

## ВЕРИФИКАЦИЯ ПРОГРАММЫ MURE ДЛЯ РАСЧЕТА ОСТАТОЧНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ОТ ОБЛУЧЕННОГО ТОПЛИВА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

М. С. Онегин<sup>1</sup>, И. В. Рыжов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ПИЯФ РАН, 188300, Ленинградская обл., Гатчина, Орлова роща

<sup>2</sup> ФГУП НПО «Радиевый институт им. В. Г. Хлопина», 194021, Санкт-Петербург, 2-й Муринский пр., 28

Выполнена верификация программы MURE расчета остаточного энерговыделения в облученном топливе. Расчетное энерговыделение сравнивалось с экспериментальным как для небольших образцов  $^{235,238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , так и от ТВС водо-водяных реакторов, имеющих большое время выдержки. Расхождение расчета с экспериментом не превышает 15 % для времен выдержки больше 10 с.

*Ключевые слова:* Ядерные реакторы, облученное топливо, расчет накопления и выгорания продуктов деления, остаточное энерговыделение.

### Введение

Знание остаточного энерговыделения в ядерном топливе важно как для обоснования безопасности функционирования ядерных реакторов, так и для обоснования безопасности хранения и транспортировки отработанных тепловыделяющих сборок ядерных реакторов. Общий вклад энерговыделения продуктов деления по отношению к полной энергии, выделяющейся при делении ядер, составляет порядка 7 %, поэтому ядерный реактор даже после его остановки требуется охлаждать. Мощность остаточного энерговыделения особенно велика в первые моменты времени после остановки реактора, что связано с физическими особенностями процесса деления ядер. Так в течение первых 10 с после деления ядра выделяется приблизительно 25 % от всей энергии запаздывающего излучения, а в течение 100 с доля энерговыделения возрастает до 50 %. Точный расчет остаточного энерговыделения на коротких временах после остановки цепной реакции особенно важен для анализа тяжелых аварий с потерей теплоносителя. В целом вероятностный анализ последствий таких аварий захватывает до  $10^5$  с. Следует отметить, что именно при малых временах после деления результаты теоретических расчетов остаточного энерговыделения имеют наибольшую неопределенность. При этих временах вклад в общее энерговыделение продуктов деления вносит большое количество радиоактивных нуклидов. Большинство этих нуклидов имеют малое время жизни, составляющее секунды или доли секунд. Одна из основных составляющих расчетной погрешности остаточного энерговыделения состоит в недостатке прецизионных данных по выходам продуктов деления.

Особенно мало известны выходы при делении быстрыми нейтронами, которые потребуются при разработке новых перспективных реакторов на быстрых нейтронах для плутониевого или ториевого топливного цикла. Другой составляющей погрешности расчета остаточного энерговыделения является недостаточное знание полной энергии, выделяющейся при распаде радиоактивных ядер. Так вклад гамма-составляющей ранее существенно занижался в базах данных по радиационным распадам (в связи с трудностями регистрации гамма-квантов большой энергии). В последнее время были разработаны международные программы по уменьшению такой неопределенности [1].

В настоящее время в мире приняты в качестве стандарта две программы для расчета остаточного энерговыделения топлива: программа ORIGEN, входящая в пакет программ SCALE [2], а также программа FISPIN [3]. Расчет остаточного энерговыделения в этих программах производится методом суммирования энерговыделения от всех ядер – продуктов деления, а также ядер – продуктов активации, находящихся в топливе на момент расчета. Расчет нуклидного состава топлива на момент расчета энерговыделения или производится при помощи специального модуля, как в комплексе SCALE, или рассчитывается заранее. Нуклидный состав продуктов деления зависит от делящегося ядра и от энергии нейтрона, вызывающего деление. Если топливо находится в нейтронном потоке, его нуклидный состав модифицируется за счет ядерных реакций под действием нейтронов. Распределение плотности потока нейтронов по объему тепловыделяющей сборки, а также сечения взаимодействия нейтронов с различными ядрами – поглотителями нейтронов в рассматриваемых

программах берутся из расчета других программ. Для этого используется программа WIMS [4] при расчете по программе FISPIN или программы XSDRNPM [5], или NEWT [6] при расчетах с использованием комплекса SCALE. Такой подход имеет некоторые неудобства, поскольку расчет должен выполняться в несколько этапов. На первом этапе с использованием этих программ рассчитываются сечения нейтронных реакций в зависимости от выгорания топлива, на втором же этапе производится непосредственно расчет накопления и трансмутации нуклидов по программам ORIGEN или FISPIN. Кроме того, нейтронный расчет выгорания топлива по программам WIMS и NEWT производится в двумерном приближении, а по программе XSDRNPM – в одномерном приближении без учета распределения нейтронного потока по высоте ТВС. В отличие от указанных подходов расчет остаточного энерговыделения в рассматриваемом нами подходе происходит за один раз. Нейтронно-физический расчет производится методом Монте-Карло по программе MCNP [7] в реальной трехмерной геометрии. Далее модуль MURE [8] позволяет вычислить остаточное энерговыделение топлива в любой момент времени после конца облучения.

### Описание модуля MURE для расчета накопления и выгорания продуктов деления

Модуль MURE является дополнением к программе MCNP и предназначен для расчета накопления и выгорания продуктов деления и актинидов в топливе реакторов. Модуль использует результаты расчетов по программе MCNP для сечений ядерных реакций и потоков нейтронов, выполненных в узлах временной сетки, требующихся для решения системы уравнений кинетики концентраций нуклидов, находящихся в топливе в процессе работы реактора. Весь объем топлива реактора в расчете разбивается на большое число геометрических ячеек. Система уравнений изотопной кинетики для каждой из рассматриваемых топливных ячеек имеет вид:

$$\frac{\partial N_i}{dt} = -\lambda_i N_i + \sum_j \lambda_j^{j \rightarrow i} N_j + \sum_j N_j \sigma_j^{j \rightarrow i} \langle \phi \rangle - N_i \sum_r \sigma_i^{(r)} \langle \phi \rangle. \quad (1)$$

Здесь  $N_i$  – концентрация нуклидов сорта  $i$  в ячейке;  $\lambda_i$  – постоянная распада нуклида сорта  $i$ ;  $\sigma_i^{(r)}$  – сечение ядерной реакции типа  $r$  взаимодействия нейтрона с ядром сорта  $i$ ;  $\langle \phi \rangle$  – полный нейтронный поток в рассматриваемой ячейке. В начальный момент времени задаются исходные концентрации для всех нуклидов. Полный интервал времени, на котором рассчитывается изотопная кинетика, разбивается на несколько подинтервалов. При решении системы (1) различаются временные интервалы, когда реактор заглушен или когда работает на мощности. В течение временного интервала, когда реактор остановлен, трансмутацией ядерных нуклидов за счет ядерных реакций с нейтронами в

уравнении (1) можно пренебречь, поскольку поток нейтронов в остановленном реакторе пренебрежимо мал по сравнению с нейтронным потоком в реакторе, работающем на номинальной мощности. В этом случае трансформация нуклидов происходит только за счет взаимопревращений нуклидов в процессе радиационных распадов. Уравнение (1) в этом случае является линейным, и его решение может быть найдено аналитически. Для временных интервалов, когда реактор работает на мощности, система уравнений (1) является нелинейной и ее решение находится численно методом Рунге–Кутты. Сечения ядерных реакций, входящих в уравнение (1), вычисляются методом Монте-Карло при помощи программы MCNP на границах временных интервалов. Величина этих сечений внутри интервалов аппроксимируется с помощью линейной интерполяции по значениям на границе интервала. Полный поток нейтронов  $\langle \phi \rangle$  в ячейке определяется из условия нормировки на полную мощность энерговыделения в реакторе за счет учета всех реакций внутри активной зоны, приводящих к тепловыделению.

Всего в библиотеке модуля MURE описано порядка 4000 нуклидов. Для радиоактивных нуклидов заданы характеристики распадов и времена жизни. В библиотеке модуля содержится также информация об индивидуальном выходе изотопов при делении различных ядер тепловыми или быстрыми нейтронами.

Выгорание и трансформация ядерных нуклидов в потоке нейтронов рассматривается только для ограниченной части из всего набора нуклидов, включенных в программу. Это связано с отсутствием оцененных нейтронных данных для многих короткоживущих нуклидов и обусловлено тем фактом, что для многих нуклидов с малым сечением захвата их трансмутацию под действием нейтронов можно не учитывать. Число нуклидов, учитываемых при решении уравнений изотопной кинетики, можно регулировать, изменяя пороговое значение периода полураспада нуклидов, так что только нуклиды с периодом полураспада больше порогового будут учитываться явно. Кроме того, в программе можно изменять значение порогового сечения ядерных реакций  $\sigma_{\min}$ . В уравнении (1) учитываются только такие реакции, сечение которых превосходит  $\sigma_{\min}$ . По умолчанию в программе значение  $\sigma_{\min}$  принято равным  $0,01 \delta$ .

Модуль MURE был также дополнен нами библиотекой полных энерговыделений при ядерных распадах нуклидов. Всего в эту библиотеку были включены 802 ядра продукта деления, а также 92 тяжелых ядра и актинидов. Информация по энерговыделениям при распаде была взята из библиотеки JEFF-3.1 [9]. Выходы продуктов при делении соответствовали библиотеке ENDF-B/VII.

Для расчета мощности остаточного энерговыделения в модуле MURE используется метод индивидуального суммирования по всем радиоактивным нуклидам. Полная мощность остаточного энерговыделения  $M(t)$  в момент времени  $t$  после остановки реактора вычисляется по формуле:

$$M(t) = \sum_i \lambda_i (E_\alpha^i + E_\beta^i + E_\gamma^i + E_n^i) N_i(t), \quad (2)$$

где суммирование в формуле ведется по всем радиоактивным нуклидам в рассматриваемой области топлива,  $\lambda_i$  – постоянная распада нуклида сорта  $i$ ;  $N_i(t)$  – концентрация нуклидов сорта  $i$  в системе;  $E_{\alpha,\beta,\gamma,n}$  – средняя энергия  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ - или  $n$ -излучения, выделяющаяся при радиоактивном распаде ядра. Продукты деления испытывают в основном  $\beta^-$  радиоактивный распад, который сопровождается обычно испусканием  $\gamma$ -излучения. Нейтронное излучение испускается только при распаде сильно нейтронно-избыточных ядер, выход которых при делении мал, а время жизни составляет миллисекунды. Если при радиоактивном распаде образуется нейтрон, его среднюю энергию мы учитывали в библиотеке при расчете средней энергии энерговыделения при распаде рассматриваемого радиоактивного ядра по формуле (2).

## Расчеты энерговыделения от мгновенного источника деления

Для количественной характеристики энерговыделения от распада продуктов деления топлива вводится функция  $m(t)$  – суммарная мощность  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения, выделяющаяся в результате распадов продуктов деления в момент времени  $t$  от единичного деления, произошедшего в нулевой момент времени [10]. Для функции  $m(t)$  имеется стандарт Американского ядерного общества (ANSI/ANS-5.1-1979) [10]. Здесь функция  $m(t)$  задана в виде суммы 23 экспонент:

$$m(t) = \sum_{i=1}^{23} \alpha_i e^{-\lambda_i t}. \quad (3)$$

Параметры функции (3) при делении разных ядер приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры  $\alpha_i$  и  $\lambda_i$  для расчета энерговыделения от продуктов деления

<sup>235</sup> U, тепловые нейтроны		<sup>238</sup> U, быстрые нейтроны		<sup>239</sup> Pu, тепловые нейтроны	
$\alpha$	$\lambda$	$\alpha$	$\lambda$	$\alpha$	$\lambda$
6,5057E-01	2,2138E+01	1,2311E+00	3,2881E+00	2,083E-01	1,002E+01
5,1264E-01	5,1587E-01	1,1486E+00	9,3805E-01	3,853E-01	6,433E-01
2,4384E-01	1,9594E-01	7,0701E-01	3,7073E-01	2,213E-01	2,186E-01
1,3850E-01	1,0314E-01	2,5209E-01	1,1118E-01	9,460E-02	1,004E-01
5,5440E-02	3,3656E-02	7,1870E-02	3,6143E-02	3,531E-02	3,728E-02
2,2225E-02	1,1681E-02	2,8291E-02	1,3272E-02	2,292E-02	1,435E-02
3,3088E-03	3,5870E-03	6,8382E-03	5,0133E-03	3,946E-03	4,549E-03
9,3015E-04	1,3930E-03	1,2322E-03	1,3655E-03	1,317E-03	1,328E-03
8,0943E-04	6,2630E-04	6,8409E-04	5,5158E-04	7,052E-04	5,356E-04
1,9567E-04	1,8906E-04	1,6975E-04	1,7873E-04	1,432E-04	1,730E-04
3,2535E-05	5,4988E-05	2,4182E-05	4,9032E-05	1,765E-05	4,881E-05
7,5595E-06	2,0958E-05	6,6356E-06	1,7058E-05	7,347E-06	2,006E-05
2,5232E-06	1,0010E-05	1,0075E-06	7,0465E-06	1,747E-06	8,319E-06
4,9948E-07	2,5438E-06	4,9894E-07	2,3190E-06	5,481E-07	2,358E-06
1,8531E-07	6,6361E-07	1,6352E-07	6,4480E-07	1,671E-07	6,450E-07
2,6608E-08	1,2290E-07	2,3355E-08	1,2649E-07	2,112E-08	1,278E-07
2,2398E-09	2,7213E-08	2,8094E-09	2,5548E-08	2,996E-09	2,466E-08
8,1641E-12	4,3714E-09	3,6236E-11	8,4782E-09	5,107E-11	9,378E-09
8,7797E-11	7,5780E-10	6,4577E-11	7,5130E-10	5,730E-11	7,450E-10
2,5131E-14	2,4786E-10	4,4963E-14	2,4188E-10	4,138E-14	2,426E-10
3,2176E-16	2,2384E-13	3,6654E-16	2,2739E-13	1,088E-15	2,210E-13
4,5038E-17	2,4600E-14	5,6293E-17	9,0536E-14	2,454E-17	2,640E-14
7,4791E-17	1,5699E-14	7,1602E-17	5,6098E-15	7,557E-17	1,380E-14

Энергию  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения, выделяющуюся при распаде продуктов деления, измеряли в нескольких экспериментах. Экспериментальные данные для ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  были получены в экспериментах в Окриджской национальной лаборатории (США) [11, 12], для ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  – в Токийском университете на быстром реакторе YAYOI [13, 14], а также в Массачусетском университете [15]. Кроме того, для ядра  $^{235}\text{U}$  были выполнены эксперименты в Карлсруэ [16] и Уппсале [17]. Сравнение экспериментальных данных со стандартом Американского физического общества приводится на рис. 1–4. Наилучшее согласие имеется для ядра  $^{239}\text{Pu}$ . Для ядра  $^{235}\text{U}$  стандарт проходит выше экспериментальных данных для выдержки 1–10 с. На этом же рисунке приведены расчеты энерговыделения продуктов деления по программе MURE. Для всех ядер расчет дает несколько меньшее значение энерговыделения при выдержке меньше 10 с. При больших же временах имеется хорошее согласие расчета с экспериментальными данными. Расхождение при малых временах, по видимому, вызвано недостатками в задании данных для короткоживущих нуклидов в библиотеке MURE.

В целом, расчет в пределах точности эксперимента правильно предсказывает величину максимума функции  $t \cdot m(t)$  для всех трех рассматриваемых ядер. Величина этого максимума существенно зависит от вида делящегося ядра. Наибольшее значение максимум имеет для ядра  $^{238}\text{U}$ , для которого мощность энерговыделения в максимуме почти в два раза больше, чем для ядра  $^{239}\text{Pu}$ . Мощность остаточного энерговыделения для ядра  $^{235}\text{U}$  занимает промежуточное значение по сравнению с этими двумя ядрами. Такие вариации формы кривой  $t \cdot m(t)$  в зависимости от делящегося ядра определяются различием в индивидуальных выходах нуклидов – осколков деления. Особенно мало известны эти выходы для короткоживущих осколков, поэтому занижение расчетного остаточного энерговыделения по сравнению с экспериментом при малых временах выдержки, возможно, обусловлено плохим знанием этих выходов.

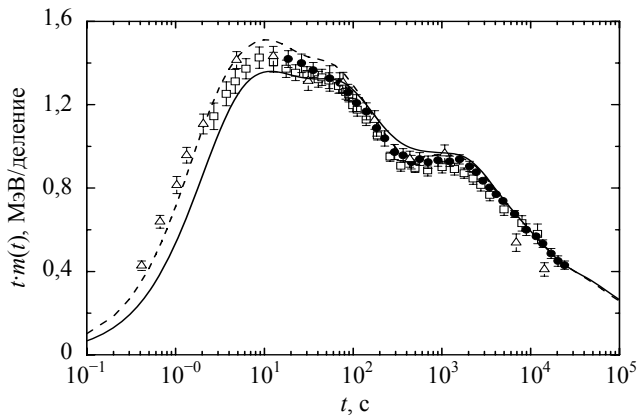


Рис. 1. Зависимость мощности энерговыделения продуктов деления  $m(t)$  ядра  $^{235}\text{U}$ , умноженной на время  $t$ , прошедшее после деления, в зависимости от времени  $t$ : — — расчет по программе MURE с использованием выходов осколков деления из библиотеки ENDF-B/V1.8; - - - — стандарт ANSI/ANS-5.1-1979; экспериментальные данные:  $\square$  – работы [11, 12];  $\bullet$  – работы [13, 14];  $\triangle$  – работа [15]

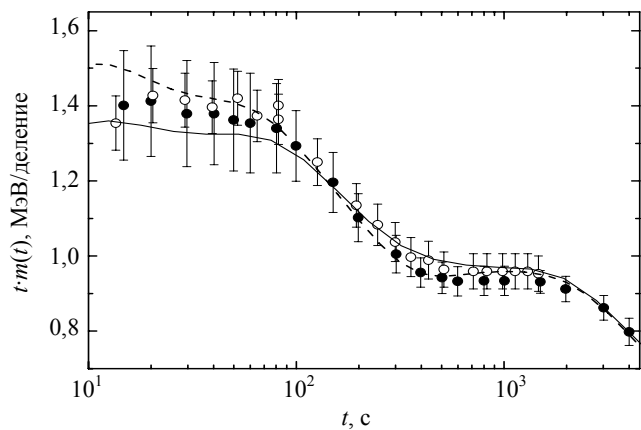


Рис. 2. То же, что и рис. 1, но экспериментальные данные:  $\bullet$  – работа [16],  $\circ$  – работа [17]

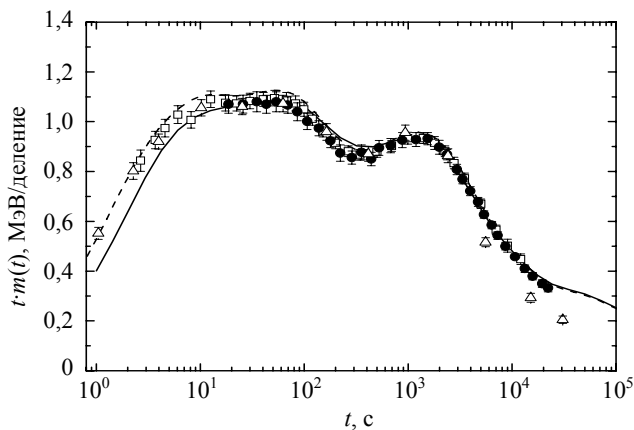


Рис. 3. Зависимость мощности энерговыделения продуктов деления  $m(t)$  ядра  $^{239}\text{Pu}$ , умноженной на время  $t$ , прошедшее после деления, в зависимости от времени  $t$ : — — расчет по программе MURE с использованием выходов осколков деления из библиотеки ENDF-B/V1.8; - - - — стандарт ANSI/ANS-5.1-1979; экспериментальные данные:  $\square$  – работы [11, 12];  $\bullet$  – работы [13, 14];  $\triangle$  – работа [15]

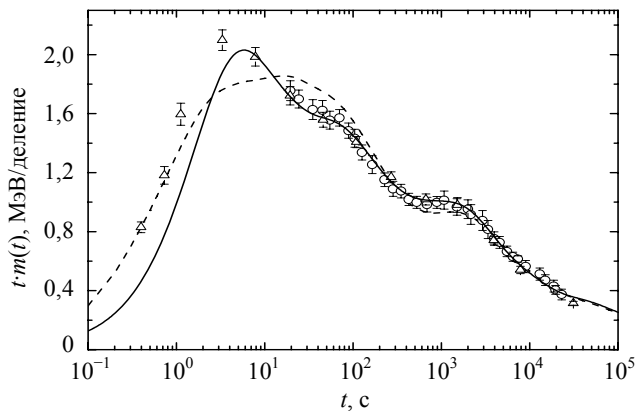


Рис. 4. Зависимость мощности энерговыделения продуктов деления  $m(t)$  ядра  $^{238}\text{U}$ , умноженной на время  $t$ , прошедшее после деления, в зависимости от времени  $t$ : — — расчет по программе MURE с использованием выходов осколков деления из библиотеки ENDF-B/V1.8; - - - — стандарт ANSI/ANS-5.1-1979; экспериментальные данные:  $\circ$  – работы [13, 14],  $\triangle$  – работа [15]

## Верификация энерговыделения в уране при кратковременных облучениях

В работах [18, 19] приведены результаты экспериментов по измерению энерговыделения от продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , подверженных облучению нейтронами в течение 1–100 с. В этих экспериментах образцы массой от 1 до 10 мкг урана и плутония с высоким обогащением выдерживались в потоке тепловых нейтронов с плотностью потока  $3 \cdot 10^{13}$  нейтр./см<sup>2</sup>·с. Отдельно измерялись  $\gamma$ - и  $\beta$ -спектры излучения образцов в течение 2–14000 с после окончания облучения. Основной целью этих экспериментов было уменьшить неопределенности в энерговыделении продуктов деления при небольших временах после облучения. Такие данные наиболее важны для анализа вероятных аварий с потерей теплоносителя.

Время облучения  $t_{\text{irr}}$  для урана составляло 1, 10 и 100 с, а для плутония – 1, 5 и 100 с. Максимальное вре-

мя выдержки после облучения  $t_{\text{wait}}$  было различным для разных времен облучения. Для каждого времени выдержки  $t_{\text{wait}}$  проводилось накопление спектров в течение времени  $t_{\text{count}}$ . Мощность энерговыделения  $f(t)$  рассчитывалась делением суммарного энерговыделения за время  $t_{\text{count}}$  на интервал времени измерения. Графики зависимостей измеренной мощности в зависимости от времени выдержки после облучения приведены на рис. 5 для энерговыделения при делении ядра  $^{235}\text{U}$  и на рис. 6 для ядра  $^{239}\text{Pu}$ .

Сравнение расчета с экспериментом показывает, что расчетный модуль MURE удовлетворительно предсказывает мощность энерговыделения от продуктов деления вплоть до времен порядка  $10^4$  с после конца облучения. При этом экспериментальные данные для плутония описываются лучше, тогда как расчетное энерговыделение в уране несколько завышено для времен выдержки от 100 до 4000 с. Расхождение между расчетом и экспериментом не превышает 15 %.

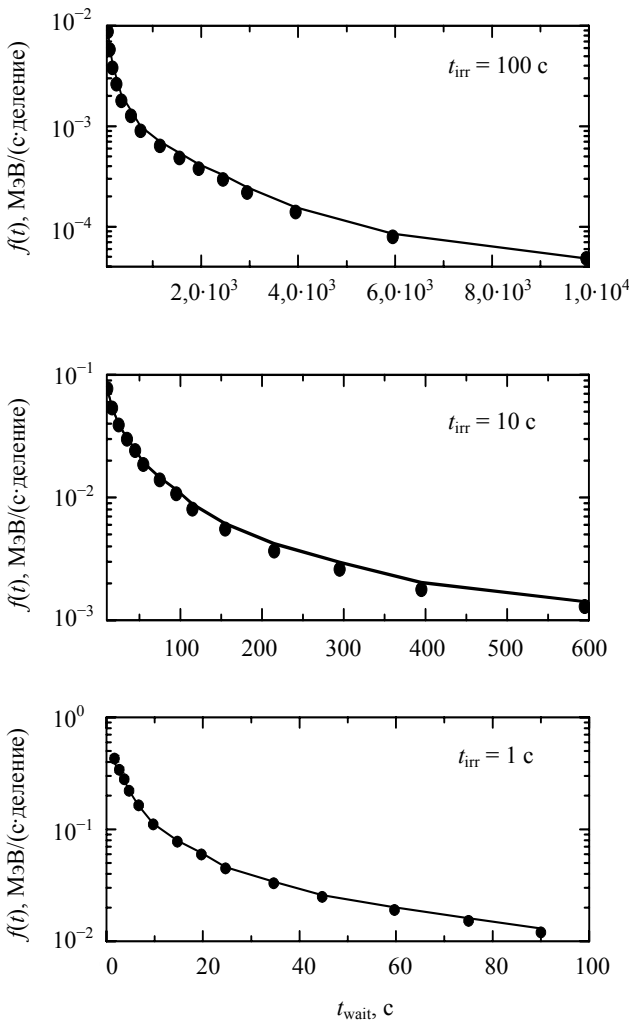


Рис. 5. Мощность энерговыделения  $f(t)$  в мишени из  $^{235}\text{U}$ , подвергавшейся облучению тепловым нейтронным потоком в течение времени  $t_{\text{irr}}$ , спустя время  $t_{\text{wait}}$  после облучения: ●●● – эксперимент [18]; — – расчет по программе MURE

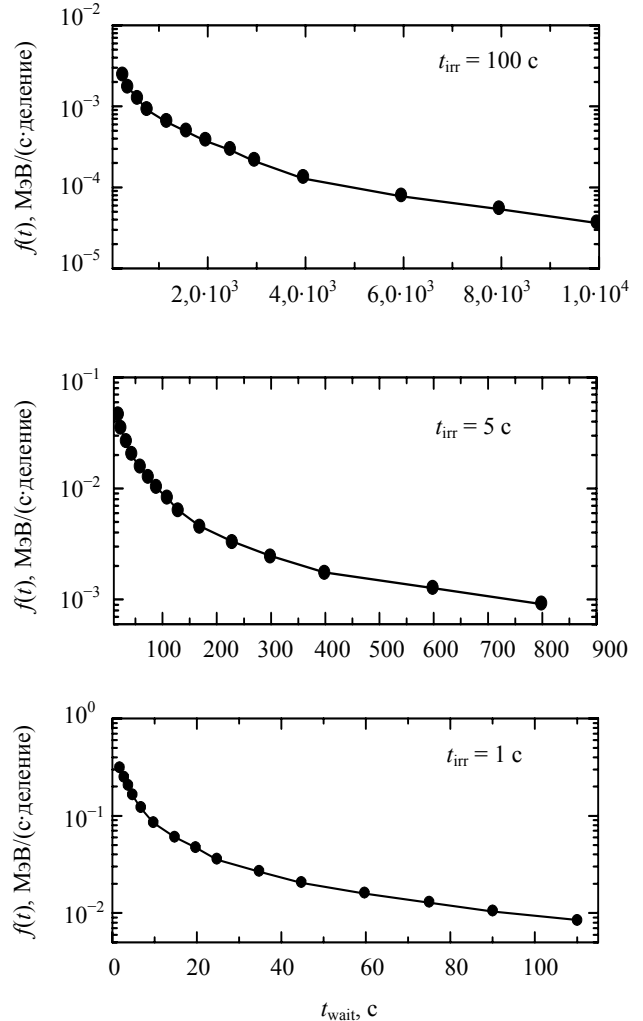


Рис. 6. Мощность энерговыделения  $f(t)$  в мишени из  $^{239}\text{Pu}$ , подвергавшейся облучению тепловым нейтронным потоком в течение времени  $t_{\text{irr}}$ , спустя время  $t_{\text{wait}}$  после облучения: ●●● – эксперимент [19]; — – расчет по программе MURE

## Расчеты остаточного энерговыделения в ТВС водо-водяных реакторов

Экспериментальные данные по остаточному энерговыделению тепловыделяющих сборок (ТВС), используемые нами для верификации модуля MURE, были получены на водо-водяных реакторах под давлением (типа PWR) [20]. Мы рассматриваем два типа ТВС, отличающихся материалом оболочки твэлов. ТВС реактора Сан Онофре (San Onofre) имеют стальную оболочку твэлов и направляющие трубки ТВС, тогда как ТВС реактора Поинт Бич (Point Beach) компании Вепко (WEPSCO) имеют оболочку из циркония. Начальное обогащение ТВС реактора Сан Онофре около 4 %, а для ТВС реактора WEPSCO – 3,4 %. В расчетах принималось, что твэлы реакторов типа PWR составляют квадратную решетку с шагом 1,5586 см. В расчете моделировался одиночный твэл в квадратной ячейке с зеркальными граничными условиями на боковых границах ячейки. Геометрические размеры твэла и плотности материалов в ячейке приведены в табл. 2. Данные по условиям облучения исследуемых ТВС в реакторах [21] содержатся в табл. 3. Время нахождения ТВС реактора Сан Онофре в активной зоне составляло 1861 сут, из которых 369 сут реактор был остановлен. Для реактора Поинт Бич время нахождения ТВС в активной зоне составляло 1599 сут, а время простоя реактора в течение кампании – 224 сут.

Энерговыделение в ТВС, рассчитанное по программе MURE, от продуктов деления и ядер тяжелых элементов, активированных в нейтронном потоке, сравнивается с расчетным по программе FISPIN10 в табл. 4. Расчетное энерговыделение от продуктов деления и продуктов активации для программы MURE немного меньше,

чем для программы FISPIN10 (отличие не превышает 4 %). Дополнительный вклад в полное энерговыделение от ТВС (около 14 % для реактора Сан Онофре и около 7 % для реактора Вепко) дает оболочка ТВС. Данный вклад при расчете по программе MURE не учитывался. Расчет вклада оболочки в полное энерговыделение ТВС затруднен тем фактом, что для стальной оболочки твэлов большой вклад вносит энерговыделение от  $^{60}\text{Co}$ . Это ядро образуется при захвате нейтрона ядрами  $^{59}\text{Co}$ , начальное содержание которых в стали недостаточно известно. В целом полное расчетное энерговыделение по программе FISPIN10 примерно на 3–6 % больше, чем экспериментальное. Возможно, часть этого расхождения можно объяснить завышенным вкладом от энерговыделения продуктов деления в ней.

Таблица 2

Параметры твэлов для реактора PWR, используемые в расчете

Параметр	Величина
Топливо	UO <sub>2</sub>
Плотность топлива	10,045 г/см <sup>3</sup>
Диаметр топливной таблетки	0,9563 см
Внутренний диаметр оболочки твэла	0,986 см
Внешний диаметр оболочки твэла	1,118 см
Материал оболочки	Сталь-304/ Циркалой-2
Эффективная температура топлива	840 К
Температура оболочки	620 К
Плотность замедлителя (вода)	0,7560 г/см <sup>3</sup>
Температура замедлителя	558 К

Таблица 3

Описание ТВС, используемых для верификации расчета остаточного энерговыделения

ТВС	Реактор	Масса урана в ТВС, кг	Обогащение урана, %	Общая энерговыработка ТВС, ГВт·сут/тU	Мощность энерговыделения, МВт/тU	Время выдержки, сут	Тепловыделение, Вт
C-01	Сан Онофре	362	3,865	26,540	17,79	3011	359
C-16	Сан Онофре	362	3,865	28,462	19,08	3012	384
C-19	Сан Онофре	365	3,865	30,426	20,39	3011	418
C-20	Сан Онофре	362	3,865	32,363	21,69	3011	456
D-01	Сан Онофре	364	4,005	31,393	21,04	2358	499
D-46	Сан Онофре	364	4,005	32,318	21,66	2360	510
E-18	Сан Онофре	364	4,005	32,357	21,69	1794	635
F-04	Сан Онофре	372	3,996	30,429	20,39	1078	934
C-52	Вепко	386	3,397	31,914	23,21	1635	724
C-56	Вепко	386	3,397	38,917	28,30	1634	921
C-64	Вепко	386	3,397	39,384	28,64	1633	931
C-66	Вепко	386	3,397	35,433	25,77	1630	846
C-67	Вепко	386	3,397	38,946	28,32	1629	934
C-68	Вепко	386	3,397	37,057	26,95	1630	874

Сравнение мощности остаточного энерговыделения продуктов деления и активации топлива, вычисленного по программам MURE и FISPIN для ТВС из табл. 3. (Мощность приведена в ваттах.)

ТВС	Продукты деления		Продукты активации		Сумма		Отношение
	MURE	FISPIN	MURE	FISPIN	MURE	FISPIN	
C-01	273	281	49,5	44,7	322	325	0,99
C-16	293	302	51,4	51,2	344	353	0,98
C-19	316	326	60,7	59,0	377	385	0,98
C-20	332	345	69,0	66,4	401	414	0,97
D-01	374	389	61,5	58,3	435	447	0,97
D-46	385	401	65,2	62,0	450	463	0,97
E-18	472	497	63,8	60,8	535	558	0,96
C-52	563	589	74,9	69,5	638	658	0,97
C-56	708	752	124	113	832	865	0,96
C-64	720	764	130	116	850	880	0,97
C-67	707	757	125	113	832	868	0,96
C-68	671	709	109	99	780	809	0,96

### Заключение и выводы

В настоящей работе была выполнена верификация программы MURE для расчета остаточного энерговыделения в облученном топливе реактора. С экспериментом сравнивалась мощность энерговыделения продуктов деления различных ядер спустя определенное время после акта деления. Рассматривалось деление  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами, а также деление  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами. Начиная с выдержки 10 с, расчетные значения хорошо согласуются с экспериментом. При меньших временах выдержки расчет дает меньшие значения мощности. Различие достигает 30 %. Для корректного расчета мощности энерговыделения при таких временах выдержки требуется коррекция ядерных данных, используемых в программе MURE. Большой вклад в неопределенность расчетных значений при этих временах вносит недостаточное знание выходов короткоживущих нуклидов при делении. Дополнительный учет короткоживущих метастабильных состояний также необходим.

Энерговыделение от образцов урана и плутония, облученных потоком тепловых нейтронов в течение более длительного времени (до 100 с), в целом хорошо воспроизводится в расчете. Расхождение при выдержке до 14000 с не превышает 15 %. Наибольшие расхождения имеются для  $^{235}\text{U}$  при выдержке 100–4000 с.

Верификация остаточного энерговыделения в ТВС водо-водяных реакторов при длительных временах выдержки проводилась путем сравнения с результатами расчета по программе FISPIN-10. Расхождение в расчетном суммарном энерговыделении от продуктов распада и активации топлива по двум программам не превышает 4 %.

Таким образом, для всего диапазона рассматриваемых времен выдержки (от секунд до 10 лет) про-

грамма MURE предсказывает корректное значение мощности остаточного энерговыделения облученного ядерного топлива. Наибольшие различия с экспериментом имеются при малых временах (до 10 с), где отличие может составлять 30 %. Преимущество расчетов по программе MURE состоит в том, что расчет совершается в один этап. В расчете можно моделировать трехмерную геометрию ТВС и проводить расчет энерговыделения как во всей ТВС целиком, так и ограничиваться отдельным твэлом. Расчет нейтронных потоков и накопления нуклидов в топливе проводится при этом без каких-либо допущений методом Монте-Карло. Без какой-либо предварительной подготовки можно рассчитывать энерговыделение в новых перспективных видах топлива как при анализе безопасности эксплуатации реактора, так и анализируя безопасность хранения и транспортировки топлива.

### Список литературы

1. OECD/NEA. Assessment of Fission Product Decay Data for Decay Heat Calculations. Nuclear Science NEA/WPEC-25, ISBN 978-92-64-99034-0. 2007.
2. SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation, NUREG/CR-0200, Rev. 6, (ORNL/NUREG/CSD-2R6). 2000. Vol. I–III.
3. FISPIN – A computer code for nuclide inventory calculations, ND-R-328I (1979).
4. ANSWERS Software Service. WIMS-A Modular Scheme for Neutronics Calculations. User Guide for Version 8. AEAT, ANSWERS/WIMS(99)9, July 19.
5. Greene N. M., Petrie L. M. XSDRNPM: A One-Dimensional Discrete-Ordinates Code for Transport Analysis. Vol. II, Book 1, Sect. F3, in SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for

Licensing Evaluation, ORNL/TM-2005/39. Version 5. Vol. I–III, April 2005.

6. DeHart M. D. NEWT: A New Transport Algorithm for Two-Dimensional Discrete Ordinates Analysis in Non-Orthogonal Geometries». Vol. II, Book 4, Sect. F21, in SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation, ORNL/TM-2005/39. Version 5. Vol. I–III, April 2005.

7. Booth T. E., Brown F. B., Bull J. S. et al. MCNP-A General Monte-Carlo N-Particle Transport Code – Version 5. Отчет Лос-Аламосской национальной лаборатории. LA-UR-03-1987. 2003.

8. Méplan O., Wilson J., Bidaud A., David S. et al. MURE, MCNP Utility for Reactor Evolution. User Guide – Version 1.0. 2009.

9. OECD/NEA. The JEFF-3.1 Nuclear Data Library, JEFF Report 21, ISBN 92-64-02314-3. 2006.

10. Tobias A. Decay heat // Progress in nuclear energy. 1980. Vol. 5. P. 1–93.

11. Dickens J. K., Love T. A., McConnell J. W., Peelle R. W. Fission-Product Energy Release for Times Following Thermal-Neutron Fission of  $^{235}\text{U}$  Between 2 and 14000 s // Nucl. Sci. Eng. 1980. Vol. 74. P. 106–129.

12. Dickens J. K., Love T. A., McConnell J. W., Peelle R. W. Fission-Product Energy Release for Times Following Thermal-Neutron Fission of Plutonium-239 and Plutonium-241 Between 2 and 14000 s // Nucl. Sci. Eng. 1981. Vol. 78. P. 126–146.

13. Akiyama M., Furuta K., Ida T., Sakata K., An S. Measurements of Gamma-Ray Decay Heat of Fission Products for Fast Neutron Fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{233}\text{U}$  // J. Atomic Ener. Soc. Japan. 1982. Vol. 24 (9). P. 709. (in Japanese).

14. Akiyama M., Furuta K., Ida T., Sakata K. An S. Measurements of Beta-Ray Decay Heat of Fission Products for Fast Neutr on Fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{233}\text{U}$  // J. Atomic Ener. Soc. Japan. 1982. Vol. 24 (10). P. 803. (in Japanese).

15. Schier W. A., Couchell G. P. Beta and gamma Decay Heat Measurements Between 0.1 s – 50.000 s for Neutron Fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , and  $^{239}\text{Pu}$ : Final Report. University of Massachusetts Lowell, Department of Energy report DOE/ER/40723-4. 1997.

16. Baumung K. Measurements of  $^{235}\text{U}$  Fission Product Decay Heat between 15 s and 4000 s. Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-3262. 1981.

17. Johansson P.-I. Integral Determination of the Beta and Gamma Heat in Thermal-Neutron-Induced Fission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  and of the Gamma Heat in Fast Fission of  $^{238}\text{U}$ . Proceedings of the Specialists Meeting on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, 857–860. 1988. Johansson P.-I. Proceedings of the Specialists Meeting on Data for Decay Heat Predictions, Studsvik, Sweden, 211–223. 1987.

18. Dickens J. K., Love T. A., McConnell J. W. et al. Fission Product Energy Release for Times Following Thermal-Neutron Fission of  $^{235}\text{U}$  Between 2 and 14.000 Seconds. Oak Ridge National Laboratory report ORNL/NUREG-14. 1977.

19. Dickens J. K., Love T. A., McConnell J. W., et al. Fission Product Energy Release for Times Following Thermal-Neutron Fission of  $^{239}\text{Pu}$  Between 2 and 14.000 Seconds. Oak Ridge National Laboratory report ORNL/NUREG-34. 1978.

20. Judson B. F. et al. In-Plant Test Measurements for Spent Fuel Storage at Morris Operation – Volume 3: Fuel Bundle Heat Generation Rates. General Electric, NEDG-24922-3. February 1982.

21. Parker D. R., Mills R. W. FISPIN10 Validation Review. Brookhaven National Laboratory report NCPEXT/00-01/1/rep/2. 2002.

Статья поступила в редакцию 18.04.2011