

где ω_1 , ω_0 , f_1 , f_0 — характерные частоты и эффективные константы, приближенно равные эйнштейновским силовым постоянным примесного атома и атома матрицы. Полагая $f_1/f_0 \approx \gamma_1/\gamma_0 = 3.48$ [7], а $\omega_0 = \langle \omega \rangle$ (см. рисунок), получаем, что примесная мода должна быть расположена при энергии ~ 28 мэВ. Как следует из этого рисунка, в интервале энергий выше граничного значения для спектра сплава ($E > 22$ мэВ) никакой примесной моды не наблюдается.

Изменение решеточной теплоемкости сплава по сравнению с исходным металлом может быть обусловлено двумя факторами: образованием примесной моды и деформацией всего спектрального распределения колебательных состояний атомов исходной решетки. Неучет изменений в спектре колебаний атомов матрицы и привел авторов работы [7] к ошибочному выводу о значительном усилении силового взаимодействия атомов Re в сплавах Ta—Re. Фактически же в сплаве устанавливается некоторое эффективное взаимодействие, одинаковое для всех атомов и несколько большее по сравнению с решеткой исходного металла.

В заключение выражаем благодарность Н. А. Тулиной и Е. В. Мельникову за предоставление и подготовку образца сплава, П. П. Паршину — за участие в обсуждении, В. Г. Федорову и В. Я. Васюте — за помощь в проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

- [1] Каган Ю. М. // Физика кристаллов с дефектами. Тбилиси, 1968. Т. 2. С. 93—180.
- [2] Taylor D. // Dynamical properties of solids / Ed. G. K. Horton and A. A. Maradudin. Amsterdam, 1975. V. 2. P. 286—384.
- [3] Dederichs P., Zeller P. Dynamical properties of point defect in metals. Berlin, Heidelberg, 1981. P. 1—170.
- [4] Землянов М. Г. // Автореф. докт. дис. М., 1986. 40 с.
- [5] Жернов А. П., Аугст Г. Р. // ФТТ. 1967. Т. 9, № 8. С. 2196—2205.
- [6] Mamiya T., Namura K., Masuday J. J. // Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 2. P. 380—389.
- [7] Жернов А. П., Малов Ю. А., Панова Г. Х. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 1. С. 256—264.
- [8] Землянов М. Г., Головин А. Е., Миронов С. П. и др. // ПТЭ. 1973. № 5. С. 34—38.
- [9] Gommersal J. R., Gyorfy B. L. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 20. P. 1286—1290.
- [10] Сырых Г. Ф., Землянов М. Г., Черноплеков Н. А., Колтыгин В. М. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 1. С. 313—317.
- [11] Сырых Г. Ф., Землянов М. Г., Черноплеков Н. А., Савельев Б. И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 1. С. 308—313.
- [12] Жернов А. П. // Автореф. докт. дис. М., 1982. 346 с.

Поступило в Редакцию
4 марта 1988 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1988 г.

МЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ ДИФФУЗИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЧ ТОКА НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ МЕТАЛЛА

А. Р. Бедюх, Ф. А. Котенев, Т. В. Парубоча

Экспериментально установлено [1], что при диффузионном отжиге тонких слоев металлов наведенными в них СВЧ токами наблюдается значительное ускорение диффузии. Одним из ускоряющих механизмов может быть непосредственное воздействие СВЧ тока на дислокационную струк-

туру металла. Что касается постоянного тока, то известны как теоретические, так и экспериментальные работы [2, 3] по его воздействию на дислокационную структуру металла. Но воздействие переменного тока на дислокации не изучалось; более того, утверждалось [4], что переменный ток не оказывает ускоряющего воздействия на движение дислокаций.

В настоящей работе рассмотрены колебания дислокаций под действием переменного тока с частотой ω и сделана оценка вклада в ускорение процесса диффузии локального нагрева колеблющихся дислокаций, а также рождения неравновесных вакансий на ступеньках дислокаций при резонансном увеличении амплитуды их колебаний. Сила, с которой ток действует на единицу длины дислокации (сила «электронного ветра»), равна [4]

$$F = \frac{bp}{e} \mathbf{j}, \quad (1)$$

где b — вектор Бюргерса, p — импульс электрона на поверхности Ферми, e — заряд электрона, \mathbf{j} — плотность тока.

Вспользуемся струнной моделью дислокации, движущейся в изотропной среде [5], и рассмотрим вынужденные колебания дислокационных сегментов под действием этой силы. Дислокационную структуру металла представим в виде сетки дислокаций (сетка Франка). Поскольку сила «электронного ветра» на несколько порядков меньше напряжения сдвига металла, то вынужденные колебания дислокационных сегментов описываются линейным дифференциальным уравнением

$$m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - B \frac{\partial y}{\partial t} - C \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = F \cos(\omega t). \quad (2)$$

Сегмент дислокации направлен здесь вдоль оси x , а колебания он совершает вдоль оси y ; F — проекция силы «электронного ветра» на ось y ; m — эффективная масса единицы длины дислокации; B — динамический коэффициент торможения; C — коэффициент натяжения единицы длины дислокации. Вынужденные колебания дислокационных сегментов совершаются с частотой СВЧ тока ω и амплитудой

$$d = F/m \sqrt{(\Omega^2 - \omega^2)^2 + (\omega B/m)^2}, \quad (3)$$

где $\Omega = \sqrt{C/m}$ ($n\pi/L$) — собственные частоты колебаний дислокационного сегмента длиной L . Поскольку длина дислокационных сегментов в металлах с мелким зерном порядка 10^{-6} — 10^{-8} м, то резонансные частоты их колебаний порядка 10^9 — 10^{11} Гц и попадают в диапазон СВЧ. Из уравнения (3) следует, что существует критическая частота $\omega_0 = B/2m$, ниже которой затухание колебаний дислокационных сегментов сильное, а выше — слабое. Для типичных значений $B = 10^{-5}$ Па·с и $m = 10^{-15}$ кг/м эта частота порядка $5 \cdot 10^9$ Гц. Работа, совершаемая СВЧ током над дислокацией в единицу времени, равна

$$\partial W / \partial t = \text{Re}(F) L \text{Re}(\partial y / \partial t). \quad (4)$$

Усредняя (4) за период колебаний, получим [5]

$$\Delta W = 4F^2 L \omega B / \pi m [(\Omega^2 - \omega^2)^2 + (\omega B/m)^2]. \quad (5)$$

Задаваясь видом распределения дислокационных сегментов по длинам L , например распределением Гаусса, можно вычислить среднее значение энергии ΔW , которая передается дислокациям со стороны дрейфующих электронов

$$\overline{\Delta W} = \int L \Delta W \frac{1}{\Delta L_{\text{ср}}^2} \exp(-(L - L_{\text{ср}})^2 / \Delta L^2) dL. \quad (6)$$

Здесь Λ — плотность дислокаций, $L_{\text{ср}}$ — среднее значение длины дислокации, ΔL^2 — среднеквадратичный разброс длин сегментов. Считая, что

эта энергия выделяется на линии дислокации, колеблющейся с амплитудой d , находим локальный разогрев в районе дислокации [6]

$$\Delta T \approx Bd^2\omega^2/2\kappa, \quad (7)$$

где $\kappa=10\div 100$ Вт/м² — коэффициент теплопроводности металла. Локальный разогрев в районе дислокации при плотностях тока $j < 5 \cdot 10^{10}$ А/м² не превышает десятых долей градуса и не оказывает существенного влияния на ускорение процесса диффузии.

Оценим скорость рождения неравновесных вакансий на ступеньках дислокаций при резонансном воздействии силы «электронного ветра». За период СВЧ колебаний электроны проводимости передают дислокации в среднем энергию $\overline{\Delta W}$ и тем самым понижают энергетический барьер при образовании вакансии на ступеньке дислокации. Вероятность образования вакансии при каждом отклонении колеблющейся дислокации от положения равновесия увеличивается в $\exp(\overline{\Delta W}m/2kTB)$ раз. Если l — среднее расстояние между ступеньками на линии дислокации, то число ступенек в единице объема равно Λ/l , а общая скорость рождения неравновесных вакансий равна

$$\frac{dN}{dt} = \frac{2\omega\Lambda}{l} \left[\exp\left(\frac{\overline{\Delta W}m}{2kTB}\right) - 1 \right]. \quad (8)$$

Скорость ухода неравновесных вакансий на стоки равна [6] $D_p N/r_s^2$, r_s — эффективное для диффузии расстояние до стоков, D_p — коэффициент диффузии вакансий, N — концентрация неравновесных вакансий. В равновесии $dN/dt=0$ и общее количество неравновесных вакансий равно

$$N = \frac{2\omega\Lambda}{l} \left[\exp\left(\frac{\overline{\Delta W}m}{2kTB}\right) - 1 \right] \frac{r_s^2}{D_p}. \quad (9)$$

Чем ниже температура и выше частота и плотность СВЧ тока, тем существеннее вклад неравновесных вакансий. Например, на частоте $\omega = 5 \cdot 10^{10}$ Гц при температуре 700 К и плотности тока $j = 3 \cdot 10^{10}$ А/м², что вполне достижимо за счет скин-эффекта, количество неравновесных вакансий в меди с $\Lambda = 10^9$ см⁻² и $l = 10^{-8}$ см в 2—5 раз превышает их равновесное значение. Таким образом, ускорение диффузии в этом случае может быть связано с генерацией неравновесных вакансий.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кидин И. Н. и др. Электрохимикотермическая обработка металлов и сплавов. М., 1978. 320 с.
- [2] Фикс В. Б. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 6. С. 2313—2316.
- [3] Вдовин Е. Е., Касумов А. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 311—314.
- [4] Спицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. М., 1985. 160 с.
- [5] Granato A., Lücke K. // J. Appl. Phys. 1956. V. 27. N 6. P. 583—593.
- [6] Бакай А. С., Лазарев Н. Т. // ФММ. 1985. Т. 60. № 4. М. 674—682.

Киевский
государственный университет
им. Т. Г. Шевченко
Киев

Поступило в Редакцию
14 июля 1988 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1988 г.