

## ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОСТАТОЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО МИКРОКАПСУЛИРОВАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

**С.В. Беденко, В.В. Кнышев, М.Е. Кузнецова, И.В. Шаманин**

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
634050, г. Томск, проспект Ленина, 2*

**Р**

Выполнено расчетное исследование различных вариантов загрузки активной зоны ториевого реактора. Выполнены нейтронно-физические исследования и расчет изотопного состава топлива, проведен анализ  $\alpha$ -излучателей, анализ источников нейтронного и фотонного излучений в микрокапсулированном ядерном топливе. Исследования проведены для создания методологии, используемой для оценки радиационных характеристик ядерного топлива со сложной внутренней структурой. Основное внимание сконцентрировано на расчете количественного и спектрального состава нейтронов, образующихся в результате протекания реакций ( $\alpha, n$ ) на ядрах с малой и средней массой. Рассчитано отношение количества нейтронов, полученных от ( $\alpha, n$ )-реакций, к количеству образовавшихся в результате спонтанного деления для топлива с гетерогенным и гомогенным расположением делящихся и конструктивных элементов. Разработанный инструментарий позволит проводить оценку дозы нейтронного излучения, пересмотреть традиционные процедуры обращения со свежим и отработавшим топливом, при использовании метода Росси- $\alpha$  оценить коэффициент размножения нейтронов в глубоко подкритических системах. Кроме того, данную методологию можно использовать при подготовке файла входных данных для задач нейтронно-активационного анализа, при расчете дозиметрических характеристик изотопных источников нейтронов и подкритических сред, содержащих гетерогенные включения разной формы, размера и состава. Для расчета выхода и спектра нейтронов применялись аналитическая модель и верифицированные расчетные коды программ WIMS-D5B, (ORIGEN-APP)SCALE 6.2.0, SOURCES-4C и SRIM-2013.

**Ключевые слова:** ториевый реактор, изотопный состав, перенос  $\alpha$ -частиц, источник нейтронов, спектр источников излучения.

### ВВЕДЕНИЕ

В работах [1 – 3] авторами проведены исследования физики высокотемпературной газоохлаждаемой ториевой реакторной установки (ВГТРУ, Россия) малой мощности, выбраны оптимальная конфигурация активной зоны и материальный состав ядерного топлива. Исследуемый в работе [3] реактор может проработать не менее 3000 эффективных суток на мощности 60 МВт. Особенности конструкции активной зоны реактора,

© С.В. Беденко, В.В. Кнышев, М.Е. Кузнецова, И.В. Шаманин, 2018

материальный состав дисперсионного микрокапсулированного (микротопливо) ядерного топлива, режимы эксплуатации (~400 ГВт·сут/тTh-Pu) влияют на радиационные характеристики топлива и на этапе проектирования реактора требуют пересмотра традиционных процедур обращения с ядерным топливом.

Основное внимание в исследовании сконцентрировано на расчете нейтронной составляющей радиационных характеристик дисперсионного ядерного топлива. Нейтроны в ядерном топливе образуются за счет спонтанного и вынужденного делений, а также в результате  $(\alpha, n)$ -реакций на ядрах с малой и средней массой [4 – 7]. В таких исследованиях выход  $q_{sf}$  и спектральное распределение (спектр) нейтронов спонтанного деления  $S_{sf}(E)$  определяются сравнительно просто. По этой причине более интересным оказывается определение отношения количества нейтронов  $q_{\alpha n}$ , образованных от реакций  $(\alpha, n)$ , к количеству полученных нейтронов в результате спонтанного  $q_{sf}$  и вынужденного деления  $q_f$  (в случае больших блоков отработавшего ядерного топлива (ОЯТ)), которое представляет интерес как для расчета величины дозы нейтронного излучения при работе с таким топливом [8, 9], так и при использовании метода Росси- $\alpha$  для определения коэффициента размножения нейтронов ( $k_{eff}$ ) в подкритических системах [9], таких как топливный блок ВГТРУ [3]. Для топлива в виде гомогенной двуокиси данная задача достаточно хорошо изучена и решена в [4, 5, 8 – 11] и других работах. Например, в работе [8] авторы измеряли отношение  $q_{\alpha n}$  за счет  $(\alpha, n)$ -реакций на изотопах  $^{17,18}O$  к величине  $q_{sf}$ , значения отношения  $q_{\alpha n}/q_{sf}$  были измерены для различных по массе и составу образцов  $PuO_2$ . Например, для облученной гомогенной двуокиси плутония массой 28,37 г  $q_{\alpha n}/q_{sf} = 0,62 \pm 0,02$  [8], для гомогенной двуокиси урана, являющейся топливом реактора ВВЭР-1000, расчетное значение  $q_{\alpha n}/q_{sf} = 0,28$ , где  $q_{\alpha n} = 4,97 \cdot 10^5$  нейтр./с/тU (расчет выполнен в программе ORIGEN-S для топлива с обогащением 4,4%, выгоранием 10 МВт·сут/тU и выдержкой 180 сут). В случае, когда речь заходит о дисперсионном топливе и средах, содержащих гетерогенные включения разных конфигурации и состава, решение такой задачи становится более сложным, а метод расчета количественного и спектрального составов источника нейтронов представляет самостоятельный интерес.

Целью исследования является разработка методологии расчета количественного и спектрального составов источника нейтронного излучения при гетерогенном расположении делящихся и конструкционных элементов в ядерном топливе. Подобные исследования выполняются с привлечением верифицированных расчетных кодов и специальных программ. При численном моделировании радиационных полей, разработке новых процедур и регламентов обращения с ОЯТ в ядерном топливном цикле нового поколения [3, 11 – 13] часто оказывается, что использование стандартных расчетных кодов без научного обоснования и модернизации невозможно. Например, программа ORIGEN-S позволяет определять нуклидный состав ядерного топлива, спектральный состав нейтронного и фотонного источников излучения ОЯТ в зависимости от выгорания и выдержки. Эта программа является одной из совершенных программ, используемых в мировой практике для расчета источников излучения. Обычно ее применяют для расчета выгорания и источников излучения стандартного оксидного топлива ( $UO_2$ ,  $(U,Pu)O_2$ ) реакторов типа LWR, для других типов реакторов и топлива, отличного от стандартного, использование ORIGEN-S может привести к некорректным результатам [11]. Следует отметить, что кроме ORIGEN-S существуют и другие программы для расчета источников нейтронов, например, SOURCES-4C [14], NEDIS-2m [15], CHARIS [16] и другие [13, 15]. Эти программы полностью ориентированы на расчет выхода и спектра нейтронов; самой распространенной является SOURCES-4C, однако код программы NEDIS-2m [4, 13, 15] лучше адаптирован к задачам современной ядерной энергетики.

Исследуемый в работе [3] ядерный реактор является реакторной установкой на про-

межуточных (~63,03% нейтронов с энергией от 4 эВ до 183 кэВ) и быстрых (~24,5% нейтронов с энергией от 183 кэВ до 10 МэВ) нейтронах, в качестве ядерного топлива используется (Th,Pu)O<sub>2</sub>-композиция. В ядерном топливе такого реактора ( $\alpha$ , n)-реакция может протекать не только на изотопах <sup>17,18</sup>O, но и на <sup>13</sup>C и <sup>29,30</sup>Si, которые содержатся в покрытиях микро топлива (PuC, Ti<sub>3</sub>SiC<sub>2</sub>) и топливной таблетки (SiC). Нормированный спектр нейтронов  $\chi_{\alpha n}(E)$  на <sup>13</sup>C и <sup>29,30</sup>Si существенно выше спектра ( $\alpha$ , n)-нейтронов на <sup>17,18</sup>O [5, 17], а содержание углерода <sup>13</sup>C в матрице таблетки может достигать 62,5%.

Для необлученного дисперсионного ядерного топлива  $\chi_{\alpha n}(E)$  и  $S_{\alpha n}(E)$  можно рассчитать с использованием доступных высокоточных экспериментальных данных (Experimental Nuclear Reaction Data, см. <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>) и специальных программ (NEDIS-2.0, SOURCES-4C, SRIM-2013 [18]). При этом для получения корректного результата достаточно учесть энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц  $f_{\alpha}(E)$  в объеме топливного зерна и в покрытиях [19]. Распределение  $f_{\alpha}(E)$  может быть получено при условии, что источники  $\alpha$ -частиц (<sup>232</sup>Th, <sup>239,240,241</sup>Pu) равномерно распределены в объеме зерна и создают сферически-симметричное излучение.

Облученный топливный зерно представляет собой смесь невыгоревших изотопов Pu, Th, минорных актиноидов, кислорода и осколков деления. В таком зерне искомые функции  $f_{\alpha}(E)$ ,  $\chi_{\alpha n}(E)$  и  $S_{\alpha n}(E)$  будут зависеть от распределения  $P(E, r)$  тяжелых изотопов и осколков деления в его объеме, что существенно усложняет условия задачи, а использование [20, 21] и других подобных моделей требует научного обоснования.

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПРИБЛИЖЕНИЯ

Искомое энергетическое распределение нейтронов  $\chi_{\alpha n}(E)$ ,  $S_{\alpha n}(E)$  в общем случае зависит от геометрии топливной таблетки и материального состава ядерного топлива, типа реактора и режимов его работы, распределения источников излучения (Pu, Th, минорные актиноиды)  $f_{HM}(r)$ , продуктов деления  $f_{FP}(r)$  и  $\alpha$ -частиц  $f_{\alpha}(E, r)$  в объеме топливного зерна, на его поверхности и в покрытиях.

В работе [3] использовались три типа топливных таблеток с условными обозначениями 0817, 1017 и 1200; авторами показано, что увеличение диаметра топливной таблетки приводит к уменьшению доли графита и уменьшению запаса реактивности  $\rho_{inf}(t)$ , а кампания реактора зависит от начального количества <sup>239</sup>Pu, <sup>232</sup>Th и образовавшихся <sup>241</sup>Pu и <sup>233</sup>U. При использовании топливной таблетки типа 0817 <sup>239</sup>Pu быстро выгорает, а <sup>233</sup>U и <sup>241</sup>Pu не успевают накопиться в количестве, необходимом для поддержания стационарной реакции деления. Поэтому после 1500 суток работы в реакторе остается слишком мало <sup>239</sup>Pu и происходит резкое уменьшение  $\rho_{inf}(t)$ . Использование таблеток типа 1017 и 1200 приводит к накоплению <sup>233</sup>U, <sup>241</sup>Pu и более длительной работе реактора. Отметим, что для таблеток типа 0817 и 1017 выгорание <sup>239</sup>Pu практически одинаковое и составляет 96 и 97% соответственно. Таким образом, наилучшим с точки зрения длительности кампании и вовлеченности в топливный цикл <sup>232</sup>Th является вариант с топливной таблеткой типа 1200, но в такой таблетке увеличение доли дисперсной фазы ( $\omega_{fuel} = V_{microfuel} \cdot N / V_{matrix}$ ) приведет к снижению доли выгоревшего <sup>239</sup>Pu. Анализ результатов работ [1 – 3] показал, что для лучшего выгорания <sup>239</sup>Pu необходимо выбрать топливную таблетку типа 1017 (рис. 1).

Дальнейшие нейтронно-физические эксперименты выполнены в WIMS-D5B – универсальной программе для расчетов ячейки реакторов разных типов. Код WIMS использует 69-групповую систему констант на основе оцененной базы ядерных данных ENDF/B-VII.0, что позволяет рассчитывать реакторы на быстрых и тепловых нейтронах.

В геометрическом модуле программы WIMS нельзя создавать ячейки шестигранной формы, поэтому шестигранная ячейка ВГТРУ [3] преобразована в двумерную цилиндрическую ячейку. Цилиндрическая ячейка является эквивалентной ячейкой Вигнера-Зей-

тца с заданными граничными условиями на поверхности расчетной зоны и трансляционной симметрией на верхних и нижних гранях. Для расчета  $k_{eff}$  вводятся аксиальный и радиальный геометрические параметры, рассчитанные с учетом перехода от реального размера активной зоны к эквивалентной системе Вигнера-Зейтца (см. рис. 1б).

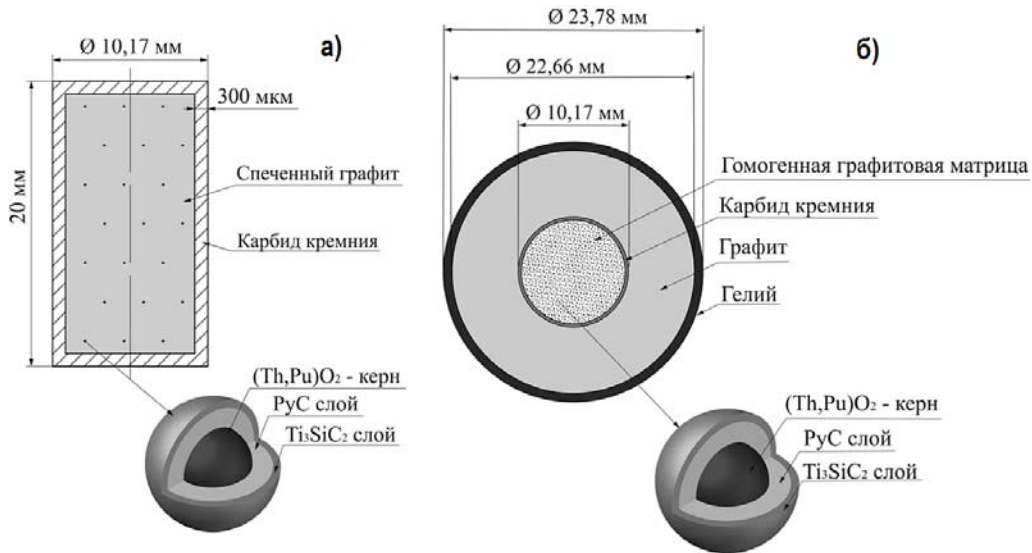


Рис. 1. Топливная таблетка типа 1017 (а) и расчетная двумерная модель эквивалентной ячейки (б)

Расчетные исследования проведены для 30-ти разных по составу вариантов загрузки активной зоны реактора. Для всех расчетных вариантов содержание тяжелого металла в ядрах таблетки (%) следующее: Pu – 50, <sup>232</sup>Th – 50. Изотопный состав Pu, (%): 238 – 0; 239 – 94; 240 – 5,4; 241 – 0,6; 242 – 0. Результаты исследований показаны на рис. 2, где видно, что увеличение  $\omega_{fuel}$  более 17 – 18% нецелесообразно, так как топливная кампания увеличивается незначительно, а доля выгоревшего <sup>239</sup>Pu будет снижаться.

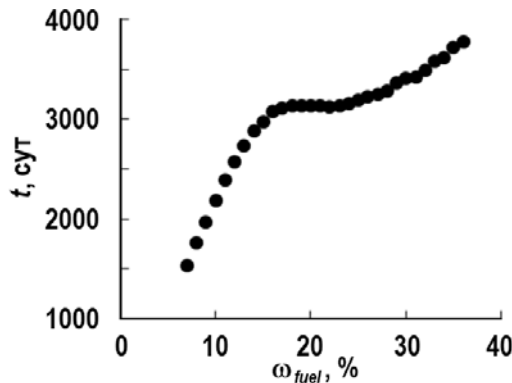


Рис. 2. Зависимость доли дисперсной фазы от времени облучения

Отметим, что общий характер зависимости  $\omega_{fuel}(t)$  (см. рис. 2), полученной для полномасштабной гетерогенной модели реактора, сохранится, но  $\omega_{fuel}$  и  $t$  будут другими, так как гомогенизация топливной части ячейки приводит к уменьшению  $k_{eff}$  на 3 – 7% по отношению к более точному моделированию [22].

Итак, нами выбрана топливная таблетка типа 1017 с содержанием дисперсной фазы 17% (см. рис. 2, 3). Для топливной таблетки типа 1017 с  $\omega_{fuel} = 17\%$  и тепловой мощностью реактора  $P = 60$  МВт кампания реактора составит ~3000 сут (см. рис. 2). В ячейке такого реактора <sup>239</sup>Pu выгорает 84,5%, <sup>240</sup>Pu – 36,9%, <sup>232</sup>Th – 9,68%.

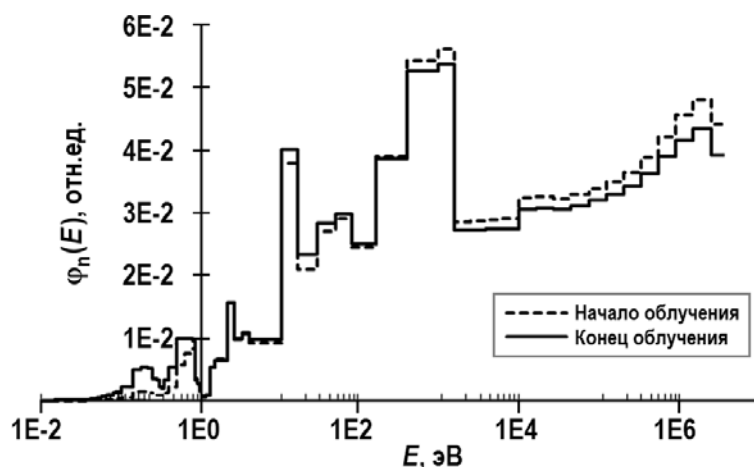


Рис. 3. Спектр плотности потока нейтронов в топливной части ячейки реактора на начало и конец цикла облучения,  $\omega_{fuel} = 17\%$

Облученное микротопливо представляет собой сложную смесь изотопов, поэтому искомые функции  $f_\alpha(E)$ ,  $\chi_{\alpha n}(E)$  и  $S_{\alpha n}(E)$  будут зависеть от распределения плотности вероятности взаимодействий  $P(E, r)$  рассматриваемого излучения в объеме ядра. Плотность вероятности нейтронных взаимодействий  $P(l_0, r)$  в объеме ядра на расстоянии  $r$  от его центра [20] можно описать функцией вида

$$P(l_0, r) = \int v(x, r) \cdot \Psi(x) dx, \quad (1)$$

где  $v(x, r)$  – вероятность испытать взаимодействие в объеме ядра на расстоянии  $r$  от его центра;  $\Psi(x) dx = \exp(-x/l_0) dx/l_0$  – экспоненциальный закон ослабления нейтронного излучения в материале ядра;  $l_0 = \lambda_t/R$  – нормированный пробег нейтронов;  $\lambda_t$  – средневзвешенный пробег нейтронов;  $R$  – радиус ядра.

На начало облучения  $\lambda_{t1} = 1/\Sigma_{t1} = 1/0,309 = 3,24$  см,  $l_{01} = 93$ , на конец цикла облучения –  $\lambda_{t2} = 1/0,313 = 3,19$  см,  $l_{02} = 91$ . Для оценки  $l_0$  использовано средневзвешенное значение длины свободного пробега нейтронов  $\lambda_t$ , рассчитанное с учетом спектра плотности потока нейтронов  $\Phi_n(E)$  (см. рис. 3), т.е. все материалы топливной таблетки (графитовая матрица, ядро и покрытия) «видят» один и тот же спектр. График зависимости  $P(l_0, r)$  для нескольких значений  $l_0$  приведен на рис. 4.

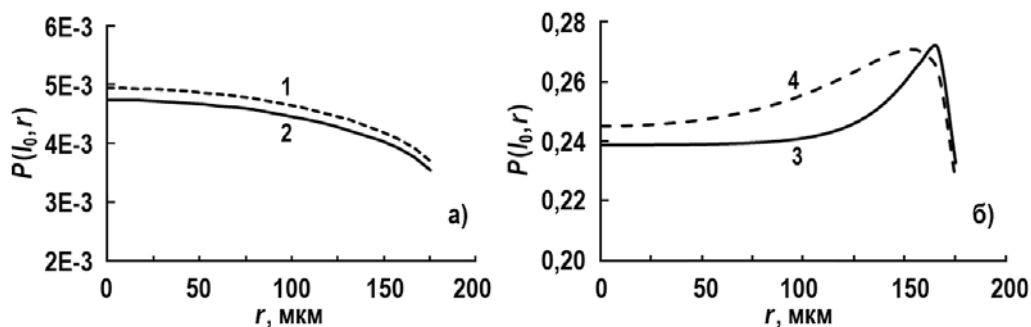


Рис. 4. Плотность вероятности нейтронных взаимодействий в объеме ядра: 1 –  $l_{01} = 91$ ; 2 –  $l_{02} = 93$ ; 3 –  $l_{03} = 0,1$ ; 4 –  $l_{04} = 0,2$

Видно (рис. 4а), что распределение  $P(l_0, r)$  для  $l_{01}$  и  $l_{02}$  ( $\lambda_t \gg R$ ) практически равномерное ( $P(l_{01,02}, 0)/P(l_{01,02}, 175) = 1,26$ ) и существенно отличается от  $P(l_{04}, r)$  для случая, когда  $\lambda_t \approx R$  (рис. 4б, кривая 4). Отметим, что при  $\lambda_t \ll R$  вероятность  $P(l_{03,04}, r)$  больше в периферийной части ядра (рис. 4б, кривые 3, 4), т.е. образовавшиеся от деления осколки будут экранировать внутреннюю часть ядра от падающего нейтрон-

ного потока. Эффект экранировки («grain self-shielding») учитывается практически всеми программами переноса нейтронов. Модель [20] позволяет оценить эффект экранировки ( $\lambda_t < R$ ), а значит, даст корректный результат для случая, когда длина свободного пробега нейтронов много больше поперечного размера ядра ( $\lambda_t \gg 2R$ ).

Допустим, что тяжелые изотопы в ядре выгорают равномерно ( $P(l_0, r) = 1,26 \approx 1$ ), тогда на конец облучения источники  $\alpha$ -частиц и осколков деления равномерно и гомогенно распределены в объеме ядра, а пространственное распределение  $f_{FP}(r)$  осколков деления, в соответствии с работой [20], можно определить по соотношению

$$f_F(l, r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi}, & 0 \leq l \leq 1-r; \\ \frac{3}{4\pi} \left( \frac{1}{2} - \frac{l}{4r} + \frac{1-r^2}{4rl} \right), & 1-r \leq l \leq 1+r; \\ 0, & l \leq 1-r; \end{cases}$$

где  $r = x/R$ ;  $l = \lambda/R$ ;  $\lambda$  – пробег осколков деления в ядре.

Средняя энергия возбуждения легкого осколка ( $A_1 = 90$ ) равна примерно 10 МэВ, тяжелого ( $A_2 = 140$ ) – около 8 МэВ. Пробег легких осколков в материале ядра на конец облучения составит 4 – 7 мкм ( $l_1 = \lambda/R = 4 \text{ мкм} / 175 \text{ мкм} = 0,023$ ), а их пространственное распределение (рис. 5, линия 1) так же, как и для тяжелых металлов (за исключением периферийного слоя), не зависит от  $r$ .

Выполненные расчетные исследования позволили сформулировать следующие допущения.

1. Облученный ядро является гомогенной смесью тяжелых изотопов, осколков деления и кислорода.
2. Источники  $\alpha$ -частиц,  $\alpha$ -частицы и осколки деления распределены в ядре равномерно и гомогенно.
3. Каждый источник создает изотропное и сферически-симметричное излучение.
4. Функции  $\chi_{\text{оп}}(E)$  и  $S_{\text{оп}}(E)$  зависят только от дифференциального энергетического спектра  $\alpha$ -частиц  $f_{\alpha}(E) = dN_{\alpha}(E)/dE$  внутри ядра и на его поверхности.

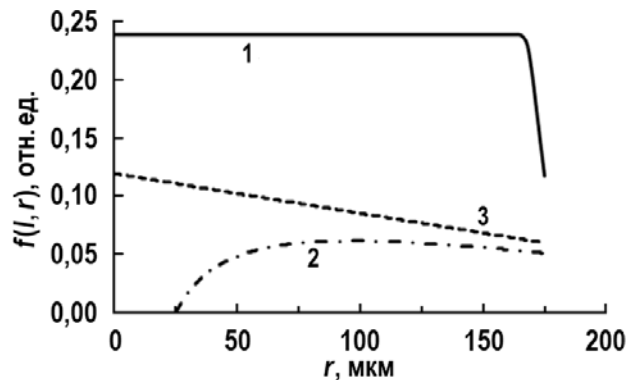


Рис. 5. Пространственное распределение осколков деления в объеме ядра: 1 –  $l_1 = 0,023$ ; 2 –  $l_2 = 1$ ; 3 –  $l_3 = 1,1$

### ИНТЕНСИВНОСТЬ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Предмет исследований – микротопливо и топливная таблетка ВГТРУ. Конфигурация ядра, покрытий и топливной таблетки приведена на рис. 1. Для нахождения  $f_{\alpha}(E)$  необходимо решить задачу об излучении, выходящем с поверхности ядра. Подобная задача решена, например, в [20, 21] и другими исследователями, теоретические основы можно найти в учебниках по теории решеток.

Доля излучения  $P$  (вероятность), вышедшего из ядра в [21], получена для источника с самопоглощением:

$$P = \frac{3}{4(\mu R)^3} \left( (\mu R)^2 - \frac{1}{2} + \left( \mu R + \frac{1}{2} \right) \exp(-2\mu R) \right), \quad (2)$$

где  $\mu = 1/\lambda_0$  – коэффициент поглощения;  $\lambda_0$  – средний пробег частиц.

Соотношение (2) справедливо при любых  $\mu R$ , но для частиц (нейтроны,  $\gamma$ -кванты), длина пробега которых описывается экспоненциальным распределением,

$$f(x)dx = \exp(-x/\lambda_0)dx / \lambda_0.$$

В случае  $\mu R \gg 1$  ( $\lambda_0 \ll R$ ) главную роль в (2) играет первое слагаемое и тогда  $P \approx 3/(4\mu R) = 3\lambda_0/(4R)$ . Искомая вероятность  $P$  в [21] получена в виде тройного интеграла, подинтегральная функция разлагалась в ряд, производилось почленное интегрирование, а затем суммирование бесконечного ряда. Все эти операции для общей задачи весьма громоздки, но при  $\lambda_0 \ll R$  значительно упрощаются, а полученное решение справедливо также для частиц с фиксированной длиной свободного пробега ( $\alpha$ -частицы, осколки деления, протоны). В работе [20] решение этой задачи получено за счет использования принципов геометрических вероятностей. Такой подход позволяет свести нахождение общего решения к элементарным вычислениям объемов и последующему интегрированию достаточно простых функций. Автором в [20] рассмотрены разные виды излучения, в том числе излучения с фиксированной длиной свободного пробега. Для излучения с фиксированным и относительно небольшим пробегом ( $\lambda \leq R$ ) вероятность  $P$  дается формулой

$$P = 0,75\lambda R^{-1} - 0,0625(\lambda/R)^3, \quad \lambda \ll R, \quad P \approx 3\lambda/(4R).$$

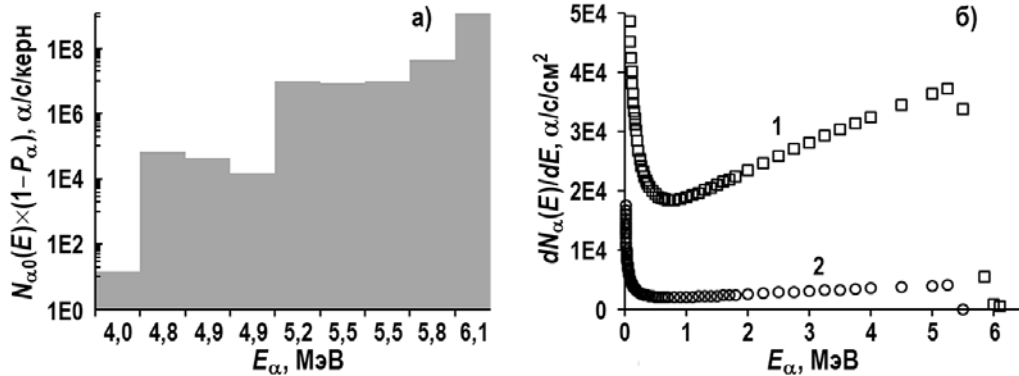


Рис. 6. Спектры  $\alpha$ -частиц: а) – спектр  $\alpha$ -частиц в момент распада; б) – спектр  $\alpha$ -частиц, вылетающих с поверхности ядра в телесный угол  $4\pi$  (1 – облученное топливо; 2 – необлученное топливо)

Если полное число  $\alpha$ -частиц, образующихся в ядре в момент радиоактивного распада, равно  $N_{\alpha 0}$ , а  $P_{\alpha}(E)$  – доля излучения, вышедшего из ядра, то число  $\alpha$ -частиц, оставшихся и вышедших из ядра, соответственно равно  $N_{\alpha 0}(1 - P_{\alpha}(E))$  (рис. 6а) и  $N_{\alpha}(E) = N_{\alpha 0} \cdot P_{\alpha}(E)$ .

Дифференциальный энергетический спектр  $\alpha$ -частиц, вылетающих с поверхности ядра в единицу времени в телесный угол  $4\pi$ , связан с  $P_{\alpha}(E)$  соотношением (рис. 6б)

$$\begin{aligned} f_{\alpha}(E) &= N_{\alpha 0} \frac{dP_{\alpha}(E)}{dE} = N_{\alpha 0} \cdot \frac{3}{4R} \frac{d\lambda_{\alpha}(E)}{dE} = \\ &= N_{\alpha 0} \cdot \frac{3}{4R} \frac{1}{dE} \frac{dE}{(-dE/dx)} = N_{\alpha 0} \frac{3}{4} \frac{1}{\varepsilon_{\alpha}(E)R}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\lambda_\alpha(E) = \int dE/(-dE/dx)$  – пробег  $\alpha$ -частиц в керне;  $\varepsilon_\alpha(E) = (-dE/dx)$  – тормозная способность  $\alpha$ -частиц.

Пробег  $1/\lambda_\alpha(E) = \sum(w_i/\lambda_{\alpha i})$  и тормозная способность  $\varepsilon_\alpha(E) = S(w_i \cdot \varepsilon_{\alpha i})$  в материале керна и в покрытии рассчитывались по правилу аддитивности Брегга-Климана. Пробег  $R_{\alpha i}(E)$  и тормозная способность  $\varepsilon_{\alpha i}(E)$   $i$ -го нуклида рассчитаны по программе SRIM.

На рисунке 6 приведены спектры  $\alpha$ -частиц для облученного и необлученного топлива. Интенсивность генерации  $\alpha$ -частиц  $N_{\alpha 0}$  в керне необлученной топливной таблетки ( $\omega_{fuel} = 17\%$ ) равна  $\sim 2,39 \cdot 10^5$   $\alpha$ /с/кern; 99,9%  $\alpha$ -частиц образуются в результате распада изотопов  $^{239,240}\text{Pu}$ ; средняя энергия спектра  $\alpha$ -частиц  $\langle E_\alpha \rangle = \sum \delta_i \cdot E_i = 5,15$  МэВ; вероятность вылета  $\alpha$ -частицы с поверхности керна  $P_\alpha(5,15) = 7,11\%$ .

Для облученной топливной таблетки  $N_{\alpha 0} = 3,08 \cdot 10^7$   $\alpha$ /с/кern; 99,06%  $\alpha$ -частиц образуются в результате распада изотопов  $^{242,244}\text{Cm}$ ;  $\langle E_\alpha \rangle = 5,93$  МэВ;  $P_\alpha(5,93) = 7,94\%$ . Расчет показал, что  $\alpha$ -частицы, образующиеся в кернах необлученной и облученной топливной таблетки (см. рис. 6), остаются в первом покрытии (PyC), так как их пробеги не превышают 35 мкм.

Для дальнейших расчетов непрерывный спектр  $f_\alpha(E)$  преобразован в групповой вид для программы SOURCES по соотношению

$$F^{(i)} = \int_{E_i}^{E_{i+1}} f_\alpha(E) dE,$$

где  $i = 0, 1, \dots, 24$ ;  $E_0 = 10^{-4}$  МэВ;  $E_{24} = 6,2$  МэВ.

### ИНТЕНСИВНОСТЬ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЙ

Предмет исследований – шестигранный топливный блок ВГТРУ [1 – 3], представляющий собой блок из плотного высококачественного графита, обработанного при температуре 3000 – 3300 К и имеющий 76 каналов малого диаметра для топливных таблеток типа 1017 ( $\varnothing 10,17 \cdot 10^{-3}$  м) и семи каналов большего диаметра ( $\varnothing 24 \cdot 10^{-3}$  м) для теплоносителя. Размер «под ключ» топливного блока 0,207 м, высота 0,80 м.

На рисунке 7 приведены результаты расчетов источника нейтронов в пересчете на один топливный канал (basis), диаметр которого  $10,17 \cdot 10^{-3}$  м, а высота 0,8 м. Топливный канал заполнен таблетками типа 1017.

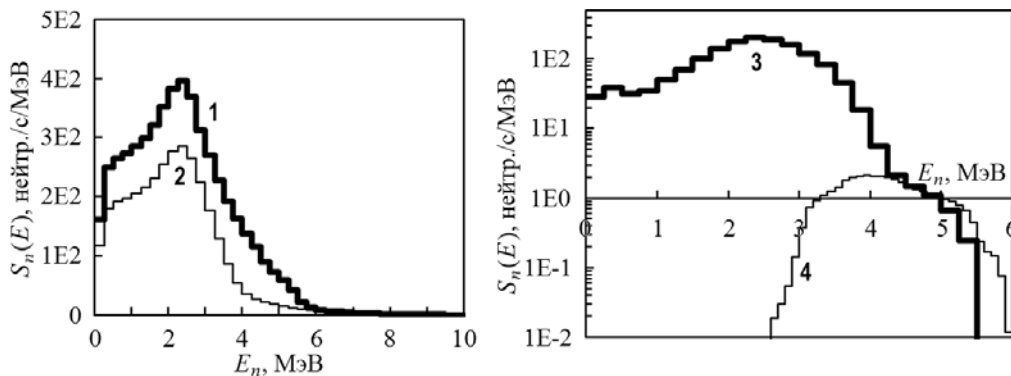


Рис.7. Энергетический спектр источника нейтронов: 1 – интегральный выход нейтронов; 2 – выход нейтронов за счет спонтанного деления и реакции  $(\alpha, n)$  на  $^{17,18}\text{O}$  [(Th,Pu) $\text{O}_2$ ]; 3 – выход нейтронов за счет реакции  $(\alpha, n)$  на  $^{13}\text{C}$ ; 4 – выход нейтронов за счет реакции  $(\alpha, n)$  на  $^{13}\text{C}$  (PyC)

Интегральный выход нейтронов  $q_\Sigma = (q_{\alpha n}({}^{17,18}\text{O}, {}^{13}\text{C}) + q_{sf})$  для  $\omega_{fuel} = 17\%$  (рис. 7, линия 1) равен  $\sim 4,58 \cdot 10^3$  нейтр./с/basis. Вклад нейтронов за счет реакций  $(\alpha, n)$ , идущих на  $^{17,18}\text{O}$  оксидной топливной керамики,  $- q_{\alpha n}({}^{17,18}\text{O})/q_\Sigma = 41,1\%$  (рис. 7, линия 3);



вклад нейтронов за счет реакций  $(\alpha, n)$ , идущих на  $^{13}\text{C}$  (PuC) –  $q_{\alpha n}(^{13}\text{C})/q_{\Sigma} = 1,18\%$  (рис. 7, линия 4);  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O},^{13}\text{C})/q_{sf} = 0,7325$ ,  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O},^{13}\text{C}) = 2,98 \cdot 10^1$  нейтр./с/см<sup>3</sup>. Для гомогенной топливной таблетки (необлученная  $\text{UO}_2$  с обогащением 4,4%) реактора ВВЭР-1000 аналогичное отношение равно  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O})/q_{sf} = 0,0084$ , а выход  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O}) = 1,011 \cdot 10^{-3}$  нейтр./с/см<sup>3</sup>.

Выход нейтронов  $q_{\alpha n}$  за счет реакций  $(\alpha, n)$  (см. рис. 7, линия 3) для необлученной гетерогенной таблетки определяет форму суммарного распределения  $S_{\alpha n}(E)$  (см. рис. 7, линия 1), которое имеет максимум в области энергий от 2,25 до 2,5 МэВ. Максимум обусловлен реакцией  $(\alpha, n)$ , идущей на ядрах  $^{18,17}\text{O}$  оксидной топливной керамики при взаимодействии  $\alpha$ -частиц, образующихся при распаде изотопов  $^{239,240,241}\text{Pu}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Для гомогенной таблетки  $q_{\alpha n}$  также определяет форму  $S_{\alpha n}(E)$ . В гетерогенной и гомогенной задачах для описания  $S_{\alpha n}(E)$  можно использовать функцию вида  $\chi_{\alpha n}(E) = [a(2\pi)^{1/2}]^{-1} \cdot \exp[-(E-b)^2/2a^2]$ .

Для облученной гетерогенной таблетки суммарный выход нейтронов можно аппроксимировать спектральной функцией Уатта  $\chi_{sf}(E) = c \cdot \exp(-E/a) \cdot \sinh(bE)^{1/2}$ , так как  $q_{\alpha n}/q_{sf} = 0,0050$ ,  $q_{\alpha n} = 8,26 \cdot 10^1$  нейтр./с/см<sup>3</sup> ( $\omega_{fuel} = 17\%$ ,  $Z = 400$  ГВт·сут/тTh-Pu). Для облученной гомогенной таблетки (обогащение 4,4%,  $Z = 40$  ГВт·сут/тU)  $q_{\alpha n}/q_{sf} = 0,0695$ ,  $q_{\alpha n} = 3,61 \cdot 10^2$  нейтр./с/см<sup>3</sup>.

Спектр источника фотонов, образующихся в результате распада изотопов  $^{239,240,241}\text{Pu}$  и  $^{232}\text{Th}$ , подготовлен в программе Origen-Arp в групповом виде (44GrpORIGEN) и приведен на рис. 8.

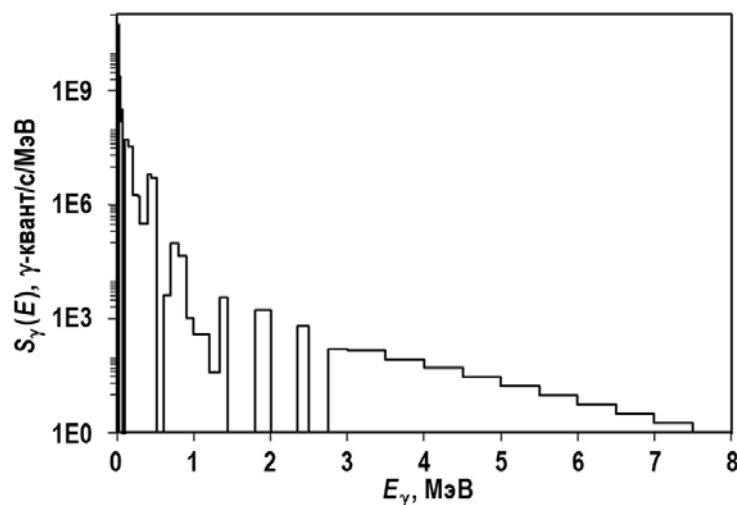


Рис. 8. Энергетический спектр источника фотонов

Интегральный выход фотонов для  $\omega_{fuel} = 17\%$  равен  $\sim 8,2 \cdot 10^{10}$  гамма-квант/с/basis. Более 99,01% фотонов образуются в области энергий от 10 до 30 кэВ. Энергетические спектры источников излучения (см. рис. 7, 8) подготовлены в групповом виде для дальнейших расчетов по программе MCNPX2.6.0.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследуемый в работе топливный блок является подкритической размножающей системой со сложной внутренней структурой. В топливном блоке такого реактора реакцию  $(\alpha, n)$  необходимо рассматривать не только на ядрах кислорода (Th,Pu) $\text{O}_2$ -композиции, но и на ядрах углерода, входящих в состав первого покрытия (PuC) дисперсионного микрокапсулированного топлива. Для расчета количественного и спектрального составов нейтронного излучения данного топлива разработана методика, позволяющая определить отношение количества нейтронов  $q_{\alpha n}$  за счет  $(\alpha, n)$ -реакций к анало-

гичной величине  $q_{sf}$  за счет спонтанного деления.

Расчетное значение  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O},^{13}\text{C})/q_{sf}$  для свежего топлива гетерогенной таблетки ВГТРУ равно  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O},^{13}\text{C})/q_{sf} = 0,7325$ , где  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O},^{13}\text{C}) = 2,98 \cdot 10^1$  нейтр./с/см<sup>3</sup>. Для гомогенной топливной таблетки (необлученная  $\text{UO}_2$  с обогащением 4,4 %) реактора ВВЭР-1000 аналогичное отношение  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O})/q_{sf} = 0,0084$ , а выход  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O}) = 1,011 \cdot 10^{-3}$  нейтр./с/см<sup>3</sup>. Для облученной гетерогенной таблетки ВГТРУ  $q_{\alpha n}/q_{sf} = 0,0050$ ,  $q_{\alpha n} = 8,26 \cdot 10^1$  нейтр./с/см<sup>3</sup> ( $\omega_{fuel} = 17\%$ ,  $Z = 400$  ГВт·сут/тTh-Pu). Для облученной гомогенной таблетки  $q_{\alpha n}/q_{sf} = 0,0695$ ,  $q_{\alpha n} = 3,61 \cdot 10^2$  нейтр./с/см<sup>3</sup> (обогащение 4,4%,  $Z = 40$  ГВт·сут/тU).

При работе со свежим микрокапсулированным (Th-Pu)<sub>2</sub>O<sub>7</sub>-топливом ВГТРУ необходимо учитывать реакцию ( $\alpha, n$ ), так как вклад реакций ( $\alpha, n$ ) равен  $q_{\alpha n}(^{17,18}\text{O},^{13}\text{C})/q_S = 42,28\%$ , а величина  $q_{\alpha n}$  превышает аналогичную величину свежей двуокиси урана  $\text{UO}_2$  ВВЭР-1000 в  $2,95 \cdot 10^4$  раз. Для облученного топлива результат противоположный – вклад реакций ( $\alpha, n$ ) облученной  $\text{UO}_2$  составляет 6,65%, а  $q_{\alpha n}$  в 4,37 раза больше аналогичной величины облученного микрокапсулированного топлива ВГТРУ.

Разработанный в работе инструментарий позволит выполнить оценку дозы нейтронного излучения исследуемого топлива, пересмотреть традиционные процедуры обращения со свежим и облученным топливом и при использовании метода Росси- $\alpha$  оценить коэффициент размножения нейтронов в топливном блоке ВГТРУ.

Работа поддержана Российским научным фондом. Грант № 18-19-00136 от 18.04.2018.

### Литература

1. Шаманин И.В., Беденко С.В., Чертков Ю.Б., Губайдулин И.М. Газоохлаждаемый ядерный реактор с ториевым топливом на основе топливного блока унифицированной конструкции // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2015. – № 3. – С. 124-134.
2. Шаманин И.В., Беденко С.В., Чертков Ю.Б. Ториевая реакторная установка малой мощности, работающая в сверхдлинной кампании // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2016. – № 2. – С. 121-132.
3. Shamanin I.V., Chertkov Y.B., Bedenko S.V., Mendoza O., Knyshev V.V., Grachev V.M. Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel // Annals of Nuclear Energy. – 2018. – Vol. 113. – PP. 286-293.
4. Власкин Г.Н., Хомяков Ю.С., Буланенко В.И. Выход нейтронов реакции ( $\alpha, n$ ) на толстых мишенях легких элементов // Атомная энергия. – 2014. – №11. – С. 287-293.
5. Буланенко В.И. О выходе нейтронов ( $\alpha, n$ )-реакции на кислороде // Атомная энергия. – 1979. – Т. 47 (1). – С. 531-534.
6. Murata T., Shibata K. Evaluation of The ( $\alpha, n$ ) Reaction Nuclear Data for Light Nuclei // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2002. – Vol. 39. – PP. 76-79.
7. West D., Sherwood A.C. Measurements of Thick-Target ( $\alpha, n$ ) Yields from Light Elements // Annals of Nuclear Energy. – 1982. Vol. 9. – PP. 551-577.
8. Дулин В.В., Забродская С.А. О вкладе реакции ( $\alpha, n$ ) в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония. // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2005. – № 4. – С. 18-24.
9. Дулин В.В., Матвеев И.П. Определение глубоко подкритических состояний размножающих сред методом Росси-альфа // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1. – С. 9-18.
10. Шаманин И.В., Беденко С.В., Нестеров В.Н., Луцки И.О., Прец А.А. Решение системы многогрупповых уравнений переноса нейтронов в подкритических системах // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2017. – № 4. – С. 38-49.
11. Bogatov S.A., Mitenkova E.F., Novikov N.V. The radiation characteristics of the transport packages with vitrified high-level waste // Physics of Atomic Nuclei. – 2015. – Vol. 78 (11). – PP. 1301-1308.
12. Glukhov L.Y., Kotkov S.P., Kuznetsov M.S., Chursin S.S. Measurement of prompt neutron

generation time at the VIR-2M pulsed nuclear reactor // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2016. – Vol. 79 (8). – PP. 1357-1361.

13. *Спирин Е.В., Алексахин Р.М., Власкин Г.Н., Уткин С.С.* Радиационный баланс отработавшего ядерного топлива быстрого реактора и природного урана. // *Атомная энергия*. – 2015. – Т. 119(2). – С. 114-119.

14. *Wilson, W.B., Perry, R.T., Charlton, W.S., Parish, T.A.* Sources: A code for calculating (alpha, n), spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra // *Progress in Nuclear Energy*. – 2009. – Vol. 51 (4-5). – PP. 608-613.

15. *Vlaskin G., Khomiakov Y.* Calculation of Neutron Production Rates and Spectra from Compounds of Actinides and Light Elements // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 153. – № 07033.

16. *Leniau B., Wilson J.N.* A new spent fuel source characterization code CHARS and its application to the shielding of the thorium // *Progress in Nuclear Science and Technology*. – 2014. – Vol. 4. – PP. 134-137.

17. *Jacobs G.J.H., Liskien H.* Energy Spectra of Neutrons Produced by  $\alpha$ -Particles in Thick Targets of Light Elements // *Annals of Nuclear Energy*. – 1983. – Vol. 1983 (10). – PP. 541-552.

18. *Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P.* SRIM – The Stopping and Ranges of Ions in Matter // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. – 2010. – Vol. 2010 (268). – PP. 1818-1823.

19. *Bedenko S., Shamanin I., Grachev V., Knyshev V., Ukrainets O., Zorkin A.* Neutron radiation characteristics of the IV-th generation reactor spent fuel // AIP Conference Proceedings. – 2018. – Vol. 1938. – № 020001.

20. *Фомушкин Э.Ф.* Некоторые характеристики распространения излучений в сферически активных системах // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. – 2010. – № 2. – С. 17-21.

21. *Бак М.А., Петржак К.А., Романов Ю.Ф.* Излучение шарового источника при наличии самопоглощения // Журнал технической физики. – 1965. – Т. 26 (2). – С. 379-384.

22. *Chukbar B.K.* Verification of statistical method CORN for modeling of microfuel in the case of high grain concentration // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2015. – Vol. 78 (11). – PP. 1200-1205.

Поступила в редакцию 05.07.2018 г.

#### Авторы

Беденко Сергей Владимирович, доцент, канд. физ.-мат. наук

E-mail: [bedenko@tpu.ru](mailto:bedenko@tpu.ru).

Кнышев Владимир Владимирович, аспирант

E-mail: [vvk28@tpu.ru](mailto:vvk28@tpu.ru).

Кузнецова Мария Евгеньевна, аспирант

E-mail: [mek4@tpu.ru](mailto:mek4@tpu.ru).

Шаманин Игорь Владимирович, профессор, др. физ.-мат. наук

E-mail: [shiva@tpu.ru](mailto:shiva@tpu.ru).

UDC 621.039.5

### **PECULIARITIES OF RESIDUAL RADIATION FORMATION OF DISPERSE MICRO ENCAPSULATED NUCLEAR FUEL**

Bedenko S.V., Knyshev V.V., Kuznetsova M.E., Shamanin I.V.

National Research Tomsk Polytechnic University

30 Lenin Avenue, Tomsk, 634050 Russia

#### ABSTRACT

Researches in the field of physics of nuclear fuel of new generation are being carried out at present at National research Tomsk polytechnic university. The fuel being developed is a graphite matrix with micro encapsulated fuel (microfuel) of spherical shape in it. The main technological application of these researches is creation of low-power high temperature gas-cooled thorium reactor unit. The researchers are of great

significance and are generally paid much attention to.

In the present paper a calculated analysis of different configurations of thorium reactor core loading is described. Neutron-physical researches and fuel isotopic composition calculation were made. Alpha-emitters, sources of neutron and photon radiation were analyzed. A calculation instrument which allows evaluating radiation characteristics of nuclear fuel at the reactor designing stage was developed. It also makes it possible to reconsider usual procedures of handling new and irradiated nuclear fuel in a nuclear fuel cycle of new generation.

The main attention in the research was paid to the calculation of neutron yield and spectrum formed as a result of  $(\alpha, n)$ -reactions on light nuclei of microfuel, as the concentration of various alpha-emitters resulting from irradiation is directly dependent on the fuel burn-up, while the concentration of  $(\alpha, n)$ -neutrons depends on the configuration of microfuel, graphite matrix, concentration of light elements, and modifies the pattern of neutron diffusion flux.

To calculate the neutron yield, an analytical model and verified calculation codes were used. At the stage of calculation evaluation the use of an analytical model is considered a more preferable research method, as it allows calculating alpha-particles transport, when a corresponding code is not available. Besides, such approach can be used to prepare a file with input data for tasks of neutron-activation analysis, to calculate dosimetric characteristics of neutron isotopic sources and media, containing discrete particles of different shape, size and composition.

The researched were performed to create an effective calculation instrument used for initial evaluation of radiation characteristics of nuclear fuel in a nuclear fuel cycle of new generation.

An analytical model and verified calculation codes of the programs WIMS-D5B, SCALE 6.0, SOURCES-4C and SRIM-2013 were used.

The work was supported by Russian Science Foundation № 18-19-00136 of April 18, 2018. The subject: Scientific basis development of oxide compositions plasma-chemical synthesis technology for perspective nuclear fuel types.

**Key words:** thorium reactor, isotopic composition, disperse nuclear fuel, alpha-particles transport, radiation sources spectrum.

#### REFERENCES

1. Shamanin I.V., Bedenko S.V., Chertkov Yu.B., Gubaydulin I.M. Gas-cooled thorium reactor with fuel block of the Unified design. *Izvestia Vysshikh Uchebnykh Zawedeniy. Yadernaya Energetika*. 2015, no. 3, pp. 124-134 (in Russian).
2. Shamanin I.V., Bedenko S.V., Chertkov Yu.B. Thorium-loaded low-power reactor installation operated with super-long fuel residence time. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2016, no. 2, pp. 121-132 (in Russian).
3. Shamanin I.V., Grachev V.M., Chertkov Y.B., Bedenko S.V., Mendoza O., Knyshev V.V. Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel. *Annals of Nuclear Energy*. 2018, v. 113, pp. 286-293.
4. Vlaskin G.N., Khomyakov Y.S., Bulanenko V.I. Neutron Yield of the Reaction  $(\alpha, n)$  on Thick Targets Comprised of Light Elements. *Atomic Energy*. 2015, v. 117, no. 5, pp. 357-365 (in Russian).
5. Bulanenko V.I. Neutron yield of  $(\alpha, n)$ -reaction on oxygen. *Atomnaya Energiya*. 1979, v. 47, no. 1, pp. 531-534 (in Russian).
6. Murata T., Shibata K. Evaluation of The  $(\alpha, n)$ -reaction Nuclear Data for Light Nuclei. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2002, v. 39, pp. 76-79.
7. West D., Sherwood A.C. Mesurments of Thick-Target  $(\alpha, n)$  Yields from Light Elements. *Annals of Nuclear Energy*. 1982, v. 9, pp. 551-577.

8. Dulin V.V., Zabrodskaia S.A. About Contribution of ( $\alpha$ , n) Reaction to Intensity of Neutron Radiation of Dioxide of Plutonium. *Izvestia Vysshikh Uchebnykh Zawedeniy. Yadernaya Energetika*. 2005, no. 4, pp. 18-24 (in Russian).
9. Dulin V.V., Matveyenko I.P. Alpha-Rossi determination of deeply subcritical states of multiplying media. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zawedeniy. Yadernaya Energetika*. 2002, no. 1, pp. 9-18 (in Russian).
10. Shamanin I.V., Bedenko S.V., Nesterov V.N., Lutsik I.O., Prets A.A. Solution of neutron-transport Multigroup equations system in subcritical systems. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*. 2017, no. 4, pp. 38-49 (in Russian).
11. Bogatov S.A., Mitenkova E.F., Novikov N.V. The radiation characteristics of the transport packages with vitrified high-level waste. *Physics of Atomic Nuclei*. 2015, v. 78, no. 11, pp. 1301-1308.
12. Glukhov L.Y., Kotkov S.P., Kuznetsov M.S., Chursin S.S. Measurement of prompt neutron generation time at the VIR-2M pulsed nuclear reactor. *Physics of Atomic Nuclei*. 2016, v. 79, no. 8, pp. 1357-1361.
13. Spirin E.V., Aleksakhin R.M., Vlaskin G.N., Utkin, S.S. Radiation Balance of Spent Nuclear Fuel of a Fast Reactor and Natural Uranium. *Atomnaya Energiya*. 2015, v. 119, no. 2, pp. 142-148 (in Russian).
14. Wilson W.B., Perry R.T., Charlton W.S., Parish T.A. Sources: A code for calculating ( $\alpha$ , n), spontaneous fission, and delayed neutron sources and spectra. *Progress in Nuclear Energy*. 2009, v. 51, no. 4-5, pp. 608-613.
15. Vlaskin G., Khomiakov Y. Calculation of Neutron Production Rates and Spectra from Compounds of Actinides and Light Elements. *EPJ Web of Conferences*. 2017, v. 153, no. 07033.
16. Leniau B., Wilson J. N. A new spent fuel source characterization code CHARS and its application to the shielding of the thorium. *Progress in Nuclear Science and Technology*. 2014, v. 4, pp. 134-137.
17. Jacobs G.J.H., Liskien H. Energy Spectra of Neutrons Produced by  $\alpha$ -Particles in Thick Targets of Light Elements. *Annals of Nuclear Energy*. 1983, v. 1983, no. 10, pp. 541-552.
18. Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P. SRIM – The Stopping and Ranges of Ions in Matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. 2010, v. 2010, no. 268, pp. 1818-1823.
19. Bedenko S., Shamanin I., Grachev V., Knyshev V., Ukrainets O., Zorkin A. Neutron radiation characteristics of the IVth generation reactor spent fuel. *AIP Conference Proceedings*. 2018, v. 1938, no. 020001.
20. Fomushkin E.F. Some characteristics of radiation distribution in the spherical active system. *VANT. Ser. Fizika yadernykh reaktorov*. 2010, v. 2010, no. 2, pp. 17-21 (in Russian).
21. Bak M.A., Petrzhak K.A., Romanov Yu.F. Radiation of a spherical source in the presence of self-absorption. *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*. 1965, v. 26, no. 2, pp. 379-384 (in Russian).
22. Chukbar B.K. Verification of statistical method CORN for modeling of microfuel in the case of high grain concentration. *Physics of Atomic Nuclei*. 2015, v. 78, no. 11, pp. 1200-1205.

#### Authors

Bedenko Sergey Vladimirovich, Associate Professor, Cand. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: [bedenko@tpu.ru](mailto:bedenko@tpu.ru).

Knyshev Vladimir Vladimirovich, PhD Student

E-mail: [vvk28@tpu.ru](mailto:vvk28@tpu.ru).

Kuznetsova Maria Evgenievna, PhD Student

E-mail: [mek4@tpu.ru](mailto:mek4@tpu.ru)

Shamanin Igor Vladimirovich, Head of Department, Professor, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: [shiva@tpu.ru](mailto:shiva@tpu.ru).