

of Cu-Sn system, namely  $\delta$ -Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> and  $\varepsilon$ -Cu<sub>3</sub>Sn, and the subsequent process of production of powders and solder mixtures from these bulk compounds. Various compositions of powders and fluxes and heat treatment cycles were selected for experimental study of solder mixtures sintering. Influence of various fluxes on the  $\delta$ -Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> and  $\varepsilon$ -Cu<sub>3</sub>Sn intermetallic powder sintering and phase transformation inside the solder mixtures are studied and discussed.

Pre-alloyed  $\delta$ -Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> powder inside solder pastes prepared by mixing this powder and commercial RMA flux do not undergo phase transformation after 1 hour annealing at 350°C and 1 hour annealing at 500°C.

Location of peaks on the diffractogram indicates only presence of  $\delta$ -Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> phase. Instead, the same heat treatment of the solder pastes made on the basis of orthophosphoric acid results in the phase transformations inside  $\delta$ -Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> powder – formation of the continuous set of Cu-Sn solid solutions with maximum 13,5 wt% Sn.

X-ray diffraction analysis of two types of annealed solder pastes, which consist of powder mixtures with composition 25 % - Cu<sub>3</sub>Sn, 25 % - Cu, 50 % - Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> and different fluxes (commercial RMA flux and orthophosphoric acid) indicates the presence of  $\delta$ -Cu<sub>41</sub>Sn<sub>11</sub> phase and Cu-Sn solid solution with maximum 13,5 wt% Sn.

**Keywords:** X-ray diffraction analysis, intermetallic compounds, solid state reactions, sintering of powders, soldering mixture, scanning electron microscopy.

Одержано редакцією 27.09.2017

Прийнято до друку 30.10.2017

УДК 538.9

PACS 61.72.Qq, 64.60.A-, 64.60.De, 64.70.kd, 85.40.Ls

О. А. Бобров, М. О. Пасічний, О. Ю. Ляшенко, А. М. Гусак

## РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ РОЗПОДІЛУ ЧАСІВ ДО ВІДМОВИ ТА ЧАСІВ ПЕРЕТВОРЕННЯ

Відмова двовимірних паяних контактів обмеженого розміру рівнозначна до фазового перетворення у обмеженій двовимірній системі. Моделюються розмірні залежності розподілів часу до відмови та часу перетворення. Небезпека ранніх відмов внаслідок розширення розподілу часу до відмови робить вивчення розмірного ефекту важливим питанням мікроелектроніки. Розширення розподілу часу перетворення є суттєвим у фазових перетвореннях ансамблів мікро- та наночастинок. Зі зменшенням розміру розподіл часів до відмови та часів перетворення змінюється з нормального розподілу до Пуассонівського через логнормальний розподіл чи розподіл Вейбулла. Знайдені аналітичні наближення перехідних режимів.

**Ключові слова:** розмірний ефект, час до відмови, 2-вимірний фазовий перехід, розподіл ймовірності, кінетика Колмогорова-Аврамі, flip-chip технологія.

### 1. Вступ

Як вперше помітив Кінг-Нінг Ту, відмови мікроелектронних пристроїв та фазові перетворення першого роду (наприклад, кристалізація аморфних тонких плівок) мають

багато спільного [1-3]. Справді, фазові перетворення першого роду відбуваються внаслідок зародження та наступного росту зерен нової фази в об'ємі материнської фази. Кінетика такого явища зазвичай описується рівняннями КЖМА (Колмогорова, Джонсона, Меля, Аврамі) [4-6]. Часова залежність перетвореної частки повного об'єму виражається S-кривою:

$$X(t) = 1 - \exp(-k \cdot t^\beta), \quad (1)$$

де  $\beta$  – це показник Аврамі, який залежить від розмірності простору, типу зародкоутворення (гомогенне чи гетерогенне) та механізму росту. Відповідно швидкість росту перетвореної частки наступна:

$$\frac{dX}{dt} = k \cdot \beta \cdot t^{\beta-1} \cdot \exp(-k \cdot t^\beta). \quad (2)$$

Цей вираз є математично подібним до розподілу Вейбулла, який часто використовується для апроксимації розподілу часів до відмови компонентів інтегральних мікросхем:

$$f(t) = \frac{\beta}{\eta} \cdot \left(\frac{t}{\eta}\right)^{\beta-1} \cdot \exp\left(-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right). \quad (3)$$

Вказана аналогія потребує окремого детального дослідження. У цій роботі ми обмежимося лише наступними міркуваннями. Можна уявити будь-яку відмову, як перехід від фази «прилад працює» до фази «прилад не працює належним чином». При цьому майбутній «кіллер» пристрою (наприклад пора, що утворилася внаслідок електроміграції у інтегральній схемі) зароджується у деякому місці та росте, чи переміщується у інше місце [7] аж до відмови. Взагалі «ріст», починаючи від зародження та закінчуючи відмовою, може відбуватися у деякому багатовимірному просторі параметрів.

Для мікроелектроніки є дуже важливим не тільки передбачити середній час до відмови, але й дисперсію часів до відмови, і навіть форму розподілу часів до відмови. У багатьох випадках проблема ранньої відмови може бути критичною. Така проблема внаслідок розширення розподілу часів до відмови стає все більше важливою зі зменшенням розмірів мікроелектронних пристроїв (зокрема, розмірів паяних контактів) [8].

Кінетика фазових переходів у малих частинках була вивчена у [9-11]. Однак в основному була досліджена зміна S-кривої КЖМА, що означає усереднення над нескінченною кількістю частинок. Як і очікувалося, було отримано зменшення показника Аврамі до 1 із зменшенням розмірів (див. нижче). Вивчення фазового переходу ансамблю однакових за розміром частинок показує збільшення розкиду часу перетворення для найменших частинок. В зазначених статтях був вивчений розмірний ефект для середнього часу перетворення [9-11]. Наскільки нам відомо, розмірний ефект для дисперсії та інших характеристик розподілу ще не досліджений.

У роботі ми розглядаємо випадок, коли відмова та фазове перетворення не лише подібні, але збігаються насправді. Власне ми розглядаємо відмову одного контакту між поверхнею міді та кулькою припою [1]. Основним режимом відмов таких контактів є зародкоутворення млинцеподібних пор на поверхні розділу мідь/олово та їх латеральний ріст до досягнення певної частки поверхні розділу. Перша спроба дослідження розмірного ефекту для такого типу відмови була здійснена у [8]. Однак, основним критерієм відмови там вважалося 100% заповнення контакту фазою пустоти. Такий критерій є некоректним у випадку дискретних схем чисельного розв'язку. Крім того, статистика відмов у роботі [8] була недостатньою. У даній роботі ми моделюємо розмірно-залежний розподіл часу до відмови а також наступні його характеристики – середнє значення, девіацію, коефіцієнти асиметрії та ексцесу.

## 2. Загальні закономірності

Ми розглядаємо двовимірний  $L \times L$  контакт ( $L$  є лінійним розміром) з двовимірними порами. Як і у класичному КЖМА підході, ми вводимо два параметри швидкості – частота зародження на одиницю площі  $\nu \left[ \frac{1}{c \cdot M^2} \right]$  і швидкість латерального росту пори  $V \left[ \frac{M}{c} \right]$ , які ми приймаємо постійними. Таким чином, ми маємо задачу з трьома розмірними параметрами  $\nu$ ,  $V$ ,  $L$ . Комбінація перших двох параметрів  $\nu$  та  $V$  дає характеристичну довжину  $l = \left( \frac{V}{\nu} \right)^{1/3}$  як у [9], яка описує середній розмір зерен нової фази (пор у нашому випадку), що досягається, поки не відбувається перекриття. Очевидно, безрозмірний розмір системи  $\lambda$  та безрозмірна швидкість латерального росту  $G$ ,

$$\lambda \equiv \frac{L}{l} = \left( \frac{\nu L^3}{V} \right)^{1/3}, \quad G = \frac{V}{\nu L^3} = \frac{1}{\lambda^3}, \quad (4)$$

повинні визначати розмірну залежність розподілу часів до відмови. Два граничні випадки – макровипадок,  $\lambda \gg 1$  ( $G \ll 1$ ), та мікровипадок,  $\lambda \ll 1$  ( $G \gg 1$ ), мають аналітичні описи (див. нижче). Комбінація трьох параметрів дає три пов'язані характеристичні часи:

$$t_0 = \frac{1}{\nu L^2}, \quad t_1 = \left( \frac{1}{\nu V^2} \right)^{1/3}, \quad t_2 = \frac{L}{V}, \quad t_1 = (t_0 t_2)^{1/3}. \quad (5)$$

Тут,  $t_0$  є середнім часом між успішними спробами зародження на повній площі контакту,  $t_1$  – це характерний час заповнення основного простору зародженням та ростом пор,  $t_2$  – це час повного заповнення системи однією порою, що росте у випадку одиничного зародження на всьому контакті (чи перетворення всієї системи до єдиного зерна – єдиної пори шляхом росту одного зародку). Зазначимо, що відношення характеристичних часів  $\frac{t_0}{t_2} = G = \frac{1}{\lambda^3}$ , та  $\frac{t_0}{t_1} = G^{2/3} = \frac{1}{\lambda^2}$  виражається через безрозмірний розмір або безрозмірну швидкість. Ми будемо використовувати безрозмірний час  $\tau = \frac{t}{t_0} = t \nu L^2$  та розмірний і безрозмірний середні часи до відмови  $\langle t \rangle$ ,  $\langle \tau \rangle$ , розмірну

та безрозмірну девіації  $\sqrt{\langle (t - \langle t \rangle)^2 \rangle}$ ,  $\sqrt{\langle (\tau - \langle \tau \rangle)^2 \rangle}$ . Ми також визначимо типи розподілів часів до відмови для граничних випадків:

1. Макроконтакт («великий» розмір  $L$  та/чи «мала» швидкість  $V$ , та/чи «висока» частота зародження  $\nu$ )  $G \ll 1$  ( $\lambda \gg 1$ )  $\leftrightarrow t_0 \ll t_1 \ll t_2$ . У цьому випадку зародження відбувається набагато швидше, ніж ріст, тому відмова відбувається після численних подій зародження та після незначного у порівнянні з розмірами контакту збільшення розмірів зародків. В результаті, макроскопічні контакти заповнюються внаслідок однорідних випадкових подій зародження. Середній час до відмови  $\langle t \rangle$  не залежить від розміру контакту  $L$ . Відповідно, безрозмірний середній час до відмови  $\langle \tau \rangle$  пропорційний квадрату розміру контакту  $L$ :  $\langle \tau \rangle = \langle t \rangle \nu L^2 \propto L^2 \propto \lambda^2 \propto G^{-2/3}$ , тобто логарифм безрозмірного середнього часу до відмови при  $G \rightarrow 0$  ( $\ln G \rightarrow -\infty$ ) є лінійною функцією від  $G$  із нахилом  $(-2/3)$ .

Навпаки, девіація часу до відмови у граничному випадку макроконтракту має бути розмірно-залежною. Можна оцінити  $M$  – кількість зароджених пор у двовимірному випадку – як:

$$M \approx \left(\frac{L}{l}\right)^2 = \lambda^2 = G^{-2/3}. \quad (6)$$

Час до відмови для великих систем є постійним, тому він є інтенсивним параметром. Відповідно до загальних закономірностей теорії флуктуацій, девіація часу до відмови (як і для інших інтенсивних величин) для великих систем пропорційна до  $\frac{1}{\sqrt{M}}$ :  $\sqrt{\langle (t - \langle t \rangle)^2 \rangle} \propto \frac{1}{\sqrt{M}} \propto G^{1/3} \propto \frac{1}{L}$ . Тому девіація безрозмірного часу до відмови:

$$\sqrt{\langle (\tau - \langle \tau \rangle)^2 \rangle} = \frac{\sqrt{\langle (t - \langle t \rangle)^2 \rangle}}{t_0} \propto \nu L^2 \frac{1}{\sqrt{M}} \propto G^{-2/3} G^{1/3} = G^{-1/3}. \quad (7)$$

2. Мікроконтакт («малий» розмір  $L$  чи/та «велика» швидкість  $V$ , чи/та «низька» частота зародкоутворення  $\nu$ )  $G \gg 1 \leftrightarrow t_0 \gg t_1 \gg t_2$ . Випадок  $G \gg 1$  відображає рідкі події випадкового зародження з наступним швидким ростом та заповненням контакту однією порою. Час покриття залежить від розміру та після інкубаційного часу зародження пори, ріст буде швидким, тому контакт буде найбільш ймовірно заповнений єдиною порою, а не численними зародженими порами. Статистика відмов у цьому випадку співпадає із статистикою зародження та є Пуассонівського типу (тобто ймовірність існування системи без зародження впродовж часу  $t \in p_0(t) = \exp(-t/t_0)$ , ймовірність зародження впродовж нескінченно малого проміжку часу  $dt \ll t_0$  є  $p_1(dt) = dt/t_0$ ). Це означає, що середнє значення часу до відмови у цьому граничному випадку співпадає із середнім значенням часу очікування першого зародкоутворення,  $\langle t \rangle = t_0 = \frac{1}{\nu L^2}$  у розмірних одиницях, та  $\langle \tau \rangle = t_0 \nu L^2 = 1$  для безрозмірного середнього часу до відмови. Девіація розподілу Пуассона співпадає з середнім значенням:  $dev(t) = t_0 = \frac{1}{\nu L^2}$  та  $dev(\tau) = 1$ . Таким чином, теоретичне передбачення для  $G \gg 1$  є:  $\langle \tau \rangle \rightarrow 1, \sqrt{\langle (\tau - \langle \tau \rangle)^2 \rangle} \rightarrow 1$  ( $\langle t \rangle \rightarrow \frac{1}{\nu L^2}, \sqrt{\langle (t - \langle t \rangle)^2 \rangle} \rightarrow \frac{1}{\nu L^2}$ ).

### 3. Чисельна модель

Для вивчення поведінки системи у просторі параметрів між зазначеними граничними випадками ми використали просту двовимірну модель, яка включає в себе безрозмірні параметри: безрозмірний час  $\tau = t/t_0 = t\nu L^2$  та безрозмірні координати  $0 < \chi = x/L < 1, 0 < \gamma = y/L < 1$ .

Алгоритм:

1. Ми розігруємо події на квадратному зразку одиничних безрозмірних розмірів  $1 \times 1$ , що містить  $N^2$  комірок, розбиваючи як горизонтальні, так і вертикальні сторони квадрата на  $N$  відрізків:  $d\chi = d\gamma = 1/N$ .

2. Кожна комірка безрозмірної площі може бути у двох станах – старому та новому. На початку всі знаходяться у старому стані.

3. На кожному часовому кроці  $d\tau$  ми а) випадковим чином вибираємо частину комірок і випробовуємо ймовірність зародження за Пуассонівським розподілом та б) одночасно здійснюємо зростання вже існуючих зерен нової фази.

3а. Ми знаходимо ймовірність утворитися  $n$  зернам нової фази –  $p(n)$ , зі всіх  $N^2$  комірок, протягом часового інтервалу  $d\tau$  формально як біноміальний розподіл,

$$p(n, d\tau) = \frac{(N^2)!}{(n)!(N^2 - n)!} (d\tau)^n (1 - d\tau)^{N^2 - n}, \text{ але фактично як Пуассонівський розподіл,}$$

$$p(n, d\tau) = \frac{(d\tau)^n}{(n)!} \exp(-d\tau), \text{ оскільки тільки випадки } n \ll N^2, \text{ забезпечують реально}$$

ненульові ймовірності. Потім ми випадково обираємо дійсне число подій зародження (створюючи випадкове число на інтервалі  $(0,1)$  та розділяючи цей інтервал на підінтервали  $p(n, dt)$ ). Тоді ми випадково вибираємо  $n$  комірок з повного зразка  $N \times N$ . Серед них ми залишаємо ті комірки, які ще не були перетвореними та перетворюємо їх відмічаючи положення «центру нового зерна» та час зародження.

3б. У випадку вдалого зародкоутворення комірка  $(i, j)$ , в деякий час  $\tau(i, j)$ , стає центром кола перетворення, що розповсюджується зі швидкістю  $G$ , так, що в будь-який момент часу  $\tau > \tau(i, j)$  будь-яка комірка всередині кола радіусу  $G \cdot (\tau - \tau(i, j))$  із центром у комірці  $(i, j)$  є у новому стані.

4. Ми вибираємо критерій відмови, як деяку частку  $X_t$  перетвореної площі. У даному дослідженні наведений критерій  $X_t = 0.5$  (також були випробувані та порівняні  $X_t$  від 0.1 до 0.9).

5. Момент часу, в який частка перетвореної площі досягає  $X_t$ , записується як  $TTF(k, G)$ , де  $k$  – номер запуску. Після запуску однакової програми  $M$  разів ( $M = 100000$ ), ми отримали масив часів до відмови, який оброблявся для визначення густини розподілу ймовірності, розподілу ймовірності, середнього часу до відмови, девіації, асиметрії.

Часовий крок має забезпечувати вимогу:  $dt \ll \frac{1}{vL^2} \Rightarrow d\tau \ll 1$ . З іншого боку, особливо для випадку макроконтракту, часовий крок має бути набагато менше, ніж час перекриття:  $dt \ll t_1 = \left(\frac{1}{vV^2}\right)^{1/3}$ ,  $d\tau \ll \frac{t_1}{t_0} = \left(\frac{1}{G}\right)^{2/3}$ . Ці вимоги виконані у нашому моделюванні.

#### 4. Результати та обговорення

Всі отримані гістограми часу до відмови апроксимовані нормальним, логнормальним розподілами, двопараметричним та трипараметричним розподілами Вейбулла, Пуассонівським та зміненим (зміщеним) Пуассонівським розподілами (Рис. 1). До того ж ми знайшли власний кумулятивний розподіл, що, здається, добре працює (краще ніж логнормальний розподіл чи розподіл Вейбулла). Підібраний нами авторський розподіл (тобто інтеграл від густини імовірності від мінімального значення випадкової величини до якогось значення між максимумом і мінімумом), що змінюється від 0 до 1, наступний:

$$F(\tau, \alpha, \beta) = p\left(\frac{e^\alpha}{\tau^2} + e^\beta + 1, \tau\right), \quad (8)$$

де:

$$p(k, \tau) = \frac{\gamma(k, \tau)}{\Gamma(k)}, \quad \Gamma(k) = \gamma(k, +\infty), \quad \gamma(k, \tau) = \int_0^{\tau} x^{k-1} e^{-x} dx. \quad (9)$$

Ми отримали цей розподіл напівінтуїтивно, тут ми не намагаємося вивести його, поки що це лише наближення. Окрім цієї нової апроксимації, використовувалися наступні залежності для апроксимації «звичайних» розподілів (тут верхній регістр символу означає кумулятивну функцію розподілу  $F$ , нижній регістр  $f$  – густину імовірності,  $f = \frac{dF}{dt}$ ):

Логнормальний розподіл:

$$f(\tau, m, \sigma) = \frac{1}{x \cdot \sigma \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(\ln(\tau) - m)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right). \quad (10)$$

Трипараметричний розподіл Вейбулла:

$$F(\tau, \eta, \beta, \gamma) = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\left(\frac{\tau - |\gamma|}{|\eta|}\right)^{|\beta|}\right), & \tau > |\gamma| \\ 0, & \tau \leq |\gamma| \end{cases}. \quad (11)$$

Двопараметричний розподіл Вейбулла:

$$F(\tau, \eta, \beta) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\tau}{|\eta|}\right)^{|\beta|}\right). \quad (12)$$

Модифікований розподіл Пуассона:

$$F(\tau, \alpha, \beta) = \begin{cases} 1 - \exp(-|\alpha| \cdot (\tau - |\beta|)), & \tau > |\beta| \\ 0, & \tau \leq |\beta| \end{cases}. \quad (13)$$

Розподіл Пуассона:

$$F(\tau, \alpha) = 1 - \exp(-|\alpha| \cdot \tau). \quad (14)$$

Характеристики нормального розподілу, яким апроксимовано результати комп'ютерного експерименту, приведено на Рис. 2 та Рис. 3. Залежність  $\ln(\langle \tau \rangle)$  від  $\ln(G)$  на Рис. 2 апроксимована гіперболою:

$$\ln(\langle \tau \rangle) = \sqrt{(0.32 \ln(G) + 0.004)^2 + 0.366^2} - 0.32 \ln(G) - 0.004. \quad (15)$$

Залежність  $\ln(\text{dev}(\tau))$  від  $\ln(G)$  на Рис. 3 апроксимована гіперболою:

$$\ln(\text{dev}(\tau)) = \sqrt{(0.142 \ln(G) + 0.241)^2 + 0.09^2} - 0.142 \ln(G) - 0.241. \quad (16)$$

При великих значеннях безрозмірної швидкості (мікроконтакт), кривизна розподілу максимальна (Рис. 4), а при малих значеннях безрозмірної швидкості (макроконтакт), вона прямує до 0, оскільки розподіл наближається до нормального розподілу. У процесі апроксимації результатів комп'ютерного експерименту нами були оптимізовані параметри розподілів (8-14). Приклад залежності параметрів логнормального розподілу від безрозмірної швидкості наведений на Рис. 5. Для аналізу результатів апроксимації ми використали критерій середньоквадратичного відхилення розподілів (8-14) від результатів комп'ютерного експерименту (Рис. 6). Видно, що запропонований нами авторський розподіл (крива 2 на Рис. 6) найкраще апроксимує результати із усіх розглянутих нами розподілів.

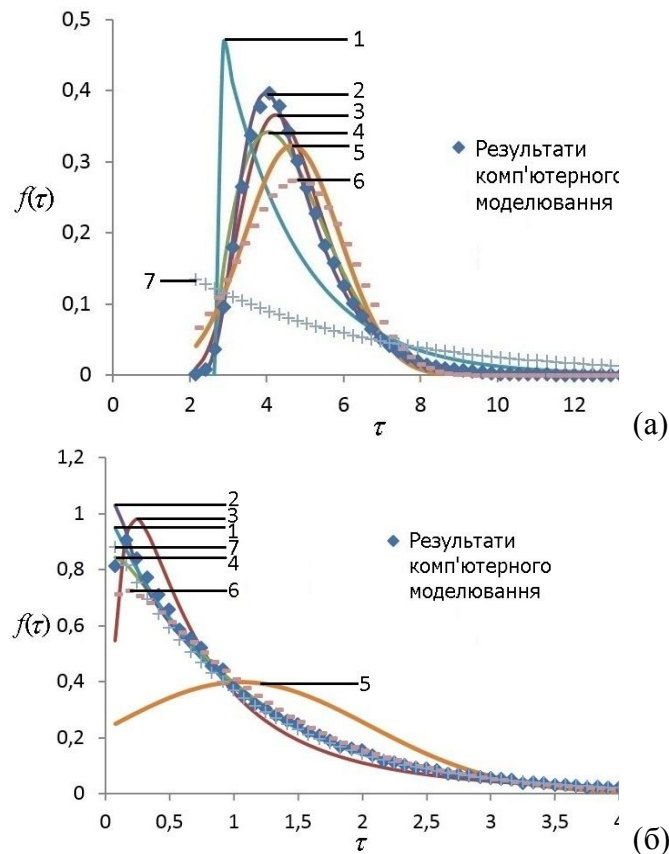


Рис. 1. Типовий розподіл безрозмірних часів до відмови (часу перетворення) для (а) макровипадку  $G = 0.1$  та (б) мікровипадку  $G = 10$ , при пороговому значенні  $X = 0.5$ . В обох випадках наведені гістограми, апроксимовані: 1 – модифікованим розподілом Пуассона, 2 – авторським розподілом, 3 – логнормальним розподілом, 4 – трипараметричним розподілом Вейбулла, 5 – розподілом Гауса, 6 – двопараметричним розподілом Вейбулла, 7 – розподілом Пуассона.

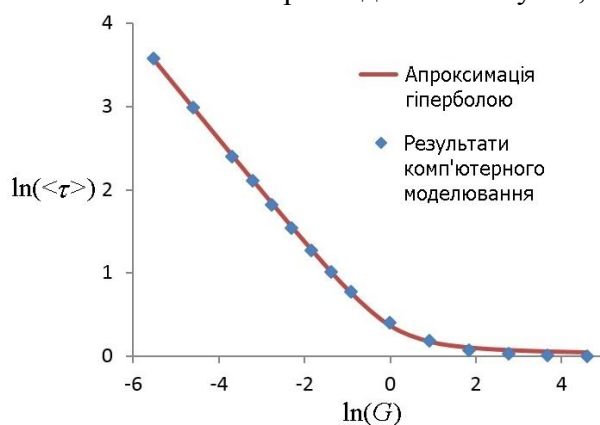


Рис. 2. Залежність логарифма середнього значення безрозмірного часу до відмови від логарифма безрозмірної швидкості  $G$ . Ліва частина може бути апроксимована прямою з нахилом  $(-2/3)$ . Права частина – асимптотично прямує до нуля.

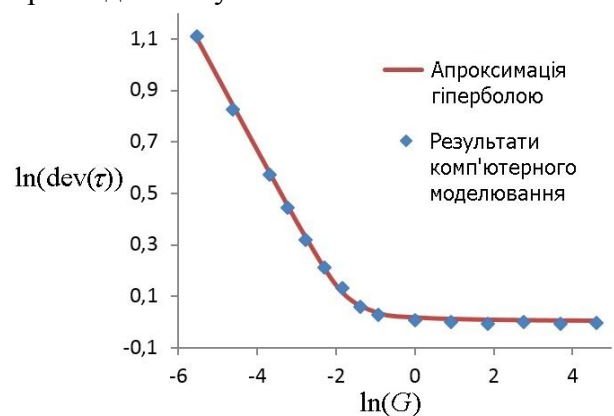


Рис. 3. Залежність логарифма девіації (середньоквадратичного відхилення) безрозмірних часів до відмови від логарифма безрозмірної швидкості  $G$ . Ліва частина може бути апроксимована прямою з нахилом  $(-1/3)$ . Права частина асимптотично прямує до нуля.

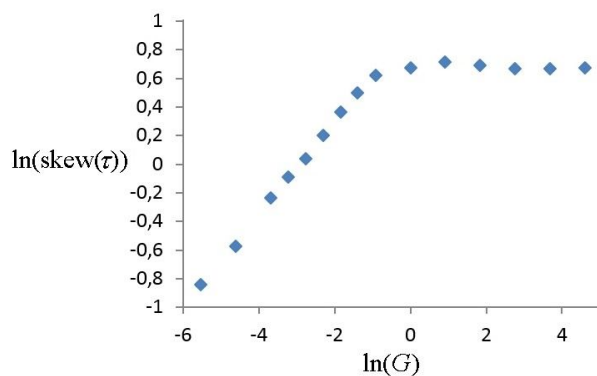


Рис. 4. Залежність логарифма асиметрії (кривизни) розподілу часу до відмови від логарифма безрозмірної швидкості  $G$ . Права частина асимптотично прямує до  $\ln(2)$ .

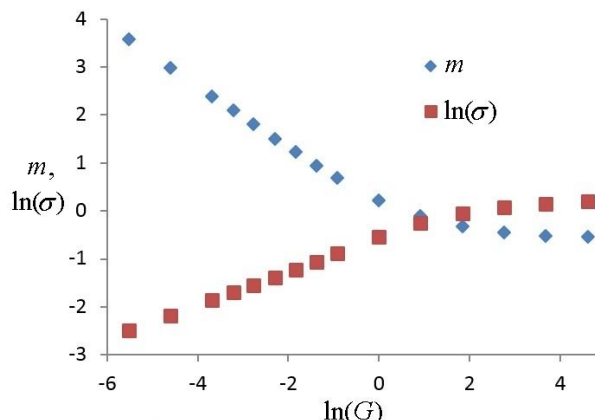


Рис. 5. Залежність параметрів апроксимації результатів комп'ютерного експерименту логнормальним розподілом від логарифма безрозмірної швидкості  $G$ .

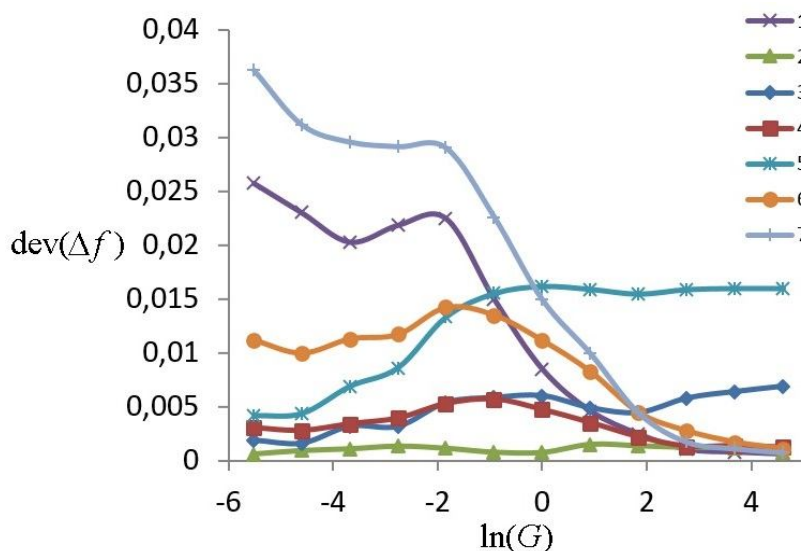


Рис. 6. Залежності середньоквадратичних відхилень оптимально апроксимованих функцій по даним комп'ютерного експерименту від логарифма безрозмірної швидкості  $G$ . Види апроксимацій: 1 – модифікований розподіл Пуассона, 2 – авторський розподіл, 3 – логнормальний розподіл, 4 – трипараметричний розподіл Вейбулла, 5 – розподіл Гауса, 6 – двопараметричний розподіл Вейбулла, 7 – розподіл Пуассона. При цьому великі за модулем від'ємні значення  $\ln(G)$  відповідають макроконтакту, а великі додатні – мікроконтакту.

## 6. Висновки

Ми проаналізували розмірну залежність розподілу часу до відмови та його основні властивості на прикладі найпростішої кінетики КЈМА у обмеженій двовимірній області. Граничні випадки розмірів системи описані аналітично. Основними результатами є:



1. Тип розподілу часу до відмови (або часу перетворення) у випадку гомогенного зародкоутворення пор і з постійною швидкістю їх росту контролюється безрозмірним розміром  $\lambda \equiv L/l = (vL^3/V)^{1/3}$  або безрозмірною швидкістю латерального росту  $G = V/vL^3 = 1/\lambda^3$ .

2. Розподіл часів до відмови (або часів перетворення), зі зменшенням розміру поступово перетворюється від симетричного нормального розподілу до сильно несиметричного розподілу Пуассона через логнормальний розподіл та розподіл Вейбулла.

3. Середній безрозмірний час до відмови залежить від безрозмірного розміру системи як  $\lambda^2$  при  $\lambda \gg 1$  та прямує до 1 при  $\lambda \ll 1$ .

4. Девіація безрозмірного часу до відмови пропорційна безрозмірному розміру системи  $\lambda$  при  $\lambda \gg 1$  та прямує до 1 при  $\lambda \ll 1$ .

5. Параметр асиметрії (skew) розподілу безрозмірного часу до відмови прямує до нуля при  $\lambda \gg 1$  та прямує до 2 при  $\lambda \ll 1$ .

6. Апроксимація середнього значення та девіації безрозмірного часу до відмови описуються рівняннями (15-16).

7. Порогове значення частки площі контакту заповненої порами для відмови (за виключенням 100%) не суттєве для всіх вищезазначених властивостей.

Звичайно, представлена модель є дуже спрощеною, вона не враховує тривимірний ріст пор, зміну густини струму та, відповідно, зміну швидкості росту пор, тощо. Більш загальний аналіз буде представлений в інших роботах.

#### Подяки

Робота виконана за підтримки 7-ї Рамкової Програми Європейської Комісії FP7-PEOPLE-2013-IRSES – Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme Fellowship within the 7th Framework Programme of European Commission (Grant Agreement: PIRSEGA-2013-612552) та Міністерства освіти і науки України (0115U000638 та 0117U000577).

#### Список використаної літератури:

1. Tu K.-N. Electronic thin-film reliability / K.-N. Tu. – New York: Cambridge University Press, 2010. – 394 p.
2. Tu K.-N. Solder joint technology / K.-N. Tu. – New York: Springer, 2007. – 368 p.
3. Tu K.-N. Kinetics in nanoscale materials / K.-N. Tu, A. M. Gusak. - New Jersey: John Wiley & Sons, 2014. – 312 p.
4. Колмогоров А. Н. К статистической теории кристаллизации металлов / А. Н. Колмогоров // Изв. АН СССР. Сер. матем. – 1937. – Т. 1, № 3. – С. 355-359.
5. Avrami M. Kinetics of phase change. I General theory / M. Avrami // The Journal of Chemical Physics. – 1939. – V. 7, № 12. – P. 1103-1112.
6. Johnson W. A. Reaction Kinetics in Processes of Nucleation and Growth / W. A. Johnson, R. F. Mehl // Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers. – 1939. – V. 135. – P. 416-442.
7. Vairagar A. V. In situ observation of electromigration-induced void migration in dual-damascene Cu interconnect structures / A. V. Vairagar, S. G. Mhaisalkar, A. Krishnamoorthy, K. N. Tu, A. M. Gusak, M. A. Meyer, E. Zschech // Applied Physics Letters. – 2004. – V. 85, № 13. – P. 2502-2504.
8. Tian T. A new physical model for life time prediction of Pb-free solder joints in electromigration tests / T. Tian, A. M. Gusak, O. Y. Liashenko, J. K. Han, D. Choi, K. N. Tu // Electronic Components and Technology Conference (ECTC), 2012 IEEE 62nd. – P. 741-746.

9. Delcourt O. Size effect in a nucleation and growth transformation / O. Delcourt, M. Descamps, H. J. Hilhorst // *Ferroelectrics*. – 1991. – V. 124, № 1. – P. 109-114.
10. Berg B. A. Finite Volume Kolmogorov-Johnson-Mehl-Avrami Theory / B. A. Berg, S. Dubey // *Physical Review Letters*. – 2008. – V. 100, № 16. – P. 165702.
11. Alekseechkin N. V. On the kinetics of phase transformation of small particles in Kolmogorov's model / N. V. Alekseechkin // *Condens Matter Physics*. – 2008. – V. 11, № 4(56). – P. 597-613.

### References

1. Tu K.-N. (2010). *Electronic thin-film reliability*. New York: Cambridge University Press.
2. Tu K.-N. (2007). *Solder joint technology*. New York: Springer.
3. Tu K.-N., Gusak A. M. (2014). *Kinetics in nanoscale materials*. New Jersey: John Wiley & Sons.
4. Kolmogorov A. N. (1937). On the Statistical Theory of the Crystallization of Metals. *Izv. AN SSSR. Ser. matem. (Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Mathematics Series)*, 1(3), 355-359.
5. Avrami M. (1939). Kinetics of phase change. I General theory. *The Journal of Chemical Physics*, 7(12), 1103-1112.
6. Johnson W. A., Mehl R. F. (1939). Reaction Kinetics in Processes of Nucleation and Growth. *Transactions of the American Institute of Mining and Metallurgical Engineers*, 135, 416-442.
7. Vairagar A. V., Mhaisalkar S. G., Krishnamoorthy A., Tu K. N., Gusak A. M., Meyer M. A., Zschech E. (2004). In situ observation of electromigration-induced void migration in dual-damascene Cu interconnect structures. *Applied Physics Letters*, 85(13), 2502-2504.
8. Tian T., Gusak A. M., Liashenko O. Y., Han J. K., Choi D., Tu K. N. (2012). A new physical model for life time prediction of Pb-free solder joints in electromigration tests. *Electronic Components and Technology Conference (ECTC), 2012 IEEE 62nd*, 741-746.
9. Delcourt O., Descamps M., Hilhorst H. J. (1991). Size effect in a nucleation and growth transformation. *Ferroelectrics*, 124(1), 109-114.
10. Berg B. A., Dubey S. (2008). Finite Volume Kolmogorov-Johnson-Mehl-Avrami Theory. *Physical Review Letters*, 100(16), 165702.
11. Alekseechkin N. V. (2008). On the kinetics of phase transformation of small particles in Kolmogorov's model. *Condens Matter Physics*, 11(4(56)), 597-613.

**Summary.** *O.A. Bobrov, M.O. Pasichnyy, O.Y. Liashenko, A.M. Gusak. Size effect on Distributions of the Times To Failure and Times To Transformation. Failure of finite size 2D solder contact is equivalent to phase transformation in a finite 2D system. First-order phase transformations proceed due to multiple nucleation and consequent growth of new phase grains inside the old phase matrix. The nucleation and growth of the pancake voids due to the electromigration along the tin/copper interface are considered. This problem is essential due to the flip-chip technology and the miniaturization of the solder bump size. Kinetics of this process is usually described by KJMA equations (Kolmogorov-Johnson-Mehl-Avrami). Size dependencies of Times To Failure (TTF) and Times To Transformation (TTT) distributions and their main characteristics are modeled. The danger of early failures due to the broadening of TTF distribution makes the size effect study an important issue in microelectronics. Broadening of TTT distribution is essential for phase transformations in the ensembles of micro- and nanoparticles. With decreasing size the TTF and TTT distributions steadily transform from the normal distribution to Poisson one via lognormal or Weibull*

*(with changing optimized parameters). Histograms of the computer experiments were fitted by various distributions. The best approximations were obtained by our own distribution, by lognormal distribution and by 3-parametric Weibull distribution. Analytical approximations for transient regimes are suggested.*

**Keywords:** size effect, times to failure, 2D phase transformation, probability distribution, Kolmogorov-Avrami kinetics, flip-chip technology.

Одержано редакцією 25.11.2017

Прийнято до друку 24.12.2017

УДК 621.762:669.715.29

PACS 66.30.-h., 81.05.bx., 68.35.fx,  
64.70.kd, 82.40.ck, 66.30.Ny**В. М. Тютенко, В. В. Морозович, В. А. Дідук,  
С. О. Колінько, Ю. О. Ляшенко**

### **ВПЛИВ SMAT ОБРОБКИ НА СТРУКТУРУ ЕЛЕКТРООСАДЖЕНИХ В СТАЦІОНАРНОМУ, РЕВЕРСНОМУ ТА СТОХАСТИЧНОМУ РЕЖИМАХ ПРОШАРКІВ МІДІ**

*Досліджено застосування низькочастотної поверхневої механічної обробки тертям за технологією SMAT до поверхонь електроосадженої в стаціонарному, реверсному імпульсному та стохастичному режимах міді на мідні підкладки. Методами рентгенівського дифракційного аналізу досліджено вплив SMAT обробки на мікроструктуру поверхневих прошарків міді, встановлено зміну текстури зразків. Аналіз уширення дифракційних ліній вказує не лише на подрібнення зерен, а і на наявність мікронапруг. Отримано зони дифузійної взаємодії між різного типу мідними поверхневими прошарками, в тому числі після їх SMAT обробки, та оловом. Встановлено особливості фазоутворення в цих контактних зонах засобами оптичної мікроскопії.*

**Ключові слова:** наноструктуровані матеріали, інтенсивна пластична деформація, поверхнева механічна обробка тертям (SMAT), електролітично осаджені прошарки міді, твердофазні реакції міді і олова, рентгеноструктурний аналіз.

#### **1. Вступ**

Нові технологічні властивості наноструктурованих матеріалів детально досліджуються протягом останніх десятиріч. Порівняно з полікристалічними матеріалами наноструктуровані матеріали характеризуються особливим структурно-фазовим складом, термодинамічними та механічними властивостями [1]. Як правило, наноструктуровані матеріали отримують впливом інтенсивних пластичних деформацій