1994 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 64, в. 6
1994 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 64, N 6

01;05


# ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О РАДИАЦИОННОМ РАСПУХАНИИ МАТЕРИАЛОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СТОКОВ

*Ю.В.Трушин*

Продемонстрирована методика аналитического расчета радиационного распухания как чистых материалов, так и сплавов и показано, что использование упрощенного выражения для параметра предпочтения $B_0$ некорректно.

## Введение

Радиационное распухание материалов — одно из первых макроскопических проявлений воздействия жестких излучений, на исследование которого, его физических причин и закономерностей было затрачено достаточно много усилий [1–27]. Однако относительная простота объяснения явления радиационного распухания, исходя из баланса вещества, приводит к недостаточно строгому подходу в описании отдельных деталей явления, которые оказываются существенными при поиске путей подавления распухания. В частности, оценки величины распухания по результатам электронно-микроскопических исследований только структуры вакансионных пор облученного материала дают лишь приближенную оценку и не вскрывают причин и особенностей радиационного распухания конкретного материала. То же самое можно сказать об оценках температурных особенностей дислокационного параметра предпочтения исходя только из закономерностей изменения распухания в зависимости от температуры.

Следует еще раз обратить внимание на то, что радиационное распухание материала обусловлено перераспределением вещества в результате облучения. Выбитые из узлов кристаллической решетки атомы превращаются в межузельные атомы, которые в плотно упакованных кристаллах более диффузионно подвижны, чем оставшиеся на их местах в решетке вакансии [28], т.е. $\varepsilon_i^m < \varepsilon_v^m$, где $\varepsilon_j^m$ — энергия активации миграции точечного дефекта $j$ ($j = i$ — межузельные атомы, $j = v$ — вакансии). Кроме того, любой дефект представляет собой искажение решетки, а это означает, что дефект $j$ всегда вносит искажение объема по сравнению с атомным объемом $\Omega$. При этом искажение объема, вносимое вакансией $\Delta\Omega_v = \Omega - \Omega_v$, мало по сравнению с $\Omega$, так как

$\Omega_v$ — объем, занятый вакансией после релаксации. Искажение объема, вносимое межузельным атомом $\Delta\Omega_i$, сравнимо с атомным объемом и незначительно меньше его за счет сжатия окружающей решетки, т.е. $\Delta\Omega_i = \Omega - \Omega_i'$, где $\Omega_i'$ — релаксация объема атома в межузельном положении из-за сжатия. Поэтому искажения объемов, вносимые в кристалл межузельным атомом и вакансией, различны по величине $\Delta\Omega_i > \Delta\Omega_v$. Поскольку любое изменение объема $\Delta\Omega_j$, попадая в поле напряжений полевого стока $q$, например, дислокации $(q = D)$, дислокационной петли $(q = L)$ и т.д. взаимодействует со стоками с энергией

$$E_q^j = \frac{1}{3}\mathrm{Sp}\sigma_q \cdot \Delta\Omega_j, \tag{1}$$

где $\mathrm{Sp}\sigma_q$ — шпур напряжений, создаваемых стоком $q$, то $E_q^i > E_q^v$.

Значит, межузельные атомы будут легче осаждаться на стоки, чем вакансии, поскольку, во-первых, они более диффузионно подвижны в решетке $(\varepsilon_i^m < \varepsilon_v^m)$ и, во-вторых, их взаимодействие с полевым стоком сильнее $(E_q^i > E_q^v)$.

В силу изложенного образующиеся при облучении межузельные атомы и вакансии будут по-разному осаждаться на стоки: в большем количестве будут приходить межузельные атомы. Поэтому такие стоки, как дислокационные межузельные петли, будут разрастаться, на поверхностных стоках будут высаживаться межузельные атомы. Следовательно, приходящие на стоки межузельные атомы будут приводить к увеличению объема материала. Нескомпенсированные в объеме вакансии в силу термодинамических условий будут образовывать скопления, которые трансформируются в вакансионные петли дислокаций и вакансионные поры, которые положительного вклада в увеличение объема не дают, поскольку релаксация объема около них отрицательна.

Таким образом, для корректного описания радиационного распухания необходимо рассмотреть процессы осаждения межузельных атомов и вакансий на стоки различной природы и выявить особенности взаимодействия точечных дефектов со стоками [15,16,19,29–35].

## Вклады различных стоков в распухание

Величина относительного распухания материала вводится следующим образом:

$$\gamma = \frac{\Delta V}{V_0} = \sum_{q=1}^{n} \gamma_q, \tag{2}$$

где $V_0$ — единица объема материала до облучения; $\Delta V$ — изменение единицы объема материала при облучении за счет изменений структуры стоков, как имеющихся в материале, так и формирующихся под облучением, при присоединении к ним точечных дефектов; $\gamma_q$ — вклад в распухание стоков типа $q$.

Удобнее работать с величиной скорости распухания, которая имеет вид

$$\dot{\gamma} = \sum_{q=1}^{n} \dot{\gamma}_q. \tag{3}$$

Рассмотрим вклады в распухание $\gamma_q$ последовательно для дислокаций ($q = D$), стоков $q_i$, растущих за счет поглощения межузельных атомов (к ним относятся дислокационные межузельные петли $L_i$ и выделения второй фазы, поглощающие межузельные атомы $P_i$), а также стоков $q_v$, растущих за счет поглощения вакансий (к ним относятся поры $V$, дислокационные вакансионные петли $L_v$ и выделения, поглощающие вакансии, $P_v$).

Д и с л о к а ц и и ($q = D$). Любой точечный дефект $j$, оседая на дислокации, приносит объем $\Omega$, но межузельные атомы (см. выше) оседают в большем количестве, т.е.

$$\gamma_D = \Omega \hat{N}_D^i - \Omega \hat{N}_D^v = \Omega N_D^i, \tag{4}$$

где $\hat{N}_q^j$ — число дефектов $j$, осевших на все стоки типа $q$ в единице объема, а

$$N_q^j = \hat{N}_q^j - \hat{N}_q^k \tag{5}$$

— результирующее число дефектов $j$, осевших на стоки $q$ с учетом рекомбинации на этих стоках с осевшими на них же дефектами типа $k (k \neq j)$; $j, k = i, v$.

Для дислокаций $\hat{N}_D^j = \rho_D \theta_D^j$, причем $\theta_D^j$ — число дефектов $j$, осевших в единице объема на единицу длины дислокации; $\rho_D$ — плотность дислокаций. Тогда

$$\dot{\gamma}_D = \Omega \dot{N}_D^i = \Omega \rho_D (\dot{\theta}_D^i - \dot{\theta}_D^v) = \Omega \rho_D (K_D^i - K_D^v), \tag{6}$$

где $K_D^j = \dot{\theta}_D^j$ — эффективность осаждения дефектов $j$ на дислокации (размерность — $см^{-1} \cdot см^{-1}$).

Аналогично можно рассмотреть осаждение точечных дефектов на внутренние и внешние поверхности $\Lambda$

$$\gamma_\Lambda = \Omega N_\Lambda^i; \quad \dot{\gamma}_\Lambda = \Omega \dot{N}_\Lambda^i. \tag{7}$$

С т о к и $q$ (имеющие размер или радиус $R_q$). Для стоков, адсорбирующих преимущественно межузельные атомы и растущих за счет присоединения последних ($q = q_i = L_i = P_i$), объем осевших на стоке межузельных атомов $\Omega_i^{q_i} = \Omega \pm \Delta\Omega_i^{q_i}$ может несколько отличаться от атомного объема. Например, объем атома в выделении второй фазы может отличаться от объема в матрице из-за иной структуры выделения. Тогда вклад в распухание за счет стоков $q_i$ имеет вид

$$S_{q_i} = \Omega_i^{q_i} N_{q_i}^i. \tag{8}$$

Для стоков, адсорбирующих преимущественно вакансии и растущих за счет присоединения вакансий ($q = q_v = L_v = V = P_v$), объем вакансии $\Omega_v^{q_v} = \Omega - \Delta\Omega_v^{q_v}$ отличается от атомного объема так же, как и для свободной вакансии ($\Omega_v = \Omega - \Delta\Omega_v$). Любые вакансии, как свободные (их количество в единице объема $N_v$); так и в скоплениях, представляют собой недостаток объема в том месте, где раньше был регулярный атом в узле решетки. Поэтому вклады в распухание за счет вакансионных дефектов являются разностными эффектами между объемами, которые занимают вакансии в этих стоках, и атомным объемом, т.е.

$$S_{q_v} = (\Omega_v^{q_v} - \Omega)\, N_{q_v}^v = -\Delta\Omega_v^{q_v} N_{q_v}^v. \tag{9}$$

Величины $N_{q_i}^i$ в (8) и $N_{q_v}^v$ в (9) имеют вид (5), причем для стоков размеров $R_q$, распределенных по размерам в единице объема с функцией $f_q(R_q)$, запишем

$$\hat{N}_q^j = \int n_j(R_q) f_q(R_q) dR_q, \tag{10}$$

где $n_j(R_q)$ — число дефектов типа $j$, осевших на всех стоках типа $q$ размера $R_q$ в единице объема.

Тогда $\dot{n}_j(R_q) = I_q^j(R_q)$ — скорость осаждения дефектов $j$ на стоки типа $q$ размера (или радиуса для сферических и дискообразных) $R_q$. Вклады в скорость распухания (см. (8) и (9)) при этом будут

$$\dot{\gamma}_{q_i} = \Omega_i^{q_i} \int \left[I_{q_i}^i\,(R_{q_i}) - I_{q_i}^v\,(R_{q_i})\right] f_{q_i}\,(R_{q_i})\, dR_{q_i}, \tag{11}$$

$$\dot{\gamma}_{q_v} = -\Delta\Omega_v^{q_v} \int \left[I_{q_v}^v\,(R_{q_v}) - I_{q_v}^i\,(R_{q_v})\right] f_{q_v}\,(R_{q_v})\, dR_{q_v}. \tag{12}$$

Свободные вакансии. Вклад в распухание свободных вакансий, как сказано выше, определяется релаксацией объема вакансии по сравнению с атомным объемом и имеет вид

$$\gamma_v = \Omega_v N_v - \omega N_v = -\Delta\Omega_v N_v; \quad \dot{\gamma}_v = -\Delta\Omega_v N_v. \tag{13}$$

Суммируя вклады от разных стоков, имеем

$$\gamma = \sum_q \gamma_q = \Omega\left(N_\Lambda^i + N_D^i\right) + \sum_{q_i=1}^{n_i} \Omega_i^{q_i} N_{q_i}^i - \sum_{q_v=1}^{n_v} \Delta\Omega_v^{q_v} N_{q_v}^v - \Delta\Omega_v N_v, \tag{14а}$$

$$\dot{\gamma} = \Omega \dot{N}_\Lambda^i + \Omega\rho_D\left(K_D^i - K_D^v\right) - \Delta\Omega_v \dot{N}_v +$$
$$+ \sum_{q_i=1}^{n_i} (\Omega \pm \Delta\Omega_i^{q_i}) \int \left[I_{q_i}^i\,(R_{q_i}) - I_{q_i}^v\,(R_{q_i})\right] f_{q_i}\,(R_{q_i})\, dR_{qi} -$$
$$- \sum_{q_v=1}^{n_v} \Delta\Omega_v^{q_v} \int \left[I_{q_v}^v\,(R_{q_v}) - I_{q_v}^i\,(R_{q_v})\right] f_{q_v}\,(R_{q_v})\, dR_{q_v}. \tag{14б}$$

В полученном выражении предполагается, что одиночные межузельные атомы в объеме кристалла отсутствуют и все присоединены к соответствующим стокам. Пренебрегая релаксациями объемов дефектов $\Delta\Omega_j^{q_j} \ll \Omega$ по сравнению с атомным объемом, т.е. полагая $\Delta\Omega_j^{q_j} \to 0$, получим

$$\dot{\gamma} \approx \Omega\left\{\dot{N}_\Lambda^i + \rho_D\left(K_D^i - K_D^v\right) + \sum_{q_i=1}^{n_i}\int\left[I_{q_i}^i\left(R_{q_i}\right) - I_{q_i}^v\left(R_{q_i}\right)\right] f_{q_i}\left(R_{q_i}\right) dR_{q_i}.\right. \tag{15}$$

Таким образом, из (14) и (15) видно, что радиационное распухание определяется осаждением точечных дефектов на такие стоки, которые приводят к увеличению объема кристалла, т.е. поверхности, дислокации, дислокационные межузельные петли, выделения вторичных фаз.

## Скорости и эффективности осаждения дефектов на стоки

Выражение (14) показывает, что для оценки распухания необходимо знать такие характеристики стоков, как скорости $I_q^j(R_q)$ и эффективности $K_D^j$ осаждения дефектов $j$ на стоки $q$ и $D$. Эти величины определяются через плотности потоков $\mathbf{J}_q^j(\mathbf{r})$ точечных дефектов $j$ около стоков $q$ следующим образом [36–48]:

$$I_q^j(R_q) = 2^{n-1}\pi R_q |\mathbf{J}_q^j(\mathbf{r})|_{r=R_q}, \tag{16}$$

$$K_D^j = r_* \int_0^{2\pi} |\mathbf{J}_D^j(r_*, \vartheta_j)| d\vartheta_j, \tag{17}$$

где $r_*$ — радиус ядра дислокации, $\vartheta_j$ — полярный угол, $n = 2$ для плоских дискообразных стоков, $n = 3$ для сферических стоков.

Величина плотности потока определяется

$$\mathbf{J}_q^j(\mathbf{r}, t) = -D_j\left[\nabla C_j(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{kT} C_j(\mathbf{r}, t) \nabla E_q^j(\mathbf{r}, t)\right], \tag{18}$$

где $C_j(r, t)$ — распределение пересыщений дефектов типа $j$, $r$ — модуль радиус-вектора $\mathbf{r}$, $t$ — время, $T$ — температура, $k$ — постоянная Больцмана, $D_j$ — коэффициент диффузии дефектов $j$.

Записывая уравнения для изменений пересыщений дефектов $C_j(r, t)$ и решая их в областях около стоков, можно показать [36,44,46], что

$$I_q^j(R_q) = \alpha_q^j R_q D_j\left(C_j^+ + \varkappa_q^j\right), \tag{19}$$

$$K_D^j = \alpha_D^j D_j\left(C_j^+ + \varkappa_D^j\right), \tag{20}$$

где $\alpha_q^j$, $\alpha_D^j$ — множители, учитывающие тип стока и взаимодействия с дефектом $j$; $\varkappa_q^j$, $\varkappa_D^j$ — факторы, учитывающие особенности распределения дефектов $j$ в области около стока $q$ или $D$; $C_j^+ = \hat{C}_j^+ - C_j^e$ —

стационарные пересыщения дефектов, $\hat{C}_j^+$ — абсолютная, $C_j^e$ — термодинамически равновесная концентрация дефектов $j$.

Преобразуем интегралы, входящие в выражения (14) и (15), используя (19), к виду

$$\int I_q^j(R_q)\, f_q(R_q)\, dR_q = \alpha_q^j D_j \left(C_j^+ + \varkappa_q^i\right) \int R_q f_q(R_q)\, dR_q =$$

$$= \alpha_q^j D_j C_j^+ \left(1 + \frac{\varkappa_q^j}{C_j^+}\right) C_q \frac{\int R_q f_q(R_q) dR_q}{\int f_q(R_q) dR_q} = \alpha_q^j D_j C_j^+ \left(1 + \frac{\varkappa_q^j}{C_q^+}\right) C_q \bar{R}_q, \tag{21}$$

где $C_q = \int f_q(R_q) dR_q$ — концентрация стоков типа $q$. Подставляя (19) и (21) в (15), имеем [19,35,49–51]

$$\dot{\gamma} = \Omega \left\{ \dot{N}_\Lambda^i + \rho_D \left[ \alpha_D^i D_i C_i^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^i}{C_i^+}\right) - \alpha_D^v D_v C_v^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^v}{C_v^+}\right) \right] + \right.$$

$$\left. + \sum_{q_i=1}^{n_i} C_{q_i} \bar{R}_{q_1} \left[ \alpha_{q_i}^i D_i C_i^+ \left(1 + \frac{\varkappa_{q_i}^i}{C_i^+}\right) - \alpha_{q_i}^v D_v C_v^+ \left(1 + \frac{\varkappa_{q_i}^v}{C_v^+}\right) \right] \right\}. \tag{22}$$

## Параметр предпочтения

Рассмотрим для примера дислокационный вклад в $\dot{\gamma}$ из (22)

$$\dot{\gamma}_D \approx \Omega \rho_D \left[ \alpha_D^i D_i C_i^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^i}{C_i^+}\right) - \alpha_D^v D_v C_c^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^v}{C_v^+}\right) \right] =$$

$$= \Omega \rho_D D_i C_i^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^i}{C_i^+}\right) \left(\alpha_D^i\right)^{-1} \times$$

$$\times \left[ \alpha_D^i - \alpha_D^v \frac{D_v C_v^+ (1 + \varkappa_D^v / C_v^+)}{D_i C_i^+ (1 + \varkappa_D^i / C_i^+)} \right]. \tag{23}$$

Величину

$$\left(\alpha_D^i\right)^{-1} \left[ \alpha_D^i - \alpha_D^v \frac{D_v C_v^+ (1 + \varkappa_D^v / C_v^+)}{D_i C_i^+ (1 + \varkappa_D^i / C_i^+)} \right] \equiv B_D \tag{24}$$

называют параметром предпочтения. Однако из (24) видно, что эта величина преобразуется к часто используемому в литературе (см., например, [17]) параметру $B_{D0} = (\alpha_D^i - \alpha_D^v)/\alpha_D^i$ лишь в случае, когда выполнено условие

$$D_v C_v^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^v}{C_v^+}\right) / D_i C_i^+ \left(1 + \frac{\varkappa_D^i}{C_i^+}\right) = 1. \tag{25}$$

Величины $\alpha_D^j$ известны [36] и имеют вид

$$\alpha_D^j = 2\pi/\ln(2L_D/R_0^j), \tag{26}$$

где $2L_D$ — среднее расстояние между дислокациями; $a$ — межатомный параметр, $R_0^j = a/\Lambda\Omega_j/G(1-2\nu)/(1-\nu)2\pi kT$, $G$ — модуль сдвига, $\nu$ — коэффициент Пуассона, $\Delta\Omega_j$ — релаксация объема дефекта $j$.

Посмотрим, при каких условиях возможен переход $B_D \to B_{D0}$. Для этого рассмотрим самый простой случай кинетики радиационных точечных дефектов даже без учета рекомбинации

$$\frac{dC_i^+}{dt} = g - D_i C_i^+ k_i^2 = 0; \quad \frac{dC_v^+}{dt} = g - D_v C_v^+ k_v^2 = 0, \tag{27}$$

где $g$ — скорость генерации дефектов,

$$k_j^2 = \sum_{q=1}^{n_j} S_q^j \tag{28}$$

— сумма сил стоков для дефектов $j$, причем $S_q^j$ — сила стоков $q$ для дефектов $j$.

Тогда решение (27) имеет вид

$$C_j^+ = g/D_j k_j^2. \tag{29}$$

Оценим вклады $\gamma_q^j$ в $k_j^2$. Для дислокаций можно записать

$$D_j C_j^+ S_D^j = \rho_D K_D^j = \rho_D \alpha_D^j D_j C_j^+ (1 + \varkappa_D^j/C_j^+),$$

т.е.

$$S_D^j = \alpha_D^j \rho_D \left(1 + \frac{\varkappa_D^j}{C_j^+}\right). \tag{30}$$

Для остальных стоков имеем

$$D_j C_j^+ S_q^j = \int I_q(R_q) f_q(R_q)\, dR_q = \alpha_q^j D_j C_j^+ \left(1 + \frac{\varkappa_q^j}{C_j^+}\right) C_q \bar{R}_q,$$

$$S_q^j = \alpha_q^j \left(1 + \frac{\varkappa_q^j}{C_j^+}\right) C_q \bar{R}_q, \tag{31}$$

несмотря на то, что величины $\varkappa_q^j/C_j^+$ и $\varkappa_D^j/C_j^+$ могут давать вклады до 70% (см. например, [46,49]), пренебрежем ими для простоты выкладок во всех выражениях, включая (25). Тогда из (29) запишем

$$D_v C_v^+ / D_i C_i^+ = k_i^2 / k_v^2, \tag{32}$$

а собирая слагаемые (31) и (32) в выражение для $k_j^2$ по (28), имеем

$$\frac{k_i^2}{k_v^2} = \frac{\alpha_D^j \rho_D + \sum_q \alpha_q^i C_q \bar{R}_q}{\alpha_D^v \rho_D + \sum_q \alpha_q^v C_q \bar{R}_q}. \tag{33}$$

Из (33) видно, что $k_i^2/k_v^2 = 1$ лишь при условии равенства числителя и знаменателя, но это означает, что должны быть попарно равны все коэффициенты $\alpha_q^j$, т.е. $\alpha_q^i = \alpha_q^v$, что невозможно хотя бы для дислокаций (см. (26)). Поэтому нельзя в расчетах пользоваться упрощенным выражением для параметра предпочтения в виде $B_{D0}$, а необходимо использовать формулу (24). Подставляя (33) в (32) и далее в (24) при условии, что $\varkappa_q^j/C_j^+ \ll 1$, запишем

$$B_D \approx 1 - \frac{\alpha_D^v}{\alpha_D^i} \cdot \frac{\alpha_D^i \rho_D + \sum_q \alpha_q^i C_q \bar{R}_q}{\alpha_D^v \rho_D + \sum_q \alpha_q^v C_q \bar{R}_q}. \tag{34}$$

Выражение (34) показывает, что параметр предпочтения $B_D$ орпределяется эволюцией стоков (параметры $C_q$ и $\bar{R}_q$) и константами полевых взаимодействий дефектов со стоками, входящими в $\alpha_D^j$ и $\alpha_q^j$.

## Приближенное описание скорости распухания

Если учесть теперь, что межузельные атомы и вакансии при облучении генерируются в одинаковых количествах, то можно вместо формулы (14) для величины распухания получить

$$\gamma = \Omega \left( \sum_{q_v=1}^{n_v} N_{q_v}^v + N_v \right). \tag{35}$$

Полагая, что из вакансионных кластеров есть только поры, а все вакансии собраны в них, то тогда

$$\gamma \simeq \Omega N_V^v,$$

$$\dot{\gamma} \approx \Omega \int \left[ I_V^v(R_V) - I_V^i(R_V) \right] f_v(R_V)\, dR_V =$$

$$= \Omega C_V \bar{R}_V \left[ \alpha_V^v D_v C_v^+ \left( 1 + \frac{\varkappa_V^v}{C_V^+} \right) - \alpha_V^i D_i C_i^+ \left( 1 + \frac{\varkappa_V^i}{C_i^+} \right) \right], \tag{36}$$

т.е. скорость распухания приближенно оценивается кинетикой вакансионных пор.

## Радиационное распухание в сплавах

В рамках рассмотренного приближения, которое используется в литературе довольно часто для приближенных оценок, покажем возможность снижения радиационного распухания в материале, в котором под облучением формируются когерентные (сжатые) предвыделения с объемной долей $v_P$ и адсорбирующие преимущественно вакансии (см. [10–12,14,15,19,20,31,33,49,52–56]). Пренебрегая, как и выше, величинами $\varkappa_q^j/C_j^+ \ll 1$, запишем из (36) упрощенное выражение для скорости распухания материала с формирующимися выделениями среднего радиуса $\bar{R}_P$ с концентрацией $C_P$ в виде

$$\dot{\gamma} \approx (1 - v_P)\Omega\left[\alpha_P^v C_P \bar{R}_P + C_V \bar{R}_V \left(\alpha_V^v D_v C_v^+ - \alpha_V^i D_i C_i^+\right)\right].$$

При этом величина скорости распухания для материала без выделений $\dot{\gamma}_0$ будет иметь вид

$$\dot{\gamma}_0 \approx \Omega C_V^0 \bar{R}_V^0 \left(\alpha_V^v D_v C_{v0}^+ - \alpha_V^i D_i C_{i0}^+\right),$$

где $C_V^0$, $\bar{R}_V^0$ — концентрация и средний размер пор; $C_{j0}^+$ — средняя стационарная концентрация дефектов $j$ в материале без выделений.

Учитывая приближенную самосогласованную связь между $C_{j0}^+$ и $C_j^+$ (в материале с преципитатами), полученную в работах [20,27,49], имеем следующую оценку отношения скоростей распухания:

$$\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \approx (1 - v_P)\frac{C_P \bar{R}_P}{C_V^0 \bar{R}_V^0}. \tag{37}$$

Эксперименты [10–12,14,31] дают, что $C_P \bar{R}_P < C_V^0 \bar{R}_V^0$, т.е. получаем, что $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_0$. Следовательно, при формировании в распадающихся под облучением твердых растворах когерентность предвыделений определенного знака можно за счет дополнительной рекомбинации на медных межузельных кластерах снизить величину распухания.

## Заключение

Таким образом, в работе показано, что радиационное распухание в первую очередь определяется особенностями поглощения межузельных атомов структурными стоками материала и для его корректного описания необходимо знать такие важные характеристики стоков, как скорости и эффективности осаждения на них точечных дефектов (см. (14)). Сами эти характеристики определяются распределениями дефектов около стоков (см. (19), (20) — величины $\varkappa_q^j$, $\varkappa_D^j$) и дефектной структурой рассматриваемого материала (зависимость $C_j^+$ от $k_j^2$) (см., например, (29)). Параметр предпочтения, например дислокационный ((24) и (34)), также зависит от структуры материала ($\rho_D$, $C_q$) и эволюции стоков ($\bar{R}_q$). Распространенная приближенная оценка распухания лишь с использованием данных о вакансионных порах (36) может быть использована только в оценочных расчетах. Сплавы, распадающиеся под облучением, в которых целенаправленным образом созданы условия для формирования когерентных сжатых предвыделений, демонстрируют возможность снижения скорости радиационного распухания.

## Список литературы


[1] *Katz J.L., Wiedersich H.* // J. Chem. Phys. 1971. Vol. 55. P. 1414–1425.
[2] *Harkness S.D., Che-Yu Li.* // Metall. Trans. 1971.Vol. 2.P. 1457–1470.
[3] *Russel K.C.* // Scripta Met. 1972. Vol. 6.P. 209–214.
[4] *Wiedersich H.* // Rad. Eff. 1972. Vol. 12. P. 111–125.
[5] *Norris D.I.R.* // Rad. Eff. 1972. Vol. 14. P. 1–37.
[6] *Brailsford A.D., Bullough R.* // J.Nucl. Mater. 1972. Vol. 44. P. 121–135.
[7] *Konobeev Yu.V., Subbotin A.V., Golubov S.I.* // Rad. Eff. 1973. Vol. 20. P. 265–271.
[8] *Koehler J.S.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. P. 2423–2428.
[9] *Mansur L.K.* // Nucl. Technol. 1978. Vol. 40. P. 5–34.
[10] *Паршин А.М.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. Харьков. 1978. № 3(8). С. 34–38.
[11] *Зеленский В.Ф., Паршин А.М., Неклюдов И.М.* // ВАНТ. Сер. ФРПРМ. 1980. № 2(13). С. 18–22.
[12] *Паршин А.М.* // ВАНТ. Сер. ФРПРМ. 1980. № 3(14). С. 20–29.
[13] *Little E.A., Bullough R., Wood M.H.* // Proc. Roy. Soc. London. 1980. Vol. A. 372. P. 565–579.
[14] *Горынин И.В., Паршин А.М.* // Атомная энергия. 1981. Т. 50. С. 319–324.
[15] *Orlov A.N., Parshin A.M., Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1983. Vol. 28(12). P. 1455–1458.
[16] *Паршин А.М.* Структура и радиационное распухание сталей и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1983. 56 с.
[17] *Конобеев Ю.В.* // ВАНТ. Сер. ФРПРМ. 1984. № 1(29)/2(30). С. 172–186.
[18] *Ибрагимов Ш.Ш., Кирсанов В.В., Пятилетов Ю.С.* Радиационные повреждения металлов и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 240 с.
[19] *Trushin Yu.V., Orlov A.N.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1986. Vol. 31(7). P. 763–767.
[20] *Трушин Ю.В.* Вопросы теории дефектов в кристаллах. Л.: Наука, 1987. С. 133–144.
[21] *Паршин А.М.* Структура, прочность и радиационная повреждаемость коррозионностойких сталей и сплавов. Челябинск: Металлургия, 1988. 656 с.
[22] *Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П.* Радиационные дефекты и распухание металлов. Киев: Наукова думка, 1988. 294 с.
[23] *Bartels A., Dworschak F., Weigert M.* // J. Nucl. Mater. 1988. Vol. 152. P. 82–93.
[24] *Trushin Yu.V.* // Sov. Techn. Phys. Lett. 1991. Vol. 17 (3). P. 175–177.
[25] *Trushin Yu.V.* // J. Nucl. Mater. 1991. Vol. 185. P. 268–272.
[26] *Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1991. Vol. 36 (1). P. 42–45.
[27] *Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1992. Vol. 37(4). P. 353–367.
[28] *Орлов А.Н., Трушин Ю.В.* Энергии точечных дефектов в металлах. М.: Энергоатомиздат, 1983. 80 с.
[29] *Конобеев Ю.В., Голубов С.И.* // ВАНТ. Сер. ФРПРМ. 1981. № 3(17). С. 44–55.
[30] *Трушин Ю.В., Орлов А.Н., Самсонидзе Г.Г.* // ВАНТ. Сер. ФРПРМ. № 3(26). С. 14–20.
[31] *Бакай А.С., Зеленский В.Ф., Колосов И.Е.* и др. // ВАНТ. Сер. ФРПРМ. 1983. № 5(28). С. 3–11.
[32] *Parshin A.M., Trushin Yu.V.* // Sov. Techn. Phys. Lett. 1983. Vol. 9(5). P. 243–244.
[33] *Орлов А.Н., Паршин А.М., Трушин Ю.В.* Радиационные эффекты в металлах и сплавах. Алма-Ата: Наука, 1985. С. 178–182.
[34] *Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1991. Vol. 36(11). P. 1236–1239.
[35] *Trushin Yu.V.* // J. Nucl. Mater. 1991. Vol. 185. P. 279–285.
[36] *Маргвелашвили И.Г., Саралидзе З.К.* // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 2665–2668.
[37] *Heald P.T.* // Phil. Mag. 1975. Vol. 31. P. 551–558.
[38] *Brailsford A.D., Bullough R., Hayns R.* // J. Nucl. Mater. 1976. Vol. 60. P. 246–256.
[39] *Wolfer W.G., Ashkin M.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 791–800.
[40] *Mansur L.K.* // J. Nucl. Mater. 1979. Vol. 83. P. 109–127.
[41] *Brailsford A.D.* // J.Nucl. Mater. 1981. Vol. 102. P. 77–86.
[42] *Bullough R., Quigley T.M.* // J. Nucl. Mater. 1981. Vol. 104. P. 1397–1402.
[43] *Brailsford A.D., Bullough R.* // Phil. Trans. Royal. Soc. Lond. 1981. Vol. 302. P. 87–137.
[44] *Trushin Yu.V., Pompe W.* // Sov. Techn. Phys. Lett. 1985. Vol. 116. N 7. P. 162–163.

[45] *Orlov A.N., Samsonidze G.G., Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1986. Vol. 31(7). P. 768–772.
[46] *Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1987. Vol. 32(2). P. 136–138.
[47] *Samsonidze G.G., Trushin Yu.V.* // Sov. Phys. Techn. Phys. 1988. Vol. 33(1). P. 24–29.
[48] *Субботин А.В.* // Атомная энергия. 1988. Т. 54. С. 342–346.
[49] *Трушин Ю.В.* // Моделирование на ЭВМ дефектов в металлах. Л.: Наука, 1990. С. 119–145.
[50] *Трушин Ю.В.* // Высокочистое вещество. 1991. № 3. С. 50–56.
[51] *Trushin Yu.V.* // Phys. Met. and Metallogr. 1992. Vol. 73. P. 362–372.
[52] *Орлов А.Н., Самсонидзе Г.Г., Трушин Ю.В.* // Теория и моделирование на ЭВМ дефектных структур в кристаллах. Свердловск: Наука, 1986. С. 33–43.
[53] *Orlov A.N., Samsonidze G.G., Trushin Yu.V.* // Rad. Eff. 1986. Vol. 97. P. 45–66.
[54] *Orlov A.N., Trushin Yu.V.* // Sov. Techn. Phys. Lett. 1988. Vol. 14(8). P. 595–596.
[55] *Trushin Yu.V.* // Proc. Int. Conf. on Energy Pulse and Particle Beam Modification of Materials. Dresden: Akademie-Verlag, 1990. P. 552–554.
[56] *Trushin Yu.V., Eldishev Yu.V.* // World Scientific. Singapore. New Jersy; London, 1991. P. 168–174.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
24 ноября 1993 г.