

- [4] П а л е е в В.И. - Теорет. и exper. химия, 1983, т. 19, № 2, с. 214-220.
- [5] Д о б р е ц о в Л.Н., Г о м о ю н о в а М.В. Эмиссионная электроника, М.: Наука, 1966. 564 с.
- [6] Б л а ш е н к о в Н.М., И о н о в Н.И., Л а в р е н т ь е в Г.Я. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 7, с. 392-397.
- [7] Ш е л е п и н Л.А. Вдали от равновесия. Физика, № 9, 1987, М.: Знание, с. 64.
- [8] А к у л и н В.М., К а р л о в Н.В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике, М.: Наука, 1987, с. 311.

физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
26 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15

12 августа 1988 г.

МЕЛКИЕ МЕЖУЗЕЛЬНЫЕ КЛАСТЕРЫ КАК РЕКОМБИНАТОРЫ РАЗНОИМЕННЫХ ДЕФЕКТОВ ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ В РАСПАДАЮЩИХСЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ

А.Н. О р л о в, Ю.В. Т р у ш и н

Рекомбинация разноименных радиационных дефектов является важным процессом эволюции дефектной структуры кристаллов под облучением быстрыми частицами. Согласно экспериментальным данным [1-4], рекомбинация в твердых растворах усиливается, если в них имеются когерентные предвыделения вторичной фазы. При описании кинетики радиационных дефектов с помощью уравнений баланса для вакансий (v) и межузельных атомов (i) ограничиваются обычно учетом взаимной рекомбинации $v+i \rightarrow 0$ и ухода v и i на стоки - дислокации и границы зерен и фаз. Анализ экспериментальных данных в рамках таких моделей заставляет предполагать [5], что помимо указанных существуют еще некие „скрытые“ стоки, влияющие на скорость рекомбинации. Такими стоками могут быть мелкие межузельные кластеры докритического размера. До сих пор нет теории, учитывающей роль таких кластеров.

В настоящем сообщении сделана попытка учесть роль парных ($2i$) и тройных ($3i$) межузельных атомов в кинетике точечных дефектов как при наличии (случай А), так и в отсутствии (случай В) когерентных предвыделений.

В случае А система уравнений баланса для средних пересыщений дефектов $\tilde{c}_j(t)$, $j = i, v, 2i, 3i$ имеет вид:

$$\frac{d\tilde{c}_i(t)}{dt} = g_i - \mu D_i \tilde{c}_i \tilde{c}_V - \alpha D_i \tilde{c}_i^2 - D_i \tilde{c}_i \tilde{k}_i^2 + \beta_2 D_V \tilde{c}_V \tilde{c}_{2i} - \gamma D_i \tilde{c}_i \tilde{c}_{2i}, \quad (1)$$

$$\frac{d\tilde{c}_V(t)}{dt} = g_V - \mu D_i \tilde{c}_i \tilde{c}_V - D_V \tilde{c}_V \tilde{k}_V^2 - \beta_2 D_V \tilde{c}_V \tilde{c}_{2i} - \beta_3 D_V \tilde{c}_V \tilde{c}_{3i}, \quad (2)$$

$$\frac{d\tilde{c}_{2i}(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} D_i \tilde{c}_i^2 - \beta_2 D_V \tilde{c}_V \tilde{c}_{2i} - \gamma D_i \tilde{c}_i \tilde{c}_{2i} + \beta_3 D_V \tilde{c}_V \tilde{c}_{3i}, \quad (3)$$

$$\frac{d\tilde{c}_{3i}(t)}{dt} = \gamma D_i \tilde{c}_i \tilde{c}_{2i} - \beta_3 D_V \tilde{c}_V \tilde{c}_{3i}, \quad (4)$$

Здесь g_j — скорость генерации дефектов j (в принципе этот член источника может быть различным для вакансий и межузлий, см [6]); $\mu, \alpha, \beta_2, \beta_3, \gamma$ — коэффициенты соответствующих реакций, имеющие смысл расстояния захвата одного дефекта другим, умноженного на 4π ; \tilde{k}_j^2 — сумма сил стоков для подвижных дефектов типа j ; пересыщения $\tilde{c}_j(t) = \tilde{c}_j(t) - \tilde{c}_j$, где $\tilde{c}_j(t)$ и \tilde{c}_j — абсолютная концентрация дефектов j в данный момент времени t и их термодинамически равновесная концентрация соответственно.

Если в системе установились стационарные состояния, то уравнения (1)–(4) становятся алгебраическими. Уравнения для пересыщений \tilde{c}_j в случае В имеют тот же вид, что и (1)–(4). Основное отличие заключается в величинах \tilde{k}_j^2 и k_j . Будем полагать в обоих случаях, что из структурных стоков имеются только дислокации (Д) с плотностью ρ_D , а в случае А добавляются еще преципитаты (Р), поглощающие вакансии. Тогда имеем [7, 8, 9]

$$k_j^2 = \alpha_D^j \rho_D (1 + \tilde{\alpha}_D^j / \tilde{c}_j), \quad (5)$$

$$\tilde{k}_i^2 = \alpha_D^i \rho_D (1 + \tilde{\alpha}_D^i / \tilde{c}_i), \quad (6)$$

$$\tilde{k}_V^2 = \tilde{\alpha}_D^V \rho_D (1 + \tilde{\alpha}_D^V / \tilde{c}_V) + \alpha_P^V \bar{R}_P \bar{c}_P (1 + \tilde{\alpha}_P^V / \tilde{c}_V), \quad (7)$$

где $\alpha_D^j = 2\pi / \ln(2L_D / R_0^j)$, $\tilde{\alpha}_D^j = 2\pi / \ln(2R / R_0^j)$, $\alpha_P^V \approx 4\pi$,

$R_0^j = (aG / \Delta\Omega_j) / (2\pi kT) (1 - 2\nu) / (1 - \nu)$, a — межатомное расстояние, G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, $\Delta\Omega_j$ — релаксация атомного объема дефекта j , T — температура, k — постоянная Больцмана, $2L_D$ и $2R$ — расстояние между дислокациями и предвыделениями соответственно; \bar{R}_P и \bar{c}_P — средний размер радиус и концентрация предвыделений; $\tilde{\alpha}_D^j, \tilde{\alpha}_D^V, \tilde{\alpha}_P^V$ — величины, связанные с неоднородностью распределения дефектов j около стоков $q = Д, Р$ (см. [7, 8, 9]). Зависимости $\tilde{\alpha}_D^j$ от объемной доли предвыделений v_P определяют корректно рассчитанное дислокационное предпочтение (преференс) и изменение его знака для межузельных атомов [7, 9]. Для простоты оценок пренебрежем вкладами $\tilde{\alpha}_q^j$ и $\tilde{\alpha}_D^j$ в (5)–(7), тем самым заведомо снижая эффективность предвыделений в изменении дислокационного предпочтения.

Запишем в случае А отношение числа вакансий, рекомбинирующих в единицу времени с $2i$ и $3i$, к числу вакансий, рекомбинирующих с одиночными межузлиями, в виде

$$\tilde{\theta} = \frac{\beta_2 D_V \tilde{C}_V \tilde{C}_{2i} + \beta_3 D_V \tilde{C}_V \tilde{C}_{3i}}{\mu D_i \tilde{C}_i \tilde{C}_V} = \frac{D_V}{D_i} \cdot \frac{\beta_2 \tilde{C}_{2i} + \beta_3 \tilde{C}_{3i}}{\mu \tilde{C}_i} \quad (8)$$

Подставляя стационарные выражения (3) и (4) в разность уравнений (1) и (2), получим соотношение

$$D_V \tilde{C}_V = D_i \tilde{C}_i \frac{\tilde{k}_i^2}{\tilde{k}_V^2} \left(1 - \frac{g_i - g_V}{D_i \tilde{C}_i \tilde{k}_i^2} \right) \quad (9)$$

Выражая $\beta_2 \tilde{C}_{2i}$ и $\beta_3 \tilde{C}_{3i}$ через (3) и (4), получим для $\tilde{\theta}$ по (8)

$$\tilde{\theta} = \frac{\alpha}{2\mu} \frac{D_V \tilde{k}_V^2}{D_i \tilde{k}_i^2} \left(1 - \frac{g_i - g_V}{D_i \tilde{C}_i \tilde{k}_i^2} \right)^{-1} \left\{ 1 + \frac{\gamma}{\beta_2} \frac{k_V^2}{\tilde{k}_i^2} \left(1 - \frac{g_i - g_V}{D_i \tilde{C}_i \tilde{k}_i^2} \right)^{-1} \right\} \quad (10)$$

Аналогичное (8) выражение с заменой

$$\tilde{C}_i \rightarrow C_j, \quad \tilde{k}_i^2 \rightarrow k_j^2 \quad (11)$$

получается в случае А. Отношение $\tilde{\theta}/\theta$ показывает эффективность рекомбинации на связанных межузельных атомах ($2i$ и $3i$) в случае А по сравнению со случаем В. Используя (10) и выражение для θ , полученное путем замены (11), а также пренебрегая при использовании выражений (5)–(7) членами $(g_i - g_V)/D_i \tilde{C}_i \tilde{k}_i^2$ (что снова занижает рекомбинацию на связанных межузлиях), получим

$$\frac{\tilde{\theta}}{\theta} \approx \frac{\tilde{\alpha}_D^V \alpha_D^i}{\tilde{\alpha}_D^i \alpha_D^V} \left(1 + \frac{\alpha_{pR}^V \bar{R}_p \bar{C}_p}{\tilde{\alpha}_D^V \rho_D} \right) \left[1 + \frac{\gamma \tilde{\alpha}_D^V}{\beta_2 \tilde{\alpha}_D^i} \left(1 + \frac{\alpha_{pR}^V \bar{R}_p \bar{C}_p}{\tilde{\alpha}_D^V \rho_D} \right) \right] \left(1 + \frac{\gamma}{\beta_2} \frac{\alpha_D^V}{\alpha_D^i} \right)^{-1} \quad (12)$$

Для численной оценки $\tilde{\theta}/\theta$ выберем основные параметры для никеля, а $\rho_D = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $T = 600 \text{ К}$, релаксации объема $\Delta \Omega_V = (0.2 \div 0.3) \Omega$, $\Delta \Omega_i \approx 1.6 \Omega$ (Ω – атомный объем), $2R = 500 \text{ \AA}$, т.е. $\bar{C}_p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [3], $\bar{R}_p \approx 100 \text{ \AA}$, $\gamma \approx \beta_2$. Тогда получим $\theta \approx 12$, $\tilde{\theta} \approx 250$, $\tilde{\theta}/\theta \approx 20$. Если при прочих одинаковых константах $\beta_2 = 2\gamma$, то $\tilde{\theta}/\theta \approx 16$. Полученный результат соответствует объемной доле предвыделений $v_p \approx 0.04$ – 0.1 . При меньших средних радиусах \bar{R}_p сферических предвыделений (например, $R_p = 5 \cdot 10^{-7}$ и 10^{-7} см) получим для $\tilde{\theta}/\theta$ соответственно 3.4 и 1.8.

Таким образом, показано, что в распадающихся под облучением твердых растворах рекомбинация с участием двойных и тройных межузельных атомов идет значительно быстрее, чем напрямую,

а на стадии формирования когерентных предвыделений эта разница еще усиливается (от 2 до 20 раз) за счет стока дефектов на предвыделения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Паршин А.М. Вопросы атомной науки и техники, Серия: ФРПРМ, Харьков: ХФТИ, 1978, в. 3(8), с. 34-38.
- [2] Горынин И.В., Паршин А.М. - Атомная энергия, 1981, т. 50, в. 5, с. 319-324.
- [3] Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Матвиенко Б.В. и др. - В кн.: Реакторное материаловедение, М.: ЦНИИ Атоминформ, 1978, т. 2, с. 20.
- [4] Горынин И.В., Зеленский В.Ф., Паршин А.М. и др. - В кн.: Радиационные дефекты в металлах, Алма-Ата: Наука, 1981, с. 265-272.
- [5] Конобеев Ю.В. Вопросы атомной науки и техники, Серия: ФРПРМ, 1984, в. 1(29), 2(30), с. 172-186.
- [6] Трушин Ю.В. - ЖТФ, 1987, т. 57, в. 2, с. 226-231.
- [7] Самсонидзе Г.Г., Трушин Ю.В. Препринт ФТИ - 1089, 1986, 40 с.
- [8] Трушин Ю.В., Орлов А.Н. - ЖТФ, 1986, т. 56, в. 7, с. 1302-1310.
- [9] Самсонидзе Г.Г., Трушин Ю.В. - ЖТФ, 1988, т. 58, в. 1, с. 42-51.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
5 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 15

12 августа 1988 г.

КЛИСТРОН НА ЭФФЕКТЕ ЦИКЛОТРОННОГО АВТОРЕЗОНАНСА

Г.Т. Смирнов

Мазеры на циклотронном авторезонансе (МЦАР) в настоящее время рассматриваются как одни из наиболее перспективных высокомошных генераторов, способных работать в субмиллиметровом диапазоне длин волн [1-3]. Как известно [4], необходимым условием генерации излучения в МЦАР является некоторое отличие фазовой скорости электромагнитной волны U_{φ} от скорости света c , что обычно достигается тем, что волна и электронный пучок в области взаимодействия распространяются по отношению друг к другу под некоторым углом $\varphi \neq 0$. Условие неколлинеарности распространения волны и пучка делает невозможным применение в МЦАР двухзеркальных открытых резонаторов, что в конечном счете тормозит продви-