sigma}_{sT \leftarrow 6}$ | 0,005693 | 0,005777 (1,5) | 0,0005777 (1,5) | 0,005878 (3,2) | 0,005729 (-0,6) | 0,005729 (-0,6) | 0,005687 (-0,1) |
| t , мин | 5,2 | 1 | 2 | 41 | 3 | 5,2 | 2 |

П р и м е ч а н и я: 1. В скобках приведено отличие (%) от результатов G_3^1 -приближения программы КЛАРА. 2 — t — время расчета кластерной ячейки на ЭВМ ЭС-1055.

* Расчет методом гомогенизации кластерной ячейки.

способом гомогенизации, которые получены МПП в G_1 - и G_3 -приближении (РАЦИЯ), МДО в S_4 - и S_8 -приближениях (DSN). Есть и большие различия (ср. $\bar{\nu}\Sigma_f^b$, полученные по программе РАЦИЯ), но они, как правило, слабо влияют на точность расчета k_∞ .

Наблюдаются достаточно большие различия результатов расчета ячейки, полученные по реперной опции PIJ и опции PERSEUS, от данных других программ. Напомним, что при расчете по опции PERSEUS деление зон на подзоны выбиралось из условия, чтобы оптическая толщина подзоны в нижней группе, где Σ_{tot} — максимальное, была ≤ 1 . При расчете по опции PIJ выполнялись следующие условия. Во-первых, вводилась достаточно мелкая сетка для расчета вероятностей столкновения (дальнейшее дробление сетки не изменяло конечных результатов расчетов). Во-вторых, увеличивалось деление зон на подзоны, начиная с довольно грубого (см. табл. П.3, разбиение кл. 1) и заканчивая, как нам казалось, довольно подробным (разбиение кл. 2). В обеих опциях системы алгебраических уравнений относительно средних по подзонам потоков нейтронов итерировались до условия $\max_{zg} |\bar{\Phi}_{z,g}^{(n-1)}/\bar{\Phi}_{z,g}^{(n)} - 1| < \epsilon$, где $\epsilon = 10^{-4}$.

ОСОБЕННОСТЬ РАСЧЕТА ЯЧЕЕК ПО ОПЦИЯМ PIJ И PERSEUS

Анализ результатов расчета кластерной ячейки по опциям PIJ и PERSEUS показал, что в этих опциях вы-

полняется общий баланс нейтронов для всей ячейки и для всех групп, но нет баланса нейтронов внутри каждой группы, т.е. не выполняется, например, для всей ячейки и каждой группы g равенство

$$\sum_{z=1}^{NZ} \sum_{ag} \bar{\Phi}_g^z V_z = \sum_{z=1}^{NZ} \sum_{1g'=1}^{NG} \Sigma_{sg}^z + g' \bar{\Phi}_{g'}^z V_z - \sum_{zg} \bar{\Phi}_g^z V_z + \frac{\chi_g^z}{k_\infty g'} \sum_{1g'=1}^{NG} \nu \Sigma_{fg'}^z \bar{\Phi}_{g'}^z V_z, \quad (1)$$

где z — номер зоны ($1 \leq z \leq NZ$); g — номер группы ($1 \leq g \leq NG$). Так, разбаланс между двумя макрогруппами (в 1-ю макрогруппу вошли пять групп, во 2-ю — оставшиеся 15 групп) для разбиения кл. 1 (табл. П.3) составил 7%, для разбиения кл. 2 — 11%.

Наличие группового разбаланса свидетельствует о том, что решение транспортного уравнения, несмотря на выполнение критерия сходимости итераций, все еще далеко от точного. В программе WIMS-D4 такой критерий — ϵ , равный 10^{-4} , значение которого, на первый взгляд, кажется малой величиной. После уменьшения ϵ^* до 10^{-6} результаты расчетов по опциям PIJ и PERSEUS стали ближе к результатам других программ (табл. 2): для опции PERSEUS отличие от результатов других программ стало меньше 1%, для опции PIJ оно

* В программе WIMS-D4 есть простой способ определения, достаточно ли значение параметра ϵ или его необходимо уменьшить. Для этого надо сравнить результаты печати 13-го и 14-го сегментов программы. Если различие k_∞ или двухгрупповых средних по ячейке сечений вас не удовлетворяет, требуется уменьшить значение ϵ .

Т а б л и ц а 2. Константы кластерной ячейки

| Константа | КЛАРА G_3^1 | WIMS-D4 | | | | | |
|------------------------------------|------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| | | PIJ | | | PERSEUS | | |
| | | кл. 1 | кл. 2 | кл. 1 | | кл. 2 | кл. 3 |
| k_∞ | 1,2971 | 1,3025 (-0,4) | 1,2925 (-0,35) | 1,3089 (0,9) | 1,3010 (0,4) | 1,300 (0,2) | 1,2927 (0,3) |
| $\bar{\Sigma}_a^T$ | 0,004654 | 0,005057 (8,8) | 0,004826 (3,7) | 0,005012 (7,7) | 0,004752 (2,2) | 0,004708 (1,2) | 0,004629 (-0,5) |
| $\bar{\Sigma}_a^b$ | 0,001291 | 0,001292 (0,1) | 0,001290 (-0,1) | 0,001297 (0,5) | 0,001298 (0,5) | 0,001299 (0,6) | 0,001293 (0,2) |
| $\bar{\nu}\Sigma_f^T$ | 0,006775 | 0,007446 (9,9) | 0,007067 (4,3) | 0,007371 (8,8) | 0,006941 (2,4) | 0,006872 (1,5) | 0,006736 (-0,6) |
| $\bar{\nu}\Sigma_f^b$ | 0,0007731 | 0,0007601 (-1,7) | 0,000756 (-2,1) | 0,0007713 (0,2) | 0,0007732 (0,0) | 0,0007741 (0,1) | 0,0007786 (0,7) |
| $\bar{\Sigma}_s \tau \leftarrow b$ | 0,005693 | 0,005831 (2,4) | 0,005878 (3,2) | 0,005725 (0,6) | 0,005738 (0,8) | 0,005737 (0,8) | 0,005726 (0,6) |
| t , мин | 5,2 | 6,5 | 41 | 15 | 50 | 111 | 3,5 |

Примечание. Для кл. 1 и 2 $\epsilon = 0,0001$, в остальных случаях $\epsilon = 0,000001$.

все еще осталось достаточно большим (~ 2% в средних по ячейке тепловых сечениях). Так как опция PIJ дает реперный результат, то это различие непонятно.

Анализ полученных результатов расчета кластерной ячейки различными методами по различным программам показывает, что возможны следующие источники этого различия: а) ошибки в опции PIJ; б) влияние приближений (в опции PIJ — детальность разбиения зон на подзоны; в опциях DSN и PERSEUS, в программе РАЦИЯ — влияние гомогенизации и номер приближения метода; в программе КЛАРА — влияние номера G_N^p -приближения). Будем исследовать возможные источники различия результатов по порядку.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ЯЧЕЙКИ ПО ОПЦИИ PIJ И ПО ПРОГРАММЕ WERTER

Для проверки предположения об ошибке в опции PIJ была привлечена программа WERTER [10], использующая прямой МВПС [11] для расчета кластерной ячейки и решающая задачу с внешним источником нейтронов. Напомним, что по опции PIJ рассчитывается кластерная задача на определение k_∞ . Так как все различия результатов (см. табл. 2) были в тепловой области нейтронов, модельная задача формулировалась следующим образом.

Была выбрана 12-зонная кластерная ячейка (см. рисунок с четырьмя подзонами в графите). Расчеты выполнялись в 14 группах (1,0 МэВ — 4 эВ — границы первой группы, границы остальных групп приведены в табл. П.1) на определение k_∞ по опции PIJ. Затем по формуле

$$S_g^z = \sum_{s \leftarrow g-1} \bar{\Phi}_s^z, \quad (2)$$

где $\sum_{s \leftarrow g-1}$ — сечение увода из первой группы в группу

g, вычислялись источники тепловых нейтронов для каждой зоны z и группы g. Далее расчет выполнялся по программе WERTER в 13 группах с вычисленными источниками нейтронов (2) и с сечениями поглощения, рассеяния, деления и групповых переходов, взятыми из программы WIMS-D4. Результаты расчетов, полученные по этим двум программам, с хорошей точностью совпали как в средних по ячейке и группам сечениях $\bar{\Sigma}_a^T$ и $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^T$ (погрешность $\leq 0,05\%$), так и в средних по энергии зонных потоках и сечениях (погрешность $\leq 0,4\%$).

Заметим, что в расчетах по программе WERTER и опции PIJ для вычисления вероятностей использовалась достаточно мелкая сетка (~ 4000 узлов), а итерационный расчет групповых потоков выполнялся примерно до одинаковой относительной погрешности ($\epsilon \approx 10^{-6}$)*. На внешней границе в цилиндризованной ячейке в обеих программах использовалось одно и то же условие изотропного отражения.

Таким образом, можно считать, что результаты работы блоков программ PIJ и WERTER, ответственных за расчет вероятностей и средних по зонам групповых потоков нейтронов, хорошо согласуются между собой и наше предположение о наличии ошибки в опции PIJ маловероятно.

ДЕТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ОПЦИИ PIJ И ПРОГРАММЫ КЛАРА

Перейдем к следующему возможному источнику отличия результатов расчета кластерной ячейки по

* В программе WERTER на каждом итерационном шаге производится пространственная нормировка, которая влечет выполнение равенства (1) (см., например, [12]).

Т а б л и ц а 3. Характеристики зон кластерной ячейки

| Номер зоны | Материал | МПП, КЛАРА, G_3^1 | | | МВПС, WIMS-D4, PIJ, кл. 2 | | |
|------------|---------------------------|------------------------|---------------------------------|------------------|---------------------------|---------------------------------|------------------|
| | | $\bar{\Sigma}_{a,z}^T$ | $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_{f,z}^T$ | $\bar{\Phi}_T^z$ | $\bar{\Sigma}_{a,z}^T$ | $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_{f,z}^T$ | $\bar{\Phi}_T^z$ |
| 1 | Zr | 0,006641 | — | 0,1229 | 0,006274 (5,3) | — | 0,1225 (0,3) |
| 2 | H ₂ O | 0,01380 | — | 0,1312 | 0,01368 (-0,8) | — | 0,1296 (-1,2) |
| 3 | H ₂ O | 0,01506 | — | 0,1839 | 0,01496 (-0,7) | — | 0,1813 (-1,4) |
| 4 | Zr | 0,007398 | — | 0,2350 | 0,007331 (-0,9) | — | 0,2302 (-2,1) |
| 5 | C | 0,0002542 | — | 0,2929 | 0,0002529 (-0,5) | — | 0,2862 (-2,3) |
| 6 | UO ₂ , 1-й ряд | 0,1816 | 0,3079 | 0,1163 | 0,1823 (0,4) | 0,3092 (0,4) | 0,1163 (0,0) |
| 7 | UO ₂ , 2-й ряд | 0,1964 | 0,3338 | 0,1504 | 0,1971 (0,3) | 0,3354 (0,5) | 0,1501 (0,0) |

П р и м е ч а н и е. В скобках приведено отличие результатов (%) от данных, полученных МПП в G_3^1 -приближении.

опции RIJ от результатов других программ: к детальной разбивке зон на подзоны в опции RIJ. Для того чтобы анализ разбивки был целенаправлен, приведем сравнение результатов расчета ячейки по опции RIJ и по программе КЛАРА (табл. 3). Отметим, что во всех зонах, кроме центральной циркониевой и графитовой, различие результатов $\leq 1\%$.

Различие $\bar{\Sigma}_a^T$ в центральной циркониевой зоне на 5,3% связано с тем, что в программе КЛАРА в центральной зоне и в трубе находится один и тот же материал трубы, в программе WIMS-D4 — два различных материала. Кроме того, это различие вносит малый вклад в сравниваемые константы ячеек (см. табл. 1).

Совершенно по-другому влияют различия расчетов в графитовой зоне на интегральные характеристики кластерной ячейки. Так, по определению

$$\bar{\Sigma}_a^T = \frac{\sum_{gz} \Sigma_{az}^g \bar{\Phi}_z^g V_z}{\sum_{gz} \bar{\Phi}_z^g V_z} \quad (3)$$

Основной вклад в числитель формулы (3) вносят топливные зоны, где наибольшее поглощение, а в знаменатель — поток графитовой зоны. Поэтому, как показывают оценки 2%-ное различие в $\bar{\Sigma}_a^T$ и $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^T$ опции RIJ от данных программы КЛАРА (см. табл. 2, разбиение кл. 2) обусловлено в основном занижением на 2% потока в графитовой зоне.

В опции RIJ использован МВПС [3]. В этом методе, использующим приближение "плоских" потоков, основной путь уточнения расчета средних потоков связан с более мелким разбиением зон на подзоны. Обычно рекомендуют [3] разбивать зоны на подзоны с оптической толщиной примерно в одну длину свободного пробега. В кластерной ячейке с разбиением кл. 2 (табл. П. 3) оптическая толщина подзон составляет меньше половины длины свободного пробега в нижней группе, где наибольшее Σ_{tot} . Казалось, что такого разбиения достаточно. По-видимому, это не так.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ, ВЫПОЛНЕННОГО ПО ОПЦИЯМ RIJ И PERSEUS

Для исследования разбиения зон на подзоны в опции RIJ была выбрана четырехзонная цилиндрическая ячейка, и все сравнения проводились с результатами расчета по опции DSN, чтобы исключить погрешности от метода гомогенизации, используемого опцией DSN при расчете кластерных ячеек. Состав внутри канала

Т а б л и ц а 4. Константы цилиндрической ячейки

| Константа | DSN S_{24} | RIJ | |
|----------------------------------|-----------------|---------------------|--------------------|
| | | Ц1 | Ц2 |
| k_∞ | 1,2913 | 1,2952 (0,3) | 1,2921 (0,1) |
| $\bar{\Sigma}_a^T$ | 0,003685 | 0,003778 (2,5) | 0,003704 (0,5) |
| $\bar{\Sigma}_a^b$ | 0,0009824 | 0,0009827 (0,0) | 0,0009825 (0,0) |
| $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^T$ | 0,005353 | 0,005509 (2,9) | 0,005386 (0,4) |
| $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^b$ | 0,0004709 | 0,0004685 (-0,5) | 0,0004706 (0,0) |
| $\bar{\Sigma}_{s \rightarrow 6}$ | 0,004935 | 0,004939 (0,0) | 0,004939 (0,0) |
| $t, \text{ мин}$ | 114 | 26 | 79 |

Примечание. В скобках приведено отличие (%) от результатов DSN в S_{24} -приближении.

эквивалентной цилиндрической ячейки был несколько изменен по сравнению с рассматриваемой кластерной ячейкой: отношение потоков нейтронов канала к графитовой зоне оставалось тем же, что и в кластерной ячейке.

Расчеты цилиндрической ячейки по опции DSN выполнялись в S_{24} -приближении (табл. 4), по опции RIJ — для двух разбиений цилиндрических зон (табл. П.4). Видно, что в цилиндрической ячейке Ц1, которая примерно соответствует разбиению кластерной ячейки кл. 2 (табл. П. 3), отличие $\bar{\Sigma}_a^T$ и $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^T$ от результатов S_{24} -приближения составляет 2 — 3% (см. табл. 4). Дальнейшее дробление зон (см. табл. П.4, Ц2) уменьшает это отличие до 0,5% (см. табл. 4). Более детальное дробление, чем Ц2, практически не меняет результатов расчета.

ДАЛЬНЕЙШИЕ РАСЧЕТЫ КЛАСТЕРНОЙ ЯЧЕЙКИ ПО ОПЦИЯМ RIJ И PERSEUS

В результате более детального разбиения графитовой зоны около циркониевой трубы (см. табл. П.3, разбиение кл. 3), различие $\bar{\Sigma}_a^T$ и $\bar{\nu}\bar{\Sigma}_f^T$, полученное по опции RIJ и по программе КЛАРА, уменьшилось до 1,2 — 1,5% (см. табл. 2, разбиение кл. 3). При этом в опции RIJ еще, по-видимому, не достигнуто предельное значение (см. расчет цилиндрической ячейки). Однако дальнейшее

увеличение числа подзон делает расчет слишком трудоемким.

В программе WIMS-D4 есть возможность при расчете кластерных ячеек в кластерной части задачи использовать опцию PIJ, а в цилиндрической части — опцию PERSEUS. Такая возможность использования опции PIJ + PERSEUS позволяет при той же точности расчета двухгрупповых констант ячейки, что и в опции PIJ, существенно сократить время расчета всей ячейки. Так, по опции PIJ + PERSEUS расчет кл. 3 (см. табл. 2) с 10-зонным разбиением графитовой зоны уменьшает время счета в 2 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе выполнено сравнение некоторых программ по точности расчета двухгрупповых констант кластерной ячейки РБМК, при этом оптимизации программ по времени расчета ячейки не проводилось. При этих сравнениях были выявлены непонятные различия результатов расчета двухгрупповых констант кластерной ячейки по опциям PERSEUS и PIJ, использующим МВПС, от аналогичных данных, полученных по другим программам. Исследованию этих отличий и посвящена данная работа.

В результате были выявлены особенности расчета кластерных ячеек типа РБМК по опциям PERSEUS и PIJ. Во-первых, для повышения точности расчета двухгрупповых констант ячеек необходимо повышать точность расчета критерия сходимости итерационного процесса ϵ . Во-вторых, при расчете по опции PIJ для получения реперного расчета требуется мелкое разбиение зон на подзоны вплоть до оптической толщины в 0,1 там, где значителен градиент потока нейтронов.

В результате сравнения рассмотренных программ расчета малогрупповых характеристик кластерной ячейки типа РБМК выяснено, что предельные значения этих характеристик ячеек согласуются между собой в пределах $\sim 1\%$.

В заключение выражаю благодарность Н.И. Лалетину и Я.В. Шевелеву за ценные замечания и полезные советы, а также Е.А. Гомину за любезно предоставленную возможность расчета по программе WERTER.

Т а б л и ц а П.1. Энергетические границы групп

| Номер группы | Границы групп, эВ | Номер группы | Границы групп, эВ |
|--------------|-------------------|--------------|-------------------|
| 1 | 107 — 9118 | 11 | 0,280 — 0,250 |
| 2 | 9118 — 5530 | 12 | 0,250 — 0,220 |
| 3 | 5530 — 906, 13 | 13 | 0,220 — 0,140 |
| 4 | 906, 898 — 9,877 | 14 | 0,140 — 0,080 |
| 5 | 9,877 — 4,000 | 15 | 0,080 — 0,058 |
| 6 | 4,000 — 1,020 | 16 | 0,058 — 0,042 |
| 7 | 1,020 — 0,625 | 17 | 0,042 — 0,030 |
| 8 | 0,625 — 0,350 | 18 | 0,030 — 0,020 |
| 9 | 0,350 — 0,300 | 19 | 0,020 — 0,010 |
| 10 | 0,300 — 0,280 | 20 | 0,010 — 0,000 |

Т а б л и ц а П.2. Концентрация материалов

| Номер зоны | Состав зоны | Ядерная плотность, $\times 10^{24} \text{ см}^{-3}$ |
|------------|------------------------|---|
| 1 | Zr | 0,042835 |
| | Природный Hf | 0,00000731 |
| | Nb* | 0,0004876 |
| 2 | H (Модель Нелкина [3]) | 0,0668 |
| | O | 0,0334 |
| 3 | ^8U | 0,0200323 |
| | ^5U | 0,0004087 |
| | O | 0,040364 |
| 4 | Zr | 0,0420874 |
| | Природный Hf | 0,00000731 |
| | Nb* | 0,001219 |
| 5 | C | 0,08382 |
| | Nb* | 0,000067056 |

* В библиотеке программы WIMS-D4 нет этого элемента, поэтому он имитировался эквивалентным количеством поглотителя с законом поглощения $1/v$: $\Sigma_a^{1/v}(2200 \text{ м/с}) = \Sigma_a^{\text{Nb}}(2200 \text{ м/с})$.

Т а б л и ц а П.3. Разбиение кластерной ячейки на подзоны

| Обозначение ячейки | Параметры | Номер зоны | | | | | | | | |
|--------------------|--------------|------------|------------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|-----|---|
| | | 1 | 2 | 3 | | 4 | | 5 | 6 | 7 |
| | | Zr | H ₂ O | H ₂ O | UO ₂ | H ₂ O | UO ₂ | H ₂ O | Zr | C |
| Кл. 1 | Число подзон | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 5 |
| | Радиус, см | 0,75 | 0,9 | 2,3 | 0,68 | 3,78 | 0,68 | 4,0 | 4,4 | 4,4 + 2,0 · n (1 ≤ n ≤ 4); 14,11 |
| | Угол, рад | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Кл. 2 | Число подзон | 1 | 1 | 6 | 8 | 6 | 8 | 1 | 1 | 1,0 |
| | Радиус, см | 0,75 | 0,9 | r ₁ | 0,4; 0,68 | r ₂ | 0,4; 0,68 | 4,0 | 4,4 | 4,4 + 1,0 · n (1 ≤ n ≤ 9); 14, 11 |
| | Угол, рад | — | — | — | φ ₁ | — | φ ₁ | — | — | — |
| Кл. 3 | Число подзон | 1 | 1 | 6 | 8 | 6 | 8 | 2 | 1 | 17 |
| | Радиус, см | 0,75 | 0,9 | r ₁ | 0,4; 0,68 | r ₂ | 0,4; 0,68 | 3,89; 4,0 | 4,4 | 4,4 + 0,3 · n (1 ≤ n ≤ 5); 5,9 + 0,4 · (n - 5) (5 ≤ n ≤ 8); 7,1 + 0,5 · (n - 8) (8 ≤ n ≤ 12); 14, 11 |
| | Угол, рад | — | — | — | φ ₁ | — | φ ₁ | — | — | — |

Примечание. $r_1 = 0,9 + 0,233 \cdot n$ ($1 \leq n \leq 6$); $r_2 = 2,3 + 0,246 \cdot n$ ($1 \leq n \leq 6$); $\varphi_1 = 0,785 + 1,57(\frac{n}{2} - 1)$ ($1 \leq n \leq 8$).

Т а б л и ц а П.4. Разбиение цилиндрической ячейки на подзоны

| Обозначение ячейки | Параметр | Номер зоны | | | |
|--------------------|--------------|---|------------------|-----|---|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 |
| | | UO ₂ + H ₂ O + Zr | H ₂ O | Zr | C |
| Ц1 | Число подзон | 8 | 1 | 1 | 10 |
| | Радиус, см | r ₁ ; 3,78 | 4,0 | 4,4 | 4,4 + 1,0 · n (1 ≤ n ≤ 10) |
| | Число подзон | 10 | 2 | 1 | 20 |
| Ц2 | Радиус, см | r ₂ ; 3,78 | 3,9; 4,0 | 4,4 | 4,4 + 0,3 · n (1 ≤ n ≤ 12); 8,0 + 0,4 (n - 12) (13 ≤ n ≤ 15); 9,2 + 1,0 (n - 15) (16 ≤ n ≤ 20) |

Примечание. $r_1 = 0,5 \cdot n$ ($1 \leq n \leq 7$); $r_2 = 0,4 \cdot n$ ($1 \leq n \leq 9$).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет кластерных ячеек методом поверхностных псевдоисточников. — Атомная энергия, 1985, т. 58, вып. 6, с. 414 — 418.
2. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета цилиндрических ячеек РАЦИЯ: Препринт ИАЭ-3536/5. — М., 1982.
3. Askew J.R., Fayers F.J., Kamshell P.B. A General Description of the Lattice Code WIMS. — JBNES, Oct. 1966, p. 564.
4. Лалетин Н.И. Применение метода расщепления

оператора для разделения энергетической и пространственной задач при расчете распределения нейтронов в ячейках реактора. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5(18), с. 63 — 68.

5. Султанов Н.В. Многогрупповой расчет ячеек реактора с использованием метода поверхностных псевдоисточников (приближение "плоских" производных энергетического потока). — Там же, с. 69 — 76.

6. 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.

7. Султанов Н.В. Развитие метода поверхностных

псевдоисточников для расчета нейтронных полей в ячейках РБМК: Препринт ИАЭ-3005. — М., 1978.

8. Елагин Ю.П., Ильяшенко А.С., Люлька В.А. и др. Сравнение некоторых методов расчета нейтронных потоков в технологическом канале реактора. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 3, с. 148 — 151.

9. Султанов Н.В. Аннотация программы ПРАКТИ-НЕЦ 3Ф: — В кн: Комплекс аннотаций программ для расчета ядерных реакторов и решения кинетического уравнения: Препринт ИАЭ-2777. — М., 1977, с. 39.

10. Майоров Л.В., Гомин Е.А. Аннотация программы WERTER. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 5(27), с. 83.

11. Гомин Е.А., Майоров Л.В. О расчете вероятностей первых столкновений в системах со сложной геометрией. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 8(21). с. 62 — 69.

12. Гомин Е.А. Программа ПЕРСТ расчета функционалов потока тепловых нейтронов в трехмерных системах: Препринт ИАЭ-4208/5. — М., 1985.

Статья поступила в редакцию
3 февраля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 42 — 49.

УДК 621.039.51

ОБЗОР НЕКОТОРЫХ ЗАРУБЕЖНЫХ МЕТОДОВ И ПРОГРАММ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТОВ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ. УЗЛОВЫЕ МЕТОДЫ

Д.М. Петрунин

Дан обзор зарубежных вычислительных программ для трехмерных расчетов нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов. Перенос нейтронов в большинстве из них описывается в диффузионном малогрупповом приближении. Реализованные в программах решения ищутся с помощью узловых (нодальных) методов на редкой пространственной сетке.

NON-SOVIET 3D NEUTRON CALCULATION METHODS RELATING TO PERFORMANCES OF NUCLEAR REACTORS. NODAL METHODS (REVUE). D.M. PETRUNIN. The survey of 3D neutron methods and related codes for nuclear reactors is presented. The neutron transport is represented by the few group diffusion approximation. The solutions are based on the coarse-mesh approach with mathematical treatment by nodal methods.

В данном обзоре рассматриваются так называемые редкосеточные программы расчета реактора в диффузионном приближении.

Термин "редкосеточные" означает, что размер шага расчетной сетки, на которую разбит объем реактора, значительно превосходит характерные размеры конкретной физической задачи, например длину диффузии тепловых нейтронов или геометрические размеры гетерогенной структуры тепловыделяющей сборки, и выбирается исходя из вычислительных возможностей и целей расчетов.

Редкосеточные программы, как правило, позволяют рассчитывать несколько состояний и тем самым имитировать работу реактора; такие программы называются программами-имитаторами.

В то время, когда редкосеточные методы только начинали внедряться в расчеты нейтронно-физических характеристик реакторов, считалось, что они не смогут заменить мелкосеточные конечно-разностные методы ни по точности, ни по детализации получаемых характеристик, и их выгода виделась лишь в скорости счета и дешевизне полученных результатов. Развитие теории этих методов привело, однако, к тому, что в настоящее время с помощью редкосеточных программ можно получать достаточно точные и детализированные характеристики реакторов.

Существуют несколько установившихся типов редкосеточных методов:

1) узловой (нодальный) метод, в котором связь между средними по узлу (ноде) потоками нейтронов устанавливаются через токи нейтронов на гранях смежных узлов на основе интегрального баланса нейтронов, а матрицы переноса и поглощения называются "коэффициентами связи узлового метода";

2) метод конечных элементов, в котором поток нейтронов внутри элементарной ячейки аппроксимируется полиномом с коэффициентами, являющимися неизвестными;

3) конечно-разностные методы, в которых дифференциальный оператор аппроксимируется конечно-разностной формулой с учетом высоких членов разложения;

4) метод синтеза потока нейтронов, в котором решение представляется в виде линейной суперпозиции относительно малого числа пробных функций.

В данном обзоре рассматриваются программы, в которых реализован первый метод.

В работах Вагнера и Кебке [1], а также Дорнинга [2] дается обоснование узловым, или нодальным, методам.

При выводе узловых уравнений строгое интегрирование производится только в поперечном направлении, и пространственные диффузионные или

транспортные уравнения сводятся к системе одномерных уравнений типа уравнений дискретных ординат с пространственными и угловыми зависимостями потоков и источников. В зависимости от аппроксимаций, принятых в отношении одномерных распределений внутри узла и угловых потоков на его гранях, получаются различные вариации метода. Так, в [1] член поперечной утечки аппроксимируется полиномом второго порядка. Схема получила название узлового пространственного метода (NEM).

В работе Гринмана, Смита и Генри [3] описана математическая реализация простейшей узловой схемы NEM. По этой методике написана программа QUANDRY для решения трехмерной двухгрупповой задачи в прямоугольном пространстве. Более детальное обсуждение алгоритма QUANDRY дается ниже при описании ее практического использования в качестве модуля вычислительного комплекса TITAN.

Шобером, Симсом и Генри [4] предложены две схемы для получения и расчета коэффициентов связи между узлами (нодами). По первой схеме они рассчитываются с использованием аналитического метода решения интегрированием исходных уравнений по узлу, по другой — аппроксимируются полиномами. Первая схема получила название аналитического узлового метода (ANM), а вторая аналогична методу NEM. Оба метода запрограммированы для двухгрупповой задачи и проверены сравнением результатов расчетов кипящего легководного реактора с результатами расчетов на мелкой сетке.

В последующей работе [5] Шобер модернизировал метод NEM (только в диффузионном приближении) для расчета жидкометаллических реакторов-бридеров на быстрых нейтронах. Модификация в основном направлена на включение в метод произвольного числа энергетических групп нейтронов, пространственная сетка оставлена прямоугольной.

Вальтерс и Оделл [6] в дополнение к вышесказанному использовали линейные аппроксимации для источников и для узловых потоков на гранях и получили так называемую линейно-линейную узловую схему LLNODAL. Однако, как указано в [2], сложность формул возросла значительно, а следовательно, возросли вычислительные трудности и метод потерял привлекательность.

Лоуренсом и Дорнингом [7] приняты аппроксимации источников полиномами Лежандра, а узловых потоков на гранях узла — константами. В результате получена схема дискретного узлового транспортного метода (DNTM).

Применение метода DNTM к решению трехмерного уравнения Больцмана описано Бадрузаманом и Цонгценгом [8]. Они приводят результаты численного исследования точности решения в зависимости от размеров трехмерных узлов для различных типов аппроксимации:

— константа для потока на грани узла и линия (два члена разложения) для внутренних потоков;

— константа для потока на грани узла и квадратичная зависимость (три члена разложения) для внутриузловых потоков;

— линейно-линейная для потоков на грани и внутри узла (по два члена разложения).

Певей и Доддс [9] приняли экспоненциальную аппроксимацию для источников внутренних потоков нейтронов и поперечных утечек с целью упростить соотношения, связывающие между собой формы источников и потоков, а также чтобы более точно и быстро воспроизводить экспоненциальные распределения потоков в определенных классах задач. Их схема получила название экспоненциального узлового транспортного метода (ENTM).

В работе Улло, Дорнинга и Доддса [10] производится сравнение численных результатов, полученных по методикам DNTM и ENTM. Найдено, что узловые методы позволяют многократно увеличить точность расчета по сравнению с мелкосеточным решением, но мало различаются между собой по точности и времени счета.

В [11] Лоуренс анализирует возможности использования теории возмущений для анализа изменений реактивности при малых возмущениях свойств активных зон реактора. Проанализированы трудности расчетов сопряженных функций, обусловленные особенностями принятых предположений и методов вывода узловых уравнений, получены матричные выражения для расчетов сопряженных потоков. Применение методов теории возмущений продемонстрировано на примере метода DNTM использованием трехмерной программы DIF3D для расчета пустотных эффектов реактивности натриевых реакторов.

Лоуренс и Дорнинг [12] использовали методы функций Грина для описания одномерных операторов увода нейтронов с целью получить более точные коэффициенты связи в трехмерных узловых методах. Для этого они записали узловые уравнения в членах средних парциальных токов на гранях узлов. В результате задача была сведена к системе одномерных уравнений внутри каждого узла. После тех же процедур вывода, что и в методе NEM, и применения метода взвешенных остатков внутри каждого узла получены дополнительные соотношения между парциальными токами на гранях и потоками внутри узла. Схема получила название узлового метода с использованием функций Грина (NGFM), реализована в виде вычислительной подпрограммы (без названия) и опробована решением реперных задач [13] для реактора с водой под давлением (АЭС "Библис") и жидкометаллического реактора. Схема оказалась достаточно громоздкой для вычислений и, обеспечив улучшение точности результатов расчетов, выигрыша во времени практически не дала.

В [14] продемонстрировано, что к таким же схемам можно прийти с использованием диффузионного приближения и получить схему узлового дискретно-ординатного метода (NDOM).

Фишер и Финнеманн [15] таким же путем получили узловую метод решения диффузионных групповых уравнений, что и в [1, 2], с той лишь разницей, что они аппроксимировали член поперечной растечки между тремя соседними узлами параболой и для определения коэффициентов связи использовали парциаль-

ные токи вместо полных токов. В результате получена так называемая нодальная интегральная схема (NIM). Преимущество схемы состоит в отсутствии необходимости задавать начальное приближение распределения нейтронов, а коэффициенты параболы можно определять разными путями: либо с использованием условия сохранения интегралов от утечки по соседним узлам, либо из предположения, что функция поперечной утечки (растечки) составлена из кусочно-гладких полиномов, удовлетворяющих условию непрерывности.

По методике Фришера и Финнеманна составлена программа ABCVOX, решающая двух- и трехмерные двухгрупповые диффузионные уравнения в прямоугольной геометрии. Точность и эффективность метода продемонстрирована решением реперных задач [13] для энергетического реактора с водой под давлением.

Программа ABCVOX относится к классу программ-имитаторов и может быть использована как нейтронно-физический модуль в больших комплексах программ. В частности, предусмотрено, что она может быть поставлена на ЭВМ с параллельно работающими центральными процессорами.

В работе Дильбера и Льюиса [16] использованы вариационные подходы для вывода узловых методов решения диффузионных и транспортных двумерных задач. Показано, как они могут быть распространены на трехмерный случай.

В более поздней работе Бадрузамана [17] предлагается схема нового нодально-эквивалентного конечно-разностного метода (NEFD) и демонстрируется, что можно достичь двукратной экономии оперативной памяти ЭВМ и десятикратного ускорения счета по сравнению с методом DNTM. Автор возвращается к использованию классической схемы конечно-разностного метода решения дифференциальных уравнений. Для этого он переформулирует узловую задачу так, чтобы в первую очередь находились средние по узлам потоки и с их использованием рассчитывались значения утечек нейтронов по каналам, то есть сводит матричную структуру уравнений к алгебраической структуре, упрощая алгоритм решения.

Аналогичная идея комбинации узлового метода с конечно-разностным редкосеточным рассмотрена Смитом, Ферпланком и Едениусом [18], предлагающими модернизировать метод NEM. В отличие от метода NEM, в котором находят коэффициенты связи, интегрируя уравнения взвешенных остатков по методу матричных характеристик, предлагается сделать прямые вычисления токов на гранях узлов. Эта процедура проводится без итераций и позволяет избежать использования метода матричных характеристик. Итерации перенесены в процесс нахождения коэффициентов связи, что позволяет итерировать уравнения классическим конечно-разностным методом, т. е. опять же задача сводится к алгебраической структуре. Предлагаемый метод имеет следующие преимущества:

- итерируемые уравнения имеют простую конечно-разностную структуру;
- коэффициенты разрывности, возникающие вследствие приближений теории гомогенизации, нужны

лишь при расчете коэффициентов связи после того, когда итерации сошлись, т.е. они не используются внутри итерации.

Последнее обеспечило существенную экономию памяти ЭВМ по сравнению со всеми узловыми методами.

По методике составлена программа QPANDA, решающая трехмерные двухгрупповые диффузионные уравнения. Программа составлена таким образом, чтобы легко и быстро заменять трехмерную двухгрупповую диффузионную программу QUANDRY в системе программ SIMULATE.

Быстрая сходимость итераций в программе QPANDA продемонстрирована расчетом энергетического реактора с водой под давлением [13].

В отличие от предложений Лоуренса и Дорнинга [7] Рохач [19] применил полиномы Лежандра для аппроксимации потока нейтронов в схеме DNTM; используется разложение вплоть до четвертого порядка. Коэффициенты разложения ищутся методом взвешенных остатков, в то время как минимизация осуществляется по методу наименьших квадратов. Для двумерной малогрупповой задачи схема решения оказалась весьма компактной. Проверка программы выполнена расчетами реперной задачи для реактора с водой под давлением [13].

В качестве примера использования узловых транспортных методов типа NEM [1, 2] для практических расчетов можно привести работу [20], в которой метод NEM модернизируется благодаря использованию полугруппового приближения, позволяющего упростить соотношения между потоками нейтронов соседних узлов и получить простое выражение для коэффициентов связи. В частности, в качестве одного из предположений принята линейная зависимость полугруппового характеристического комплекса от выгорания, справедливая для реакторов с водой под давлением. Достигнуто высокое быстродействие программы, необходимое для оптимизационных расчетов топливных загрузок.

В работах Григгса, Цая, Казими и Генри [21, 22] дана философия создания трехмерной нейтронно-теплогидравлической программы TITAN, предназначенной для имитации стационарных и переходных режимов в легководных реакторах с учетом не только нейтронно-физических, но также теплогидравлических процессов.

Программа TITAN представляет собой комплекс совместно работающих трехмерных программ QUANDRY [3] и THERMIT, первая из которых рассчитывает нейтронно-физические характеристики активных зон, а вторая — теплогидравлические. Принцип их работы основан на многократном обращении друг к другу до получения устойчивого сошедшегося решения. Решение о выборе этих программ обосновывается тем, что в результате анализа 33 известных программ (в работе Григгса и др. эти детали приведены) показана возможность достичь наибольшей детализации пространственных распределений в рамках поставленных целей и вычислительных возможностей.

Программа TITAN относится к классу редкосеточных узловых программ и является программой-имита-

тором, позволяя анализировать последствия всех предвидимых в легководных реакторах переходных процессов, в том числе с разгоном реактора на мгновенных нейтронах, с точки зрения сохранности активной зоны, оболочек топлива, корпуса реактора и контейнента.

При такой постановке задачи расчеты выгорания топлива не включены в программу. Анализ переходных процессов для любого момента работы реактора обеспечивается заданием изотопного состава топлива в исходных данных.

Наличие пространственных распределений с достаточным совместным учетом нейтронных и теплогидравлических характеристик открыло возможности для изучения пространственных механизмов обратных связей. В работе детально рассмотрена физика механизмов обратных связей.

Программа QUANDRY решает двухгрупповые диффузионные уравнения в прямоугольной трехмерной геометрии узловым (нодальным) методом, в котором член поперечной утечки нейтронов в коэффициентах связи между узлами аппроксимирован квадратичным полиномом в направлении рассматриваемой оси и константами в остальных направлениях. Коэффициенты полиномов определяются из условия нормировки функции разложения таким образом, чтобы интеграл от поперечной утечки в три соседних узла равнялся средней поперечной утечке из рассматриваемого узла. Последнее освободило расчетчика от подгонки параметров связи в процессе расчета.

Система уравнений представлена в матричной форме в виде классической задачи на собственные значения и решается итерационно с разделением итераций на три уровня:

- внешние итерации, или итерации источника, ускоряемые по методу Виланда;
- обращение матриц во внешних итерациях;
- внутренние итерации или итерации потоков нейтронов, ускоряемые по методу Чебышева с переменным релаксационным параметром.

По сошедшимся потокам нейтронов пересчитываются утечки, оценивается новое собственное значение, и задача возвращается к внешним итерациям. Авторы указали, что нашли возможным ограничиться одной внешней и одной внутренней итерациями попеременно, если удачно максимизировать среднюю скорость сходимости.

Нестационарные нейтронные уравнения решаются аналогично после введения в матрицы членов-предшественников запаздывающих нейтронов.

Программа THERMIT решает уравнения сохранения энергии, массы и моментов количества движения двухфазной жидкости в трехмерном прямоугольном пространстве с учетом массо- и энергообмена между фазами, а также с распределенными сопротивлениями в приближении модели пористого тела. Программа позволяет рассчитывать такие сложные явления, как естественная циркуляция, опрокидывание циркуляции, разделение фаз в неравновесных состояниях и кризисы теплоотдачи. Термодинамические зависимости свойств, как обычно, заданы эмпирическими корреляционными

формулами. Решение ищется конечно-разностным итерационным методом, адаптированным к узловому решению нейтронной части задачи, с явно-неявным представлением членов в начале и конце каждого временного шага.

Известная бельгийская трехмерная одногрупповая программа TRILUX, решающая задачу узловым методом, модернизируется Ниссеном в [23]. Программа предназначена только для расчетов реакторов с обычной кипящей водой. Коэффициенты связи между узлами и парциальные токи на гранях выражены через вероятности столкновений нейтрона, что определило соответствующий вид члена растечки нейтронов из узлов и вид балансных уравнений. Усовершенствование модели произведено за счет выражения доли утекающих нейтронов через парциальные токи; модифицированная программа названа TRILUX—SUPER.

Продолжается анализ применимости редкосеточных нодальных методов для расчетов нейтронно-физических характеристик активных зон реакторов на быстрых нейтронах. В [24] изучается возможность применения различных интерполяционных параметров для аппроксимации потоков нейтронов в разных частях реактора, а именно: в топливе, зоне воспроизводства, регуляторах и вытеснителях регулирующих стержней. Расчет интерполяционных параметров основан на сохранении числа нейтронов, отраженных от границ зон. Сравнение результатов расчетов по предложенному методу с мелкосеточными расчетами показало хорошее описание нейтронных распределений даже в зоне воспроизводства, в которой энерговыделение низко.

Важным моментом применения узловых методов является подготовка констант. Поскольку шаг крупной сетки обычно равен размерам топливной сборки, а последняя, как правило, имеет сильно гетерогенную структуру, было предложено готовить в качестве констант "гомогенизированные параметры" и пользоваться для этого "теоремой эквивалентности" [25]. В соответствии с ней постоянные по узлу групповые параметры подбираются для гетерогенной задачи таким образом, чтобы приближенный узловый метод воспроизвел точно все средние групповые потоки, скорости реакций и средние парциальные токи на гранях в каждом узле. В [25] рассмотрены несколько модификаций теоремы эквивалентности.

Теорема эквивалентности позволила также разработать достаточно строгие методы восстановления пространственных распределений потоков нейтронов по узлам. Эти методы основаны на использовании теоремы вложения или метода модуляции и позволяют получать практически непрерывные гетерогенные решения на всех гранях тепловыделяющих сборок.

Интересный способ восстановления потоков нейтронов и распределений токов разработан Кебке и Хетцельтом в [26]. Они предложили интерполяционную схему, основанную на системе специально рассчитанных базовых функций и дополнительно подправляемую вблизи границ из-за отклонения спектра около них от его значения в центральной части топливной сборки. На примерах решения реперных задач [13] проде-

монстрированы восстановление распределений потоков быстрых и тепловых нейтронов по диагонали топливной сборки, а также ошибки при расчетах предложенным и старыми методами. Из сопоставления видно, что точность восстановленных распределений возросла почти на порядок.

Восстановлению детального (в данном случае потвального) распределения поля энерговыделения по тепловыделяющим сборкам после редкосеточных расчетов посвящена работа Ниссена [27]. Применен метод модуляции и суперпозиции, в котором восстановление производится с использованием предварительных расчетов распределений по сборкам. Подчеркнута роль соответствующей нормировки распределений энерговыделений и последующей модуляции. Расчеты выполнены для кипящего реактора с обычной водой по программе TRILUX.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Wagner M.R., Koebe K. Progress in Nodal Reactor Analysis. — ATKE, 1983, vol. 43, N 2.
2. Dorning J.J. Nodal Transport Methods after Five Years. — In: Proc. of the Intern. Meeting on Advances in Nuclear Engineering Computational Methods (Knoxville, Tennessee, U.S.A.), 1985, vol. 2, p. 412.
3. Greenman G., Smith K., Henry A.F. Recent Advances in an Analytic Nodal Method for Static and Transient Reactor Analysis. — In: Proc. of the ANS Topical Meeting on Computational Methods in Nuclear Engineering (Williamsburg, Virginia, U.S.A.), 1979.
4. Shober R.A., Sims R.N., Henry A.F. Two Nodal Methods for Solving Time-Dependent Group Diffusion Equations. — Nucl. Sci. Engng, 1977, vol. 64, N 6.
5. Shober R.A. A Nodal Method for Fast Reactor Analysis. — In: Proc. of the ANS Topical Meeting on Computational Methods in Nuclear Engineering (Williamsburg, Virginia, U.S.A.), 1979.
6. Walters W.F., O'Dell R.D. Nodal Methods for Discrete-Ordinates Transport Problems in (x, y) Geometry. — In: Proc. of the Intern. Meeting on advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engineering Problems (Munich, F.R.G.), 1981.
7. Lawrence R.D., Dorning J.J. A Discrete Nodal Integral Transport Theory Method for Multidimensional Reactor Physics and Shielding Calculations. — In: Proc. of the ANS Topical Meeting (Sun Valley, Idaho, U.S.A.), 1980.
8. Badruzzaman A., Zhongzeng X. A Three-Dimensional Linear Nodal Transport Method. — Trans. Amer. Nucl. Sci., 1984, vol. 47, p. 223.
9. Pevey R.E., Dodds H.L. A Two-Dimensional Exponential Expansion Discrete-Ordinates Nodal Method. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1981, vol. 39, p. 751.
10. Ullo J.J., Dorning J.J., Dodds H.L., Pevey R.E. A Comparison of Nodal Transport Methods Based on Exponential and Polynomial Expansions. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1982, vol. 43, p. 367.
11. Lawrence R.D. Perturbation Theory within the Framework of a Higher Order Nodal Method. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1984, vol. 46, p. 402.
12. Lawrence R.D., Dorning J.J. A Nodal Green's Function Method for Multidimensional Neutron Diffusion Calculations. — Nucl. Sci. Engn., 1980, vol. 76, N 3.
13. Benchmark Problem Book. Argonne National Laboratory, U.S.F., 1977, ANL-7416, Suppl. 2.
14. Wagner M.R. A Nodal Discrete-Ordinate method for the Numerical Solution of the Multidimensional-Transport Equation. — In: Proc. of the ANS Topical Meeting on Computational Method in Nuclear Engineering (Williamsburg, Virginia, U.S.A.), 1979.
15. Fischer H.D., Finnemann H. The Nodal Integration Method — A Diverse Solver for Neutron Diffusion Problems. — ATKE, 1981, vol. 39, N 4.
16. Dilber I., Lewis E.E. Variational Nodal Methods for Neutron Transport. — Nucl. Sci. Engn., 1985, vol. 91, N 2.
17. Badruzzaman A. An Efficient Algorithm for Nodal-Transport Solution in Multidimensional Geometry. — Nucl. Sci. Engn., 1985, vol. 89, N 3.
18. Smith K.S., Ver Planck D.M., Edenius M. QPANDA — An Advanced Nodal Method for LWR Analysis. — Trans. Amer. Nucl. Sci., 1985, vol. 50, p. 532.
19. Rohach A.F. A Two-Dimensional Nodal Model Using Legendre Expansions. — 1986, Trans. Amer. Nucl. Soc., vol. 52, p. 426.
20. Sauer I.L., Driscoll M.J., Pin-Wu Kao. A Nodal Formulation Relating Assembly Power and Reactivity. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1985, vol. 50, p. 86.
21. Griggs D.P., Tsai C.S., Kazimi M.S., Henry A.F. TITAN Development and Application to a PWR Rod Ejection Analysis. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1984, vol. 46, p. 745.
22. Griggs D.P., Kazimi M.S., Henry A.F. TITAN: An Advanced Three Dimensional Coupled Neutronic/Thermal-Hydraulics Code for Light Water Nuclear Reactor Core Analysis: MIT-EL-84-011, 1984.
23. Nissen F. Investigation and Improvement of the TRILUX Model. — Ann. Nucl. Energy, 1985, vol. 12, N 8.
24. Caro E. Hexagonal Geometry Fast Reactor Nodal Modeling. Rensselaer Polytechnic Inst. (Troy, New York, U.S.A.), 1983, 83 — 21, 181 (Inis-17:044724).
25. Koebe K. A New Approach to Homogenization and Group Condensation. — In: Proc. of a Specialist's Meeting on Homogenization Methods in Reactor Physics: IAEA-TECDOC-231 (Vienna, Austria, 1980).
26. Koebe K., Hetzelt L. On the Reconstruction of Local Homogeneous Neutron Flux and Current Distributions of Light Water Reactors from Nodal Schemes. — Nucl. Sci. Engn., 1985, vol. 91, N 2.
27. Nissen F. Pin Power Prediction Applying Heterogeneous and Homogeneous Global Parameter Values. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1984, vol. 47, p. 446.

Статья поступила в редакцию
6 февраля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 49 — 53.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ И γ -КВАНТОВ УТЕЧКИ ИЗ РАМНОЖАЮЩЕЙ СБОРКИ В НАНОСЕКУНДНОЙ ОБЛАСТИ

Г.М. Бержунов, О.А. Еловский, Е.С. Матусевич, И.В. Медведев

Описана методика измерений временной эволюции спектров нейтронов и γ -квантов в среде с использованием калифорниевой камеры в качестве статистического импульсного нейтронного источника. В качестве детектора использовался сцинтилляционный стильбеновый спектрометр. Представлены результаты измерений нестационарных спектров нейтронов и γ -квантов утечки из размножающей малогабаритной критсборки во временном интервале 0 — 500 нс в диапазоне энергии 0,4 — 6 МэВ.

THE MEASUREMENT OF TIME-DEPENDENT LEAKAGE NEUTRON AND γ -RAYS SPECTRA FROM MULTIPLYING ASSEMBLY FOR NANOSECOND REGION. G.M. BEZHUNOV, O.A. ELOVSKI, E.S. MATUSEVICH, I.V. MEDVEDEV. The measurement technique of time-dependent neutron and γ -rays spectra in medium with nanosecond resolution is described. Californium chamber as statistical pulse neutron source and stilben scintillator as a spectrometer were used. Presented results of the measurements of time-dependent leakage neutron and γ -rays spectra from small-size critical assembly cover 0 — 500 ns time interval after neutron pulse and 0,4 — 6 MeV energy range.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение времязависимых спектров нейтронного и γ -излучения в различных системах представляет интерес с точки зрения проверки расчетных методов и моделей, а также определения полей излучения импульсных реакторов [1].

Авторы [1] приводят результаты измерений спектров и выходов γ -излучения импульсных реакторов, выполненных методом (п, γ)-совпадений и с использованием импульсного нейтронного генератора. Измерялись спектры импульсного и статического компонента γ -излучения реактора. Показано, что метод (п, γ)-совпадений предпочтительнее использования импульсного нейтронного генератора для быстрых реакторов с малым остаточным излучением.

Однако метод (п, п)- или (п, γ)-совпадений также имеет принципиальные ограничения. Его эффективность уменьшается с квадратичной зависимостью от мгновенной подкритичности реактора, а временное разрешение ограничено величиной $\sim 10^{-7}$ с вследствие конечности времени пролета нейтронов до детектора и длительности цепочек делений в реакторе.

Значительно улучшить временное разрешение (до $\sim 10^{-9}$ с) без существенного усложнения аппаратурной части эксперимента позволяет применение методики на основе статистического импульсного источника нейтронов. В качестве такого источника удобно использовать миниатюрную камеру деления со слоем ^{252}Cf на одном из электродов, которая служит как для определения отдельных интегральных параметров реакторных систем [2, 3], так и для изучения нестационарных спектров излучения в среде при введении нейтронного импульса. Ранее [4, 5] представлялись результаты исследования нестационарных спектров нейтронов и γ -квантов утечки из неразмножающих сред в наносекундной области с использованием калифорниевой камеры.

В данной работе приводятся результаты аналогичного изучения нестационарных спектров нейтронов и γ -квантов утечки из размножающей системы в наносекундном диапазоне при разных подкритичностях.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема измерительной системы приведена на рис. 1. Геометрия измерений следующая: критическая сборка [6] с отражателем из нержавеющей стали толщиной 118 мм общей высотой 450 мм размещена в центре бокса 6х6х7 м. В центр сборки помещалась камера диаметром 18 мм и длиной 50 мм со слоем ^{252}Cf интенсивностью $3 \cdot 10^4$ дел./с. Сцинтилляционный спектрометр с кристаллом стильбена размещался за отражателем на высоте центра активной зоны сборки на расстоянии 290 мм от центра.

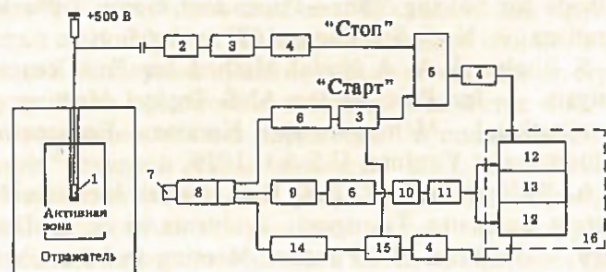


Рис. 1. Блок-схема измерения нестационарных спектров нейтронов и γ -квантов: 1 — камера деления со слоем ^{252}Cf ; 2 — быстрый токовый предусилитель; 3 — дискриминатор-формирователь с привязкой к постоянной доле фронта; 4 — линия задержки; 5 — преобразователь "время — амплитуда"; 6 — быстрый усилитель импульсов; 7 — кристалл стильбена; 8 — фотоэлектронный умножитель; 9 — схема компенсации нейтронов; 10 — дискриминатор; 11 — генератор импульсов; 12 — преобразователь амплитуды в цифровой код; 13 — блок записи многомерного массива в память анализатора; 14 — спектрометрический усилитель; 15 — линейные ворота; 16 — многоканальный анализатор

Наряду с блоками быстрой электроники ВЕКТОР использовались следующие блоки: ПУ — быстрый токовый предусилитель, ДПС — дискриминатор-формирователь с привязкой к постоянной доле фронта импульса, ПВА — преобразователь "время-амплитуда", реализующий старт-стопный режим регистрации временных интервалов между импульсами пикосекундного диапазона.

Токовый импульс от регистрации деления ядра

^{252}Cf в камере усиливается и подается на дискриминатор-формирователь. Сформированный сигнал длительностью 6 нс задерживается и служит сигналом "стоп" для ПВА. Сигналом "старт" служит сформированный по аналогичной цепочке импульс с динода ФЭУ, возникающий при регистрации сцинтиллятором γ -кванта или нейтрона. Одновременно с другого динода ФЭУ подается импульс на спектрометрический усилитель БУС. Для дискриминации γ -квантов или соответственно нейтронов используется цепочка Брукса [7]. Кроме того, для увеличения степени подавления γ -излучения при измерении нейтронных спектров введена временная селекция импульсов с применением схемы совпадений сигналов с цепочки Брукса и с ДПС, а также сцинтиллятор окружался слоем свинца толщиной 6 мм. В результате во всем изучаемом энергетическом и временном диапазоне измерений вклад от регистрации γ -излучения в получаемые нейтронные спектры оказался несущественным (менее 1% для $T \geq 1$ МэВ и менее 5% для $0,4 \leq E \leq 1$ МэВ). При измерении спектров γ -квантов вклад от регистрации нейтронов не превышал во всем диапазоне 0,5%. Сигнал со схемы совпадений, формируемый генератором, управлял входом многомерного анализатора на базе УНО-4096. На один из преобразователей амплитуды сигнала в код БПА поступает линейный сигнал с ФЭУ, на второй — сигнал с ПВА, определяющий временной интервал между делением в камере и регистрацией нейтрона (γ -кванта) детектором. Память анализатора разбита на 16 плоскостей по 256 каналов. Запись в определенную плоскость определяется кодом времени, а запись по каналам — кодом амплитуды импульса с ФЭУ. В результате единичного замера получают амплитудные распределения импульсов от регистрации излучения выбранного типа для 16 временных интервалов, ширина которых задается системой ПВА—БПА.

Длительность временных плоскостей составляла в данных измерениях $11,7 \pm 0,2$ нс. Привязка к моменту деления в камере осуществлялась по пику мгновенных γ -квантов деления ^{252}Cf при размещении камеры и детектора в воздухе. Реализуемое при этом временное разрешение, определяемое по ширине регистрируемого γ -пика мгновенных квантов деления ^{252}Cf на полувысоте, составляет 3 и 4 нс при порогах регистрации по электронам отдачи 150 и 20 кэВ соответственно. Более подробная работа приведенной схемы описана в [4].

Восстановление спектров излучения проводилось для каждой временной плоскости по известной методике сглаживающего дифференцирования. При измерении нейтронных спектров использовался кристалл стильбена ϕ 40x10 мм, для γ -квантов — ϕ 40x40 мм.

Сравним эффективность рассматриваемой методики с методикой (п, п)- или (п, γ)-совпадений. Авторами [1] приведено выражение для скорости коррелированных (п, γ)-совпадений отсчетов γ -спектрометра и нейтронного детектора для критического реактора:

$$C_{\gamma \text{ кор}} = F \cdot \epsilon_n \cdot \epsilon_\gamma \cdot \frac{D}{\beta_{\text{эф}}^2}, \quad (1)$$

где F — скорость делений в реакторе, 1/с; ϵ_n , ϵ_γ — эффективности нейтронного и γ -детекторов соответственно, 1/дел.; $D = \bar{\nu}(\bar{\nu} - 1)/\bar{\nu}^2$ — коэффициент Дайвена ($D \approx 0,8$ для ^{235}U), $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов на деление в реакторе; $\beta_{\text{эф}}$ — эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Аналогичную зависимость получим для случая использования калифорниевой камеры в качестве статистического импульсного источника. Пусть в камере скорость делений Q , 1/с, эффективность их регистрации ϵ . Тогда скорость коррелированных совпадений отсчетов γ -спектрометра с отсчетами делений в камере

$$C'_{\gamma \text{ кор}} = Q \cdot \epsilon \cdot \frac{1}{\beta_{\text{эф}}} \cdot \frac{\bar{\nu}^{252}\text{Cf}}{\bar{\nu}} \cdot \frac{\psi_0^+}{\langle \psi^+ \rangle} \cdot \epsilon_\gamma, \quad (2)$$

$\bar{\nu}^{252}\text{Cf}$ — среднее число мгновенных нейтронов на деление ^{252}Cf ; $\psi_0^+ / \langle \psi^+ \rangle$ — отношение ценности нейтронов деления ^{252}Cf в месте установки камеры к средней ценности нейтронов деления по объему активной зоны; $1/\beta_{\text{эф}}$ — характеризует умножение на мгновенных нейтронах в околоскритической системе.

При установке камеры в центр активной зоны величина $\psi_0^+ / \langle \psi^+ \rangle$ обычно несколько больше единицы ($\sim 1,2 + 1,5$). Очевидно, выражение $Q \cdot 1/\beta_{\text{эф}} \cdot \bar{\nu}^{252}\text{Cf} / \bar{\nu} \cdot \psi_0^+ / \langle \psi^+ \rangle$ эквивалентно скорости делений в реакторе F в выражении (1). Достижимое значение $\epsilon_\gamma = 10^{-5}$ 1/дел..

Обычно эффективность регистрации делений в калифорниевой камере близка к единице ($\epsilon \approx 0,98$). Тогда при $Q = 10^5$ дел./с $C'_{\gamma \text{ кор}} \approx 3 \cdot 10^2$ 1/с. Выражение (1) дает при $F = 10^8$ дел./с и $\epsilon_n = 10^{-5}$ 1/дел. $C_{\gamma \text{ кор}} \approx 2 \cdot 10^2$ 1/с.

Таким образом, в рассмотренных условиях использование методики на основе калифорниевой камеры мощностью 10^5 дел./с практически эквивалентно с точки зрения статистики измерению методом (п, γ)-совпадений при скорости делений в реакторе 10^8 дел./с.

В то же время с ростом подкритичности сборки эффективность метода (п, γ)-совпадений уменьшается с квадратичной зависимостью от умножения мгновенных нейтронов, тогда как использование калифорниевой камеры приводит к линейному уменьшению эффективности измерений с уменьшением умножения. В этом случае измерения можно успешно проводить и на неразмножающих системах [5].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Спектры регистрируемых детектором нейтронов утечки из изучаемой сборки при различных временах от момента нейтронного импульса и при двух подкритичностях системы приведены на рис. 2. Видно, что в диапазоне измерений ($E \geq 0,4$ МэВ) уже через ~ 100 нс спектр нейтронов практически прерастает

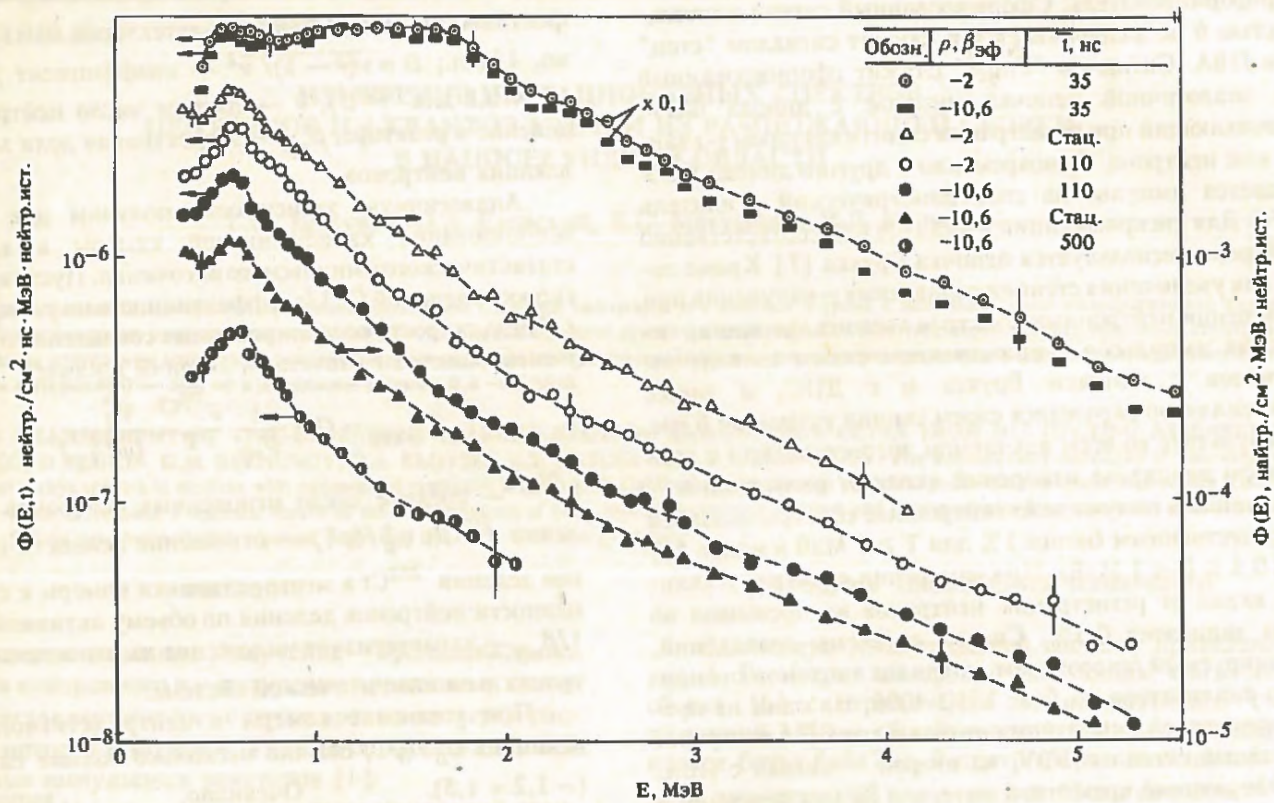


Рис. 2. Стационарные и времязависимые энергетические распределения нейтронов утечки из критической сборки

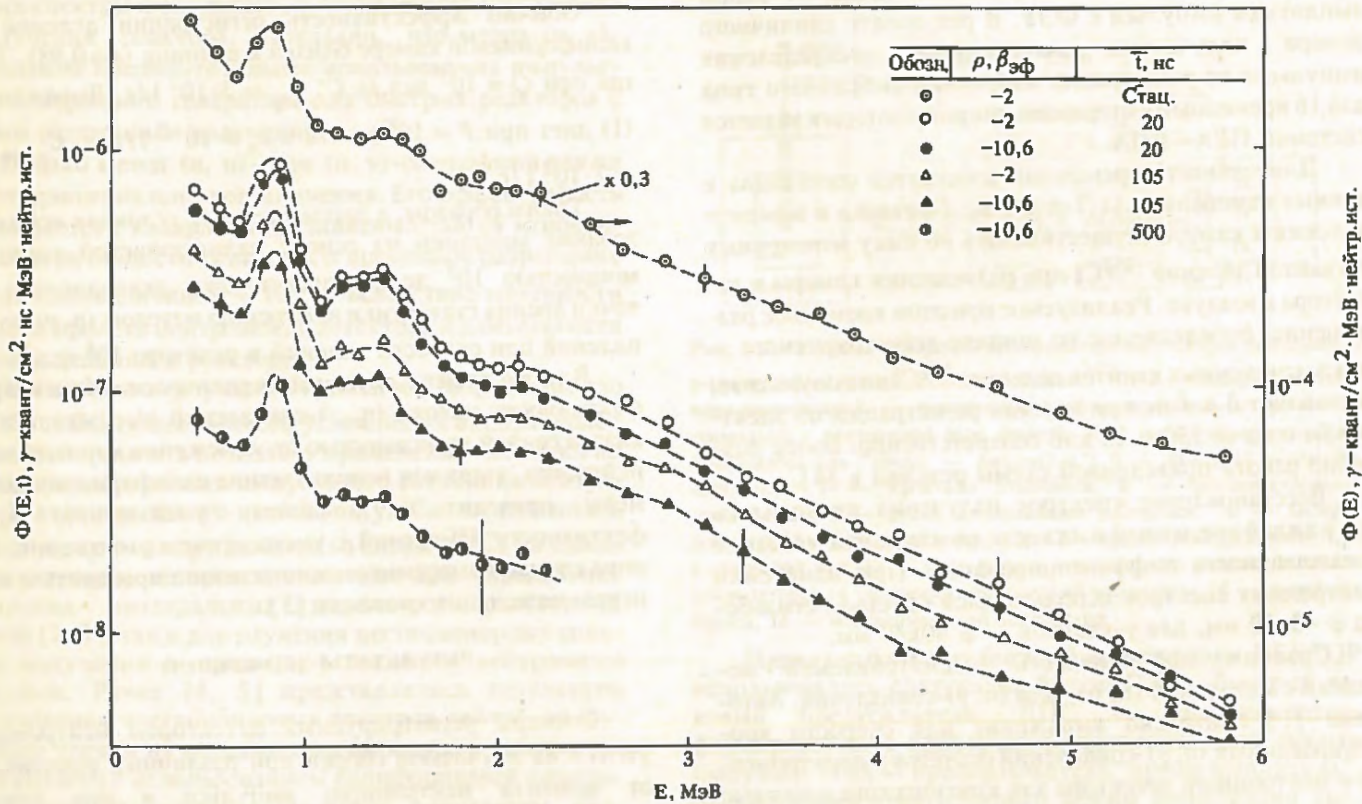


Рис. 3. Стационарные и времязависимые энергетические распределения γ -квантов утечки из критической сборки

зависеть от t и близок к стационарному. При $t \leq 100$ нс отличие от стационарного спектра вызвано влиянием замедления нейтронов и временем их пролета до попадания в детектор.

Аналогичные зависимости спектров γ -излучения из той же сборки при импульсном введении быстрых нейтронов представлены на рис. 3. Названное излучение формируется в основном в результате делений урана в активной зоне и неупругими рассеяниями нейтронов на уране и стали. Наблюдаемые пики в распределении $\Phi_\gamma(E)$ при $E = 0,85$ и $1,43$ МэВ обусловлены реакциями $(n, n'\gamma)$ на железе и хrome соответственно. Уже через ~ 20 нс спектр γ -излучения практически не зависит от времени и близок к стационарному, хотя последний несколько более жесткий вследствие более жесткого спектра запаздывающего излучения [8].

Зависимость скорости регистрации нейтронов и γ -квантов от времени (одномерный режим измерений), как оказалось, носит одноэкспоненциальный характер при $t > 100$ нс и вплоть до спада на 2 порядка совпадает для обоих типов излучения, что было отмечено и авторами [1].

Измеренный стационарный спектр γ -излучения формируется как вкладом нейтронных реакций на ядрах элементов сборки, так и излучением накопившихся продуктов распада урана. Последний компонент определялся измерением спектра γ -квантов утечки из сборки без источника нейтронов после длительной выдержки и вычитался, как фон. В целом вклад излучения продуктов распада был невелик, однако при $E = 2,6$ МэВ, когда наблюдался существенный пик в $\Phi_\gamma(E)$, он был определяющим.

Нейтронные и γ -спектры нормировались на один нейтрон источника, что сравнительно несложно достигается при использовании названной методики измерений. Это позволяет сравнивать с расчетами не только спектры излучения, но и абсолютный выход.

Выводы

1. Рассмотренная методика наряду с возможностью измерений нестационарных спектров нейтронов и γ -квантов в наносекундной области на неразмножающих системах позволяет проводить аналогичные измерения и на быстрых реакторных сборках.

2. Применение статистического импульсного источника нейтронов — калифорниевой камеры позволяет при незначительном усложнении схемы измерений получить существенно более высокое временное разрешение (единицы наносекунд) в сравнении с методикой (n, γ) -, (n, n) -совпадений. В глубоко подкритических системах ее применение дает существенный выигрыш в эффективности набора информации.

3. Из результатов измерений следует, что в диапазоне энергий $E \geq 0,4$ МэВ при введении импульса нейтронов в малогабаритную быструю размножающую

сборку рассмотренного типа нестационарные спектры нейтронного и γ -излучения уже при $t \geq 100$ нс близки к стационарным.

Список литературы

1. Афонин С.Н., Кувшинов М.И., Чередник П.Ф. Измерение спектров и выходов γ -излучения импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 48.
2. Mihalcz J. Reactivity from Power Spectral Density Measurements with ^{252}Cf . — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1974, vol. 13, p. 418.
3. Можяев В.К. Изучение баланса нейтронов в уран-плутониевых средах с K_∞ , близким к единице: Автореферат дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук. — М.: ИАЭ, 1982.
4. Бажунов Г.М., Матусевич Е.С., Дубинин А.А. и др. Исследование временной эволюции спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы в наносекундной области: Препринт ФЭИ-1554, 1984.
5. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Бажунов Г.М. и др. Изучение временной эволюции спектров нейтронов и γ -квантов утечки из молибденовой и хромовой сфер в наносекундной области: Препринт ФЭИ-1924, 1988.
6. Бондаренко И.И., Стумбур Э.А., Сазонов С.П. и др. Нейтронно-физические характеристики U—Be и U—BeO-систем: Доклад N 362 III Женевской конференции, 1964.
7. Brooks T.D. A Scintillation Counter with Neutron and Gamma-Ray Discriminators. — Nucl. Instr. and Methods, 1959, vol. 4, p. 151.
8. Кипин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов/Пер. с англ. Под ред. В.А. Кузнецова. — М.: Атомиздат, 1965.

Статья поступила в редакцию
9 марта 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 54 — 57.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ИСТОЧНИКА НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ 14-МэВ НЕЙТРОНОВ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

С.А. Конаков, Д.Ю. Чувилин

Неточность и нецентральность источника нейтронов в экспериментах на сферических оболочках может привести к значительному вкладу в погрешность измерения интегральных величин исследуемой сборки. В работе приведены расчетные оценки величины погрешности от неточности и нецентральности источника на примере свинцовой сферической оболочки.

INFLUENCE OF THE 14 MeV NEUTRON SOURCE SIZE ON THE ERROR OF TRANSMISSION FUNCTION IN THE SPHERE SHELL. S.A. KONAOKOV, D.YU. CHUVILIN. Unpoint and uncentral source of neutrons in the sphere shell experiments may lead to considerable contribution in the error of measurement integral values of research assemblage. In this article produce the calculation value of error from the unpoint and uncentral source of neutrons as an exemple lead sphere chell.

При проверке точности ядерных данных материалов бланкетов термоядерных реакторов широкое распространение получили измерения потоков и спектров нейтронов утечки из сферических оболочек с центральным источником 14 МэВ нейтронов [1 — 5]. Для генерации нейтронов синтеза используются низковольтные ускорители частиц. Характерные диаметры дисковых источников, как правило, не превышают 25 — 30 мм. Соотношения размеров источника и сферической оболочки в отдельных случаях достигают значений 0,1 и более.

Известно, что неточность или нецентральность источника приводят к увеличению пробега 14-МэВ нейтронов в исследуемом веществе. Выполненные оценки эффекта неточности (например, [6]) показывают, что он не превышает нескольких десятых долей процента для таких интегральных параметров, как функция пропускания. При погрешности измерений ~ 10% можно пренебречь размерами источника. Однако в настоящее время прецизионные эксперименты выполняются с погрешностью 3 — 5%, когда не учитывать эффект неточности источника недопустимо. Несмотря на это, во многих случаях экспериментальные результаты сравниваются с одномерным расчетом, в котором источник задается как точечный и изотропный. В данной работе приведены результаты расчетов, позволяющие оптимизировать геометрические параметры источника нейтронов и сферической оболочки.

Рассчитаем величину пробега нейтронов в сферической оболочке при смещении точечного источника из ее геометрического центра.

Используя обозначения, приведенные на рис. 1, запишем для пробега l следующее выражение:

$$l = \sqrt{R_2^2 - h_2^2 \sin^2 \vartheta} - \sqrt{R_1^2 - h^2 \sin^2 \vartheta}, \quad (1)$$

где R_1, R_2 — внутренний и внешний радиусы сферической оболочки; h — смещение источника; ϑ — азимутальный угол.

Средний пробег нейтронов в оболочке равен

$$l = \frac{\int_0^\pi (\sqrt{R_2^2 - h_2^2 \sin^2 \vartheta} - \sqrt{R_1^2 - h^2 \sin^2 \vartheta}) \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta} =$$

$$= \frac{R_2 \left\{ 1 + \frac{1 - k_2^2}{2k_2} [\ln(1 + k_2) - \ln(1 - k_2)] \right\} - R_1 \left\{ 1 + \frac{1 - k_1^2}{2k_1} [\ln(1 + k_1) - \ln(1 - k_1)] \right\}}{2}, \quad (3)$$

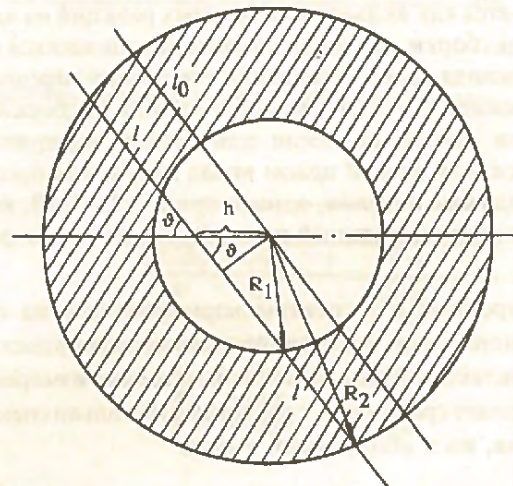


Рис. 1. Схема нейтронно-физического эксперимента на сферических оболочках из различных материалов

где $k_1 = h/R_1$; $k_2 = h/R_2$.

Усредняя l по поверхности диска радиусом $r_{ист}$, найдем средний пробег нейтронов в сфере от центрального неточечного источника:

$$l_s = \frac{\int_{S_{ист}} l ds}{S_{ист}} = \frac{\int_0^{r_{ист}} \int_0^{2\pi} l \cdot h \cdot dh \int_0^\pi d\vartheta}{\pi \cdot r_{ист}^2} \quad (4)$$

(предполагается, что источник имеет постоянную поверхностную плотность излучения). Интеграл в этой формуле определялся численно. Площадь источника разбивалась на 10 равных по площади кольцевых зон, где функция l принималась постоянной и интеграл заменялся суммой

$$\int_{S_{\text{ист}}} \bar{l} ds = \sum_{i=1}^{10} \bar{l}_i ds_i \quad (5)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. Для точечного нецентрального источника на рис. 2 показано

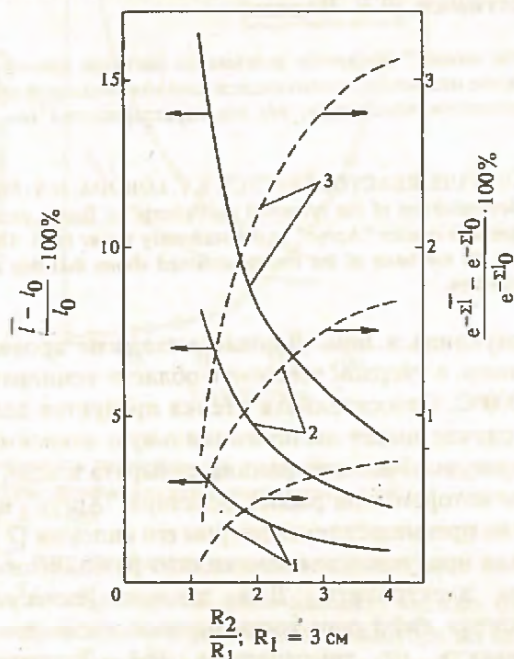


Рис. 2. Зависимость среднего пробега и функции пропускания нейтронов источника от смещения точечного источника h и размеров сферической оболочки: 1 — $h = 1$ см; 2 — 1,5 см; 3 — 2 см

относительное отклонение среднего пробега l от геометрической толщины сферической оболочки l_0 в зависимости от смещения h и соотношения радиусов

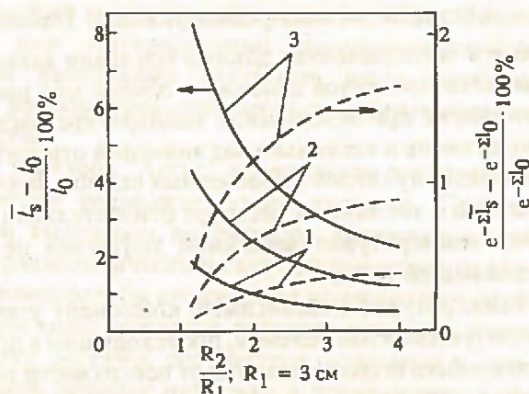


Рис. 3. Зависимость среднего пробега и функции пропускания нейтронов источника от размеров источника $r_{\text{ист}}$ и размеров сферической оболочки: 1 — $r_{\text{ист}} = 1$ см; 2 — 1,5 см; 3 — 2 см

R_2/R_1 (принято, что $R_1 = 3$ см). Там же показана зависимость относительного изменения вероятности избежать неупругого взаимодействия, вычисленная для 14-МэВ нейтронов в свинцовой сферической оболочке ($\Sigma_{in}^{Pb} = 0,0825 \text{ см}^{-1}$). На рис. 3 приведены аналогичные данные для центрального неточечного

источника в зависимости от его радиуса $r_{\text{ист}}$

Влияние смещения точечного источника на величину функции пропускания в зависимости от размеров оболочек составляет 0,7 — 3%. Для центрального дискового источника этот эффект несколько меньше и составляет 0,4 — 1,6%. Таким образом, верхние значения указанных диапазонов соизмеримы с погрешностью измерений.

Для внесения корректной поправки в экспериментальные результаты на неточность или смещение источника необходимо знать не только его геометрические параметры, но и распределение плотности нейтронного излучения. Последняя величина зависит в том числе и от технологических характеристик мишени, трудно поддающихся контролю. Простейшим способом решения проблемы неточности источника является оптимизация его размеров. В качестве рекомендации можно предложить коллимирование пучка дейтронов. Как следует из полученных результатов, при радиусе источника 0,5 см и выбранных размерах сферических оболочек ошибка в функции пропускания не превысит 0,1 — 0,15%, что вполне приемлемо даже для прецизионных измерений.

Список литературы

1. Hansen L.F., Blann H.M., Howerton R.J. et al. The Transport of 14 MeV Neutron Through Heavy Materials $150 < A < 208$. — Nucl. Sci. Eng., 1986, vol. 92, p. 382 — 396.
2. Hansen L.F., Komoto T.T., Pohl B.A., Wong C. Summary of Measurement and Calculations on Neutron and Gamma Ray Emission Spectra from Spheres Pulsed with 14 MeV Neutrons: Preprint UCID-19640, LLL, Nov. 1982.
3. Akiyoma M., Oka Y., Kanasugi K. et al. Measurement and Analysis of Reaction Rates in a Large Spherical Depleted Uranium Pile Surrounding a 14 MeV Neutron Source. — Ann. Nucl. Energy., 1987, vol. 14, N 10, p. 543 — 553.
4. Elfruth T., Seeliger D., Seidel K. et al. The Neutron Multiplication of Lead at 14 MeV Neutron Incidence Energy. — Atomkernenergie Kerntechnik, 1987, vol. 49, N 3, p. 121 — 125.
5. Загрядский В.А., М.И. Крайнев, Марковский Д.В. и др. Измерение утечек нейтронов из сферических оболочек из ^{238}U , ^{232}Th , Be, Pb с центральным источником 14-МэВ. — Атомная энергия, 1987, т. 63, вып. 1, с. 48 — 50.
6. Аллеи Р.К., Картер Р.Е., Тейлор Х.Л. Сечения неупругих столкновений нейтронов. В кн. Физика быстрых нейтронов. Том 2/Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. — М.: Атомиздат, 1966, с. 318 — 353.

Статья поступила в редакцию
21 февраля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, с. 58 — 59.

ВЫНОС ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ ТОПЛИВНОГО РАСТВОРА РЕАКТОРА "АРГУС"

С.В. Лобода, Н.В. Петрунин, В.Е. Хвостинионов, В.Е. Чарнко

Представлены результаты экспериментального определения "коэффициентов выноса" продуктов деления из раствора уранил-сульфата пузырьками радиолитического газа при работе реактора "Аргус" на стационарном уровне мощности. Анализ последствий максимальной гипотетической аварии реактора "Аргус", проведенный с использованием полученных результатов, показывает, что она характеризуется как ситуация локального загрязнения производственных помещений реакторного комплекса.

REMOVAL OF FISSION PRODUCTS FROM THE FUEL SOLUTION OF THE FLUID FUEL REACTOR "АРГУС". S. V. LOBODA, N. V. PETRUNIN, V. E. KHVOSTIONOV, V. E. CHARNKO. The experimental results are presented on determination of the "removal coefficients" of fission products from the uranydsulphate solution by the radiolytic gas bubbles during operation of the homogeneous reactor "Аргус" at the stationary power level. The analysis of the consequences of the maximum hypothetical accident to the reactor "Аргус" made on the basis of the results obtained shows that this accident is characterized as a situation of local contamination of the working areas of the reactor complex.

Для решения задачи массового применения ядерно-физических методов анализа и контроля с применением ядерных реакторов в ИАЭ им. И.В. Курчатова разработан, создан и исследован специализированный растворный реактор "Аргус" [1 — 3]. Особое внимание при его создании и эксплуатации уделяется вопросам безопасности, в том числе связанной с наличием в объеме корпуса реактора над зеркалом раствора радиоактивных продуктов деления. Важнейшая мера радиационной безопасности — исключение утечки радиоактивных нуклидов из активной зоны. Это обеспечивается герметичностью корпуса реактора, а также постоянным поддержанием давления в корпусе ниже атмосферного; дозиметрическим контролем за герметичностью корпуса; радиометрическим контролем и анализом проб воздуха в реакторных помещениях; возможностью перекачки газозвоздушной смеси, содержащей радионуклиды, из корпуса реактора в специальную емкость. Однако все это еще не дает полной гарантии невозможности выброса радиоактивных продуктов деления из корпуса реактора, так как возникновение таких ситуаций не исключено как при любой достижимой в настоящее время надежности оборудования, так и за счет внешних причин. Кроме того, численная оценка надежности оборудования не связана со временем возникновения аварийной ситуации.

Для оценки радиационной обстановки при выбросе продуктов деления из корпуса растворного реактора "Аргус" [2] с целью разработки плана специальных мероприятий и создания необходимых систем, обеспечивающих безопасную эксплуатацию такого класса реакторов, были предприняты экспериментальные исследования выноса продуктов деления из топливного реактора. Исследовался количественный и качественный состав смеси продуктов деления над зеркалом раствора в корпусе реактора, а также ее радиационные характеристики на разные моменты времени.

Современные представления об утечке продуктов деления из ядерного топлива разделяют температурно-зависимые и температурно-независимые компоненты [4, 5]. В первом случае утечка продуктов деления зависит от химических свойств образовавшегося элемента, физико-химических свойств топлива, величины и свойств его поверхности и концентрации

радионуклида в нем. Данный механизм проявляется, например, в твердом топливе в области температур выше 1000°C . Относительная утечка продуктов деления в этом случае имеет экспоненциальную зависимость от температуры. Раствор уранила-сульфата в воде, температура которого при работе реактора "Аргус" на мощности не превышает температуры его кипения [2], является для продуктов деления сильно разбавленным раствором электролита. Для данных растворов коэффициент диффузии растворенных элементов имеет зависимость от температуры. [6]. Значения коэффициентов диффузии неорганических веществ, растворенных в воде, в диапазоне рабочих температур раствора реактора "Аргус" не превышает $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ [6]. Рассчитанные с использованием этой величины значения относительной утечки продуктов деления из раствора за счет температурно-зависимой диффузии имеют зависимость $\sim 1/\sqrt{\lambda_i}$ и не зависят явно от мощности (λ_i — константа распада радионуклида). Однако получаемые в экспериментах данные показали зависимость активности продуктов деления в объеме над раствором от мощности при неизменной температуре раствора, а также отличие в несколько раз значений относительной утечки радионуклидов от расчетных оценок. Был сделан вывод, что в топливном растворе относительная утечка за счет температурно-зависимой диффузии не играет определяющей роли.

Температурно-независимый компонент утечки характеризуется актом деления, происходящим в пределах длины пробега осколка деления от поверхности топлива. В этом случае утечка осуществляется за счет механизма отдачи, а мгновенная скорость выделения продуктов деления не зависит от физико-химических свойств радионуклида, а зависит от выхода его на деление, свойств окружающей среды, длины пробега осколка в ней, от состояния внешней поверхности топлива. Для активной зоны реактора "Аргус" относительная утечка за счет кинетического эффекта, рассчитанная по методике [4], оценивается величиной $2 \cdot 10^{-5}$.

Известно [7], что при делении ядер урана в топливе образуются и накапливаются атомы газообразных продуктов деления в количестве, эквивалентном 25 см^3 (для нормальных условий) на $1 \text{ МВт}\cdot\text{сут}$. На рис. 1 приведены

данные по растворимости инертных газов в воде [8]. Как видно из рис. 1, в диапазоне температур

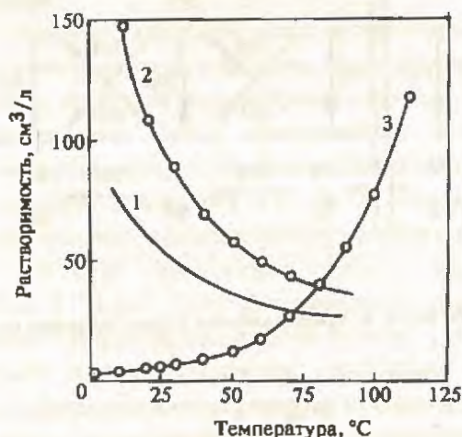


Рис. 1. Зависимость растворимости в воде благородных газов и йода от температуры (данные для нормальных условий [6]): 1 — криптон; 2 — ксенон; 3 — йод

20 — 100°C растворимость инертных газов в воде не менее 20 см³/л. Исходя из этих данных, можно было ожидать, что при работе растворного реактора на мощности несколько десятков киловатт для кампании 10 лет радиоактивные благородные газы, продукты деления, не достигнут предела растворимости. Исключением может явиться лишь постоянно накапливающийся радиоактивный ⁸⁵Kr с периодом полураспада 10,71 лет.

Тем не менее опытные данные свидетельствуют о наличии в объеме над раствором радиоактивных благородных газов в количестве, значительно превышающем их кинетический выход с поверхности раствора. Следовательно, для интерпретации экспериментальных результатов необходимо учитывать иные факторы, влияющие на формирование смеси продуктов деления над раствором.

Работа реактора "Аргус" на мощности сопровождается процессом радиолитического кипения. Процесс рождения и выделения из раствора уранил-сульфата пузырьков радиолитического газа при температуре раствора ниже температуры его кипения можно представить в следующем виде: рождение парового пузырька вдоль трека осколка деления, его быстрое остывание и конденсация пара, коллапс пузырька и превращение в газовый пузырек, температура которого равна температуре окружающей среды [8, 9]. Дальнейшая судьба пузырька, его рост с последующим выходом из раствора или исчезновение, определяется диффузией газа через поверхность пузырька. Направление диффузии зависит от концентрации растворенного газа в окружающей жидкости. Можно предположить, что атомы газообразных продуктов деления, попадая в пузырьки радиолитического газа за счет процесса диффузии, выносятся затем из раствора. При растворении пузырька радиолитического газа атомы газообразных продуктов деления попадают обратно в раствор и их концентрация в нем увеличивается.

Увеличение выхода продуктов деления из раствора с ростом мощности в рамках этой модели объясняется как увеличением плотности делений, т.е. центром образования пузырьков пара, так и увеличением выходящего из раствора количества радиолитического газа.

Образующиеся осколки деления можно разделить на группы по их физико-химическим свойствам. Конденсирующиеся элементы и элементы, которые создают растворимые или нерастворимые соединения в растворе, не смогут покинуть раствор. Неконденсирующиеся элементы удерживаются в растворе в количестве, определяемом законом Генри, а в сочетании с существующим процессом выхода радиолитического газа выносятся в объем над раствором.

Состав смеси продуктов деления в объеме над раствором определяется и постоянными распада радионуклидов. Например, те из них, у которых период полураспада много меньше времени выхода пузырька радиолитического газа из раствора, не будут присутствовать в объеме над раствором. То же относится и к продуктам их распада. Таким образом, процесс формирования смеси продуктов деления в объеме над раствором представляется следующим образом. За счет кинетического эффекта в объем над раствором вылетают осколки деления, не создающие на своем пути химических соединений в растворе. Из них там остаются неконденсирующиеся элементы. Остальные, конденсируясь, уходят в раствор. За счет выноса пузырьками радиолитического газа в объем над раствором попадают неконденсирующиеся элементы. Продукты распада неконденсирующихся радионуклидов могут конденсироваться и уходить в раствор. Основным фактором в формировании смеси продуктов деления над раствором является их вынос пузырьками радиолитического газа. Осколки деления, период полураспада которых много меньше времени выхода пузырьков радиолитического газа из раствора, не попадают за его пределы. Предложенная модель формирования смеси была положена в основу расчета активности смеси продуктов деления в объеме над раствором.

Система дифференциальных уравнений для расчета активности продуктов деления цепочки распада массового числа A записывалась в соответствии с представлением цепочек распада в двухуровневом виде [10] (рис. 2):

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} &= +\lambda_1 g_1 - \tilde{\lambda}_1 A_1, \\ \frac{dA_i}{dt} &= \lambda_i g_i - \tilde{\lambda}_i A_i + \lambda_i \alpha(i-2, i) A_{i-2} + \\ &\quad + \lambda_i \alpha(i-1, i) A_{i-1}, \\ \frac{dA_j}{dt} &= \lambda_j g_j - \tilde{\lambda}_j A_j + \alpha(j-3, j) A_{j-3} + \\ &\quad + \lambda_j \alpha(j-2, j) A_{j-2} + \lambda_j \alpha(j-1, j) A_{j-1} \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} A_i(t=0) &= A_{0i}, \\ A_j(t=0) &= A_{0j} \end{aligned} \quad (2)$$

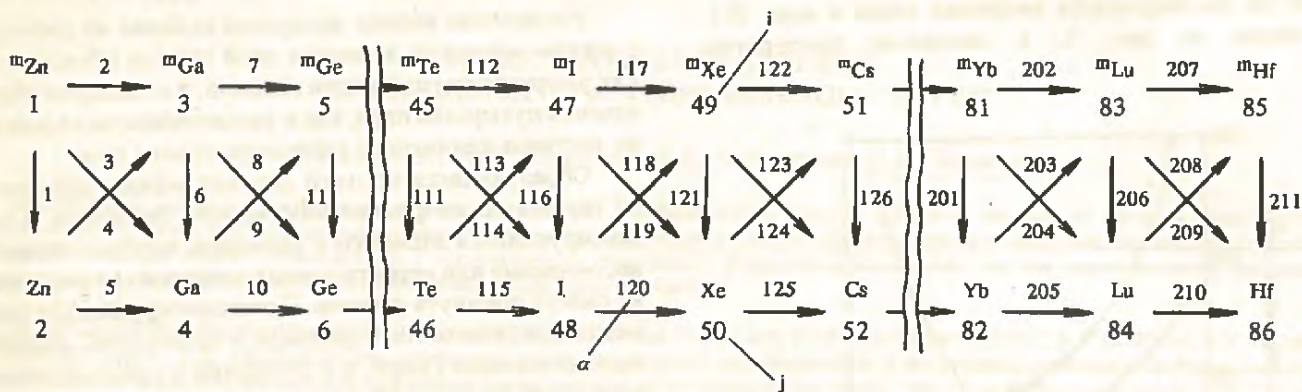


Рис. 2. "Стандартная" цепочка радиоактивных превращений продуктов деления массового числа A , представленная в двухуровневом виде: α — номер коэффициента ветвления; i, j — порядковые номера нуклидов

Источник осколков деления задается во времени

$$g_i = 0, \quad t \geq t',$$

$$g_i = w_i y, \quad 0 \leq t < t' \quad (3)$$

(t' — время работы реактора на мощности). Здесь A_i — активность нуклида i , i — нечетное в цепочке распада осколков деления массового числа A ; A_j — активность нуклида j , j — четное; λ_i — постоянная распада; g_i — источник осколков деления; w_i — независимый выход на деление; y — мощность реактора, дел./с; α — коэффициент ветвления.

Решение системы (1) имеется в виде

$$A_i(t) = \sum_{k=0}^i W(i, k) e^{-\lambda_k t}, \quad (4)$$

где $\lambda_0 = 0$; $W(i, k)$ — коэффициенты, определяются по рекуррентным соотношениям типа

$$W(i, k) = \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda_k} \{ \alpha(i-2, i) W(i-2, k) + \\ + \alpha(i-1, i) W(i-1, k) \}. \quad (5)$$

Активность продуктов деления в объеме над раствором определялась как разность общей активности продуктов деления в корпусе реактора и активности продуктов деления в топливном растворе. Для этого в математическую модель расчета вводились коэффициенты β_1 и β , определяемые как отношение числа ядер нуклида, продукта деления, выносимых из раствора в единицу времени, к числу ядер того же нуклида, продукта деления, находящегося в растворе в данный момент времени. Коэффициент β_1 характеризует вынос радионуклидов во время работы реактора на мощности, коэффициент β — после останова реактора. Тогда $\bar{\lambda}_i$ равно

$$\bar{\lambda}_i = \lambda_i \quad (6)$$

при расчете общей активности нуклида в объеме реактора;

$$\bar{\lambda}_i = \lambda_i + \beta_1$$

при расчете активности нуклида во время работы реактора на мощности;

$$\bar{\lambda}_i = \lambda_i + \beta$$

после останова реактора.

Задачей экспериментальных исследований являлось определение значений коэффициентов β_1 и β . Значения коэффициентов выноса β_1 и β определялись расчетно-экспериментальным методом путем сравнения числа отчетов в фотопиках аппаратного распределения γ -излучения продуктов деления $N_{i \text{ эксп}}$ с рассчитанными значениями $N_{i \text{ расч}}$. Используя методику регрессионного анализа [11], в рамках многофакторного эксперимента получали значения пар коэффициентов β_1 и β , удовлетворяющих условию $N_{i \text{ эксп}} = N_{i \text{ расч}}$. Созданный пакет расчетных программ позволяет рассчитывать активность продуктов деления, входящих в 32 цепочки распада, $A = 82 + 97$; $A = 129 + 144$.

Основной объем экспериментальных исследований был проведен на действующем в ИАЭ им. И.В. Курчатова реакторе "Аргус". Серия модельных экспериментов проводилась с использованием экспериментальных ампул, наполненных раствором уранил-сульфата, значения коэффициентов β определялись в экспериментах на импульсном растворном реакторе типа ИИН.

Оборудование эксперимента включало: корпус реактора, систему пробоотбора, трассы доставки проб и запорную арматуру системы пробоотбора, дозиметрическую, радиометрическую и спектрометрическую аппаратуру. Система пробоотбора была сконструирована с учетом требований радиационной и общепромышленной безопасности, а также правил отбора проб [12, 13]. В системе имелись съемные участки трасс доставки, пакеты аэрозольных и иодных фильтров, емкости для отбора проб газовой фазы. Пробы на анализ отбирались после принудительной прокачки газовой-

душной смеси первого контура через элементы системы пробоотбора, исключалось повторное попадание газа, прошедшего через систему пробоотбора, на фильтры системы.

Комплекс измерительной аппаратуры состоял из спектрометрических приборов, радиометрических установок и приборов дозиметрического контроля. Полупроводниковые Ge(Li) спектрометры использовались для исследования γ -излучения проб фильтроматериала и газа. Для измерения α -, β - и γ -активности проб использовались радиометрические установки, собранные на базе стандартных блоков детектирования БДБСЗ-1 "Воря". Контроль работоспособности и определение эффективности регистрации установок проводился с использованием эталонных источников. Идентификация радиоактивных нуклидов в пробах проводилась по аппаратурным распределениям γ -излучения. Определялось наличие совокупности пиков полного поглощения, пиков сумм и пиков вылета γ -квантов, присущих одному нуклиду. Периоды полураспада устанавливались по изменению интенсивности фотопиков, предварительно проверенных на мультиплетность. Для анализа использовались энергетическая калибровка, данные разнесенных во времени измерений и характеристики аппаратуры.

Анализ результатов первых экспериментов показал, что на различные моменты времени после пробоотбора в аппаратурных распределениях γ -излучения проб присутствует 15 — 17 надежно идентифицируемых пиков полного поглощения γ -квантов только продуктов деления, а именно, радиоактивных благородных газов и радиоидов. При этом для большинства измерений диапазон энергетической шкалы спектрометрической аппаратуры был достаточен в пределах до 2 МэВ с уровнем квантования 1 кэВ. В пробах были идентифицированы ^{131m}Xe , ^{133m}Xe , ^{133}Xe , ^{135}Xe , ^{85m}Kr , ^{85}Kr , ^{131}I , ^{132}I , ^{133}I , ^{135}I .

Активность радиоактивных благородных газов на 5 — 6 порядков превышает активность радиоидов и обуславливает активность смеси продуктов деления над раствором. Активность радиоидов на порядок меньше величины, соответствующей кинетическому выходу продуктов деления с поверхности раствора. Значение относительного выноса радиоидов, меньшее величины кинетического выхода, может объясняться двумя факторами. Во-первых, существует вероятность образования химических соединений иода в растворе, на что указывается, например, в [14]. Для проверки этого положения нами был проведен ампульный эксперимент. Раствор уранил-сульфата помещали в цилиндрическую ампулу с внутренними размерами: длиной 10 см, диаметром 2 см. Ампула с раствором облучалась в центральном канале реактора "Аргус". Флюенс нейтронов был достаточен для выделения радиолитического газа. После облучения объем ампулы над раствором много-

кратно откачивался до давления, соответствующего давлению паров воды. Измерялось γ -излучение ядер ^{131}I в растворе до и после удаления газа из объема над раствором. Полученные данные показали, что в пределах погрешности эксперимента 1,5%, $P = 0,95$, активность ^{131}I в ампуле после многократного откачивания объема над раствором не изменилась.

Во-вторых, тот факт, что значение относительного выноса радиоидов меньше их кинетического выхода с поверхности раствора, объясняется методическими трудностями оценки кинетического выхода продуктов деления с подвижной границы раздела жидкость-газ, которая реализуется в процессе радиолитического кипения раствора при работе реактора на мощности.

В таблице приведены результаты проведенных экспериментов, а именно, элементный состав смеси продуктов деления, идентифицированных в объеме над раствором, для которых были определены коэффициенты выноса β_1 в диапазоне мощности реактора 0,4 — 12,9 кВт, $\beta = 0$ из [15].

Значения коэффициентов выноса β_1 для некоторых продуктов деления, 1/с · кВт

| Нуклид | Мощность реактора, кВт | | |
|--------------------|------------------------|---|---------------------|
| | 0,43 | 4,3 | 12,9 |
| $^{131}\text{I}^*$ | $2,3 \cdot 10^{-5}$ | $4,2 \cdot 10^{-5}$ | $6,5 \cdot 10^{-5}$ |
| $^{133}\text{I}^*$ | $7,0 \cdot 10^{-5}$ | — | $3,9 \cdot 10^{-5}$ |
| ^{133}Xe | $6,0 \cdot 10^{-5}$ | $2,6 \cdot 10^{-5}$ | $9,3 \cdot 10^{-5}$ |
| ^{135}Xe | $2,1 \cdot 10^{-5}$ | $2,6 \cdot 10^{-5}$ | $6,1 \cdot 10^{-5}$ |
| ^{85}Kr | $7,0 \cdot 10^{-5}$ | — | — |
| Среднее значение | $P = 0,95$ | $\beta_1 = (5,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$ | |

* Коэффициенты выноса для радиоидов соответствуют активностям, на 5 порядков меньшим активностей радиоактивных благородных газов.

Ни в одном измерении на фильтрах не было обнаружено α -активности, что свидетельствовало об отсутствии выноса делящегося материала.

Определенный в эксперименте набор радиоактивных продуктов деления в совокупности с полученными значениями коэффициентов их выноса из раствора использовался при оценке максимального гипотетического выброса радиоактивности из корпуса реактора и характера возможного заражения.

Был проведен анализ и дан прогноз потенциальной опасности после завершения работы реактора на номинальном уровне мощности и вспышки энерговыделения, максимальное значение энергии которой для реактора не превышает 2 МДж, корпус реактора потерял герметичность и произошел отказ в работе локализирующей радиоактивность системы. Под этим подразумевается, что все продукты деления, находящиеся в корпусе

реактора над раствором, попадают через образовавшиеся в результате гипотетической аварии дефекты в корпусе за его пределы, а радиоактивный раствор разливается на поддон в виде плоского источника конечных размеров. Вышедшие за пределы корпуса реактора продукты деления через работающую спецвентиляцию попадают в атмосферу. В случае отключенной спецвентиляции активность локализуется в реакторном отсеке, распространяясь по помещениям реакторного комплекса через отключенную спецвентиляцию, неплотности откатных дверей, кабельные трассы.

Относительный вынос продуктов деления при вспышке энерговыделения определялся по аналогичной методике в экспериментах на импульсном растворном реакторе типа ИИН [15]. Для радиоактивных благородных газов он равен $0,7 \pm 0,2$; для радиодиодов $(5 \pm 1) \cdot 10^{-6}$ [15].

Расчет предельно допустимого выброса проводился согласно методическим указаниям [16, 17] с известными дополнениями для реальной схемы размещения реактора "Аргус". Оценка гипотетического выброса велась с учетом состава и количества продуктов деления в объеме над раствором, определенных в эксперименте. Результаты расчета показывают, что максимальная гипотетическая авария реактора "Аргус" характеризуется как ситуация локального загрязнения лишь производственных помещений реакторного комплекса.

Максимальное значение отношения активности, выбрасываемой в приземный слой атмосферы при максимальной гипотетической аварии, к предельно допустимому значению не превышает 1, что означает непревышение предельно допустимой дозы облучения ограниченной части населения (0,5 бэр).

При возникновении негерметичности в корпусе реактора продукты деления поступают в атмосферу в количестве, определяемом масштабом негерметичности, динамикой ее развития и моментом времени ее образования. Для надежной идентификации смеси продуктов деления растворного реактора следует регистрировать γ -излучение смеси радиоактивных благородных газов. Изменение во времени спектра γ -излучения дает возможность проводить регистрацию в различных энергетических диапазонах. Так, при больших перерывах в работе реактора активность газовой фазы обусловлена радионуклидами ^{133}Xe и ^{85}Kr с энергией основных линий γ -излучения 90 и 514 кэВ соответственно. В этот период регистрацию следует проводить в этих энергетических интервалах. В период с момента окончания работы реактора 7 сут — 1 месяц активность обусловлена присутствием в смеси радионуклидов ^{133}Xe , ^{133m}Xe , ^{131m}Xe . Наиболее предпочтительны для регистрации в данном временном интервале энергетические диапазоны 90, 160, 233 кэВ. В период 1 — 7 сут. после останова реактора активность смеси в основном обусловлена ^{133}Xe , ^{135}Xe , ^{85m}Kr . Целесообразно в этот период регистрировать γ -излучение в диапазонах 90, 160, 250, 605 и 150 кэВ.

Для надежной идентификации выходящей в атмосферу смеси продуктов деления регистрацию γ -излу-

чения следует проводить одновременно в выбранных энергетических диапазонах, отслеживая форму аппаратурного γ -спектра. Соответствующие пороги одновременного срабатывания аппаратуры в выбранных для регистрации энергетических интервалах рассчитываются с учетом момента и длительности измерений, мощности и кампании реактора, полученных в эксперименте значений коэффициентов выноса и функции отклика соответствующей аппаратуры.

Использование фильтров в системе газовых трактов растворного реактора приведет к накоплению на них так же, как и на стенках газовых трактов, радионуклидов, продуктов распада радиоактивных благородных газов.

Список литературы

1. Каминский А.С., Лобода С.В., Молодцов А.Д. и др. Исследование на критической сборке характеристик реактора для лаборатории нейтронной радиографии: Препринт ИАЭ-3492/4. — М., 1981.
2. Афанасьев Н.М., Беневоленский А.Н., Венцель О.В. и др. Реактор "Аргус" для лабораторий ядерно-физических методов анализа и контроля. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 1, с. 7 — 9.
3. Дрынкин В.И., Керзин А.Л., Хвостюнов В.Е. Возможности малогабаритного реактора "Аргус" для активационного анализа проб из золоторудных месторождений. — Атомная энергия, 1987, т. 62, вып. 3, с. 179 — 180.
4. Ластман Б. Радиационные явления в двуокиси урана. — М.: Атомиздат, 1964.
5. Федоров Г.Б., Смирнов Е.А. Диффузия в реакторных материалах. — М.: Атомиздат, 1978.
6. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
7. Сивинцев Ю.В. Газообразные радиоактивные отходы ядерных реакторов. — Атомная техника за рубежом, 1979, N 8, с. 9.
8. Сизов А.Н., Колесов В.Ф. К динамике гомогенных водных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 3, с. 189.
9. Комов В.Ф., Сизов А.Н. К вопросу о вскипании гомогенного водного импульсного реактора. — ИФЖ, 1971, т. 21, с. 943.
10. Медведовский Л.И., Старизный Е.С., Черкашин В.А. и др. Математическая модель для расчета концентраций продуктов деления и энерговыделения в циркулирующем ядерном топливе. — Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 3, с. 184 — 186.
11. Адлер Ю.П., Маркова С.В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. — М.: Наука, 1976.
12. Основные принципы отбора проб радиоактивных веществ из воздуха: Международный стандарт. 2889. 1977 г.
13. Осаждение аэрозолей на поверхности защитной оболочки АЭС при крупных авариях. — Атомная техника за рубежом, 1987, N 3, с. 17 — 21.
14. Гомогенные реакторы на обогащенном топливе.

В кн.: Ядерные реакторы для исследовательских целей. М.: Иностранная литература, 1956, с. 25.

15. Лобода С.В., Петрунин Н.В., Хвостонов В.Е., Чарнко В.Е. Вынос продуктов деления из топливного раствора гомогенного импульсного реактора типа ИИН. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 13 — 24.

16. Артемьева Н.Е., Бондарев А.А., Карпов В.И. и др. Допустимые выборы радиоактивных и вредных химических веществ в приземный слой атмосферы. — М.: Атомиздат, 1980.

17. Временные методики, указания по расчету пре-

дельно допустимых выбросов радиоактивных продуктов в атмосферу промышленными предприятиями, энергетическими установками. — М.: Гидрометеоздат, 1985.

Статья поступила в редакцию
12 июня 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 60 — 65.

К ВОПРОСУ ОБ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ В СТРАНЕ

А.П. Сироткин

Обсуждается место ядерной энергетики в общей структуре энергопотребления. Анализируется обоснованность критики развития ядерной энергетики. Рассматриваются пути повышения безопасности АЭС, их экологическая перспективность по сравнению с другими способами получения электроэнергии.

ON THE NUCLEAR POWER IN USSR. [A.P. SIROTKIN]. They are analysed the place of nuclear power in general structure of power supply, reasonability of critics of nuclear power development, the approaches to improve the safety of NPP, their ecological prospectives in comparison with other means of electricity supply.

Для публики повторение означает доказательство.

А. Франс

Катастрофа на Чернобыльской АЭС оказалась столь огромной, что привела к принятию чрезвычайных мер. Были привлечены к работе люди и организации, ранее непосредственно не занимавшиеся реакторами РБМК, установленными на Чернобыльской АЭС. Это позволило отказаться от принятых условностей и подходов, без оглядки на прежние решения оценить ситуацию, вскрыть недостатки. В Правительственную комиссию по расследованию причин и ликвидации последствий аварии были привлечены крупнейшие научные силы. В результате были приняты меры как по ликвидации последствий аварии, так и по повышению безопасности реакторов. К работе комиссии были подключены многочисленные рабочие группы специалистов разного профиля, в том числе и непосредственно занимавшихся атомной энергетикой. Их работа и работа тысяч самоотверженных исполнителей, а также добросовестные и искренние усилия многих предприятий практически всей страны позволили сделать все возможное и невозможное для скорейшей ликвидации последствий аварии. В Правительственную комиссию, в частности, был привлечен академик В.А. Легасов. Большая эрудиция, работоспособность позволили ему быстро войти в курс дела, активно участвовать в работе Комиссии, рассмотрении версий аварии, в принятии решений по ликвидации ее последствий. При этом он всегда учитывал результаты деятельности рабочих групп и комиссий, созданных при Правительственной комиссии.

Как первый заместитель директора ИАЭ им. И.В. Курчатова, В.А. Легасов понимал свою ответственность за происшедшее и принимал активное участие в выяснении причин и выборе путей ликвидации аварии.

Из числа руководителей ИАЭ активное личное участие в ликвидации последствий аварии принимали академик Е.В. Велихов и член-корреспондент АН СССР В.Д. Письменный.

Но и в этой ситуации отсутствие опыта (и дай бог, чтобы подобный опыт никогда больше не пригодился), необходимость принимать срочные, неотложные меры иногда приводила к нелучшим решениям (например, забрасывание в аварийный реактор свинца с вертолетов). Такие решения принимались несмотря на предупреж-

дения и возражения некоторых специалистов, но ранги или авторитет возражавших оказывался иногда недостаточным на уровне предлагавших принимаемый вариант. Впрочем, эту ситуацию в тех условиях следует рассматривать как естественную, так как трудно ожидать единого мнения при участии большого количества специалистов, вынужденных давать скорые экспертные оценки, поскольку на "нормальные" исследования в сложившихся условиях не было времени. Предварительно провести такие "эксперименты" не было времени и возможности, да и никто не предполагал, что подобное может понадобиться.

Переходя к обсуждению в печати перспектив развития атомной энергетики, следует отметить противоречивость приводимых публицистами высказываний В.А. Легасова по этому вопросу (см. например, статья А. Адамовича, Новый мир, 1988, No 9 и В. Губарева, Правда, 17.10.88 г.). Есть частные сообщения, т.е. мысли, высказанные данному автору и оставшиеся лишь в его памяти. А есть документально зафиксированные взгляды В.А. Легасова и других крупнейших ученых относительно атомной энергетики и ее развития, выраженные, например, в докладе советской делегации в Вене на конференции МАГАТЭ в сентябре 1986 г., с которым В.А. Легасов выступил как глава делегации. Здесь В.А. Легасовым было сказано: "Будущее мировой экономики невозможно представить без ядерной энергетики. Отказ от ядерных энергоисточников непременно увеличил был риск заболеваний для людей, потерю вод и лесов из-за непрерывного поступления в биосферу вредных химических веществ..."

В этой связи, дабы исключить конъюнктурные толкования позиций людей, ушедших из жизни, остается пожелать, чтобы не обыгрывались их частные сообщения. Взгляды на развитие атомной энергетики может высказать каждый. Важно, чтобы позиция была аргументирована.

Теперь о ядерной энергетике и ее перспективах в нашей стране. Первым и естественным после Чернобыльской аварии было мнение закрыть все реакторы. Действительно, почему бы не прикрыть всю ядерную энергетику в нашей стране и в мире? Давайте попробуем рассмотреть этот путь. Сначала с наших "внутренних" позиций.

Сейчас на АЭС страны вырабатывается 11% элек-

троэнергии. Наверно, экономика страны может пережить снижение электровыработки на 11%, однако, это все же ощутимо, поскольку приведет к уменьшению выработки промышленностью других "продуктов" и, естественно, к снижению и без того не высокого жизненного уровня. На тех районах, которые непосредственно питаются атомной энергией, остановка АЭС скажется сильнее из-за недостаточной пропускной способности электрических сетей. Передача энергии в эти районы вызовет трудности. Здесь уместно вспомнить о новых энергосберегающих технологиях, о которых совершенно правильно говорят наши публицисты. Да, такие технологии надо разрабатывать и внедрять исключительно быстро (бегом!) и по мере их внедрения соответственно уменьшать выработку электроэнергии, расход энергоресурсов. Но это дело нескорое, представляется, что на это нам потребуется не менее десятилетия. А до этого — расходовать 320 г условного топлива на 1 кВт.ч электроэнергии. Кстати, на АЭС нашей страны в год производится 185 млрд кВт.ч, что экономит 60 млн т условного топлива. Вообще говоря, снижать выработку электроэнергии при ее нехватке нежелательно, тем более, что сравнение характеристик атомных электростанций с тепловыми показывает, что при проектных режимах работы АЭС они оказываются достаточно экологически чистыми и экономичными.

Вкратце об экономичности. В 1987 г. себестоимость электроэнергии составила, коп. на кВт.ч*: на теплоэлектростанциях — 0,965; на АЭС — 1,00; на ГЭС — 0,15. О ГЭС поговорим в конце статьи. Из сравнения АЭС и ТЭС видно, что электроэнергия, вырабатываемая на АЭС, примерно на 3,6% дороже, чем на ТЭС. Это можно объяснить постоянным ростом цен на строительство и оборудование, т.е. инфляцией (а большинство ТЭС построены раньше, по более низким ценам, чем АЭС) и низкой стоимостью сейчас органического топлива. С учетом количества вырабатываемой на АЭС электроэнергии (11%) это увеличивает себестоимость всей вырабатываемой в стране электроэнергии на 0,4%. Если сопоставлять "новые" современные ТЭС с современными АЭС, то АЭС окажутся более экономически выгодными, чем ТЭС. Себестоимость электроэнергии на них в нашей стране получается на 5 — 10% меньшей. Учитывая их "экологичность", вернее, меньшую "этиологичность" (этиология — наука о причинах болезней), о чем будет сказано далее, можно понять, почему в развитых странах Запада (кроме Австрии) атомная энергетика получила такое развитие. Это подтверждается данными (на 1 января 1988 г.) таблицы. Из нее видно, что о закрытии АЭС в мире, особенно в Европе, не может быть речи.

Перейдем теперь к самому "горячему" в настоящее время вопросу — влиянию на экологию, "экологичности" АЭС в сравнении с ТЭС.

Рассмотрим сначала проектные режимы работы АЭС. Что такое проектный режим? Это не только режим нормальной безаварийной работы, но и аварийные сос-

тояния, на основании анализа совокупности которых разрабатываются системы обеспечения безопасности АЭС. Сегодня перечень этих состояний содержит более 50 исходных событий, в том числе нарушения работы системы регулирования и оборудования, разрывы трубопроводов, аварии при работе с топливом, прочие аварии (пожары, затопления). При этом выполняются требования "Общих положений обеспечения безопасности атомных станций" и "Правил ядерной безопасности атомных электростанций", т.е. персонал станции не получает дозовых нагрузок (облучений) более 5 бэр — биологических эквивалентов рентгена в год (5 бэр = 0,05 Зв), а дозовая нагрузка на население примыкающей к АЭС территории не превышает установленных "Санитарными правилами" 20 миллибэр в год.

| Характеристика | США | Франция | ЕЭС | В мире | СССР |
|---|------|---------|------|--------|------|
| Мощность АЭС, млн кВт | 98,4 | 52,1 | 99,9 | 295 | 34,6 |
| Число блоков | 106 | 53 | 119 | 416 | 46 |
| Производство электроэнергии за год, млрд кВт.ч: | | | | | |
| всего | 2700 | 380 | 1650 | 10 320 | 1660 |
| на АЭС | 480 | 270 | 530 | 1650 | 185 |
| доля АЭС, % | 18 | 70 | 32 | 16 | 11 |

Примечание. Расчеты выполнены в Институте энерготехники; данные округлены.

При обычных режимах работы АЭС, не приводящих к увеличенному выходу активности, дозовая нагрузка намного ниже допустимой. Так, годовая нагрузка на население г. Снечкуса (вблизи Игналинской АЭС) не превышает 1 миллибэр в год при естественном фоне 100 — 120 миллибэр, равном среднемировой дозе. Можно отметить, что есть районы, где доза естественного фона в 3 — 6 раз выше, например, Коми АССР, штат Керала в Индии. Дозовая нагрузка на население за счет выбросов ТЭС такой же мощности в 10 — 70 раз выше [1]. И хотя в обоих случаях выбрасываемые активности низки (как правило, ниже естественного фона), от ТЭС, работающей на угле, они выше, от работающей на газе — примерно такие же.

Зато выбросы сернистых, азотистых, углеродных соединений ТЭС на много порядков превышают выбросы подобных соединений на АЭС. В этом отношении этиологическая опасность ТЭС для населения во много раз выше. Напомним, что ТЭС мощностью 1 млн кВт в течение года при выработке 7 млрд кВт.ч потребует 2,3 млн т угля. При этом будет сожжено 6,1 млн т кислорода, образовано 250 тыс. т окислов серы, азота и других не менее вредных веществ. То есть атомная энергетика, вырабатывая 185 млрд кВт.ч в год, экономит 60 млн т угля, 160 млн т кислорода и не вырабатывает 6,6 млн т окислов серы, азота. Необходимо понимать и разъяснять проблему опасности радиации и сопоставлять ее с другими опасными для здоровья и жизни человека факторами. И, как представляется, надо начинать, причем давно, с устранения или уменьшения влияния представляющих наибольшую опасность явлений. Поэтому,

* Экономическое значение имеет не себестоимость, а стоимость, включающая нормативную прибыль на вложенный капитал. Кроме того, при наших неправильных ценах приводимые автором сравнения экономичности мало значат, даже если бы использовалась стоимость (примечание редакции).

например, одной из целей первого зарубежного визита Президента США Д. Буша в Канаду являлось обсуждение возможности уменьшения "кислотных" дождей.

Конечно, атомная энергетика имеет свои — и не малые — минусы. Во-первых, меньший КПД термодинамического цикла из-за более низких параметров теплоносителя, чем на ТЭС. Это приводит к большему примерно на 15% сбросу тепла в окружающую среду (вместо 60% на ТЭС 70% на АЭС*). Но это относится к современным ТЭС. У более старых ТЭС КПД ниже 40%, а с учетом 11%-ной доли АЭС в объеме электроэнергетики эта величина уменьшается до 1,5%. Если же учесть, что вся электроэнергетика потребляет примерно 25% энергоресурсов, а сброс тепла в окружающую среду в металлургии и теплофикации, на долю которых приходится примерно 70% потребления всех энергоресурсов, значительно больше, то такой недостаток АЭС в экологическом отношении следует только иметь в виду, а не рассматривать как основной.

Во-вторых, основным недостатком АЭС является накопление больших количеств радиоактивных продуктов, необходимость переработки и захоронения, вернее, хранения отработанного топлива. Вопрос хранения высокоактивного ядерного топлива возникает не после выгрузки его из реактора, а начиная с реактора. Уже в реакторе, в процессе его работы топливо становится высокоактивным. Эта часть вопроса — "хранение высокоактивного топлива" — на сегодняшний день почти решена. На АЭС осуществляется контроль герметичности оболочек ядерного топлива — тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов). В случае потери герметичности ТВЭЛ и недопустимой утечки радиоактивности реактор останавливается, поврежденный ТВЭЛ извлекается, заменяется на новый и работа реактора возобновляется, т.е. реактор работает на герметичных ТВЭЛ, поэтому выбросы активности в окружающую среду на АЭС малы, о чем говорилось выше. Негерметичный ТВЭЛ при извлечении из реактора помещается в хранилище, где он уже не облучается нейтронами, тепловыделение в нем составляет доли процента, температура воды хранилища не превышает 50 — 60°C, образование новых продуктов деления не происходит, выход радиоактивности из этого ТВЭЛ уменьшается практически до нуля и продолжает контролироваться. Выделяемая радиоактивность уменьшается за счет выдержки, часть ее поглощается фильтрами, остаток разбавляется до безопасных концентраций. Почему все-таки нельзя считать, что реакторная часть исключает недопустимую или даже катастрофическую утечку радиоактивности? Потому что нельзя полностью исключить вероятности крупной диверсии, взрыва. Хотя осуществить крупную диверсию на реакторе трудно (мешает многометровая биологическая защита реактора), а последствия мелких диверсий предусмотрены проектом, ибо такие диверсии эквивалентны разрывам труб, отказам элементов оборудования. Тем не менее диверсии надо учитывать при организации охраны.

* Автор приводит выбросы тепла при равных потреблении тепла. При равных выработках электроэнергии выбросы различаются в 1,5 раза (примечание редакции).

При этом надо иметь в виду, что на диверсию может пойти только "современный Герострат". Государственный "терроризм", наверное, невозможен, поскольку человечество убедилось на нашем печальном опыте в глобальности последствий подобной катастрофы.

Наиболее острая и пока не решенная проблема атомной энергетики — долгосрочное "вековое" хранение радиоактивных отходов. Сегодня этот вопрос решается всеми развитыми странами, создаются производства по переработке облученного топлива, сортировке отходов по степени активности, повторному использованию ядерного топлива, но основной вопрос — хранение или захоронение уже не нужных радиоактивных изотопов — пока не решен. Считается, что наиболее подходящим местом их хранения являются солевые шахты, соляные пласты, хотя возможны и шахты в гранитных породах. Конечно, опыта "векового" хранения радиоактивных отходов нет, и это порождает насущную проблему, которую должна решить и решит мировая наука. Уже сейчас созданы заводы по переработке отработанного топлива, упаковке отходов, их хранению, но накопленный опыт пока явно недостаточен.

В связи с этим вернемся к вопросу об атомной энергетике в нашей стране. Предположим, "мы" ее закрыли, но кроме реакторов атомных электростанций в вооруженных морских силах и на ледокольном флоте эксплуатируются транспортные ядерные энергетические установки. При этом суммарная мощность этих реакторов составляет около трети мощности существующих реакторов на АЭС.

Пока, к сожалению, не может идти речь о закрытии этих реакторов, а посему вопросы переработки, хранения отработанного ядерного топлива сохраняются, и этот вопрос все равно должен быть принципиально решен. В этом плане "закрытие" атомной энергетики не снимает имеющихся проблем.

Если посмотреть на приведенную ранее таблицу, то мощность западноевропейских АЭС почти в 3 раза превосходит мощность наших. Во столько же раз больший вклад в опасность вносят "чужие" АЭС, например, в случае каких-либо чрезвычайных обстоятельств. А поскольку выбрасываемая активность не знает национальных границ и распространяется на тысячи километров, то мы все оказываемся "под одним небом", должны энергично решать вопросы консервации активности, и в этом сопоставлении закрытие "нашей" атомной энергетики не представляется решением, существенно увеличивающим экологическую, а тем более этиологическую безопасность нашего народа.

Скрытие других экологических и этиологических проблем, акцентирование внимания на частных вопросах приводят к более горестным последствиям для народа.

При более широком рассмотрении оказывается, что автомобиль является еще опаснее для человечества, чем энергетика, а тем более ядерная. В своем исследовании "Какой безопасности следует добиваться от ЯЭС" доктор технических наук Я.В. Шевелев показал, что автомобиль является настоящим чудовищем для челове-

ства. "За предстоящие полвека, это чудовище погубит в нашей стране миллионы людей, если техника безопасности в автомобильном деле не усовершенствуется радикально. За то же время от последствий аварии на Чернобыльской АЭС погибнет, заболев раком, по крайним оценкам от 4 до 25 тысяч наших граждан. Между тем общественное сознание, справедливо воспринимая Чернобыльскую аварию как народную трагедию, в упор не видит побоища на дорогах... Если люди останутся слепыми в своем сострадании, рассматривая в увеличительное стекло тысячи и в уменьшительное — миллионы, то придется в самом деле отказаться от ядерной энергетики". К этому можно добавить, что к непосредственно погибающим на дорогах следует приплюсовать тех, кто погибнет от раковых заболеваний, вызванных выхлопными газами и разрушением озонового слоя. Как показали исследования НАСА США (см. "Аргументы и факты", 1989, No 2), всего лишь одна молекула газа, используемого в кондиционерах салонов автомобилей, может разрушить десятки тысяч молекул озона, поглощающего вредоносные ультрафиолетовые лучи. На планете есть места, где слой озона уменьшился на 3%, а ведь его сокращение на 1% вызывает ежегодный рост раковых заболеваний кожи на 6%. У нас "к счастью" пока таких автомобилей не делают, но ведь воздушный океан не знает национальных границ. Кроме того, соединения хлора, фтора и углерода могут попадать в атмосферу не только из автомобильных кондиционеров. Кстати, хотя на долю автомобильного транспорта приходится примерно 5% потребляемых энергоресурсов, в городах вклад выхлопных газов в загрязнение воздуха может достигать 80% (в зависимости от погодных условий). Так, в Мехико, имеющем 3 млн автомобилей, зимой 1988 — 89 г. из-за повышенной загазованности воздуха было опасно находиться в городе и детям на месяц были продлены каникулы.

Из сказанного следует, что автомобиль для человечества представляет одну из наибольших опасностей в отношении влияния на здоровье и жизнь людей и "зеленые" имеют не меньшее право выступать в защиту человечества от автомобиля, чем от атомной энергетики. Однако этого почему-то не делается, либо потому, что ситуация неизвестна, либо это невыгодно (а вдруг придется расстаться с собственным автомобилем), либо бесполезно. Хотя в направлении совершенствования автомобиля и дорожного дела можно было бы получить большие экологические и этиологические эффекты.

Во всех статьях по экологии, и в частности, по экологии атомной энергии, адресованных широкой общественности, обязательно необходимо информировать население о недостатках атомной энергии, но не однобоко, а сравнивать с недостатками и преимуществами других источников энергии. При этом нужно брать источники, обеспечивающие получение энергии в требуемых количествах, а не "экзотические" возможности с малым суммарным вкладом в топливный баланс. И тот, несомненно, отрицательный вклад в экологию, ко-

торый дает энергетика, нужно рассматривать на фоне всего техногенного мира, на фоне его влияния на природу.

При этом надо всеми силами стремиться повышать культуру использования своих ресурсов. Использовать не только ресурсы, лежащие под рукой, в частности энергетические, но стремиться вовлекать возможные ресурсы, особенно "восполняемые" — солнце, ветер, приливы — конечно, учитывая возможности экономики. К сожалению, та или иная отрасль техники всегда оказывает отрицательное действие на окружающую среду, и надо уметь взвесить, сопоставить экологичность с возможностями экономики. Желания должны соответствовать возможностям. В зависимости от этого и следует развивать или сокращать то или иное производство. Например, Австрия — единственная страна из западноевропейских, где не эксплуатируется ни один энергетический реактор. Ее энергетика ориентирована на использование нашего газа. Она имеет возможность покупать его. Мы такой возможности не имеем, должны сами добывать его. А добыча обходится все дороже. Так, стоимость освоения Ямбургского месторождения оценивается в 35 млрд руб. Вот здесь стоит подумать: надо или не надо осваивать Ямбургское месторождение, может быть, стоит оставить где-нибудь в недрах что-то для наших потомков.

Возвращаясь к энергетике нашей страны, следует отметить, что на электроэнергетику мы тратим примерно 25% всех энергоресурсов, остальные, примерно в равных долях, на теплоснабжение и металлургию. В плане энергосбережения большие усилия должны быть предприняты в этих отраслях.

Что касается гидроэлектростанций, то на сегодня они дают у нас электроэнергию с самой низкой себестоимостью — 0,15 коп. за кВт.ч, т.е. примерно в 6 раз ниже, чем на ТЭС и АЭС.* Однако при этом не учитывается стоимость земли, изымаемой из оборота. Доля ГЭС в производстве электроэнергии не велика. Например, все волжские ГЭС производят в год менее 2% электроэнергии (3,3 млрд кВт.ч), а все ГЭС страны — менее 10%. В то же время, хотя они не дают никаких выбросов, однако их влияние на экологию не оказывается нулевым. Возьмем те же волжские ГЭС. Показано [2], что только площадь собственно водохранилищ составляет 6000 км², абсолютные потери земли в бассейне Волги составляют 3,5 — 4,8 млн га (35 — 48 тыс. км²). Если брать стоимость 1 га земли по минимальной цене 1000 руб., то убытки за счет потери только земель составят 3,5 — 4,8 млрд руб. При этом не учитываются потери за счет сокращения рыбного стада. Поэтому возникают мысли о ликвидации существующих волжских ГЭС, устройстве высоконапряженных ГЭС, занимающих гораздо меньшие площади. В этой связи можно набраться смелости и предложить рассмотреть вместо ГЭС сооружение АЭС, тем более, что все волжские ГЭС может заменить одна атомная станция мощностью 5 млн кВт (пять блоков по 1 млн кВт) и

* См. примечание на стр.67.

речь идет о будущем, о будущих АЭС. Площадь, требуемая для такой АЭС, составит 40 — 50 км² при требуемой площади пруда-охладителя 5 — 7 км² на 1 млн кВт или еще меньше при использовании градирен. Кстати, почти столько же водной поверхности требуется и для ТЭС.*

Если сооружение АЭС вместо волжских ГЭС в данное время кажется почти сумасшествием, то это только благодаря необъективности, односторонности и искаженности информации об атомных электростанциях, которая в настоящее время преподносится общественности. Во-первых, на этих атомных станциях будут установлены новые, более безопасные реакторы, во-вторых, безопасность эксплуатирующихся реакторов многократно увеличена, в-третьих, абсолютно безопасных установок не существует. Что будет, если взорвать плотину волжской ГЭС, сейчас сказать никто не сможет, но последствия наверняка тоже будут катастрофическими.

Если рассуждения о ликвидации волжских ГЭС за счет развития энергосберегающих технологий или замене их на новые АЭС сейчас кажутся преждевременными, то рассмотрение сооружения АЭС вместо каскада ГЭС на реке Катунь на Алтае или вместо Туруханской ГЭС в Сибири представляется необходимым. При этом необходимо рассматривать сохранение земель от затопления, возможности использования недр, сохранение ландшафта.

Рассуждения о стоимости в деньгах на сегодня надо вести с учетом как этих факторов, так и сроков строительства (Саяно-Шушенская ГЭС не достроена и

* См. примечание на стр.68.

сегодня, хотя ее строительство началось более 25 лет назад).

Рассмотрение состояния дел в стране с электроэнергетикой и мирового опыта показывает, что нам надо заниматься атомной энергетикой, в первую очередь — разработкой реакторов и АЭС нового типа, повышенной безопасности, вопросами захоронения отработанного ядерного топлива, используя накопленный (и особенно печальный) опыт. При анализе развития электроэнергетики страны следует рассматривать как альтернативу другим видам источников атомную энергетику и там, где это выгодно, использовать ее. Конечно, надежность, безопасность атомной энергетики в значительной мере определяется культурой проектирования, производства, эксплуатации, т.е. общей культурой общества. А для того чтобы обществу не навязывались однобоко, конъюнктурно страхи по одним вопросам и успокоенность по другим, необходимо его постоянно и объективно информировать. Это является первостепенным долгом науки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Атомная энергия, 1987, т. 62, вып. 4, с. 219 — 227.
2. Наука и жизнь, 1988, № 10, с. 16 — 21.

Статья поступила в редакцию
25 сентября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 66 — 70.

УДК 621.039

ОБ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

А.П. Рудик

Анализируется эффективность использования ядерного топлива в энергетических реакторах. Утверждается, что при составлении экономических характеристик должны использоваться только концентрации нуклидов в начале и конце облучения.

ON THE POWER REACTOR EFFICIENCY ESTIMATION. A.P. RUDIK. The efficiency is analysed of nuclear fuel using in power reactors. There is declared, that only initial and final nuclides concentrations are to be considered in composing of economic characteristics.

Коль хотите, чтобы вас
Укусили в руку,
Разыщите щучью пасть,
Суньте руку в щуку.

(Американские народные считалки)

Эффективность энергетических реакторов оценивается на базе экономических показателей. Одним из

таких показателей является экономичность использования ядерного топлива. Но для получения подобного показателя необходимо знать баланс энергии и вещества при работе реактора — именно это дает возможность составить относительные характеристики, которым можно придать экономический смысл. Данная статья и посвящена анализу подобных характеристик. Однако

прежде чем переходить к сути дела, необходимо сделать два предварительных замечания. Во-первых, анализ экономических характеристик энергетических реакторов имеет твердо установившуюся традицию и малейшие отступления от этой — явно устаревшей — традиции вызывают яростное сопротивление ее сторонников (именно это и имел в виду автор, решившийся на помещение в начале статьи эпиграфа). Во-вторых, подчеркнем лишний раз, что в данной статье речь идет только об экономических характеристиках, связанных с использованием ядерного топлива: проблемы затрат на строительство АЭС, ее эксплуатацию и тому подобное не затрагиваются.

Статические и динамические характеристики реактора. По своему физическому смыслу реактор характеризуется двумя принципиально различными показателями — статическими и динамическими. Статические характеристики позволяют оценить и работу реактора за какой-то промежуток времени — для этого надо сравнить концентрации нуклидов в начальном и конечном состояниях этого промежутка. Вопрос о том, какие именно нуклиды сравниваются, решается в зависимости от того, с какой точностью желательно получить ответ — для абсолютно точного ответа надо сравнивать концентрации всех присутствующих нуклидов.

При проектных работах приходится сравнивать не реальные концентрации нуклидов, а расчетные. Тонкость проблемы заключается в том, что сечения взаимодействия нейтронов с нуклидами зависят от энергии нейтронов. Впервые замкнутую систему уравнений, описывающих изменение концентраций нуклидов в реакторе с учетом спектра нейтронов, предложили авторы работы [1]. Характерной особенностью подобной нелинейной по концентрациям системы уравнений является то, что взаимодействие нейтронов с нуклидами описывается только двумя постоянными: тепловым сечением и резонансным интегралом. То, что подобных постоянных только две для каждого нуклида, оказывается чрезвычайно важно: это дает возможность однозначно ввести в качестве параметра только мощность реактора (это связано с тем, что плотность потока "резонансных" нейтронов пропорциональна мощности реактора — если бы область энергий разбивалась не на два интервала, а на большее число, то пришлось бы учитывать депрессию потока нейтронов в процессе замедления, что внесло бы в исходную систему уравнений дополнительную аналитически не выражаемую нелинейность).

Динамические характеристики определяют в данный момент изменения состояния работающего реактора. Динамические характеристики сводятся к скоростям изменения концентраций нуклидов. Поэтому для их получения обязательно знание мощности реактора. Кроме того, как и для определения расчетным путем концентраций нуклидов, необходимо знание сечений взаимодействия нейтронов с нуклидами в спектре нейтронов в данном реакторе. Впервые подобная проблема была решена в [2]; в настоящее время наиболее универсальной программой расчета сечений является [3], а для

цилиндрической геометрии — программа [4].

Абсолютные и относительные характеристики реактора. Концентрации нуклидов являются абсолютными характеристиками реактора: в абсолютных единицах (например, килограммах) указывается, сколько содержится данного нуклида в единице объема реактора. Абсолютные характеристики необходимы для определения условий критичности реактора. Однако для экономического анализа приходится вводить относительные характеристики — ведь вся экономика по существу и сводится к относительному сопоставлению различных характеристик. При введении относительных характеристик нужна определенная аккуратность в рассмотрении работы реактора за некоторый промежуток времени.

Пусть реактор работал в течение времени T . Обозначим через $x_i(t)$ концентрацию нуклида i в момент времени t . Если мы хотим определить эффективность работы реактора за время T относительно нуклида i , то мы должны составить разность $x_i(0) - x_i(T)$. Это является абсолютной характеристикой. Для экономического анализа — на этом вопросе мы остановимся ниже — нужна относительная характеристика, например отношение изменения концентрации нуклида i к изменению концентрации нуклида k :

$$\Delta_{ik}(T) = \frac{x_i(0) - x_i(T)}{x_k(0) - x_k(T)}$$

Если известны начальные и конечные концентрации нуклидов i и k , то никаких проблем с определением величины Δ_{ik} не возникает. Иначе обстоит дело, когда величина $\bar{\Delta}_{ik}$ задана в каждый момент времени как отношение скоростей изменения концентраций нуклидов i и k :

$$\bar{\Delta}_{ik}(t) = \frac{dx_i/dt}{dx_k/dt}$$

Спрашивается, как в этом случае через $\bar{\Delta}_{ik}(t)$ определить $\Delta_{ik}(T)$? Оказывается, что нет строгой интегральной связи между $\bar{\Delta}_{ik}(t)$ и $\Delta_{ik}(T)$ — это тривиально, но не всегда учитывается даже в учебной литературе.

Различие в $\Delta_{ik}(T)$ и $(1/T) \int_0^T \bar{\Delta}_{ik}(t) dt$. Очевидно, что величина $\Delta_{ik}(T)$ получается путем независимого интегрирования числителя и знаменателя величины $\bar{\Delta}_{ik}(t)$ и деления первого из полученных интегралов на второй:

$$\Delta_{ik}(T) = \frac{\int_0^T (dx_i/dt) dt}{\int_0^T (dx_k/dt) dt}$$

Это правило относится ко всем выражениям, представляющим отношение скоростей реакций. В частности, оно справедливо и для коэффициента размножения [5] в том случае, когда речь идет о пространственно неоднородности.

родных системах. Конечно, при этом интегрирование идет не по времени, а по пространственной координате. Заметим, что этим безусловным правилом иногда пренебрегают. Так, в учебном пособии [6] при определении среднего значения коэффициента размножения по высоте (формула (13.3.2)) усредняется непосредственно коэффициент размножения, а не его числитель и знаменатель независимо. Так же не проводится правильного усреднения коэффициента размножения в [7]. Спрашивается, велика ли возникающая при таком "упрощенном" усреднении ошибка?

В общем случае легко установить, что при малых T разница между точным и "упрощенным" усреднениями порядка T^2 , т.е. не очень велика, если числитель и знаменатель — слабо меняющиеся функции. Для иллюстрации приведем простейший пример, когда числитель и знаменатель в $\Delta_{ik}(t)$ линейны по t . Пусть

$$\Delta_{ik}(t) = \frac{1 + at}{1 + bt},$$

тогда

$$\Delta_{ik}(T) = \frac{1 + aT/2}{1 + bT/2} = 1 + \frac{(a-b)T/2}{1 + bT/2},$$

$$\frac{1}{T} \int_0^T \Delta_{ik}(t) dt = \frac{a}{b} + \frac{b-a}{b^2 T} \ln(1 + bT).$$

Из этих формул следует, что, например, при $a = -1/T$, $b = 1/T$, $\Delta_{ik}(T) = 0,333$; $\frac{1}{T} \int_0^T \tilde{\Delta}_{ik}(t) dt = 0,386$, т.е. ошибка от неправильного усреднения в данном примере составляет 16%.

Сделанное замечание о правильном усреднении коэффициента размножения относится не только к усреднению по пространству, но и к усреднению по времени. Так в [6] пользуются "упрощенным" способом усреднения, применимость которого сомнительна (см. формулу (13.4.40) из [6]). Кстати, с сожалением заметим, что некорректное усреднение по времени характеристик энергетических реакторов широко используется в расчетных исследованиях. Так, неправильно усредняется КВ (см. далее) в [8].

Концепция коэффициента воспроизводства. При оценке эффективности работы реакторов широко используется понятие коэффициента воспроизводства (КВ). Классическое определение КВ, приводимое в учебном пособии [9], следующее: "Под КВ понимают отношение скорости рождения нового горючего к скорости выгорания старого горючего." Согласно определению КВ является относительной динамической характеристикой, т.е. его среднее значение за некоторый период работы реактора не может быть определено примитивным интегрированием. Почему же была введена такая "неработающая" характеристика? Дело в том, что на начальном этапе развития атомной энергетики глубина выгорания ядерного топлива была ничтожной и при этом практически не менялись физические свойства реактора в течение работы. Поэтому КВ было постоянной величиной и проблемы с его усреднением не возникало. В настоящее время при

больших выгораниях ядерного горючего классически определенное понятие КВ полностью перестало играть какую-либо роль в ядерной энергетике. Вместо этого понятия используется комбинация статических характеристик в начале и конце работы реактора: отношение концентраций делящихся нуклидов в конце к концентрациям делящихся нуклидов в начале. Сохраняя старое определение для КВ, странно было бы называть это отношение также КВ — научная терминология не поле для введения омонимов.

Кстати заметим, что уже давно авторы книги [10] понимали бесплодность классически определенного КВ и писали в связи с этим: "Представленное определение коэффициента воспроизводства (или коэффициента конверсии) носит довольно произвольный характер, и при изучении экономики топливных циклов желательно знать действительные концентрации делящихся изотопов в отработавшем реакторном топливе". К этому справедливому заключению остается лишь добавить, что, вводя такие понятия, как классический КВ, исследователи сами себя обманывают, так как при вычислении соответствующих величин все равно пользуются концентрациями делящихся изотопов.

Естественные характеристики топливных циклов. При работе ядерного реактора необходимо определить изменение состава топлива в результате облучения в реакторе до его извлечения. Эта необходимость не зависит от режима работы реактора, будь то режим работы кампаниями, когда перегружается все топливо (или его существенная часть) в реакторе в целом, или работа в режиме непрерывных перегрузок. В конечном счете в реактор помещается ТВС и извлекается после облучения — концентрации в этой извлекаемой ТВС и интересны.

Наиболее последовательно естественные характеристики топливных циклов введены в [11] — будем следовать этой работе, но учтем, что вводимые в этой работе величины относятся к реактору-размножителю. Первое, на что обратим внимание — вводимые характеристики цикла зависят только от начальных и конечных концентраций. Поэтому никаких вопросов о типе усреднений по времени не возникает. В [11] вводятся две основных характеристики: BG — breeding gain и BR — breeding ratio (в литературе, относящейся к характеристикам топливных циклов, принято обозначать вводимые характеристики первыми буквами их полных названий). Под BG понимается отношение

$$BG = \frac{x_f(T) - x_f(0)}{\text{число уничтоженных делящихся ядер}},$$

а под BR

$$BR = 1 + BG = \frac{\text{число образовавшихся делящихся ядер}}{\text{число уничтоженных делящихся ядер}}$$

Входящая в знаменатель этих формул величина "число уничтоженных делящихся ядер" не очень удобна: для ее определения либо надо знать начальные и конечные концентрации всех ядер, в которые могут при уничтожении переходить делящиеся ядра (здесь надо учиты-

вать и деление — образование продуктов деления, и радиационный захват, и распад). Кроме того, и физический смысл “числа уничтоженных делящихся ядер” не слишком прозрачен: ведь в число этих ядер входят и те, которые образовались при работе реактора и поэтому не входят в баланс между начальными и конечными количествами делящегося вещества. Отметим и еще одно обстоятельство, которое присутствует во всех балансовых характеристиках, вводимых для оценки экономической эффективности энергетических реакторов: во всех этих характеристиках рассматривается сумма всех делящихся нуклидов. Однако очевидно, что даже с точки зрения размножающих свойств различные изотопы отличаются друг от друга (не говоря уже о технологических особенностях их использования). Но оставаясь в рамках только физических понятий, с этим недостатком справиться невозможно.

Характеристики энергетических реакторов-размножителей. Для существующих в настоящее время энергетических реакторов-размножителей удобно использовать несколько иные характеристики, чем указано ранее. При этом надо исходить из двух соображений. Во-первых, эти характеристики должны быть достаточно просты и удобны в употреблении. Во-вторых, они должны отражать господствующую в настоящее время в мире тенденцию к ресурсосбережению. Действительно [12], буквально по всем показателям (нефть, газ, железная руда, сталь и т.п.) производство в СССР за последние 16 лет бурно росло и значительно превзошло производство в США (где, наоборот, за этот же период производство несколько снизилось). Поэтому очень остро стоит вопрос о ресурсосбережении. Применительно к ядерной энергетике это означает экономию делящихся нуклидов (именно делящихся нуклидов, а не природного урана: при облучении в энергетических реакторах ^{238}U практически не расходуется и в дальнейшем может использоваться как ядерное топливо в реакторах на быстрых нейтронах).

Поэтому основным показателем является количество делящихся нуклидов в начале и конце цикла. В этом специфика ядерных реакторов, при работе которых образуются новые делящиеся нуклиды. Следовательно, важен не расход делящихся нуклидов (для определения которого требуются достаточно нетривиальные расчеты), а именно изменение числа делящихся нуклидов за цикл. С экономической точки зрения это изменение, являющееся для современных энергетических реакторов положительной величиной, если брать разность между числом делящихся нуклидов в начале и конце цикла, характеризует затраты на производство. Заметим, что принято не разделять сорта делящихся нуклидов, а брать просто сумму. Это, конечно, недостаток современного представления, но избежать его можно было бы только на пути ложных — и неоднозначных — экономических “спекуляций” относительно взаимной ценности различных сортов делящихся нуклидов.

Теперь следует определить, что производится в результате работы энергетических реакторов. В первую очередь — это энергия. Удобно численно выражать образующуюся энергию (тепловую!) в количестве образовавшихся продуктов деления (их концентрацию будем обозначать как ПД). Тогда можно охарактеризовать работу энергетического реактора отношением ϵ — “удельной энергией”* [13]:

$$\epsilon = \text{ПД} / [x_5(0) - \sum_f x_f(T)],$$

где суммирование в \sum_f производится по всем присутствующим делящимся нуклидам, т.е. ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , в конце цикла.

Но кроме энергии в реакторах образуются различные новые нуклиды. Поэтому разумно ввести также характеристику, определяющую их образование. Если речь идет об образовании нуклида i , то подобная характеристика имеет вид

$$\Delta_{if} = x_i(T) / [x_5(0) - \sum_f x_f(T)].$$

Для того чтобы полностью оценить эффективность работы реактора, следует величины ϵ и Δ_{if} сложить с некоторыми весами, определяемыми из экономических соображений.

Среди новых нуклидов, образующихся в энергетических ядерных реакторах, одними из наиболее ценных являются делящиеся изотопы плутония: ^{239}Pu и ^{241}Pu . Соответствующая их сумме величина Δ_{Pu} равна

$$\Delta_{\text{Pu}}(T) = [x_9(T) + x_1(T)] / [x_5(0) - \sum_f x_f(T)].$$

Определенные приведенными выше выражениями характеристики ϵ и Δ_{Pu} не дают возможности вычислить их при $t = 0$. В этом случае надо пользоваться формулами, полученными путем предельного перехода:

$$\epsilon(0) = \frac{\hat{\sigma}_5^x / \hat{\sigma}_5}{1 - \hat{\sigma}_8 x_8(0) / [\hat{\sigma}_5 x_5(0)]},$$

$$\Delta_{\text{Pu}}(0) = \frac{\hat{\sigma}_8 x_8(0) / [\hat{\sigma}_5 x_5(0)]}{1 - \hat{\sigma}_8 x_8(0) / [\hat{\sigma}_5 x_5(0)]},$$

где $\hat{\sigma} = \sigma_T + \gamma I$ — эффективные сечения.

В качестве иллюстрации приведем значения ϵ и Δ_{Pu} для некоторых вариантов ВВЭР. Приведенные цифры получены путем расчетов на основе методики, изложенной в [14]. Концентрация продуктов деления ПД нормирована на кг/т, ϵ — на энергию деления. Приведенные в таблице данные указывают на следующее. С уменьшением первоначального обогащения

* Заметим, что впервые связь между изменением числа делящихся нуклидов и выделяющейся в энергетических реакторах энергии была рассмотрена в [6]: введенный там “удельный расход топлива” и терминах ϵ равен ϵ^{-1} .

| ВВЭР-1000 (обогащение 4,4%) | | | | | | | | | |
|-----------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| ПД | 0,00 | 4,97 | 12,4 | 17,4 | 24,9 | 29,8 | 34,8 | 37,3 | 44,8 |
| ϵ | 1,47 | 1,44 | 1,48 | 1,50 | 1,55 | 1,58 | 1,62 | 1,64 | 1,71 |
| Δ_{Pu} | 0,82 | 0,59 | 0,49 | 0,45 | 0,39 | 0,36 | 0,33 | 0,32 | 0,27 |
| ВВЭР-440 (обогащение 3,6%) | | | | | | | | | |
| ПД | 0,00 | 6,28 | 12,6 | 18,8 | 25,1 | 29,8 | 34,5 | 37,7 | |
| ϵ | 1,69 | 1,37 | 1,75 | 1,79 | 1,87 | 1,93 | 2,00 | 2,05 | |
| Δ_{Pu} | 1,10 | 0,76 | 0,67 | 0,58 | 0,52 | 0,49 | 0,46 | 0,43 | |
| ВВЭР-440 (обогащение 2,4%) | | | | | | | | | |
| ПД | 0,00 | 3,09 | 6,20 | 9,39 | 12,4 | 15,5 | 18,6 | 21,7 | |
| ϵ | 2,23 | 2,19 | 2,19 | 2,20 | 2,25 | 2,31 | 2,38 | 2,46 | |
| Δ_{Pu} | 1,74 | 1,27 | 1,08 | 0,97 | 0,88 | 0,82 | 0,74 | 0,72 | |
| ВВЭР-440 (обогащение 1,6%) | | | | | | | | | |
| ПД | 0,00 | 3,10 | 6,20 | 9,27 | 12,3 | | | | |
| ϵ | 3,92 | 3,20 | 3,27 | 3,31 | 3,42 | | | | |
| Δ_{Pu} | 3,76 | 2,09 | 1,83 | 1,54 | 1,39 | | | | |

топлива растут как ϵ , так и Δ_{Pu} . С увеличением выгорания ϵ растет, а Δ_{Pu} падает. Поэтому, если с экономической точки зрения веса, с которыми входят ϵ и Δ_{Pu} в окончательный экономический анализ, близки, то возникает оптимизационная задача о выборе наилучшей глубины выгорания топлива.

В виде комментария к таблице следует добавить еще два замечания. Во-первых, рассмотрение различных обогащений исходного топлива для ВВЭР имеет смысл, ибо топливо с меньшим обогащением используется при выводе реактора в стационарный режим. Во-вторых, для неискушенного в расчетах читателя может показаться, что следовало бы приводить данные только при штатном выгорании. Однако подобная точка зрения не оправдана: при серьезном анализе любой проблемы оказывается крайне полезным иметь данные об изменении свойств процесса при отклонениях от штатных показателей — именно это и позволяет намечать пути для форсирования процесса.

Заключительные замечания. Изложенные соображения позволяют сформулировать следующие выводы. Во-первых, материальные параметры, служащие базой для экономической оценки эффективности энергетических реакторов, должны выражаться только через концентрации нуклидов в начале и конце процесса (при этом выделяющаяся энергия определяется концентрацией ПД). Это утверждение не зависит от режима работы реактора — всегда результат можно свести к концентрациям в одиночных ТВС.

Во-вторых, игравший большую роль на начальном этапе развития атомной энергетики КВ как динамическая характеристика в настоящее

время утрачивает свою значимость.*

В-третьих, наиболее целесообразными характеристиками являются удельная энергия и относительное образование новых нуклидов, нормированное на изменение числа делящихся нуклидов.

Рассмотренные в данной работе вопросы крайне просты, а получаемые ответы тривиальны. Поэтому даже возникает некоторая неуверенность в целесообразности публикации. Однако полный ералаш в этих вопросах, царящий в литературе, как учебной, так и чисто научной, подчеркивает полезность представленной публикации. Можно, конечно, абстрактно-формалистически надеяться, что читатель и сам сумеет разобраться во всех перечисленных вопросах, не прибегая к литературе, но все же данная статья окажется для него полезным подспорьем.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б. О выгорании горючего в ядерных реакторах. — Атомная энергия, 1956, т. 1, вып. 1, с. 80.
2. Богданова Т.Д., Кронрод А.С., Филлер Ф.М. О распределении плотности нейтронов в круглом сером стержне: Препринт ИТЭФ, N 129. — М., 1963.
3. Askew J.R., Fayers F.J., Kemshell P.B. A General Description of the Lattice Code WIMS. — J. Brit. Nucl. Energy Soc., 1968, Oct., p. 564.
4. Бурмистров А.Я., Кочуров Б.П. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в цилиндрической ячейке реактора (программа TRIFON): Препринт ИТЭФ N 107. — М., 1978.
5. Романенко В.С., Краюшкин А.В. Расчетные исследования физических характеристик РБМК в переходном периоде. — Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 6, с. 367.
6. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Михайлов В.М., Мырцымова Л.А. Расчет выгорающего поглотителя в цилиндрической ячейке тепловыделяющей сборки реактора ТВР-М: Препринт ИТЭФ N 63. — М., 1985.
8. Левина И.К., Сидоренко В.А. Некоторые нейтронно-физические аспекты улучшения использования топлива в водоохлаждаемых энергетических тепловых реакторах ВВЭР и РБМК. — Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 4, с. 243.
9. Фейнберг С.М., Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. Т. 1. Элементарная теория реакторов. — М.: Атомиздат, 1978.
10. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов/Пер. с англ. Под ред. В.Н. Артамкина. — М.: Атомиздат, 1974.

* Этот процесс не могут замедлить и попытки [15] модифицировать понятие КВ, приняв за него отношение числа образовавшихся делящихся ядер за всю кампанию к числу уничтоженных (ведь образовавшиеся делящиеся ядра выгорают) — всегда остается справедливым утверждение, фигурирующее в первом пункте заключительных замечаний.

11. Wyckoff H.L., Greebler P. Definitions of Breeding Ratio and Doubling Time. — Nucl. Techn. 1974, vol. 21, p. 158.

12. Лемешев М. Не за счет природы. — Московские новости, 1988, N 7.

13. Зарицкая Т.С. и др. Удельная энергия, выделяемая в энергетических реакторах: Препринт ИТЭФ N 57. — М., 1986.

14. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. — М.: Энергоатомиздат, 1985.

15. Кватор В.М., Краюшкин А.В., Романенко В.С.

Оценка коэффициента воспроизводства в решетках типа РБМК. — В кн.: Нейтронно-физические проблемы воспроизводства топлива в ядерной энергетике: Тез. докл. 5-го Всесоюзного семинара по проблемам физики реакторов. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1987, с. 15.

Статья поступила в редакцию
20 апреля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 70 — 75.

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

| | |
|--|----|
| Стумбур Э.А. Метод компенсированных возмущений для расчетов критичности и оптимизации реакторов..... | 3 |
| Воротынцев М.Ф., Серегин С.А. Последовательное групповое описание коэффициентов реактивности при линейной формулировке групповых констант..... | 9 |
| Хромов В.В., Комлев О.Г., Глебов В.Б. Применение принципа максимума для анализа оптимальных режимов облучения топлива исследовательских реакторов..... | 16 |
| Акимущкин С.В., Кочуров Б.П. Эффективные резонансы урана-238..... | 20 |

ПРОГРАММЫ И КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ

| | |
|--|----|
| Лалетин Н.И., Султанов Н.В., Бояринов В.Ф., Войтовецкий С.В. Комплекс программ WIMS-SU..... | 26 |
| Мордвинов А.Н. Комбинаторный геометрический модуль COMBIN для моделирования траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло..... | 33 |
| Кононов С.Л., Тебин В.В. Тестирование пакета программ САПФИР (версия 1.4) для расчета решеток перспективных реакторов типа ВВЭР..... | 37 |
| Султанов Н.В. Сравнение некоторых программ расчета характеристик ячеек ядерных реакторов..... | 42 |
| Петрунин Д.М. Обзор некоторых зарубежных методов и программ трехмерных расчетов нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов. Узловы методы..... | 49 |

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

| | |
|--|----|
| Бежунцов Г.М., Еловский О.А., Матусевич Е.С., Медведев И.В. Измерение нестационарных спектров нейтронов и γ -квантов утечки из размножающей сборки в наносекундной области..... | 54 |
| Конаков С.А., Чувиллин Д.Ю. Влияние размеров источника на погрешность измерения функции пропускания 14-МэВ нейтронов сферической оболочкой..... | 58 |
| Лобода С.В., Петрунин Н.В., Хвастюнов В.Е., Чарнико В.Е. Вынос продуктов деления из топливного раствора реактора "Аргус"..... | 60 |

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

| | |
|--|----|
| Сироткин А.П. К вопросу об атомной энергетике в стране..... | 66 |
| Рудик А.П. Об оценке эффективности энергетических реакторов..... | 70 |

CONTENTS

NUCLEAR REACTORS THEORY AND CALCULATIONS

| | |
|---|----|
| E.A. Stumbur. A compensated perturbations method for criticality calculations and reactor optimization..... | 3 |
| Vorotyntsev M.F., Serigin A.S. Consistent group description of the reactivity worth by using linear-weighting worth cross-sections..... | 9 |
| Khromov V.V., Komlev O.G., Glebov V.B. Application of Maximum Principle for Analysis of Optimal Regimes of Research Reactor Fuel Burning..... | 16 |
| Akimushkin S.V., Kochurov B.P. Effective resonances of uranium-238..... | 20 |

CODES AND CODE COMPLEXES

| | |
|--|----|
| Laletin N.I. Syltanov N.V., Boyarinov V.F., Voytovetsky S.V. WIMS-SU code complex..... | 26 |
| Mordvinov A.N. The combinatorial geometric module COMBIN for neutron tracks modeling in reactor calculations by Monte-Carlo method..... | 33 |
| Kononov S.L., Tebin V.V. The validation of the code SAPFIR (version 1.4) for the calculations of the advanced light water reactors lattices..... | 37 |
| Sultanov N.V. A comparison of some codes for the calculation of cell characteristics in nuclear reactors..... | 42 |
| Petrinin D.M. Non-soviet 3D neutron calculation methods relating to performances of nuclear reactors. Nodal methods (Revue)..... | 49 |

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS

| | |
|--|----|
| Bezhunov G.M., Elovski O.A., Matusевич E.S., Medvedev I.V. The measurement of time-dependent leakage neutron and γ -rays spectra from multiplying assembly for nanosecond region..... | 54 |
| Konakov S.A., Chuvilin D.Yu. Influence of the 14 MeV neutron source size on the error of transmission function in the sphere shell..... | 58 |
| Loboda S.V., Petrunin N.V., Khvostionov V.E., Charnko V.E. Removal of fission products from the fuel solution of the fluid fuel reactor "Apryc"..... | 60 |

NUCLEAR ENERGY

| | |
|--|----|
| Sirotkin A.P. On the nuclear power in USSR..... | 66 |
| Rudik A.P. On the power reactor efficiency estimation..... | 70 |

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я : Физика ядерных реакторов
Выпуск 1

Ответственный за выпуск С.М. Зарицкий

Редакторы О.В. Базанова, С.А. Руцкая
Технический редактор Н.А. Малькова
Корректор Г.А. Матвеева

Подписано в печать 20.05.90. Формат 60х90/8
Офсетная печать. Усл. печ. л. 9,5. Уч.-изд. л. 9,5+0,5 вкл.
Тираж 360 экз. Индекс 3646. 14 статей. Заказ 371

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

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". Данный выпуск двадцать пятый.

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, blankets 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, blankets 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 серии.

Materials related to the topics described below are published in issues "Nuclear Reactor Physics and Computational 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 and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

МЕТОД КОМПЕНСИРОВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
ДЛЯ РАСЧЕТОВ КРИТИЧНОСТИ И ОПТИМИЗАЦИИ РЕАКТОРОВ

Э.А. Стумбур

Предложена модификация теории возмущений, построенная на основе концепции коэффициентов и интегралов реактивности. Такой способ позволяет расширить рамки применения теории в различных расчетах физических характеристик реакторов.

A COMPENSATED PERTURBATIONS METHOD FOR CRITICALITY CALCULATIONS AND REACTOR OPTIMIZATION. E.A. STUMBUR. Perturbation theory modification by means of the conception of reactivity coefficients and integrals is proposed. This way extended frameworks of theory to various reactor physics calculations.

ВВЕДЕНИЕ

Метод компенсированных возмущений (МКВ) является методом определения критических параметров серии вариантов реакторов на основе минимальной информации о свойствах некоторого "базового" варианта. МКВ строится исходя из общего интегрального соотношения связывающего потоки и ценности нейтронов в реакторе с градиентами макроскопических сечений на базе кинетического уравнения переноса. Это позволяет установить связь между коэффициентами реактивности материалов структуры реактора на границах отдельных зон и интегралами реактивности по объемам таких зон. Отсюда возникает возможность снятия ограничений на неизменность наружной границы реактора (обычное условие теории возмущений [1 — 3]), а также построения вариационного соотношения между размерами отдельных зон и их составами при сохранении условия критичности системы. На основе первых публикаций по МКВ [4, 5] уже были получены некоторые практические результаты по прогнозированию критических параметров в достаточно широком диапазоне структурных изменений реакторов (см. [6, 7] и ВАНТ за 1977 — 1988 гг.). Также была показана возможность на основе ИР (рассчитанных в диффузионном приближении) достаточно точно находить значения КР на границах зон (где это приближение некорректно) [8]. В свете этих результатов представляется полезным более систематично представить основы и возможности способа МКВ, чем это было сделано раньше.

1. КОЭФФИЦИЕНТЫ И ИНТЕГРАЛЫ РЕАКТИВНОСТИ*

Функция распределения плотности нейтронного потока $\varphi(r, E, \Omega)$ и сопряженная функция $\varphi^+(r, E, \Omega)$ ("ценность") в критическом реакторе подчинены кинетическим уравнениям переноса

$$\Omega \nabla \varphi = \hat{\Sigma} \varphi; \quad -\Omega \nabla \varphi^+ = \hat{\Sigma}^+ \varphi^+ \quad (1)$$

при следующих граничных условиях на внешней (невогнутой) поверхности r_S :

$$\begin{aligned} \varphi(r_S, E, \Omega) &= 0 \text{ при } (\Omega n) < 0; \\ \varphi^+(r_S, E, \Omega) &= 0 \text{ при } (\Omega n) > 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Операторное выражение $\hat{\Sigma} \varphi$ можно представить [1, 2, 5] в форме

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma} \varphi \equiv & \int dE' \int d\Omega' \frac{1}{4\pi} \chi(E, E') \nu \Sigma_f(r, E') \varphi(r, E', \Omega') + \\ & + \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(r; E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \varphi(r, E', \Omega') - \\ & - \Sigma_t(r, E) \varphi(r, E, \Omega). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь принят изотропный спектр нейтронов деления χ , а в Σ_s объединены все виды рассеяния: упругое, неупругое, $(n, 2n)$ и др.

Согласно теории малых возмущений [1, 2, 5] внесение изменений в макроскопические сечения $\delta[\chi \nu \Sigma_f]$, $\delta[\Sigma_s]$, $\delta[\Sigma_t]$ приведет к изменению $k_{эф}$:

$$\begin{aligned} \delta(1/k_{эф}) = & \frac{1}{J_F V_B} \int dV \int dE \int d\Omega \varphi^+ \{ \int dE' \int d\Omega' \varphi \times \\ & \times (\delta[\chi \nu \Sigma_f] + \delta[\Sigma_s]) - \delta[\Sigma_t] \varphi \}, \end{aligned} \quad (4)$$

где V_B — объем, в котором сечения меняются.

Как нормирующая величина в (4) входит J_F — интегральная ценность нейтронов деления (ЦНД — по установившейся терминологии работы [3]) во всем объеме реактора:

$$\begin{aligned} J_F \equiv & \int_{V_p} dV \int dE \int d\Omega \varphi^+(r, E, \Omega) \int dE' \times \\ & \times \int d\Omega' \chi \nu \Sigma_f(r, E', \Omega') \varphi(r, E', \Omega') \equiv \text{ЦНД}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь V_p — полный объем реактора.

"Малость" возмущений, вообще говоря, может пониматься как в смысле малости изменения сечений $|\delta[\Sigma]| \ll \Sigma$, так и в смысле заметных изменений сечений, но в весьма малом объеме: $V_B = \delta V \ll V_p$. В частности, можно представить случай, когда область возмущений, охватывающая окрестность некоторой точки r , устремляется к нулю: $\delta V(r) \rightarrow 0$, а изменения макросечений составляют

$$\delta[\chi \nu \Sigma_f] = -\chi \nu \Sigma_f(r, E'); \quad (6)$$

* Всюду под r и Ω понимаются векторы \vec{r} и $\vec{\Omega}$, кроме формул (33), (34), (36) — (39).

33 руб.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 1, с. 1 - 76