

3. Казанский Ю. А. и др. Методы изучения реакторных характеристик на критических сборках БФС. М., Атомиздат, 1977.
4. Дулин В. А., Можжаев В. К. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 6, с. 528.
5. Юрова Л. Н. и др. — Атомная энергия, 1972, т. 32, вып. 5, с. 412.
6. Darroutet M. e.a. Etude des isotopes superieurs du plutonium dans des reseaux a k_{∞} voisin de 1. In: [2].
7. Campan J. e.a. — Bull. d'Info. Sci. Tech., 1972., v. 170, p. 5.
8. De Lapparent D., Bouchard J. — Ibid., p. 31.
9. Дулин В. А. Возмущение критичности и уточнение групповых констант. М., Атомиздат, 1979.
10. Darroutet M., Martin-Deidier L. Etude des isotopes superieurs du plutonium: Resultats et interpretation des reseaux a combustible d'oxyde mixte uranium-plutonium a k_{∞} voisin de 1 realises dans Minerve. Note CEA-N-2063, 1978.
11. Абагян, Л. П. и др. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 117.
12. Бобков Ю. Г. и др. — В кн.: Нейтронная физика. Материалы 3-й Всесоюз. конф. М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. 1, с. 64.
13. Chaudat J. e.a. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1977, v. 27, p. 877.
14. Николайшвили Ш. С. и др. — В кн.: Труды трехсторон. сов.-белг.-гол. симп. по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1970, т. 1, с. 193.
15. Хохлов В. Ф., Савоськин М. М., Николаев М. Н. — Ядерные константы, 1972, вып. 8, ч. 3, с. 3.
16. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1961.

Поступило в Редакцию 31.07.80

УДК 539.12.04

Учет образования кластеров при оценках скоростей генерации и профилей распределения дефектов в облучаемых металлах

ГАНН В. В., КИРСАНОВ В. В., ЮДИН О. В.

Образование в облучаемых металлах наряду с парами Френкеля еще и кластеров дефектов является установленным фактом. При этом предполагается, что непосредственно после возникновения первичных выбитых атомов за счет каскадного механизма формируются вакансионные кластеры (на месте обедненной зоны), а позднее — кластеры межузельного типа, образующиеся в процессе миграции внедренных атомов. Оценки же скоростей генерации и профилей распределения дефектов, проводимые с целью охарактеризовать облученный в тех или иных условиях металл, пока ограничиваются подсчетом числа смещенных атомов (или числа пар Френкеля) посредством широко распространенной методики TRN-стандарта [1]. Подобная односторонняя характеристика генерации дефектов не отражает реальной ситуации и не удовлетворяет исследователей, пытающихся описать дальнейшую эволюцию дефектов в процессах отжига, найти причины распухания, радиационной ползучести и других изменений свойств облученных материалов.

Экспериментальные данные о кластерах дефектов в облученных металлах позволяют исправить эти недостатки и учесть образование кластеров, происходящее одновременно с генерацией простейших точечных дефектов. Так, в работах Дженкинса и Вилкенса [2] и Меркле [3] методами электронной микроскопии доказано, что размеры каскадов и наблюдаемых послекаскадных вакансионных кластеров зависят от начальной энергии каскадов, т. е. от энергии первичных выбитых атомов: чем больше энергия, тем больше каскады и больше вакансионные кластеры. На основании этих данных можно допустить существование пороговой энергии $E_T(d_0)$ образования кластеров диаметром $d \geq d_0$. Такое допущение возникает из рассмотрения функции $W(T, d_0)$, характеризующей вероятность образования дефектного кластера диаметром $d \geq d_0$ под действием первичного выбитого атома энергией T . Эта зависимость, полученная экспериментально [2], хорошо аппроксимируется ступенчатой функцией $W = 0$ для $T < E_T(d_0)$ и $W = W_0$ для $T \geq E_T(d_0)$. Пороговая энергия, например, для золота при $d_0 \approx 2$ нм равна $E_T = 2,7 \cdot 10^4$ эВ, т. е. кластер размером $d \geq d_0$ образуется в тех случаях, когда энергия первичного выбитого атома не менее $E_T(d_0)$.

Исходя из этих данных, можно найти зависимость сечения образования кластеров диаметром d_0 от энергии бомбардирующей частицы, как это было сделано для нейтронного облучения в работе [4]. При бомбардировке металла заряженными частицами дифференциальное сечение столкновения заряженной частицы с атомом матрицы с передачей последнему энергии от T до $T + dT$ записывается как

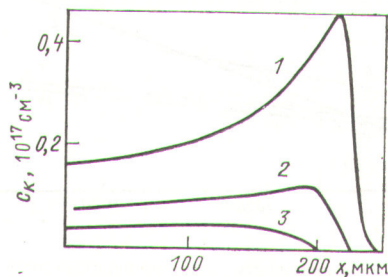
$$d\sigma = C_i / (T_m T^2) dT, \quad (1)$$

где $C_i = 16\pi a_0^2 E_R^2 Z_1 Z_2 M_1 (M_1 + M_2)^{-2}$; a_0 — боровский радиус; E_R — энергия Ридберга; Z_1 и Z_2 , M_1 и M_2 — атомные номера и массы бомбардирующей частицы и атома мишени соответственно; T_m — максимальная энергия, которая может быть передана частицей энергией E первичному выбитому атому.

Допустим, что первичный выбитый атом с вероятностью $W(T, d_0)$ создает дефектный кластер диаметром $d \geq d_0$. Тогда с помощью выражения (1) получим полное сечение образования кластеров

$$\sigma_s(T_m, d_0) = \frac{C_i}{T_m} \int_0^{T_m} dTW(T, d_0)/T^2. \quad (2)$$

Введем ступенчатую функцию $W(T, d_0)$ в выражение (2)



Концентрация вакансионных кластеров в меди, создаваемых потоками энергией 10 МэВ, как функция глубины для пороговой энергии 50 (1), 100 (2) и 200 (3) КэВ при флюенсе 10^{18} част./см²

и получим

$$\sigma_s(T_m, d_0) = C_i W_0 [1/E_T(d_0) - 1/T_m]/T_m. \quad (3)$$

Используя $\sigma_s(T_m, d_0)$ и зная энергию бомбардирующих частиц (а следовательно, и T_m) на разной глубине проникновения в мишень [5], можно определить, задаваясь пороговой энергией образования кластеров данного размера $E_T(d_0)$, их пространственное распределение в мишени. На рисунке представлены результаты расчетов для разных значений пороговой энергии. Значение W_0 для меди принято равным 0,1 [2]. Начало спада кривой зависит от значения $E_T(d_0)$, которое, таким образом, может быть найдено экспериментально.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Norgett N., Robinson M. — Nucl. Engng. Design, 1975, v. 33, p. 50.
2. Merkle K. Report AERE-R-5269, 1966.
3. Jenkins M., Wilkens M. — Phil. Mag., 1976, v. 34, N 6, p. 1155.
4. Клименков В. И., Кирсанов В. В. — В кн.: Радиационная физика твердого тела и реакторное материаловедение. М., Атомиздат, 1970, с. 23.
5. Sternheimer R. — Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 437.

Поступило в Редакцию 16.06.80

УДК 621.039.542.344

Влияние продуктов деления на теплофизические свойства карбида урана

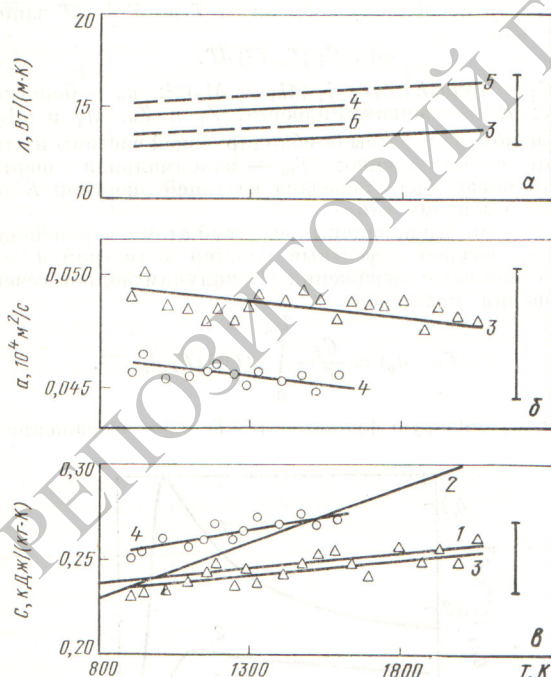
БАЛАНКИН С. А., БЕЛЕВАНЦЕВ В. С., БЫКОВ И. И., ЗЕЛЯНИН В. А., КОТЕЛЬНИКОВ Р. Б., СКОРОВ Д. М., ЯРЦЕВ В. А.

Облучение сложным образом изменяет как макро- и микроструктуру, так и химический состав топлива, в частности карбидного, вследствие накопления продуктов деления. Однако исследование топлива после глубокого выгорания сопряжено со значительными трудностями, поэтому в целях определения влияния твердых продуктов деления на теплофизические свойства в УС вводились имитаторы осколочных элементов в количестве, соответствующем выгоранию 8% тяжелых атомов. Для сравнения были исследованы также образцы исходного карбидного топлива. Фазовый состав полученных материалов, расчи-

танный по данным микрорентгеноспектрального и химического анализов, представлен в таблице.

Теплофизические свойства материалов исследовали нестационарным методом при ступенчатом изменении теплового потока [1]. Образец нагревали электронным пучком в вакууме на специальной установке [2]. Для металлических образцов оцененная максимальная приборная погрешность составляла 7; 6 и 12% для теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности соответственно. Теплофизические свойства исходного УС определяли в интервале температуры от 880 до 2100 К, свойства имитатора облученного топлива удалось измерить только до температуры 1580 К. Дальнейшее повышение температуры приводило к заметному газыделению из образца, связанному, по-видимому, с интенсивным испарением некоторых компонентов многофазной системы, и к существенному возрастанию доли ионов в анодном токе, поэтому измерять теплофизические свойства используемым методом становилось невозможно.

Исследуемые образцы имели форму диска диаметром 9 мм и толщиной 1,5 мм. Пористость исходного карбида урана составила 12%, имитатора облученного топлива 4%. Пористость рассчитывали по аддитивным значениям теоретической плотности многофазного материала, определяемым с учетом объемных долей и теоретической плотности фаз. Одновременно определяли теплопроводность, теплоемкость и температуропроводность исследуемых материалов. По экспериментальным данным были найдены уравнения регрессии (рисунок, а). Для определения влияния продуктов деления на теплопроводность карбидного топлива экспериментально найденные значения теплопровод-



Зависимость теплопроводности (а), температуропроводности (б), теплоемкости (в) исходного карбида урана (Δ) и имитатора облученного карбида топлива (\circ): 1, 2 — данные работ [3] и [4]; 3, 4 — данные настоящей работы для карбида урана и имитатора; 5, 6 — теплопроводность карбида урана и имитатора, рассчитанная для восьмипроцентной пористости соответственно

Фазовый состав образцов исследуемых материалов

Материал	Фазовый состав	Содержание фаз, об. %
УС	УС	87,5
	УС _{1,88}	12,5
Имитатор облученного УС	(U _{0,983} Zr _{0,013} Mo _{0,007})C	78,38
	(U, PЗЭ) ₂ C ₃	13,55
	UMoC ₂	2,09
	(PЗЭ) ₂ O ₃	3,07
	Ba _{0,56} Sr _{0,44} O	0,74
	U(Ru _{0,63} Pd _{0,37}) ₃	2,17