ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 4, № 3 (2000) с. 298–302

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 3 (2000) p. 298–302

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 повзучости міді. Комп'ютерним моделюванням за теорією виснаження дислокацій виявлено, що спектр дислокацій за енерґіями активації має експоненційний характер. Результат збігається з характером спектра, отриманого в результаті експериментальних досліджень зі ступінчастої низькотемпературної повзучости, які виконали автори на низці кристалічних матеріялів. На підставі експериментальних даних знайдено параметри спектра дислокацій та коефіцієнт зв'язку між енерґією й напруженням активації.

Ключові слова: низькотемпературна повзучість, виснаження дислокацій, спектр дислокацій за енерґіями 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 повзучости внаслідок виснаження дислокацій розробили Мотт та Набаро [1]. Орован [2] розвинув теорію логарифмічної повзучости за рахунок розмноження дислокацій. При розробці, наприклад, теорії електропластичного ефекту [3, 4] автори, базуючись на експериментальних даних, уважають розмноження дислокацій основним механізмом низькотемпературної ($T < 0.2\ T_{\text{пл}}$) повзучости. Проте для більшости експериментів з низькотемпературної повзучости є типовими нетривалі спостереження за умови великих навантажень (більших за межу плинности $\sigma_{0.2}$).

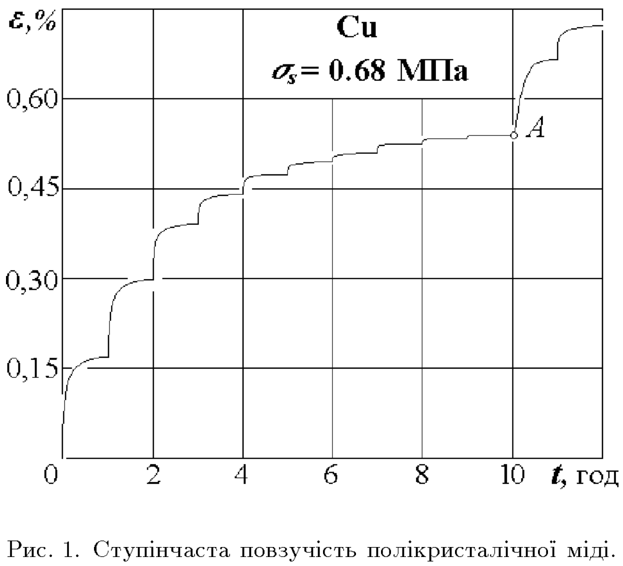

Рис. 1. Ступінчаста повзучість полікристалічної міді.

Як показали результати праць [5–8], механізм виснаження можна відокремити від механізму розмноження дислокацій. Якщо навантаження здійснюється не відразу, а однаковими малими порціями σ_s, то доепоки $i\sigma_s < \sigma_A$, спостерігається виключно механізм виснаження дислокацій. Тут σ_A — величина напруження, що відповідає критичному значенню (точка A, рис. 1), на якому подано результати наших досліджень. При напруженнях, більших за критичне, починає діяти механізм розмноження. Величина σ_A є меншою за $\sigma_{0.2}$, але не є сталою, і за результатами серії експериментів при різних значеннях σ_s отримана залежність $\sigma_A \sim 1/\sigma_s$. Зменшення концентрації дислокацій — один із перспективних методів зміцнення конструкційних матеріялів [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 повзучости ряду кристалічних матеріялів.

Імовірність термічної активації дислокацій з енерґією активації ω_E за проміжок часу dt становить:

$$dP = S \cdot dt. \tag{1}$$

Імовірність нормується коефіцієнтом пропорційности

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

Тут:

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

σ_s — крок навантаження;

k — стала Больцмана;

T — температура кристала;

β — коефіцієнт пропорційности між напруженням σ_E та енерґією активації дислокації ω_E:

$$\omega_E = \beta\sigma_E. \tag{3}$$

Коефіцієнт ν дорівнює дебаївській частоті коливань атомів кристалічної ґратки:

$$\nu = \frac{k\Theta_D}{h}, \tag{4}$$

де Θ_D — характеристична температура Дебая, яка для міді дорівнює 320 К, h — стала Планка.

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

$$n = dN/d\sigma_E. \tag{5}$$

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

$$d\varepsilon(\sigma_E, t) = bn \cdot dt \cdot d\sigma_E, \tag{6}$$

де b — модуль вектора Бюрґерса, 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 Бюрґерса.

Імовірність термічної активації дислокації:

$$dP = S \cdot dt = -dn/n, \tag{7}$$

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

Далі отримуємо:

$$-St = \ln n - \ln n_i, \tag{8}$$

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

$$n = n_i e^{-St}. \tag{9}$$

Підставивши (9) в (6), маємо:

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

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 σ густина дислокацій дорівнює нулеві. У такому разі при $\sigma < \sigma_{\max}$ спектральна густина дислокацій

$$n_1 = N/\sigma_{\max}. \tag{11}$$

Таке припущення дозволяє проінтеґрувати (10):

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

З урахуванням (2) запишемо:

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

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

Тоді швидкість деформації

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

оскільки

$$\exp[-(\mathrm{i}\sigma_\mathrm{s} - \mathrm{i}\sigma_\mathrm{s})\beta/\mathrm{kT}] = 1 \tag{16}$$

і при

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

маємо:

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

Тут

$$\alpha = bn_1 kT/\beta. \tag{19}$$

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

$$\dot{\varepsilon}_0 = \alpha\nu. \tag{20}$$

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

Інтеґруючи (15), знаходимо деформацію:

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

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

$$\Delta\varepsilon = \alpha \Delta \ln \nu t. \tag{22}$$

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

$$\varepsilon = \alpha \ln(\nu t + 1). \tag{23}$$

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

Стрибок деформації в момент довантаження

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

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

$$\delta_1 = bn_1\sigma_s. \tag{25}$$

Таким чином, приріст деформації між двома послідовними довантаженнями

$$\Delta\varepsilon = bn_i\sigma_s \tag{26}$$

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

$$\sigma_\mathrm{E} = i\sigma_s. \tag{27}$$

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:

$$n(\sigma_E) = \Delta\varepsilon_i / b\sigma_s, \tag{28}$$

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

За результатами експерименту зі ступінчастої повзучости 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 електролітично 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.

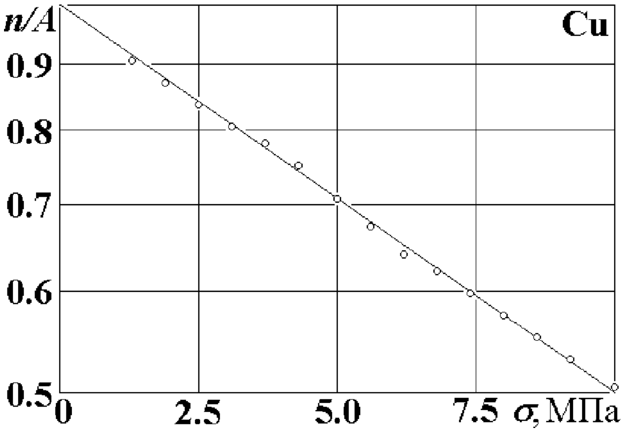

Рис. 2. Спектр дислокацій у полікристалічній міді.

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 повзучости. Навіть під максимальним навантаженням межа плинности 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 залежности $n(\sigma_E)$ є спектром дислокацій у зразку перед початком навантаження. Дискретний набір $n(\sigma_E)$ добре апроксимується функцією:

$$n = Ae^{-\gamma\sigma_E}. \tag{29}$$

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

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

Оскільки пружна деформація, що супроводжує чергове довантаження, надзвичайно мала, то зміщення дислокацій під час їх активації практично не залежить від напруження σ_E і приблизно дорівнює векторові Бюрґерса b. Енерґія активації пропорційна добуткові напруження σ_E на зміщення b. З урахуванням (3), (19) та (29) запишемо:

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

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

$$\beta = AbkT/B. \tag{32}$$

На монокристалах LiF (як на модельному матеріялі, який дозволяє простежити еволюцію дислокаційної структури за ямками фігур травлення у площині (100), травник — насичений водний розчин $FeCl_3$ [10], кристал після травлення не відпалювався) були проведені дослідження із ступінчастої повзучости [6, 11]. Отриманий спектр дислокацій у LiF (рис. 3, напівлогарифмічний масштаб), як і спектр дислокацій у міді (рис. 2), має експоненційний характер.

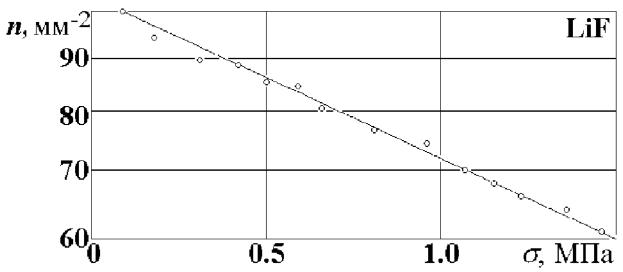

Рис. 3. Спектр дислокацій у монокристалі LiF.

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

Існування двох механізмів повзучости в умовах ступінчастого навантаження експериментально підтверджується і на монокристалах Ge та Si [12–14]. Графік залежности від часу деформації кристала Si, що стискується вздовж напрямку [111] при кімнатній температурі зі стрибками навантаження 12 МПа, показано на рис. 4. Густина ростових дислокацій у кристалі дорівнювала $10^4...10^5$ см$^{-2}$. На рис. 5 подано у збільшеному масштабі фраґменти вказаного графіка на ділянках загасання повзучости. 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 повзучости (внаслідок руху ростових та зародження нових дислокацій) підтверджено структурними даними, а також дослідженнями електрофізичних властивостей цих кристалів у процесі та після низькотемпературної деформації [14].

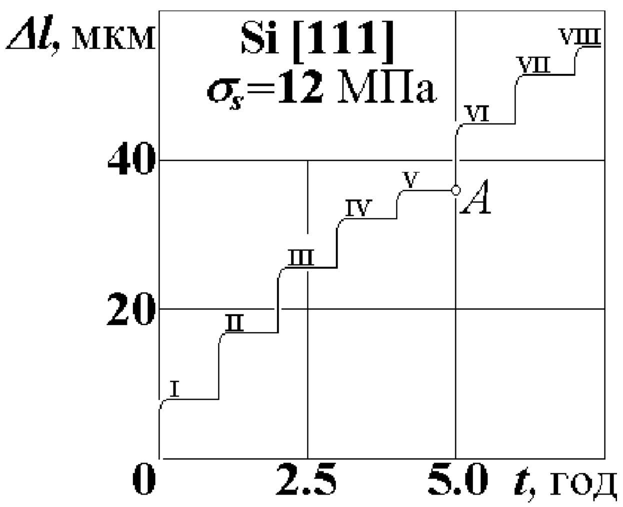

Рис. 4. Ступінчаста повзучість Si.

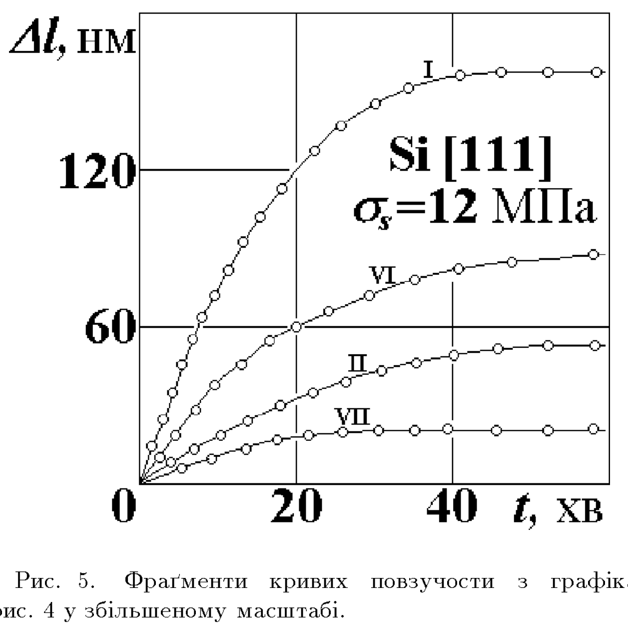

Рис. 5. Фраґменти кривих повзучости з графіка рис. 4 у збільшеному масштабі.

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 повзучости безкисневої полікристалічної міді чистотою 99.98% при температурі 293 К за одновісного розтягу зі зростанням напруження стрибками по 0.68 МПа;

— комп'ютерним моделюванням процесу повзучости знайдено спектр дислокацій у полікристалічній міді, який, як виявилося, має експоненційний характер:

$$n = Ae^{-\gamma\sigma_E}, \tag{33}$$

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

— знайдено коефіцієнт зв'язку між енерґією ω_E і напруженням σ_E активації:

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

[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. Рощупкин, 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. Гіндін, 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. І. Гарбер, І. 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. физ. 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 Maherials* (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. Gritsenco, D. Sushchenko
Slovjansk State Teachers Training Institute
19 Batiuk Str., Slovjansk, UA–84116, Ukraine

Low–temperature creepping of polycrystal copper was investigated. Computer modeling of the creeping according to the dislocation exhaustion theory has permited 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.