

На правах рукописи

КУРЧЕНКОВ АЛЕКСАНДР ЮРЬЕВИЧ

**Переходные функции, используемые при восстановлении и
контроле энерговыделения реакторных установок водо-водяного
типа**

Специальность 05.13.18 – математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор:



Москва

2013

Работа выполнена в Институте Ядерных Реакторов Национального Исследовательского Центра «Курчатовский Институт» и в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Крянев Александр Витальевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор РУДН
Севастьянов Леонид Антонович;

кандидат физико-математических наук, ст. научный сотрудник ИПМ
им. М.В. Келдыша РАН
Басс Леонид Петрович.

Ведущая организация: Институт Безопасного Развития Атомной
Энергетики РАН

Защита состоится «__»_____2013 г. в 15 часов 00 минут
на заседании диссертационного совета Д212.130.09 в
Национальном исследовательском ядерном университете
"МИФИ" по адресу: 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31,
тел. 324-84-98, 323-92-56.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ
МИФИ.

Автореферат разослан «__»_____ 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор



Леонов А.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Одним из основных критериев надежности и качества системы внутриреакторного контроля (СВРК) на ядерно-энергетических установках (ЯЭУ) водо-водяных энергетических реакторов (ВВЭР), при восстановлении энерговыделения в активной зоне реактора, являются согласованные с нейтронно-физическими расчетами и метрологически обоснованные показания внутриреакторных детекторов. В связи с этим правильная интерпретация измерений внутриреакторных детекторов прямого заряда (ДПЗ), а именно переходных функций (функций перехода от токов ДПЗ к линейному энерговыделению тепловыделяющих сборок (ТВС)) играет определяющую роль в восстановлении энерговыделения активной зоны реактора. Степень достоверности этой информации в значительной мере определяет безопасную и экономичную работу реактора [1].

Поэтому задачи совершенствования существующих и разработка новых математических методов и алгоритмов определения переходных функций и их зависимостей имеют важное и существенное значение в настоящее время и на перспективу. Применительно к теме диссертации многие существующие достижения математического моделирования, заложенные в программном комплексе СВРК требуют переосмысления с учетом накопившегося опыта эксплуатации ЯЭУ с ВВЭР с учетом развития комплексов нейтронно-физических расчетов.

Целью диссертационной работы является совершенствование вычислительных алгоритмов и математических методов моделирования, позволяющих решать задачи контроля за линейным энерговыделением (ТВС) в активной зоне ЯЭУ, а также развитие физических и математических моделей программных комплексов, связанных с решением уравнения замедления нейтронов.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Развитие вычислительных алгоритмов программного комплекса ТВС-М – подготовки нейтронно-физических констант ВВЭР, учет деформации переходной функции замедления нейтронов в резонансной области энергий;
2. Разработка математических методов и алгоритмов расчетов и

аппроксимаций функций перехода от показаний ДПЗ к линейной мощности ТВС и внедрение их в программный комплекс СВРК;

3. Разработка и обоснование нового математического алгоритма моделирования выгорания ДПЗ в СВРК, позволяющего использовать ДПЗ в активной зоне ЯЭУ в течение четырех кампаний вместо трех с сохранением прежнего уровня погрешности измерений, внедрение новой методики в программный комплекс СВРК;

4. Уточнение методики определения тепловой мощности ЯЭУ по показаниям ДПЗ и увеличение его весовой характеристики в определении средней (средневзвешенной) тепловой мощности ЯЭУ.

Объектом исследования являются ядерные энергетические реакторы на тепловых нейтронах.

Предметом исследования являются переходные функции, используемые при контроле за энерговыделением топливных сборок.

Методы исследований и используемый инструментарий

Элементы математического анализа;

Теория вероятностей и математическая статистика;

Численные методы и методы системного программирования;

Аттестованные нейтронно-физические и электронно-фотонные комплексы расчетных программ.

Научная новизна

1. Получена новая формула индикатрисы рассеяния в резонансной области энергий, с помощью которой уточнены спектральные характеристики топливных ячеек ВВЭР;

2. Разработаны и реализованы новые математические алгоритмы расчетов переходных функций программного комплекса СВРК ВВЭР;

3. Разработана и внедрена новая методика учета выгорания ДПЗ, используемая в программном комплексе СВРК;

4. Уточнена методика определения тепловой мощности ЯЭУ по показаниям ДПЗ.

5. Модифицирован и внедрен в эксплуатацию комплекс программ системы внутриреакторного контроля – СВРК-М.

Практическая значимость результатов

Предложенные и разработанные в диссертации методы используются в современной системе внутриреакторного контроля (СВРК-М) блоков №1 - №4 Балаковской АЭС, блоков №1- №4

Калининской АЭС, блоков №1 и №2 АЭС «Тяньвань» (Китай), блока №2 Ростовской АЭС, блоке №1 АЭС «Куданкулам» (Индия).

Обоснованность и достоверность полученных результатов

Обоснованность полученных результатов подтверждена применением современных методов исследований и программ нейтронно-физических и электронно-фотонных расчетов для реакторных установок с ВВЭР; положительными результатами практического использования при эксплуатации ЯЭУ с ВВЭР.

Основные результаты докладывались, обсуждались и получили положительную оценку на различных российских и международных конференциях и семинарах.

Личный вклад автора. Разработку алгоритмов, описанных в главах 1 и 3 автор провел самостоятельно. Практическую реализацию приведенных в диссертации результатов автор выполнил совместно с коллегами отдела контроля, управления и диагностики НИЦ «КИ». В работах, отражающих содержание диссертации и выполненных в соавторстве, автору принадлежит равный вклад в разработку математических моделей, методов и алгоритмов численных решений рассматриваемых задач и их программную реализацию.

Апробация работы. Полученные в диссертации результаты доложены на: 6-м симпозиуме АЕР, реакторная физика и реакторная безопасность, 23-26 сентября, 1996г. Финляндия; IV Международной научно-технической конференции «Информационные и управляющие системы АЭС: аспекты безопасности», 16-18 ноября 2009 г. в г. Харькове; 21-м симпозиуме АЕР, реакторная физика и реакторная безопасность, 19-23 сентября 2011г., Германия; Международной Конференции по Реакторной физике, математике и вычислениям, 30 апреля – 4 мая, 1995г., США.

Публикации. Полученные в диссертации результаты представлены в 13 работах из них 5 в журналах списка ВАК.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и 6 приложений. Список цитируемой литературы содержит 83 наименования. Общий объем диссертации 124с.

Краткое содержание работы

Во введении обосновывается актуальность темы. Развитие такой отрасли, как ядерная энергетика, требует применения самых

современных вычислительных технологий, которые позволят успешно развивать эту отрасль и решать поставленные перед ней задачи. Техническое сопровождение существующих ЯЭУ в атомной энергетике, создание новых установок, совершенствование расчетов и измерений эксплуатационных характеристик активных зон, решение задач защиты ЯЭУ – основные задачи, которые необходимо решать.

В отличие от всех известных программных комплексов, определяющих распределение энерговыделения в активной зоне при эксплуатации реакторной установки, программный комплекс Хортица-М СВРК-М опирается, при восстановлении энерговыделения в активной зоне, на показания детекторов прямого заряда с использованием мелкосеточного и крупносеточного нейтронно-физических расчетов, для определения полей энерговыделений в кассетах, не содержащих ДПЗ. В связи с этим правильная интерпретация показаний ДПЗ, а именно функции перехода от тока ДПЗ к линейному энерговыделению твэлов, окружающих ДПЗ, играет определяющую роль в восстановлении энерговыделения активной зоны реактора. Степень достоверности этой информации в значительной мере определяет безопасную и экономичную работу реактора.

Поэтому задачи совершенствования существующих и создания новых алгоритмов и методов расчетов переходных функций имеют важное и существенное значение для текущего момента и на перспективу. Применительно к теме диссертации многие существующие достижения в определении переходных функций требуют переосмысления с учетом накопившегося опыта эксплуатации ЯЭУ с ВВЭР и развития комплексов нейтронно-физических расчетов.

В *первой главе* исследуется доплер-эффект в индикатрисе рассеяния нейтронов на движущихся ядрах монокристаллического газа в резонансной области энергии.

Учет теплового движения ядер (доплеровский эффект) очень важен для нейтронно-физических расчетов в резонансной области энергии нейтронов. Однако, как правило, при этом тепловое движение ядер учитывается лишь в полных сечениях поглощения и рассеяния нейтронов [2-3].

Индикатриса рассеяния нейтронов (вероятность нейтрону имеющему скорость v' в результате рассеяния с ядром мишени получить скорость v) во всех расчетах, в том числе и реперных,

выполняемых, например, методом Монте-Карло, предполагается в резонансной области энергии такой же, как и в среде с неподвижными ядрами. Отмечается, что нет оценок такого предположения, однако встречаются высказывания о возможной значимости учета движения ядер в реакторных функционалах через деформацию индикатрисы рассеяния. Для корректного исследования этой задачи требуется, прежде всего, иметь удобный инструмент для расчета индикатрисы рассеяния нейтронов на движущихся ядрах хотя бы моноатомного газа. Выводится формула для учета резонансного поведения индикатрисы рассеяния. Рассматривается столкновение между нейтроном, имеющими скорость v' , и атомами газа, имеющими скорость V , направленную под углом $\arccos(\mu)$ к v' .

$$\sigma_s(v')f_s(v' \rightarrow v) = \frac{1}{v'} \int_0^\infty \int_{-1}^1 \sigma_s(v_r)v_r g(v' \rightarrow v_r) 2\pi P(v_r) d\mu dv_r, \quad (1.1)$$

где $P(V)$ - распределение Максвелла, v_r - относительная скорость ядра и нейтрона до столкновения, причем

$$\sigma_s(E')f_s(E' \rightarrow E) = (1/mv)\sigma_s(v')f_s(v' \rightarrow v). \quad (1.2)$$

Здесь интегрирование ведется по переменным v и μ . Перейдем к новым переменным: $t = V^2$, $u = V\mu$, $q^2 = A(v'^2 + t - 2v'u)$ и $S^2 = v'^2 + A^2t + 2Av'u$. Тогда $v_r = q/A$ и $V_c = S/(A+1)$.

В новых переменных интеграл (1.1) можно записать в виде:

$$\sum_{sr}(v' \rightarrow v) = \frac{1}{v'} \iint_{\Omega} \sum_s(q) \frac{q}{A} \frac{(A+1)^2 v}{2qS} P(S, q) \frac{\partial(V, \mu)}{\partial(S, q)} dSdq. \quad (1.3)$$

Область интегрирования Ω представляется в виде, показанном на рисунке 1.1

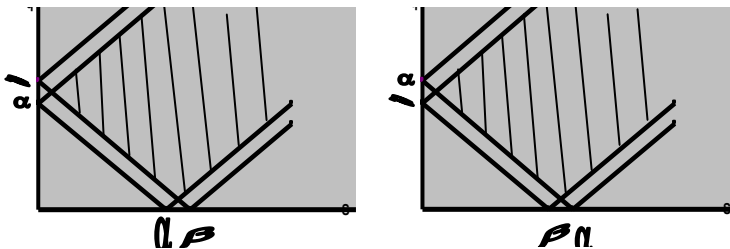


Рис. 1.1. Область интегрирования, $E' > E$ слева, $E' < E$ справа где $\alpha = (A+1)v$, $\beta = (A+1)v'$.

После замены $y = q \sqrt{\frac{m}{2(A+1)kT}}$ окончательно получим

выражение для индикатрисы рассеяния:

при $E' > E$

$$\sum_{sr} (E' \rightarrow E) = D \left\{ \int_{S_1}^{S_2} \sum_s (y) y \exp\left(-\frac{y^2}{A}\right) \times [\operatorname{erf}(\alpha + y) - \operatorname{erf}(\beta - y)] dy + \int_{S_2}^{\infty} \sum_s (y) y \exp\left(-\frac{y^2}{A}\right) \times [\operatorname{erf}(\alpha + y) - \operatorname{erf}(y - \alpha)] dy \right\} \quad (1.4)$$

при $E' < E$

$$\sum_{sr} (E' \rightarrow E) = D \left\{ \int_{S_1}^{S_2} \sum_s (y) y \exp\left(-\frac{y^2}{A}\right) \times [\operatorname{erf}(\beta + y) - \operatorname{erf}(\alpha - y)] dy + \int_{S_2}^{\infty} \sum_s (y) y \exp\left(-\frac{y^2}{A}\right) [\operatorname{erf}(y + \beta) - \operatorname{erf}(y - \beta)] dy \right\} \quad (1.5)$$

где $\alpha = \sqrt{(A+1)(E/kT)}$, $\beta = \sqrt{(A+1)(E'/kT)}$, $S_1 = (\beta - \alpha)/2$

$$S_1 = (\beta - \alpha)/2, S_2 = (\alpha + \beta)/2, D = \frac{\sqrt{A(A+1)}(A+1)^2}{4E'A^3} \exp(E'/kT)$$

Сравним формулу (1.1) с выражениями (1.4) и (1.5). В формуле (1.1) \sum_s интегрируется по переменным ν и μ , в формулах (1.4) и (1.5) \sum_s зависит от одной переменной y . Таким образом, удачный выбор новых переменных позволил перейти от двумерного интеграла к одномерному.

Если считать $\sum_s = \sum_{s,0} = \text{const}$, то интегралы в выражении (1.4) и (1.5) можно легко преобразовать и получить известную формулу для индикатрисы рассеяния в газовом приближении [3]

$$\sum_s (E' \rightarrow E) = \frac{\sum_{s,0} \eta^2}{2E'} \left(\exp\left[\frac{E'}{kT} - \frac{E}{kT}\right] \right)$$

$$\times \left[\operatorname{erf}\left(\eta\sqrt{E'/kT} - \rho\sqrt{E/kT}\right) + e_0 \operatorname{erf}\left(\eta\sqrt{E'/kT} + \rho\sqrt{E/kT}\right) \right] + \\ \operatorname{erf}\left(\eta\sqrt{E/kT} - \rho\sqrt{E'/kT}\right) - e_0 \operatorname{erf}\left(\eta\sqrt{E/kT} - \rho\sqrt{E'/kT}\right), \quad (1.6)$$

где $\eta = (A+1)/2\sqrt{A}$, $\rho = (A-1)/2\sqrt{A}$ и $e_0 = \begin{cases} 1..npu..E' < E \\ 1..npu..E' > E \end{cases}$.

Для иллюстрации полученного решения, значения индикатрисы рассеяния:

$$SS_{rez} = \sum_{sr} (E' \rightarrow E, T) / \sum_{sr} (E', T)$$

были вычислены для ^{238}U в окрестности резонансов 6,67 и 273,7 эВ по программе Sharik (расчет интегралов по формулам (1.4) и (1.5)). Результаты расчетов сравниваются с индикатрисой рассеяния, не учитывающей резонансного поведения сечения рассеяния, но учитывающей тепловое движение ядер среды (1.6):

$$SS = \sum_s (E' \rightarrow E, T) / \sum_s (E', T)$$

и асимптотической индикатрисой рассеяния («ступенькой»):

$$SS_{st} = \sum_{sas} (E' \rightarrow E) / \sum_s (E').$$

Для расчета сечения рассеяния $\sum_s (E)$ использовалась программа CROSS [4]. Она в частности рассчитывает для выбранного нуклида резонансное сечение рассеяния при заданной температуре и энергии нейтрона. Так как рассеяние анализируется в системе нейтрон-ядро, то программа CROSS используется в режиме нулевой температуры.

На рисунках 1.2 и 1.3 показаны значения индикатрис полученные для E_r , равной 6,67 эВ, $E' = \alpha E_r$, $\left[\alpha = (A-1)/(A+1)^2 \right]$ и температур 300 и 1200 К соответственно. Хорошо видно различие трех индикатрис, причем с увеличением температуры оно растет и резонансная индикатриса сдвигается вправо, в сторону резонанса.

На рисунках 1.4 и 1.5 показаны индикатрисы при $E_r = 273,7 \text{ эВ}$, $E' = E_r + \Delta$, $\Delta = \sqrt{4E_r kT / A}$ и температур 300 и 1200 К соответственно. Видно, что резонансная индикатриса сдвигается в сторону резонанса и при повышении температуры различия между ней и асимптотической индикатрисой («ступенькой») заметно увеличиваются.

Таким образом, даже при большой энергии, вблизи резонанса наблюдается заметное отличие от ступенчатой формы индикатрисы

рассеяния, учитывающей тепловое движение ядер и резонансное поведение сечения рассеяния.

Для оценки влияния отличия резонансной индикатрисы рассеяния от «ступеньки» на реакторные функционалы использовался программный комплекс ТВС-М [5], численно решающий уравнение замедления нейтронов.

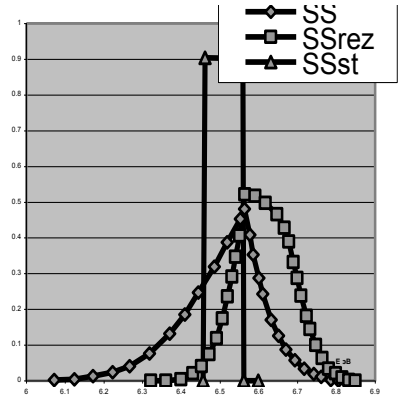
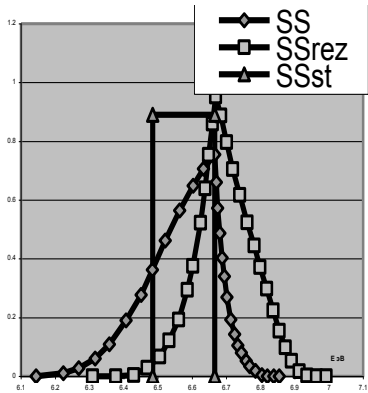


Рис. 1.2, 1.3. Индикатрисы рассеяния при $E_r = 6,67 \text{ эВ}$, $E' = \alpha E_r$, $T = 300 \text{ К}$ и $T = 1200 \text{ К}$ соответственно.

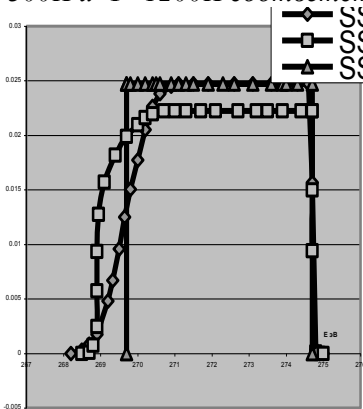


Рис. 1.4, 1.5. Индикатрисы рассеяния при $E_r = 273,7 \text{ эВ}$, $E' = E_r + \Delta$, $T = 300 \text{ К}$ и $T = 1200 \text{ К}$ соответственно.

Программный комплекс ТВС-М производит двумерный расчет поперечного сечения ТВС в 48 энергетических группах в

асимптотическом приближении. Используется усовершенствованный метод вероятности первых столкновений (ВПС). При этом в надтепловой области (группы от 1 до 24, область энергий более 0,625 эВ) групповые константы подготавливаются в предварительном многоточечном (от 3 000 до 5 000 точек разбиения) расчете, чтобы учитывать пространственно-энергетическую блокировку нейтронов практически без приближений. Проводится многозонный расчет изменения нуклидного состава в каждом твэле и каждом поглощающем стержне ТВС.

В случае многозонной ячейки соответствующие уравнения для плотности столкновений $F(u)$ имеют вид

$$v_n F_n(u) = \sum_{n'} v_{n'} P_{n',n}(u) Q_{n'}(u), \quad (1.7)$$

где v_n - объем зоны n ; u - летаргия; $P_{n',n}(u)$ - вероятность нейтрону с летаргией u , рожденному в зоне n' , испытать первое столкновение в зоне n ; $Q_{n'}(u)$ - источник замедляющихся по летаргии u нейтронов в зоне n . Верхняя граница резонансной области и принята равной 4,65 кэВ.

Выражение для источника, использующего стандартную индикатрису-ступеньку, имеет вид

$$Q_n(u) = \sum_l \frac{1}{1 - \alpha_l} \int_{u - \varepsilon_l}^u du' c_{l,n}(u') F_n(u') \exp(u' - u), \quad (1.8)$$

где l - индекс элемента; $\alpha_l = [(A_l - 1)/(A_l + 1)]^2$; $\varepsilon_l = \ln(1/\alpha_l)$; A_l - массовое число; $c_{l,n} = \rho_l \sigma_{s,l} / \sum_n$; \sum_n - полное сечение в зоне n .

Расчет в резонансной области энергии в каждой группе выполняется путем разбиения группы на произвольное (оптимальное для рассчитываемой задачи) число одинаковых по летаргии интегралов. Для нуклидов с нерезонансным поведением сечений в группе применяются групповые микросечения. Для резонансных нуклидов в каждой точке разбиения рассчитываются все микросечения по программе CROSS. При этом используются файлы резонансных параметров из библиотеки ядерных данных программы.

Упругое замедление на каждом нуклиде рассчитывается без каких-либо приближений типа приближения узкого или широкого резонанса. Не используются также и приближения для описания взаимного влияния сечений различных резонансных нуклидов. Таким

образом, расчет в резонансной области выполняется фактически без приближений.

Для исследования влияния доплер-эффекта учета теплового движения ядер в индикатрисе рассеяния источник $Q_n(u)$ в уравнении (1.19) заменяется

$$Q_n'(u) = \sum_1 \int_0^{\infty} du' c_{1,n}(u') F_n(u') W_l(u' \rightarrow u), \quad (1.9)$$

где плотность столкновений $F(u)$ берется из стандартного расчета по формулам (1.7) и (1.8), индикатрисы для основных замедлителей – водорода и кислорода рассчитывались по формуле (1.4) во всей резонансной области энергий, резонансная индикатриса рассеяния для ^{238}U рассчитывалась по программе Sharik до 1 кэВ, выше использовалась стандартная индикатриса – «ступенька».

При нахождении источника $Q_n'(u)$ делалось несколько итераций для учета рассеяния нейтронов вверх по энергии.

Расчеты проводили для двух топливных ячеек ВВЭР-440. В ячейке А топливная таблетка была из уранового топлива, в ячейке В – мокстопливо.

Температура замедлителя в расчетах принята равной 558 К, температуру твэла и оболочки изменяли от 558 до 1000 К.

Для расчета резонансного сечения рассеяния ^{238}U в программе Sharik использовалась программа CROSS при $T=0$. Поглощение нейтронов в ячейке рассчитывалось по стандартной версии программы ТВС-М (уравнения (1.7), (1.8)) и измененной версии (уравнения (1.7), (1.9)).

Доплер-эффект рассчитывался по формуле:

$$\Delta \sum_a = \left[\sum_a (T) - \sum_a (558) \right] / \sum_a (558).$$

Разница между расчетом, учитывающим тепловое движение ядер в индикаторе рассеяния, и стандартным расчетом (без учета) в зависимости от температуры топлива показана на рисунках 1.6 и 1.7. На рисунке 1.6 показано отличие в процентах в доплер-эффекте для ячеек А и В. На рисунке 1.7 показано отличие в процентах в полном сечении поглощения резонансной области для ячеек А и В. Для ячейки В из-за сильного влияния на Доплер-эффект поглощения нейтронов на ^{240}Pu исследуемая разница заметно снижается.

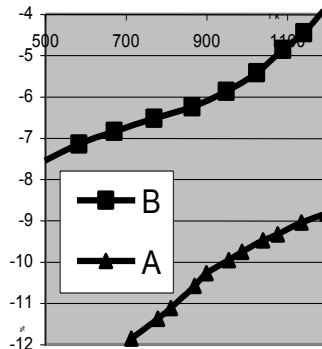
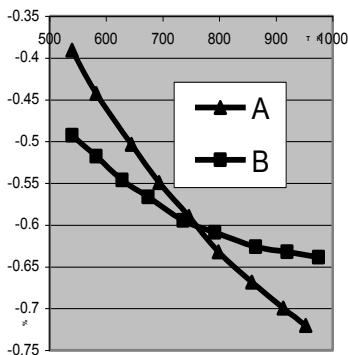


Рис. 1.6, 1.7. Отличие в процентах в полном сечении поглощения для ячеек A и B и при учете доплер-эффекта соответственно.

Таким образом, Доплер-эффект в индикатрисе рассеяния ^{238}U в достаточной степени заметен при точном решении уравнения замедления в резонансной области энергии.

Вторая глава посвящена анализу использующихся ранее переходных функций (функций перехода от тока ДПЗ к линейному энерговыделению ТВС), адаптации существующего и разработке нового алгоритма аппроксимаций переходных функций, использующихся в программном комплексе СВРК.

Определение энерговыделения в местах размещения ДПЗ зависит от следующих основных частей:

- первичных измерительных преобразователей (датчиков);
- линий связи;
- информационно-измерительной аппаратуры нижнего уровня;
- вычислительного комплекса верхнего уровня с ППО.

В состав первичных измерительных преобразователей СВРК, размещаемых внутри реактора, входят датчики контроля нейтронного потока типа ДПЗ и температуры теплоносителя. ДПЗ в количестве семи штук, равномерно размещенные по высоте активной зоны, входят в состав СВРД. 54 (64) СВРД распределены по горизонтальному сечению активной зоны. Таким образом, контроль энерговыделения осуществляется 378 (448) датчиками контроля нейтронного потока, равномерно распределенными по объему активной зоны. Для перехода от тока родиевого ДПЗ к среднему линейному энерговыделению шести ближайших к датчику твэлов для

каждого типа ТВС подготавливаются коэффициенты чувствительности (переходная функция). Следует отметить, что в отличие от других известных СВРК, эти функции перехода от тока к линейному энерговыделению не перекалибровываются в процессе эксплуатации.

В связи с особой важностью точного определения переходной функции ТВС с ДПЗ С.А. Цимбаловым и В. И. Митиным в 90-х годах прошлого века были разработаны алгоритмы ее прямого и детального расчета для каждой кассеты ВВЭР [6,9]. За последнее время, в связи с развитием комплексов нейтронно-физических и электронно-фотонных программ, появилась возможность для уточнения этих алгоритмов. Показано, что без потери точности расчет переходной функции в кассетах ВВЭР можно разбить на четыре независимые составляющие:

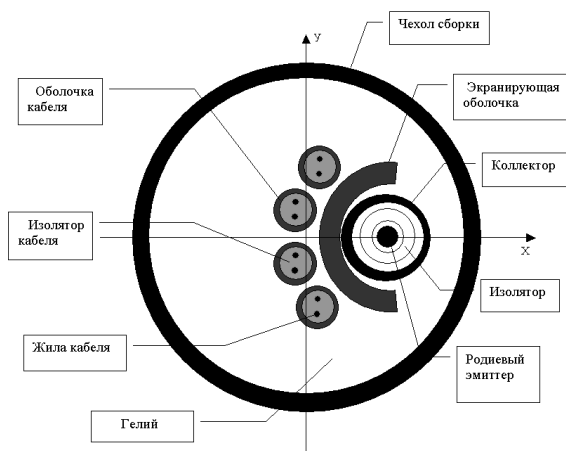
- расчет электронно-фотонного каскада ДПЗ, то есть тока детектора на одно поглощение в каждой выбранной цилиндрической зоне родия (не зависящего от типа кассеты и выгорания родия);
- нейтронно-физический расчет активации невыгорающего родия в ДПЗ в реальных спектрах каждого типа ТВС;
- аппроксимаций по выгоранию ТВС и параметрам состояния активной зоны реактора;
- учета выгорания ДПЗ.

Далее описывается расчет вероятностей вылета электронов из различных слоев родиевого эмиттера, возникающих за счет бета-распада. В результате поглощения нейтрона ядром стабильного изотопа родия ^{103}Rh возникает радиоактивный изотоп ^{104}Rh . Ядро ^{104}Rh сразу после захвата находится в возбужденном состоянии и практически мгновенно “сбрасывает” возбуждение, испуская гамма-кванты. В результате этого основная часть возбужденных ядер переходит в основное состояние изотопа ^{104}Rh , которое имеет период полураспада $T_{1/2} = 43,2$ с. Часть возбужденных ядер (от 7 до 8 %) переходит в метастабильное состояние $^{104\text{m}}\text{Rh}$, с периодом полураспада $T_{1/2} = 4,34$ мин. При расчете вероятностей вылета электронов из различных слоев родиевого эмиттера, возникающих за счет бета-распада методом Монте-Карло [10] решается задача переноса электронов в характерной области вокруг родиевой проволоки. Таким образом, на данном этапе решается задача переноса электронов с внешним источником электронов, распределенным по пространству и энергии. В результате решения

данной задачи определяется вероятность $P_{\beta,act}(r)$ электрону, “рожденному” в проволоке за счет бета-распада, внести вклад в сигнал ДПЗ. Ранее, на этом задача определения вероятности (тока ДПЗ на одно поглощение в каждой цилиндрической зоне родия) считалась решенной. Так называемая мгновенная составляющая тока ДПЗ считалась равной 6% от полного сигнала, что было получено ранее экспериментальным путем.

В развитие существующего ранее алгоритма был выполнен расчет вероятностей вылета электронов из различных слоев родиевого эмиттера из-за взаимодействия гамма-квантов, возникающих в процессе захвата нейтронов в родии, с электронами вещества ДПЗ.

Возникающее в результате поглощения нейтрона “возбужденное” ядро испускает гамма-кванты различной энергии. Распределение скорости захватов нейтронов по радиусу родиевой проволоки из-за пространственно– энергетической блокировки будет неравномерным. На данном этапе моделирования сигнала в ДПЗ решается задача переноса захватных гамма-квантов и электронов, появляющихся в результате взаимодействия гамма-квантов с атомами эмиттера.



На рисунке 1.8 показан срез СВРД в районе 4-го по высоте ДПЗ. Как и на этапе переноса электронов область детализации электронно-фотонного каскада определяется внешним диаметром коллектора. Делается обоснованный вывод, что вылетевшие за границы коллектора

Рис. 1.8. Срез СВРД в районе 4-го ДПЗ.

электроны и гамма-кванты назад не возвращаются.

На рисунках 1.9 и 1.10 показаны вероятности вылета электронов для

двух родиевых ДПЗ. Вводится понятие коэффициента полезного действия ДПЗ (КПД) - полезный ток ДПЗ, на одно поглощение нейтрона в родиевой проволоки. КПД ДПЗ зависит как от состава и размеров изолятора, так и от диаметра родиевой проволоки. Для ДПЗ с диаметром родиевой проволоки порядка 0,048см КПД=0,5, а для 0,15см - меньше 0,2.

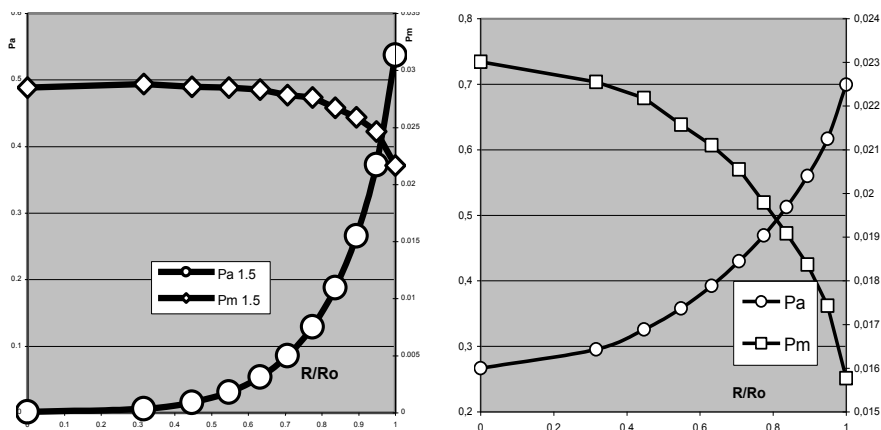


Рис. 1.9, 1.10. Распределение полного числа вылетевших электронов на один поглощенный нейтрон по радиусу родиевой проволоки для радиусов родиевой проволоки в ДПЗ 0,048 и 0,15см соответственно. P_m – мгновенная активационная составляющая ($P_{\gamma,act}(r)$), P_a – запаздывающая активационная составляющая ($P_{\beta,act}(r)$), R/R_o – относительный диаметр родиевой проволоки.

Таким образом, ввод в алгоритм расчета переходной функции $P_{\gamma,act}(r)$ (вместо 6%) позволил уточнить расчет мгновенной составляющей и учесть, что с выгоранием ДПЗ она увеличивается.

Далее описывается влияние изолятора в ДПЗ. Он отделяет коллектор от эмиттера и должен обеспечить высокое электрическое сопротивление при ограниченных толщинах, не эмитировать в большом количестве заряженные частицы, способные исказить показания детектора, и пропускать заряженные частицы, испускаемые эмиттером. Электроны, попадающие в изолятор, могут поглотиться в нем. При этом изолятор приобретает объемный отрицательный заряд, электрическое поле которого будет влиять на движение электронов, вылетающих из эмиттера. Определяется критический радиус

изолятора (после которого электроны стекают в коллектор, с образованием полезного тока) [8]. Отмечается, что выбранная модель учета заряда в изоляторе в результирующем токе ДПЗ хорошо работает в случае достаточно небольшого объема изолятора с оптимизированным сопротивлением. Здесь под оптимизацией понимается, как выбор материала изолятора, так и то, что при слишком большом сопротивлении изолятора увеличивается величина накапливаемого в нем заряда и, как следствие, более непредсказуемо его влияние на результирующий ток при разных режимах облучения ДПЗ. С другой стороны, при низком сопротивлении изолятора и достаточно большом сопротивлении линии связи возникают большие токи утечки, что увеличивает погрешность измерения. Очень важным качеством изолятора является слабое изменение его свойств по мере облучения. Например, порошковый изолятор может спекаться и менять форму и, следовательно, количество содержащегося на нем заряда, что сложно спрогнозировать расчетными методами.

Особое внимание уделяется нейтронно-физическому расчету активации родия в ДПЗ и средней мощности шести окружающих его твэлов. Нейтронно-физический расчет активации родия в ДПЗ и средней мощности шести окружающих его твэлов выполняет описанная выше спектральная программа ТВС–М для стационарного состояния ТВС. Программа проводит многозонный расчет изменения нуклидного состава в каждом твэле и каждом поглощающем стержне ТВС, в том числе и в родиевой проволоке. Следует отметить, что из-за сильной пространственно–энергетической блокировки нейтронов, с одной стороны, и существенной зависимости вероятности вылета электронов от их места рождения, с другой, следует разбивать родиевую проволоку минимум на 10 зон.

Полный ток, образованный в эмиттере детектора, рассчитывается

по формуле $J = e \int_0^{\infty} \int_0^R \varphi(r, E) P_{tot}(r) \Sigma_{act}(r, E) 2\pi r dr dE$, где

$P_{tot}(r) = P_{\beta, act}(r) + P_{\gamma, act}(r)$. Переходная функция равна отношению

средней мощности твэлов, окружающих детектор, к току, образованному в эмиттере детектора: $S = q/J$, МВт/мкА.

Стационарная линейная мощность ТВС в местах расположения ДПЗ определяется по формуле: $Q = S M K_{ao} f(Y) J_n$, где M - число твэлов в ТВС, J_n - полезный ток ДПЗ, $f(Y)$ - функция, учитывающая

выгорание ДПЗ, через протекший заряд Y , K_{ad} – адаптационный коэффициент, близкий к единице (ранее был равен 0,937, после модификации методики равен 0,967).

Переходная функция S , зависящая от спектра нейтронов в родии и в соседних твэлах, распределения плотности ядерного топлива по радиусу, их температур, представляется в виде функции с коэффициентами, полученными в результате аппроксимации этой функцией набора значений переходной функции при различных параметрах ТВС и среды. Переходная функция, обеспечивающая незанижение локальных мощностей в наиболее напряженных ТВС, представляется в виде:

$$S = P_1 \cdot (1 + P_2 W + P_3 W^2 + P_4 W^3 + P_5 W^4) \cdot [1 + P_6 (1 + P_7 W) \cdot (G - G_o)] \times \\ \times [1 + P_8 (1 + P_9 W) \cdot (C - C_o)] \cdot [1 + (P_{10} + P_{11} W)(Q/Q_o - 1)] \cdot [1 + P_{12}(N - 4)] \times \\ \times \left[\left(1 + P_{13} W_p + P_{14} (W - W_p) W_p \right) \frac{W_0}{K_c} + \left(1 + P_{15} + P_{16} W_p + P_{17} W_p^2 \right) \frac{W_B}{K_{cB}} + \right. \\ \left. + \left(1 + P_{18} + P_{19} W_p + P_{20} W_p^2 \right) \frac{W_{Dy}}{K_{cDy}} \right],$$

где $P_1 - P_{20}$ – коэффициенты аппроксимации;

W – текущее выгорание топлива, МВт·сут/кгU;

W_p – выгорание топлива при введенном поглотителе, МВт·сут/кгU;

G, G_o – текущая и опорная плотности воды, кг/см³;

C, C_o – концентрации естественного бора в воде, гВ/кгH₂O ;

Q, Q_o – текущая и опорная удельная мощность, кВт/м;

N – номер детектора по высоте сборки,

W_0 – доля детектора, не перекрытая поглотителем (ОР СУЗ);

W_B – доля детектора, перекрытая борной частью ОР СУЗ;

W_{Dy} – доля детектора, перекрытая диспрозиевой частью ОР СУЗ;

K_c – коэффициент нагрузки твэлов, окружающих ДПЗ.

Анализируются ошибки аппроксимаций представленной формулы и предлагается заменить первые 7 коэффициентов на табличную форму

задания переходной функции. Это существенно снижает ошибки аппроксимаций, особенно при больших выгораниях ТВС.

Третья глава посвящена анализу существующих алгоритмов учета выгорания ДПЗ в СВРК и замене их на новые алгоритмы.

Одной из важных составляющих в определении линейного энерговыделения ТВС по току ДПЗ является учет его выгорания. Следует отметить, что в процессе эксплуатации ДПЗ и ТВС функции перехода от тока ДПЗ к линейному энерговыделению твэлов, окружающих ДПЗ, и функции учета выгорания ДПЗ не перекалибровываются. Тем более, в случае калибровки в условиях реактора, непонятно, что будет являться эталоном. Принципиально возможно использовать показания термомпар (ТП), для ТВС, энерговыделение которых совместно контролируют ДПЗ и ТП. Тогда, в принципе, возможна взаимная калибровка в пределах одной ТВС нейтронных ДПЗ и ТП. Но, в настоящее время, в основном, из-за неопределенности в расходе теплоносителя, в перераспределении его в сечении ТВС и из-за возможного радиационного разогрева ТП, взаимная калибровка не используется. В связи с этим, в настоящее время, суммарная паспортная погрешность ДПЗ (максимально допустимая погрешность определения нейтронного тока ДПЗ) растет и к концу срока службы может достигать $\pm 5\%$.

Учет выгорания ДПЗ ведется по протекшему через него интегральному заряду, который однозначно связан с выгоранием родиевого ДПЗ. Функция выгорания ДПЗ задается в виде:

$J_n / J_0 = f(Y)$, где J_0 - ток свежего, а J_n - ток выгоревшего ДПЗ.

Паспортная формула учета линейная: $f(Y) = 1 - \alpha_1 \cdot Y$, более точная формула, была ранее предложена С.А. Цимбаловым:

$f(Y) = (1 - \alpha_2 \cdot Y)^{0.94}$. Последнее время используется, предложенная

автором модифицированная квадратичная формула:

$f(Y) = 1 - \eta \cdot Y + \eta_2 Y^2$. Принципиальная новизна выбранной

математической модели заключается в том, что две первые формулы были получены по опыту эксплуатации, а последняя – методом имитационного моделирования выгорания ДПЗ, с использованием алгоритмов Главы 1. Для детального описания функции $f(Y)$ следует ясно представлять величину вкладов от всех физических процессов в полезный сигнал (а интегрально – в протекший заряд) ДПЗ.

В ДПЗ с эмиттером из родия основным процессом является активация родия нейтронами. Образующиеся при захвате нейтрона

ядра являются бета-активными, то есть представляют собой распределенный в объеме эмиттера источник электронов высокой энергии. Кроме основного процесса, которым является радиоактивный распад, к эмиссии электронов приводит взаимодействие с материалами ДПЗ гамма-излучения разного происхождения, которое присутствует в реакторе при работе на мощности. Следует отметить, что, хотя вклад гамма-излучения и называется реакторным, но из-за сильной экранировки реально в нем принимает участие только несколько ближайших к ДПЗ рядов твэлов.

В настоящее время известны и рассчитываются следующие вклады в полный ток родиевого ДПЗ (Для ДПЗ с родиевой проволокой диаметром примерно 0,48 мм и изолятором из окиси кварца в порядке убывания):

- запаздывающая родиевая составляющая, связанная с активацией нейтронами ядер ^{103}Rh и их бета-эмиссией (примерно 94 %);
- мгновенная (комптоновская) родиевая составляющая, связанная с активацией нейтронами ядер ^{103}Rh и последующим их переходом в основное состояние с испусканием жестких фотонов, которые, в свою очередь, взаимодействуют с материалами датчика, что приводит к образованию электронов и позитронов (примерно 3,5 %);
- мгновенная составляющая от реакторных фотонов (примерно 1,5 %);
- запаздывающая фотонная составляющая, испускаемая продуктами деления (примерно 1 %);
- фоновый ток линии связи (в настоящее время у каждого ДПЗ кроме сигнальной есть фоновая жила и фоновый ток аппаратно вычитается). Надо отметить, что в отличие от активационного тока ДПЗ, ток индуцируемый гамма-излучением не зависит от выгорания родия и, следовательно, его доля в полном сигнале выгоревшего датчика существенно увеличивается. На рисунке 1.9 приводится распределение $P_{\beta,act}(r)$ и $P_{\gamma,act}(r)$ по радиусу родиевой проволоки.

Видно, что, из-за разных физических процессов, вероятность $P_{\beta,act}(r)$, связанная с главной составляющей в полном сигнале ДПЗ, максимальная на внешнем диаметре родиевой проволоки, а $P_{\gamma,act}(r)$ - максимальная в центре. Следовательно, при выгорании ДПЗ, их вклады в полный сигнал будут перераспределяться. В связи с этим, в этой главе особое внимание уделяется детальному, зонному (родиевая проволока разбивается на 10 зон) нейтронно-физическому расчету выгорания ДПЗ. Кроме этого, в этой главе уделяется внимание

влиянию спектральных характеристик ТВС на выгорание ДПЗ. В течение срока службы, ДПЗ облучается, как правило, в четырех ТВС с разным обогащением и выгоранием. В связи с этим, оценивается ошибка в расчетах формулы выгорания ДПЗ и показывается, что она находится в пределах паспортного разброса начальной чувствительности. С другой стороны, показывается, что каждый из семи ДПЗ в составе СВРД выгорает со своей плотностью теплоносителя, которая для ТВС каждого типа является определяющей в формировании спектра облучения. Разница в формулах выгорания для первого и седьмого по высоте ДПЗ достигает 2,5% в конце четвертого года облучения.

Далее показывается влияние разброса начальной чувствительности (в первую очередь отклонений в диаметре родиевой проволоки) на изменение формы выгорания ДПЗ и предлагается, для учета выгорания ДПЗ вводить табличные зависимости. Делается вывод, что ввод табличных значений функции выгорания ДПЗ решает следующие вопросы:

- снимает ранее существовавшую погрешность аппроксимаций;
- существенно уменьшает погрешность из-за усреднения спектральных характеристик по высоте ТВС;
- существенно упрощает учет индивидуальных технических характеристик ДПЗ и появляется возможность учета индивидуальных технических характеристик детекторов даже в составе одной сборки ВРД.

В *четвертой главе* приводится методика определения тепловой мощности ЯЭУ по показаниям ДПЗ. Мощность реактора по показаниям ДПЗ определяется по формулам:

$$N_{\text{ДПЗ}} = Kdpz \cdot \sum_{i=1}^M QED_i \cdot H, \quad QED = SM K_{\text{ад}} f(Y) J_n / L_n,$$

где L_n - длина эмитера

Таким образом, мощность по ДПЗ определяется с использованием следующих величин, имеющих разную погрешность:

- а) измеряемых токов ДПЗ;
- б) коэффициентов чувствительности в расчет которых входят K_c – коэффициенты нагрузки твэлов, окружающих ДПЗ в ТВС;
- г) $Kdpz$ - коэффициента, учитывающего соотношение мощности во всей активной зоне и в призмах с ДПЗ, равного отношению средней

линейной мощности в реакторе к средней линейной мощности в М измеряемых призм;

д) L_n - длины эмиттера в ДПЗ (на самом деле, длина родиевой проволоки в ДПЗ, должна быть привязана к заданной (меняющейся от партии к партии) массе и, следовательно, диаметру эмиттера);

е) функции учета выгорания ДПЗ от протекшего заряда;

ж) K_{ad} – адаптационного коэффициента.

Мощность по ДПЗ также зависит от точности определения смещений центров ДПЗ от проектного значения (следует отметить, что правильный учет смещений ДПЗ уточняет мощность по ДПЗ примерно на один процент). Также отмечается, что ДПЗ является нейтронно-чувствительным элементом и совокупность ДПЗ измеряет нейтронную мощность активной зоны реактора. Для точного перехода к измерению тепловой мощности следует учесть все физические процессы, считающиеся до настоящего времени несущественными. Например, (n, α) реакция на боре в теплоносителе (оценивается в 0.3% от тепловой мощности). Остаточное энерговыделение ТВС считается постоянным и независимым от времени облучения.

Особое внимание в этой главе уделяется вычислению $Kdpz$, подчеркивается, что это расчетная величина и желательно иметь как можно больше независимых программных средств в составе СВРК для ее проверки в процессе эксплуатации ядерного топлива.

Основные результаты

В диссертационной работе получены следующие результаты:

1. Модифицирован программный комплекс ТВС-М, внедрена новая математическая модель учета доплер-эффекта в индикатрисе рассеяния нейтронов на движущихся ядрах моноатомного газа в резонансной области энергии;

2. Разработаны и реализованы новые математические алгоритмы расчетов переходных функций программного комплекса СВРК ВВЭР;

3. Разработана и внедрена новая методика учета выгорания ДПЗ, используемая в настоящее время программном комплексе СВРК;

4. Модифицирована методика определения тепловой мощности ЯЭУ по показаниям ДПЗ.

Основные публикации по теме диссертации

Статьи в научных изданиях, входящих в перечень ВАК

1. Курченков А.Ю., Лалетин Н.И. Расчет индикатрисы рассеяния нейтронов на движущихся ядрах моноатомного газа в резонансной области энергии. Атомная энергия, 1991, т. 70, вып. 6, с. 368-372.
2. Курченков А.Ю., Сидоренко В.Д. Оценка изменения Доплер-эффекта при учете движения ядер и резонансного поведения сечения рассеяния в индикатрисе рассеяния. Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 4, с. 321-323.
3. Курченков А.Ю. Выгорание родиевого ДПЗ в ВВЭР-1000. Методика определения линейного энерговыделения по показаниям ДПЗ // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика ядерных реакторов» - 2010, выпуск 3 «Физика и методы расчета ядерных реакторов», с.16-25.
4. Курченков А.Ю., Кулаков А.С., Алексеев Н.И., Калинушкин А.Е. Влияние доли реакторного гамма-излучения на полный сигнал ДПЗ // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика ядерных реакторов» - 2012, выпуск 1 «Физика и методы расчета ядерных реакторов», с.34-43.
5. Курченков А.Ю., Ковель А.И., Хватов В.А., Чапаев В.М. Учет выгорания родиевого ДПЗ в реакторах ВВЭР-1000 // Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика ядерных реакторов» - 2012, выпуск 1 «Физика и методы расчета ядерных реакторов», с.43-54.

Научные статьи в других изданиях

1. Курченков А.Ю., Лалетин Н.И., Султанов Н.В. Оценка изменения индикатрисы рассеяния за счет теплового движения ядер на блокированное резонансное поглощение ^{238}U . – В кн.: Нейтронная физика Мат. Межд. Конф. По нейтронной физике. Киев, 1987 т. 4, с 244-247.
2. Калинушкин А.Е., Курченков А.Ю, Митин В.И., Семченков Ю.М. Современная система внутриреакторного контроля (СВРК-М), мониторинг ядерного топлива ВВЭР-1000 // Ядерная и радиационная безопасность. Украина, 2010, выпуск 4, с.18-21.

3. A.Y.Kurchenkov, A.S. Kulakov, N.I. Alexeev, A.E. Kalinushkin. Investigation of gamma radiation share in full SPND signal. Proceedings of twenty-first Symposium of AER, Germany, 19-23 sept., 2011; p.405-416.;
4. A.Y.Kurchenkov. Rhodium SPND in VVER_1000. Method for Determination of Linear Energy Release by SPND Readings. PHYSICS OF ATOMIC NUCLEI, Vol. 74, No. 14, 2011;
5. А.В. Крянев, А.Ю. Курченков, Д.К. Удумян. Восстановление распределения тепловыделения в АЗ ВВЭР-1000 с помощью метрического анализа. Труды научной сессии НИЯУ МИФИ-2010. т.3, с.152-154.
6. Крянев А. В., Курченков А. Ю., Удумян Д. К. Схема восстановления распределения энерговыделения в активной зоне реактора с помощью метрического анализа. М.:РУДН, Информационные технологии и математическое моделирование высокотехнологичных систем, 2011, с.313-315.
7. A. Kurchenkov, V. Sidorenko, A. Lazarenko. An influence of various calculation models a value of Doppler effect in VVER fuel lattices. 6-th AER Symposium on VVER Reactor Physics and Reactor Safety. Finland, sept. 23-26, 1995.
8. A. Kurchenkov, N. Laletin. Effect of the temperature dependent transfer kernel of scattering on resonance absorption of neutron. Proc. Int. Conf. on Mathematics and Computations, Reactor Physics and Environmental Analysis. Portland, Oregon, April 30 – May 4 1995.
9. Акт о внедрении результатов диссертации на 1-м и 2-м блоках АЭС Тяньвань. Представительство РЭА в КНР, г. Ляньюньган, от 30.03.2012г.
10. Акт о внедрении результатов диссертации на 1-4 блоках Калининской АЭС, №00.4Q.AP.0097.54 от 26.04. 2012г.
11. Курченков. А.Ю., Калинушкин А.Е., Митин В.И Патент на изобретение №2451348 «способ определения энерговыделения в активной зоне по показаниям нейтронных детекторов в процессе эксплуатации реакторов ВВЭР» (зарегистрировано 20.05.2011г.).
12. Курченков. А.Ю., Мусихин А.В. Патент на изобретение №2458415 «способ защиты активной зоны реактора ВВЭР по превышению мощности с использованием показаний фоновых внутриреакторных детекторов» (зарегистрировано 10.08.2012г.).

Общий объем публикаций автора по теме диссертации составляет около 3 п.л.

Цитируемая литература

1. В.И. Митин, А.Е. Калинушкин, К.Б. Косоуров и др. Модернизированная система внутриреакторного контроля (СВРК-М) на 5 и 6 блоках АЭС «Козлодуй» как новый этап в развитии контроля условий эксплуатации ядерного топлива в реакторах типа ВВЭР. Доклад на ядерном форуме «Болгарская ядерная энергетика – национальная, региональная и мировая энергетическая безопасность (BULATOM), Болгария, 27-29.05.2009.
2. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
3. Cohen E. Обзор теорий замедления нейтронов до тепловых энергий. – Труды Межд. Конф. По мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955). Докл. P.611, Т.5. Физика реакторов. М.: Издательство АН СССР, 1958.
4. Абагян Л.П., Тебин В.В., Юдкевич М.С. CROSS – пакет программ и библиотек для расчета сечения в области разрешенных резонансов.: Предпринт ИАЭ 409.5, 1984.
5. Программа ТВС-М (версия 1.4). Регистрационный номер паспорта аттестации ПС № 239 от 23.09.2008. Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору. М. 2008.
6. Цимбалов С.А. Характеристики родиевого детектора нейтронов ДПЗ-1м.- Препринт ИАЭ-3899/4, 1984.
7. М.Г. Мительман, Н.Д. Роземблум. Зарядовые детекторы ионизирующих излучений. М., Энергоиздат, 1982г
8. H.D. Warren, "Neutron and Gamma Ray Effects on Self-Powered In-Core Detectors", NSE 54, pp.391-415, 1974.
9. Gorodkov S.S., Marin S.V., Tsimbalov S.A. In-core SPND response calculation with MCU and EGS4 codes. Proceedings of the tenth symposium of AER. Moscow. Russia. 18-22 september 2000. Pp.735-738.
10. Городков С.С. "Применение метода Монте-Карло для расчета активационного тока родиевого детектора нейтронов ", Атомная Энергия 92(1), 2002, стр.18-23.
11. Ober T.G., Malloy J.W. An advanced model for the prediction of the total burnup-dependent self-powered rhodium detector response. Proc. Int. Conf. on Mathematics and Computations, Reactor Physics and Environmental Analysis. Portland, Oregon, 1995, Vol. 2, p. 22-31.

Курченков Александр Юрьевич (Россия)

Переходные функции, используемые при восстановлении и контроле энерговыделения реакторных установок водо-водяного типа

В работе разработан новый математический алгоритм и проведен анализ изменения сечения поглощения топливных ячеек при учете теплового движения ядер и резонансного поведения сечения рассеяния в индикатрисе рассеяния. Проведен анализ используемых ранее переходных функций (функций перехода от тока ДПЗ к линейному энерговыделению ТВС), выполнена адаптация существующего алгоритма и разработан новый алгоритм аппроксимаций переходных функций для программного комплекса СВРК. Разработан и обоснован новый математический метод учета выгорания ДПЗ, использующий имитационное моделирование, позволяющий использовать ДПЗ в активной зоне в течение четырех кампаний вместо трех с сохранением прежнего уровня погрешности.

Kurchenkov Alexander Y. (Russia)

The transition functions used for monitoring and reconstruction the energy release of water-water type reactor installations

We developed an algorithm and an analysis of changes in the absorption cross section of VVER fuel cells, taking into account the thermal motion of nuclei and the resonance behavior of the scattering cross section in the scattering function. The analysis used previously transition functions (functions of the transition from current to the linear energy release DPZ FA), performed adaptation of existing algorithm and developed a new algorithm for approximations of transfer functions. The new technique of the account of burning out DPZ SPND ICND is developed and proved, allowing to use SPND in an active zone during four campaigns instead of three with preservation of former error level.