

условиях дали возможность получить зависимость постоянных в уравнении (1) от температуры облучения и жесткости повреждающего потока.

Легко убедиться, что постоянная  $a$  экспоненциально убывает с температурой облучения и может быть представлена как

$$a = \frac{a_0 \exp E}{RT}. \quad (2)$$

Выражение (2) описывает уменьшение числа дефектов с ростом температуры  $T$ .

Найденные значения средней энергии активации (0,24 эв) могут быть приписаны комплексам смещенных атомов  $C_2$  (в основном) и  $C_4$  [6].

Выражение (1) легко преобразовать для определения относительного изменения теплопроводности:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{ax}{1+(a+\gamma)x} \quad \text{или} \quad \lambda = \lambda_0 \frac{1+\gamma x}{1+(a+\gamma)x}. \quad (3)$$

Таким образом, относительное изменение теплопроводности искусственного графита при облучении в первом приближении не зависит от вида материала, а определяется дозой и температурой облучения.

С ростом температуры облучения эффект уменьшения теплопроводности снижается экспоненциально.

## К теории радиационных нарушений

Ю. С. ВИРГИЛЬЕВ

Из предложенных к настоящему времени теорий радиационных повреждений графита заслуживает внимания в силу своей простоты теория Баларина и Хансера [1]. Согласно этой теории изменение концентрации дефектов Френкеля во времени зависит только от интенсивности возникновения дефектов  $A$  и от размера некоторой «критической области» дефекта  $\alpha$ :

$$\frac{dN}{dt} = A(1-N)(1-2\alpha N). \quad (1)$$

Количественно величина  $\alpha$  выражается числом атомов решетки, приходящихся на один дефект, и имеет размерность длины.

После некоторых упрощений получаем [2] выражение

$$N = A(1 - \alpha_0 N)^2, \quad (2)$$

где  $\alpha_0$  — исходная величина критической области (при  $N = 0$ , что соответствует гомогенному образованию дефектов в решетке твердого тела. В результате интегрирования находим

$$N = \frac{At}{1 + A\alpha_0 t}. \quad (3)$$

Известно, что число образовавшихся дефектов убывает вследствие диффузии тем интенсивнее, чем выше температура. Учитывая это обстоятельство, можно записать [3]

$$A = \frac{\Sigma_{tr} m \varphi}{n \rho_0 v_0} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right), \quad (4)$$

где  $\Sigma_{tr}$  — макроскопическое сечение рассеяния;  $m$  — число смещенных атомов на один нейтрон ( $\sim 200$ ) [4];  $\varphi$  — повреждающий поток,  $нейтр/см^2 \cdot сек$ ;  $n$  — минимальное число атомов в комплексе, равное 2;  $\rho_0$  — атомная доля стоков ( $\sim 10^{-5}$ );  $v_0$  — частота колебаний решетки ( $\sim 10^{13} сек^{-1}$ );  $Q$  — суммарная энергия активации;  $T$  — температура облучения, °К.

Предложенное эмпирическое выражение удовлетворительно описывает изменение теплопроводности в зависимости от дозы и температуры облучения и с учетом жесткости повреждающего потока.

Поступило в Редакцию 20/II 1970 г.  
В окончательной редакции 4/V 1970 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Вудс и др. *Металлургия ядерной энергии и действие облучения на материалы*. М., Metallurgizdat, 1956.
2. В. И. Клименков, Ю. Н. Алексеев. В сб. «Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии», М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 322.
3. В. Meyer, D. Schweiter. In «Proc. 5 Conf. Carbon (Pennsylvania, 1961)». Vol. 4. N.Y.—L., Perg. Press, 1962, p. 328.
4. C. Rasorn, J. Mc Clelland. *Phys. Chem. Sol.* 15, 17 (1960).
5. M. Balarin, O. Hanser. *Phys. Stat. Sol.*, 10, 475 (1965).
6. T. Iwata, M. Suzuki. In «Radiation Damage in Reactor Materials». Vienna, IAEA, 1963, p. 565.
7. J. Simmons. In «Proc. Uranium and Graphite Symp.». London, 1962.

УДК 621.039.531:536.21:661.566

Если время облучения выразить через отношение дозы к потоку  $t = \frac{\Psi}{\varphi}$  и за единицу дозы выбрать  $\psi = 1 \cdot 10^{20} нейтр/см^2$ , то найдем

$$N = \frac{A'x}{1 + \gamma x}, \quad (5)$$

где  $x = \frac{\Psi}{10^{20}}$ ;  $\gamma = \frac{A\alpha_0}{\varphi} 10^{20}$ ;  $A' = \frac{A}{\varphi} 10^{20}$ .

Поскольку  $N$  отнесено к одному атому, второй член в знаменателе и числитель должны быть разделены на число атомов в  $1 см^3$ .

Накопление дефектов изменяет физические характеристики материала, в том числе параметры кристаллической решетки. Если изменение свойств материала пропорционально изменению числа дефектов, то, введя коэффициент пропорциональности  $k$ , в конечном счете получим выражение вида

$$y = \frac{ax}{1 + \delta x}, \quad (6)$$

где  $y = \frac{\Delta C}{C}$  — относительное изменение параметра  $C$ ;

$a = kA'$ ;  $\delta = k\gamma = \frac{kA\alpha_0}{\varphi} 10^{20}$ .

Рассмотрим теперь зависимость изменений параметров решетки алмаза и графита от дозы и температуры облучения. В первом случае используем результаты В. А. Николаенко [4], а во втором — опубликованные данные [5–7] и результаты экспериментов [8]. Построение исследуемых зависимостей в координатах  $\frac{1}{x}$ ,  $\frac{1}{y}$  позволяет для каждой температуры облучения определить параметры  $a$  и  $\delta$ , входящие в уравнение (6).



Построенный в полулогарифмическом масштабе график зависимости параметра  $a$  у алмаза и графита от обратной температуры имеет линейный характер, причем для алмаза могут быть проведены две прямые, соответствующие значениям интегрального потока при энергии нейтронов больше  $1 \text{ Мэв}$  и  $75 \text{ эв}$  соответственно. Было установлено [4], что дозы облучения, вызывающие одинаковое изменение параметра решетки, отличаются в пять раз. Следовательно, вторая прямая будет смещена относительно первой на величину  $\ln 5 = 1,61$ . Экспериментальные точки для графита также группируются вдоль двух прямых, соответствующих различным условиям облучения.

Полученные результаты дают возможность оценивать путем расчета изменения параметра решетки. В качестве иллюстрации на рисунке приведены заимствованные из работы [7] кривые относительного изменения параметра  $C$  для различных температур облучения и кривые, найденные путем расчета по формуле (6) для тех же условий облучения. Видно очень хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых.

Значения  $Q$  и  $a$  определены графически:

Материал	$Q, \text{ эв}$	$a_0 \times 10^3 *$
Алмаз . . . . .	0,09	4,5
Графит . . . . .	0,29	0,005

Полученные значения энергии активации являются средними величинами, поэтому о радиационных дефектах можно судить лишь ориентировочно, используя известные данные [9] об энергиях миграции отдельных дефектов:  $0,016 \text{ эв}$  для одиночных внедрений,  $0,05 \text{ эв}$  для квазимолекул  $C_2$  и  $1,25-1,3 \text{ эв}$  для объединений вида  $C_4$ .

Найденные значения параметра  $a_0$  экспоненциально зависят от температуры:

$$a_0 = a_n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (7)$$

где  $a_n = 10^4$ ;  $E$  — энергия активации ( $E = 0,21 \text{ эв}$ ).

Таким образом, размер критической области, т. е. число атомов, приходящихся на один дефект, экспоненциально растет с температурой. На увеличение размеров дефектов с температурой указано в работе [10].

Непосредственные электронномикроскопические наблюдения за дефектами облучения [11] позволили на основе предложенной модели гомогенного дефектообразования установить пропорциональность половины расстояния  $r_1$  между дефектами (или скоплениями дефектов) отношению коэффициента диффузии  $D$  к повреждающему потоку:

$$r_1^4 = \frac{D}{\Phi} = \frac{C^2 v_0}{\Phi} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right), \quad (8)$$

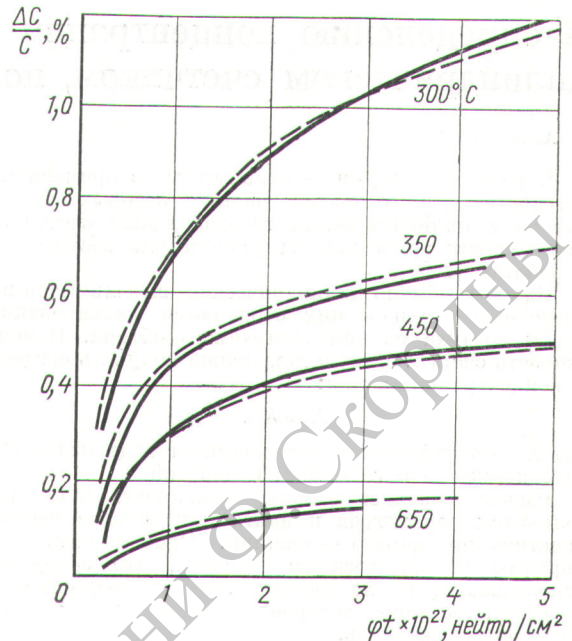
где  $E_2$  — энергия активации.

Если размер критической области принять пропорциональным  $r_1$ , то

$$a_n \sim \left(\frac{C^2 v_0}{\Phi}\right)^{1/4}. \quad (9)$$

Подставив в выражение (9) численные значения, получим, что коэффициент пропорциональности близок к 1 и что энергия активации  $E_2 \approx 0,84 \text{ эв}$ . Это значение несколько ниже величины  $1,25 \text{ эв}$ , приведенной в рабо-

\* Измерение потока нейтронов с энергией больше  $1 \text{ Мэв}$ ;  $a_0$  — предэкспоненциальный член в выражении (4).



Зависимость относительного изменения параметра решетки  $C$  от интегрального потока  $\Phi t$ ;

— эксперимент [7]; — — — — расчет.

те [11] и приписанной энергии активации миграции комплексов  $C_4$ .

Таким образом, можно полагать, что замедление скорости роста параметра  $C$  в графите при увеличении дозы облучения, а также при повышении температуры облучения связано главным образом с миграцией парных смещенных атомов и более крупных объединений типа  $C_4$ .

Поступило в Редакцию 16/II 1970 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Balarin, O. Hanser. Phys. Stat. Sol., 10, 475 (1965).
2. I. Gibson et al. Phys. Rev., 120, 1229 (1960).
3. П. А. Платонов и др. В сб. «Конструкционные материалы на основе графита». Вып. VI. М., «Металлургия», 1971.
4. В. А. Николаенко. Диссертация. Москва, 1969.
5. W. Reynolds, I. Simmons. In «Proc. 5 Conf. Carbon (Pennsylvania, 1961)». Vol 1. N.Y.—L., Perg. Press, 1962, p. 255.
6. E. Fitzer. In «Radiation Damage in Reactor Materials». Vienna, IAEA, 1963, p. 593.
7. R. Henson. R-5489 (Harwel, 1967).
8. Ю. С. Виргильев и др. В сб. «Конструкционные материалы на основе графита». Вып. V. М., «Металлургия», 1970.
9. T. Iwata, M. Suzuki. In «Radiation Damage in Reactor Materials». Vienna, IAEA, 1963, p. 565.
10. M. Balarin. Phys. Stat. Sol., 11, 67 (1965).
11. W. Reynolds, P. Trower. In «Radiation Damage in Reactor Materials». Vienna, IAEA, 1963, p. 553.