1992 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 62, в. 4
1992 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 62, N 4

01; 05

Памяти Алексея Николаевича Орлова посвящается

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВЫДЕЛЕНИЙ ВТОРИЧНОЙ ФАЗЫ НА РАДИАЦИОННОЕ РАСПУХАНИЕ РАСПАДАЮЩИХСЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ
II. АНОМАЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ РАЗНОИМЕННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

Ю.В.Трушин

Предложена физическая модель аномальной рекомбинации разноименных радиационных дефектов в распадающихся под облучением твердых растворах. Выпадающие когерентные предвыделения инициируют формирование мелких межузельных кластеров, которые являются центрами рекомбинации в таких материалах. Показано снижение скорости радиационного распухания за счет аномальной рекомбинации.

Введение

В [1] приведены экспериментальные результаты, показывающие влияние когерентных предвыделений на снижение радиационного распухания при однородном непрерывном распаде твердых растворов вследствие аномальной рекомбинации разноименных точечных дефектов, а также получено общее выражение для скорости распухания гетерогенного материала. Сформулируем модель аномальной рекомбинации и приведем оценку скорости радиационного распухания.

Модель аномальной рекомбинации разноименных радиационных дефектов

Рассмотрим распадающийся под облучением твердый раствор, в котором в объеме между структурными стоками выпадают когерентные предвыделения вторичной фазы радиуса R_P с деформацией $\varepsilon_I > 0$, т.е. распад идет с положительным объемным эффектом: радиус атома примеси r_a больше радиуса атома матрицы r_0. Поскольку, согласно [2–4], наибольшие эффекты происходят на стадии формирования предвыделений, то лучше сопоставлять r_a и r_0, а не отношения удельных объемов матрицы и выделений с разными кристаллическими решетками.

Пренебрегая упругой анизотропией (и анизотропией формы выделений), примем, как и в [1], что внутренние напряжения в сжатых выделениях σ_P^I постоянны [см. (1.10)][1] и $\mathrm{Sp}\sigma_P^I > 0$, а в растянутой матрице $\mathrm{Sp}\sigma_P^{II} < 0$, причем для σ_P в среднем по объему выполняется условие равновесия (1.12).

[1] Формулы из [1] будут обозначены, например, (1.10) и т.д.

Пока в ходе распада твердого раствора не произошла потеря когерентности на поверхности предвыделений, вокруг них имеются также значительные касательные напряжения. Роль внутренних напряжений в механизме аномальной рекомбинации характеризуется следующими особенностями: а) локальные упругие поля тем больше, чем больше разность атомных радиусов матрицы r_0 и выпадающей примеси r_a; б) напряжения σ_P наибольшие на стадии образования предвыделений, т.е. эффект проявляется сильнее в сплавах с длинным инкубационным периодом, и усиливаются при увеличении числа мест зарождения преципитатов; в) влияние на потоки точечных дефектов к дислокациям и другим структурным стокам тем сильнее, чем более равномерно выделения распределены в объеме матрицы, т.е. чем более однороден распад.

Генерируемые облучением разноименные точечные дефекты, как показано в различных расчетных приближениях (см., например, [5—10]), ведут себя по-разному в сжатых областях и в растянутой матрице. Из предвыделений преимущественно выходят межузельные атомы, а из матрицы в формирующиеся выделения — вакансии, но с меньшей скоростью, поскольку вакансии менее подвижны. В ходе облучения в матрице пересыщение по межузельным атомам оказывается выше, чем по вакансиям. При этом диффузионные потоки межузельных атомов на структурные стоки (дислокации, границы зерен, поверхность) снижены в результате происходящего перераспределения концентраций разноименных точечных дефектов, что способствует появлению дополнительных мелких кластеров межузельного типа в объеме матрицы и последующей их рекомбинации с медленно движущимися вакансиями. Изменение условий пересыщения разноименных точечных дефектов при наличии предвыделений по сравнению с их отсутствием должно сказаться на функциях распределения стоков $f_q(R_q)$.

В силу повышенной концентрации межузельных атомов (как свободных, так и в составе кластеров) в твердом растворе (по сравнению с твердым раствором без предвыделений) возрастает вероятность их рекомбинации с вакансиями. Именно наличие в распадающемся твердом растворе внутренних напряжений нужного знака, создаваемых предвыделениями, приводит к аномальной рекомбинации разноименных дефектов. Непосредственным проявлением этого эффекта является подавление радиационного распухания, т.е. уменьшение выхода межузельных атомов на структурные стоки в матрице.

Расчет скорости радиационного распухания в твердом растворе с когерентными предвыделениями

Пусть в случае без предвыделений ($v_P = 0$) в твердом растворе есть структурные стоки в виде дислокаций ($q = D$), а под облучением формируются поры ($q = V$) и межузельные дислокационные петли ($q = L_i$), т.е. для суммы сил стоков k_{j0}^2 в этом случае имеем

$$k_{j0}^2 = S_{D0}^j + S_{V0}^j + S_{L_i0}^j. \quad (1)$$

Индекс нуль означает $v_P = 0$.

Пользуясь определением сил стоков S_q^j [1] и выражениями (1.4), (1.5), получим

$$I_q^j(R_q) = \alpha_q^j D_j R_q \left(C_j^+ + \varkappa_q^j\right), \quad (2)$$

$$K_D^j(r_*) = \alpha_D^j D_j \left(C_j^+ + \varkappa_D^j\right), \quad (3)$$

$$k_{j0}^2 = \alpha_{D0}\rho_D\left(1+\frac{\varkappa^j_{D0}}{C^+_{j0}}\right) + \alpha^j_{V0}\overline{R}^0_V C^0_V\left(1+\frac{\varkappa^j_{D0}}{C^+_{j0}}\right) + \alpha^j_{L_i0}\overline{R}^0_{L_i}C^0_{L_i}\left(1+\frac{\varkappa^j_{D0}}{C^+_{j0}}\right), \quad (4)$$

где R^0_q и C^0_q — средний радиус и концентрация стоков q в материале при $v_P = 0$; C^+_{j0} — стационарное пересыщение по дефектам j; $æ^j_q$ зависит от материала, условий облучения и неоднородностей распределения дефектов j около стоков q.

Пользуясь выражениями для стационарных пересыщений C^+_j (например, по [9]), формулами (2)–(4), а также учитывая отсутствие стоков Q и P, получим из (1.38) известное выражение для скорости распухания в чистом материале,

$$\gamma_0 = \Omega\rho_D\left(K^i_D - K^v_D\right) + \int\left[I^i_{L_i}(R_{L_i}) - I^v_{L_i}(R_{L_i})\right] f_{L_i}(R_{L_i})\, dR_{L_i} =$$

$$= \Omega\overline{R}^0_V C^0_V\left[\alpha^v_{V0}D_V C^+_{V0}\left(1+\frac{\varkappa^v_{V0}}{C^+_{v0}}\right) - \alpha^i_{V0}D_i C^+_{i0}\left(1+\frac{\varkappa^v_{V0}}{C^+_{v0}}\right)\right]. \quad (5)$$

Следовательно, баланс частиц (см. (1.20)) приведет в такой упрощенной схеме к обычной формуле для $\dot{\gamma}_0$, позволяющей оценить распухание по количеству нескомпенсированных вакансий, собранных в вакансионные поры. Именно такой баланс и послужил основой для объединения понятий «радиационное распухание» и «вакансионное порообразование» в единый термин «вакансионное распухание». На самом деле, как видно из (1.36) и (1.38), выражение (5) справедливо лишь в некоторых частных случаях.

Рассмотрим теперь интересующий нас случай твердого раствора, в котором выпадают когерентные предвыделения с объемной долей $v_P \neq 0$. Пусть при этом в материале есть следующие стоки: дислокации (q = D), предвыделения (q = P), дислокационные межузельные петли (q = L_i), межузельные кластеры (q = Q), поры (q = V). Следовательно, для сумм сил стоков в этом случае имеем

$$k_i^2 = S^i_D + S^i_{L_i} + S^i_Q + S^i_V, \qquad k_v^2 = S^v_D + S^v_{L_i} + S^v_Q + S^v_V + S^v_P. \quad (6)$$

Пользуясь выражениями (2), (3), перепишем (6) в виде;

$$k_i^2 = \alpha^i_D\rho_D\left(1+\varkappa^i_D/\tilde{C}^+_i\right) + \alpha^i_{L_i}\overline{R}_{L_i}C_{L_i}\left(1+\varkappa^i_{L_i}/\tilde{C}^+_i\right) +$$

$$+\alpha^i_Q\overline{R}_Q C_Q\left(1+\varkappa^i_Q/\tilde{C}^+_i\right) + \alpha^i_V\overline{R}_V C_V\left(1+\varkappa^i_V/\tilde{C}^+_i\right), \quad (7)$$

$$k_v^2 = \alpha^v_D\rho_D\left(1+\varkappa^v_D/\tilde{C}^+_v\right) + \alpha^v_{L_i}\overline{R}_{L_i}C_{L_i}\left(1+\varkappa^v_{L_i}/\tilde{C}^+_i\right) + \alpha^v_Q\overline{R}_Q C_Q\left(1+\varkappa^v_Q/\tilde{C}^+_v\right) +$$

$$+\alpha^v_V\overline{R}_V C_V\left(1+\varkappa^v_V/\tilde{C}^+_v\right) + \alpha^v_P\overline{R}_P C_P\left(1+\varkappa^v_P/\tilde{C}^+_v\right), \quad (8)$$

где $\tilde{C}^+_j$ — стационарные пересыщения по дефектам j в материале с предвыделениями.

Подставляя (2), (3) в (1.38) и пользуясь (7), (8), получим для скорости распухания твердого раствора с выпадающими предвыделениями следующее выражение:

$$\dot{\gamma} = (1-v_P)\Omega\left\{g_i - g_v - \frac{\Delta\Omega^P_v - \Delta\Omega_v}{\Omega}\frac{v_P}{1-v_P} + \alpha^v_P\overline{R}_P C_P D_v\tilde{C}^+_v\left(1+\frac{\varkappa^v_P}{\tilde{C}^+_v}\right)\times\right.$$

$$\left.\times\left(1-\frac{\Delta\Omega^P_v - \Delta\Omega_v}{\Omega}\right) + \overline{R}_V C_V\left[\alpha^v_V D_v\tilde{C}^+_v\left(1+\frac{\varkappa^v_V}{\tilde{C}^+_v}\right) - \alpha^i_V D_i\tilde{C}^+_i\left(1+\frac{\varkappa^i_V}{\tilde{C}^+_i}\right)\right]\right\}, \quad (9)$$

где $g_i - g_v = v_P g^P (1 - v_P)^{-1}$.

Из сравнения $\dot{\gamma}$ по (9) и $\dot{\gamma}_0$ по (5) видно, что снижение или подавление распухания может происходить в нашей модели лишь путем уменьшения количества вакансий в порах. В свою очередь, этого можно достигнуть повышением рекомбинации вакансий с межузлиями, как свободными, так и связанными в кластеры $q = Q$.

Самосогласованные системы уравнений

Для вычисления отношения $\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0$ необходимо в обоих случаях ($v_P = 0$ и $v_P \neq 0$) осуществить самосогласованную процедуру расчета (см. рисунок в [1]) с целью исключения из C_{j0}^+ и $\tilde{C}_j^+$ зависимостей от k_{j0}^2 и k_j^2. Для этого нужно найти функциональные связи $R_q^0 C_q^0$ и $R_q C_q$ с пересыщениями C_{j0}^+ и $\tilde{C}_j^+$. Эту процедуру довольно сложно осуществить аналитическим путем.

Как видно из рисунка в [1], для такого расчета необходимо иметь выражение для размеров и функций распределения по размерам стоков. Уравнения для размеров стоков R_q имеют вид (1.2). Тогда, например, для пор получим уравнение в виде

$$\frac{dR_V}{dt} = \frac{h_V}{R_V}, \quad h_V = (\Omega - \Delta\Omega_{vV}^I)\left[D_v\left(\tilde{C}_v^+ + \varkappa_V^v\right) - D_i\left(\tilde{C}_i^+ + \varkappa_V^i\right)\right], \tag{10}$$

что дает

$$R_V(t) = \sqrt{R_{V0}^2 + 2h_V(t - t_0)}. \tag{11}$$

Здесь R_{V_0} — начальный радиус зародышей пор в момент t_0, соответствующий началу облучения. Для скорости роста дислокационных межузельных петель в [11] получено выражение

$$\frac{dR_L}{dt} = Q_L - \frac{h_L}{R_L}, \tag{12}$$

где величины Q_L и h_L можно уточнить по сравнению с [11] с помощью (3) в виде

$$Q_L = \frac{\Omega_{iL}}{b}\left[\alpha_L^i D_i\left(\tilde{C}_i^+ + \varkappa_L^i\right) - \alpha_L^v D_v\left(\tilde{C}_v^+ + \varkappa_L^v\right)\right],$$

$$h_L = \frac{G\Omega_v^2 D_v \tilde{C}_v^e}{2(1-\nu)kT}\,\frac{\ln(R_L/r_*) + \zeta'}{\ln(R_L/R_L^*)},$$

где ζ' учитывает энергию дислокационной петли [11], $R_L^* = (\Delta\Omega_v^I/3\pi)\times$ $\times(Gb/kT)(1+\nu)(1-\nu)^{-1}$; G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Если выполняется условие $h_L Q_L^{-1}(R_L - R_{L0})^{-1}\ln[(Q_L R_L - h_L)(Q_L R_{L0} - h_L)^{-1}] < 1$, то, интегрируя (12), получим

$$R_L(t) \approx R_{L0} + Q_L(t - t_0), \tag{13}$$

где R_{L0} — начальный радиус петель в момент t_0.

Для когерентных предвыделений можно воспользоваться зависимостями, полученными, например, в [7], выбирая в качестве термодинамически равновесных концентраций дефектов выражения (1.15).

Из формул (1.38) и (5) для скоростей распухания можно заметить, что функции распределения стоков $f_q(R_q)$ входят в выражения для $\dot{\gamma}$ (или $\dot{\gamma}_0$) под интегралами по dR_q в виде произведений со скоростями поглощения $I_q^j(R_q)$. Запишем один из таких интегралов, пользуясь выражением (3),

$$\int f_q(R_q) I_q^j(R_q) dR_q = \alpha_q^j D_j \left(\tilde{C}_j^{+} + \varkappa_q^j\right) \int f_q(R_q) R_q dR_q = $$
$$= \alpha_q^j D_j \left(\tilde{C}_j^{+} + \varkappa_q^j\right) \overline{R}_q C_q. \quad (14)$$

Следовательно, для вычисления скорости распухания необходимо знать произведения $\overline{R}_q C_q$.

Для определения функций распределения $f_q(R_q)$ имеем уравнение (1.3). Его решение можно записать в виде

$$f_q(R_q) = \exp\left[-\int\limits_{t_0}^{t} P_q(t')dt'\right]\left\{f_q(R_q, t_0) + \int\limits_{t_0}^{t} W_q(t') \exp\left[\int\limits_{t_0}^{t'} P_q(\tau)d\tau\right] dt'\right\}, \quad (15)$$

где $P_q(t) = d(dR_q/dt)/dRq$.

Наибольшая сложность состоит в задании скоростей W_q возникновения стоков q. Предположим для оценок, что поры, петли и предвыделения зарождаются только одного размера R_{q0} каждый гетерогенным образом на центрах зарождения, концентрация которых C_{3q}. Тогда скорости возникновения стоков можно представить в виде

$$W_q = \left[I_q^{j^+}(R_q) - I_q^{j^-}(R_q)\right] \frac{C_{3q}}{R_q} \delta\left(\frac{R_q}{R_{q0}} - 1\right), \quad (16)$$

где, как и в (1.2), индексы j^+ и j^- обозначают типы дефектов j, приводящие к росту стока q или его уменьшению соответственно.

Зная скорости роста стоков dR_q/dt размера R_q, можно по (15) найти выражение для функций распределения стоков, а затем, используя (14), выразить искомые произведения $\overline{R}_q C_q$, что дает

$$\overline{R}_V C_V = \alpha_V C_{3V} R_{V0} \frac{R_{Vm}^3 - R_{V0}^3}{\Omega - \Delta\Omega_V^v} \equiv \Psi_V, \quad (17)$$

$$\overline{R}_L C_L = \frac{1 + k_i^2 k_v^2/\varphi_L}{\alpha_L^i k_v^2 (1 + \beta_i) - \alpha_L^v k_i^2} \Psi_L, \quad (18)$$

где R_{qm} — максимальная величина радиуса стока q,

$$\beta_i = \int I_P^{jI}(R_P) f_P(R_P) dR_P g^{-1} (1 - v_P)^{-1},$$

$$\Psi_L = \frac{b C_{3L} R_{L0}}{2\Omega_L^i} \left(R_{Lm}^2 - R_{L0}^2\right),$$

$$\varphi_L = \frac{\Omega_L^i g (R_{Lm} - R_{L0})}{2 h_L b}.$$

Для сжатых когерентных предвыделений можно получить

$$\overline{R}_P C_P \simeq \frac{5 v_P}{4\pi R_{Pm}^2} \equiv v_P \Psi_P. \quad (19)$$

Силы стоков S_q^j при использовании метода эффективной среды определены выражениями (1.7), (1.8). Следует заметить, что такое определение сил стоков означает, что сток типа q размера R_q в произвольной точке кристалла адекватен такому же стоку в любой другой точке кристалла. Такая связь имеет место лишь в случае равномерного распределения стоков по объему кристалла, что в свою очередь является следствием однородности распределения собственных точечных дефектов.

Для получения уравнения, определяющего k_j^2, следует использовать определения (1.7), (1.8), в правую часть которых необходимо подставить выражения для K_D^j по (3) и $I_q^j(R_q)$ по (2) с учетом (14). Тогда получим

$$S_D^j = \alpha_D^j \rho_D \left(1 + \frac{\varkappa_D^j}{\tilde{C}_j^+}\right), \tag{20}$$

$$S_q^j = \alpha_q^j \overline{R}_q C_q \left(1 + \frac{\varkappa_q^j}{\tilde{C}_j^+}\right). \tag{21}$$

Используя определение (1.6) суммы сил стоков или выражение (1.9), получим систему уравнений для k_j^2 в виде

$$k_j^2 = \alpha_D^j \rho_D \left[1 + \frac{\varkappa_D^j}{\tilde{C}_j^+\left(k_j^2\right)}\right] + \sum_{q=1}^{n_j} \alpha_q^j \overline{R}_q C_q \left[1 + \frac{\varkappa_q^j}{\tilde{C}_j^+\left(k_j^2\right)}\right], \tag{22}$$

В правой части уравнения (22) неизвестное k_j^2 содержится, во-первых, в $\tilde{C}_j^+$, во-вторых, в $\overline{R}_q C_q$ через $\tilde{C}_j^+$. Считая, что $\tilde{C}_j^+$ велики по сравнению с $\varkappa_q^j$, и используя выражения (17)–(19), упростим (22), что дает

$$k_j^2 = k_{j*}^2 + \alpha_L^j \overline{\Psi}_L, \tag{23}$$

$$\overline{\Psi}_L = (\Psi_L/\varphi_L)\,\frac{k_i^2 k_v^2}{\alpha_L^i k_v^2 - \alpha_L^v k_i^2 + \beta_i \alpha_L^i k_v^2}, \tag{24}$$

$$k_{i*}^2 = \alpha_D^i \rho_D + \alpha_L^i \Psi_L + \alpha_V \Psi_V,$$

$$k_{v*}^2 = \alpha_L^v \rho_D + \alpha_L^v \Psi_L + \alpha_V \Psi_V + \alpha_P \Psi_P. \tag{25}$$

Преобразуя (23)–(25) и решая (23), получим

$$k_v^2 = k_{v*}^2 \left[1 + \frac{1}{4}(H + 3\beta_i)\right], \quad k_i^2 = k_{i*}^2 \left[1 + \frac{1}{4}\frac{H + 3\beta_i}{\alpha_L^i k_{v*}^2/\alpha_L^v k_{i*}^2}\right], \quad H = \frac{\Psi_L}{\varphi_L}. \tag{26}$$

Причем в случае без выделений ($v_P = 0$) нужно сделать замены $k_j^2 \to k_{j0}^2$, $k_{j*}^2 \to k_{j*0}^2$, $H \to H_0$, где

$$k_{j*0}^2 = \alpha_{D0}^j \rho_D + \alpha_L^v \Psi_{L0} + \alpha_V \Psi_V \tag{27}$$

а Ψ_{q0} и α_{D0}^j — значения Ψ_q и α_D^j без учета предвыделений.

Полагая, что предвыделения «экранируют» дислокации, а также считая, что

$$\Psi_L \approx \Psi_{L0}, \qquad \Psi_V \approx \Psi_{V0}, \qquad H \approx H_0,$$

получим из (26), (27) для сумм сил стоков k_j^2 следующие приближенные выражения:

$$k_v^2 \simeq k_{v0}^2 \left[1 + v_P \left(\frac{3g^I}{4g} + \frac{\alpha_P \Psi_P}{k_{v*0}^2}\right)\right],$$
$$k_i^2 \simeq k_{v0}^2 \left[1 - v_P \left(\frac{\alpha_{D0}\rho_D}{k_{i*0}^2} - \frac{3g^I}{4g}\,\frac{\alpha_L^i k_{v*0}^2}{\alpha_L^v k_{v*0}^2}\right)\right]. \qquad (28)$$

Используя (28), запишем выражения для стационарных пресыщений

$$\tilde{C}_i^+ \approx C_{i0}^+ \left\{1 + v_P \left[\frac{\alpha_{D0}^i \rho_D}{k_{i*0}^2} + \frac{g^I}{g}\left(1 - \frac{3\alpha_L^i k_{v*0}^2}{4\alpha_L^v k_{i*0}^2}\right)\right]\right\},$$
$$\tilde{C}_v^+ \approx C_{v0}^+ \left\{1 - v_P \left[\left(\frac{3g^I}{4g} + \frac{\alpha_P \Psi_P}{k_{i*0}^2}\right)\right]\right\}, \qquad (29)$$

где $C_{j0}^+ = g/D_j k_{j0}^2$.

Оценка скорости радиационного распухания

Зная выражения (29) для концентраций дефектов j, можно теперь выписать конкретный вид эффективностей K_D^j и скоростей I_q^j поглощения дефектов, подставить их в выражение (1.38), выделяя при этом выражение для скорости распухания $\dot{\gamma}_0$ в материале без предвыделений (вида (5)), и получить

$$\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} = (1 - v_P)\left\{1 - \frac{\Omega\alpha_{D0}^i \rho_D D_i C_{i0}^+}{\dot{\gamma}_0}\left[1 - v_P \frac{\alpha_{D0}^v D_v C_{v0}^+}{\alpha_{D0}^i D_i C_{i0}^+}\left(\frac{3g^I}{g} + \frac{\alpha_P \Psi_P}{k_{v*0}^2}\right)\right] + \right.$$
$$+ \frac{\Omega\alpha_L^i \overline{R}_L^0 C_L^0 D_i C_{i0}^+}{\dot{\gamma}_0}\left[\frac{\alpha_{D0}^i \rho_D}{k_{i*0}^2} + v_P\left(\frac{\alpha_{D0}^v D_v C_{v0}^+ \alpha_P \Psi_P}{\alpha_{D0}^i D_i C_{i0}^+ k_{V*0}^2} + \frac{g^I}{g} - \right.\right.$$
$$\left.\left.\frac{3g^I}{4g}\frac{\alpha_L^i k_{v*0}^2}{\alpha_L^v k_{i*0}^2} + \frac{3g^I}{4g}\frac{\alpha_L^v D_v C_{v0}^+}{\alpha_L^i D_i C_{i0}^+}\right)\right] - v_P \frac{\Delta\Omega_v^P g^I}{\dot{\gamma}_0}\left[\frac{1 - \Delta\Omega_v/\Delta\Omega_v^P}{1 - v_P} + \right. \qquad (30)$$
$$\left.\left. + \left(1 - \frac{\Delta\Omega_v}{v_P \Delta\Omega_v^P}\right)\frac{\alpha_P \Psi_P D_v C_{v0}^+}{g^I}\left(1 - \frac{3}{4} v_P \frac{g^I}{g} - v_P \frac{\alpha_P \Psi_P}{k_{v*0}^2}\right)\right]\right\}.$$

Из (30) видны как роль основных стоков, опасных с точки зрения радиационного распухания — дислокаций и дислокационных петель межузельного типа, так и влияние предвыделений вторичной фазы. Величина отношения $\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0$ должна падать с ростом объемной доли предвыделений, а также с уменьшением потоков межузельных атомов на дислокации вследствие перераспределения в полях упругих напряжений предвыделений, что и следует из (30).

Проведем теперь численную оценку величины отношения скоростей распухания $\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0$. Для этой цели формула (30) довольно громоздкая. Однако предположим, что дислокационные петли являются более эффективными стоками, чем поры и дислокации, т.е. $\alpha_L^j \Psi_{L0} > \alpha_V \Psi_{V0} > \alpha_{D0}^j \rho_D$. Такое предположение может быть оправдано, если плотность дислокаций остается одинаковой как для материала без выделений, так и для материала с когерентными предвыделениями, т.е. диффузионные процессы развиваются на одинаковом дислокационном фоне. Тогда $k_{j*0}^2 \simeq \alpha_L^j \Psi_{L0}$. Можно показать, что $H_0 \to H \to 0$, а полагая, что выделения почти полностью экранируют дислокации от межузлий, получим вместо (30) более простое выражение

$$\frac{\dot\gamma}{\dot\gamma_0} \approx (1 - v_P)\left[\frac{v_P}{1-v_P}\frac{\Delta\Omega_v^P}{\Omega}\frac{g^I}{g}\frac{\alpha_L^i\Psi_{L0}}{\alpha_{D0}^I\rho_D} - \left(1 + \frac{\Delta\Omega_L^i/\Omega}{1-\Delta\Omega_L/\Omega}\right)\right] \tag{31}$$

Здесь учтено также, что $\alpha_P\Psi_P << \alpha_L^v\Psi_{L_0}$ и $\alpha_{D_0}^v << \alpha_{D_0}^j$. Из условия $\dot\gamma/\dot\gamma_0 < 1$ можно, пользуясь (31), получить следующую оценку для величины $\alpha_L^i\Psi_{L_0}$:

$$\frac{1-v_P}{v_P}\frac{\Omega}{\Delta\Omega_v^P}\frac{1-\Delta\Omega_v^i/\Omega}{1-\Delta\Omega_v/\Omega_v^P}\frac{g}{g^I}\alpha_{D0}^i\rho_D < \alpha_L^i\Psi_{L0} <$$
$$< \frac{1-v_P}{v_P}\frac{\Omega}{\Delta\Omega_v^P}\frac{2(1-\Delta\Omega_v^i/\Omega)}{1-\Delta\Omega_v/\Omega_v^P}\frac{g}{g^I}\alpha_{D0}^i\rho_D. \tag{32}$$

Для оценки величины отношения $\dot\gamma/\dot\gamma_0$ по (31) выберем материал с параметрами никеля. Тогда при значении $\alpha_L^i\Psi_{L_0} = 1.5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$, удовлетворяющий условию (32), и при $v_P = 10^{-1}$ получим по (31) значение для отношения $\dot\gamma/\dot\gamma_0 = 0.18$.

Следовательно, показано, что скорость распухания распадающегося твердого раствора, в котором формируются когерентные предвыделения, снижается примерно в 5 раз по сравнению с материалом, не содержащих предвыделений.

Если не проводить процедуру последовательно самосогласованного выражения мощностей стоков R_qC_q через $\tilde{C}_j^+$, то можно, как во многих работах (например, [12—15]), оценить величины сумм сил стоков (6), исходя из экспериментальных данных по концентрациям и средним размерам стоков, в виде $k_i^2 \simeq 8.5\cdot10^{11}$ см$^{-2}$, $k_v^2 \simeq 7\cdot10^{11}$ см$^{-2}$. Использование этих значений при $T = 600$ K и $g \approx 10^{16}$ см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$ для материала с параметрами никеля дает для оценки скорости распухания $\dot\gamma$ по формуле (1.38), что основной вклад вносит первое дислокационное слагаемое. Следовательно, в зависимости от того, как когерентные предвыделения будут влиять на эффективность поглощения K_D^j точечных дефектов дислокациями, будет изменяться и скорость распухания. Выражение (4) описывает изменение K_D^j с объемной долей предвыделений [10] для температуры $T = 600$ и 900 K. Используя зависимость (4) для $v_P = 0.1$—0.14, также получаем величину $\dot\gamma_0/\dot\gamma \approx 5$.

Пользуясь имеющимися экспериментальными данными по изучению структуры и подавлению радиационного распухания дисперсионно-твердеющих сплавов с развитым однородным распадом [2—4], заметим, что в них, как правило, либо не наблюдается пор, либо их концентрация мала. Это соответствует развитым модельным представлениям о механизме аномальной рекомбинации разноименных радиационных дефектов. Так, если на мелких межузельных кластерах Q, образующихся в матрице при развитом распаде, происходит интенсивная рекомбинация с вакансиями, то и не должно быть свободных вакансий для формирования пор, а эти кластеры Q являются рекомбинаторами. Поэтому, исходя из результатов работ [2—4], предположим, что в распадающемся твердом растворе с $v_P \neq 0$ а) отсутствуют поры, б) образующиеся межузельные кластеры Q являются рекомбинаторами, т.е. количество разноименных точечных дефектов j, оседающих на этих стоках Q в единицу времени в единице объема, одинаково. Следовательно (см. (1.31)),

$$\dot\xi_Q^i = \dot\xi_Q^v \quad \text{или} \quad \ddot\xi_Q^i = 0. \tag{33}$$

Тогда в силу предположения а в формуле (9), можно положить $R_V C_V = 0$, что дает

$$\dot\gamma = (1 - v_P)\Omega\left[g_i - g_v - \frac{\Delta\Omega_v^P - \Delta\Omega_v}{\Omega}\frac{v_P}{1 - v_P}g^P + \right.$$
$$\left. + \alpha_P^v \overline{R}_P C_P D_v \tilde{C}_v^+ \left(1 + \frac{\varkappa_P}{\tilde{C}_v^+}\right)\left(1 - \frac{\Delta\Omega_v^P - \Delta\Omega_v}{\Omega}\right)\right]. \quad (34)$$

Для количественного сравнения величин $\dot\gamma_0$, $\dot\gamma$ по (5) и по (34) положим, что $\Delta\Omega_v^P \approx \Delta\Omega_v$, а также примем $\varkappa_{q0}^j/\tilde{C}_{j0}^+ \approx \varkappa_P^v/\tilde{C}_j^+ \to 0$. Тогда получим

$$\frac{\dot\gamma_0}{\dot\gamma} \simeq \frac{\overline{R}_V^0 C_V^0}{\overline{R}_P C_P}\left(1 - \frac{k_{v0}^2}{k_{i0}^2}\right)\frac{\tilde{C}_{v0}^+}{\tilde{C}_v^+}\left[1 + v_P\left(\frac{k_v^2}{\alpha_P^v \overline{R}_P C_P} - 1\right)\right]^{-1}. \quad (35)$$

Отношение сумм сил стоков k_{v0}^2/k_{i0}^2 в материале без выделений всегда меньше 1, $C_{v0}^+/\tilde{C}_v^+ \sim 1$, и можно показать, что $(k_v^2/\alpha_P R_P C_P) - 1 \simeq 1$, тогда имеем

$$\frac{\dot\gamma_0}{\dot\gamma} \simeq \frac{\overline{R}_V^0 C_V^0}{(1 + v_P)\overline{R}_P C_P}. \quad (36)$$

Заключение

Пользуясь данными для материала с $v_P = 0$ из работы [16] ($R_P \approx \approx 2{-}3 \cdot 10^{-7}$ см, $C_P \approx 10^{16}$ см$^{-3}$), а для R_V^0, C_V^0 выбирая, как и в [13–15, 17], $R_V^0 = 8 \cdot 10^{-7}$ см и $C_V^0 = 2 \cdot 10^{16}$ см соответственно, также получаем, что $\dot\gamma_0/\dot\gamma \simeq \simeq 5$.

Полученное по приведенным теоретическим оценкам снижение распухания согласуется с экспериментальными данными работ [2–4]: в дисперсионнотвердеющих сплавах различных композиций, характеризующихся развитым однородным выпадением γ'- и ß-фаз типа Ni_3Ti с плотностью до 10^{16} см$^{-3}$, наблюдается высокое сопротивление радиационному распуханию $\gamma \approx 1{-}3\%$; в сплавах же, где происходит избирательное выпадение фазы, а объем тела зерна остается свободным от предвыделений, наблюдается большое распухание до $\gamma_0 \approx 20{-}50\%$.

Список литературы

[1] *Трушин Ю.В.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 4. С. 000.

[2] *Зеленский В.Ф., Неклюдов Н.М., Матвиенко В.В. и др.* // Реакторное материаловедение. М.: ЦНИИ Атоминформ, 1978. Т. 2. С. 21–32.

[3] *Горынин И.В., Паршин А.М.* // Атомная энергия. 1981. Т. 50. № 5. С. 319–324.

[4] *Горынин И.В., Зеленский В.Ф., Паршин А.М., Неклюдов Н.М.* // Радиационные дефекты в металлах. Алма-Ата: Наука, 1981. С. 265–272.

[5] *Orlov A.N., Pompe W., Trushin Yu.V.* // Proc. Int. Conf. «Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials». Dresden, 1984. Vol. 2. P. 635–639.

[6] *Трушин Ю.В., Помпе В.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 7. С. 393–397.

[7] *Orlov A.N., Samsonidze G.G., Trushin Yu.V.* // Rad. Effects. 1986. Vol. 97. N 1/2. P. 45–66.

[8] *Орлов А.Н., Самсонидзе Г.Г., Трушин Ю.В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1311–1318.

[9] *Трушин Ю.В.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 2. С. 226–231.

[10] *Трушин Ю.В.* // ФММ. 1991. № 7. С. 101–104.

[11] *Рязанов А.Н.* Препринт ИАЭ. № 2621. М., 1976.

[12] *Heald P.T.*, *Speight M.V.* // Phil. Mag. 1974. Vol. 30. N 4. P. 869–875.
[13] *Heald P.T.* // Phil. Mag. 1975. Vol. 31. N 3. P. 551–560.
[14] *Bullough R.*, *Quigley T.M.* // J. Nucl. Mater. 1981. Vol. 104. N 3/4. P. 1397–1401
[15] *Brailsford A.D.*, *Bullough R.* // J. Nucl. Mater. 1972. Vol. 44. N 1/2. P. 121–130.
[16] *Brailsford A.D.* // J. Nucl. Mater. 1981. Vol. 102. N 1/2. P. 77–82.
[17] *Brailsford A.D.*, *Bullough R.* // J. Nucl. Mater. 1978. Vol. 69/70. N 3. P. 434–439

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

Поступило в Редакцию
17 апреля 1991 г.