

УДК 669.017.3

**ПРЯМИЙ РІСТ ПЛАСТИНЧАСТИХ ЗЕРЕН РАЗОМ ІЗ ЧАСТИНКАМИ
НАДЛИШКОВОЇ ФАЗИ В ОДНОФАЗНОМУ СЕРЕДОВИЩІ**

Ю. І. Кононенко, В. Ю. Ольшанецький

Запорізький національний технічний університет

Відомо, що металевий матеріал після холодної пластичної деформації через підвищену кількість дефектів кристалічної будови перебуває в термодинамічно нестабільному стані. При підвищенні температури матеріал може зменшити свою вільну енергію в результаті перерозподілу дефектів кристалічної ґратки та зменшення їх кількості; в матеріалі відбувається процес первинної рекристалізації. Наявність у матеріалі частинок надлишкової фази того чи іншого типу (нерухомих або таких, що захоплюються межею та рухаються разом із нею) викликає ускладнення процесів міграції меж зерен.

У даній роботі здійснено спробу оцінити вплив «рухомих» вкраплень (дуже дрібних, які рухаються разом із межею завдяки дифузійному «перекачуванню» своєї маси в тілі межі в напрямку вектора росту зерен однофазної колонії $\alpha_{\text{деф}} \rightarrow \alpha$) на міграцію меж уже утворених рекристалізованих зерен, що мають знижену густину дислокацій ($\rho = 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-2}$). Припускалося, що завдяки спрямованому тепловідведенню нові утворені зерна зростають у вигляді колонії паралельних суміжних пластин.

Як і раніше [1–6], ріст колонії рекристалізованих зерен при перетворенні $\alpha_{\text{деф}} \rightarrow \alpha$ розглядався з використанням розробленої нами теоретичної моделі, що являла собою сукупність пластинчастих зерен із певною формою рівноважного профілю фронту (колові сегменти у перерізі) та трійчастими стиками зі збалансованими на початковій стадії росту поверхневими натягами (рис. 1). На цьому рисунку $H = H_0 + h$ – початкова довжина пластинчастого зерна, а h та r – максимальна висота та радіус окремого колового сегмента граничного фронту росту. Конфігурація фронту, зображена на рисунку 1, може розглядатися як початкова (урівноважена), якщо уздовж нього усюди виконуються умови: $\theta = 120^\circ$ (θ – двогранний кут потрійного граничного стику) та $r_0 = L$ (тобто має місце збалансованість усіх поверхневих натягів у кожній потрійній стиковій точці), L – ширина сегмента фронту росту. Нагадаємо, що ця сукупність пластинчастих зерен зростає за присутності дисперсних «рухомих» сферичних частинок.

У розглянутій моделі були враховані різні рушійні та гальмівні сили термодинамічного походження, що дало можливість поділити процес пересування фронту на дві стадії: стадію нестационарного росту (викривлення граничних сегментів при нерухомих стиках зерен) та стадію стаціонарного росту (складений межовий фронт колонії зерен просувається разом із потрійними стиками суміжних пластинчастих зерен). Згідно з роботою [7], вважали, що мікроскопічна рухомість фронту росту є наперед заданою, а всі особливості його переміщення зумовлені енергетикою різних меж поділу, яка визначає як рушійні сили росту колонії, так і сили опору цьому процесові.

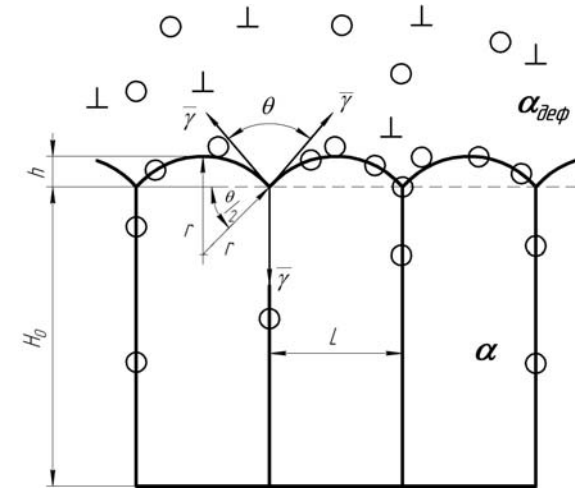


Рис. 1. Схема тризеренної колонії (у нормальному перерізі), що проростає в деформовану матрицю під дією рушійної сили пружної природи

Для оцінки швидкості пересування будь-якої межі разом із дисперсними частинками було обрано та вдосконалено рівняння з роботи [8]:

$$v \cong \frac{D\omega}{kT} \cdot \frac{P_{\Sigma}}{\rho^3 n_S} = \frac{D\omega}{kT} \cdot \frac{P - \frac{2\gamma}{r}}{\rho^3 n_V r}, \quad (1)$$

де D – коефіцієнт об'ємної самодифузії; ω – атомний об'єм; ρ – радіус «рухомого» сферичного примежового виділення; n_S та n_V відповідно поверхнева та об'ємна густина таких крапель; P_{Σ} – результуюча рушійна сила; P – основна рушійна сила пружної природи; $2\gamma/r$ – лапласівська сила опору (γ – міжзеренна вільна енергія); k – стала Больцмана; T – температура за Кельвіном.

Враховуючи, що висота сегмента дорівнює $h \cong L^2/(8r)$ [3], а $dh = -L^2/(8r^2) > 0$ (оскільки $dr < 0$ на нестационарній фазі росту при нерухомих стиках зерен) та $v = dh/d\tau > 0$, можна отримати диференціальне рівняння росту, що пов'язує dr та $d\tau$ (тут τ – час). Розв'язання цього рівняння в інтегральній формі має вигляд:

$$\int_{r_0}^r \frac{dr}{ar - 1} = -16 \frac{\gamma A}{L^2} \tau, \quad (2)$$

де r_0 – початкова кривина сегмента (при цьому $r_0 = L$, оскільки в «стартовій позиції» всі потрібні стики фронту колонії збалансовані за натягами

$\sum_{j=1}^3 \gamma_j = 0$) та, відповідно, двограний кут θ для кожного такого стику

дорівнює 120° ; $A = (D\omega)/(kTp^3n_v)$ та $a = P/2\gamma$.

Після інтегрування (2) отримуємо для радіуса кривини сегмента таку часову залежність:

$$r = \frac{1}{a} \left[1 + (aL - 1) e^{-\frac{16\gamma a A \tau}{L^2}} \right]. \quad (3)$$

Рівняння (3), як можна бачити, задовольняє крайовим умовам (початковому та кінцевому). Так, при $\tau = 0$ маємо $r = L = r_0$, а при $\tau = \infty$ $P - 2\gamma/r = 0$ (тобто ріст колонії зерен у нестационарному режимі повністю припиняється, як тільки сила опору росту стане дорівнювати рушійній силі, що відповідає нескінченно більшому часу в умовах «згасаючого» процесу).

Стационарний ріст колонії зерен (одночасне переміщення сегментів фронту колонії разом із його потрійними стиками) почнеться в той момент, коли результуюча рушійна сила, що діє на сегменти фронту, врівноважиться із такою силою для його потрійних стиків. Рушійна сила, що діє на стики, відповідає виразу:

$$P_{\text{ст}} = \frac{\gamma}{L} \left(2 \cos \frac{\theta}{2} - 1 \right) + \frac{\gamma}{L} \varepsilon_2. \quad (4)$$

З урахуванням того, що $\cos(\theta/2) = L/(2r)$, відповідне рівняння балансу дістане вигляд:

$$P - \frac{2\gamma}{r} = \frac{\gamma}{r} - \frac{\gamma}{L} (1 - \varepsilon_2), \quad (5)$$

де ε_2 – фактор вкраплень (частка поздовжніх плоских меж зерен колонії, що усувається з розгляду при потраплянні на них вкраплень надлишкової фази, тобто $\varepsilon_2 = \pi\rho^2n_s$); L^{-1} – приблизна кількість межових стикових смужок на одиницю довжини фронту колонії (або щільність розташування пластинчастих зерен); $(\gamma/L)\varepsilon_2$ – додаткова рушійна сила міграції фронту реакції, пов'язана з деяким термодинамічним виграшем при потраплянні сферичних частинок на плоску межу поділу двох суміжних пластин зростаючої колонії).

З виразу (5) отримуємо залежність для порогового радіуса кривини сегмента, по досягненні якого починається стационарний процес росту:

$$r_{\Pi} = \frac{3\gamma}{P + \frac{\gamma}{L} (1 - \varepsilon_2)}. \quad (6)$$

Далі, використовуючи вирази (4) та (6), отримуємо співвідношення для порогового часу τ_{II} , що визначає момент включення в процес міграції й самих міжзеренних стиків (початок стаціонарного процесу), до якого спеціально введений ще й фактор вкраплень для циліндричних сегменту смужок ε_1 , що має такий же фізичний зміст, як і фактор ε_2 (при цьому $\varepsilon_1 = 10\rho^3 n_v$):

$$\tau_{II} = \frac{L^2 \varepsilon_1}{160\gamma a A^*} \ln \left[\frac{2aL - \varepsilon_2 + 1}{aL + \varepsilon_2 - 1} (aL - 1) \right], \quad (7)$$

де $A^* = (D\omega)/(kT)$.

Оскільки в розглядуваному випадку існує залежність:

$$h(\tau) = \frac{L^2}{8} \cdot \frac{a}{1 + (aL - 1)e^{-\frac{\beta a}{L^2 \varepsilon_1} \tau}}, \quad (8)$$

(тут $\beta = 160\gamma A^*$), зміна швидкості нестационарного процесу у часі (аж до порогового моменту) складе вираз:

$$v_H = \frac{dh(\tau)}{d\tau} = \frac{20}{\varepsilon_1} \cdot \frac{a^2 (aL - 1) \gamma A^* e^{-\frac{\beta a}{L^2 \varepsilon_1} \tau}}{\left[1 + (aL - 1)e^{-\frac{\beta a}{L^2 \varepsilon_1} \tau} \right]^2}. \quad (9)$$

При $\tau = \tau_{II}$ починається стаціонарний процес переміщення усього колоніального фронту в цілому зі швидкістю, що визначається виразом, який отримано підстановкою (6) в (1):

$$v_{ст} = \frac{20}{9} \cdot \frac{A^* \gamma}{L^2 \varepsilon_1} (2aL - \varepsilon_2 + 1)(aL + \varepsilon_2 - 1). \quad (10)$$

Зазначимо, що співвідношення (6), (7), (9), (10), а також $\theta_{II} = 2\arccos(L/2r_{II})$ (пороговий кут потрійного стику зерен) є функціями не тільки числових значень факторів вкраплень ε_1 та ε_2 ($0 < \varepsilon_1 \leq 1$ та $0 \leq \varepsilon_2 \leq 1$), а й такими, що характеризують зміну своєї аналітичної форми (наприклад, (7) та (10)) залежно від характеру розподілу вкраплень (рівномірного ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$), переважно поперечного ($\varepsilon_1 \neq 0$; $\varepsilon_2 \cong 0$) та неоднорідного, якщо $\varepsilon_1 = 0,5$; $\varepsilon_2 = \varepsilon$ або $\varepsilon_1 = \varepsilon$, $\varepsilon_2 = 0,5$). На рисунку 2 показано вплив факторів часу та «рухомих» вкраплень на кінетичні фактори v_H , τ_{II} та $v_{ст}$ прямого поздовжнього росту колонії однотипних зерен.

Проведено аналіз вказаних графічних залежностей. Можна констатувати, що «рухомі» частинки ефективно зменшують швидкість росту

колонії зерен на нестационарній стадії росту v_n (тобто гальмують процес викривлення межових сегментів фронту реакції), тим самим збільшуючи пороговий час τ_{II} . Це пояснюється складністю проходження процесів дифузії, завдяки яким частинка надлишкової фази набуває змоги переміщуватися разом із межею. Криві стаціонарної швидкості росту $v_{ст}$ змінюються порізно залежно від характеру розподілу надлишкових вкраплень. Випадок збільшення стаціонарної швидкості росту при постійній кількості частинок на колових сегментах ($\varepsilon_1 = 0,5$) та змінюваному факторі ε_2 пояснюється ефективним зменшенням поверхневої енергії межових сегментів фронту росту через збільшення на них кількості вкраплень. Зниження стаціонарної швидкості росту в інших випадках ($\varepsilon_1 = \varepsilon$, $\varepsilon_2 = 0$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ та $\varepsilon_1 = \varepsilon$; $\varepsilon_2 = 0,5$), незважаючи на збільшення кількості частинок на колових (у перерізі) сегментах (і, внаслідок цього, зниження поверхневої енергії), пояснюється ускладненням характеру дифузійних процесів при переміщенні «рухомих» частинок, кількість яких увесь час збільшується.

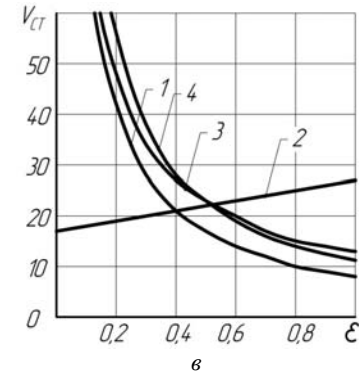
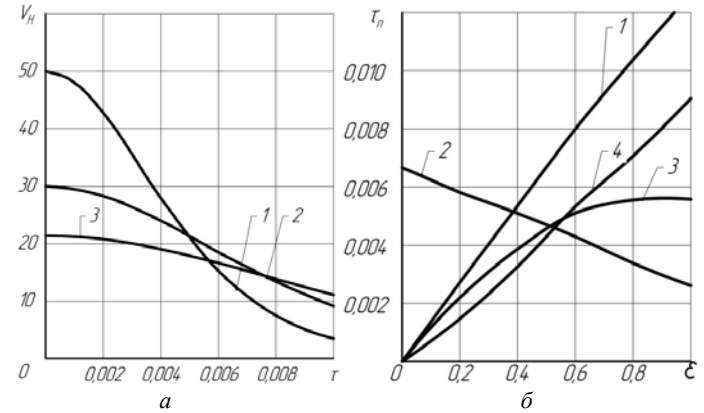


Рис. 2. Залежності нестационарної швидкості росту (a), порогового часу (b) та стаціонарної швидкості росту (v) колонії однофазних зерен за наявності «рухомих» вкраплень

Для кривих $v_n(\tau)$: $1 - \varepsilon_1 = \varepsilon = 0,30$; $2 - \varepsilon_1 = \varepsilon = 0,5$; $3 - \varepsilon_1 = \varepsilon = 0,7$.

Для кривих $\tau_{II}(\varepsilon)$ та $v_{ст}(\varepsilon)$: $1 - \varepsilon_1 = \varepsilon$; $\varepsilon_2 = 0$; $2 - \varepsilon_1 = 0,5$; $\varepsilon_2 = \varepsilon$; $3 - \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$; $4 - \varepsilon_1 = \varepsilon$; $\varepsilon_2 = 0,5$.

При розрахунках приймали, що $\gamma = 3$, $L = 2$, $P = 6$, $A^* = 1$ (все в умовних одиницях, що не порушує співвідношень розмірностей).

Таким чином, виходячи з вищезазначеного, можна стверджувати, що «рухомі» вкраплення надлишкової фази дозволяють забезпечувати високий рівень орієнтованості колоніальної структури на етапі її формування.

Література

1. Ольшанецкий В. Е. О росте колоний столбчатых зерен в слабгетерогенных сплавах в присутствии частиц избыточной фазы / В. Е. Ольшанецкий, Ю. И. Спицына // Проблемы современного материаловедения : Сб. тр. Междунар. конф. – Дн-вск, 1997. – С. 68–69.

2. Olshanzky V. Longitudinal growth of lamellar (columnar) grain colonies under the action of moving and counter moving forces of different thermodynamic nature / V. Olshanzky, Y. Spitzina // Евтектика IV: Наук. праці міжнар. конф. – Дн-вськ, 1997. – С. 34.

3. Ольшанецкий В. Е. О продольном росте колоний пластинчатых зерен в присутствии дисперсных частиц избыточной фазы. 1. Случай распространения рекристаллизационного фронта / В. Е. Ольшанецкий, Ю. И. Спицына // Нові матеріали і технології в металургії та машинобудуванні. – 1997. – № 1–2. – С. 7–10.

4. Ольшанецкий В. Е. Ориентированный рост однофазных колониальных структур в присутствии подвижных пограничных включений второй фазы / Ю. И. Спицына, В. Е. Ольшанецкий // Неметаллические включения и газы в литейных сплавах : Сб. науч. трудов VIII науч.-техн. конф. – Запорожье, 1997. – С.7–11.

5. Ольшанецкий В. Про формування орієнтованих стовпчастих структур в металевих системах з дисперсними частинками фази виділення / В. Ольшанецкий, Ю. Спицина // Конструкційні та функціональні матеріали : Матер. II Міжнар. конф. – Львів, 1997. – С. 40–41.

6. Спицына Ю. И. Термодинамические движущие и противодвижущие силы фронта роста однофазных колоний в слабгетерогенных металлических сплавах / Ю. И. Спицына, В. Е. Ольшанецкий // Нові конструкційні сталі та засоби і методи їх обробки для підвищення надійності та довговічності виробів: Зб. наук. праць IX Міжнар. наук.-техн. конф. – Запоріжжя : ЗНТУ, 2003. – С. 125–128.

7. Ольшанецкий В. Е. О продольном росте колониальных структур в металлических сплавах / В. Е. Ольшанецкий // Новые конструкционные стали и сплавы и методы их обработки для повышения надежности и долговечности изделий : Матер. II Всесоюз. науч.-техн. конф. – Запорожье, 1983. – С. 45–48.

8. Кривоглаз М. А. О диффузионном увлечении частиц и пор движущейся границей / М. А. Кривоглаз, А. М. Масюкович, К. П. Рябошапка // Физика металлов и металловедение. – 1967. – Т. 24. – Вып. 6. – С. 11–29.