

ORCID: 0000-0003-1555-3831

**Н. В. Сторожук**

Кандидат фіз.-мат. наук,  
Черкаський національний університет імені Богдана Хмельницького,  
Черкаси, Україна, [nadushenka@ukr.net](mailto:nadushenka@ukr.net)

ORCID: 0000-0002-2594-5559

**А. М. Гусак**

Доктор фіз.-мат. наук, професор,  
Заслужений діяч науки і техніки України,  
пр.н.с. лабораторії математичної фізики кафедри фізики,  
Черкаський національний університет імені Богдана Хмельницького,  
Черкаси, Україна, [amgusak@ukr.net](mailto:amgusak@ukr.net)

УДК 538.93

PACS: 68.35.Fx, 81.40.Lm

DOI: 10.31651/2076-5851-2019-1-51-59

## ЕЛЕМЕНТАРНА МОДЕЛЬ ПРЯМОГО З'ЄДНАННЯ МАТЕРІАЛІВ ПРИ НИЗЬКІЙ ТЕМПЕРАТУРІ\*

*В роботі запропоновано найпростішу модель кінетики завершальної стадії з'єднання двох поверхонь. Описано основні припущення моделі та виведено математичні рівняння процесу в наближенні монорозмірності пор.*

**Ключові слова:** пори, спікання, дифузійна повзучість, кінетика, дифузія вздовж інтерфейсів.

### 1. Вступ

Проблема безпосереднього з'єднання матеріалів (наприклад, мідь-мідь) при відносно низькій температурі і без використання припоїв останні роки стала особливо актуальною у мікроелектроніці. В роботах [1-5] продемонстровано суттєвий прогрес у досягненні хорошого з'єднання при безпосередньому контакті двох мідних провідників. Вказана проблема до певної міри аналогічна з'єднанню матеріалів при спіканні [6-7]. Однак, існує багато відмінностей, включаючи роль орієнтації зерен, обробки поверхні та інше. Уявимо собі контакт двох поверхонь із малою шорсткістю (нерівності порядку десятків нанометрів) під тиском. По аналогії зі спіканням порошків [6], можна уявити три основні стадії процесу:

1. На першій стадії утворюється множина ізольованих контактів, кількість і контактна площа яких збільшується з часом завдяки тиску і з урахуванням капілярних ефектів.

2. На наступній стадії можна очікувати утворення двофазної квазидвовимірної контактної зони, яка складається із двох взаємопроникаючих перколяційних кластерів – кластера контактних ділянок і кластера пор.

3. На третій стадії можна очікувати утворення вже майже повного контакту крім деякої кількості ізольованих пор на інтерфейсі. Ці пори з часом заліковуються завдяки тиску та з урахуванням капілярних ефектів.

---

\* Статтю написано згідно з держбюджетною темою “Мультимасштабне моделювання конкурентної нуклеації, росту і коалесценції фаз в ізотермічних реакціях та СВС-реакціях” (№ 0118U003861).

Наша робота присвячена найпростішій моделі третьої стадії. Приймаючи до уваги специфіку контакту між двома відполірованими поверхнями, шорсткість яких обумовлена, зокрема, терасами, сходинками та кінками, можна уявити початковий контакт не як множину «точок», а як множину «ліній». Звичайно, на першій стадії контактна проща набагато менша за повну площу майбутнього контакту. Ми представляємо цю площу не як множину ізольованих «плям», а як множину «товстих ліній», які перетинаються. В нашій елементарній моделі (поки що) ми будемо розглядати періодичну квадратну мережу товстих ліній, які всі розширюються одночасно і однаково. Тим самим ми поки що нехтуємо явищем коалесценції, коли одні контактні пори можуть рости за рахунок поїдання менших. В роботі формулюються основні рівняння моделі та демонструються результати найпростішої програми, побудованої на базі вказаної моделі. При цьому досліджується саме кінетика зменшення пор і збільшення площі контакту.

## 2. Модель

Вид зверху нашої монорозмірної моделі показано на Рис. 1.

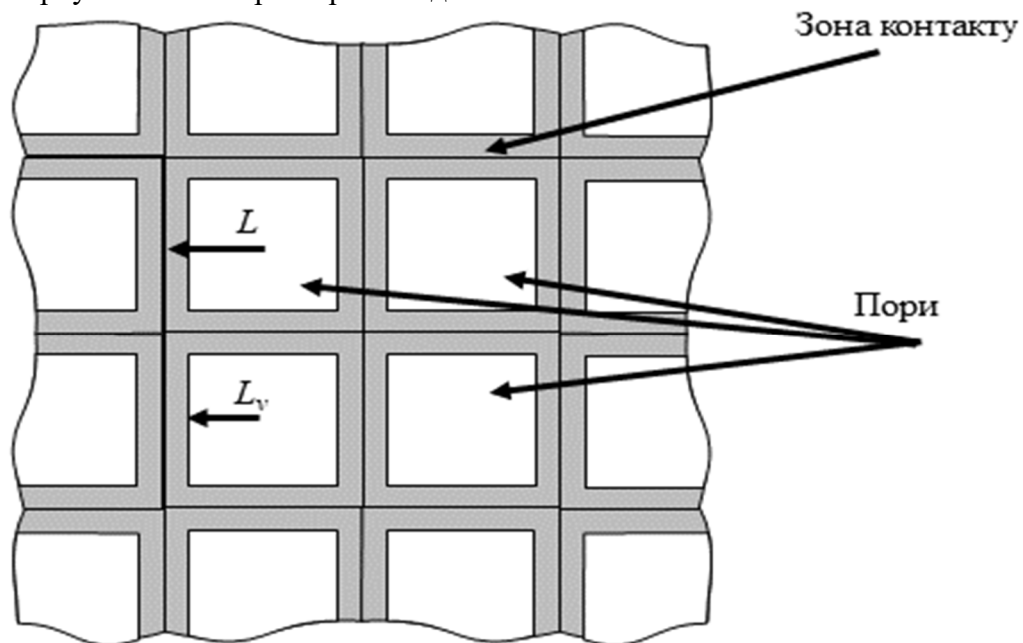


Рис.1. Схема контакту в монорозмірній моделі.  
Fig.1. Plan view of contact in the monosize model.

Період структури рівний  $2L$ . Латеральний розмір (вздовж площини контакту) всіх пор позначається  $L_v$ , товщина кожної ділянки контакту рівна  $2L_v$ . На ділянках контакту маємо вже готовий інтерфейс під дією ефективного тиску:

$$p = P^{external} \frac{L^2}{L^2 - L_v^2} \quad (1)$$

Приймаємо, що кожна пора симетрично заходить на глибину  $h$  в кожній з двох матеріалів. А саме, кожна пора – це паралелепіпед із змінними розмірами  $2L_v \cdot 2W \cdot 2h$ , де ширину  $W$  у конкретних розрахунках приймаємо як  $2L_v$  (див. Рис.2).

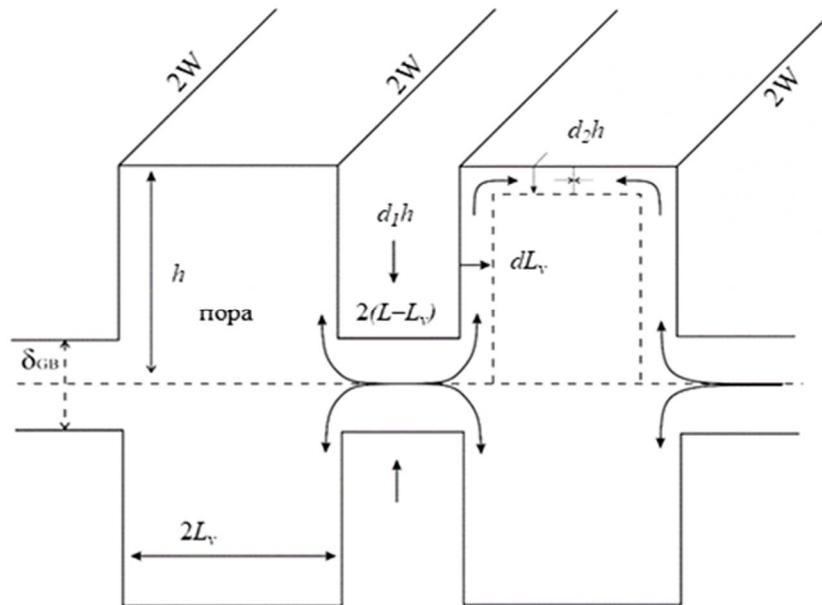


Рис. 2. Поперечний переріз інтерфейсу, що містить контактні ділянки та пори.  
Fig.2. Cross-section of interface containing contact areas and voids.

Під дією тиску (зовнішнього і лапласового – від пор) атоми з обох контактуючих матеріалів «вичавлюються» на внутрішню поверхню пор завдяки дифузії вздовж контактної інтерфейсу та поверхневій дифузії вздовж вільних поверхонь пор (нагадаємо, що ми розглядаємо випадок достатньо низьких температур, коли дифузія в об'ємі матеріалу заморожена, так що атоми можуть мігрувати вздовж інтерфейсу та вздовж вільних поверхонь). дифузійну ширину інтерфейсу приймаємо  $\delta_{GB}$  приймаємо типовою для задач інтерфейсної дифузії і рівною нанометр (за порядком величини). Як показано на Рис. 2. вичавлювання атомів у пори одночасно повинно призводити до відповідного зменшення висоти пор  $d_1h$ . З іншого боку, вичавлені атоми зрештою осідають на внутрішній поверхні пори – як на бокових поверхнях, так і на верхній і нижній (див. Рис. 2). Зміщення бокових поверхонь позначаємо  $dL_v$ , зміщення верхніх і нижніх поверхонь  $d_2h$  (див. Рис.2). очевидно, що швидкість вказаних зміщень визначається потоками та їх дивергенцією, а самі потоки визначаються в першу чергу різницею хімічних потенціалів між точками 1-2-3-4 на Рис. 3.

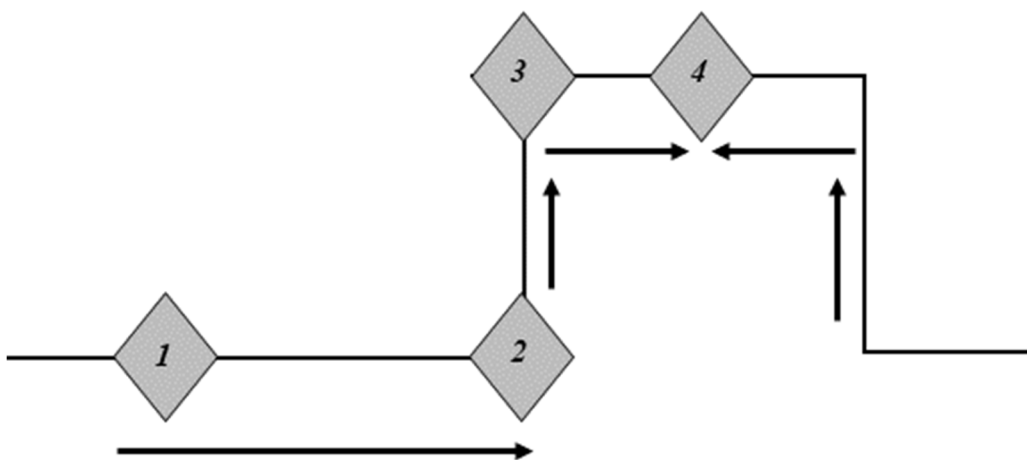


Рис. 3. Три основні потоки між 4 базовими точками.  
Fig. 3. Three main fluxes between 4 basic places.

Ми приймаємо, що стискання відбувається вздовж однієї осі  $Z$ , відповідно, в однорідному матеріалі тензор напруг має вигляд:

$$\hat{\sigma}_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -P^{external} \end{pmatrix}, \quad -\frac{1}{3} Sp \hat{\sigma} = \frac{P^{external}}{3} \quad (2)$$

Хімічний потенціал на контактному інтерфейсі повинен включати доданок із тиском, враховуючи, що ефективний тиск вище за зовнішній внаслідок оберненої пропорційності до контактної площі (див. рівняння (1)), тому:

$$\mu_1 = \mu_0 + p \cdot \Omega, \quad p = \frac{1}{3} P^{external} \left( \frac{L^2}{L^2 - L_v^2} \right) \quad (3)$$

Ми збираємося врахувати вплив поверхневого натягу на кінетику еволюції пор, але не можемо безпосередньо застосувати формулу Лапласа з радіусами кривизни через те, що в моделі вибрана прямокутна форма пор. Тому повернемося до вихідного означення потенціалу Гіббса-Томсона, як додаткової (від'ємної або додатньої) поверхневої енергії, яка виникає при додаванні атомів на існуючі поверхні.

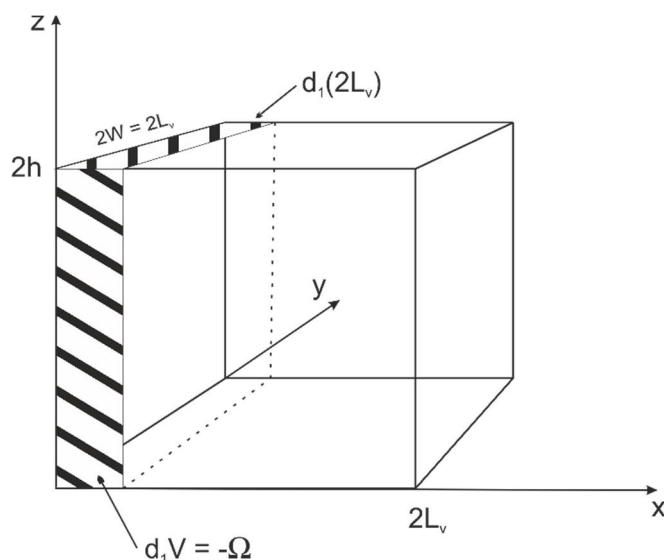


Рис. 4. Фізична природа потенціалу Гіббса-Томсона на "лівій" стінці пори внаслідок зміни поверхневої енергії за рахунок додавання та розподілу атомів вздовж цієї поверхні.

Fig. 4. Physical nature of GT-potential at the "left" wall as a result of surface energy change due to adding and distributing atoms over this wall.

Спочатку розмістимо один додатковий атом (або моль атомів) на внутрішній поверхні пори в точці 2 і розмажемо його рівномірно по «лівій» внутрішній поверхні пори, площею  $2h \cdot 2W$  (як вказано вище ми при розрахунках беремо  $2W = 2L_v$ ). Результатом такого додавання і розмазування є:

1. Зменшення об'єму пори  $d_1V = -\Omega = 2h \cdot 2L_v \cdot d_1(2L_v)$ , так, що  $d_1(2L_v) = -\frac{\Omega}{4hL_v}$ .

(Тут  $\Omega$  - це атомний (якщо додаємо атом) або мольний (якщо додаємо моль атомів) об'єм.)

2. Зменшення двох «горизонтальних» поверхонь  $ZX$  на величину  $2h \cdot d_1(2L_v)$  та на таку ж величину двох «вертикальних» поверхонь  $XY$ , а також до одночасного зростання площі горизонтального контактної інтерфейсу на  $2L_v \cdot (-d_1(2L_v))$ . Тоді вклад ефекту Гіббса-Томсона у хімічний потенціал може бути легко знайдений:

$$\Delta^{surface} \mu_2 = 2\gamma_{zx} \cdot 2h \cdot d_1(2L_v) + 2\gamma_{xy} \cdot 2L_v \cdot d_1(2L_v) + \gamma_{GB} \cdot 2L_v \cdot (-d_1(2L_v))$$

$$d_1(2L_v) = -\frac{\Omega}{4hL_v} \quad (4)$$

$$\Delta^{surface} \mu_2 = -\Omega \frac{(2\gamma_{zx} \cdot 2h + 2\gamma_{xy} \cdot 2L_v - \gamma_{GB} \cdot 2L_v)}{4hL_v} = -\Omega \left( \frac{\gamma_{zx}}{L_v} + \frac{\gamma_{xy}}{h} - \frac{\gamma_{GB}}{2h} \right)$$

Повний хімічний потенціал в точці 2 на Рис. 3 беремо у вигляді:

$$\mu_2 = \mu_0 + 0 + \Omega \cdot \left( -\frac{\gamma_{zx}}{L_v} - \frac{\gamma_{xy}}{h} + \frac{\gamma_{GB}}{2h} \right) \quad (5)$$

Нульовий другий доданок у формулі (5) вказує на наше припущення про цілковиту релаксацію напруг в центрі бокової поверхні пори.

Аналогічно, ми можемо знайти поверхневі доданки для хімічного потенціалу в точці 4 на Рис.3 (див. Рис.5).

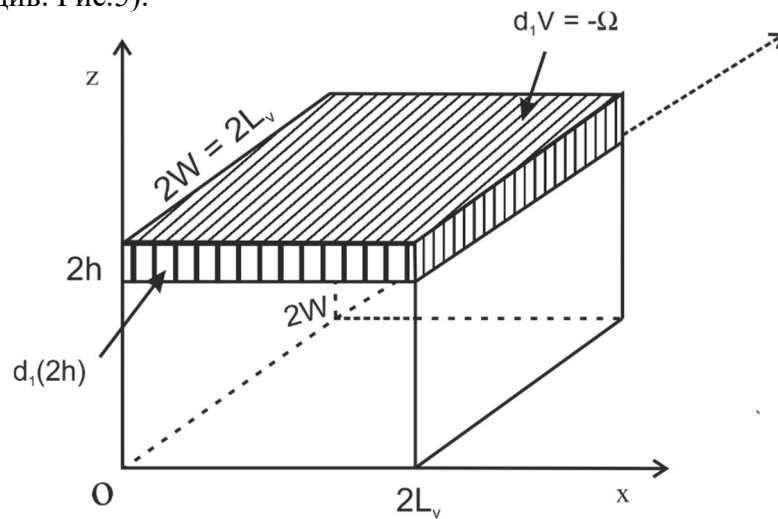


Рис. 5. Фізична природа потенціалу Гіббса-Томсона на «стелі» внаслідок зміни поверхневої енергії за рахунок додавання та розподілу атомів вздовж цієї поверхні.

Fig. 5. Physical nature of GT-potential at the "ceiling" as a result of surface energy change due to adding and distributing atoms over this ceiling.

Знову ж, розміщаємо додатковий атом, або моль атомів, на внутрішній поверхні в точці 4 (Рис. 3) і розмазуємо його площі верхньої грані пори з площею  $2L_v \cdot 2W = 4L_v^2$ . В результаті додавання та розмазування атомів:

1. Об'єм зменшується на  $d_1 V = -\Omega = 2L_v \cdot 2L_v \cdot d_1(2h)$ , так, що  $d_1(2h) = -\frac{\Omega}{4h(L_v)^2}$

2. Зменшення двох «вертикальних» поверхонь ZX на величину  $2L_v \cdot d_1(2h)$  та на таку ж величину двох «вертикальних» поверхонь YZ а також до одночасного зростання площі горизонтального контактного інтерфейсу на  $2W \cdot d_1(2h) = 2L_v \cdot d_1(2h)$ . Тоді вклад ефекту Гіббса-Томсона у хімічний потенціал є наступним:

$$\Delta^{surface} \mu_2 = 2\gamma_{zx} \cdot 2L_v \cdot d_1(2h) + 2\gamma_{yz} \cdot 2L_v \cdot d_1(2h)$$

$$d_1(2h) = -\frac{\Omega}{4(L_v)^2}$$

$$\Delta^{surface} \mu_2 = -\Omega \frac{(2\gamma_{zx} \cdot 2L_v + 2\gamma_{yz} \cdot 2L_v)}{4(L_v)^2} = -\Omega \left( \frac{\gamma_{zx}}{L_v} + \frac{\gamma_{yz}}{L_v} \right) \quad (6)$$

$$\mu_4 = \mu_0 + \Omega \cdot \left( -\frac{\gamma_{zx}}{L_v} - \frac{\gamma_{yz}}{L_v} \right)$$

Тепер необхідно побудувати вираз для потоків між точками 1-2-3-4 та записати рівняння балансу потоків.

Потік з контактної зони вздовж інтерфейсу до пори індукує зміщення верхньої поверхні пори на величину  $d_1h$  в контактній зоні. (пізніше, ми врахуємо ще один доданок  $d_2h$  за рахунок приєднання атомів до «стелі» і до «дна» пори, так, що повне зменшення висоти пори:  $dh = d_1h + d_2h$ ). Умова збереження речовини в даному випадку має вигляд:

$$w \frac{\delta D_{GB}(\mu_1 - \mu_2)}{2 kT(L - L_v)} = w(L - L_v) \frac{d_1h}{dt} \quad (7)$$

Частина цього потоку іде по вертикальному напрямку вздовж «лівої» стін пори, а різниця використовується для зсуву вертикальної стіни. Знову ж таки, збереження речовини приводить до формули:

$$w \frac{\delta D_{GB}(\mu_1 - \mu_2)}{2 kT(L - L_v)} = w \frac{\delta_{\perp} D_{\perp}(\mu_2 - \mu_3)}{kTh} + wh \frac{d_1(L - L_v)}{dt} \quad (8)$$

В точці 3 (Рис. 3) ми просто фіксуємо збереження потоку. Він змінює напрям з вертикального на горизонтальний. Ця умова неперервності потоку (аналог першого закону Кірхгофа) слугує як рівняння для знаходження проміжного хімічного потенціалу в точці 3:

$$w \frac{\delta_{\perp} D_{\perp}(\mu_2 - \mu_3)}{kTh} = w \frac{\delta_{\parallel} D_{\parallel}(\mu_3 - \mu_4)}{kTL_v} \Rightarrow \mu_3 = \frac{\mu_2 \cdot \delta_{\perp} D_{\perp} L_v + \mu_4 \cdot \delta_{\parallel} D_{\parallel} h}{\delta_{\perp} D_{\perp} L_v + \delta_{\parallel} D_{\parallel} h} \quad (9)$$

Нарешті, в нашій моделі весь потік, направлений до точки 4 розмазується і використовується для зміни висоти «стелі»:

$$w \frac{\delta_{\parallel} D_{\parallel}(\mu_3 - \mu_4)}{kTL_v} = wL_v \left( -\frac{d_2h}{dt} \right) \quad (10)$$

Взявши хімічний потенціал в точці 3 з рівняння (9)

$$\mu_3 = \frac{\mu_2 \cdot \delta_{\perp} D_{\perp} L_v + \mu_4 \cdot \delta_{\parallel} D_{\parallel} h}{\delta_{\perp} D_{\perp} L_v + \delta_{\parallel} D_{\parallel} h},$$

і використовуючи його для отримання виразу для рушійних сил,

$$\mu_2 - \mu_3 = \frac{\mu_2 - \mu_4}{1 + \frac{\delta_{\perp} D_{\perp} L_v}{\delta_{\parallel} D_{\parallel} h}}, \quad (11)$$

$$\mu_3 - \mu_4 = \frac{\mu_2 - \mu_4}{1 + \frac{\delta_{\parallel} D_{\parallel} h}{\delta_{\perp} D_{\perp} L_v}} \quad (12)$$

Нарешті, комбінуючи приведені вище рівняння для балансу потоків, ми комбінуюмо рівняння для кінетики з'єднання, а конкретніше для зміни поперечного і повздовжнього росту пор на контактному інтерфейсі:

$$\frac{dL_v}{dt} = -\left(\frac{1}{kT}\right) \frac{1}{h} \left( + \frac{\delta_{\perp} D_{\perp} (\mu_2 - \mu_3)}{h} - \frac{\delta_{GB} D_{GB} (\mu_1 - \mu_2)}{2(L - L_v)} \right) \quad (13)$$

$$\frac{dh}{dt} = -\left(\frac{1}{kT}\right) \left( \frac{\delta_{GB} D_{GB} (\mu_1 - \mu_2)}{2(L - L_v)^2} + \frac{\delta_{\parallel} D_{\parallel} (\mu_3 - \mu_4)}{(L_v)^2} \right) \quad (14)$$

де

$$\mu_1 - \mu_2 = \Omega \cdot \left( p + \frac{\gamma_{zx}}{L_v} + \frac{\gamma_{xy}}{h} - \frac{\gamma_{GB}}{2h} \right) \quad (15)$$

$$\mu_2 - \mu_3 = \frac{\mu_2 - \mu_4}{1 + \frac{\delta_{\perp} D_{\perp} L_v}{\delta_{\parallel} D_{\parallel} h}}, \quad \mu_3 - \mu_4 = \frac{\mu_2 - \mu_4}{1 + \frac{\delta_{\parallel} D_{\parallel} h}{\delta_{\perp} D_{\perp} L_v}}. \quad (16)$$

Системи рівнянь (13)-(16) і формує математичну модель процесу в наближенні монорозмірності пор.

### 3. Приклади чисельних розрахунків

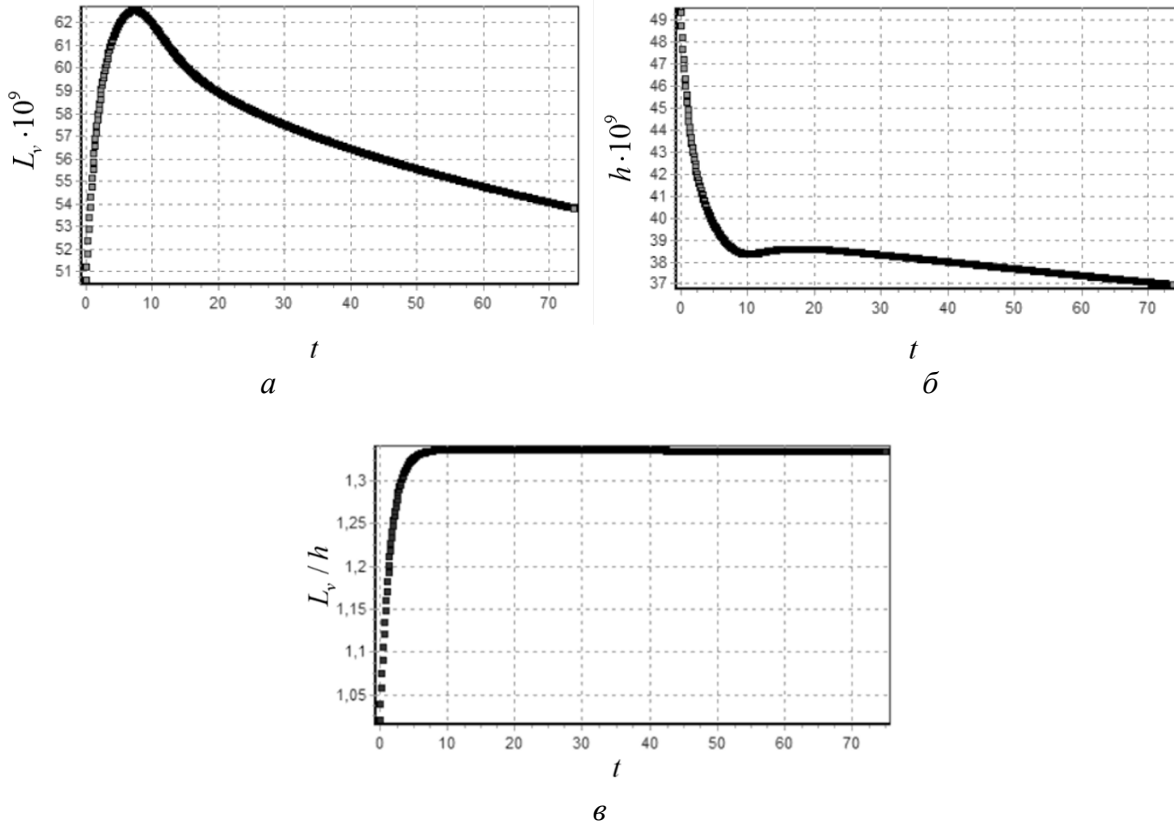


Рис. 6. Часова залежність (а) –  $L_v$ , (б) –  $h$  та (в) – параметру форми при  $P^{external} = 0,69 \cdot 10^6$  Па,  $\Omega = 10^{-29}$ ,  $L = 7 \cdot 10^{-8}$  м,  $L_v = 5 \cdot 10^{-8}$  м,  $T = 473$  К,  $D_{\perp} = 5 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с,  $D_{\parallel} = 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/с,  $\gamma_{zx} = \gamma_{xy} = \gamma_{yz} = 1$  Дж/м<sup>2</sup>,  $\gamma_{GB} = 0,4$  Дж/м<sup>2</sup>,  $h = 5 \cdot 10^{-8}$  м,  $D_{GB} = 10^{-15}$  м<sup>2</sup>/с.

Fig. 6. Time dependence of (a) –  $L_v$ , (b) –  $h$  and (c) – form parameter at  $P^{external} = 0,69 \cdot 10^6$  Pa,  $\Omega = 10^{-29}$ ,  $L = 7 \cdot 10^{-8}$  m,  $L_v = 5 \cdot 10^{-8}$  m,  $T = 473$  K,  $D_{\perp} = 5 \cdot 10^{-12}$  m<sup>2</sup>/s,  $D_{\parallel} = 10^{-11}$  m<sup>2</sup>/s,  $\gamma_{zx} = \gamma_{xy} = \gamma_{yz} = 1$  J/m<sup>2</sup>,  $\gamma_{GB} = 0,4$  J/m<sup>2</sup>,  $h = 5 \cdot 10^{-8}$  m,  $D_{GB} = 10^{-15}$  m<sup>2</sup>/s.

#### 4. Висновки

Запропонована модель є лише першим кроком для опису кінетики з'єднання на його останній стадії. Наступними кроками будуть:

1. Врахування розподілу пор за розмірами. Коалесценція пор за рахунок дифузійного обміну шляхом дифузії вздовж контактної поверхні.

2. Розробка моделі зі строгим розв'язком реального розподілу напружень навколо пор реалістичної (не прямокутної) форми.

3. Об'єднаний аналіз всіх трьох стадій з'єднання.

#### Подяки

Автори висловлюють подяку prof. King-Ning Tu за плідні обговорення.

#### Список використаної літератури:

1. Kim T. H. et al. Room temperature Cu–Cu direct bonding using surface activated bonding method / T. H. Kim et al. // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 2003. – Т. 21. – №. 2. – С. 449-453. – Режим доступу: <https://doi.org/10.1116/1.1537716>.
2. Tan C. S. et al. Three-dimensional wafer stacking using Cu–Cu bonding for simultaneous formation of electrical, mechanical, and hermetic bonds / C. S. Tan et al. // *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*. – 2012. – Т. 12. – №. 2. – С. 194-200. – Режим доступу: <https://doi.org/10.1109/TDMR.2012.2188802>.
3. Liu C. M. et al. Low-temperature direct copper-to-copper bonding enabled by creep on highly (111)-oriented Cu surfaces / C. M. Liu et al. // *Scripta Materialia*. – 2014. – Т. 78. – С. 65-68. – Режим доступу: <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2014.01.040>.
4. Liu C. M. et al. Low-temperature direct copper-to-copper bonding enabled by creep on (111) surfaces of nanotwinned Cu / C. M. Liu et al. // *Scientific reports*. – 2015. – Т. 5. – С. 9734. – Режим доступу: <https://doi.org/10.1038/srep09734>.
5. Juang J. Y. et al. Copper-to-copper direct bonding on highly (111)-oriented nanotwinned copper in no-vacuum ambient / J. Y. Juang et al. // *Scientific reports*. – 2018. – Т. 8. – №. 1. – С. 13910. – Режим доступу: <https://doi.org/10.1038/s41598-018-32280-x>.
6. Geguzin Y. E. *Sintering Physics* / Y. E. Geguzin // Moscow: Nauka, 1984. – V. 312. – P. 61.
7. Rahaman M. N. *Ceramic processing and sintering*. New York: M // Dekker. – 2003. – Т. 567. – С. 573. – Режим доступу: ISBN 9780824709884 - CAT# DK2132

#### References:

1. Kim, T. H., Howlader, M. M. R., Itoh, T., & Suga, T. (2003). Room temperature Cu–Cu direct bonding using surface activated bonding method. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 21(2), 449-453. Retrieved from <https://doi.org/10.1116/1.1537716>.
2. Tan, C. S., Peng, L., Fan, J., Li, H., & Gao, S. (2012). Three-dimensional wafer stacking using Cu–Cu bonding for simultaneous formation of electrical, mechanical, and hermetic bonds. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 12(2), 194-200. Retrieved from <https://doi.org/10.1109/TDMR.2012.2188802>.
3. Liu, C. M., Lin, H. W., Chu, Y. C., Chen, C., Lyu, D. R., Chen, K. N., & Tu, K. N. (2014). Low-temperature direct copper-to-copper bonding enabled by creep on highly (111)-oriented Cu surfaces. *Scripta Materialia*, 78, 65-68. Retrieved from <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2014.01.040>.
4. Liu, C. M., Lin, H. W., Huang, Y. S., Chu, Y. C., Chen, C., Lyu, D. R., Tu, K. N. (2015). Low-temperature direct copper-to-copper bonding enabled by creep on (111) surfaces of nanotwinned Cu. *Scientific reports*, 5, 9734. Retrieved from <https://doi.org/10.1038/srep09734>.



5. Juang, J. Y., Lu, C. L., Chen, K. J., Chen, C. C. A., Hsu, P. N., Chen, C., & Tu, K. N. (2018). Copper-to-copper direct bonding on highly (111)-oriented nanotwinned copper in no-vacuum ambient. *Scientific reports*, 8(1), 13910. Retrieved from <https://doi.org/10.1038/s41598-018-32280-x>.
6. Geguzin, Y. E. (1984). Sintering Physics. Nauka, 312, 61-63.
7. Rahaman, M. N. (2003). Ceramic processing and sintering. *New York: M. Dekker*, 567, 573. Retrieved from ISBN 9780824709884 - CAT# DK2132

**N. V. Storozhuk**

Candidate of physical and mathematical sciences,  
The Bohdan Khmelnytsky National University of Cherkasy, Cherkasy, Ukraine,  
[nadushenka@ukr.net](mailto:nadushenka@ukr.net)

**A. M. Gusak**

Doctor of physical and mathematical sciences, professor,  
Honored Worker of Science and Technology of Ukraine  
Leading Researcher, Laboratory of Mathematical Physics, Department of Physics of  
Educational-Scientific Institute of Informational and Educational Technologies,  
The Bohdan Khmelnytsky National University of Cherkasy, Cherkasy, Ukraine,  
[amgusak@ukr.net](mailto:amgusak@ukr.net)

## ELEMENTARY MODEL OF DIRECT BONDING AT LOW TEMPERATURE

**Summary.** *The simplest model of the joining kinetics at the stage of isolated interface voids shrinking is developed. The model basic assumptions are described, as well as also the kinetic equations in the mono-size approximation are derived.*

*There are three main stages of the process can be represented distinguished when two surfaces with a small roughness are in contact with each other (tens-of-nanometer-order irregularities) and fall under pressure:*

1. *At the first stage, several isolated contacts are formed. Their number and contact area increases with time due to the capillary pressure and external pressure effect.*
2. *At the next stage, the formation of a two-phase quasi-directional contact zone, consisting of two interpenetrating percolation clusters – a contact cluster and a pore cluster – can be expected.*
3. *At the third stage, one can expect the formation of almost complete contact aside from a certain number of isolated pores at the interface. These pores ripen and self-heal (recover) withover time, mainly due to the capillary pressure effect.*

*The present article is devoted to a simple model of the third stage. The Gibbs-Thomson equations for capillary effect is reformulated for the case of rectangular voids. Chemical potentials for various facets of finite sizes are found. Difference of the surface diffusivities along different facets is taken into account. Balance of grain-boundary diffusion fluxes and surface diffusion fluxes are also taken into account. The proposed model is only the first step to describe the compound joining kinetics at its last stage.*

*Subsequent research will focus on:*

1. *Accounting for evolving pore size distribution. The ripening of interfacial poresPore coalescence proceeds due to vacancy exchangeexchange by by diffusion via theacross their outer surface (cont contact interface.)*
2. *Designing a model with a rigorous solution for the ‘real’ stress distribution (the real contact stress distribution) around realistic pore structures (irregular, nont-rectangular shape)*
3. *Detailed and comprehensive three-stage compound analysis.*

**Keywords:** voids, sintering processes, creeping, kinetics, diffusion across the interface.

*Одержано редакцією 12.05.2019*

*Прийнято до друку 19.06.2019*