

## Модель нуклеації нанометрової структури адатомів при дії всебічного тиску

Р.М. Пелещак, О.В. Кузик, О.О. Даньків\*

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,  
вул. Івана Франка, 24, 82100 Дрогобич, Україна*

(Одержано 09.10.2017, у відредагованій формі – 23.10.2017, опубліковано online 24.02.2018)

Розроблено теорію нуклеації нанометрової структури адатомів при дії всебічного тиску з врахуванням акустоелектронної взаємодії. Самоорганізація відбувається в результаті дефектно-деформаційної нестійкості, обумовленої самоузгодженою взаємодією адсорбованих атомів з поверхневою акустичною хвилею. У межах даної теорії досліджено вплив всебічного тиску та ступеня легування напівпровідника на умови формування і період нанометрової структури адатомів. Визначено період нанометрової структури адатомів залежно від величини всебічного тиску, температури, середньої концентрації адатомів та електронів провідності. Встановлено, що збільшення тиску призводить до розширення температурних інтервалів, у межах яких формуються нанометрові структури адатомів, та зменшення їх періоду.

**Ключові слова:** Нуклеація, Всебічний тиск, Адсорбований атом, Нанокластер, Акустоелектронна взаємодія.

DOI: [10.21272/jnep.10\(1\).01014](https://doi.org/10.21272/jnep.10(1).01014)

PACS numbers: 61.46. – w, 43.35.+d

### 1. ВСТУП

Останнім часом у мікроелектронних приладах знайшли широке застосування напівпровідникові структури із самоорганізованими нанокластерами [1-7], отримані різними методами: молекулярно-променевою епітаксією [2, 3], іонної імплантації [4, 5], лазерного опромінення [1, 6, 7] та іншими. Для оптимізації технологічного процесу та прогнозованого керування фізичними параметрами напівпровідникових структур з нанокластерами важливою є інформація про нуклеацію (початкову стадію формування) періодичних наноструктур адсорбованих атомів (адатомів) та імплантованих домішок [8-11]. Зокрема, для розрахунку симетрії, періоду і часу утворення поверхневих структур достатньо обмежитись аналізом лише початкового (лінійного) етапу розвитку дефектно-деформаційної нестійкості [10].

На умови формування самоорганізованих нанокластерів суттєво впливають деформаційні ефекти, обумовлені ненульовим об'ємом власних дефектів та домішок, акустоелектронною взаємодією [12, 13], невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів, а також зовнішніми чинниками, наприклад, впливом електричного [14], магнітного поля [15] чи ультразвукової хвилі [16].

У роботах [10, 17] розвинуто теорію спонтанної нуклеації поверхневої нанометрової ґратки, яка обумовлена нестійкістю у системі адатомів, що взаємодіють із самоузгодженою поверхневою акустичною хвилею (ПАХ). У межах даної теорії встановлено умови формування нанокластерів на поверхні твердих тіл та визначено періоди нанометрової ґратки як функції концентрації адатомів та температури і показано, що їх формування є можливим тільки при низьких температурах. У роботах [12, 13] показано, що збільшення ступеня легування напівпровідника розширює температурні інтервали, в яких можливе формування періодичних дефектних структур.

У гетероепітаксійних системах з незначною невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів режим росту нанокластерів визначається тільки співвідношенням енергій двох поверхонь і енергії межі розділу. Якщо сума поверхневої енергії нарощуваного шару і енергії межі розділу менша від енергії поверхні підкладки, тобто якщо нарощуваний матеріал змочує підкладку, то виникає режим росту Франка-ван дер Мерве [18]. У гетероепітаксійних системах за наявності значної невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів (> 4 %) процес формування нанокластерів здійснюється у два етапи відповідно до методу Странського-Крастанова [18]. На першому етапі відбувається ріст псевдоморфного напруженого шару (наприклад, InAs на підкладці GaAs). При досягненні ним критичної товщини (1.5 - 1.7 моношару (МШ)) настає наступний етап – спонтанний розпад псевдоморфного шару на систему кристалічних острівців і змочуючий шар товщиною ~1 МШ. Такий розпад зумовлений релаксацією пружних напружень, що виникають у гетероепітаксійній системі за неузгодження параметрів ґраток  $\left( f = \frac{\alpha_{\text{InAs}} - \alpha_{\text{GaAs}}}{\alpha_{\text{InAs}}} \approx 7\% \right)$ , і різними коефіцієнтами термічного розширення підкладки GaAs та епітаксійного шару InAs.

Тому, очевидно, що дія зовнішніх пружних полів впливатиме на умови формування нанокластерів [19, 20]. Зокрема, в роботі [19] представлено результати експериментальних досліджень зовнішнього впливу механічної деформації на умови формування квантових точок.

У даній роботі розроблено модель нуклеації нанометрової структури адатомів при дії всебічного тиску та в межах запропонованої моделі проаналізовано можливість розширення температурного діапазону, в якому формуються нанокластери.

\* [dankivolesya@ukr.net](mailto:dankivolesya@ukr.net)

Розглянемо два випадки: 1) нелегований напівпровідник, в якому роль акустoeлектронних ефектів є незначною; 2) легований напівпровідник  $n$ -типу із значною акустoeлектронною взаємодією.

## 2. ВПЛИВ ГІДРОСТАТИЧНОГО ТИСКУ НА ФОРМУВАННЯ НАНОМЕТРОВОЇ СТРУКТУРИ АДАТОМІВ У НЕЛЕГОВАНОМУ НАПІВПРОВІДНИКУ

### 2.1 Модель

Рівняння для вектора зміщення  $\vec{u}$  пружного середовища має вигляд:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = c_l^2 \Delta \mathbf{u} + (c_l^2 - c_t^2) \mathbf{grad}(\text{div } \mathbf{u}). \quad (1)$$

Нехай поверхня напівпровідника співпадає з площиною  $z = 0$  (вісь  $z$  напрямлена в глибину кристалу). Припустимо, що вздовж осі  $x$  виникає поверхневе збурення пружного середовища, яке задамо у вигляді статичної ПАХ, що швидко затухає вглибину напівпровідника та має наростаючу з часом амплітуду:

$$u_x = -iqR e^{iqx + \lambda t - k_t z} - ik_t Q e^{iqx + \lambda t - k_t z}, \quad (2)$$

$$u_z = k_t R e^{iqx + \lambda t - k_t z} + qQ e^{iqx + \lambda t - k_t z}, \quad (3)$$

де  $k_{l,t}^2 = q^2 + \lambda^2 / c_{l,t}^2$ ;  $\lambda$  – інкремент дефектно-деформаційної нестійкості;  $R, Q$  – амплітуди ПАХ.

Тоді деформація  $\varepsilon$  на поверхні напівпровідника ( $z = 0$ ):

$$\varepsilon = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{\lambda^2}{c_l^2} R e^{iqx + \lambda t}. \quad (4)$$

Періодична поверхнева деформація призводить до просторово-неоднорідного перерозподілу адатомів  $N(x)$ :

$$N(x) = N_0 + N_1(x, q) = N_0 + N_1(q) e^{iqx + \lambda t}, \quad (5)$$

де  $N_0, N_1(q)$  – просторово-однорідне значення поверхневої концентрації адатомів та амплітуда їх періодичного збурення, відповідно.

Рівняння для концентрації адатомів має вигляд:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{D_d \theta_d}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left( N \frac{\partial}{\partial x} \left( \varepsilon + l_d^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} \right) \right), \quad (6)$$

де  $D_d$  – поверхневий коефіцієнт дифузії адатомів;  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $\theta_d$  – деформаційний потенціал;  $l_d$  – характерна довжина взаємодії адатомів з атомами ґратки. Другий доданок виражає взаємодію адатомів з деформаційним полем з врахуванням нелокальної взаємодії.

Гранична умова, що виражає баланс латеральних напружень, має вигляд:

$$\frac{E}{2(1+\nu)} \left( \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)_{z=0} = 0, \quad (7)$$

де  $E, \nu$  – модуль Юнга та коефіцієнт Пуассона, від-

повідно.

Окрім цього, у результаті взаємодії адатомів з атомами напівпровідника на поверхні виникає нормальна механічна напруга; відповідна гранична умова з врахуванням гідростатичного тиску  $P_0$ , що діє на напівпровідник, має вигляд:

$$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left( \varepsilon_{zz} + \frac{\nu}{1-\nu} \varepsilon_{xx} \right)_{z=0} = \frac{\theta_d N_1}{a} - P_0, \quad (8)$$

де  $a$  – параметр кристалічної ґратки. Перший доданок у правій частині рівняння (8) визначає механічну напругу, створену адатомами з ненульовим об'ємом ( $\theta_d = K \Delta \Omega, \Delta \Omega$  – зміна об'єму кристалу одним дефектом,  $K$  – модуль пружності), другий доданок – вплив зовнішнього стиску кристалу.

Щоб позбутися неоднорідності в граничній умові (8), зробимо заміну:

$$N_1(x, q) = \frac{a}{\theta_d} (P_0 + P(q) e^{iqx + \lambda t}). \quad (9)$$

Тоді підставивши (9) у (6) з врахуванням (4), (5) та в наближенні  $P \ll \theta_d N_0 / a$ , отримаємо вираз для амплітуди  $P(q)$ ,

$$P(q) = -\frac{D_d \left( N_0 + \frac{P_0 a}{\theta_d} \right) \theta_d R q^2 \lambda^2}{kT c_l^2 (\lambda + D_d q^2)} (1 - q^2 l_d^2), \quad (10)$$

а гранична умова (8) набуде вигляду:

$$\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left( \varepsilon_{zz} + \frac{\nu}{1-\nu} \varepsilon_{xx} \right) = P(q) e^{iqx + \lambda t}. \quad (11)$$

Граничні умови (7) та (11) утворюють однорідну систему рівнянь з невідомими  $R$  та  $Q$ . З умови нетривіальності розв'язків (з умови рівності нулю детермінанта цієї системи) можна отримати дисперсійні залежності  $\lambda(q)$ .

У наближенні  $\lambda^2 / (q^2 c_{l,t}^2) \ll 1$  вираз для інкремента дефектно-деформаційної нестійкості  $\lambda(q)$  матиме вигляд:

$$\lambda = D_d q^2 \times \left( \frac{2 \left( N_0 + \frac{P_0 a}{\theta_d} \right) \theta_d^2 (1 - q^2 l_d^2) (1 + \nu) (1 - 2\nu)}{akTE} - 1 \right) \quad (12)$$

або

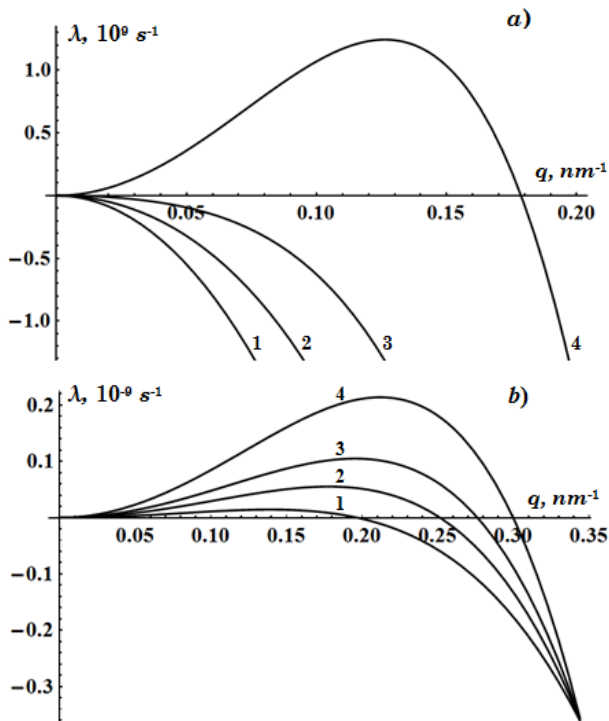
$$\lambda = D_d q^2 \left( \frac{T_c (1 - q^2 l_d^2)}{T} - 1 \right), \quad (13)$$

$$\text{де } T_c = \frac{2 \left( N_0 + \frac{P_0 a}{\theta_d} \right) \theta_d^2 (1 + \nu) (1 - 2\nu)}{akE}.$$

**2.2 Чисельні розрахунки та обговорення результатів**

На рис. 1 приведено результати розрахунку залежності інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від модуля хвильового вектора при різних значеннях тиску  $P_0$  та температури  $T$ . Розрахунки  $\lambda(q)$  проводились для напівпровідника GaAs з адсорбованими на поверхні атомами In при наступних значеннях параметрів:  $l_d = 2.9 \text{ nm}$ ;  $a = 0.565 \text{ nm}$ ;  $E = 85 \text{ GPa}$ ;  $\nu = 0.318$ ;  $D_d = 5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$ ;  $\theta_d = 10 \text{ eV}$ ;  $N_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Знак деформаційного потенціалу визначається характером деформації, створеної атомами.

При температурі 300 K (рис. 1, а) у напівпровіднику GaAs при заданих параметрах за відсутності зовнішнього тиску (крива 1) та при тиску меншому, ніж 1,25 kbar (криві 2, 3), інкремент дефектно-деформаційної нестійкості приймає тільки від'ємні



**Рис. 1** – Залежність інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від хвильового вектора при різних значеннях гідростатичного тиску: 1 –  $P_0 = 0$ ; 2 –  $P_0 = 0.5 \text{ kbar}$ ; 3 –  $P_0 = 1 \text{ kbar}$ ; 4 –  $P_0 = 2 \text{ kbar}$ ; а)  $T = 300 \text{ K}$ ; б)  $T = 100 \text{ K}$

значення, тобто формування періодичної надґратки є неможливим (відбувається з часом затухання акустичної хвилі).

При перевищенні певного критичного значення тиску  $P_c$  (1,25 kbar при даних параметрах) при температурі 300 K стає можливим формування періодичної нанометрової структури адатомів (крива 4). Тобто під дією тиску спостерігається розширення температурних інтервалів, у межах яких є можливим формування нанокластерів.

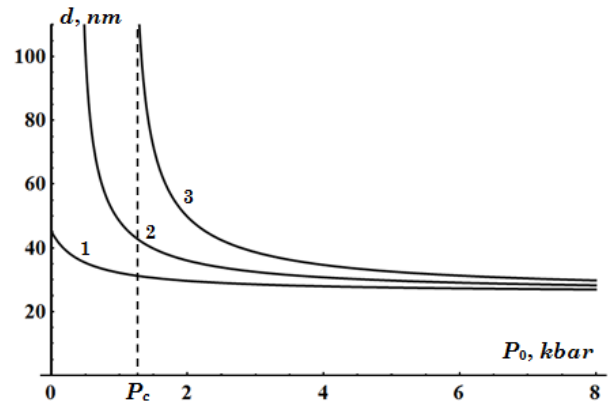
При  $P > P_c$  залежність інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від модуля хвильового вектора має максимум, який при збільшенні тиску зсувається до більших значень модуля хвильового

вектора. При температурі 100 K (рис. 1, б) формування періодичної нанометрової структури адатомів є можливим при будь-яких значеннях тиску (в межах пружної деформації).

Значення  $q_{\text{max}}$ , при якому інкремент дефектно-деформаційної нестійкості має максимум, визначає період домінуючої структури  $d = 2\pi/q_{\text{max}} = 2\sqrt{2}\pi l_d / (1 - T/T_c)$  (рис. 2).

При збільшенні тиску  $P_0$  спостерігається збільшення величини інкремента дефектно-деформаційної нестійкості. Таким чином, при збільшенні стиску напівпровідника процеси формування нанометрових періодичних структур повинні відбуватися швидше. Особливо роль зовнішнього тиску у формуванні періодичної ґратки адатомів є суттєвою при більших температурах (рис. 1, 2). Процеси самоорганізації адатомів краще відбуваються при менших температурах. Це співпадає з результатами, отриманими у роботі [21], де показано, що формування дефектно-деформаційної ґратки можливе лише при температурі, яка менша за деяке критичне значення. Збільшення деформації стиску напівпровідника дозволяє збільшити критичну температуру, при якій можливі процеси самоорганізації наноструктур.

Як видно з рис. 2, збільшення тиску призводить до монотонного зменшення періоду нанометрової



**Рис. 2** – Залежність періоду нанометрової структури адатомів від величини гідростатичного тиску при різних значеннях температури: 1 –  $T = 100 \text{ K}$ ; 2 –  $T = 200 \text{ K}$ ; 3 –  $T = 300 \text{ K}$

структури адатомів, який наближається до значення  $d = 2\sqrt{2}\pi l_d$  при  $P_0 \rightarrow \infty$ .

При зменшенні температури зменшується критичне значення тиску  $P_c$ , при якому починають формуватися періодичні дефектні структури.

При низьких температурах (рис. 2, крива 1) спостерігається слабка залежність періоду нанометрової структури від величини тиску.

Також слід відзначити, що зовнішній стиск напівпровідника покращує умови самоорганізації поверхневої наноструктури тільки у випадку адатомів, які є центрами розтягу ( $\theta_d > 0$ ).

**3. ВПЛИВ ГІДРОСТАТИЧНОГО ТИСКУ НА ФОРМУВАННЯ НАНОМЕТРОВОЇ СТРУКТУРИ АДАТОМІВ У ЛЕГОВАНОМУ НАПІВПРОВІДНИКУ n-ТИПУ**

### 3.1 Модель

Деформація, яка виникає на поверхні напівпровідника, призводить до модуляції дна зони провідності і, відповідно, до модуляції електронної густини. Неоднорідне електричне поле, яке виникає, призводить до неоднорідного зміщення вузлів кристалічної ґратки і, відповідно, до зміни амплітуди ПАХ. У роботі [13] показано, що додаткова деформація обумовлена акустoeлектронною взаємодією може бути визначена наступним співвідношенням:

$$\varepsilon^{el} = -\frac{e^2(1-\nu)}{\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}a^2E} n_1(q)e^{iqx+\lambda t}, \quad (14)$$

де  $n_1$  – амплітуда періодичного збурення поверхневої концентрації електронів провідності;  $\varepsilon_0$ ,  $\tilde{\varepsilon}$  – діелектрична стала та діелектрична проникність середовища, відповідно.

Густина електронного струму:

$$j = n\mu_n \frac{d\chi}{dx}, \quad (15)$$

де  $\mu_n$  – рухливість електронів; електрохімічний потенціал  $\chi$  у наближенні Томаса-Фермі визначається співвідношенням

$$\chi(x) = \frac{\hbar^2}{2m} \left( 3\pi^2 n(x)/a \right)^{2/3} - e\varphi(x) + a_c\varepsilon(x), \quad (16)$$

$$n(x) = n_0 + n_1(x) = n_0 + n_1(q)e^{iqx+\lambda t}, \quad (17)$$

$$\varphi(x) = \varphi(q)e^{iqx+\lambda t}, \quad (18)$$

де  $n_0$  – середнє значення поверхневої концентрації електронів;  $m$  – ефективна маса електрона;  $a_c$  – константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності,  $\varphi(q)$  – амплітуда періодичного електростатичного потенціалу.

Розв'язавши рівняння неперервності з врахуванням (15) та (16) у лінійному наближенні

$$(e\varphi(x) - a_c\varepsilon(x)) \ll \chi_0, \quad \chi_0 = \frac{\hbar^2}{2m} \left( 3\pi^2 n_0/a \right)^{2/3},$$

концентрацію електронів провідності можна представити у вигляді:

$$n(x) = n_0 + R_s(e\varphi(x) - a_c\varepsilon(x)), \quad (19)$$

$$\text{де } R_s = \frac{m}{\hbar^2} \left( \frac{3n_0 a^2}{\pi^4} \right)^{1/3}.$$

Рівняння Пуассона з врахуванням (17) та (18) має вигляд:

$$-q^2\phi(q) = \frac{e}{\varepsilon_0\tilde{\varepsilon}a} n_1(q). \quad (20)$$

Підставивши (19) в (20) з врахуванням (4), (17) та (18), отримуємо вирази для амплітуд періодичного електростатичного потенціалу  $\phi(q)$  та поверхневої концентрації електронів провідності  $n_1(q)$ :

$$\phi(q) = -\frac{g^2 a_c / e \lambda^2}{q^2 + g^2} R, \quad (21)$$

$$n_1(q) = \frac{R_s a_c q^2 \lambda^2}{q^2 + g^2} R,$$

$$\text{де } g = \sqrt{\frac{e^2 R_s}{\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} a}}.$$

Тоді додаткова деформація, обумовлена акустoeлектронною взаємодією може бути визначена наступним співвідношенням:

$$\varepsilon^{el} = -\frac{a_c g^2 q^2 (1-\nu)}{(q^2 + g^2) a E} \frac{\lambda^2}{c_l^2} R e^{iqx+\lambda t}. \quad (22)$$

Сумарна деформація на поверхні напівпровідника з врахуванням (4) та (22):

$$\varepsilon^1 = \varepsilon + \varepsilon^{el} = -\frac{\lambda^2}{c_l^2} (1-\beta(q)) R e^{iqx+\lambda t}, \quad (23)$$

$$\text{де } \beta(q) = \frac{a_c g^2 q^2 (1-\nu)}{(q^2 + g^2) a E}.$$

Слід зазначити, що для будь-яких значень  $q$  параметр  $|\beta| < 1$ . Для діелектриків та напівпровідників з незначним ступенем легування  $|\beta| \ll 1$ . Тому вплив акустoeлектронної взаємодії на формування поверхневої періодичної нанометрової структури є незначним. Цей випадок розглянуто у попередньому пункті. При збільшенні концентрації електронів провідності вплив акустoeлектронної взаємодії зростає. І тому для встановлення умов формування нанометрової структури адатомів при дії всебічного тиску слід враховувати взаємодію електронної підсистеми з ПАХ.

Підставивши (23) в (6), отримуємо вираз для амплітуди періодичного збурення концентрації адсорбованих атомів  $N_1(q)$  з врахуванням електрондеформаційної взаємодії. Проробивши дії, аналогічно до того, як описано у попередньому пункті (формули (7) – (10)), отримуємо вираз для інкремента дефектно-деформаційної нестійкості  $\lambda(q)$ :

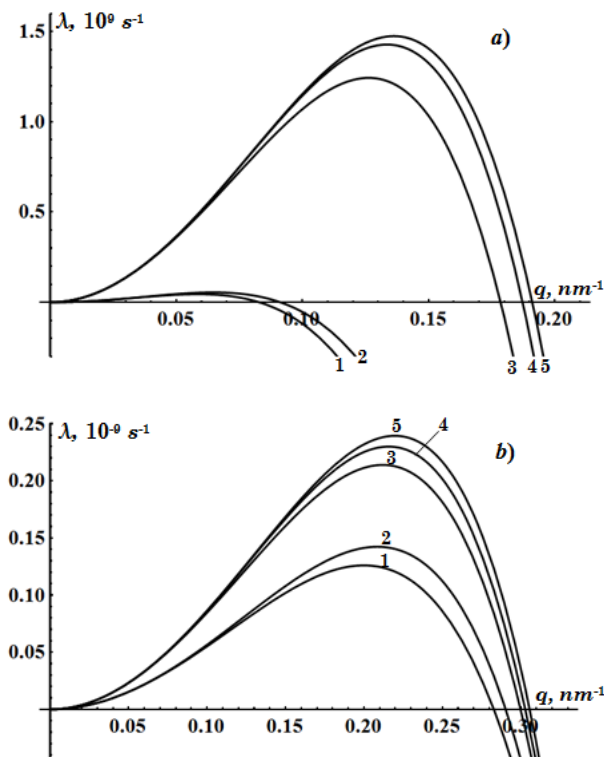
$$\lambda(q) = D_d q^2 \left( \frac{2 \left( N_0 + \frac{P_0 a}{\theta_d} \right) \theta_d^2 (1 - q_d^2) \left( 1 - \frac{a_c g^2 q^2 (1-\nu)}{(q^2 + g^2) a E} \right) (1+\nu)(1-2\nu)}{akTE} - 1 \right) \quad (24)$$

або

$$\lambda = D_d q^2 \left( \frac{T_c (1 - q^2 l_d^2) \left( 1 - \frac{\alpha_c g^2 q^2 (1 - \nu)}{(q^2 + g^2) \alpha E} \right)}{T} - 1 \right). \quad (25)$$

### 3.2 Чисельні розрахунки та обговорення результатів

На рис. 3 приведено результати розрахунку залежності інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від модуля хвильового вектора при різних значеннях концентрації електронів  $n_0$ , тиску  $P_0$  та різних значеннях температури.



**Рис. 3** – Залежність інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від хвильового вектора при різних значеннях концентрації електронів та гідростатичного тиску:  $P_0 = 1.3 \text{ kbar}$  (1; 2);  $P_0 = 2 \text{ kbar}$  (3; 4; 5);  $n_0 = 0$  (1; 3);  $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (4);  $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (2; 5); а)  $T = 300 \text{ K}$ ; б)  $T = 100 \text{ K}$

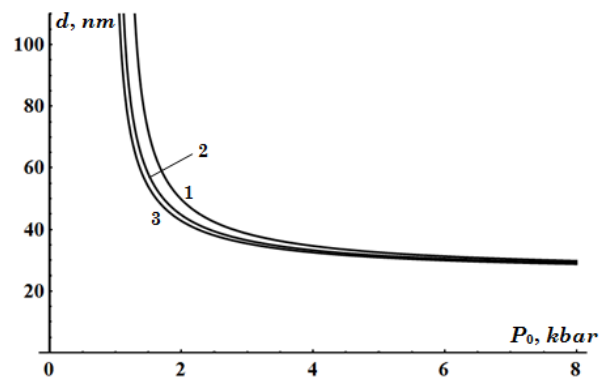
Розрахунки  $\lambda(q)$  проводились для напівпровідника GaAs при наступних значеннях параметрів:  $\alpha_c = -7.17 \text{ eV}$ ;  $m = 0.065 m_0$ ;  $\tilde{\epsilon} = 12$ .

В результаті взаємодії електронної підсистеми з ПАХ при збільшенні ступеня легування напівпровідника спостерігається збільшення інкремента дефектно-деформаційної нестійкості та зміщення його максимуму в сторону більших значень модуля хвильового вектора. При невеликих тисках (рис. 3, криві 1, 2) роль акустоелектронної взаємодії є несуттєвою. Збільшення тиску (рис. 3, криві 3 – 5) та температури (рис. 3, а, б) призводить до підсилення впли-

ву акустоелектронних ефектів. Збільшення інкремента дефектно-деформаційної нестійкості означає зменшення часу формування періодичної надгратки адсорбованих атомів.

Збільшення ступеня легування напівпровідника призводить до зменшення періоду нанометрової надгратки (рис. 4). При збільшенні концентрації електронів провідності до  $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  при температурі  $300 \text{ K}$  період дефектної структури зменшується від  $50 \text{ nm}$  (рис. 4, крива 1) до  $42 \text{ nm}$  (рис. 4, крива 3). Роль акустоелектронної взаємодії є більш суттєвою при незначних тисках ( $P_0 < 2 \text{ kbar}$ ). Як видно з рис. 4, збільшення тиску призводить до монотонного зменшення періоду нанометрової структури адатомів, який наближається до значення  $d = 2\sqrt{2}\pi l_d$  при  $P_0 \rightarrow \infty$ , незалежно від ступеня легування.

Змінюючи, концентрацію електронів провідності, можна керувати критичними параметрами (температура, тиск, концентрація адатомів), при



**Рис. 4** – Залежність періоду нанометрової структури адатомів від величини гідростатичного тиску при температурі  $T = 100 \text{ K}$  при різних значеннях концентрації електронів: 1 –  $n_0 = 0$ ; 2 –  $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ; 3 –  $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  яких відбувається формування дефектно-деформаційної структури

Зокрема, з рис. 4 видно, що збільшення концентрації електронів провідності призводить до зменшення критичного тиску  $P_c$ , при якому починають формуватися періодичні дефектні структури. При низьких температурах цей ефект є непомітним, оскільки при будь-яких тисках можливе формування періодичної нанометрової структури. Також слід зазначити, що збільшення концентрації електронів провідності є причиною збільшення критичної температури  $T_c$ , нижче якої відбуваються процеси самоорганізації.

### 4. ВИСНОВКИ

У даній роботі розвинуто теорію нуклеації періодичних самоорганізованих структур адатомів при дії всебічного тиску. Запропонована теорія може бути використана для опису початкової стадії формування нанокластерів як методом лазерного опромінення, так і методом молекулярно-променевої епітаксії, а також у гетероепітаксійних системах за наявності значної невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів. Вплив всебічного тиску на напі-

впівідникову матрицю дозволяє розширити температурні інтервали, в межах яких відбуваються процеси формування нанокластерів. Також під впливом всебічного тиску можна зменшити критичну концентрацію адсорбованих атомів (яка визначається, наприклад, інтенсивністю лазерного опромінення), при перевищенні якої можливі процеси самоорганізації. Для напівпровідника GaAs розраховано критичні значення тиску, при яких формуються нанокластери, залежно від температури.

В межах розробленої теорії проведено розрахунки періоду нанометрової структури адатомів In при дії всебічного тиску як для нелегованого напівпровідника GaAs, так і для напівпровідника GaAs *n*-типу (з врахуванням акустоелектронної взаємодії). Встановлено, що при збільшенні тиску та ступеня легування напівпровідника спостерігається монотонне змен-

шення періоду нанометрової структури адатомів. Таким чином, змінюючи величину тиску та ступінь легування напівпровідника, можна в широкому діапазоні керувати параметрами нанокластерів.

Отримані результати якісно співпадають з експериментальними даними, отриманими у роботі [19], де досліджено вплив різних видів механічних навантажень на розміри квантових точок InAs/GaAs. Створюючи різні навантаження в різних областях напівпровідникової матриці, можна прогнозовано керувати розмірами квантових точок. Важливими характеристиками масиву квантових точок є однорідність їх розмірів та форма. Очевидно, що зовнішні деформаційні поля впливають на ці характеристики. Однак, проведення таких теоретичних досліджень є можливими тільки в межах нелінійної моделі.

### The Model of Nucleation of Nanometer Structure of the Adatoms Under the Action of Comprehensive Pressure

R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv

*Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, 24, Ivan Franko Str., 82100, Drohobych, Ukraine*

The theory of nucleation of nanometer structure of the adatoms under the action of comprehensive pressure taking into account acousto-electronic interaction is developed. Self-organization occurs as a result of defect-deformation instability caused by self-consistent interaction between the adsorbed atoms and the surface acoustic wave. Within this theory the influence of comprehensive pressure and doping degree of semiconductor on the conditions of formation and the period of nanometer structure of the adatoms is investigated. The period of nanometer structure of the adatoms depending on the value of comprehensive pressure, temperature, average concentration of the adatoms and conduction electrons is defined. It is established that the increase in pressure leads to expansion of temperature intervals within which nanometer structures of the adatoms are formed, and the decrease of their period.

**Keywords:** Nucleation, Comprehensive pressure, Adsorbed atom, Nanocluster, Acousto-electronic interaction.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.V. Kabashin, Ph. Delaporte, A. Pereira, D. Grojo, R. Torres, Th. Sarnet, M. Sentis, *Nanoscale Res. Lett.* **5**, 454 (2010).
2. V.A. Zinovyev, A.V. Dvurechenskii, P.A. Kuchinskaya, V.A. Armbrister, S.A. Teys, A.A. Shklyayev, A.V. Mudryi, *Semiconductors* **49**, 149 (2015).
3. I.P. Ipatova, V.G. Malyshkin, A.A. Maradudin, *Phys. Rev. B* **57**, 12968 (1998).
4. I. Yamada, J. Matsuo, N. Tojoda, *Phys. Research B* **206**, 820 (2003).
5. A.V. Boryakov, D.E. Nikolitchev, D.I. Tetelbaum, A.I. Belov, A.V. Ershov, A.N. Mikhaylov, *Phys. Solid State* **54**, 394 (2012).
6. V.P. Veleschuk, A. Baidullaeva, A.I. Vlasenko, *Phys. Solid State* **52**, 469 (2010).
7. A.I. Vlasenko, A. Baidullaeva, V.P. Veleschuk, P.E. Mozol, N.I. Boiko, O.S. Litvin, *Semiconductors* **49**, 229 (2015).
8. V. Slezov, *Kinetics of First-order Phase Transitions* (Weinheim: Wiley-VCH: 2009).
9. V. Sugakov, *J. Phys. Conf. Series* **148**, 012048 (2009).
10. V.I. Emel'yanov, A. Baidullaeva, A.I. Vlasenko, P.E. Mozol, *Quantum Electronics* **38**, 245 (2008).
11. P.E. L'vov, V.V. Svetukhin, *Phys. Solid State* **57**, 1213 (2015).
12. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Cond. Mat. Phys.* **18**, 43801 (2015).
13. R.M. Peleshchak, I.I. Lazurchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, G.G. Zegrya, *Semiconductors* **50**, 314 (2016).
14. R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, *Ukr. J. Phys.* **54**, 702 (2009).
15. K. Lawniczak-Jablonska, A. Wolska, M.T. Klepka, *J. Physics: Conference Series* **712**, 012100 (2016).
16. W. Yang, B. Zhang, N. Ding, W. Ding, L. Wang, M. Yu, Q. Zhang, *Ultrasonics Sonochemistry* **30**, 103 (2016).
17. V.I. Emel'yanov, *Laser Phys.* **18**, 1435 (2008).
18. N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, *Semiconductors* **32**, 343 (1998).
19. C. Taylor, E. Marega, E.A. Stach, G. Salamo, L. Hussey, M. Munoz, A. Malshe, *Nanotechnology* **19**, 015301 (2008).
20. C. Kristukat, A.R. Goci, K. Prutschke, D. Bimberg, C. Thomsen, *phys. stat. sol. (b)* **244**, 53 (2007).
21. K.F. MacDonald, V.A. Fedotov, S. Pochon, K.J. Ross, G.C. Stevens, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1643 (2002).