

5. Gutiérrez-Vega J.C., Iturbe-Castillo M.D., Chávez-Cerda S. Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams // Optics Letters. – 2000. – V. 25. – № 20. – P. 1493–1495.
6. Bandres M.A., Gutiérrez-Vega J.C., Chávez-Cerda S. Parabolic nondiffracting optical wave fields // Optics Letters. – 2004. – V. 29. – № 1. – P. 44–46.
7. Аристов А.Г., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. Формирование и распространение «бездифракционных» лазерных пучков // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 12. – С. 1299–1304.
8. McLeod J.H. The axicon: A new type of optical element // Journal of the Optical Society of America. – 1954. – V. 44. – № 8. – P. 592–597.
9. Ling D., Li J., Chen J. Analysis of eigenfields in the axicon-based Bessel-Gauss resonator by the transfer-matrix method // Journal of the Optical Society of America. A. – 2006. – V. 23. – № 4. – P. 912–918.
10. Коронкевич В.П., Харисов А.А., Гейл М.Т., Шутц Х. Многопорядковые дифракционные линзы для формирования бесселевых пучков // Автотометрия. – 1966. – № 5. – С. 38–43.
11. Aruga T., Li Sh.W., Yoshikado Sh., Takube M., Li R. Nondiffracting narrow light beam with small atmospheric turbulence-influenced propagation // Applied Optics. – 1999. – V. 38. – № 15. – P. 3152–3156.
12. Lukin I.P. Formation of Bessel optical beams in turbulent medium // Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics: Abstracts XIII Intern. Symp. – Tomsk, 2006. – P. 71.
13. Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Sermtulu E., Korotkova O., Cai Y. Scintillation index of modified Bessel-Gaussian beams propagating in turbulent media // Journal of the Optical Society of America. A. – 2009. – V. 26. – № 2. – P. 387–394.
14. Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Sermtulu E., Cai Y. Scintillation advantages of lowest order Bessel-Gaussian beams // Applied Physics. B. – 2008. – V. 92. – № 2. – P. 229–235.
15. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. – М.: Наука, 1978. – 464 с.
16. Справочник по специальным функциям / под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. – М.: Наука, 1979. – 832 с.

Поступила 12.01.2010 г.

УДК 621.039.51

КОНТРОЛЬ ПОЛЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ ПРЯМОГО ЗАРЯДА

И.В. Шаманин, А.В. Киселев, В.А. Лызко

Томский политехнический университет
E-mail: KiselevAV@kolatom.murmansk.ru

Получены результаты, количественно характеризующие влияние на значение переходной функции от тока, образованного в эмиттере детектора, таких параметров, как глубина выгорания топлива в тепловыделяющих сборках, плотность теплоносителя, который одновременно является замедлителем, и концентрация борной кислоты в теплоносителе. Результаты показывают изменения представительности (качества) информации о распределении энерговыделения в активной зоне, которая получается при обработке системой внутриреакторного контроля аналогового сигнала (тока) с детекторов прямого заряда. Кроме того, в работе получены результаты, указывающие на значительное влияние спектральных характеристик нейтронного поля на показания детектора прямого заряда и отображающие чувствительность спектральных характеристик к условиям эксплуатации и состоянию ядерного реактора.

Ключевые слова:

Детектор прямого заряда, ядерный реактор, переходная функция, спектр нейтронов.

Key words:

Linear charge detector, nuclear reactor, transfer function, neutrons spectrum.

Предмет исследований

Одним из средств контроля энергораспределения в активной зоне реактора ВВЭР-440 являются бета-эмиссионные детекторы нейтронов, также называемые детекторами прямого заряда (ДПЗ) [1]. С помощью ДПЗ осуществляется измерение удельных линейных мощностей тепловыделяющих сборок (ТВС). Детектор функционально представляет собой преобразователь, включающий чувствительную часть и линию связи. Чувствительная часть детектора состоит из цилиндрического эмиттера, оболочки детектора и разделяющего их изолятора. Эмиттер детектора изготавливается из «нейтронно-

чувствительного» материала – родия (^{103}Rh). В родиевом эмиттере под действием нейтронного облучения в результате реакции радиационного захвата нейтронов образуются радиоактивные изотопы, распадающиеся с испусканием бета-частиц (электронов). Электроны проходят через изолятор и достигают оболочки. Таким образом, в цепи эмиттера возникает электрический ток (активационная составляющая), который пропорционален плотности потока нейтронов. При радиационном захвате нейтронов также образуются гамма-кванты, при взаимодействии которых с самим эмиттером возникают комптоновские и фотоэлектроны. Ток, обусло-

вленный этим процессом (мгновенная составляющая), также пропорционален плотности потока нейтронов.

Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами является функцией энергии нейтронов, значение которой, в свою очередь, определяется энергетическим спектром нейтронов.

Ток детектора зависит от спектра нейтронов и времени работы детектора в активной зоне в связи с выгоранием нейтронно-чувствительного материала – родия, а именно ядер ^{103}Rh . Энергетический спектр нейтронов в месте расположения детектора зависит от типа ТВС, выгорания топлива в ней, плотности воды, концентрации бора в воде, удельной мощности и концентрации ксенона в топливе (уровня отравления ксеноном).

Таким образом, спектр нейтронов в активной зоне в целом и в месте расположения ДПЗ, в частности, определяющим образом влияет на показания ДПЗ.

Линейная мощность ТВС в месте расположения ДПЗ в системе внутриреакторного контроля реактора ВВЭР определяется по формуле:

$$Q = SMK_a/[K_c L_c(1-\eta Y)^p] J_e,$$

где Q – линейная мощность ТВС; S – переходная функция от тока, образованного в эмиттере детектора, к средней мощности 6 тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов), окружающих детектор; M – количество ТВЭЛов в ТВС; K_a – доля активационной составляющей в токе детектора; K_c – коэффициент нагрузки центральных ТВЭЛов в ТВС; η и p – параметры, характеризующие скорость выгорания нейтронно-чувствительного материала в детекторе; Y – интеграл тока эмиттера по времени работы детектора; J_e – ток эмиттера детектора; L_c – длина эмиттера.

Значение переходной функции S зависит от параметров ТВС и параметров среды, обычно она представляется в виде сложной полиномиальной функции. Коэффициенты полинома определяются в результате аппроксимации этой функцией набора значений переходной функции при различных параметрах ТВС и среды. Набор значений переходной функции соответствует нескольким фиксированным состояниям ядерного реактора со стационарной концентрацией ксенона, соответствующей уровню мощности и выгоранию топлива.

Необходимо отметить, что при определении коэффициентов полинома используются расчетные значения выгорания и линейной мощности ТВЭЛов в предположении того, что результат расчета, полученный с использованием пакета прикладных программ, обеспечивает требуемую реалистичность. Никаких параметров, характеризующих энергетический спектр нейтронов, например, жесткость спектра, при вычислении переходной функции не используется. Получается, что переходная функция изначально «откалибрована» на какой-то спектр нейтронов при определенных условиях.

По физическому смыслу жесткость спектра нейтронов – это отношение потока резонансных нейтронов к потоку тепловых нейтронов в определенном месте активной зоны ядерного реактора. Жесткость спектра нейтронов в реакторах типа ВВЭР изменяется в достаточно широком интервале от 0,23 до 0,73, возрастая с увеличением обогащения топлива по ^{235}U . В реакторе типа РБМК жесткость спектра не превышает значения 0,12. Спектр нейтронов в РБМК значительно мягче, чем в ВВЭР. Пропорционально жесткости спектра растет отношение сечения радиационного захвата к сечению деления. Спектр нейтронов в месте расположения детектора зависит большого числа параметров – от типа топлива ТВС (U, Pu); параметров решетки ТВЭЛ (шаг решетки); глубины выгорания топлива; плотности (температура, давление в первом контуре) замедлителя (теплоносителя); концентрации бора в теплоносителе (замедлителе); удельной мощности ТВС; концентрации ксенона в топливе; высоты расположения стержней системы управления и защиты, а также от степени удаленности ДПЗ от стержней системы управления и защиты и от периферии активной зоны.

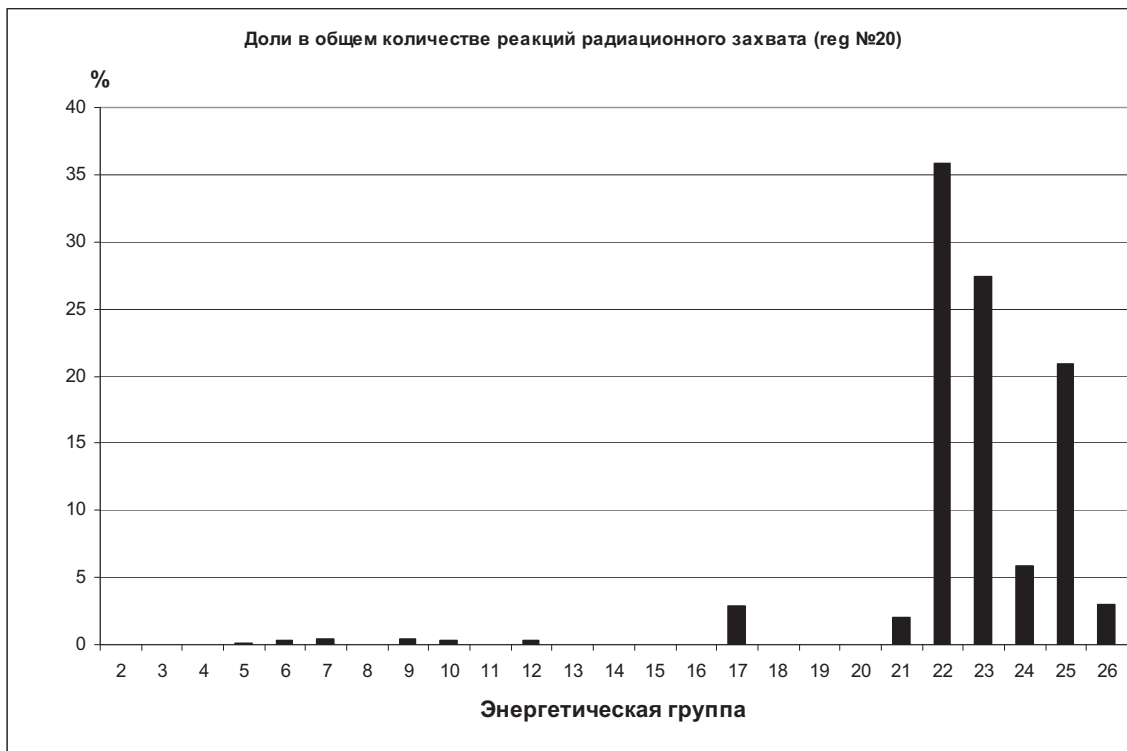
В настоящей работе получены результаты, количественно характеризующие влияние на значение переходной функции таких параметров, как глубина выгорания топлива в ТВС, плотность теплоносителя, который одновременно является замедлителем, и концентрация борной кислоты в теплоносителе. Результаты характеризуют изменения представительности (качества) информации о распределении энерговыделения в активной зоне, которая получается при обработке системой внутриреакторного контроля аналогового сигнала (тока) с ДПЗ. Кроме того, в работе получены результаты, указывающие на значительное влияние спектральных характеристик нейтронного поля на показания ДПЗ и характеризующие чувствительность спектральных характеристик к условиям эксплуатации и состоянию ядерного реактора.

Результаты численных экспериментов

Базовым процессом, определяющим функционирование ДПЗ, является активация родиевого эмиттера под действием потока нейтронов. Для оценки влияния дифференциальных характеристик энергетического спектра нейтронов на процесс активации в геометрии, соответствующей реальной ТВС, использовался специализированный пакет прикладных программ MCU (Monte Carlo Uranium) [2]. Геометрические характеристики и материальный состав моделируемой ТВС соответствовали рабочей кассете ядерного реактора ВВЭР-440 с уран-гадолиниевым топливом, эксплуатирующейся на Кольской АЭС. В расчетной геометрии объем цилиндрического родиевого эмиттера ДПЗ был разбит на 10 концентрических зон. Это требовалось для учета самоэкранировки «тела эмиттера», которая, как и в случае ядерного топлива, приводит к искажению спектра нейтронов, по-

падающих на поверхность эмиттера и проникающих в его объем. Процесс наработки ядер изотопа ^{104}Rh на поверхности и внутри эмиттера в разной степени определяется нейтронами, имеющими

различные энергии. На рис. 1 приведены долевые распределения реакций радиационного захвата нейтронов ядрами ^{103}Rh по энергетическим группам нейтронов (26 – тепловая группа нейтронов).



а



б

Рис. 1. Зависимость доли радиационного захвата в общем количестве реакций от номера энергетической группы нейтронов: а) внешняя; б) внутренняя концентрическая зона – ось эмиттера

Численные эксперименты, проведенные в 26-групповом приближении, показали, что основной вклад в процесс наработки ядер изотопа ^{104}Rh , испытывающих бета-распад и являющихся, таким образом, источником электронов, вносят нейтроны эпитепловой области (23 и 24-я энергетические группы). Анализ энергетической зависимости сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ^{103}Rh указывает на наличие резонанса (~ 4778 б) при энергии 1,257 эВ. Обнаруженные особенности указывают на то, что ДПЗ, размещенный в ТВС, находящейся в поле нейтронов с более жестким спектром, будет давать больший ток по сравнению с идентичной ТВС, размещенной в поля с мягким спектром (например, ближе к периферии активной зоны), хотя линейная мощность ТВС будет той же. Это вызвано тем, что тепловая мощность ТВС в большей степени определяется действующим значением плотности потока тепловых нейтронов, а ДПЗ, находящийся внутри ТВС, более чувствителен к эпитепловым нейтронам. Значение переходной функции S должно быть уменьшено для ДПЗ, размещенных в ТВС, установленных ближе к оси активной зоны.

В ядерном реакторе на тепловых нейтронах (с обогащением топлива до 2...5 % по изотопу ^{235}U) подавляющая часть делений вызывается нейтронами с энергией, находящейся в тепловой области. Процесс выгорания ядерного топлива, а именно, выгорания ядер ^{235}U в течение кампании, неизбежно сопровождается изменением нуклидного состава. Это вызывает изменения нейтронно-физических характеристик размножающей среды. Так, к

примеру, накопление в топливе делящихся тепловыми нейтронами изотопов плутония ^{239}Pu и ^{241}Pu приводит к перераспределению части реакций деления в область более быстрых энергий нейтронов. На рис. 2 приведены энергетические распределения плотности делений в ядерном топливе в различные моменты кампании T .

Результаты расчетов показывают, что в течение кампании энергетический спектр плотности делений становится жестче. Это иллюстрируется заметным возрастанием доли реакций деления в 24-й энергетической группе (средняя энергия 0,465 эВ), при уменьшении долей в 25 и 26-й группах. Зависимость доли в общем количестве реакций радиационного захвата, происходящих в эмиттере ДПЗ, от номера энергетической группы нейтронов (рис. 1) показывает, что именно в 24 и 25-й энергетических группах происходит наработка бета-активного изотопа ^{104}Rh , определяющего ток ДПЗ. Значение переходной функции в течение кампании (по мере выгорания ^{235}U и накопления ^{239}Pu , ^{241}Pu) должна уменьшаться, что подтверждается результатами численных экспериментов.

Среднее значение переходной функции в интервале выгораний ядерного топлива от 0 («свежее» топливо) до 60 МВт·сут/кг для спектра нейтронов реактора ВВЭР-440 составляет 3,315 при отклонениях в большую и меньшую стороны до 15 %. Значение переходной функции, вычисляемое в начале кампании и используемое в системе внутриреакторного контроля для «пересчета» тока эмиттера в значение линейной мощности, составляет 3,815. Значение переходной функции уменьшается на 30 % в те-



Рис. 2. Доля реакций деления, протекающих в различных энергетических группах

ние кампании за счет ужесточения спектра плотности делений. В результате это приводит к тому, что по мере выгорания ядерного топлива значения линейной мощности, определяемые системой внутриреакторного контроля по току ДПЗ, будут все более занижены по сравнению с действительным действующим значением линейной мощности. То же самое регистрируемое значение тока ДПЗ по мере выгорания топлива (и сопутствующего этому ужесточения спектра плотности делений) соответствует большему значению линейной мощности.

Рост плотности теплоносителя, вызванный, например, ростом его температуры, должен учитываться при вычислении значения переходной функции, которое при этом тоже возрастает. Физическая причина увеличения чувствительности ДПЗ состоит в том, что с ростом плотности теплоносителя, который является и замедлителем, увеличивается плотность легких ядер и макроскопического сечения рассеяния нейтронов. Спектр нейтронов в активной зоне становится мягче и количество нейтронов 24, 25 и 26-й энергетических групп, действующих на эмиттер ДПЗ, возрастает. Значение переходной функции возрастает на 4 % по сравнению с исходным.

Рост текущего значения концентрации борной кислоты в воде первого контура вызывает уменьшение значения переходной функции. Причиной этому является сопутствующий рост плотности ядер ^{10}B , имеющих большое сечение поглощения нейтронов тех энергетических групп, в которых происходит наработка бета-активных ядер ^{104}Rh . Чувствительность ДПЗ в присутствии сильного поглотителя тепловых нейтронов уменьшается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гомин Е.А. Статус МСУ-4 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. – 2006. – Вып. 1. – С. 6–32.
2. Васильев Ю.С., Супрунов В.И., Иркимбеков Р.А., Шаманин И.В., Лызко В.А. Моделирование динамики температур-

Заключение

Серия численных экспериментов, проведенных с целью определения влияния условий эксплуатации и состояния ядерного реактора ВВЭР на погрешность значений линейной мощности тепловыделяющих сборок с помощью детектора прямого заряда, показала, что вычисления значений переходной функции, характеризующих чувствительность детектора прямого заряда, должны проводиться с учетом большего числа физических факторов. Большую значимость имеет учет дифференциальных характеристик энергетического спектра нейтронов в месте расположения детектора. Если изменения таких технологических параметров ядерного реактора, как плотность теплоносителя и текущее значение концентрации борной кислоты в воде первого контура, приводят к изменениям значения переходной функции до 4 и 10,5 %, соответственно, то ужесточение спектра плотности делений в ядерном топливе в течение кампании приводит к уменьшению этого значения до 30 %. Неучет этого фактора может приводить к возникновению ошибки в опасную сторону, когда реально действующее значение линейной мощности сборки превышает значение, определяемое системой внутриреакторного контроля по значению тока детекторов прямого заряда. Выявленные закономерности указывают на необходимость пересчета значений переходной функции при перестановках тепловыделяющихборок в ходе частичных перегрузок ядерного топлива, поскольку спектры нейтронов в различных частях активной зоны могут существенно отличаться.

ных полей и образования карбидов в экспериментах с кориумом // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 314. – № 2. – С. 104–107.

Поступила 17.11.2009 г.