

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО–ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

**В.А. Апсэ    А.Н. Шмелев**

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММЫ TIME26  
В КУРСОВОМ ПРОЕКТИРОВАНИИ  
БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ И  
ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК**

Учебно-методическое пособие к выполнению курсового проекта  
по ядерным энергетическим установкам

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»  
в качестве учебно-методического пособия  
для студентов высших учебных заведений

Москва 2008

УДК 621.039.5(07)  
ББК 31.46я7  
А 77

Апэз В.А., Шмелев А.Н. **Использование программы TIME26 в курсовом проектировании быстрых реакторов и электроядерных установок: Учебно-методическое пособие к выполнению курсового проекта по ядерным энергетическим установкам.** М.: МИФИ, 2008. 64 с.

Пособие содержит краткое описание математических основ, заложенных в программу TIME26, делающих возможным ее применение для нейтронно-физических расчетов одномерных моделей быстрых реакторов и электроядерных установок в рамках выполнения курсовых проектов.

Описаны методы решения многогруппового диффузионного уравнения и уравнений кинетики изотопного состава, использованные в программе TIME26. Последовательные и чередующиеся решения этих уравнений позволяют проследивать временное поведение основных параметров проектируемой установки при ее работе на мощности.

Пособие содержит описание файла исходных данных программы TIME26 и рекомендации по его заполнению. Кроме того, рассмотрены вопросы, связанные с решением типичных задач, возникающих при курсовом проектировании ядерных энергетических установок: предварительные теплофизические оценки температурных полей, выравнивание распределения тепловыделения в активной зоне, выбор времени непрерывной работы между топливными перегрузками, определение основных параметров, влияющих на безопасность эксплуатации установки, оценка эффективности органов регулирования и размещение их по активной зоне и т.д.

Пособие может быть полезно для студентов, обучающихся по специальности 070500 «Ядерные энергетические установки», и для студентов, обучающихся по программе бакалавриата 53126 «Техническая физика» при выполнении курсовых проектов и подготовке аттестационных работ по ядерным энергетическим установкам.

Рецензент доцент В.С. Харитонов

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

ISBN 978-5-7262-1059-9 © Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), 2008

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	4
1. Общая схема программы TIME26 .....	4
1.1. Решение уравнения многогруппового диффузионного приближения в одномерной геометрии .....	10
1.2. Решение уравнений кинетики изотопного состава .....	19
1.3. Расчет интенсивности источника электроядерных нейтронов в мишени ЭЛЯУ .....	21
1.4. Расчет производной $K_{эф}$ по концентрации нуклида .....	23
1.5. Расчет эффективной доли запаздывающих нейтронов и времени жизни мгновенных нейтронов .....	25
1.6. Приближенный расчет пространственного распределения жестких гамма-квантов .....	26
1.7. Задание исходных данных для программы TIME26 .....	28
2. Предварительный теплофизический расчет быстрого реактора .....	37
2.1. Выбор радиальных и аксиальных размеров активной зоны .....	38
2.2. Выбор геометрических параметров решетки твэлов и ТВС .....	39
2.3. Расчет аксиальных распределений температур в наиболее теплонапряженной ячейке .....	39
3. Выравнивание радиального поля тепловыделения .....	52
4. Определение времени работы БР между перегрузками .....	54
5. Расчет органов регулирования и реактивностных эффектов в БР .....	56
Список литературы .....	63

## **ВВЕДЕНИЕ**

В последнее время программа TIME26 стала широко использоваться для проведения нейтронно-физических расчетов в рамках выполнения курсовых проектов по быстрым реакторам и электроядерным установкам. Программа TIME26 была создана в 80-х годах прошлого века и предназначалась для проведения нейтронно-физических расчетов перспективных вариантов быстрых реакторов с улучшенными параметрами воспроизводства вторичного топлива. К сожалению, имевшееся ранее описание этой программы не соответствует ее сегодняшнему состоянию. В настоящем пособии авторы дают краткое описание основных возможностей программы TIME26, которые делают ее полезной для курсового проектирования быстрых реакторов и электроядерных установок. Кроме того, авторы попытались несколько конкретизировать те задачи, которые обязательно возникнут перед студентами при выполнении курсового проекта: выбор основных геометрических параметров активной зоны и ячейки твэлов, оценка максимальных температур теплоносителя, топлива и оболочки, выравнивание поля тепловыделения, оценка реактивных эффектов, оценка возможностей органов регулирования и размещение их по активной зоне и т.д.

### **1. ОБЩАЯ СХЕМА ПРОГРАММЫ TIME26**

Программа TIME26 предназначена для расчета нейтронно-физических параметров одномерных геометрических моделей (плоскость, цилиндр, сфера) быстрых реакторов (БР) и электроядерных установок (ЭЛЯУ) в 26-групповом диффузионном приближении с учетом изменения изотопного состава топлива в процессе работы БР или ЭЛЯУ на мощности. Программа использует групповые микросечения нейтронных реакций из библиотеки оцененных ядерных данных БНАБ-78 и обрабатывает их с помощью программы АРАМАКО-С1, разработанной в ГНЦ РФ-ФЭИ (Обнинск).

Условно-критическое уравнение переноса нейтронов в БР произвольной геометрии может быть записано в следующей операторной форме:

$$\hat{L}\bar{\varphi} = \frac{1}{K_{\text{эф}}}\hat{Q}\bar{\varphi}; \quad (1)$$

где  $\bar{\varphi}$  – плотность потока нейтронов;  $\hat{L}$  – оператор, описывающий перенос, поглощение и замедление нейтронов;  $\hat{Q}$  – оператор, описывающий генерацию нейтронов деления;  $K_{\text{эф}}$  – эффективный коэффициент размножения нейтронов.

В случае группового диффузионного приближения компонентами вектора  $\bar{\varphi}$  являются групповые плотности потока нейтронов, а параметрами операторов  $\hat{L}$  и  $\hat{Q}$  – макросечения нейтронных реакций. Эти макросечения определяются микросечениями соответствующих реакций и концентрациями нуклидов, входящих в состав зон БР:

1. Макросечение захвата нейтронов в энергетической группе  $k$  и в зоне  $i$ :

$$\Sigma_{c,k,i} = \sum \sigma_{c,k,l} \rho_{l,i};$$

где  $\rho_{l,i}$  – концентрация нуклида  $l$  в зоне  $i$ .

2. Макросечение деления в энергетической группе  $k$  и в зоне  $i$ :

$$\Sigma_{f,k,i} = \sum \sigma_{f,k,i} \rho_{l,i}.$$

3. Макросечение перевода нейтронов из энергетической группы  $k$  в энергетическую группу  $m$ :

$$\Sigma(k \rightarrow m)_i = \sum \sigma(k \rightarrow m)_l \rho_{l,i}.$$

4. Коэффициент диффузии нейтронов в энергетической группе  $k$  и в зоне  $i$ :

$$D_{k,i} = \frac{1}{3 \sum_{tr k,i}} = \frac{1}{3 \sum \sigma_{tr k,i} \rho_{l,i}}.$$

ЭЛЯУ отличается от ядерного реактора тем, что в ее центре размещается тяжелая мишень (например, из свинца или свинцово-висмутового сплава), которая бомбардируется ускоренными протонами. Эти протоны инициируют в мишени сложные каскадные реакции, в которых выделяется достаточно большое количество нейтронов. По разным экспериментальным данным, в расчете на один протон образуется от 30 до 50 нейтронов, причем их энергетическое распределение близко к спектру нейтронов деления. Таким образом, мишень ЭЛЯУ играет роль источника нейтронов, которые затем попадают в бланкет, окружающий мишень, где могут инициировать те же реакции, какие имеют место в ядерном реакторе. Уравнение, описывающее перенос нейтронов в ЭЛЯУ, отличается от уравнения (1) отсутствием эффективного коэффициента размножения  $K_{эф}$  и наличием источника нейтронов в центральной зоне:

$$\hat{L} \vec{\varphi} = \hat{Q} \vec{\varphi} + \vec{S}; \quad (2)$$

где  $\vec{S}$  – вектор групповых скоростей генерации электроядерных (ЭЯ) нейтронов в мишени, нейтр./( $\text{см}^3 \cdot \text{с}$ ).

При заданных размерах и составах зон БР решением уравнения (1) является пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов и значение эффективного коэффициента размножения  $K_{эф}$ . В расчетах БР плотность потока нейтронов вычисляется с точностью до произвольного множителя, т.е. функция  $\vec{\varphi}' = c \times \vec{\varphi}$  также является решением уравнения (1). Для определения абсолютных значений плотности потока нейтронов необходима ее нормировка, например, на полную тепловую мощность БР.

При расчетах ЭЛЯУ решением уравнения (2) является пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов, причем нормировка здесь не нужна, поскольку абсолютные значения плотности потока нейтронов определяются мощ-

ностью источника ЭЯ-нейтронов  $\bar{S}$  в мишени. Отметим, что неоднородное уравнение (2) имеет решение только для ЭЛЯУ с  $K_{эф} < 1$ , т.е. только для подкритических систем.

После определения пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов становятся возможными следующие расчеты:

1) вычисление нейтронно-физических параметров исходного состояния БР или ЭЛЯУ (распределение поля тепловыделения, коэффициенты неравномерности поля тепловыделения по зонам, коэффициенты воспроизводства топлива в активной зоне и в бланкете);

2) вычисление чувствительности эффективного коэффициента размножения нейтронов  $K_{эф}$  к изменениям в концентрациях нуклидов с помощью формул теории малых возмущений;

3). вычисление динамических параметров системы (эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{эф}$  и время жизни мгновенных нейтронов  $\Lambda$ );

4) вычисление изменения изотопного состава системы при ее работе в течение некоторого временного интервала  $\Delta t$  на постоянной мощности.

Уравнение кинетики нуклидного состава системы может быть записано следующим образом:

$$\frac{d\bar{\rho}_i(t)}{dt} = \hat{A}_i \bar{\rho}_i(t); \quad (3)$$

где  $\hat{A}_i$  – матрица изотопных переходов, обусловленных нейтронными реакциями и радиоактивным распадом. Элементами этой матрицы являются скорости нейтронных реакций в расчете на одно ядро, т.е. произведения соответствующих микросечений на среднюю плотность потока нейтронов в зоне  $i$ , и постоянные распада нуклидов.

Предполагая, что средняя плотность потока нейтронов не зависит от времени в течение заданного временного интервала  $\Delta t$ , решение уравнения (3) может быть записано следующим образом:

$$\bar{\rho}_i(t_0 + \Delta t) = \exp(\hat{A}_i \Delta t) \bar{\rho}_i(t_0).$$

После нахождения нового изотопного состава можно повторить расчет пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов для состояния системы уже на момент времени  $t_0 + \Delta t$  путем решения уравнения (1) для БР или уравнения (2) для ЭЛЯУ. Отметим, что и в случае ЭЛЯУ уравнение (1) также необходимо решить для того, чтобы проверить, не стала ли система надкритической в новом состоянии. Для надкритических систем уравнение (2) не имеет ограниченного решения.

Вычислив пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов для состояния системы на момент времени  $t_0 + \Delta t$ , можно перейти к расчету изотопного состава на момент времени  $t_0 + 2\Delta t$  и т.д. Таким образом, математическое моделирование временного поведения БР или ЭЛЯУ в процессе выгорания топлива, в сущности, можно свести к чередованию двух расчетов:

1. Расчет пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов при известном изотопном составе, например в момент времени  $t_0$ , т.е. необходимо решить уравнение (1) для БР или уравнения (1) и (2) для ЭЛЯУ.

2. Расчет нового изотопного состава системы после ее работы в течение временного интервала  $\Delta t$ , т.е. на момент времени  $t_0 + \Delta t$ . Для этого необходимо решить уравнение (3).

Затем возвращаемся к пункту 1, т.е. рассчитываем распределение нейтронов на изотопном составе для момента времени  $t_0 + \Delta t$ , и так далее до тех пор, пока не будут рассчитаны изотопные составы и плотности потока нейтронов во всех интересующих нас временных точках полного периода работы системы.

Для определения некоторых нейтронно-физических параметров системы необходимо знать ее средний изотопный состав, т.е. усредненный состав за время работы между перегрузками. Поскольку аналитическое выражение, описывающее временное поведение изотопного состава, известно:



$$\bar{\rho}(t) = \exp[A(t_0) \times (t - t_0)] \bar{\rho}(t_0),$$

то и средний изотопный состав может быть легко вычислен:

$$\begin{aligned} \langle \bar{\rho} \rangle &= \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} \exp(\hat{A}t') dt' \bar{\rho}(t_0) = \\ &= (\hat{A} \Delta t)^{-1} [\exp(\hat{A} \Delta t) - \hat{E}] \bar{\rho}(t_0) = (\hat{A} \Delta t)^{-1} [\bar{\rho}(t_0 + \Delta t) - \bar{\rho}(t_0)]. \end{aligned}$$

При анализе исходного состояния системы может возникнуть необходимость так скорректировать изотопный состав топлива, чтобы эффективный коэффициент размножения нейтронов  $K_{эф}$  стал равным некому значению  $K_{эф}(0)$ , заданному пользователем. Например, это значение может быть равно единице или единице плюс некоторый запас реактивности на выгорание топлива в случае БР. Если же объектом рассмотрения является ЭЛЯУ, то заданное значение  $K_{эф}(0)$  должно быть меньше единицы (например, 0,95 или 0,98). В противном случае уравнение (2) не имеет ограниченного решения.

В программе TIME26 коррекция изотопного состава топлива для получения нужного  $K_{эф}(0)$  производится так, чтобы общая масса нуклидов, входящих в состав топлива, осталась неизменной, т.е.  $\sum \rho_l = \text{const} = \rho_{TOTAL}$ . Топливные нуклиды условно делятся на две группы: «активные» и «пассивные». Концентрации «активных» нуклидов целенаправленно изменяются таким образом, чтобы «сдвинуть»  $K_{эф}$  в сторону приближения к  $K_{эф}(0)$ :

$$\rho'_{\text{акт},l} = \rho_{\text{акт},l} \times \left[ 1 + C_l \frac{K_{эф} - K_{эф}(0)}{K_{эф}} \right]. \quad (4)$$

Концентрации «пассивных» нуклидов тоже изменяются, но только с другой целью, а именно: необходимо оставить сумму концентраций «активных» и «пассивных» нуклидов прежней:

$$\sum \rho_{\text{акт},l} + \sum \rho_{\text{пас},m} = \sum \rho'_{\text{акт},l} + \sum \rho'_{\text{пас},m} = \rho_{TOTAL}.$$

$$\sum \rho'_{\text{пас},m} = \rho_{\text{TOTAL}} - \sum \rho'_{\text{акт},l};$$

$$\rho'_{\text{пас},m} = \frac{\rho_{\text{пас},m}}{\sum \rho_{\text{пас},m}} \times (\rho_{\text{TOTAL}} - \sum \rho'_{\text{акт},l}).$$

В качестве примера такой коррекции изотопного состава можно привести изменение соотношения между концентрациями  $^{235}\text{U}$  («активный» нуклид) и  $^{238}\text{U}$  («пассивный» нуклид) при неизменной их сумме, т.е. коррекцию обогащения урана. Другим примером может быть изменение соотношения между долями плутониевой и урановой фракции в смешанном уран-плутониевом топливе. В этом случае изотопы плутония  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  считаются «активными», и их концентрации меняются так, чтобы «сдвинуть»  $K_{\text{эф}}$  в нужную сторону, а изотопы урана  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  считаются «пассивными», и их концентрации меняются так, чтобы сумма концентраций урановых и плутониевых изотопов осталась прежней.

После коррекции изотопного состава программа возвращается к расчету  $K_{\text{эф}}$ , и эти расчеты повторяются до тех пор, пока  $K_{\text{эф}}$  не станет равным  $K_{\text{эф}}(0)$  с точностью  $\varepsilon_1$ , т.е.

$$\left| \frac{K_{\text{эф}} - K_{\text{эф}}(0)}{K_{\text{эф}}} \right| \leq \varepsilon_1.$$

### 1.1. Решение уравнения многогруппового диффузионного приближения в одномерной геометрии

Уравнение (1), описывающее пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в двумерном цилиндрическом реакторе, в рамках многогруппового диффузионного приближения, может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_K(r, z) \frac{\partial}{\partial r} \phi_K(r, z) - \frac{\partial}{\partial z} D_K(r, z) \frac{\partial}{\partial z} \phi_K(r, z) + \\
& + \Sigma_{cfd, K}(r, z) \phi_K(r, z) = \frac{1}{K_{\text{эф}}} \chi_K \sum_m \nu \Sigma_m(r, z) \phi_m(r, z) + \quad (5) \\
& + \sum_{m=1}^{K-1} \Sigma^{m \rightarrow r}(r, z) \phi_m(r, z).
\end{aligned}$$

Предположим, что состав активной зоны не меняется в аксиальном направлении. Тогда функция плотности потока нейтронов может быть представлена в следующем виде:

$$\phi_K(r, z) = \varphi_K(r) \cos \frac{\pi z}{H_{AZ} + 2\delta_{\text{эф}, Z}},$$

где  $H_{AZ}$  – высота активной зоны;  $\delta_{\text{эф}, Z}$  – эффективная добавка в аксиальном направлении.

Подставляя  $\phi_K(r, z)$  в уравнение (5), получим:

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [r D_K(r) \frac{d\varphi_K(r)}{dr}] + [\Sigma_{cfd, K} + \omega_z^2 D_K(r)] \varphi_K(r) = \\
& = \frac{1}{K_{\text{эф}}} \chi_K \sum \nu \Sigma_{f, m}(r) \varphi_m(r) + \sum_{m=1}^{K-1} \Sigma^{m \rightarrow K}(r) \varphi_m(r), \quad (6)
\end{aligned}$$

где  $\omega_z^2 = \left( \frac{\pi}{H_{AZ} + 2\delta_{\text{эф}, Z}} \right)^2$  – баклинг (или лапласиан), описываю-

щий аксиальную утечку нейтронов из активной зоны.

Можно показать, что уравнение (6) может быть обобщено на случай произвольной одномерной геометрии (плоскость, цилиндр, сфера) и записано следующим образом:

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{r^\alpha} \frac{d}{dr} \left[ r^\alpha D_K(r) \frac{d\varphi_K(r)}{dr} \right] + [\Sigma_{cfid,K}(r) + \omega_z^2 D_K(r)] \varphi_K(r) = \\
& = \frac{1}{K_{\text{эф}}} \chi_K \sum \nu \Sigma_{f,m}(r) \varphi_m(r) + \sum_{m=1}^{K-1} \Sigma^{m \rightarrow K}(r) \varphi_m(r),
\end{aligned} \tag{7}$$

где  $\alpha$  – показатель геометрии, равный 0 для плоскости, 1 для цилиндра и 2 для сферы;  $\omega_z^2$  – баклинг, описывающий утечку нейтронов. Для плоскости и цилиндра  $\omega_z^2 = \left( \frac{\pi}{H_{\text{АЗ}}} + 2\delta_{\text{эф},Z} \right)^2$ , а для сферы  $\omega_z^2 = 0$ . В более общем случае значения аксиального баклинга  $\omega_z^2$  могут быть взяты из других, например, двумерных расчетов и введены в программу как исходные данные.

Физический смысл членов, входящих в уравнение (7), вполне объясним. Первый член левой части описывает перенос нейтронов в радиальном направлении, второй член – поглощение, замедление и утечку нейтронов в аксиальном направлении. Два члена правой части уравнения отвечают за генерацию нейтронов деления и «приход» нейтронов в рассматриваемую энергетическую группу из всех предшествующих за счет замедления.

Решение уравнения (7) осуществляется методом итераций источников, в соответствии с которым член, описывающий генерацию нейтронов деления, рассчитывается на нейтронных потоках предыдущей итерации:

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{r^\alpha} \left[ \frac{d}{dr} r^\alpha D_K(r) \frac{d\varphi_K^{(n)}}{dr} \right] + \\
& + [\Sigma_{cfid,K} + \omega_z^2 D_K(r)] \varphi_K^{(n)} = q_K^{(n-1)} + \sum_{m=1}^{K-1} \Sigma^{m \rightarrow K} \varphi_m^{(n)},
\end{aligned}$$

где  $n$  – номер текущей итерации источников;

$$q_K^{(n-1)}(r) = \frac{1}{K_{\text{эф}}^{(n-1)}} \chi_K \sum \nu \Sigma_{f,m} \varphi_m^{(n-1)}(r);$$

$$K_{\text{эф}}^{(n-1)} = \sum_m \int v \Sigma_{f,m}(r) \varphi_m^{(n-1)}(r) r^\alpha dr.$$

Процесс итераций продолжается до тех пор, пока значение  $K_{\text{эф}}$  не стабилизируется в рамках заданной точности  $\varepsilon$ , т.е.

$$\left| \frac{K_{\text{эф}}^{(n)} - K_{\text{эф}}^{(n-1)}}{K_{\text{эф}}^{(n)}} \right| \leq \varepsilon.$$

Таким образом, в рамках каждой итерации источников необходимо решить следующее уравнение:

$$-\frac{1}{r^\alpha} \left[ \frac{d}{dr} r^\alpha D_K(r) \frac{d\varphi_K}{dr} \right] + \Sigma_K(r) \varphi_K = q_K + \sum_{m=1}^{K-1} \Sigma^{m \rightarrow K} \varphi_m = q_K', \quad (8)$$

где  $\Sigma_K(r) = \Sigma_{\text{сfd},K}(r) + \omega_Z^2 D_K(r)$ , т.е. найти  $\varphi_K(r)$  при известной правой части. Правая часть известна, поскольку член источника нейтронов деления определяется на нейтронных потоках предыдущей итерации, а член прихода нейтронов в группу за счет замедления определяется на только что рассчитанных нейтронных потоках текущей итерации для предшествующих энергетических групп.

Первым шагом к решению уравнения (8) является получение его конечно-разностного аналога, т.е. замена непрерывной пространственной зависимости  $\varphi_K(r)$  значениями этой функции в дискретных пространственных точках. Для этого в каждой зоне системы вводится равномерная (т.е. с постоянным шагом) сетка пространственных точек. На границах раздела зон размещаются две точки с одинаковой координатой: одна слева от границы, другая – справа от нее, т.е. эти точки принадлежат разным зонам системы. Затем уравнение (8) интегрируется в окрестности произвольной точки  $l$ , т.е. в пределах интервала  $[r_l - 0,5\Delta r_i, r_l + 0,5\Delta r_i]$ , где  $r_l$  – координата точки, а  $\Delta r_i$  – шаг между точками в зоне  $i$ . Такое интегрирование приводит к следующим результатам:

$$\begin{aligned}
& \int \frac{1}{r^\alpha} \frac{d}{dr} r^\alpha D_K \frac{d\varphi_K}{dr} r^\alpha dr = (r^\alpha D_K \frac{d\varphi_K}{dr})_{l+0,5} - (r^\alpha D_K \frac{d\varphi_K}{dr})_{l-0,5} = \\
& = (r_l + 0,5 \Delta r_i)^\alpha D_{K,i} \frac{\varphi_{K,l+1} - \varphi_{K,l}}{\Delta r_i} - (r_l - 0,5 \Delta r_i)^\alpha D_{K,i} \frac{\varphi_{K,l} - \varphi_{K,l-1}}{\Delta r_i}; \\
& \int \Sigma_K(r) \varphi_K(r) r^\alpha dr = \Sigma_{K,i} \varphi_{K,l} r_l^\alpha \Delta r_i; \\
& \int q_K(r) r^\alpha dr = q_{K,l} r_l^\alpha \Delta r_i.
\end{aligned}$$

Окончательно конечно-разностный аналог уравнения (8) может быть записан в следующем 3-точечном виде (опуская индекс энергетической группы  $K$ ):

$$A_l \varphi_{l-1} + B_l \varphi_l + C_l \varphi_{l+1} = Q_l; \quad (9)$$

$$\text{где } A_l = -\frac{D_i}{\Delta r_i} (r_l - 0,5 \Delta r_i)^\alpha; \quad C_l = -\frac{D_i}{\Delta r_i} (r_l + 0,5 \Delta r_i)^\alpha;$$

$$B_l = \Sigma_i r_l^\alpha \Delta r_i + \frac{D_i}{\Delta r_i} [(r_l + 0,5 \Delta r_i)^\alpha + (r_l - 0,5 \Delta r_i)^\alpha];$$

$$Q_l = q_l r_l^\alpha \Delta r_i.$$

Итак, дифференциальное уравнение (8) преобразовалось в систему алгебраических уравнений (9), число которых равно количеству точек конечно-разностной сетки. Решение этой системы находится так называемым методом «двойной прогонки», суть которого заключается в следующем. Предположим, что значение плотности потока нейтронов в точке  $l$  может быть выражено через ее значение в следующей точке  $l+1$  следующим образом:

$$\varphi_l = \alpha_l \varphi_{l+1} + \beta_l. \quad (10)$$

Подставив это выражение в уравнение (9), получим систему рекуррентных уравнений для нахождения коэффициентов  $\alpha_l$  и  $\beta_l$  через их значения в предыдущей точке  $\alpha_{l-1}$  и  $\beta_{l-1}$ :

$$\begin{aligned}
A_l (\alpha_{l-1} \varphi_l + \beta_{l-1}) + B_l \varphi_l + C_l \varphi_{l+1} &= Q_l; \\
(A_l \alpha_{l-1} + B_l) \varphi_l &= -C_l \varphi_{l+1} + (Q_l - A_l \beta_{l-1});
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\alpha_l &= -\frac{C_l}{A_l \alpha_{l-1} + B_l}; \\
\beta_l &= \frac{Q_l - A_l \beta_{l-1}}{A_l \alpha_{l-1} + B_l}.
\end{aligned} \tag{11}$$

Для того чтобы начать вычисления коэффициентов  $\alpha_l, \beta_l$  во всех пространственных точках системы, необходимо определить их значения в первой точке (значения  $\alpha_1, \beta_1$ ), а затем использовать рекуррентные соотношения (11).

Для вычисления значений  $\alpha_1$  и  $\beta_1$  применяется краевое условие уравнения (1) в центре системы. В большинстве случаев расчета БР и ЭЛЯУ – это условие симметрии нейтронного потока, т.е.  $\nabla_r \varphi_K(r=0) = 0$ .

Интегрируя уравнение (8) в окрестности первой точки (она размещена на расстоянии полшага от центра системы), можно получить соотношение:

$$[\Sigma_1 (0,5)^\alpha \Delta r_1^2 - D_1] \varphi_1 = q_1 (0,5)^\alpha \Delta r_1^2 - D_1 \varphi_2;$$

то есть

$$\begin{aligned}
\alpha_1 &= \frac{D_1}{D_1 - \Sigma_1 (0,5)^\alpha \Delta r_1^2}; \\
\beta_1 &= \frac{q_1 (0,5)^\alpha \Delta r_1^2}{\Sigma_1 (0,5)^\alpha \Delta r_1^2 - D_1}.
\end{aligned}$$

Теперь, используя рекуррентные соотношения (11), можно определить значения коэффициентов  $\alpha_l, \beta_l$  во всех точках первой зоны, кроме последней точки. Последняя точка первой зоны  $n$  и первая точка второй зоны  $n+1$  имеют одну и ту же координату

$r_n = r_{n+1}$ , но расположены по разные стороны границы раздела зон. Для определения значений  $\alpha_l, \beta_l$  в последней точке первой зоны и в первой точке второй зоны используются условия непрерывности плотности потока и тока нейтронов на границе раздела зон:

$$\begin{aligned}\varphi(r_n) &= \varphi(r_{n+1}); \\ D_1 \nabla_r \varphi(r_n) &= D_2 \nabla_r \varphi(r_{n+1}).\end{aligned}$$

Из условия непрерывности плотности потока нейтронов следует, что  $\alpha_n = 1; \beta_n = 0$ .

Условие непрерывности тока нейтронов позволяет определить значения  $\alpha_{n+1}$  и  $\beta_{n+1}$  следующим образом. Уравнение (8) необходимо проинтегрировать сначала слева от границы зоны, т.е. в интервале  $[r_n - 0,5 \Delta r_1, r_n]$ , а потом справа от границы зоны, т.е. в интервале  $[r_{n+1}, r_{n+1} + 0,5 \Delta r_2]$ , и результаты сложить.

Первое интегрирование дает:

$$-r_n^\alpha D_1 \left( \frac{d\varphi}{dr} \right)_n + r_{n-0,5}^\alpha D_1 \frac{\varphi_n - \varphi_{n-1}}{\Delta r_1} + 0,5 \Sigma_1 \varphi_n r_n^\alpha \Delta r_1 = 0,5 q_n r_n^\alpha \Delta r_1.$$

Второе интегрирование дает:

$$\begin{aligned}-r_{n+1,5}^\alpha D_2 \frac{\varphi_{n+2} - \varphi_{n+1}}{\Delta r_2} + r_{n+1}^\alpha D_2 \left( \frac{d\varphi}{dr} \right)_{n+1} + \\ + 0,5 \Sigma_2 \varphi_{n+1} r_{n+1}^\alpha \Delta r_2 = 0,5 q_{n+1} r_{n+1}^\alpha \Delta r_2.\end{aligned}$$

После сложения результатов интегрирования получим:

$$\begin{aligned}2 \left( \frac{r_{n-0,5}}{r_n} \right)^\alpha D_1 \frac{\varphi_n - \varphi_{n-1}}{\Delta r_1} + 2 \left( \frac{r_{n+1,5}}{r_n} \right)^\alpha D_2 \frac{\varphi_{n+1} - \varphi_{n+2}}{\Delta r_2} + \\ + (\Sigma_1 \Delta r_1 + \Sigma_2 \Delta r_2) \varphi_n = q_n \Delta r_1 + q_{n+1} \Delta r_2.\end{aligned}$$



Учитывая, что

$$\varphi_{n+1} = \varphi_N, \alpha \varphi_{m-1} = \alpha_{m-1} \varphi_m + \beta_{m-1} = \alpha_{m-1} \varphi_{m+1} + \beta_{m-1},$$

можно связать значения  $\varphi_{n+1}$  и  $\varphi_{n+2}$  следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \varphi_{n+1} [2(\frac{r_{n-0,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_1}{\Delta r_1} (1 - \alpha_{n-1}) + 2(\frac{r_{n+1,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_2}{\Delta r_2} + \Sigma_1 \Delta r_1 + \Sigma_2 \Delta r_2] = \\ = \varphi_{n+2} [2(\frac{r_{n+1,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_2}{\Delta r_2}] + (q_n \Delta r_1 + q_{n+1} \Delta r_2) + 2(\frac{r_{n-0,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_2}{\Delta r_2} \beta_{n-1}. \end{aligned}$$

Из последнего уравнения легко найти значения коэффициентов  $\alpha_l, \beta_l$  в первой точке второй зоны:

$$\alpha_{n+1} = \frac{2(\frac{r_{n+1,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_2}{\Delta r_2}}{2(\frac{r_{n-0,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_1}{\Delta r_1} (1 - \alpha_{n-1}) + 2(\frac{r_{n+1,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_2}{\Delta r_2} + \Sigma_1 \Delta r_1 + \Sigma_2 \Delta r_2}; \quad (12)$$

$$\beta_{n+1} = \frac{q_n \Delta r_1 + q_{n+1} \Delta r_2 + 2(\frac{r_{n-0,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_1}{\Delta r_1}}{2(\frac{r_{n-0,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_1}{\Delta r_1} (1 - \alpha_{n-1}) + 2(\frac{r_{n+1,5}}{r_n})^\alpha \frac{D_2}{\Delta r_2} + \Sigma_1 \Delta r_1 + \Sigma_2 \Delta r_2}.$$

Затем, можно снова воспользоваться рекуррентными формулами (11) для нахождения значений коэффициентов  $\alpha_l, \beta_l$  во всех точках второй зоны, кроме последней ее точки. В последней точке этой зоны коэффициентов  $\alpha = 1, \beta = 0$ , а в первой точке следующей зоны надо воспользоваться соотношениями (12). В результате использования такого алгоритма в каждой зоне можно будет найти значения коэффициентов  $\alpha_l, \beta_l$  для всех пространственных точек системы.

Таким образом, так называемой «прямой» прогонкой, т.е. в направлении от центра к периферии, вычисляются коэффициенты  $\alpha_l, \beta_l$  для уравнения (10). Но для того чтобы воспользоваться этим уравнением, необходимо «зацепиться» за значение плотности потока нейтронов в последней точке системы и рассчитать значения  $\phi_l$  во всех предыдущих точках уже в направлении от периферии к центру, т.е. осуществить «обратную» прогонку.

Значение плотности потока нейтронов в последней точке может быть найдено из краевого условия задачи. Например, в большинстве расчетов используется нулевое граничное условие, т.е.  $\phi_N = 0$ , где  $N$  – номер последней пространственной точки, находящейся на экстраполированной границе системы. Тогда, используя уравнение (10), можно найти значения  $\phi_l$  во всех предшествующих точках. Однако программа TIME26 делает возможным использование и другого краевого условия, а именно условия симметрии на границе реактора, т.е.  $\nabla_r \phi(r_N) = 0$ . Для нахождения значения  $\phi_N$  необходимо проинтегрировать уравнение (8) в окрестности последней точки. В этом случае она отстоит на полшага от границы системы, то есть интегрирование производится в интервале  $[r_N - 0,5 \Delta r_i, r_N + 0,5 \Delta r_i]$ . Интегрирование дает следующий результат:

$$(r^\alpha D_i \frac{d\phi}{dr})_{N-0,5} + \Sigma_i \phi_N r_N^\alpha \Delta r_i = q_N r_N^\alpha \Delta r_i.$$

Поскольку  $\frac{d\phi}{dr}(r_{N-0,5}) = \frac{\phi_N - \phi_{N-1}}{\Delta r_i} = \frac{\phi_N (1 - \alpha_{N-1}) - \beta_{N-1}}{\Delta r_i}$ , значение  $\phi_N$  может быть вычислено по следующей формуле:

$$\phi_N = \frac{q_N + (\frac{r_{N-0,5}}{r_N})^\alpha \frac{D_i}{\Delta r_i^2} \beta_{N-1}}{(\frac{r_{N-0,5}}{r_N})^\alpha \frac{D_i}{\Delta r_i^2} (1 - \alpha_{N-1}) + \Sigma_i}.$$

Итак, «прямой» прогонкой, т.е. в направлении от центра к периферии, находятся значения коэффициентов  $\alpha_l$  и  $\beta_l$  во всех пространственных точках системы. Затем, из краевых условий определяется значение плотности потока нейтронов в последней точке системы, и «обратной» прогонкой, т.е. в направлении от периферии к центру, вычисляются значения  $\varphi_l$  во всех точках. Этот алгоритм и получил название метода «двойной» прогонки.

## 1.2. Решение уравнений кинетики изотопного состава

Ключевым моментом в решении уравнения (3), описывающего временное поведение концентраций изотопов  $\vec{\rho}(t)$  при работе системы на постоянной мощности, является вычисление экспоненциальной матрицы  $\exp(\hat{A}\Delta t)$ . Постоянство мощности системы в пределах временного интервала  $\Delta t$  означает то, что элементы матрицы  $\hat{A}$  также не зависят от времени.

Для большинства цепочек изотопных переходов, имеющих место при работе БР или ЭЛЯУ на мощности, матрица  $\hat{A}$  может быть записана в нижнетреугольном виде, то есть ее элементы  $a_{i,j} = 0$  при  $i < j$ . Хотя программа ТИМЕ26 способна решать уравнения выгорания и для произвольной матрицы, здесь будет описан алгоритм вычисления экспоненты от нижнетреугольной матрицы  $\hat{A}$ .

Известно, что матрицу  $\hat{A}$  можно представить в следующем виде:

$$\hat{A} = \hat{D} \text{diag}(\lambda) \hat{D}^{-1};$$

где  $\hat{D}$  – матрица, столбцами которой являются собственные векторы матрицы  $\hat{A}$ ;  $\text{diag}(\lambda)$  – диагональная матрица, элементами которой являются собственные значения матрицы  $\hat{A}$ .

Нетрудно показать, что, если известны собственные векторы и собственные значения  $\lambda$  матрицы  $\hat{A}$ , то экспонента от нее может быть вычислена следующим образом:

$$\exp(\hat{A}) = \hat{D} \operatorname{diag}[\exp(\lambda)] \hat{D}^{-1}. \quad (13)$$

Действительно:

$$\begin{aligned} \exp(\hat{A}) &= \hat{E} + \hat{A} + \frac{\hat{A}^2}{2!} + \dots + \frac{\hat{A}^n}{n!} = \hat{D}\hat{E}\hat{D}^{-1} + \hat{D} \operatorname{diag}(\lambda) \hat{D}^{-1} + \\ &+ \hat{D} \operatorname{diag}\left(\frac{\lambda^2}{2!}\right) \hat{D}^{-1} + \dots + \hat{D} \operatorname{diag}\left(\frac{\lambda^n}{n!}\right) \hat{D}^{-1} = \\ &= \hat{D} \operatorname{diag}[\exp(\lambda)] \hat{D}^{-1}. \end{aligned}$$

В случае нижнетреугольной матрицы определение ее собственных значений и собственных векторов существенно упрощается. Легко показать, что собственными значениями нижнетреугольной матрицы являются ее диагональные элементы  $a_{i,i}$ , а элементы матриц  $\hat{D}$  и  $\hat{D}^{-1}$  можно вычислить по следующим формулам:

$$\begin{aligned} (\hat{D})_{i,j} = d_{i,j} &= \frac{\sum_{l=j}^{i-1} a_{i,l} d_{l,j}}{a_{j,j} - a_{i,i}}; \quad d_{i,i} = 1; \\ (\hat{D}^{-1})_{i,j} = d_{i,j}' &= \frac{\sum_{l=j+1}^i a_{l,j} d_{i,l}'}{a_{i,i} - a_{j,j}}; \quad d_{i,i}' = 1. \end{aligned}$$

После определения экспоненты от матрицы  $\hat{A} \Delta t$  новый изотопный состав может быть определен по формуле:

$$\bar{\rho}(t_0 + \Delta t) = \exp(\hat{A} \Delta t) \bar{\rho}(t_0).$$

### 1.3. Расчет интенсивности источника электроядерных нейтронов в мишени ЭЛЯУ

Как уже упоминалось выше, для нейтронно-физических расчетов ЭЛЯУ необходимо вычислить интенсивность генерации ЭЯ-нейтронов в мишени, бомбардируемой ускоренными протонами. Пространственно-энергетическое распределение скорости генерации ЭЯ-нейтронов в первую очередь зависит от тока пучка протонов  $I_p$ , от среднего количества нейтронов  $C_{n/p}$ , генерируемых в мишени одним протоном, и от объема мишени  $V_{\text{миш}}$ . Если эти величины известны, то скорость генерации ЭЯ-нейтронов в единице объема мишени может быть определена следующим образом:

$$Q_{\text{ЭЯ}} \left[ \frac{\text{н}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right] = \frac{I_p \left[ \frac{\text{протон}}{\text{с}} \right] \cdot C_{n/p} \left[ \frac{\text{нейтрон}}{\text{протон}} \right]}{V_{\text{миш}} [\text{см}^3]}.$$

Предполагается, что источник ЭЯ-нейтронов равномерно распределен по объему мишени, т.е.  $Q_{\text{ЭЯ}}(r) = Q_{\text{ЭЯ}}$  во всех точках первой зоны системы.

В программе TIME26 ток пучка протонов задается в амперах, а интенсивность источника ЭЯ-нейтронов определяется в единицах  $\left[ \frac{\text{нейтрон}}{\text{барн} \cdot \text{см} \cdot \text{сутки}} \right]$ . Поскольку 1 ампер =  $6,25 \cdot 10^{18}$  протон/с, 1 барн =  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>, а одни сутки =  $8,64 \cdot 10^4$  с, то

$$Q_{\text{ЭЯ}} \left[ \frac{\text{нейтрон}}{\text{барн} \cdot \text{см} \cdot \text{сутки}} \right] = 0,54 \times \frac{I_p [\text{ампер}] \cdot C_{n/p}}{V_{\text{миш}} [\text{см}^3]}.$$

Что касается энергетического распределения источника ЭЯ-нейтронов, то здесь используется оптическая модель ядра с эффективной температурой  $T$ . В рамках этой модели доля ЭЯ-нейтронов,

принадлежащих энергетической группе  $m$  с верхней границей  $E_m$  и нижней границей  $E_{m+1}$ , равна

$$\chi_m = \left( \frac{E_{m+1}}{kT} + 1 \right) \cdot \exp\left( -\frac{E_{m+1}}{kT} \right) - \left( \frac{E_m}{kT} + 1 \right) \cdot \exp\left( -\frac{E_m}{kT} \right).$$

Итак, пространственно-энергетическое распределение интенсивности источника ЭЯ-нейтронов в мишени определяется как

$$q_{\text{ЭЯ},m}(r) \left[ \frac{\text{нейтрон}}{\text{барн} \cdot \text{см} \cdot \text{сутки}} \right] = \chi_m \cdot Q_{\text{ЭЯ}},$$

но только для тех точек, которые находятся в первой зоне. В остальных зонах ЭЛЯУ источник ЯЭ-нейтронов отсутствует.

Что касается итераций источников при решении неоднородного уравнения (2), решением которого является пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в ЭЛЯУ, то в этом случае на каждой итерации решается то же уравнение (8), но с правой частью:

$$q_K^{(n-1)}(r) = \chi_K \sum_m v \Sigma_{f,m} \Phi_m^{(n-1)}(r) + q_{\text{ЭЯ},m}(r).$$

Соответственно изменяется и критерий сходимости итераций источников:

$$\left| \frac{K'_{\text{эф}}^{(n)} - K'_{\text{эф}}^{(n-1)}}{K'_{\text{эф}}^{(n)}} \right| \leq \varepsilon;$$

где  $K'_{\text{эф}}^{(n)} = \int \sum_m [v \Sigma_{f,m} \Phi_m^{(n)}(r) + q_{\text{ЭЯ},m}(r)] r^\alpha dr$ .

#### 1.4. Расчет производной $K_{эф}$ по концентрации нуклида

В программе TIME26 имеется возможность оценить чувствительность эффективного коэффициента размножения нейтронов  $K_{эф}$  к изменению концентрации изотопа  $l$  в зоне  $i$ . Для этого рассчитывается производная  $K_{эф}$  по концентрации  $\rho_{l,i}$  с использованием теории малых возмущений.

Уравнения для плотности потока и ценности нейтронов могут быть записаны в следующей операторной форме:

$$\hat{L} \varphi = \frac{1}{K_{эф}} \cdot \hat{Q} \varphi;$$

$$\hat{L}^+ \varphi^+ = \frac{1}{K_{эф}} \cdot \hat{Q}^+ \varphi^+.$$

Умножим первое уравнение на  $\varphi^+$ , проинтегрируем по всему объему реактора и просуммируем по всем энергетическим группам:

$$\{\varphi^+ \hat{L} \varphi\} = \frac{1}{K_{эф}} \cdot \{\varphi^+ \hat{Q} \varphi\},$$

где фигурные скобки означают интегрирование по объему реактора и суммирование по энергетическим группам. Тогда

$$\frac{1}{K_{эф}} = \frac{\{\varphi^+ \hat{L} \varphi\}}{\{\varphi^+ \hat{Q} \varphi\}}.$$

Найдем вариацию этого дробно-билинейного функционала:

$$\delta\left(\frac{1}{K_{эф}}\right) = \frac{1}{K_{эф}} \cdot \left[ \frac{\{\varphi^+ \delta \hat{L} \varphi\}}{\{\varphi^+ \hat{L} \varphi\}} - \frac{\{\varphi^+ \delta \hat{Q} \varphi\}}{\{\varphi^+ \hat{Q} \varphi\}} \right] =$$

$$\frac{\{\varphi^+ \delta \hat{L} \varphi\} - \frac{1}{K_{\text{эф}}} \cdot \{\varphi^+ \delta \hat{Q} \varphi\}}{\{\varphi^+ \hat{Q} \varphi\}}.$$

Вариации, присутствующие в этом уравнении, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \delta\left(\frac{1}{K_{\text{эф}}}\right) &= \frac{\partial\left(\frac{1}{K_{\text{эф}}}\right)}{\partial\rho_{l,i}} \cdot \delta\rho_{l,i}; \\ \delta\hat{L} &= \frac{\partial\hat{L}}{\partial\rho_{l,i}} \cdot \delta\rho_{l,i}; \\ \delta\hat{Q} &= \frac{\partial\hat{Q}}{\partial\rho_{l,i}} \cdot \delta\rho_{l,i}. \end{aligned}$$

Используя эти выражения, можно получить формулу для расчета частной производной  $K_{\text{эф}}$  по концентрации  $\rho_{l,i}$ :

$$\frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial\rho_{l,i}} = -K_{\text{эф}}^2 \cdot \frac{\partial\left(\frac{1}{K_{\text{эф}}}\right)}{\partial\rho_{l,i}} = -K_{\text{эф}}^2 \cdot \frac{\left\{\varphi^+ \frac{\partial\hat{L}}{\partial\rho_{l,i}} \varphi\right\} - \frac{1}{K_{\text{эф}}} \cdot \left\{\varphi^+ \frac{\partial\hat{Q}}{\partial\rho_{l,i}} \varphi\right\}}{\{\varphi^+ \hat{Q} \varphi\}}. \quad (14)$$

Поскольку операторы  $\hat{L}$  и  $\hat{Q}$  являются операторами многогруппового диффузионного приближения, члены уравнения (14), включающие производные этих операторов, можно представить в следующем виде:



$$\begin{aligned}
\left\{ \varphi^+ \frac{\partial \hat{L}}{\partial \rho_{l,i}} \varphi \right\} &= \sum_K \left[ \frac{\partial D_{k,i}}{\partial \rho_{l,i}} \cdot \int_{\Delta R_i} \nabla \varphi_k \nabla \varphi_k^+ r^\alpha dr + \right. \\
&+ \left( \frac{\partial \Sigma_{cfd,k,i}}{\partial \rho_{l,i}} + \omega^2 \cdot \frac{\partial D_{k,i}}{\partial \rho_{l,i}} \right) \cdot \int_{\Delta R_i} \varphi_k \varphi_k^+ r^\alpha dr - \\
&\quad \left. - \sum_{K'=1}^{K-1} \frac{\partial \Sigma_i^{k' \rightarrow k}}{\partial \rho_{l,i}} \cdot \int_{\Delta R_i} \varphi_{k'} \varphi_k^+ r^\alpha dr \right]; \\
\left\{ \varphi^+ \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \rho_{l,i}} \varphi \right\} &= \sum_K \chi_k \sum_{k'} \frac{\partial \nu \Sigma_{f,k',i}}{\partial \rho_{l,i}} \cdot \int_{\Delta R_i} \varphi_{k'} \varphi_k^+ r^\alpha dr,
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\frac{\partial D_{k,i}}{\partial \rho_{l,i}} &= -3 D_{k,i}^2 \cdot \sigma_{tr,k,l}; & \frac{\partial \Sigma_{cfd,k,i}}{\partial \rho_{l,i}} &= \sigma_{cfd,k,l}; \\
\frac{\partial \Sigma_i^{k' \rightarrow k}}{\partial \rho_{l,i}} &= \sigma_l^{k' \rightarrow k}; & \frac{\partial \nu \Sigma_{f,k',i}}{\partial \rho_{l,i}} &= \nu \sigma_{f,k',l}.
\end{aligned}$$

Знаменатель в уравнении (14) называют ценностью нейтронов деления (ЦНД) и вычисляют по следующей формуле:

$$\text{ЦНД} = \{ \varphi^+ \hat{Q} \varphi \} = \sum_k \chi_k \sum_{k'} \sum_i \nu \Sigma_{f,k',i} \cdot \int_{\Delta R_i} \varphi_{k'} \varphi_k^+ r^\alpha dr.$$

### 1.5. Расчет эффективной доли запаздывающих нейтронов и времени жизни мгновенных нейтронов

Поскольку программа TIME26 способна рассчитывать функции плотности потока  $\varphi_k(r)$  и ценности  $\varphi_k^+(r)$  нейтронов, то в рамках этой программы могут быть определены и некоторые параметры, характеризующие динамические свойства БР или ЭЛЯУ. В частно-

сти, в состав программы TIME26 входит подпрограмма DKRO, которая может рассчитывать время жизни мгновенных нейтронов  $\Lambda_{\text{мгнов}}$  и эффективную долю запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}$ . Согласно уравнениям динамики реакторов в точечном приближении эти параметры могут быть вычислены по следующим формулам:

$$\Lambda_{\text{мгнов}} = \frac{1}{\text{ЦНД}} \cdot \sum_{l=1}^{26} \frac{1}{v_k} \cdot \sum_i \int_{\Delta R_i} \varphi_k \varphi_k^+ r^\alpha dr;$$

$$\beta_{\text{эф}} = \frac{1}{\text{ЦНД}} \cdot \sum_L \frac{\bar{v}_{d,l}}{\bar{v}_l} \cdot \sum_{m=1}^6 \beta_{m,l} \cdot \sum_{k=1}^{26} \chi'_{m,k} \cdot \sum_{k'=1}^{26} v \sigma_{f,k',l} \cdot \sum_i \rho_{l,i} \int_{\Delta R_i} \varphi_{k'} \varphi_k^+ r^\alpha dr,$$

где  $k, k'$  – номера энергетических групп (всего – 26 групп);  $m$  – номер временной группы запаздывающих нейтронов (всего – 6 групп);  $v_k$  – средняя скорость нейтронов в энергетической группе  $k$ ;  $\bar{v}_{d,l}$  – среднее количество запаздывающих нейтронов, образующихся при одном делении изотопа  $l$ ;  $\bar{v}_l$  – среднее количество мгновенных нейтронов, образующихся при одном делении изотопа  $l$ ;  $\beta_{m,l}$  – доля запаздывающих нейтронов временной группы  $m$ , образующихся при делении изотопа  $l$ ;  $\left( \sum_m \beta_{m,l} = 1 \right)$ ;  $\chi'_{m,k}$  – доля запаздывающих нейтронов, принадлежащих временной группе  $m$  и энергетической группе  $k$ ;  $\left( \sum_k \chi'_{m,k} = 1 \right)$ .

## 1.6. Приближенный расчет пространственного распределения жестких гамма-квантов

Основную роль в процессах изменения изотопного состава БР или ЭЛЯУ (выгорание первичного и накопление вторичного ядерного топлива, образование продуктов деления) играют нейтронные реакции, связанные с радиационным захватом нейтронов и делени-

ем тяжелых ядер. Но в некоторых задачах выгорания важную роль играют и другие реакции, например  $(n,2n)$  и  $(\gamma,n)$ -реакции. Обе эти реакции носят пороговый характер, т.е. их микросечения резко увеличиваются при энергиях, превышающих некое пороговое значение (примерно 6-7 МэВ). Еще одно сходство этих реакций состоит в том, что обе они приводят к тому, что изотоп  $(A,Z)$  превращается в изотоп  $(A-1,Z)$ ; в противоположность  $(n,\gamma)$ -реакции, которая превращает изотоп  $(A,Z)$  в изотоп  $(A+1,Z)$ .

Нейтроны с энергией выше порога  $(n,2n)$ -реакции входят в первую энергетическую группу библиотеки оцененных ядерных данных БНАБ, используемой программой TIME26. Следовательно, скорость  $(n,2n)$ -реакции может быть рассчитана как произведение  $\sigma(n,2n)_l \times \bar{\varphi}_{1,i}$ , где  $\sigma(n,2n)_l$  – среднее микросечение  $(n,2n)$ -реакции нуклида  $l$ ;  $\bar{\varphi}_{1,i}$  – средняя плотность потока нейтронов первой энергетической группы в зоне  $i$ .

Аналогично, для определения скорости  $(\gamma,n)$ -реакции необходимо знать ее среднее микросечение  $\sigma(\gamma,n)$  и  $\bar{\varphi}_{\gamma,i}$  – среднюю плотность потока гамма-квантов в зоне  $i$ . Для расчета пространственного распределения жестких, надпороговых гамма-квантов в программе TIME26 используется следующее предположение: гамма-кванты поглощаются или становятся подпороговыми в пределах той зоны, где они образовались, т.е. миграция гамма-квантов из одной зоны системы в другую считается пренебрежимо малой.

В рамках этого упрощения средняя плотность потока жестких гамма-квантов в зоне  $i$  может быть вычислена следующим образом:

$$\bar{\varphi}_{\gamma,i} = \frac{q(n,\gamma)_i + q(n,f)_i}{\Sigma(r,\gamma)_i},$$

где  $q(n,\gamma)_i, q(n,f)_i$  – средние скорости генерации жестких гамма-квантов в единице объема зоны  $i$  в  $(n,\gamma)$  и  $(n,f)$ -реакциях, соответственно;  $\Sigma(r,\gamma)_i$  – макросечение выведения жестких гамма-квантов

из надпорогового диапазона в зоне  $i$  в результате захвата или замедления.

Скорости генерации жестких гамма-квантов рассчитываются по следующим формулам:

$$q(n, \gamma)_i = \sum_l \chi(n, \gamma)_l \rho_{l,i} \sum_k \sigma_{c,k,l} \cdot \bar{\Phi}_{k,i};$$

$$q(n, f)_i = \sum_l \chi(n, f)_l \rho_{l,i} \sum_k \sigma_{f,k,l} \cdot \bar{\Phi}_{k,i},$$

где  $\chi(n, \gamma)_l, \chi(n, f)_l$  – доли надпороговых гамма-квантов, образующихся в  $(n, \gamma)$  и  $(n, f)$ -реакциях, соответственно, изотопа  $l$ ;  $\bar{\Phi}_{k,i}$  – средняя плотность потока нейтронов в энергетической группе  $k$  и в зоне  $i$ .

Макросечение выведения жестких гамма-квантов из надпорогового диапазона определяется стандартным образом:

$$\Sigma(r, \gamma)_i = \sum_l \sigma(r, \gamma)_l \cdot \rho_{l,i}.$$

### 1.7. Задание исходных данных для программы TIME26

Перед началом работы с программой TIME26 необходимо подготовить файл исходных данных, содержащий информацию о размерах и составе системы, об изотопных переходах, которые следует учитывать при анализе выгорания топлива, и о многих других параметрах системы. Файлы исходных данных присутствуют в директории, содержащей модули программы TIME26, поскольку эта программа уже многократно применялась в расчетных исследованиях БР и ЭЛЯУ. Поэтому любой подобный файл может быть использован в качестве шаблона, в который надо только внести изменения, соответствующие поставленной задаче.

Подготовка файла исходных данных является обязательным предварительным этапом, потому что первым обращением к поль-

зователю от запущенной программы будет: «Назовите имя файла исходных данных». Пользователь должен будет набрать имя файла исходных данных и передать его ПЭВМ. Если имя набрано неправильно, или если файл с таким именем отсутствует в директории программы, то на экран поступит соответствующее сообщение. Пользователь может три раза попытаться набрать правильное имя файла; после неудачной третьей попытки программа аварийно заканчивает работу.

Если же имя файла исходных данных набрано правильно, то на экран ПЭВМ поступит сообщение: «Назовите имя файла для результатов расчета». Здесь пользователь может назвать любое имя для файла, в который будет заноситься выходная информация программы.

Вернемся к подготовке файла исходных данных. Желательно, чтобы пользователь скопировал любой из уже имеющихся в директории файл исходных данных с новым именем и затем вносил в него изменения, соответствующие решаемой задаче. Кроме исходных данных, характеризующих рассматриваемую систему, в этот файл необходимо внести определенную информацию о том, какие параметры системы должны содержаться в файле результатов расчета.

Ниже будут перечислены параметры, которые необходимо включить в файл исходных данных.

1. IS – идентификатор, характеризующий тип решаемой задачи о переносе нейтронов. Поскольку программа TIME26 способна решать задачу о пространственно-энергетическом распределении плотности потока нейтронов и о пространственно-энергетическом распределении ценности нейтронов, то идентификатор IS используется для того, чтобы указать программе, какую задачу переноса она должна рассматривать. Если  $IS = 1$ , то программа решает задачу о пространственно-энергетическом распределении плотности потока нейтронов. Если же  $IS = 0$ , то программа решает задачу о пространственно-энергетическом распределении ценности нейтронов. В большинстве случаев пользователем ставится задача о пространственно-энергетическом распределении плотности потока нейтронов, т.е. нужно задать  $IS = 1$ .

2.  $T$  – продолжительность (в сутках) периода работы системы, в течение которого изучается временное поведение ее параметров.

3.  $NT$  – количество временных точек, в которых будет пересчитываться пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов и эффективный коэффициент размножения нейтронов  $K_{эф}$  системы. Этот идентификатор используется для того, чтобы вычислить длительность  $NT$  работы системы, в течение которого пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов считается не зависящим от времени:  $NT=T/(NT-1)$ .

4.  $WT$  – тепловая мощность системы (в мегаваттах). Она используется для нормировки плотности потока нейтронов при расчете выгорания топлива БР. Если объектом исследования является ЭЛЯУ, то  $WT$  может быть задана любой, поскольку абсолютные значения плотности потока нейтронов определяются величиной тока пучка протонов, бомбардирующих мишень.

5.  $CURR$  – ток пучка протонов (в амперах). Если объектом исследования является не ЭЛЯУ, а БР, то следует задать  $CURR = 0$ .

6.  $EPROT$  – энергия протонов (в мегаэлектронвольтах). Этот параметр используется только при расчетах ЭЛЯУ. При расчетах БР значение  $EPROT$  может быть задано любым.

7.  $CPN$  – среднее количество нейтронов, образующихся в мишени, бомбардируемой ускоренными протонами, в расчете на один протон. Этот параметр используется только при расчетах ЭЛЯУ. При расчетах БР значение  $CPN$  может быть задано любым.

8.  $NI$  – количество геометрических зон в системе (не больше 20).

9.  $IGA$  – индикатор типа геометрии (параметр  $\alpha$  в уравнениях переноса). Программа  $TIME26$  рассматривает только одномерные геометрические системы. Поэтому возможны только три варианта: 1) плоскость ( $IGA = 0$ ); 2) цилиндр ( $IGA = 1$ ); 3) сфера ( $IGA = 2$ ).

10.  $IC$ ,  $IB$  – индикаторы краевых условий на внешних границах системы. Индикатор  $IC$  отвечает за краевое условие на левой границе системы,  $IB$  – на правой границе. Возможны два варианта краевых условий: 1) условие границы с вакуумом, т.е. плотность потока нейтронов на границе равна нулю ( $IC = 0$  или  $IB = 0$ ); 2) ус-

ловие симметрии, т.е. градиент плотности потока нейтронов на границе равен нулю ( $IC = 1$  или  $IB = 1$ ).

11. NR(20) – массив, каждый элемент которого равен количеству пространственных точек в соответствующей геометрической зоне системы. Полное количество пространственных точек не должно превышать 200.

12. R(20) – массив, каждый элемент которого равен толщине (в см) соответствующей геометрической зоны.

13. IBG – идентификатор, характеризующий способ учета утечки нейтронов в направлении, перпендикулярном к рассматриваемому, т.е. в аксиальном направлении для плоскости и цилиндра (в сфере альтернативное направление утечки нейтронов вообще отсутствует).

Если  $IBG = 0$ , то  $\omega_Z^2 = 0$  или задается пользователем (смотри описание массива BGG) из других расчетов (например, из двумерных).

Если  $IBG=1$ , то  $\omega_Z^2 = \left(\frac{\pi}{H + 2\delta_{эф}}\right)^2$ ; где  $H$  – высота системы;

$\delta_{эф}$  – эффективная добавка.

Если  $IBG=2$ , то  $\omega_Z^2 = \left(\frac{2,405}{H + \delta_{эф}}\right)^2$ . Этот случай соответствует

радиальной утечке нейтронов из цилиндра, для которого рассчитывается аксиальное распределение нейтронов.

14. HR – высота системы (в см).

15. DEF – эффективная добавка (в см).

16. BGG(20) – массив, каждый элемент которого равен аксиальному лапласиану  $\omega_Z^2$  (в  $1/\text{см}^2$ ) в соответствующей геометрической зоне. Массив задается пользователем в варианте  $IBG = 0$ .

17. EPS – относительная точность сходимости итераций источников при определении эффективного коэффициента размножения нейтронов  $K_{эф}$ ; иначе говоря, точность определения  $K_{эф}$  системы.

18. EPS1 – относительная точность выведения системы на значение  $K_{эф}$ , заданное пользователем (например,  $K_{эф} = 1,025$  для БР или  $K_{эф} = 0,95$  для ЭЛЯУ).

19. EFK – заданное значение  $K_{эф}$ , на которое система должна быть выведена соответствующим изменением состава зон.

20. NK1(5,2,20) – массив, указывающий изотопы и зоны, участвующие в выведении системы на заданное значение  $K_{эф}$ . Более подробно процесс выведения системы на заданное  $K_{эф}$  описан в разделе 1. Массив NK1 указывает номера 5 «активных» и 5 «пассивных» изотопов для каждой зоны, участвующей в этом процессе. Если состав зоны не должен меняться при выведении на нужное  $K_{эф}$ , то соответствующие 10 номеров задаются равными нулю.

21. EF(30) – массив выходов продуктов деления в расчете на одну ( $n,f$ )-реакцию. Первоначально этот массив предназначался для расчетов накопления нескольких продуктов деления с индивидуальными значениями их выходов. В реальности, библиотека БНАБ содержит данные по продуктам деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в форме единого «эффективного осколка» (FP35 и FP39) без подробной изотопной детализации. В этом случае выход этого «эффективного продукта деления» задается пользователем равным единице.

22. BETA(30) – массив постоянных распада изотопов, т.е.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \left( \frac{1}{\text{сутки}} \right).$$

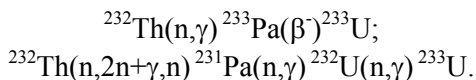
23. C(30) – массив констант, используемых для изменения концентраций «активных» изотопов при выведении системы на заданное пользователем значение  $K_{эф}$  (более подробно описано в разделе 1).

24. IROT(6,30,5) – массив, указывающий последовательность изотопных переходов в цепочке выгорания топлива. Для каждого изотопа (их количество не должно превышать 30), участвующего в цепочке выгорания топлива, пользователь должен задать следующие 6 чисел (первый индекс массива): 1) номер данного изотопа в библиотеке БНАБ или в дополнительной библиотеке; 2) номер изотопа в цепочке, получающегося из данного в результате ( $n,\gamma$ )-реакции; 3) номер изотопа в цепочке, получающегося из данного в результате ( $n,2n$ )-реакции; 4) номер изотопа в цепочке, получающегося из данного в результате  $\alpha$  или  $\beta$ -распада; 5) единица, если данный изотоп является продуктом деления, и нуль в противном случае; 6) номер изотопа в цепочке, получающегося из данного в



результате ( $\gamma,n$ )-реакции. Третий индекс массива IROT введен для того, чтобы иметь возможность задавать 5 типов цепочек и распределять их по зонам системы (редкий случай).

Для того чтобы пояснить порядок задания массива IROT, предположим, что надо задать следующую цепочку изотопных переходов:



Кроме того, в результате деления всех этих изотопов будут накапливаться осколки. Поскольку в библиотеке БНАБ имеются данные только для продуктов деления  ${}^{235}\text{U}$  и  ${}^{239}\text{Pu}$ , то будем считать, что в нашей цепочке накапливаются продукты деления  ${}^{235}\text{U}$ .

Для начала надо узнать номера этих изотопов в каталоге библиотеки БНАБ или, если изотопы отсутствуют в библиотеке БНАБ, в дополнительной библиотеке. Эти номера приводятся в стандартном файле исходных данных, который берется пользователем в качестве шаблона. Наши изотопы имеют следующие номера в указанных библиотеках:  ${}^{232}\text{Th}$  – № 68;  ${}^{233}\text{Pa}$  – № 69;  ${}^{233}\text{U}$  – № 70;  ${}^{231}\text{Pa}$  – № 95;  ${}^{232}\text{U}$  – № 96; продукты деления  ${}^{235}\text{U}$  – № 89.

Теперь нужно пронумеровать эти изотопы в цепочке переходов. В зависимости от того, как пользователь пронумерует изотопы в цепочке, матрица изотопных переходов может быть и нижне- и верхнетреугольной, и вообще произвольной квадратной матрицей. Для программы TIME26 желательна такая нумерация, чтобы матрица изотопных переходов была нижнетреугольной. Это не трудно сделать, соблюдая лишь одно правило: продукт реакции (дочерний изотоп) должен иметь номер больше, чем исходный, материнский изотоп. Для нашего случая наиболее подходит следующая нумерация изотопов в цепочке:  ${}^{232}\text{Th}$  – № 1;  ${}^{231}\text{Pa}$  – № 2;  ${}^{233}\text{Pa}$  – № 3;  ${}^{232}\text{U}$  – № 4;  ${}^{233}\text{U}$  – № 5; продукты деления  ${}^{235}\text{U}$  – № 6.

При такой нумерации изотопов массив IROT нужно задавать так:

IROT=68,3,2,0,0,2, 95,4,4\*0, 69,0,0,5,0,0, 96,6,4\*0, 70,5\*0, 89,3\*0,1,0,

25. NC – идентификатор количества изотопов, участвующих в цепочке изотопных переходов. Описанный выше вариант уран-ториевой цепочки включает 6 изотопов. Следовательно,  $NC = 6$ .

26. ICHAIN(20) – массив, указывающий, какой тип цепочки изотопных переходов будет иметь место в данной геометрической зоне. Как правило, задается один тип цепочки для всех зон системы.

27. SHI(4,30) – массив, необходимый для расчета средних по зонам потоков жестких гамма-квантов. Для каждого нуклида задаются следующие 4 числа (первый индекс массива): 1) микросечение выведения жестких гамма-квантов из надпорогового энергетического диапазона; 2) микросечение ( $\gamma,n$ )-реакции; 3) доля надпороговых гамма-квантов, образующихся в реакциях деления; 4) доля надпороговых гамма-квантов, образующихся в реакциях захвата нейтронов.

28. NFZ – количество физических зон, т.е. количество типичных составов, распределенных по геометрическим зонам рассматриваемой системы.

29. IFZ(20) – массив, определяющий соответствие между физическими и геометрическими зонами. Например, предположим, что система состоит из 7 геометрических зон, причем первые две зоны имеют состав № 1, следующие три зоны имеют состав № 2, а последние две зоны – состав № 3. Тогда NFZ и IFZ задаются следующим образом:  $NFZ=3$ ;  $IFZ=2*1,3*2,2*3$ .

30. IOUT(10) – массив, с помощью которого можно указать программе, какую информацию нужно заносить в файл выходных данных. Каждый элемент этого массива может принимать значение 0 или 1. Нулевой элемент означает, что определенная информация не будет рассчитана и занесена в файл выходных данных. В противном случае, т.е. когда соответствующий элемент массива IOUT равен единице, эта информация будет рассчитана и введена в файл выходных данных. Компоненты массива IOUT ответственны за следующую информацию:

IOUT(1) – макросечения по зонам системы;

IOUT(2) – пространственное распределение плотности потока нейтронов, суммированное по энергетическим группам;

IOUT(3) – энергетический спектр нейтронов по зонам системы;

IOUT(4) – информация, характеризующая тепловыделение в системе (пространственное распределение тепловыделения, максимальные и средние значения по зонам, коэффициенты неравномерности и т.п.). Поскольку расчет выгорания топлива всегда входит в задачу программы, то значение IOUT(4) должно быть равно единице. Это связано с тем, что нормировка плотности потока нейтронов производится по интегральному тепловыделению во всей системе;

IOUT(5) – средняя плотность потока жестких гамма-квантов по зонам системы;

IOUT(6) – данные по балансу нейтронов в системе, т.е. скорость генерации нейтронов деления; скорость поглощения нейтронов в  $(n, \gamma)$ -реакциях; скорость поглощения нейтронов в  $(n, f)$ -реакциях; скорость аксиальной утечки нейтронов; скорость радиальной утечки нейтронов через правую и левую границы системы. Эти данные позволяют подвести полный нейтронный баланс, т.е. выяснить, насколько скорость генерации нейтронов деления соответствует скорости их исчезновения в результате реакций радиационного захвата и деления, а также в результате утечки через аксиальные и радиальные границы системы;

IOUT(7) – пространственное распределение источника нейтронов деления  $q(r) = \sum v \Sigma_{f,k} \Phi_k(r)$ ;

IOUT(8) – параметр, характеризующий размножающие свойства системы  $v \bar{\Sigma}_f - \bar{\Sigma}_f$  по зонам;

IOUT(9) – макросечения межгрупповых переводов нейтронов по зонам;

IOUT(10) – скорость утечки нейтронов из зон системы.

31. NSER(30) – массив, в котором указываются номера изотопов в библиотеке БНАБ или в дополнительной библиотеке, для которых будут рассчитываться скорости нейтронных реакций, средние микросечения и заноситься в файл выходных данных.

32. IDKRO – идентификатор, управляющий расчетом производной  $\frac{\partial K_{ЭФ}}{\partial \rho_{l,i}}$ . Если IDKRO=0, то подпрограмма расчета этих производных не будет вызываться. При любых, отличных от нуля, зна-

чениях IDKRO подпрограмма расчета производных будет работать. Как указывалось выше, подпрограмма DKRO способна рассчитывать, кроме производных  $\frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial \rho_{l,i}}$ , время жизни мгновенных нейтро-

нов и эффективную долю запаздывающих нейтронов. Поэтому если определение этих параметров входит в задачу расчета, то необходимо задавать IDKRO=1.

33. NDKRO(30) – массив, содержащий номера изотопов в библиотеке БНАБ или в дополнительной библиотеке, для которых необходимо рассчитать производную  $\frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial \rho_{l,i}}$  и занести в файл выход-

ных данных.

34. IPRINT – идентификатор, управляющий печатью исходных данных, используемых для расчета средних по зонам плотностей потока жестких гамма-квантов. Если IPRINT=1, то в файл выходных данных заносятся микросечения выведения жестких гамма-квантов из надпорогового диапазона ( $\sigma_{r,\gamma}$ ), микросечения ( $\gamma,n$ )-реакции, доли жестких гамма-квантов, образующихся в реакциях радиационного захвата нейтронов ( $\chi_{n,\gamma}$ ) и в реакциях деления ( $\chi_{n,f}$ ).

35. ISVERT – идентификатор, управляющий расчетом мало-групповых макросечений по зонам. Если ISVERT = 1, то мало-групповые макросечения, усредненные по спектру нейтронов в каждой зоне, рассчитываются и заносятся в файл выходных данных.

36. NGB, INDGB(26) – количество малых энергетических групп и массив, указывающий номер малой группы, соответствующий каждой из 26 групп.

37. NEL1 – количество изотопов, микросечения которых будут браться из библиотеки БНАБ.

38. NEL2 – количество изотопов, микросечения которых будут браться из дополнительной библиотеки.

39. Номера изотопов, микросечения которых будут браться из библиотеки БНАБ.

40. Номера изотопов, микросечения которых будут браться из дополнительной библиотеки.

41. IPRMIS(30) – номера изотопов, многогрупповые микросечения которых желательно внести в файл выходных данных.

42. IZON(20) – массив, управляющий занесением многогрупповых микросечений в файл выходных данных. Если элемент массива IZON равен 1 для какой-либо зоны, то микросечения изотопов, указанных в массиве IPRMIS, блокированные по составу и спектру этой зоны, заносятся в файл выходных данных.

43. Концентрации изотопов по физическим зонам. Эти концентрации должны задаваться в единицах, кратных  $10^{24}$  ядер/см<sup>3</sup>. Например, если концентрация равна  $2,5 \cdot 10^{22}$  ядер/см<sup>3</sup>, то она задается как 0,025. Такая форма задания концентраций удобна по следующей причине. Микросечения в библиотеках, используемых программой TIME26, задаются в барнах, т.е. в единицах  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>. При расчете макросечений микросечения умножаются на концентрации и суммируются по изотопам. Если концентрации заданы в единицах  $10^{+24}$  см<sup>-3</sup>, а микросечения – в единицах  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>, то при умножении эти десятичные степени взаимно сокращаются.

44. Температуры физических зон в градусах Кельвина.

На этом формирование файла исходных данных для программы TIME26 заканчивается.

## **2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ БЫСТРОГО РЕАКТОРА**

По мнению авторов, постановка задачи на курсовое проектирование БР должна включать следующую исходную информацию:

- 1) прототип реактора, т.е. существующий реактор, наиболее близкий к проектируемому по назначению и основным параметрам;
- 2) электрическая мощность;
- 3) основные материалы, используемые в реакторе (тип топлива, теплоноситель, оболочка, контактный слой, конструкционные материалы ТВС).

В процессе проведения предварительного теплофизического расчета должны быть решены следующие задачи:

- 1) выбор радиальных и аксиальных размеров активной зоны реактора;
- 2) выбор геометрических параметров решетки твэлов в ТВС;
- 3) расчет аксиального распределения температур теплоносителя, оболочки и топлива в наиболее теплонапряженной ячейке твэлов.

Если окажется, что максимальная температура какого-либо материала превышает допустимое значение, то необходимо будет вернуться назад, скорректировать размеры реактора и/или геометрические параметры решетки твэлов и провести повторный расчет аксиальных распределений температур.

## 2.1. Выбор радиальных и аксиальных размеров активной зоны

Предположим, что коэффициент полезного действия АЭС  $\eta_{\text{АЭС}}$  нам известен из характеристик реактора-прототипа. Используя это значение, можно определить тепловую мощность реактора:

$$W_T = W_{\text{Э}}/\eta_{\text{АЭС}}.$$

Теперь надо выбрать радиус и высоту активной зоны таким образом, чтобы среднее удельное тепловыделение, т.е. тепловая мощность в единице объема активной зоны не превышала приемлемых значений, известных из параметров реактора-прототипа, т.е.

$$\bar{q}_{\text{АЗ}} = \frac{W_T}{V_{\text{АЗ}}} \leq \bar{q}(\text{прототип}),$$

где  $V_{\text{АЗ}}$  – объем цилиндрической активной зоны, т.е.  
 $V_{\text{АЗ}} = \pi R_{\text{АЗ}}^2 \times H_{\text{АЗ}}$  ( $R_{\text{АЗ}}, H_{\text{АЗ}}$  – радиус и высота активной зоны).

## 2.2. Выбор геометрических параметров решетки твэлов в ТВС

Предположим, что твэлы в ТВС размещены в узлах треугольной решетки, т.е. три соседних твэла являются вершинами правильного треугольника. В этом случае основными геометрическими параметрами решетки твэлов будут:

- 1) диаметр топливной таблетки  $d_{\text{топл}}$ ;
- 2) толщина контактного слоя между топливом и оболочкой  $\delta_{\text{КС}}$ ;
- 3) толщина оболочки  $\delta_{\text{обол}}$ ;
- 4) расстояние между двумя соседними твэлами  $t$ , т.е. сторона правильного треугольника.

Значения всех этих параметров могут быть взяты из характеристик реактора-прототипа.

## 2.3. Расчет аксиальных распределений температур в наиболее теплонапряженной ячейке

На первом этапе, т.е. при выборе размеров реактора, было определено среднее удельное тепловыделение с единицы объема активной зоны. Чтобы найти удельное тепловыделение в наиболее теплонапряженной ячейке, необходимо знать коэффициенты радиальной и аксиальной неравномерности поля тепловыделения в активной зоне, поскольку

$$q_{\text{MAX}} = \bar{q}_{\text{AZ}} \cdot K_r \cdot K_z.$$

Значения  $K_r$  и  $K_z$  можно оценить, исходя из следующих соображений. Пространственное распределение тепловыделения в гомогенной цилиндрической активной зоне описывается соотношением

$$q(r, z) = q_{\text{max}} \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}} \cdot J_0 \left( \frac{2,405r}{R_{\text{Э}}} \right),$$

где  $H_{\text{Э}} = H_{\text{А3}} + 2 \cdot \delta_{\text{эф}}$ ;  $R_{\text{Э}} = R_{\text{А3}} + \delta_{\text{эф}}$ ;  $\delta_{\text{эф}}$  – эффективная добавка; аксиальная координата  $z$  изменяется от  $-0,5H_{\text{А3}}$  до  $+0,5H_{\text{А3}}$ ; радиальная  $r$  – от 0 до  $R_{\text{А3}}$ .

Среднее значение  $\bar{q}_{\text{А3}}$  можно найти так:

$$\bar{q}_{\text{А3}} = \frac{\int q(r, z) r dr dz}{\int r dr dz} = q_{\text{max}} \cdot \frac{\int \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}} dz}{\int dz} \cdot \frac{\int J_0\left(\frac{2,405r}{R_{\text{Э}}}\right) r dr}{\int r dr}$$

т.е.

$$K_z = \frac{\int dz}{\int \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}} dz};$$

$$K_r = \frac{\int r dr}{\int J_0\left(\frac{2,405r}{R_{\text{Э}}}\right) r dr}.$$

В результате интегрирования по аксиальной переменной получим:

$$K_z = \frac{A}{\sin A}, \quad \text{где} \quad A = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_{\text{А3}}}{H_{\text{Э}}}.$$

Проинтегрировать функцию Бесселя для нахождения радиального коэффициента неравномерности сравнительно труднее. Из математических справочников известно, что:

- 1)  $\int J_0(x) dx = x \cdot J_1(x)$ ;
- 2)  $J_0(2,405) = 0$ ;  $J_1(2,405) \approx 0,519$ .

Пусть  $R_{\text{Э}} \approx R_{\text{А3}}$ . Тогда, учитывая эти соотношения, можно показать, что

$$\int J_0\left(\frac{2,405r}{R_{\text{А3}}}\right) r dr = \frac{R_{\text{А3}}^2}{2,405} \cdot J_1(2,405);$$



$$K_r = \frac{2,405}{2J_1(2,405)} \approx 2,317.$$

Столь большое значение радиального коэффициента неравномерности приводит к необходимости в дальнейшем, в ходе нейтронно-физических расчетов, найти способ выравнивания радиального поля тепловыделения, например, введением области повышенного обогащения на периферии активной зоны. По опыту предыдущих курсовых проектов, в результате такого выравнивания коэффициент радиальной неравномерности может быть снижен до уровня  $\sim 1,2-1,4$ . Предвидя это, имеет смысл принять значение  $K_r$ , равным  $\sim 1,3$  (по согласованию с консультантом).

Итак, аксиальное распределение тепловыделения в максимально напряженной ячейке имеет вид:

$$q_{ТВ}(z) = \bar{q}_{ТВ} \cdot K_r \cdot K_z \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}},$$

где  $\bar{q}_{ТВ}$  – среднее тепловыделение в единице объема твэла:

$$\bar{q}_{ТВ} = \frac{W_T}{V_{ТВ}} = \left( \frac{W_T}{V_{АЗ}} \right) \cdot \frac{V_{АЗ}}{V_{ТВ}} = \frac{\bar{q}_{АЗ}}{\varepsilon_{ТВ}}$$

где  $\varepsilon_{ТВ}$  – объемная доля твэла в элементарной ячейке.

Исходя из условий теплового баланса, можно показать, что подогрев теплоносителя  $dT_{\text{ТН}}(z)$  при его перемещении на расстояние  $dz$  вдоль оси твэлов в элементарной ячейке определяется следующим образом:

$$C_{P,\text{ТН}} \cdot G_{\text{ТН}} \cdot dT_{\text{ТН}}(z) = q_{ТВ}(z) \cdot S_{ТВ} \cdot dz,$$

где  $C_{P,\text{ТН}}$  – теплоемкость теплоносителя;  $G_{\text{ТН}}$  – расход теплоносителя;  $S_{ТВ}$  – площадь поперечного сечения твэлов.

Из этого следует, что подогрев теплоносителя, дошедшего до высоты  $z$ , может быть рассчитан из следующего уравнения:

$$C_{P,ТН} \cdot G_{ТН} \cdot (T_{ТН}(z) - T_{ВХ}) = \int_{-0,5H_{А3}}^z q_{ТВ}(z') \cdot S_{ТВ} \cdot dz', \quad (15)$$

где  $T_{ВХ}$  – температура теплоносителя на входе в активную зону (берется из данных реактора-прототипа или по согласованию с консультантом).

Расход теплоносителя  $G_{ТН}$  рассчитывается по следующей формуле:

$$G_{ТН} = \gamma_{ТН} \cdot v_{ТН} \cdot S_{ТН} = \gamma_{ТН} \cdot v_{ТН} \cdot \varepsilon_{ТН} \cdot S_{яч},$$

где  $\gamma_{ТН}$  – плотность теплоносителя;  $v_{ТН}$  – скорость движения теплоносителя;  $\varepsilon_{ТН}$  – объемная доля теплоносителя в элементарной ячейке;  $S_{яч}$  – площадь поперечного сечения элементарной ячейки.

В результате уравнение (15) можно переписать так:

$$\begin{aligned} & (C_P \cdot \gamma \cdot v \cdot \varepsilon)_{ТН} \cdot (T_{ТН}(z) - T_{ВХ}) = \\ & = \frac{\bar{q}_{А3} \cdot K_r \cdot K_z}{\varepsilon_{ТВ}} \cdot \varepsilon_{ТВ} \cdot S_{яч} \cdot \int_{-0,5H_{А3}}^z \cos \frac{\pi z'}{H_{\Theta}} dz' \end{aligned}$$

или

$$T_{ТН}(z) = T_{ВХ} + \frac{\bar{q}_{А3} \cdot K_r \cdot K_z}{(C_P \cdot \gamma \cdot v \cdot \varepsilon)_{ТН}} \cdot \int_{-0,5H_{А3}}^z \cos \frac{\pi z'}{H_{\Theta}} dz'.$$

В результате интегрирования получим:

$$\int_{-0,5H_{А3}}^z \cos \frac{\pi z'}{H_{\Theta}} dz' = \frac{H_{\Theta}}{\pi} \cdot \left( \sin \frac{\pi H_{А3}}{2H_{\Theta}} + \sin \frac{\pi z}{H_{\Theta}} \right)$$

или

$$T_{\text{ТН}}(z) = T_{\text{ВХ}} + A_1 \cdot \left( \sin \frac{\pi H_{\text{А3}}}{2H_{\text{Э}}} + \sin \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}} \right),$$

где

$$A_1 = \frac{\bar{q}_{\text{А3}} \cdot K_r \cdot K_z}{(C_p \cdot \gamma \cdot \nu \cdot \varepsilon)_{\text{ТН}}} \cdot \frac{H_{\text{Э}}}{\pi}.$$

Зная аксиальное распределение температуры теплоносителя, можно рассчитать аксиальное распределение температуры на внешней поверхности оболочки твэла  $T_{\text{wl}}(z)$ . Это распределение вычисляется следующим образом:

$$T_{\text{wl}}(z) = T_{\text{ТН}}(z) + \frac{\bar{q}_{F,\text{ТВ}}(z)}{\alpha},$$

где  $\bar{q}_{F,\text{ТВ}}$  – тепловой поток с единицы площади поверхности твэла,

$$\bar{q}_{F,\text{ТВ}} = \frac{W_T}{F_{\text{ТВ}}} = \frac{W_T}{F_{\text{ТВ}}} \cdot \frac{V_{\text{А3}}}{V_{\text{А3}}} = \bar{q}_{\text{А3}} \cdot \frac{V_{\text{А3}}}{F_{\text{ТВ}}} = \bar{q}_{\text{А3}} \cdot \frac{V_{\text{ТВ}}}{\varepsilon_{\text{ТВ}} \cdot F_{\text{ТВ}}} = \frac{\bar{q}_{\text{А3}}}{\varepsilon_{\text{ТВ}}} \cdot \frac{V_{\text{ТВ}}}{F_{\text{ТВ}}}.$$

Отношение объема твэла к площади его поверхности легко определить из следующего соотношения:

$$\frac{V_{\text{ТВ}}}{F_{\text{ТВ}}} = \frac{0,25 \cdot \pi d_{\text{ТВ}}^2 \cdot H_{\text{А3}}}{\pi d_{\text{ТВ}} \cdot H_{\text{А3}}} = \frac{d_{\text{ТВ}}}{4},$$

то есть

$$\bar{q}_{F,\text{ТВ}} = \bar{q}_{\text{А3}} \cdot \frac{d_{\text{ТВ}}}{4\varepsilon_{\text{ТВ}}}.$$

Аксиальное распределение теплового потока с единицы площади поверхности твэла подчиняется тому же косинусоидальному закону, что и распределение объемного тепловыделения, т.е.

$$q_{F,ТВ}(z) = \bar{q}_{F,ТВ} \cdot K_r \cdot K_z \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\Theta}} = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{ТВ}}{4\epsilon_{ТВ}} \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\Theta}}.$$

Таким образом, общее выражение для температуры внешней поверхности оболочки твэла имеет вид:

$$T_{wl}(z) = T_{ТН}(z) + A_1 \cdot \left( \sin \frac{\pi H_{A3}}{2H_{\Theta}} + \sin \frac{\pi z}{H_{\Theta}} \right) + B_1 \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\Theta}},$$

где  $B_1 = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{ТВ}}{4\epsilon_{ТВ} \cdot \alpha}$ .

В этом выражении все параметры известны, за исключением коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ . В практике теплофизических расчетов для этого используются эмпирические соотношения, связывающие безразмерные числа Нуссельта (Nu), Рейнольдса (Re), Прандтля (Pr), Пекле (Pe) и некоторые другие. Существует целый ряд эмпирических формул, различаемых формой записи и областью применимости. Например, одна из таких формул:

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}, \quad (16)$$

где  $Re = \frac{v_{ТН} \cdot d_{гидр}}{\nu_{ТН}}$ ;  $Pr = \frac{\nu_{ТН}}{a_{ТН}}$ ;  $Nu = \frac{\alpha \cdot d_{гидр}}{\lambda_{ТН}}$ ;  $v_{ТН}$  – скорость движения теплоносителя;  $\nu_{ТН}$  – вязкость теплоносителя;  $a_{ТН}$  – температуропроводность теплоносителя;  $\lambda_{ТН}$  – теплопроводность теплоносителя;  $d_{гидр}$  – гидравлический диаметр элементарной ячейки твэлов.

Безразмерные числа Re, Pr и Nu зависят, во-первых, от теплофизических свойств теплоносителя (вязкость, теплопроводность, тем-

пературопроводность), величины которых можно найти в справочной литературе; во-вторых, от условий протекания в элементарной ячейке твэлов (скорость, гидравлический диаметр), и в-третьих, число Нуссельта прямо пропорционально коэффициенту теплоотдачи  $\alpha$ . Следовательно, находя число Нуссельта, например, из эмпирической формулы (16), вы тем самым находите и искомый коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ .

Несколько слов о гидравлическом диаметре элементарной ячейки твэлов. По определению, он равен 4-кратному отношению площади проходного сечения теплоносителя в элементарной ячейке к длине смоченного периметра твэлов, т.е.

$$d_{\text{гидр}} = \frac{4F}{P},$$

где  $F$  – площадь проходного сечения теплоносителя в ячейке;  $P$  – длина смоченного периметра твэлов в ячейке.

Исходя из простых геометрических соотношений, справедливых для треугольной ячейки твэлов с диаметром  $d_{\text{ТВ}}$ , размещенных на расстоянии  $t$  друг от друга, можно определить значения  $F$ ,  $P$  и  $d_{\text{гидр}}$ :

$$F = S_3 - S_{\text{ТВ}},$$

где  $S_3$  – площадь правильного треугольника со стороной  $t$ ;  $S_{\text{ТВ}}$  – площадь поперечного сечения твэлов в ячейке. Эти площади легко найти:

$$S_3 = \frac{t^2 \sqrt{3}}{2}; \quad S_{\text{ТВ}} = \frac{\pi d_{\text{ТВ}}^2}{4} \cdot \frac{1}{6} \cdot 3 = \frac{\pi d_{\text{ТВ}}^2}{8}.$$

$$\text{Следовательно, } F = \frac{t^2 \sqrt{3}}{4} - \frac{\pi d_{\text{ТВ}}^2}{8} = \frac{t^2 \sqrt{3} - 0,5 \pi d_{\text{ТВ}}^2}{4}.$$

Аналогично можно найти и длину смоченного периметра твэлов в ячейке:

$$P = \frac{\pi d_{ТВ}}{6} \cdot 3 = 0,5 \cdot \pi d_{ТВ}.$$

Остается определить значение гидравлического диаметра:

$$d_{гидр} = \frac{4F}{P} = \frac{t^2 \sqrt{3} - 0,5 \cdot \pi d_{ТВ}^2}{0,5 \cdot \pi d_{ТВ}} = d_{ТВ} \cdot \left[ \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \cdot \left( \frac{t}{d_{ТВ}} \right)^2 - 1 \right].$$

Ясно, что значение гидравлического диаметра можно легко определить и для других форм элементарной ячейки на основе достаточно простых геометрических соотношений.

Итак, зная теплофизические свойства теплоносителя, скорость его движения и гидравлический диаметр элементарной ячейки твэлов, можно сначала найти безразмерные числа ( $Re$ ,  $Pr$ ,  $Pe$  и другие), затем выбрать эмпирическую формулу, применимую для условий задачи, вычислить число Нуссельта по этой формуле и, наконец, найти коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_{ТН}}{d_{гидр}}.$$

Следующим шагом является вычисление аксиального распределения температуры внутренней поверхности оболочки твэла  $T_{w2}(z)$ . Для этого надо использовать термическое сопротивление тонкой цилиндрической оболочки  $R_{обол}$ :

$$R_{обол} = \frac{\delta_{обол}}{\lambda_{обол}},$$

где  $\delta_{обол}$  – толщина оболочки;  $\lambda_{обол}$  – теплопроводность оболочки.

Перепад температур между внутренней и внешней поверхностью оболочки твэла равен тепловому потоку с единицы поверхности твэла  $q_{F,ТВ}(z)$ , умноженному на термическое сопротивление оболочки, т.е.

$$\begin{aligned}
T_{w2}(z) &= T_{w1}(z) + q_{F, TB}(z) \cdot R_{\text{обол}} = \\
&= T_{w1}(z) + \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \frac{\delta_{\text{обол}}}{\lambda_{\text{обол}}} \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}}.
\end{aligned}$$

Аналогично определяется перепад температур между внутренней поверхностью оболочки и поверхностью топливной таблетки при прохождении тепла через контактный слой:

$$T_{sf}(z) = T_{w2}(z) + q_{F, TB}(z) \cdot R_{\text{кк}},$$

где  $R_{\text{кк}}$  – термическое сопротивление контактного слоя;  $R_{\text{кк}} = \frac{\delta_{\text{кк}}}{\lambda_{\text{кк}}} \cdot \frac{d_{TB}}{d_{\text{топл}}}$ ;  $\delta_{\text{кк}}$  – толщина контактного слоя;  $\lambda_{\text{кк}}$  – теплопроводность контактного слоя;  $d_{\text{топл}}$  – диаметр топливной таблетки.

Таким образом, аксиальное распределение температуры на поверхности топливной таблетки можно записать в следующем виде:

$$T_{sf}(z) = T_{w2}(z) + \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \frac{\delta_{\text{кк}}}{\lambda_{\text{кк}}} \cdot \frac{d_{TB}}{d_{\text{топл}}} \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}}.$$

Остается определить аксиальное распределение температуры в центре топливной таблетки  $T_{cf}(z)$ . Здесь потребуется использовать термическое сопротивление топлива  $R_{\text{топл}} = 0,25d_{TB}/4\lambda_{\text{топл}}$ , где  $\lambda_{\text{топл}}$  – теплопроводность топлива. Аксиальную зависимость температуры центра топливной таблетки можно записать в следующем виде:

$$T_{cf}(z) = T_{sf}(z) + \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \frac{d_{TB}}{4\lambda_{\text{топл}}} \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\text{Э}}}.$$

Обобщая уравнения, описывающие аксиальные распределения температур теплоносителя, внешней и внутренней поверхности оболочки, поверхности и центра топливной таблетки для наиболее теплонапряженной ячейки твэлов, можно все эти уравнения записать в общем виде:

$$T(z) = T_{BX}' + A_1 \cdot \sin \frac{\pi z}{H_{\Theta}} + B_1 \cdot \cos \frac{\pi z}{H_{\Theta}},$$

где

$$T_{BX}' = T_{BX} + A_1 \cdot \sin \frac{\pi H_{A3}}{2H_{\Theta}},$$

$$A_1 = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot H_{\Theta}}{(C_p \cdot \gamma \cdot \nu \cdot \varepsilon)_{TH}} \cdot \frac{1}{\pi}.$$

Что касается коэффициента  $B_1$ , то его значение зависит от того, температура какого материала определяется при нахождении температуры:

- 1) теплоносителя  $B_1 = 0$ ;
- 2) внешней поверхности оболочки твэла  $T_{w1}(z)$  –

$$B_1 = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \frac{1}{\alpha};$$

- 3) внутренней поверхности оболочки твэла  $T_{w2}(z)$  –

$$B_1 = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{\delta_{обол}}{\lambda_{обол}} \right);$$

- 4) температуры поверхности топливной таблетки  $T_y(z)$  –

$$B_1 = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{\delta_{обол}}{\lambda_{обол}} + \frac{\delta_{кк}}{\lambda_{кк}} \cdot \frac{d_{TB}}{d_{топл}} \right);$$

- 5) центра топливной таблетки  $T_c(z)$  –

$$B_1 = \frac{\bar{q}_{A3} \cdot K_r \cdot K_z \cdot d_{TB}}{4\varepsilon_{TB}} \cdot \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{\delta_{обол}}{\lambda_{обол}} + \frac{\delta_{кк}}{\lambda_{кк}} \cdot \frac{d_{TB}}{d_{топл}} + \frac{d_{TB}}{4\lambda_{топл}} \right).$$



Сравнительно простая тригонометрическая форма температурных зависимостей позволяет определить аналитические и максимальные значения температур и координату этих максимальных значений. Для этого продифференцируем эту температурную зависимость по аксиальной координате и приравняем производную нулю. Получим:

$$\frac{dT}{dz} = A_1 \cdot \frac{H_{\text{Э}}}{\pi} \cdot \cos \frac{\pi z_{\text{max}}}{H_{\text{Э}}} - B_1 \cdot \frac{H_{\text{Э}}}{\pi} \cdot \sin \frac{\pi z_{\text{max}}}{H_{\text{Э}}} = 0.$$

В таком случае

$$z_{\text{max}} = \frac{H_{\text{Э}}}{\pi} \cdot \text{arctg} \left( \frac{A_1}{B_1} \right).$$

Максимальные значения температур можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} T_{\text{max}} &= T_{\text{BX}}' + A_1 \cdot \sin \frac{\pi z_{\text{max}}}{H_{\text{Э}}} + B_1 \cdot \cos \frac{\pi z_{\text{max}}}{H_{\text{Э}}} = \\ &= T_{\text{BX}}' + A_1 \cdot \sin \left( \text{arctg} \frac{A_1}{B_1} \right) + B_1 \cdot \cos \left( \text{arctg} \frac{A_1}{B_1} \right). \end{aligned}$$

Известно, что

$$\sin(\text{arctg}x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}; \quad \cos(\text{arctg}x) = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}.$$

Подставляя эти соотношения, получим:

$$T_{\text{max}} = T_{\text{BX}}' + \sqrt{A_1^2 + B_1^2}.$$

Таким образом, выбрав размеры активной зоны, геометрию и размеры элементарной ячейки твэлов, можно определить максимальные температуры материалов в наиболее теплонапряженной ячейке. Если максимальная температура какого-либо материала превышает приемлемое значение, то надо вернуться назад, скорректировать исходные данные и повторять теплофизический расчет до тех пор, пока температуры всех материалов ячейки не окажутся в допустимых пределах.

Выбор геометрических параметров элементарной ячейки твэлов определяет значения объемных долей топлива, оболочки, контактного слоя и теплоносителя. Для треугольной ячейки твэлов эти объемные доли могут быть вычислены следующим образом.

1. Площадь треугольной ячейки  $S_3 = \frac{t^2 \sqrt{3}}{4}$ .

2. Площадь твэлов  $S_{ТВ} = \frac{\pi d_{ТВ}^2}{4} \cdot \frac{1}{6} \cdot 3 = \frac{\pi d_{ТВ}^2}{8}$ .

3. Площадь топлива  $S_{топл} = \frac{\pi d_{топл}^2}{8}$ .

4. Площадь контактного слоя  $S_{RC} = \frac{\pi}{8} [(d_{топл} + 2\delta_{КС})^2 - d_{топл}^2]$ .

5. Площадь оболочки  $S_{обол} = S_{ТВ} - S_{топл} - S_{КС}$ .

6. Площадь теплоносителя  $S_{ТН} = S_3 - S_{ТВ}$ .

Зная площади материалов, можно найти их объемные доли, поделив соответствующие площади на площадь треугольной ячейки, т.е.  $\varepsilon_i = S_i/S_3$ . Ясно, что  $\sum \varepsilon_i = 1$ . Эти объемные доли используются при теплофизическом расчете наиболее теплонапряженной ячейки твэлов.

При переходе к нейтронно-физическим расчетам всего реактора следует помнить, что объемные доли материалов реактора не совпадают с объемными долями материалов в ячейке твэлов. При расчете ячейки не учитывались чехлы ТВС, вытеснители, дистанционирующие решетки и теплоноситель в зазорах между соседними ТВС. Иными словами, необходимо учесть так называемые «паразитные» объемы с долей  $\varepsilon_0$ , в которую входит доля межкассетного

теплоносителя  $\varepsilon_{\text{МК}}$ , доля чехлов  $\varepsilon_{\text{чехл}}$  и доля вытеснителей  $\varepsilon_{\text{ВЫТ}}$  (дистанционирующие решетки; регулирующие, компенсирующие и аварийные сборки), т.е.

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{\text{МК}} + \varepsilon_{\text{чехл}} + \varepsilon_{\text{ВЫТ}} .$$

В быстрых реакторах типа БН применяются ТВС гексагональной формы, поперечное сечение которых представляет собой правильный шестиугольник. Пусть  $H$  – размер ТВС «под ключ» (расстояние между двумя противоположными сторонами). Тогда площадь этого шестиугольника  $S_6 = 0,5 \cdot H^2 \sqrt{3}$ . Зная это, можно найти объемные доли межкассетного теплоносителя и чехлов ТВС:

$$\varepsilon_{\text{МК}} = \frac{(H + \delta_{\text{МК}})^2 - H^2}{(H + \delta_{\text{МК}})^2} = 1 - \left( \frac{H}{H + \delta_{\text{МК}}} \right)^2;$$

$$\varepsilon_{\text{чехл}} = \frac{H^2 - (H - 2\delta_{\text{ТВС}})^2}{(H + \delta_{\text{МК}})^2},$$

где  $\delta_{\text{МК}}$  – расстояние между чехлами соседних ТВС;  $\delta_{\text{ТВС}}$  – толщина чехла ТВС.

Объемная доля вытеснителей в быстрых реакторах обычно принимается равной 0,07 и распределяется поровну между конструкционными материалами и теплоносителем. Учитывая это, объемные доли, использованные в теплофизических расчетах, должны быть скорректированы для нейтронно-физических расчетов следующим образом:

- 1) объемные доли топлива и контактного слоя остаются прежними;
- 2) объемная доля конструкционных материалов меняется:

$$\varepsilon_{\text{КМ}} = \varepsilon_{\text{Обол}} + \varepsilon_{\text{чехл}} + 0,035;$$

- 3) объемная доля теплоносителя меняется:

$$\varepsilon_{\text{TH}} = \varepsilon_{\text{TH}} + \varepsilon_{\text{МК}} + 0,035.$$

Поскольку при этом сумма измененных объемных долей не будет равна единице ( $\sum \varepsilon_i = A > 1$ ), то потребуются перенормировать объемные доли следующим образом:  $\varepsilon_i' = \varepsilon_i / A$ . Тогда  $\sum \varepsilon_i' = 1$ .

### **3. ВЫРАВНИВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО ПОЛЯ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ**

Как уже упоминалось выше, радиальный коэффициент неравномерности поля тепловыделения  $K_r$  в однородной по составу активной зоне БР составляет  $\sim 2,32$ . Столь неравномерное распределение тепловыделения существенно ухудшает условия эксплуатации энергетических БР по следующим причинам.

Во-первых, заметно снижается тепловая мощность реактора. Дело в том, что тепловая мощность определяется средним тепловыделением по активной зоне, а максимальное тепловыделение ограничено допустимыми температурами теплоносителя, оболочки или топлива. При выбранных параметрах ячейки твэлов максимальное тепловыделение фиксировано на уровне, соответствующем теплофизическим условиям в наиболее теплонапряженной ячейке. Следовательно, чем больше  $K_r$ , тем меньше среднее тепловыделение в активной зоне и поэтому тем ниже тепловая мощность реактора.

Во-вторых, ТВС, находящиеся в центре активной зоны, работают в наиболее напряженном тепловом режиме, в то время как такие же ТВС, но расположенные на периферии активной зоны, работают в существенно более щадящем режиме, при пониженном уровне тепловыделения. Таким образом, энергетический потенциал значительной части дорогостоящих ТВС не используется полностью.

В-третьих, чем равномернее поле тепловыделения, тем равномернее происходит выгорание первичного топлива, накопление вторичного топлива и продуктов деления. При равномерном тепловыделении все ТВС активной зоны имеют примерно одинаковый

состав в конце кампании, что существенно облегчает процесс переработки облученных ТВС.

Все эти соображения приводят к необходимости изыскивать пути для максимально возможного выравнивания поля тепловыделения, например, за счет размещения большего количества топлива на периферии активной зоны. Возможны два подхода: 1) повышение обогащения (увеличенное содержание  $^{235}\text{U}$  в урановом топливе или увеличенное содержание плутониевой фракции в смешанном уран-плутониевом топливе) при фиксированной объемной доле топлива в ТВС; 2) повышение объемной доли топлива в ТВС (за счет снижения объемной доли теплоносителя) при фиксированном его обогащении.

Оба эти способа имеют определенные достоинства и недостатки. В проектах первых энергетических БР (БН-350 и БН-600) используется первый способ. Активная зона этих БР включает три области разного обогащения: центральная зона малого обогащения (ЗМО), промежуточная зона среднего обогащения (ЗСО) и периферийная зона большого обогащения (ЗБО).

Возвратимся к тематике курсового проекта. Предположим, что для выравнивания поля тепловыделения выбран первый способ, т.е. будут использоваться области повышенного обогащения на периферии активной зоны. Рассмотрим простейший случай двух зон различного обогащения: центральной ЗМО и периферийной ЗБО. Задача состоит в том, чтобы найти такие толщины и составы обеих зон, при которых выполняются следующие условия:

эффективный коэффициент размножения нейтронов должен остаться равным  $K_{эф}(0)$  заданному пользователем;

максимальные значения тепловыделения в ЗМО и ЗБО должны быть как можно более близкими, т.е.  $q_{\max}(\text{ЗМО}) \approx q_{\max}(\text{ЗБО})$ .

Первое условие вытекает из необходимости создания достаточного запаса реактивности для работы реактора на мощности, а второе условие способствует минимизации радиального коэффициента неравномерности поля тепловыделения.

Решение поставленной задачи следует начать с выбора радиуса ЗМО. Например, можно выбрать толщины ЗМО и ЗБО из условия

равенства объемов обеих зон (тогда  $\Delta R(\text{ЗМО}) = R_{\text{Аз}} / \sqrt{2}$ ;  $\Delta R(\text{ЗБО}) = R_{\text{Аз}} - \Delta R(\text{ЗМО})$ ) или из каких-либо иных соображений.

Затем нужно выбрать «скачок» обогащений, т.е. отношение обогащения топлива в ЗБО к обогащению топлива в ЗМО, например  $x(\text{ЗБО})/x(\text{ЗМО}) = 1,10$ . Используя величину этого «скачка», надо рассчитать концентрации топливных изотопов, ввести их в файл исходных данных запустить программу TIME26. Она сама так изменит величины обогащения топлива в ЗМО и ЗБО, что эффективный коэффициент размножения нейтронов станет равным  $K_{\text{эф}}(0)$ , а отношение обогащений  $x(\text{ЗБО})/x(\text{ЗМО})$  останется прежним. Если в результате нейтронно-физического расчета окажется, что максимальные значения тепловыделения в ЗМО и ЗБО далеки друг от друга, то необходимо изменять величину «скачка» обогащений  $x(\text{ЗБО})/x(\text{ЗМО})$  и повторять расчеты до тех пор, пока величина  $q_{\text{max}}(\text{ЗМО})$  не станет достаточно близкой к  $q_{\text{max}}(\text{ЗБО})$ .

#### **4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РАБОТЫ БР МЕЖДУ ПЕРЕГРУЗКАМИ**

При работе БР на мощности в его активной зоне имеют место следующие процессы, положительно или отрицательно влияющие на размножающие свойства топлива (здесь имеется в виду размножение нейтронов, а не топлива):

выгорание делящихся изотопов;

накопление вторичного ядерного топлива (плутония или  $^{233}\text{U}$ );

накопление продуктов деления и младших актинидов.

Конкуренция этих процессов рано или поздно приведет к невозможности дальнейшей работы БР из-за его перехода в подкритическое состояние. Тогда БР придется останавливать и производить перегрузочные работы, основная цель которых – восстановление запаса реактивности. Более того, накопление продуктов деления может существенно ухудшить прочностные свойства твэлов. Поэтому образование достаточно большого количества продуктов деления также может служить ограничением для времени непрерывной работы БР между перегрузками. Также необходимо учитывать

неблагоприятные радиационные и температурные воздействия на прочностные свойства материалов ТВС, внутриреакторного оборудования и органов регулирования. Это важно принимать во внимание потому, что возможны варианты топливных композиций, при которых ни ослабление размножающих свойств топлива, ни накопление продуктов деления, увеличивающих паразитное поглощение нейтронов и ухудшающих прочностные свойства топлива, не являются основными факторами, ограничивающими длительность работы БР между перегрузками. В качестве примеров можно привести топливные микрочастицы, в которых выгорание может достигать 80–90% т.а., или виброупакованное МОХ-топливо, которое также допускает глубокое выгорание (до 30% т.а.) в исследовательском быстром реакторе БОР-60.

В случаях, когда временное поведение реактивности и накопление продуктов деления не ограничивают длительность работы БР между перегрузками, на первое место выходят проблемы, связанные с необходимостью контроля за общим состоянием реактора и с проведением профилактических работ на его оборудовании. Тогда время работы БР между перегрузками  $\Delta T_{\text{пер}}$  обычно принимается равным 6 месяцам.

В любом случае для определения интервала работы БР между перегрузками необходимо рассчитать временное поведение реактивности и содержания продуктов деления в топливе в течение, например, одного года. Критериями прекращения работы БР могут стать:

уменьшение реактивности до нуля и переход ее в отрицательную область;

накопление продуктов деления в зоне малого или большого обогащения до максимально допустимого уровня (например, 10% т.а.).

После определения времени снижения реактивности до нуля  $\Delta T(\rho = 0)$ , времени накопления допустимого количества продуктов деления в зонах малого и большого обогащения ( $\Delta T_{\text{змо}}$  и  $\Delta T_{\text{збо}}$ ), интервал работы БР между перегрузками  $\Delta T_{\text{пер}}$  может быть найден как минимальное значение четырех величин, а именно: 0,5 года из соображений профилактики БР;  $\Delta T(\rho = 0)$  по исчерпанию запаса

реактивности;  $\Delta T_{\text{ЗМО}}$  и  $\Delta T_{\text{ЗБО}}$  по накоплению максимально допустимого количества продуктов деления.

## 5. РАСЧЕТ ОРГАНОВ РЕГУЛИРОВАНИЯ И РЕАКТИВНОСТНЫХ ЭФФЕКТОВ В БР

Обычно в активных зонах энергетических БР размещаются три группы органов регулирования:

1) регулирующие сборки (РС), необходимые для оперативного варьирования уровня мощности путем введения малых положительных или отрицательных изменений реактивности. Общая положительная реактивность, которую способны внести все регулирующие сборки, не должна превышать эффективную долю запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}$ ;

2) сборки аварийной защиты (АЗ). Общая отрицательная реактивность, вносимая этими сборками, обычно составляет  $\sim 0,035$ .

3) сборки для компенсации температурного эффекта реактивности. Общая реактивность, вносимая всеми температурными компенсаторами (ТК), обычно составляет  $\sim 0,015$ .

Соответственно, в задачу курсового проектирования БР входит:

- 1) определение эффективной доли запаздывающих нейтронов;
- 2) выбор состава и геометрии органов регулирования;
- 3) оценка эффектов реактивности, вносимых органами регулирования, при их размещении в различных областях активной зоны;
- 4) нахождение количества и мест расположения органов регулирования, способных удовлетворять следующим требованиям:  $\Delta K(\text{РС}) \leq \beta_{\text{эф}}$ ;  $\Delta K(\text{АЗ}) \sim 0,035$ ;  $\Delta K(\text{ТК}) \sim 0,015$ .

Две последние цифры (0,035 и 0,015) не являются единичными для всех курсовых проектов, а могут быть изменены в зависимости от специфики задачи по согласованию с консультантом.

Итак, прежде всего необходимо рассчитать эффективную долю запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}}$  с тем, чтобы ввести ограничение на общий эффект реактивности от всех регулирующихборок. Для этого необходимо обеспечить вызов подпрограммы DKRO, т.е. задать IDKRO=1 в файле исходных данных.



После этого необходимо оценить эффект реактивности, вносимый одной регулирующей сборкой в зависимости от места ее размещения в активной зоне. Кстати, то же самое относится и к сборкам аварийной защиты, и к температурным компенсаторам.

Рассмотрим этот расчет на примере регулирующей сборки, основным нейтронным поглотителем в которой является карбид бора  $B_4C$ . Напомним, что природный бор состоит примерно на 20% из  $^{10}B$  и на 80% из  $^{11}B$ , причем  $^{10}B$  обладает существенно большей способностью поглощать нейтроны. Поэтому, в принципе, можно рассматривать варианты с использованием бора, обогащенного изотопом  $^{10}B$ , в органах регулирования БР.

Для начала необходимо выбрать конструкцию сборки, содержащей борный поглотитель нейтронов. Как вариант, это может быть ТВС, размеры и состав которой выбран в процессе теплофизических и нейтронно-физических расчетов, но с карбидом бора вместо топлива в ТВЭлах.

Теперь необходимо определить эффект реактивности, вносимый одной регулирующей сборкой при ее помещении в центр активной зоны БР. Для этого рассмотрим несколько подробнее компоновку ТВС в активной зоне БР. Обычно в энергетических БР используются гексагональные ТВС, и их компоновка в активной зоне может быть представлена в виде последовательности концентрических слоев следующим образом. В центре активной зоны размещается одна ТВС. К ней примыкают шесть ТВС, образующие второй слой. В свою очередь, к этим ТВС примыкают двенадцать ТВС третьего слоя и т.д. Количество ТВС в слое номер  $N$  равно  $6 \cdot (N-1)$ . Если активная зона содержит  $N$  слоев ТВС, то общее количество ТВС равно  $NK = 1 + 3 \cdot N \cdot (N-1)$ . Площадь поперечного сечения одной ТВС можно легко рассчитать, используя ее размер «под ключ» и толщину зазора между ТВС.

Поскольку программа TIME26 способна рассчитывать только одномерные модели БР, то желательно представить цилиндрическую активную зону в виде системы концентрических слоев, толщина которых соответствует количеству ТВС и их размерам. Например, толщина центрального слоя равна радиусу цилиндризованной гексагональной ТВС, т.е.

$$R_1 = \Delta R_1 = \sqrt{\frac{\Delta S_6}{\pi}},$$

где  $\Delta S_6 = \frac{H^2 \sqrt{3}}{2}$  – площадь поперечного сечения гексагональной ТВС ( $H$  – размер ТВС «под ключ» плюс толщина зазора между ТВС).

Толщина второго слоя определяется из условия цилиндризации гексагональных ТВС, т.е.

$$\begin{aligned} S_{1-2} &= \pi R_2^2 = 7 \cdot \Delta S_6; \\ R_2 &= \sqrt{\frac{7 \cdot \Delta S_6}{\pi}}; \\ \Delta R_2 &= R_2 - R_1, \end{aligned}$$

где  $S_{1-2}$  – площадь первых двух слоев.

Толщина третьего слоя может быть найдена аналогичным образом:

$$\begin{aligned} S_{1-3} &= \pi R_3^2 = 19 \cdot \Delta S_6; \\ R_3 &= \sqrt{\frac{19 \cdot \Delta S_6}{\pi}}; \\ \Delta R_3 &= R_3 - R_2, \end{aligned}$$

где  $S_{1-3}$  – площадь первых трех слоев. И этот процесс может быть продолжен для расчета толщины всех остальных слоев ТВС.

Итак, получена послойная структура активной зоны БР. Теперь необходимо провести два расчета, различающихся составом первого слоя, т.е. составом центральной ТВС:

состав центральной ТВС соответствует составу зоны малого обогащения;

состав центральной ТВС соответствует составу регулирующей сборки (или составу сборки аварийной защиты, или составу температурного компенсатора).

Разность двух значений  $K_{эф}$  и равна эффекту реактивности, вносимой органом регулирования (ОР) при его введении в центр активной зоны вместо ТВС:

$$\Delta K_{ОР}(\text{центр}) = K_{эф}(\text{ТВС}) - K_{эф}(\text{ОР}).$$

Теперь необходимо выяснить, как изменится эффект реактивности регулятора, если его поместить не в центре активной зоны, а в каком-либо другом слое ТВС. Один из вариантов решения этой задачи связан с определением чувствительности  $K_{эф}$  к введению борного поглотителя нейтронов в произвольную геометрическую зону, т.е. с нахождением производной  $K_{эф}$  по концентрации изотопа  $^{10}\text{B}$  с использованием подпрограммы DKRO (см. описание файла исходных данных). Подпрограмма DKRO может вычислить производную

всю  $\left[ \frac{\partial K_{эф}}{\partial \rho(^{10}\text{B})} \right]_i$  во всех слоях активной зоны ( $i$  – номер слоя). Однако здесь надо учитывать, что эта производная относится к площади всего слоя, а надо привести ее к площади одной ТВС, т.е.

$$\left[ \frac{\partial K_{эф}}{\partial \rho(^{10}\text{B})} \right]_{ОР,i} = \left[ \frac{\partial K_{эф}}{\partial \rho(^{10}\text{B})} \right]_i \cdot \frac{S_{ТВС}}{S_i},$$

где  $S_{ТВС}$  – площадь одной ТВС,  $S_i$  – площадь слоя  $i$ . Поскольку слой номер  $i$  содержит  $6 \cdot (i-1)$  ТВС, то

$$\frac{S_{ТВС}}{S_i} = \frac{1}{6 \cdot (i-1)},$$

т.е. производную, рассчитанную подпрограммой DKRO для слоя  $i$ , надо поделить на количество ТВС в этом слое. Тогда получится производная, отнесенная к одному органу регулирования, помещенному в произвольный слой ТВС.

Поскольку эффект реактивности, вносимый органом регулирования, пропорционален производной  $K_{\text{эф}}$  по концентрации изотопа  $^{10}\text{B}$ , основного нейтронного поглотителя в регуляторе, то появляется возможность определить эффект реактивности, вносимый одним органом регулирования при его помещении в произвольный слой ТВС:

$$\Delta K_{\text{ОР},i} = \Delta K_{\text{ОР}}(\text{центр}) \cdot \frac{\left[ \frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial \rho(^{10}\text{B})} \right]_{\text{ОР},i}}{\left[ \frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial \rho(^{10}\text{B})} \right]_{\text{ОР},1}},$$

где  $\left[ \frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial \rho(^{10}\text{B})} \right]_{\text{ОР},i}$  – чувствительность  $K_{\text{эф}}$  к изменению концентрации изотопа  $^{10}\text{B}$  в одном органе регулирования, помещенном в слой  $i$ .

Теперь остается выбрать количество и места размещения различных органов регулирования по активной зоне БР таким образом, чтобы удовлетворить критериям, приведенным выше.

Одной из важных задач курсового проектирования БР является изучение параметров, определяющих безопасность эксплуатации реактора. В первую очередь к таким параметрам относятся:

1) эффективная доля запаздывающих нейтронов. Как уже говорилось выше, этот параметр рассчитывается подпрограммой DKRO;

2) постоянная Доплера  $K_D = T \cdot \frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial T}$ . Эта константа может быть определена путем вариантных расчетов критичности БР при различных температурах топлива;

3) пустотный эффект реактивности, связанный с аварийным вскипанием и удалением теплоносителя из активной зоны. Этот эффект также может быть определен вариантными расчетами с последовательным удалением теплоносителя из различных слоев ТВС. Естественно, этот эффект должен быть отнесен к одной ТВС, т.е. реактивностный эффект удаления теплоносителя из одной ТВС

равен реактивностному эффекту удаления теплоносителя из всего слоя, поделенному на количество ТВС в этом слое.

Доплеровский эффект реактивности связан с расширением резонансов микросечений при повышении температуры топлива. Для традиционных видов топлива (урановое или уран-плутониевое оксидное топливо) основную роль играет расширение резонансов поглощения нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ , что приводит к отрицательному эффекту реактивности. Однако нетрадиционные топливные композиции, анализ возможностей которых может входить в задачу курсового проектирования БР, способны проявлять и положительный температурный эффект реактивности, если расширение резонансов в микросечениях деления превосходит расширение резонансов в микросечениях поглощения нейтронов.

Для определения доплеровской постоянной рассчитаем эффект реактивности, вызванный изменением температуры топлива от  $T_1$  до  $T_2$ :

$$K_{\text{ЭФ}}(T_2) - K_{\text{ЭФ}}(T_1) = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dK_{\text{ЭФ}}}{dT} dT = K_D \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = K_D \cdot \ln \frac{T_2}{T_1};$$

$$\text{т.е. } K_D = \frac{K_{\text{ЭФ}}(T_2) - K_{\text{ЭФ}}(T_1)}{\ln \frac{T_2}{T_1}}.$$

Что касается пустотного эффекта реактивности, обусловленного аварийным вскипанием и полным (или частичным) удалением теплоносителя из активной зоны БР, то здесь имеет место конкуренция двух разнонаправленных процессов, которая может привести как к положительным, так и к отрицательным изменениям реактивности. Этими двумя процессами являются, с одной стороны, смещение спектра нейтронов в область более высоких энергий. Ясно, что в условиях БР такое смещение спектра приведет к повышению реактивности. С другой стороны, удаление теплоносителя способствует усилению утечки нейтронов и приводит к понижению реактивности. В центральной части активной зоны утечка нейтронов незначительна. Поэтому здесь главную роль играет положительный эф-

фekt реактивности, обусловленный смещением нейтронного спектра в сторону более высоких энергий. И, наоборот, на периферии активной зоны БР, где утечка нейтронов относительно велика, доминирующая роль переходит к отрицательному эффекту реактивности, связанного с усилением утечки нейтронов. Поэтому представляет интерес расчет радиальной зависимости суммарного пустотного эффекта реактивности по слоям ТВС с тем, чтобы выделить области положительного и отрицательного эффектов реактивности при удалении теплоносителя.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гераскин Н.И., Наумов В.И. Курсовое проектирование ядерно-энергетических установок. М.: МИФИ, 2003.
2. Кузьмин А.М., Хромов В.В. Оценка физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. М.: МИФИ, 1982.
3. Кузьмин А.М., Сироткин А.М., Шмелев А.Н. Проектирование реакторов на быстрых нейтронах в интерактивном режиме на ЭВМ. М.: МИФИ, 1983.
4. Кузьмин А.М. Коэффициенты реактивности и асимптотический анализ безопасности. М.: МИФИ, 1997.
5. Апсэ В.А., Хромов В.В. Комплекс программ для расчета нейтронных полей и изотопного состава быстрых ядерных реакторов // Физика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1977. Вып. 5. С. 58–65.
6. Апсэ В.А., Крючков Э.Ф., Шмелев А.Н., Школьник В.С., Бушмакин А.Г. Адаптация программы TIME26 для персонального компьютера / Отчет МИФИ. М., 1990.

Владимир Александрович Апсэ  
Анатолий Николаевич Шмелев

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММЫ TIME26  
В КУРСОВОМ ПРОЕКТИРОВАНИИ БЫСТРЫХ  
РЕАКТОРОВ И ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК**

Учебно-методическое пособие к выполнению курсового проекта  
по ядерным энергетическим установкам

Редактор Н.Н. Антонова  
Компьютерная верстка Г.А. Бобровой

Подписано в печать 20.11.2008                      Формат 60x84 1/16  
Печ.л. 4,0   Уч.-изд.л. 4,0   Тираж 150 экз.   Изд. № 4/47  
Заказ № 2-2410

*Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет).  
115409 Москва, Каширское шоссе, 31*

*Типография издательства «Тривант»  
г. Троицк Московской области*