

где

$$K = (\Phi_1/\Phi) \{ \exp(-\lambda_6 t_a) [\exp(-\lambda_6 \tau) - 1] - \exp(-\lambda_5 t_a) \times \\ \times [\exp(-\lambda_5 \tau) - 1] \}.$$

При введении поправки K необходимо установить для данного источника значение Φ_1 , что можно сделать при наличии двух или более разнесенных во времени значений измерения потока нейтронов.

Погрешность определения Φ_T

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_a^2 + \varepsilon_K^2}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_a = \Delta\Phi_a/\Phi_a$ — погрешность аттестации источника в момент t_a ; $\varepsilon_K = (\Delta\Phi_1/\Phi_a) \{ \exp(-\lambda_6 t_a) [\exp(-\lambda_6 \tau) - 1] - \exp(-\lambda_5 t_a) [\exp(-\lambda_5 \tau) - 1] \}$ — погрешность, связанная с введением поправки.

Для источника, результаты измерения потока которого приведены в таблице, рассчитанные обычные для МНК способом $\Delta\Phi_1/\Phi_a = 3\%$. В настоящее время интервал между переаттестациями (межповерочный интервал)

составляет 3 года. С учетом этого максимальная во всем интервале вплоть до пятой аттестации погрешность $\varepsilon_K = 0,3\%$. Полагая в соответствии с ГОСТом 8.031-74 и ГОСТом 8.032-75 $\varepsilon_a = 2\%$, получаем согласно выражению (3) максимальную с учетом введения поправки погрешность определения потока нейтронов в межповерочном интервале: $\varepsilon = 2,02\%$. Таким образом, введение поправки увеличивает погрешность определения потока нейтронов на $0,02\%$, позволяя исключить систематическую погрешность, равную 6% .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев О. Л. — Труды метрологических институтов СССР. Л., Энергия, 1974, вып. 166 (226), с. 18.
2. Jordan E. e.a. — Nucl. Sci. Engng, 1967, v. 30, N 2, p. 308.
3. Бак М. А., Шиманская Н. С. Нейтронные источники. М., Атомиздат, 1969.
4. Шиманская Н. С. Ядерные константы трансактиниевых изотопов топливного цикла. Препринт РИ-70. Л., 1978.

Поступило в Редакцию 15.04.80

УДК 621.039.51:621.039.667.9

Нейтронное излучение отработавшего уран-ториевого топлива

ШИМАНСКАЯ Н. С.

В последнее время значительный интерес проявляется к ториевому топливному циклу. Применение тория в высокотемпературных и других энергетических реакторах привлекательно прежде всего с точки зрения долгосрочного обеспечения ядерной энергетики относительно дешевым топливом. Кроме того, в этом случае в топливе накапливается ^{233}U , который после регенерации можно использовать наряду с ^{235}U и ^{239}Pu в качестве делящегося компонента. Экономические оценки также свидетельствуют о перспективности ториевого цикла [1].

При регенерации отработавшего уран-ториевого топлива и дальнейшем использовании полученного регенерата одним из осложняющих факторов может быть высокий уровень жесткого γ -излучения, обусловленный накоплением ^{232}U и продуктов его распада [2]. С точки зрения прогнозирования ожидаемой радиационной обстановки интересно располагать и данными о нейтронном излучении этого топлива — его интенсивности и энергетическом спектре. Соответствующих экспериментальных данных, насколько нам известно, пока нет.

В настоящей работе сделана попытка получить расчетным путем необходимые оценки для начальной стадии ториевого цикла, когда в уран-ториевом топливе происходит наработка ^{233}U . При этом использованы результаты количественного анализа облученных сферических твэлов типа AVR [3]. Исходное содержание ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U

в твэле составляло соответственно 81,9; 16,8 и 1,3%. Глубина выгорания топлива менялась от 0,29 до 4,02 fifa*. При анализе определяли содержание ^{232}Th , ^{231}Pa , $^{232-236}\text{U}$, ^{237}Np , $^{238-242}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$, $^{242,244}\text{Cm}$.

Выход нейтронного излучения и его энергетический спектр рассчитывались аналогично тому, как это делалось в работах [4, 5] для отработавшего UO_2 -топлива. На основании интерполяции значений содержания отдельных нуклидов для выбранных четырех значений выгорания w ($w = 0,3; 0,5; 0,8$ и $1,0\%$ fifa) определялись парциальные выходы нейтронов спонтанного деления и нейтронов (αn)-реакции на кислороде. Значения суммарного нейтронного выхода Y_n даны в таблице. На рис. 1 приведены кривые, характеризующие соотношение вкладов наиболее важных нейтронных излучателей для ($\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$)-топлива с выгоранием 0,5 и 1,0 fifa, и изменение этих вкладов по мере возрастания выдержки после облучения.

Увеличение Y_n с выгоранием для только что выгруженного топлива ($t_{\text{выд}} = 0$) соответствует зависимости $Y_n \approx w^{3,3}$, практически совпадающей с зависимостью, полу-

* Отношение полного числа делений в топливе к первоначальному числу делящихся ядер. (Прим. ред.).

Выход нейтронного излучения отработавшего ($\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$)-топлива при разном выгорании и различном времени выдержки после выгрузки из реактора, 10^3 нейтр./с·кг U — Th

Выгорание, fifa	$t_{\text{выд}}$, год					
	0	1	2	3	5	10
0,3	0,505	0,453	0,442	0,439	0,437	0,433
0,5	1,22	1,11	1,10	1,09	1,09	1,09
0,8	10,6	8,47	7,90	7,67	7,36	6,73
1,0	25,4	21,0	19,7	19,0	18,1	16,2

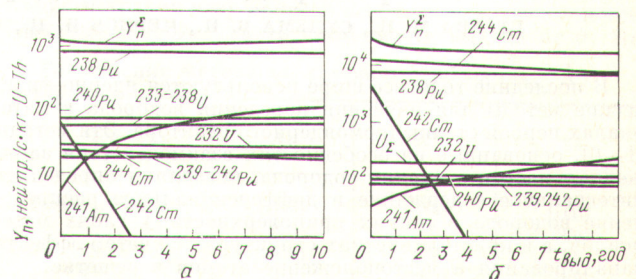


Рис. 1. Парциальные вклады отдельных нуклидов в выход нейтронов отработавшего ($\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$)-топлива с выгоранием 0,5 (а) и 1,0 fifa (б) и их зависимость от времени выдержки после облучения. Первоначальный массовый состав топлива: 81,9% ^{232}Th ; 16,8% ^{235}U и 1,3% ^{238}U

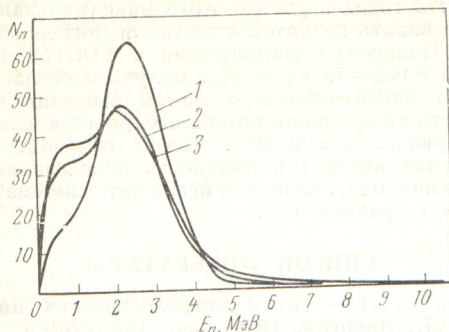


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронного излучения отработавшего ($\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$)-топлива при выгорании 0,50 (1); 1,0 (2), 1,0 фифа (3) и $\bar{E}_n = 2,35; 2,17$ и $2,21$ МэВ соответственно. Для кривой 3 $t_{\text{выд}} = 10$ лет

ченной для уранового топлива [4]. Для выдержанного топлива степенной показатель несколько меньше и меняется в пределах 3,3—3,0 для выдержки 0—10 лет.

При выгорании до 0,6 фифа определяющим является вклад ^{238}Pu , при большом выгорании постепенно начинает преобладать нейтронное излучение ^{244}Cm . Парциальные выходы отдельных нуклидов для уран-ториевого и уранового топлива при близких значениях выгорания различаются очень сильно. Примерно на два порядка отличается и суммарный выход нейтронов Y_n . Очевидно, это объясняется различным исходным составом топлива, прежде всего неодинаковым процентным содержанием в нем ^{235}U и ^{238}U . В топливе ВВЭР на долю ^{238}U приходится ~97%, для топлива AVR это значение примерно на два порядка меньше. Соответственно в топливе AVR значительно больше вклад реакций на ^{235}U , ведущих к образованию ^{238}Pu , и только при большом выгорании начинает доминировать нейтронное излучение ^{244}Cm и относительный вклад нейтронов ^{238}Pu уменьшается. Сам торий и нуклиды, образующиеся при его облучении в реакторе, не дают значительного нейтронного излучения. Парциальные нейтронные выходы ^{232}U и ^{233}U при выгорании 0,8—1,0 фифа не превышают 1,0% общего выхода Y_n . Накопление нуклидов цепочки распада ^{232}U увеличивается при таком выгорании Y_n незначительно — на 3—5%.

Исходное содержание ^{235}U и ^{238}U будет определять интенсивность нейтронного излучения отработавшего уран-

ториевого топлива и в случае замкнутого ториевого цикла. Так, для равновесного цикла реактора HTGR, в котором используется регенерированный уран и подпитка ^{235}U , можно ожидать по нашим оценкам, что для топлива с первоначальным соотношением $^{232}\text{Th} : ^{233}\text{U} : ^{235}\text{U} : ^{238}\text{U} = 92,4 : 2,4 : 4,7 : 0,5$ [6] и выгоранием ~1,0 фифа выход нейтронов при $t_{\text{вых}} = 0$ составит $\sim 9,4 \cdot 10^3$ нейтр./с·кг $\text{U} - \text{Th}$. Наличие в топливе ^{233}U и накопление ^{232}U при повторном использовании в реакторе уранового регенерата практически не влияют на интенсивность нейтронного излучения отработавшего топлива.

Расчеты показали, что при увеличении выгорания существенно изменяются и энергетические спектры нейтронов (рис. 2). Заметно меняется энергетический спектр нейтронного излучения $\text{UO}_2 - \text{ThO}_2$ -топлива и после его выгрузки из реактора. С течением времени возрастает относительный вклад нейтронов (αn)-реакций и жесткость спектра увеличивается. Напомним, что спектр нейтронов уранового топлива энергетических реакторов, наоборот, по мере выдержки смягчается [5].

Применение в ториевом цикле вместо окисных соединений урана и тория их карбидов не должно повлечь за собой заметного изменения уровня нейтронного излучения топлива, так как выход (αn)-реакций на толстых мишенях из UC и UO_2 различается не более чем на 30—50% при $E_\alpha = 5,0 - 6,5$ МэВ [7, 8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Проценко А. Н. — Атомная техника за рубежом, 1978, № 1, с. 3.
2. Юрова Л. Н. и др. — Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 1, с. 24.
3. Wenzel U., Monteiro dos Santos A. In: Proc. 4 Intern. Transplutonium Elements Symp. N.-H. Publ. Comp. Amsterdam — N.Y., 1976, p. 413.
4. Шиманская Н. С. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 5, с. 316.
5. Шиманская Н. С. — Там же, с. 315.
6. Hebel L. e.a. — Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, N 1, Part II, p. 1.
7. Liskien H., Paulsen A. — Atomkernenergie, 1977, Bd 30, S. 59.
8. West D., Sherwood A. Neutron Yields from (αn)-reactions in the Light Elements. Rep. AERE-R 9195, 1978.

Поступило в Редакцию 23.06.80

УДК 539.17.6:546.27:546.34

Применение метода ядер отдачи для изучения распределения водорода в титане и сплаве

ГУСЕВА М. И., СУЛЕМА В. Н., ЧЕРНОВ И. П., ЧЕЛНОКОВ О. И., ЧЕРДАНЦЕВ Ю. П., ШАДРИН В. Н.

В последние годы все шире используются ядерно-физические методы для изучения поведения водорода в материалах первой стенки термоядерного реактора. Эти методы [1—6], основанные на особенностях взаимодействия заряженных частиц с ядрами водорода, позволяют определить интегральное содержание и дифференциальное распределение водорода в тонких приповерхностных слоях материалов, а в кристаллических структурах с учетом эффекта каналирования и местоположение атомов в решетке.

Исследованиями приповерхностных радиационных эффектов при взаимодействии горячей плазмы с поверхностью первой стенки термоядерного реактора установлено, что основным процессом, ответственным за разрушение поверхности, является распыление материала степен-

ки понами нуклидов водорода и гелия. В энергетическом диапазоне 0,1—1 кэВ, представляющем наибольший интерес, среди материалов с относительно низким атомным номером наименьшую скорость распыления имеет титан [7].

В настоящей работе приводятся результаты исследования поведения водорода в приповерхностных слоях титана и сплава $\text{Ti} - \text{Al} - \text{V}$ в зависимости от температуры внедрений этой примеси, а также обсуждаются аналитические характеристики метода ядер отдачи [3—5], применяемого для исследования образцов.

Физические основы и аналитические характеристики метода. Метод ядер отдачи основан на регистрации ядер примеси, вылетающих из анализируемого слоя образца