

Вплив ультразвуку на ступінь поруватості кремнію

Пелешак Р.М., Кузик О.В., Даньків О.О., Кульчицький О.Р.

email: peleshchak@rambler.ru

кафедра загальної фізики Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка, вул. Стрийська, 3, Дрогобич, Львівська обл., 82100

Побудовано нелінійну дифузійно-деформаційну модель формування нанокластерів вакансій та їх періодичних утворень під впливом ультразвуку в поруватих матеріалах. Встановлено критерії їх формування за величиною амплітуди деформації, середньої концентрації вакансій та температури. Досліджено зміну ступеня поруватості кремнію під впливом ультразвуку.

Ключові слова: вакансія, деформація, поруватий кремній, ультразвук

ВСТУП

Наноструктуровані матеріали останнім часом викликають значний інтерес дослідників. Це пов'язано з нетиповістю їх властивостей порівняно з об'ємним матеріалом. Одним з таких матеріалів є поруватий кремній (ПК), який отримують зазвичай за допомогою електролітичного анодування [1]. При достатньо високій поруватості ($\geq 50\%$) він представляє собою систему взаємопов'язаних між собою кремнієвих нанокристалітів, поверхня яких відкрита для взаємодії з іншими молекулами [2].

У рівноважному стані кристал завжди містить певну кількість вакансій. Цей факт пояснюється тим, що при утворенні вакансії поряд із зростанням енергії відбувається збільшення ентропії [3]. В результаті мінімум вільної енергії спостерігається не для ідеального кристалу, а для кристалу з вакансіями. У роботі [3] показано, що навіть при низьких температурах рівноважна концентрація вакансій може досягати великих значень, якщо об'ємна деформація перевищує деяке критичне значення.

Відомо, що концентрація дефектів, зокрема вакансій, у твердому тілі, яке піддається ультразвуковій обробці, нелінійно залежить як від температури, так і від інтенсивності створюваних акустичних коливань [4]. Причому в певному інтервалі потужності ультразвуку та температури спостерігається значне (більше, ніж на порядок) збільшення дефектності зразків,

тобто акустичний вплив у цьому випадку носить яскраво виражений синергетичний характер. При великих концентраціях вакансій, які взаємодіють між собою та з атомами кристалічної матриці через деформаційне поле, можливе виникнення процесів їх самоорганізації в окремі кластери та періодичні структури [5]. Утворення періодичної ґратки пор при опроміненні металів та діелектриків високоенергетичними пучками нейтронів та електронів спостерігали у роботах [6, 7].

В роботах [8 – 12] було показано, що за допомогою ультразвукової хвилі можна керувати транспортними властивостями напівпровідників та змінювати їх структуру.

У даній роботі досліджено вплив ультразвукової обробки на ступінь поруватості кремнію.

1. МОДЕЛЬ ПОРУВАТОЇ СТРУКТУРИ

Виділимо у поруватому середовищі деякий об'єм у вигляді циліндра радіусом R_0 , який містить одну циліндричну пору радіусом r_0 (рис. 1). Нехай така система містить вакансії із середньою концентрацією N_{do} .

З врахуванням нелокального закону Гука [13] енергію взаємодії вакансії з атомами матриці U_{da}^{int} через пружне поле можна визначити так:

$$U_{da}^{int}(r) = - \int \lambda(|r' - r|) \epsilon(r') \Delta \Omega_d dr', \quad (1)$$

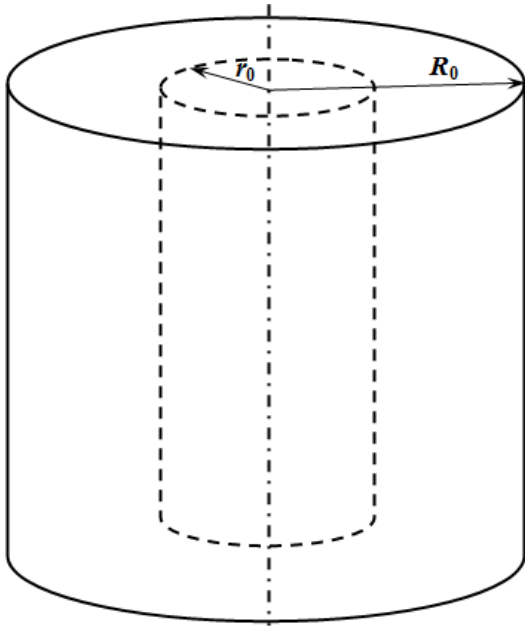


Рисунок 1. Геометрична модель поруватої структури

де λ – оператор пружних модулів [11]. Ввівши змінну, $\tau = r' - r$ та розклавши $\varepsilon(r + \tau)$ в ряд Тейлора по τ , отримуємо:

$$U_{da}^{int}(r) = -\int \lambda(|\tau|) \varepsilon(r + \tau) \Delta\Omega_d d\tau = -K\varepsilon(r)\Delta\Omega_d - K \frac{\partial^2 \varepsilon(r)}{\partial r^2} r_{da}^2 \Delta\Omega_d, \quad (2)$$

де $K = \int \lambda(|\tau|) d\tau$ – модуль пружності [11], $2r_{da}^2 = \frac{\int \lambda(|\tau|) \tau^2 d\tau}{\int \lambda(|\tau|) d\tau}$ – середнє значення квадрату

відстані між вакансією та атомами матриці, $\Delta\Omega_d$ – зміна об'єму кристалу одним дефектом; $\varepsilon(r)$ – радіальна компонента тензора деформації.

Пружне поле, що виникає в твердому тілі, діє на вакансію із силою

$$\vec{F} = K \text{grad} \left(\varepsilon(r) \Delta\Omega_d + \frac{\partial^2 \varepsilon(r)}{\partial r^2} r_{da}^2 \Delta\Omega_d \right) \quad (3)$$

Під дією цієї сили дефекти у пружному полі отримують швидкість

$$\vec{v} = \mu \vec{F} = \frac{DK}{k_B T} \text{grad} \left(\varepsilon(r) \Delta\Omega_d + \frac{\partial^2 \varepsilon(r)}{\partial r^2} r_{da}^2 \Delta\Omega_d \right), \quad (4)$$

де μ , D – рухливість та коефіцієнт дифузії вакансії; T – температура; k_B – стала Больцмана. Тут для визначення рухливості домішок використано співвідношення Ейнштейна.

Як бачимо з формули (4), швидкість вакансій у пружному полі визначається

градієнтами деформації та зміною об'єму кристалу цими дефектами. Отже, дефекти, які є центрами стиску ($\Delta\Omega_d < 0$), а такими є вакансії, будуть рухатися в область, що зазнає відносного стиску.

З врахуванням (4) стаціонарний потік вакансій можна записати у вигляді:

$$j = -D \frac{\partial N_d}{\partial r} + N_d \frac{DK}{k_B T} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \Delta\Omega_d + \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial r^3} r_{da}^2 \Delta\Omega_d \right). \quad (5)$$

Густина потенціальної енергії пружного континууму без дефектів з врахуванням ангармонічних доданків може бути представлена у вигляді:

$$U_a = \frac{1}{2} E \varepsilon^2(r) + \frac{1}{3} E \alpha \varepsilon^3(r) + \frac{1}{4} E \beta \varepsilon^4(r) + E a_0^2 \frac{\partial^2 \varepsilon(r)}{\partial r^2} \varepsilon(r), \quad (6)$$

де E – модуль Юнга, α , β – константи пружного ангармонізму; a_0 – характеристична відстань взаємодії атомів кристалічної матриці між собою, яка приблизно дорівнює параметру кристалічної ґратки матриці.

Тоді з врахуванням (2) та (6) вираз для густини вільної енергії кристалу з вакансіями матиме вигляд:

$$\Phi = U_a + N U_{da}^{int} - TS = \frac{1}{2} E \varepsilon^2(r) + \frac{1}{3} E \alpha \varepsilon^3(r) + \frac{1}{4} E \beta \varepsilon^4(r) + E a_0^2 \frac{\partial^2 \varepsilon(r)}{\partial r^2} \varepsilon(r) - KN(r) \varepsilon(r) \Delta\Omega_d - KN(r) \frac{\partial^2 \varepsilon(r)}{\partial r^2} r_{da}^2 \Delta\Omega_d - TS, \quad (7)$$

де S – густина ентропії.

Використавши співвідношення $\sigma = \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon}$,

отримаємо вираз для механічної напруги:

$$\sigma = E \varepsilon + E \alpha \varepsilon^2 + E \beta \varepsilon^3 + E a_0^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial r^2} - KN \Delta\Omega_d. \quad (8)$$

Механічна напруга у твердому тілі, яка зазнає впливу ультразвуку з врахуванням ангармонічних доданків

$$\tilde{\sigma} = \sigma + E \varepsilon_0 \cos \omega t + E \alpha (\varepsilon_0 \cos \omega t)^2 + E \beta (\varepsilon_0 \cos \omega t)^3, \quad (9)$$

де ε_0 – амплітуда деформації, створеної ультразвуком. Тут враховано, що довжина хвилі $\lambda \gg R_0$. Усереднивши за часом, отримаємо:

$$\tilde{\sigma} = E \varepsilon + E \tilde{\alpha} \varepsilon^2 + E \beta \varepsilon^3 + E a_0^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial r^2} - \theta_d N, \quad (10)$$

де $\tilde{\alpha} = \alpha(1 + \frac{\varepsilon_0^2}{2\varepsilon^2})$, де $\theta_v = K\Lambda\Omega_d$ – деформаційний потенціал вакансії.

З умови рівноваги деформованого тіла $\frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial r} = 0$ отримаємо рівняння для деформації:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \tilde{\alpha} \frac{\partial \varepsilon^2}{\partial r} + \beta \frac{\partial \varepsilon^3}{\partial r} + a_0^2 \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial r^3} - \frac{\theta_v}{E} \frac{\partial N}{\partial r} = 0. \quad (11)$$

З врахуванням (5) стаціонарне рівняння дифузії для вакансій можна записати у вигляді:

$$\text{div} D \left[\frac{\partial N}{\partial r} + \frac{N\theta_v}{k_B T} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial r^3} r_{da}^2 \right) \right] + G_d - \frac{N}{\tau_d} = 0, \quad (12)$$

де G_d , τ_d – швидкість генерації та час життя вакансій.

Для знаходження розподілу концентрації вакансій та деформації в досліджуваній структурі необхідно розв'язати систему нелінійних диференціальних рівнянь (11) та (12).

Представимо концентрацію вакансій та деформацію у вигляді:

$$N(r) = N_1(r) + N_0, \quad (13)$$

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_1(r) + N_0 \Delta \Omega_d, \quad (14)$$

де $N_1(r)$, $\varepsilon_1(r)$ – просторово неоднорідні складові концентрації вакансій та деформації, $N_1(r) \ll N_0$.

Підставивши (13) і (14) у (11) та (12) з врахуванням того, що $N_1(r) \ll N_0$ та при $r \rightarrow R_0$ повинні виконуватись умови $\frac{\partial N_1}{\partial r} = 0$

та $\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} = 0$, отримаємо, що $N_0 = G_d \tau_d$ та рівняння для $N_1(r)$ та $\varepsilon_1(r)$:

$$D \frac{\partial N_1}{\partial r} - N_0 \frac{D\theta_v}{k_B T} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} + \frac{\partial^3 \varepsilon_1}{\partial r^3} r_{da}^2 \right) = 0; \quad (15)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial r} + \tilde{\alpha} \frac{\partial \varepsilon_1^2}{\partial r} + \beta \frac{\partial \varepsilon_1^3}{\partial r} + a_0^2 \frac{\partial^3 \varepsilon_1}{\partial r^3} - \frac{\theta_v}{E} \frac{\partial N_1}{\partial r} = 0. \quad (16)$$

Проінтегрувавши рівняння (15), отримаємо:

$$N_1 = \frac{N_0 \theta_v}{k_B T} \left(\varepsilon_1 + \frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial r^2} r_{da}^2 \right). \quad (17)$$

Підставимо (17) у (16) та отримаємо рівняння для деформації, яке після інтегрування можна записати у вигляді:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial r^2} - a \varepsilon_1 + f \varepsilon_1^2 - c \varepsilon_1^3 = 0, \quad (18)$$

$$\text{де } a = \frac{1 - \frac{N_0}{N_c}}{r_{da}^2 \left(\frac{N_0}{N_c} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2} \right)}; \quad f = \frac{|\tilde{\alpha}|}{r_{da}^2 \left(\frac{N_0}{N_c} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2} \right)};$$

$$c = \frac{\beta}{r_{da}^2 \left(\frac{N_0}{N_c} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2} \right)}; \quad N_c = \frac{E \cdot kT}{\theta_v^2}.$$

Тут враховано, що $\alpha < 0$, $\beta > 0$ [5].

2. ФОРМУВАННЯ НАНОКЛАСТЕРІВ ВАКАНСІЙ ПІД ВПЛИВОМ УЛЬТРАЗВУКУ

Розв'язок рівняння (18) має вигляд:

$$r = \int \frac{d\varepsilon_1}{\sqrt{a\varepsilon_1^2 - \frac{2f\varepsilon_1^3}{3} + \frac{c\varepsilon_1^4}{2}}} + r_c,$$

де r_c – стала інтегрування.

Ввівши заміну $\varepsilon_1 = \frac{1}{z}$, цей інтеграл можна записати наступним чином:

$$r - r_c = - \int \frac{dz}{\sqrt{a \left(z - \frac{f}{3a} \right)^2 + \Delta}}, \quad (19)$$

$$\text{де } \Delta = -\frac{f^2}{9a} + \frac{c}{2}.$$

Інтеграл (19) виражається через аналітичні функції, тип яких визначається знаками коефіцієнтів a і Δ .

Якщо виконуються умови

$$\frac{N_0}{N_c} < \frac{a_0^2}{r_{da}^2}, \quad \frac{2\tilde{\alpha}^2}{9\beta} < 1 - \frac{N_0}{N_c} \quad (a < 0 \text{ і } \Delta < 0), \quad (20)$$

то $\varepsilon_1 = 0$, а $N(r) = N_0$, тобто процеси самоорганізації не відбуваються.

Враховуючи, що $\frac{2\alpha^2}{9\beta} = \frac{4}{9}$ [5] та

$$\varepsilon^2 \approx \frac{\varepsilon_0^2}{2} + \left(\frac{\theta_v}{K} N_0 \right)^2, \text{ умови (20) можна записати}$$

у вигляді:

$$\frac{N_0}{N_c} < \frac{a_0^2}{r_{da}^2},$$

$$\varepsilon_0^2 < \left(\frac{\sqrt{2k_B T N_0}}{\theta_v N_c} \right)^2 \left(\frac{1}{\frac{3}{2} \sqrt{1 - \frac{N_0}{N_c}} - 1} - 1 \right)^{-1}. \quad (21)$$

При перевищенні середньої концентрації дефектів значення $N_0 = N_c \frac{a_0^2}{r_{da}^2}$, незалежно від амплітуди деформації ультразвукової хвилі, просторово однорідний розв'язок стає нестійким і виникає новий просторово неоднорідний стаціонарний стан (утворюються кластери або періодичні вакансійні структури). Окрім цього, при невиконанні 2-ої умови (21) завжди виникатимуть кластери вакансій. В інших випадках, залежно від величин N_0 та ε_0 розв'язок рівняння (2.18) матиме вигляд

$\alpha > 0$ і $\Delta > 0$:

$$\varepsilon_1(r) = -\frac{A}{B + \operatorname{sh}(-\sqrt{a}(r-r_0))} \quad (22)$$

при $\frac{a_0^2}{r_{da}^2} < \frac{N_0}{N_c} < 1 - \frac{2\tilde{\alpha}^2}{9\beta}$ та

$$\varepsilon_0^2 < \left(\frac{\sqrt{2}k_B T}{\theta_v} \right)^2 \left(\frac{N_0}{N_c} \right)^2 \left(\frac{1}{\frac{3}{2}\sqrt{1-\frac{N_0}{N_c}}-1} - 1 \right)^{-1};$$

$\alpha > 0$ і $\Delta < 0$:

$$\varepsilon_1(r) = -\frac{A}{B + \operatorname{ch}(\sqrt{a}(r-r_0))} \quad (23)$$

при $1 - \frac{2\tilde{\alpha}^2}{9\beta} < \frac{N_0}{N_c} < 1$ та

$$\varepsilon_0^2 < \left(\frac{\sqrt{2}k_B T}{\theta_v} \right)^2 \left(\frac{N_0}{N_c} \right)^2 \left(\frac{1}{\frac{3}{2}\sqrt{1-\frac{N_0}{N_c}}-1} - 1 \right)^{-1}$$

або при $\frac{a_0^2}{r_{da}^2} < \frac{N_0}{N_c} < 1 - \frac{2\tilde{\alpha}^2}{9\beta}$,

$$\varepsilon_0^2 > \left(\frac{\sqrt{2}k_B T}{\theta_v} \right)^2 \left(\frac{N_0}{N_c} \right)^2 \left(\frac{1}{\frac{3}{2}\sqrt{1-\frac{N_0}{N_c}}-1} - 1 \right)^{-1};$$

$\alpha < 0$ і $\Delta > 0$:

$$\varepsilon_1(r) = -\frac{A}{B + \sin(\sqrt{|a|}(r-r_0))} \quad (24)$$

при $\frac{N_0}{N_c} > 1$ та

$$\varepsilon_0^2 < \left(\frac{\sqrt{2}k_B T}{\theta_v} \right)^2 \left(\frac{N_0}{N_c} \right)^2 \left(\frac{1}{\frac{3}{2}\sqrt{1-\frac{N_0}{N_c}}-1} - 1 \right)^{-1}$$

або при

$$\varepsilon_0^2 > \left(\frac{\sqrt{2}k_B T}{\theta_v} \right)^2 \left(\frac{N_0}{N_c} \right)^2 \left(\frac{1}{\frac{3}{2}\sqrt{1-\frac{N_0}{N_c}}-1} - 1 \right)^{-1} \quad \text{та}$$

$$\frac{N_0}{N_c} < \frac{a_0^2}{r_{da}^2};$$

де $A = 3\sqrt{2}|a|\left(9ca - 2f^2\right)^{\frac{1}{2}}$;

$$B = \sqrt{2}f \left(9ca - 2f^2\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Стала інтегрування r_c вибрана з міркувань, що максимальне скупчення вакансій відбувається біля поверхні пори, тобто виконується умова $r_c = r_0$.

Таким чином, при певних значеннях концентрації дефектів N_0 та амплітуди ультразвукової хвилі ε_0 формуються кластери вакансій чи їх періодичні утворення.

На рис. 2 графічно зображені області можливого формування кластерів вакансій залежно від значення ε_0^2 та $\frac{N_0}{N_c}$.

Радіус кластера залежить від концентрації дефектів, пружних сталей та температури і може бути визначений наступним чином:

$$r_{cluster} = \frac{1}{\sqrt{a}} = r_{da} \sqrt{\frac{\frac{N_0}{N_c} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2}}{1 - \frac{N_0}{N_c}}}. \quad (25)$$

Підставивши формули (22) – (24) у формулу (17), можна знайти концентрацію вакансій.

На рис. 3 представлено залежність радіуса кластера вакансій від їх відносної концентрації $\frac{N_0}{N_c}$ у діапазоні $\frac{a_0^2}{r_{da}^2} < \frac{N_0}{N_c} < 1$. Як бачимо, при збільшенні концентрації вакансій радіус кластера монотонно збільшується та лежить у нанометровому діапазоні.

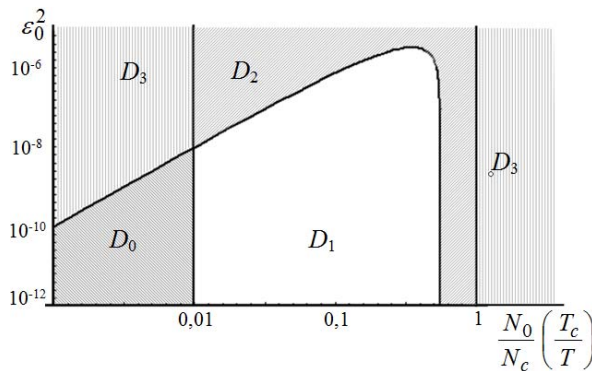


Рисунок 2. Області можливого формування кластерів вакансій

залежно від значення ε_0^2 та $\frac{N_0}{N_c}$:

D_0 – процеси самоорганізації не відбуваються; D_1 – утворюється асиметричний кластер; D_2 – утворюється симетричний кластер вакансій; D_3 – утворюється періодична ґратка вакансій

Очевидно, що концентрація дефектів N_0 може бути представлена у вигляді:

$$N_0 = N'_0 + N_{0us}(\omega), \quad (26)$$

де N'_0 – рівноважна концентрація вакансій, які існують у твердому тілі без впливу ультразвуку, N_{0us} – концентрація вакансій, які утворюються під впливом ультразвуку. Отже, розмір кластера також залежатиме від амплітуди ультразвукової хвилі. Підставивши (26) у (25), формулу для розміру кластера можна записати у вигляді:

$$r_{cluster} = r_{da} \sqrt{\frac{\frac{N'_0}{N_c} + \frac{G_d}{G_{dc}} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2}}{1 - \frac{N'_0}{N_c} - \frac{G_d}{G_{dc}}}}, \quad (27)$$

де $G_{dc} = \frac{N_c}{\tau_d}$ – деяке критичне значення

швидкості генерації вакансій під впливом ультразвуку.

3. ВПЛИВ УЛЬТРАЗВУКУ НА СТУПІНЬ ПОРУВАТОСТІ КРЕМНІЮ

Ступінь поруватості структури α визначається як відношення об'єму пор V_p до об'єму всієї структури V :

$$\alpha = \frac{V_p}{V} = \frac{nH\pi r_0^2}{nH\pi R_0^2} = \frac{r_0^2}{R_0^2}, \quad (28)$$

де H – висота пори, n – концентрація пор.

Під діє ультразвуку радіус пор збільшується і становитиме

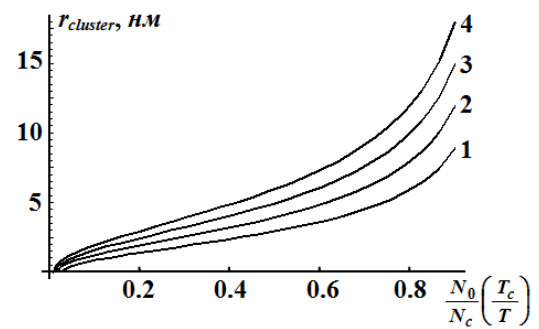


Рисунок 3. Залежність радіуса кластера вакансій від їх концентрації:

1 – $r_{da} = 3$ нм; 2 – $r_{da} = 4$ нм;

3 – $r_{da} = 5$ нм; 4 – $r_{da} = 6$ нм

$$r'_0 = r_0 + r_{cluster}, \quad (29)$$

де r'_0 – радіус пор після ультразвукової обробки.

Тоді ступінь поруватості матеріалу, що піддавався ультразвуковій обробці, можна обчислити за формулою:

$$\alpha = \frac{(r_0 + r_{cluster})^2}{R_0^2}. \quad (30)$$

Підставивши (27) в (30), отримаємо залежність ступеня поруватості кремнію від швидкості генерації вакансій під впливом ультразвуку:

$$\alpha = \frac{\left(r_0 + r_{da} \sqrt{\frac{\frac{N'_0}{N_c} + \frac{G_d}{G_{dc}} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2}}{1 - \frac{N'_0}{N_c} - \frac{G_d}{G_{dc}}}} \right)^2}{R_0^2} =$$

$$= \alpha_0 + 2\alpha_0 \frac{r_{da}}{R_0} \gamma + \frac{r_{da}^2}{R_0^2} \gamma^2, \quad (31)$$

$$\text{де } \gamma = \sqrt{\frac{\frac{N'_0}{N_c} + \frac{G_d}{G_{dc}} - \frac{a_0^2}{r_{da}^2}}{1 - \frac{N'_0}{N_c} - \frac{G_d}{G_{dc}}}}, \quad \alpha_0 - \text{ступінь порува-}$$

тості кремнію до обробки ультразвуком.

На рис. 4 представлено залежність ступеня поруватості кремнію від швидкості генерації вакансій під впливом ультразвуку при різних значеннях α_0 . Розрахунки проводились при наступних значеннях параметрів: $a_0 = 0,543$ нм – параметр ґратки

Si; $r_{da} = 5$ нм; $R_0 = 50$ нм; $\frac{N'_0}{N_c} = 0,05$.

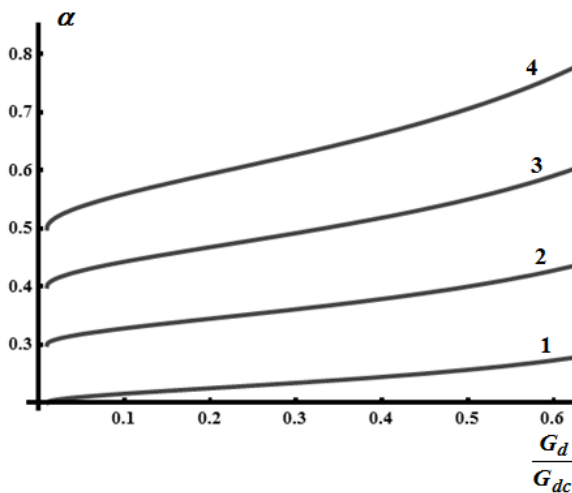


Рисунок 4. Залежність ступеня поруватості кремнію від швидкості генерації вакансій під впливом ультразвуку при різних значеннях α_0 :

1 – $\alpha_0 = 0,2$; 2 – $\alpha_0 = 0,3$; 3 – $\alpha_0 = 0,4$; 4 – $\alpha_0 = 0,5$

З рис. 4 бачимо, що при збільшенні швидкості генерації вакансій (збільшенні амплітуди акустичної хвилі) ступінь поруватості кремнію монотонно зростає. Причому, швидкість зростання у кремнії з більшим вихідним ступенем поруватості є більшою. Зокрема, при збільшенні відносної швидкості генерації вакансій від 0,1 до 0,7 при $\alpha_0 = 0,2$ ступінь поруватості зростає на 8%, при $\alpha_0 = 0,5$ – на 29 %.

При перевищенні швидкості генерації вакансій під дією ультразвуку деякого критичного значення у кремнії будуть формуватися періодичні утворення вакансійних деформаційних структур (формула (24)).

Таким чином, при незначній швидкості генерації вакансій під дією ультразвуку в кремнії ступінь поруватості не буде змінюватися, а при перевищенні деякого значення $G_d \approx 0,01 G_{d0}$ збільшується радіус пор або формуються нові пори і ступінь поруватості зростає.

ВИСНОВКИ

1. Побудовано нелінійну дифузійно-деформаційну модель формування вакансійних нанокластерів та їх періодичних утворень в поруватому кремнії під дією ультразвуку.
2. Встановлено критерії формування кластерів вакансій за величиною

амплітуди ультразвукової хвилі, середньої концентрації вакансій та температури.

3. Досліджено залежність розміру нанокластера від середньої концентрації вакансій і показано, що така залежність має монотонно зростаючий характер.
4. У межах побудованої моделі встановлено закономірності зміни ступеня поруватості кремнію під впливом ультразвуку. Показано, що при незначній швидкості генерації вакансій під дією ультразвуку в кремнії ступінь поруватості не буде змінюватися, а при перевищенні деякого значення $G_d \approx 0,01 G_{d0}$ збільшується радіус пор або формуються нові пори і ступінь поруватості зростає.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1]. Образцов А.Н. Поглощение света и фотолюминесценция пористого кремния / А.Н. Образцов, В.А. Караванский, Х. Окуши, Х. Ватанабе // ФТП. – 2008. – Т. 32. – № 8. – С. 1001 – 1005.
- [2]. Зубко Є.І. Особливості формування шарів пористого кремнію модифікованих HCl і HBr в контексті оптичних властивостей / Є.І. Зубко // Журнал нанота електронної фізики. – 2012. – Т. 4. – № 2. – С. 02036-1 – 02036-4.
- [3]. Булавин Л.А. Вакансии в сильно деформированном кристалле: низкие температуры / Л.А. Булавин, О.Ю. Актан, Ю.Ф. Забашта // ФТТ. – 2008. – Т. 50. – № 12. – С. 2174 – 2179.
- [4]. Абрамов О.В. Воздействие мощного ультразвука на жидкие и твердые металлы / О.В. Абрамов. – М. : Наука, 2000. – 297 с.
- [5]. Emel'yanov V.I. A Hierarchy of the formation of nanometer clusters and periodic structures of laser-induced defects / V.I. Emel'yanov, I.M. Panin // Laser Physics – 1996. – V. 6. – P. 971 – 978.
- [6]. Sikka V.K. Damage in neutron-irradiated molybdenum (I). Characterization of as-irradiated microstructure / V.K. Sikka, J. Moteff // J. Nucl. Mat. – 1974. – V. 54. – P. 325 – 345.
- [7]. Chadderton L.T. Observations of a regular void array in natural fluorite irradiated with 100 keV electrons / L.T. Chadderton,

- E. Johnson, T. Wohlenberg // *Physica Scripta*. – 1976. – V. 13. – P. 127 – 128.
- [8]. Zaveryukhin B.N. Variation of the reflection coefficient of semiconductors in a wavelength range from 0.2 to 20 mm under the action of ultrasonic waves / B.N. Zaveryukhin, N.N. Zaveryukhina, O.M. Tursunkulov // *Technical Physics Letters*. – 2002. – V. 28. – P. 752 – 756.
- [9]. Olikh O.Ya. Ultrasound-stimulated increase in the electron diffusion length in p-Si crystals / O.Ya. Olikh, I.V. Ostrovskii // *Physics of the Solid State*. – 2002. – V. 44. – P. 1249 – 1253.
- [10]. Ostapenko S. Ultrasound stimulated dissociation of Fe-B pairs in silicon / S. Ostapenko, R. Bell // *J. Appl. Phys.* – 1995. – V. 77. – P. 5458 – 5460.
- [11]. Ostrovski I.V. Ultrasonically stimulated low-temperature redistribution of impurities in silicon / V. Ostrovski, A.B. Nadtochiĭ, and A.A. Podolyan // *Semiconductors*. – 2002 – V. 36. – P. 367 – 369.
- [12]. Кулемин А.В. Ультразвук и диффузия в металлах / А.В. Кулемин. – М. : Металлургия, 1978. – 264 с.
- [13]. Кунин И.А. Теория упругих сред с микроструктурой. Нелокальная теория упругости / И.А. Кунин. – М. : Наука, 1975. – 389 с.