

## ДО ТЕОРІЇ ЛОГАРИФМІЧНОЇ НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЗУЧОСТИ, ЗУМОВЛЕНОЇ ВИСНАЖЕННЯМ ДИСЛОКАЦІЙ

М. К. Нечволод, М. М. Голоденко, В. О. Надточий, Ю. М. Гриценко, Д. Г. Сущенко  
*Слов'янський державний педагогічний інститут,  
вул. Ген. Батюка, 19, Слов'янськ, 84116, Україна*  
(Отримано 7 жовтня 1999 р.; в остаточному вигляді — 4 травня 2000 р.)

Виконано експеримент з дослідження процесу логарифмічної низькотемпературної повзучості міді. Комп'ютерним моделюванням за теорією виснаження дислокацій виявлено, що спектр дислокацій за енергіями активації має експоненційний характер. Результат збігається з характером спектра, отриманого в результаті експериментальних досліджень зі ступінчастої низькотемпературної повзучості, які виконали автори на низці кристалічних матеріалів. На підставі експериментальних даних знайдено параметри спектра дислокацій та коефіцієнт зв'язку між енергією й напруженням активації.

**Ключові слова:** низькотемпературна повзучість, виснаження дислокацій, спектр дислокацій за енергіями активації.

PACS number(s): 61.72.-y, 61.72.Bb

Прикладення до металевого зразка механічного напруження спричиняє практично миттєве стрибкоподібне зростання деформації. Після цього спостерігається повзучість, зумовлена термічною активацією й виходом (на межі поділу кристалічних зерен) дислокацій з напруженням активації, більшим від прикладеного механічного напруження.

Теорію загасання повзучості внаслідок виснаження дислокацій розробили Мотт та Набаро [1]. Орован [2] розвинув теорію логарифмічної повзучості за рахунок розмноження дислокацій. При розробці, наприклад, теорії електропластичного ефекту [3, 4] автори, базуючись на експериментальних даних, вважають розмноження дислокацій основним механізмом низькотемпературної ( $T < 0.2 T_{пл}$ ) повзучості. Проте для більшості експериментів з низькотемпературної повзучості є типовими нетривалі спостереження за умови великих навантажень (більших за межу плинності  $\sigma_{0.2}$ ).

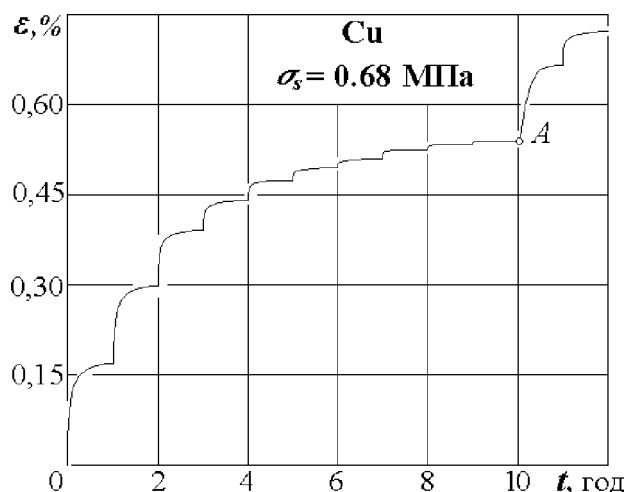


Рис. 1. Ступінчаста повзучість полікристалічної міді.

Як показали результати праць [5–8], механізм виснаження можна відокремити від механізму розмноження дислокацій. Якщо навантаження здійснюється не відразу, а однаковими малими порціями  $\sigma_s$ , то доки  $i\sigma_s < \sigma_A$ , спостерігається виключно механізм виснаження дислокацій. Тут  $\sigma_A$  — величина напруження, що відповідає критичному значенню (точка А, рис. 1), на якому подано результати наших досліджень. При напруженнях, більших за критичне, починає діяти механізм розмноження. Величина  $\sigma_A$  є меншою за  $\sigma_{0.2}$ , але не є сталою, і за результатами серії експериментів при різних значеннях  $\sigma_s$  отримана залежність  $\sigma_A \sim 1/\sigma_s$ . Зменшення концентрації дислокацій — один із перспективних методів зміцнення конструкційних матеріалів [9]. Саме через це особливо актуальним є вивчення механізму виснаження дислокацій. У зв'язку з цим теорія виснаження може бути дещо доповнена з урахуванням одержаних експериментальних даних зі ступінчастої повзучості ряду кристалічних матеріалів.

Імовірність термічної активації дислокацій з енергією активації  $\omega_E$  за проміжок часу  $dt$  становить:

$$dP = S \cdot dt. \quad (1)$$

Імовірність нормується коефіцієнтом пропорційності

$$S = \nu \exp \left[ \frac{-(\omega_E - \omega_{E_i})}{kT} \right] = \nu \exp \left[ \frac{-\beta(\sigma_E - i\sigma_s)}{kT} \right]. \quad (2)$$

Тут:

$\omega_{E_i}$  — енергія активації, що відповідає прикладеному до зразка механічному напруженню  $i\sigma_s$  після  $i$ -го довантаження;

$\sigma_s$  — крок навантаження;

$k$  — стала Больцмана;

$T$  — температура кристала;  
 $\beta$  — коефіцієнт пропорційності між напруженням  $\sigma_E$  та енергією активації дислокації  $\omega_E$ :

$$\omega_E = \beta\sigma_E. \quad (3)$$

Коефіцієнт  $\nu$  дорівнює дебаївській частоті коливань атомів кристалічної ґратки:

$$\nu = \frac{k\Theta_D}{h}, \quad (4)$$

де  $\Theta_D$  — характеристична температура Дебая, яка для міді дорівнює 320 K,  $h$  — стала Планка.

Розподіл дислокацій за величиною напруження активації  $\sigma_E$  називається також спектром дислокацій. Цей розподіл задається спектральною густиною дислокацій:

$$n = dN/d\sigma_E. \quad (5)$$

Якщо  $N$  — кількість дислокацій на одиницю довжини, вимірювана в  $m^{-1}$ , то  $dN$  — кількість тих із них, напруження активації яких потрапляє в інтервал від  $\sigma_E$  до  $\sigma_E + d\sigma_E$ . Відносна деформація за час  $dt$ , зумовлена рухом дислокацій, що займають у спектрі дислокацій інтервал від  $\sigma_E$  до  $\sigma_E + d\sigma_E$ , дорівнює:

$$d\varepsilon(\sigma_E, t) = bn \cdot dt \cdot d\sigma_E, \quad (6)$$

де  $b$  — модуль вектора Бюргерса, який можна вважати рівним відстані між атомами кристалічної ґратки в напрямі ковзання дислокацій. Вихід кожної дислокації на грань кристала спричиняє його деформацію на величину вектора Бюргерса.

Імовірність термічної активації дислокації:

$$dP = S \cdot dt = -dn/n, \quad (7)$$

де  $dn$  приріст кількості дислокацій в інтервалі спектра від  $\sigma_E$  до  $\sigma_E + d\sigma_E$  за проміжок часу від  $t$  до  $t + dt$ .

Далі отримуємо:

$$-St = \ln n - \ln n_i, \quad (8)$$

де  $n_i$  — спектральна густина дислокацій відразу після довантаження,  $n$  — спектральна густина дислокацій через проміжок часу  $t$ . Пропотенціюємо (8):

$$n = n_i e^{-St}. \quad (9)$$

Підставивши (9) в (6), маємо:

$$d\varepsilon(\sigma_E, t) = bn_i S e^{-St} dt \cdot d\sigma_E. \quad (10)$$

Наближений розв'язок цього рівняння можна отримати, припустивши, що спектр дислокацій має прямокутну форму, тобто спектральна густина дислокацій однакова аж до досягнення деякого значення  $\sigma_{\max}$  напруження активації, а при більших значеннях напруження активації  $\sigma$  густина дислокацій дорівнює нулеві. У такому разі при  $\sigma < \sigma_{\max}$  спектральна густина дислокацій

$$n_1 = N/\sigma_{\max}. \quad (11)$$

Таке припущення дозволяє проінтегрувати (10):

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon(\sigma_E, t)}{dt} = bn_1 \int_{i\sigma_s}^{\sigma_{\max}} S e^{-St} d\sigma_E. \quad (12)$$

З урахуванням (2) запишемо:

$$\frac{dS}{d\sigma_E} = -\frac{\beta S}{kT}, \text{ то} \quad (13)$$

$$S \cdot d\sigma_E = \frac{kT}{\beta t} \cdot d(-St). \quad (14)$$

Тоді швидкість деформації

$$\dot{\varepsilon} = \frac{bn_1 kT}{\beta t} \int_{-\nu t}^0 e^x dx = \frac{\alpha}{t} \cdot (1 - e^{-\nu t}), \quad (15)$$

оскільки

$$\exp[-(i\sigma_s - i\sigma_s)\beta/kT] = 1 \quad (16)$$

і при

$$(\sigma_{\max} - i\sigma_s)\beta \gg kT \quad (17)$$

маємо:

$$\exp\left[-\frac{(\sigma_{\max} - i\sigma_s)\beta}{kT}\right] \rightarrow 0. \quad (18)$$

Тут

$$\alpha = bn_1 kT/\beta. \quad (19)$$

Розкриваючи невизначеність у (15), знаходимо швидкість на початку інтервалу витримки:

$$\dot{\varepsilon}_0 = \alpha\nu. \quad (20)$$

Те, що ця швидкість не дорівнює нулеві, не дивно, оскільки стрибок деформації в момент довантаження плавно переходить у деформацію, зумовлену термічною активацією дислокацій.

Інтегруючи (15), знаходимо деформацію:

$$\varepsilon = \alpha \int_0^t \frac{1}{t} (1 - e^{-\nu t}) dt. \quad (21)$$

Оскільки показник експоненти  $\nu t$  дуже великий уже через частки секунди після довантаження, практично приріст деформації можна зафіксувати лише при  $t \gg 1/\nu$ . Тоді

$$\Delta\varepsilon = \alpha \Delta \ln \nu t. \quad (22)$$

Початкові інтервали витримки відповідають  $t = 0$  та  $\varepsilon = 0$ , тому термічно активована деформація

$$\varepsilon = \alpha \ln(\nu t + 1). \quad (23)$$

Через таку залежність від часу процес термічно активованої деформації називають логарифмічною повзучістю. Коефіцієнт  $\alpha = \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta \ln t}$  є визначальною характеристикою логарифмічної повзучості.

Стрибок деформації в момент довантаження

$$\delta = bn_1\sigma_s - \varepsilon_\tau = bn_1\sigma_s - \alpha \ln(\nu\tau + 1), \quad (24)$$

де  $\tau$  — тривалість інтервалу витримки,  $\varepsilon_\tau$  — термічно активована деформація за інтервал витримки. Стрибок деформації в момент першого довантаження, перед яким навантаження не було зовсім:

$$\delta_1 = bn_1\sigma_s. \quad (25)$$

Таким чином, приріст деформації між двома послідовними довантаженнями

$$\Delta\varepsilon = bn_i\sigma_s \quad (26)$$

пропорційний спектральній густині дислокацій, для яких напруження активації дорівнює напруженню навантаження:

$$\sigma_E = i\sigma_s. \quad (27)$$

Цей висновок справджується не лише для ідеалізованого прямокутного спектра дислокацій, а й для реального.

Тоді залежність спектральної густини дислокацій від напруження активації можна подати у вигляді:

$$n(\sigma_E) = \Delta\varepsilon_i/b\sigma_s, \quad (28)$$

де  $\Delta\varepsilon_i$  — приріст деформації після  $i$ -го довантаження.

За результатами експерименту зі ступінчастої повзучості можна за допомогою (28) отримати графік  $n(\sigma_E)$ . Експериментальні дослідження було виконано на безкисневій полікристалічній міді чистотою 99.98%. Зразки розміром  $1.4 \times 1.6 \times 14$  мм електrolітично полірували, потім витримували при температурі 1020 К протягом 3 годин у вакуумі з тиском 3 мПа. Розмір зерен у середньому дорівнював 60 мкм. При навантаженні дислокації рухатимуться переважно у площині (111), яка для міді є площиною ковзання. Оскільки зразки є полікристалічними, говорити тут про дослідження руху дислокацій у певних кристалографічних площинах недоречно, бо орієнтація зерен довільна.

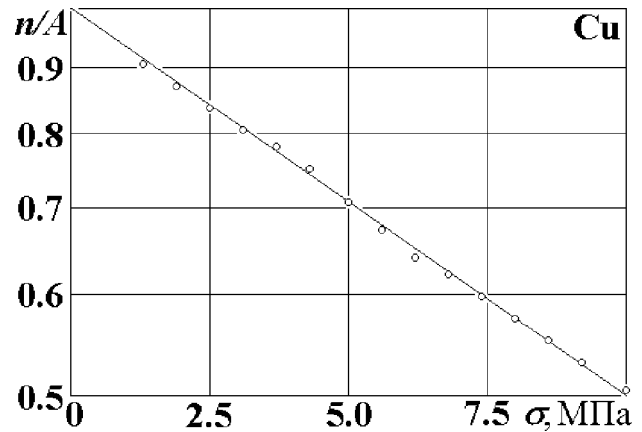


Рис. 2. Спектр дислокацій у полікристалічній міді.

Випробування на повзучість здійснювали при температурі 293 К одновісним розтягом. Навантаження збільшували стрибками по 0.68 МПа. Час витримки 1 кс на кожному етапі навантаження забезпечував повне загасання повзучості. Навіть під максимальним навантаженням межа плинності міді не досягалася. За результатами досліджень побудовано графік (рис. 1). На кожному інтервалі витримки спостерігається логарифмічна залежність від часу. Із цих даних розраховано значення  $n(\sigma_E)$ . Поданий на рис. 2 у напівлогарифмічному масштабі графік залежності  $n(\sigma_E)$  є спектром дислокацій у зразку перед початком навантаження. Дискретний набір  $n(\sigma_E)$  добре апроксимується функцією:

$$n = A e^{-\gamma\sigma_E}. \quad (29)$$

Обчислення, виконані за результатами експерименту, дають такі значення коефіцієнтів у (29):

$$\gamma = 1.46 \cdot 10^{-7} \text{ Па}^{-1}; \quad A = 4.02 \text{ Па}^{-1} \text{ м}^{-1}. \quad (30)$$

Оскільки пружна деформація, що супроводжує

чергове довантаження, надзвичайно мала, то зміщення дислокацій під час їх активації практично не залежить від напруження  $\sigma_E$  і приблизно дорівнює векторові Бюрґерса  $b$ . Енергія активації пропорційна добуткові напруження  $\sigma_E$  на зміщення  $b$ . З урахуванням (3), (19) та (29) запишемо:

$$\alpha = (AbkT/\beta) \cdot e^{-\gamma\sigma_E} = Be^{-\gamma\sigma_E}. \quad (31)$$

Таким чином, з графіка  $\alpha(\sigma_E)$  можна визначити коефіцієнт пропорційності між напруженням та енергією активації дислокації:

$$\beta = AbkT/B. \quad (32)$$

На монокристаллах LiF (як на модельному матеріалі, який дозволяє простежити еволюцію дислокаційної структури за ямками фігур травлення у площині (100), травник — насичений водний розчин FeCl<sub>3</sub> [10], кристал після травлення не відпалювався) були проведені дослідження із ступінчастою повзучістю [6, 11]. Отриманий спектр дислокацій у LiF (рис. 3, напівлогарифмічний масштаб), як і спектр дислокацій у міді (рис. 2), має експоненційний характер.

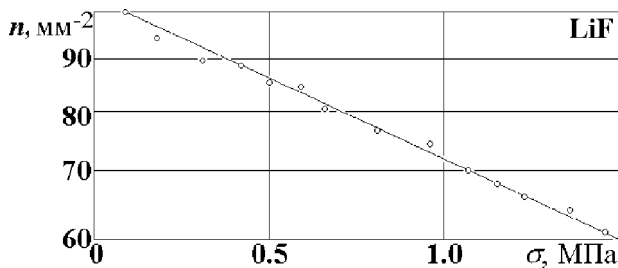


Рис. 3. Спектр дислокацій у монокристалі LiF.

Існують результати спостереження ступінчастої повзучості низки матеріалів: Ge, Si [12, 13], Ni, Fe [8] та інших. Досліджувалися як монокристали, так і полікристалічні матеріали. В усіх випадках загальний вигляд процесу збігається із зображенням на рис. 1. Отже, цілком доречно вважати, що спектр енергій активації цих матеріалів також апроксимується експоненційною функцією (29), оскільки вона впливає з логарифмічного характеру повзучості на кожному з етапів навантаження. Звичайно, значення коефіцієнтів  $A$  та  $\gamma$ , як основних характеристик дислокаційної структури, залежать не лише від виду матеріалу, але й від домішкової та дислокаційної структури, розміру зерен (для полікристалів) тощо.

Існування двох механізмів повзучості в умовах ступінчастого навантаження експериментально підтверджується і на монокристалах Ge та Si [12–14]. Графік залежності від часу деформації кристала Si, що стискається вздовж напрямку [111] при кімнатній температурі зі стрибками навантаження 12 МПа, показано на рис. 4. Густина ростових дислокацій у

кристалі дорівнювала  $10^4 \dots 10^5 \text{ см}^{-2}$ . На рис. 5 подано у збільшеному масштабі фрагменти вказаного графіка на ділянках загасання повзучості. На перших етапах навантаження (аж до критичного, якому відповідає точка  $A$  графіка) повзучість зумовлена рухом ростових дислокацій. Із досягненням критичного напруження починає діяти другий механізм — розмноження дислокацій. Якщо в експерименті використовувати бездислокаційні кристали, то на перших етапах (до критичного напруження) повзучість не виникає. Існування двох механізмів повзучості (внаслідок руху ростових та зародження нових дислокацій) підтверджено структурними даними, а також дослідженнями електрофізичних властивостей цих кристалів у процесі та після низькотемпературної деформації [14].

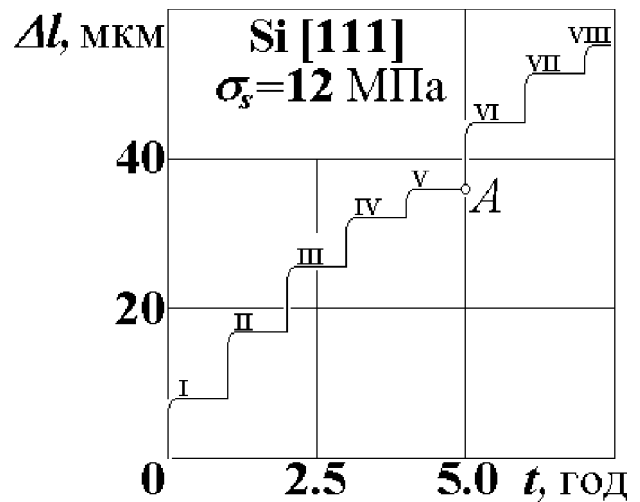


Рис. 4. Ступінчаста повзучість Si.

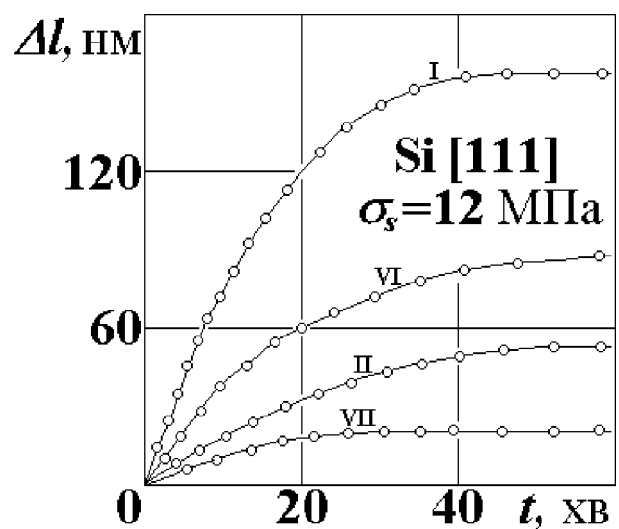


Рис. 5. Фрагменти кривих повзучості з графіка рис. 4 у збільшеному масштабі.

За високих температур, вищих від  $\frac{2}{3}T_{пл}$ , у напівпровідниках Ge і Si дислокації рухаються здебільшого в кристалографічних площинах (111) у напрямках [110]. Від указаної вище температурної межі аж до температури 77 К спостерігається мікроповзучість за рахунок аномального приповерхневого шару товщиною 50...100 мкм. У цьому випадку дислокації рухаються неконсервативно внаслідок насичення поверхні надлишковими нерівноважними вакансіями, здійснюються акти подвійного поперечного ковзання та переповзання.

Основні результати роботи:

- виконано експеримент зі спостереження повзучості безкисневої полікристалічної міді чистотою 99.98% при температурі 293 К за одновісного розтягу зі зростанням напруження стрічками по 0.68 МПа;

- комп'ютерним моделюванням процесу повзучості знайдено спектр дислокацій у полікристалічній міді, який, як виявилось, має експоненційний характер:

$$n = Ae^{-\gamma\sigma_E}, \quad (33)$$

де  $n$  — спектральна густина дислокацій,  $\sigma_E$  — напруження активації,  $A = 4.02 \text{ Па}^{-1}\text{м}^{-1}$ ,  $\gamma = 1.46 \cdot 10^{-7} \text{ Па}^{-1}$ ;

- знайдено коефіцієнт зв'язку між енергією  $\omega_E$  і напруженням  $\sigma_E$  активації:

$$\beta = 2.91 \cdot 10^{-25} \text{ Дж/Па}. \quad (34)$$

- 
- [1] N. Mott, F. Nabarro, *Report of a Conference on Strength of Solids* (London, 1948).
- [2] E. Orowan, *J. West Scotl. Iron Steel Inst.* **54**, 45 (1947).
- [3] О. А. Троицкий, А. М. Рошупкин, В. И. Сташенко, *Физ. мет. металлов.* **61**, 990 (1986).
- [4] В. Б. Фикс, *Журн. эксп. теор. физ.* **80**, 1539 (1981).
- [5] Р. И. Гарбер, И. И. Солощенко, И. А. Чаркина, *Физ. тверд. тела* **12**, 3404 (1970).
- [6] Й. А. Гіндин, М. К. Нечволод, Я. Д. Стародубов, *Укр. фіз. журн.* **11**, 1630 (1966).
- [7] И. А. Гиндин, Н. К. Нечволод, Я. Д. Стародубов, *Физ. мет. металлов.* **26**, 668 (1968).
- [8] Н. К. Нечволод, *Ползучесть кристаллических тел при низких температурах* (Вища школа, Київ, 1980).
- [9] Р. И. Гарбер, И. М. Неклюдов, Я. Д. Стародубов, *Укр. фіз. журн.* **43**, 1073 (1998).
- [10] С. Амелинкс, *Методы прямого наблюдения дислокаций* (Мир, Москва, 1968).
- [11] Й. А. Гиндин, Г. Н. Малик, Н. К. Нечволод, *Укр. фіз. журн.* **13**, 1841 (1968).
- [12] В. А. Надточий, А. З. Калимбет, В. П. Алехин, *Физ. хим. обраб. матер.* **1**, 115 (1985).
- [13] В. П. Алехин, В. А. Надточий, Н. К. Нечволод, М. Х. Шоршоров, в: *Металлические монокристаллы. Получение и исследование свойств — Инст. металлургии им. А. А. Байкова* (Наука, Москва, 1976), с. 180.
- [14] V. Nadtochii, M. Nechvolod, M. Golodenko, D. Sushchenko, in: *Proceedings of 4-th International Symposium on Diamond Films and Related Materials* (Kharkov, 1999), p. 327.

## TO THE THEORY OF LOGARITHMICAL LOW-TEMPERATURE CREEPING AT THE EXPENCE OF THE DISLOCATION EXHAUSTION

M. Nechvolod, M. Golodenko, V. Nadtochii, J. Gritsenko, D. Sushchenko  
*Slovjansk State Teachers Training Institute*  
 19 Batiuk Str., Slovjansk, UA-84116, Ukraine

Low-temperature creeping of polycrystal copper was investigated. Computer modeling of the creeping according to the dislocation exhaustion theory has permitted the conclusion that the dislocation spectrum on activation energy had an exponential character. The dislocation spectrum parameters and the coefficient of relation between activation tension and activation energy were calculated from experimental data.