

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

Формування нанокластерів на адсорбованій поверхні під впливом всебічного тиску та електричного поля

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, м. Дрогобич 82100, Україна,
e-mail: rpeleshchak@ukr.net*

У роботі досліджено вплив електричного поля та всебічного тиску на умови формування та період поверхневої надгратки адсорбованих атомів у напівпровідниках. Встановлено, що у напівпровіднику GaAs збільшення всебічного тиску та напруженості електричного поля залежно від напрямку призводить до збільшення або зменшення критичної температури (критичної концентрації адатомів), при якій можливе формування самоорганізованої наноструктури. Показано, що у сильнолегованому напівпровіднику p-GaAs збільшення напруженості електричного поля призводить до монотонної зміни (зменшення чи збільшення залежно від напрямку електричного поля) періоду самоорганізованих поверхневих наноструктур 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, електричне поле, адатом, поверхнева надгратка, деформація.

Стаття постуила до редакції 03.07.2019; прийнята до друку 15.09.2019.

Вступ

Лазерно-індуковані періодичні поверхневі наноструктури можуть генеруватися практично на будь-якому матеріалі (метали, напівпровідники, діелектрики) при опроміненні лінійно поляризованим випромінюванням і формуються у величезному діапазоні інтервалів імпульсів, починаючи від неперервного хвильового опромінення до декількох фемтосекунд [1-4]. У експериментальній роботі [5] показано, що їх утворення зумовлене ефектом далекодії лазерного імпульсу і пояснюється впливом градієнта тиску поверхневої акустичної хвилі. Для оптимізації технологічного процесу та прогнозованого керування фізичними параметрами напівпровідникових структур із нанокластерами важливою є інформація про нуклеацію періодичних наноструктур адсорбованих атомів (адатомів) та імплантованих домішок.

У роботі [4] розвинуто теорію спонтанної нуклеації поверхневої нанометрової гратки, 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 гратки як функції концентрації адатомів та температури.

У експериментальних роботах [6, 7] досліджено вплив зовнішнього електричного поля на формування самоорганізованих наноструктур. Зокрема, у роботі [8] показано, що зовнішнє електричне поле збільшує густину та змінює розміри квантових дротів CuO.

Визначальним фактором у формуванні поверхневої надгратки адатомів є пружні поля створені дефектами. У роботах [8-12] показано, що зовнішній гідростатичний тиск, ультразвукова хвиля та легування ізовалентними домішками повинні сприяти покращенню умов формування поверхневих наноструктур.

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 [13]. У гетероепітаксійних системах за наявності значної невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів ($> 4\%$) процес формування нанокластерів здійснюється у два етапи відповідно до методу Странського-Крастанова [14]. 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 другий 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, і різними коефіцієнтами термічного розширення підкладки GaAs та епітаксійного шару InAs.

Деформація, яка виникає на поверхні напівпровідника призводить до модуляції dna 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 [15, 16]. Тому можна очікувати, що при розташуванні напівпровідника в зовнішньому

електричному полі, можна змінювати умови формування лазерно-індукованих періодичних поверхневих наноструктур і прогнозовано керувати їх параметрами за рахунок взаємодії електричного поля із неоднорідно розподіленими по поверхні вільними носіями струму. Також, очевидно, що дія зовнішніх пружних полів впливатиме на умови формування нанокластерів [9, 17-19]. Зокрема, в роботі [9] представлено результати експериментальних досліджень зовнішнього впливу механічної деформації на умови формування квантових точок. В роботах [20-22] було показано, що за допомогою ультразвукової хвилі можна керувати транспортними властивостями напівпровідників та змінювати їх структуру, що пов'язано з процесами дифузії домішки, розпаду і утворення комплексів, утворення кластерів атомів домішок та власних дефектів у періодичних деформаційних полях.

У даній роботі досліджено вплив зовнішнього електричного поля, перпендикулярного до ПАХ та всебічного тиску на нуклеацію нанометрової періодичної структури адатомів у напівпровіднику GaAs (100).

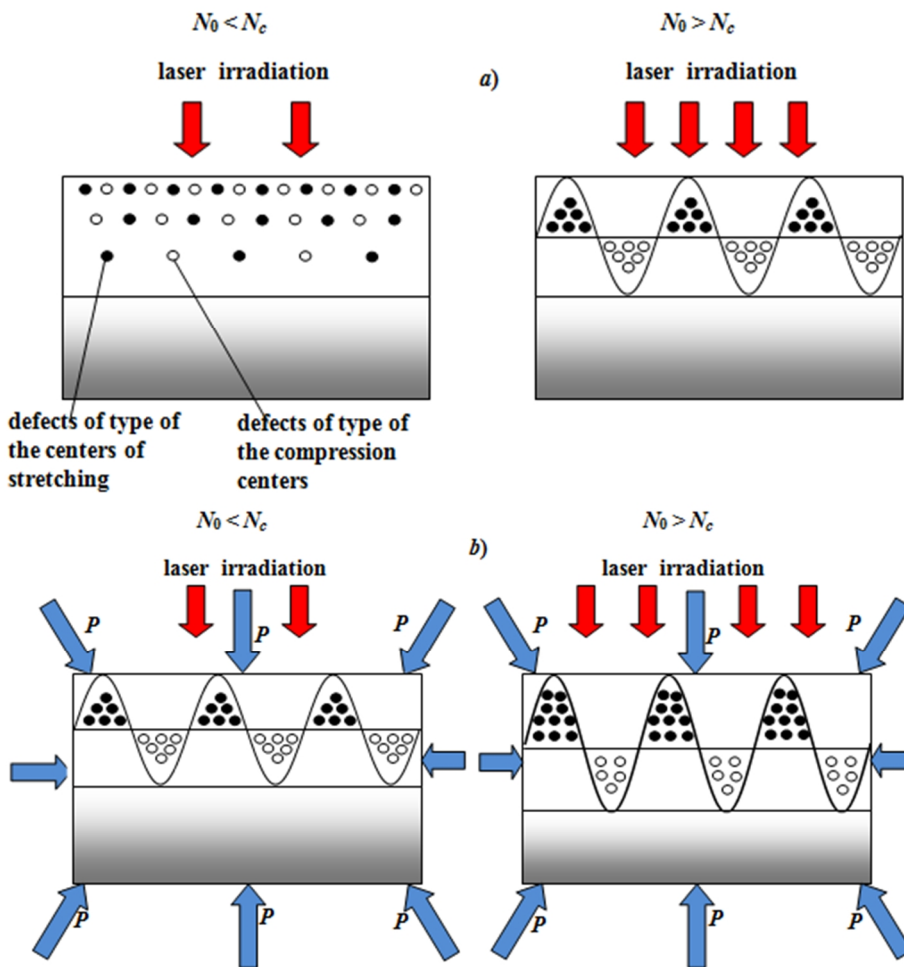


Рис. 1. Геометрична модель приповерхневого шару напівпровідника, що піддається лазерному опроміненню а) без впливу зовнішнього тиску; б) при дії всебічного тиску.

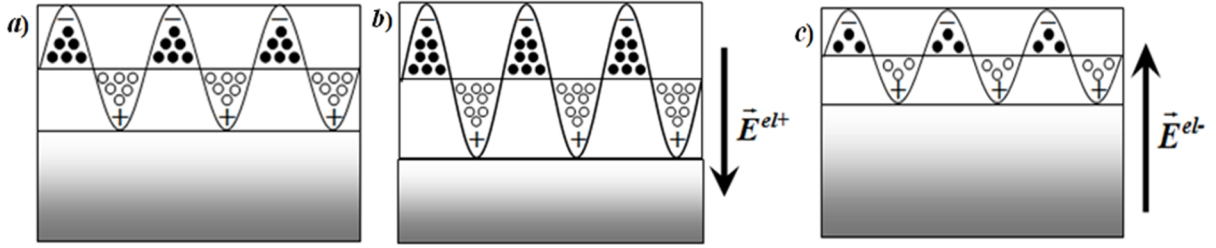


Рис. 2. Геометрична модель формування поверхневої надгратки адатомів під впливом електричного поля.

I. Модель

Розглянемо напівпровідник, який піддається лазерному опроміненню, дії всебічного тиску та/або електричного поля (рис. 1, 2).

Рівняння для вектора зміщення \mathbf{u} пружного середовища має вигляд [23]:

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

де c_l , c_t – поздовжня і поперечна швидкості звуку, відповідно.

Нехай поверхня напівпровідника співпадає з площиною $z=0$ (вісь z напрямлена в глибину кристалу) і, припустимо, що вздовж осі x виникає поверхневе збурення пружного середовища, яке задамо у вигляді статичної ПАХ, яка швидко затухає вглибину напівпровідника та має наростаючу з часом амплітуду [4]:

$$u_x = -iqR e^{iqx+lt-k_iz} - ik_l Q e^{iqx+lt-k_iz}, \quad (2)$$

$$u_z = k_l R e^{iqx+lt-k_iz} + qQ e^{iqx+lt-k_iz}, \quad (3)$$

де $k_{l,t}^2 = q^2 + \frac{l^2}{c_{l,t}^2}$, l – інкремент дефектно-

деформаційної нестійкості, R , Q – амплітуди ПАХ.

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

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

Розглянемо випадок, коли напівпровідник містить домішки – іонізовані донори, вільні електрони та нейтральні адатоми. Умова електронейтральності має вигляд:

$$n_0 = N_d^+, \quad (5)$$

де N_d^+ , n_0 – поверхнева концентрація іонізованих донорів та просторово-однорідне значення поверхневої концентрації електронів.

Періодична поверхнева деформація призводить до просторово-неоднорідного перерозподілу адатомів $N(x)$, модуляції дна зони провідності і, відповідно, перерозподілу концентрації електронів провідності $n(x)$ та електростатичного потенціалу $j(x)$:

$$N(x) = N_0 + N_1(x) = N_0 + N_1(q) e^{iqx+lt}, \quad (6)$$

$$n(x) = n_0 + n_1(x) = n_0 + n_1(q) e^{iqx+lt}, \quad (7)$$

$$j(x) = j(q) e^{iqx+lt}, \quad (8)$$

де $N_1(q)$, $n_1(q)$, $j(q)$ – амплітуди відповідних періодичних збурень, N_0 – просторово-однорідне значення поверхневої концентрації адатомів.

Запишемо рівняння Пуассона, яке з врахуванням (5), (7) та (8) прийме вигляд:

$$-q^2 j(q) = \frac{e}{\epsilon_0 \tilde{\epsilon} a} n_1(q), \quad (9)$$

де ϵ_0 , $\tilde{\epsilon}$ – діелектрична стала та діелектрична проникність середовища.

Рівняння для концентрації адатомів має вигляд:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - D_d \frac{q_d}{k_B T} \frac{\partial}{\partial x} \left(N \frac{\partial}{\partial x} \left(e + l_d^2 \frac{\partial^2 e}{\partial x^2} \right) \right), \quad (10)$$

де D_d – поверхневий коефіцієнт дифузії; k_B – стала Больцмана; T – температура; q_d – деформаційний потенціал; l_d – характерна довжина взаємодії адатомів з атомами ґратки. Другий доданок виражає взаємодію адатомів із деформаційним полем із врахуванням нелокальної взаємодії [4]. Дефект, який потрапляє на поверхню напівпровідника призводить до зміни його об'єму та енергії, а початкова флуктуація деформації при певних умовах зумовлює виникнення деформаційно-індукованих потоків адатомів. У неоднорідному деформаційно-концентраційному полі з'являються сили, пропорційні градієнтам концентрації та деформації.

З врахуванням (4), (7), (8) та у наближенні $N_1 \ll N_0$, рівняння (10) запишемо у вигляді:

$$l N_1(q) = -D_d q^2 N_1(q) - \frac{D_d N_0 q_d}{k_B T} \left(\frac{l^2}{c_l^2} R q^2 (1 - q^2 l_d^2) \right). \quad (11)$$

Густина електронного струму:

$$j = -n m_n \frac{dc}{dx}, \quad (12)$$

де m_n – рухливість електронів; електрохімічний потенціал c визначається співвідношенням

$$c(x) = k_B T \ln \frac{n(x)}{N_i} - e j(x) + a_c e(x), \quad (13)$$

де $N_i = 2 \left(\frac{2pmkT}{h^2} \right)^{3/2}$ – ефективна густина станів; a_c –

константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності. Тоді рівняння неперервності з врахуванням (12), (13) можна записати у вигляді:

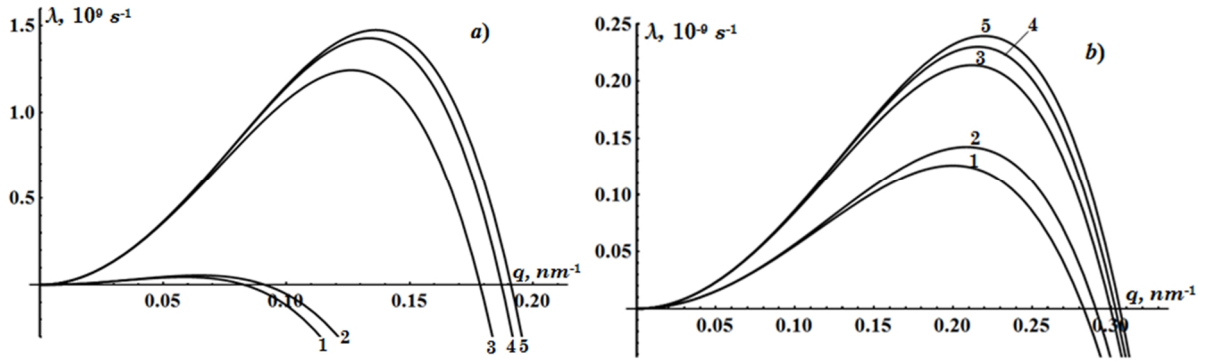


Рис. 3. Залежність інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від хвильового вектора при різних значеннях концентрації електронів та гідростатичного тиску: $P_0 = 1.3 \text{ kbar}$ (1; 2); $P_0 = 2 \text{ kbar}$ (3; 4; 5); $n_0 = 0$ (1; 3); $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (4); $n_0 = 10^{13} \text{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

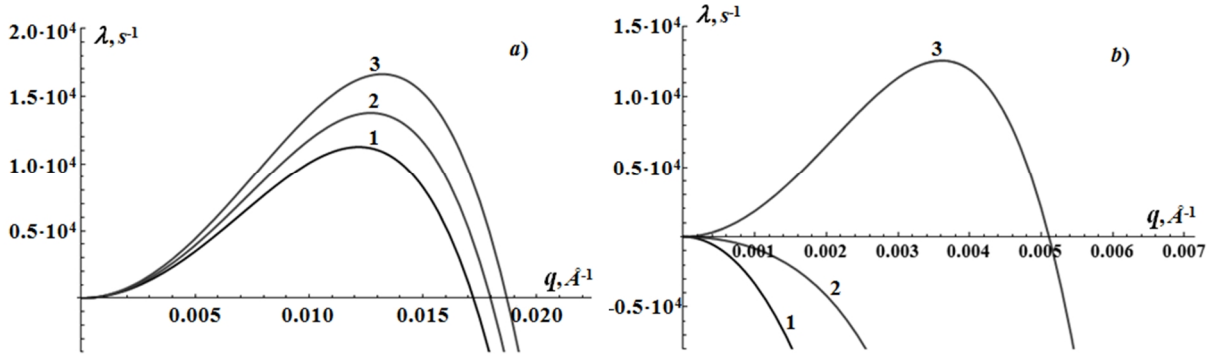


Рис. 4. Залежність інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від хвильового вектора при наступних значеннях параметрів: $T = 70 \text{ K}$ (а); $T = 100 \text{ K}$ (б); $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (а, б)
 $1 - E^{el} = 0$; $2 - E^{el+} = 30 \text{ kV/cm}$; $3 - E^{el+} = 80 \text{ kV/cm}$.

$$e \frac{\partial n}{\partial t} = k_B T m_n \frac{\partial}{\partial x} \left(n \frac{\partial}{\partial x} \ln \frac{n}{N_i} \right) - e m_n \frac{\partial}{\partial x} \left(n \frac{\partial j}{\partial x} \right) + a_c m_n \frac{\partial}{\partial x} \left(n \frac{\partial e}{\partial x} \right). \quad (14)$$

З урахуванням (4), (7)-(9) рівняння (14) запишемо у вигляді:

$$n_1(q) \left(eI + k_B T m_n q^2 + \frac{e^2 n_0 m_n}{e_0 \tilde{e} a} \right) = a_c n_0 m_n q^2 \frac{I^2}{c_l^2} R. \quad (15)$$

Таким чином на поверхні напівпровідника виникає не тільки періодична модуляція рельєфу поверхні із накопиченням адатомів в максимумах або мінімумах деформації (залежно від знаку деформаційного потенціалу q_d), але й поверхнева модуляція електронної густини (рис. 2, а). Як видно з формул (4), (6), (7) періодично розподілені деформація $e(x)$, поверхнева концентрація адатомів $N_1(x)$ та концентрація електронів $n_1(x)$ знаходяться в однаковій фазі при $q_d > 0$ (виконується умова $q l_d < 1$) та $a_c < 0$. При $q_d < 0$ розподіл поверхневої концентрації адатомів $N_1(x)$ та концентрації електронів $n_1(x)$ знаходяться в протифазі. Причому, оскільки для GaAs константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності $a_c < 0$, то надлишок електронів буде спостерігатися в тих областях поверхні, де накопичуються адатоми, які є центрами розтягу і, навпаки, в тих областях поверхні,

де накопичуються адатоми, які є центрами стиску, буде недостача електронів порівняно із середнім значенням (рис. 2, а). Тобто, дефекти виду центрів розтягу та електрони накопичуються в максимумах деформації. І, навпаки, в мінімумах деформації накопичуються дефекти виду центрів стиску та спостерігається зменшення концентрації електронів порівняно з їх просторово-однорідним значенням.

Розташувавши напівпровідник в електричному полі, перпендикулярному до напрямку поширення акустичної хвилі (рис. 2, б, с), створюємо додатковий тиск на поверхні напівпровідника, який з врахуванням гідростатичного тиску P_0 має вигляд:

$$S_{zz} = en(x)E^{el} - P_0. \quad (16)$$

Причому у випадку, коли вектор напруженості електричного поля E^{el} напрямлений в глибину кристалу (рис. 2, б), область поверхні, де

накопичуються адатоми, які є центрами розтягу і, відповідно, електрони, зазнаватиме додаткового розтягу, а область, в якій накопичуються адатоми виду центрів стиску та спостерігається недостача електронів – додаткового стиску. Це в свою чергу призводить до виникнення додаткового деформаційно-дифузійного потоку адатомів (для дефектів виду центрів розтягу у напрямку зростання деформації, для дефектів виду центрів стиску – у протилежному напрямку). При зміні напрямку електричного поля (рис. 2, с) додатковий тиск обумовлений зовнішнім електричним полем призводить до зменшення градієнтів деформації на поверхні напівпровідника і, відповідно, до делокалізації адатомів.

Просторово-неоднорідний розподіл адатомів модулює поверхневу енергію $F(x)$, що призводить до виникнення латеральної напруги $S_{xz} = \frac{\partial F(N(x))}{\partial x}$, яка компенсується напругою зсуву у середовищі [4]:

$$F(N(x)) \approx F(N_0) + \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N=N_0} N_1(x), \quad \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N=N_0} \approx \frac{q_d^2 N_0}{aK} \quad [24].$$

Гранична умова, що виражає баланс латеральних напружень має вигляд

$$\frac{E}{2(1+n)} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)_{z=0} = \frac{\partial F(N(x))}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial N} \frac{\partial N_1(x)}{\partial x}, \quad (17)$$

де E , n – модуль Юнга та коефіцієнт Пуассона.

Окрім цього, у результаті взаємодії адатомів з

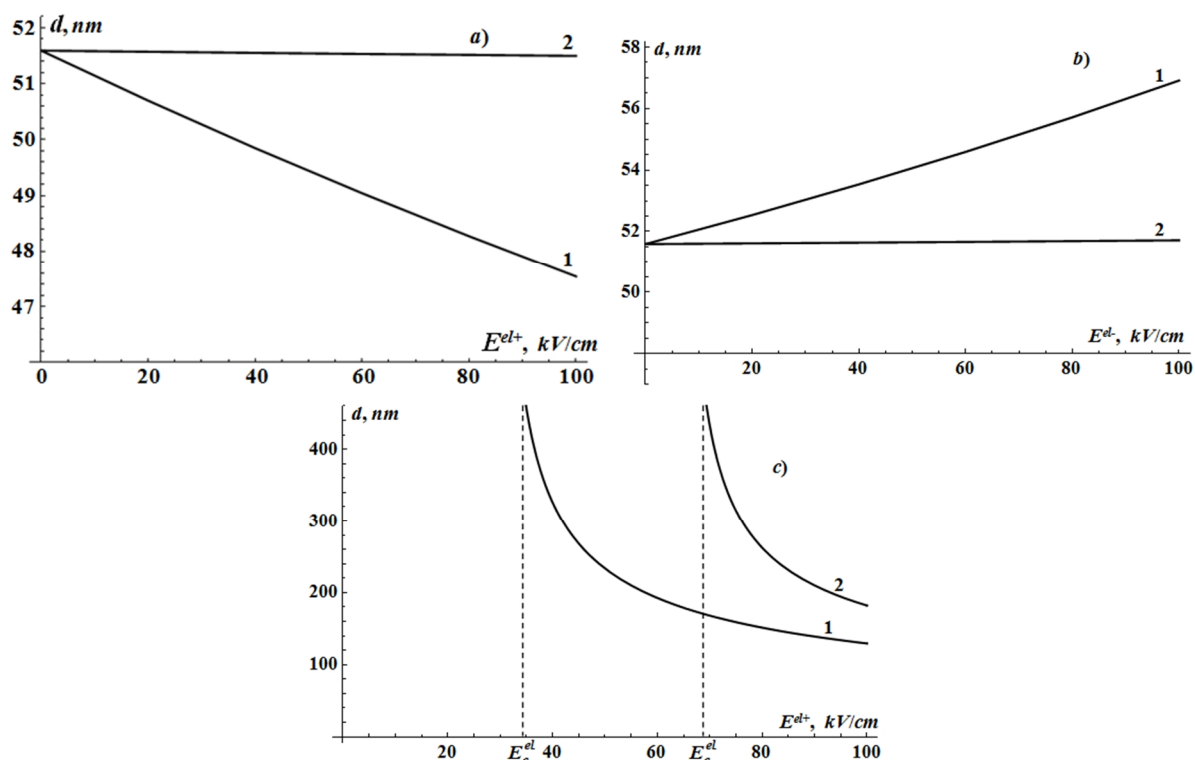


Рис. 5. Залежність періоду поверхневої дефектно-деформаційної структури від напруженості електричного поля при різних його напрямках та при різних значеннях концентрації електронів: $T = 70 \text{ K}$ (a, b); $T = 100 \text{ K}$ (c); 1 – $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; 2 – $n_0 = 10^9 \text{ cm}^{-2}$

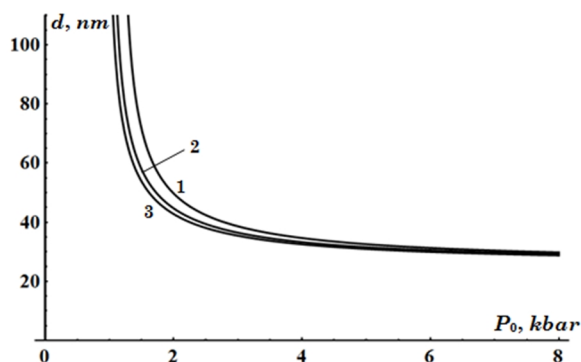


Рис. 6. Залежність періоду нанометрової структури адатомів від величини гідростатичного тиску при температурі $T = 100 \text{ K}$ при різних значеннях концентрації електронів: 1 – $n_0 = 0$; 2 – $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; 3 – $n_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

атомами напівпровідника на поверхні виникає нормальна механічна напруга, і, відповідна гранична умова має вигляд

$$\frac{E(1-n)}{(1+n)(1-2n)} \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{n}{1-n} \frac{\partial u_x}{\partial x} \right)_{z=0} = \frac{q_d}{a} N_1(x) + e\eta(x)E - P_0. \quad (18)$$

Щоб позбутися неоднорідності в граничній умові (18), зробимо заміну:

$$N_1(x, q) = \frac{a}{q_d} (P_0 + P(q)e^{iqx+1t}). \quad (19)$$

Таким чином, отримано систему лінійних однорідних рівнянь (17), (18) відносно амплітуд R та Q і з умови нетривіальності розв'язків (з умови рівності нулю детермінанта цієї системи) можна отримати дисперсійні залежності $I(q)$.

II. Числові розрахунки та обговорення результатів

Розрахунки $\lambda(q)$ проводились для напівпровідника GaAs при наступних значеннях параметрів: $N_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$; $l_d = 2,9 \text{ nm}$; $a = 0,565 \text{ nm}$; $c_l = 4400 \text{ m/s}$; $c_t = 2475 \text{ m/s}$; $\rho = 5320 \text{ kg/m}^3$; $a_c = -7,17 \text{ eV}$ [25]; $D_d = 5 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$ [26]; $\theta_d = 10 \text{ eV}$; $\tilde{\epsilon} = 12$; $\mu_n = 8 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Рухливість електронів як функція температури та концентрації визначалась за методикою, яка запропонована у роботі [27].

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 температури T .

На рис. 4. приведено результати розрахунку залежності інкремента дефектно-деформаційної нестійкості від модуля хвильового вектора при різних значеннях концентрації електронів провідності, температури та напруженості електричного поля з напрямком представленим на рис. 2, b (E^{el+}). Така залежність має максимум, який при збільшенні напруженості електричного зсувається в сторону більших значень модуля хвильового вектора. Формування поверхневої надгратки адатомів можливе лише при додатних значеннях інкремента дефектно-деформаційної нестійкості I . Як бачимо з рис. 4 формування надгратки можливе тільки при температурі меншій за деяке критичне значення T_c . Формування поверхневої надгратки визначається співвідношенням між звичайним дифузійним потоком адатомів (перший доданок рівняння (10)) та деформаційним потоком (другий доданок рівняння (10)). При високих температурах визначальним є перший доданок і з часом концентрація адатомів по поверхні вирівнюється – формування поверхневої надгратки є неможливим ($\lambda < 0$). При зменшенні температури збільшується вклад деформаційного потоку адатомів, який при меншому значенні температури від критичного значення T_c стає визначальним. У цьому випадку дефекти накопичуються в максимумах (мінімумах) деформації і формується поверхнева надгратка. Зокрема, при температурі 100 K (рис. 4, b)

при відсутності електричного поля формування поверхневої надгратки при заданій інтенсивності лазерного опромінення є неможливим. Але збільшення напруженості електричного поля призводить до зміни знаку інкремента дефектно-деформаційної нестійкості I (рис. 4, b, крива 3), що робить можливим формування надгратки адатомів.

Значення q_{max} , при якому інкремент дефектно-деформаційної нестійкості має максимум, визначає період домінуючої структури $d = 2\pi/q_{\text{max}}$ (рис. 5, б). На рис. 5, б представлено залежність періоду поверхневої надгратки адатомів від напруженості електричного поля (рис. 5) та від величини гідростатичного тиску (рис. б) при різних значеннях концентрації електронів, температури та різних напрямках електричного поля. Збільшення напруженості електричного поля призводить до зменшення (рис. 5, а, с) та збільшення (рис. 5, б) періоду поверхневої надгратки адатомів залежно від напрямку електричного поля. Вплив електричного поля на період поверхневої дефектно-деформаційної структури проявляється лише в сильнолегованих напівпровідниках. У напівпровіднику GaAs з поверхневою концентрацією електронів $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ за температури 70 K при збільшенні напруженості електричного поля до 60 kV/cm період надгратки змінюється на $2,5 \text{ nm}$. А у напівпровіднику при $n_0 = 10^9 \text{ cm}^{-2}$ практично не змінюється (рис. 5, а, б).

Суттєвим вплив електричного поля є при температурах, які незначно вищі від критичної температури T_c (рис. 5, с), причому напрям електричного поля відповідає рис. 2, b (E^{el+}). У цьому випадку у відсутності електричного поля дефектно-деформаційні структури не виникають при заданій інтенсивності лазерного опромінення. Однак існує деяке критичне значення напруженості електричного поля E_c^{el} , при перевищенні якого є можливим формування поверхневої періодичної структури адатомів. Або це можна інтерпретувати як розширення температурних інтервалів під дією електричного поля, в межах яких є можливим формування поверхневої надгратки. Зміна напрямку електричного поля (рис. 2, с) призводить до погіршення умов формування самоорганізованих наноструктур незалежно від знаку деформаційного потенціалу q_d , зокрема до зменшення критичної температури та збільшення періоду поверхневої надгратки (рис. 5, б). Це пояснюється тим, що у цьому випадку локальна деформація обумовлена дією електричного поля носить протилежний характер до деформації створеної адатомами (рис. 2).

Ще одним параметром, що визначає умови нуклеації поверхневої надгратки адатомів є інтенсивність лазерного опромінення (середня концентрація адатомів). Існує критичне значення концентрації адатомів N_c , менше за яке формування періодичної поверхневої структури є неможливим. Всебічний тиск та електричне поле, напрям якого відповідає рис. 2, b, дозволяє зменшити критичне значення концентрації адатомів (інтенсивність лазерного опромінення) чи збільшити температуру нижче якої відбувається формування поверхневої

надгратки [28]. Вплив електричного поля є більш суттєвим для сильно легованих напівпровідників.

В межах даної моделі розглядається початкова (лінійна) стадія формування поверхневої надгратки. У результаті збільшення амплітуди деформації суттєвими стають нелінійні ефекти, що призводять до її насичення (амплітуда більше не зростає). У цьому випадку для розрахунку амплітуди в енергії пружної взаємодії необхідно до уваги брати ангармонічні доданки [24, 29], або врахувати нелінійність в граничних умовах.

Висновки

1. Розвинуто теорію нуклеації поверхневої надгратки адатомів у напівпровіднику GaAs під впливом лазерного опромінення при дії механічного поля (всєбічного тиску) та електричного поля, напрямленого перпендикулярно до напрямку поширення ПАХ. Запропонована теорія враховує взаємодію адатомів та електронів провідності із самоузгодженою ПАХ. Напівпровідник може бути як розташований у зовнішнє електричне поле, так і внутрішнє, створене, наприклад, гетеромежею. Поперечне до напрямку поширення ПАХ, електричне поле створює додаткову неоднорідну механічну напругу. І залежно від напрямку електричного поля можна збільшити чи зменшити деформаційні потоки адатомів.

2. Розроблено теорію нуклеації нанометрової структури адатомів при дії всєбічного тиску з врахуванням акустoeлектронної взаємодії. У межах даної теорії досліджено вплив всєбічного тиску та ступеня легування напівпровідника на умови формування і період нанометрової структури адатомів. Встановлено, що збільшення тиску призводить до розширення температурних інтервалів, у межах яких формуються нанометрові структури адатомів, та зменшення їх періоду.

3. Формування надгратки можливе, якщо середня концентрація адатомів перевищує деяке критичне значення (або температура є меншою за деяке критичне значення). Концентрація адатомів визначається інтенсивністю лазерного опромінення. Встановлено, що у напівпровіднику GaAs збільшення напруженості електричного поля залежно від напрямку призводить до збільшення або зменшення критичної температури (критичної концентрації адатомів), при якій можливе формування самоорганізованої наноструктури.

4. Показано, що вплив механічного та електричного полів є більш суттєвим у сильнолегованих напівпровідниках, а також у напівпровідниках з великим значенням константи гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності та рухливості електронів. Найоптимальніший за цими параметрами є GaAs та Ge.

5. Показано, що у сильнолегованому напівпровіднику n-GaAs ($n_0 \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) збільшення напруженості електричного поля призводить до монотонної зміни (зменшення чи збільшення залежно від напрямку електричного поля) періоду самоорганізованих поверхневих наноструктур адатомів.

6. Встановлено, що вплив електричного поля на умови формування та період поверхневої надгратки не залежить від знаку деформаційного потенціалу адатомів.

Пелещак Р.М. – професор, д.ф.-м.н., завідувач кафедри фізики;

Кузык О.В. – к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедри фізики;

Даньків О.М. – к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедри фізики.

- [1] S. Höhm, M. Rohloff, A. Rosenfeld, J. Krüger, J. Bonse, Appl. Phys. A 110(3), 553 (2013) (doi: <https://doi.org/10.1007/s00339-012-7184-z>).
- [2] J. Wu., Y. Yang, H. Gao, Y. Qi, AIP Advances 7 (3), 035218 (2017) (doi: <https://doi.org/10.1063/1.4979507>).
- [3] J. Bonse, S. Höhm, S.V. Kirner, A. Rosenfeld, J. Krüger, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics 23 (3), 9000615 (2017) (doi: <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2016.2614183>).
- [4] V.I. Emel'yanov, Laser Phys. 18(12), 1435 (2008) (doi: <https://doi.org/10.1134/S1054660X08120104>).
- [5] A.I. Vlasenko, A. Baidullaeva, V.P. Veleschuk, P.E. Mozol, N.I. Boiko, O.S. Litvin, Semiconductors 49 (2), 229 (2015) (<https://doi.org/10.1134/S1063782615020220>).
- [6] Y. Zeng, B. Tao, J. Phys. D: Appl. Phys. 49, 195308 (2016) (doi: doi.org/10.1088/0022-3727/49/19/195308).
- [7] C. Tang, X. Liao, W. Zhong, H. Yu, Zh. Liu, RSC Advances 11, 6439 (2017) (doi: [10.1039/C6RA27426A](https://doi.org/10.1039/C6RA27426A)).
- [8] R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, Journal of Nano- and Electronic Physics 10(1), 01014 (2018) (doi: [https://doi.org/10.21272/jnep.10\(1\).01014](https://doi.org/10.21272/jnep.10(1).01014)).
- [9] C. Taylor, E. Marega, E.A. Stach, G. Salamo, L. Hussey, M. Munoz, A. Malshe, Nanotechnology 19, 015301 (2008).(doi: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/19/01/015301>).
- [10] R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, Ukr. J. Phys. 61(8), 741 (2016) (doi: <https://doi.org/10.15407/ujpe61.08.0747>).
- [11] R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, J. Nano- Electron. Phys. 8(2), 02014 (2016) (doi: [http://dx.doi.org/10.21272/jnep.8\(2\).02014](http://dx.doi.org/10.21272/jnep.8(2).02014)).
- [12] R.M. Peleshchak, S.K. Guba, O.V. Kuzyk, I.V. Kurilo, O.O. Dan'kiv, Semiconductors 47(3), 349 (2013) (doi: <https://doi.org/10.1134/S1063782613030196>).

- [13] R. D. Vengrenovich, Yu. V. Gudyma, and S. V. Yarema, *Semiconductors* 35(12), 1378 (2001) (doi: <https://doi.org/10.1134/1.1427975>).
- [14] N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, *Semiconductors* 32(4), 343 (1998) (doi: <https://doi.org/10.1134/1.1187396>).
- [15] R.M. Peleshchak, I.I. Lazurchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, G.G. Zegrya, *Semiconductors* 50(3), 314 (2016) doi: (<https://doi.org/10.1134/S1063782616030180>).
- [16] R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Cond. Mat. Phys.* 18(4), 43801 (2015) (10.5488/CMP.18.43801).
- [17] Ya. M. Olikh, M. D. Tymochko, O. Ya. Olikh, V. A. Shenderovsky, *Journal of Electronic Materials* 47, 4370 (2018) (<https://www.springerprofessional.de/journal-of-electronic-materials-8-2018/15902282>).
- [18] C. Kristukat, A.R. Goci, *Phys. stat. sol. (b)* 244, 53 (2007) (doi: <https://doi.org/10.1002/pssb.200672511>).
- [19] O.V. Balaban, I.I. Grygorchak, R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Progress in Natural Science: Mater. International* 24(4), 397 (2014) (doi: <https://doi.org/10.1016/j.pnsc.2014.07.003>).
- [20] S. Ostapenko, *Appl. Phys. A* 69(2), 225 (1999) (doi: 10.1007/s003390050994)..
- [21] O.Ya. Olikh, K.V. Voytenko, R.M. Burbelo, *Journal of Applied Physics* 117(4), 044505 (2015) (doi: <https://doi.org/10.1063/1.4906844>).
- [22] И. В. Островский, А. Б. Надточий, А. А. Подолян, *Физ. техн. полупр.* 36, 389 (2002).
- [23] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Theory of Elasticity* (Pergamon Press, London, 1970).
- [24] R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Cond. Mat. Phys.* 17(2), 23601 (2014) (doi: <https://doi.org/10.5488/CMP.17.23601>).
- [25] C.G. van de Walle, *Phys. Rev. B.* 39(3), 1871 (1989) (doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.1871>).
- [26] J.F. Wager, *J. Appl. Phys.* 69(5), 3022 (1991) (doi: doi.org/10.1063/1.348589).
- [27] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, *Semiconductors*, 38(1), 56 (2004) (doi: doi.org/10.1134/1.1641133).
- [28] K.F. MacDonald, V.A. Fedotov, *Applied Phys. Let.* 80, 1643 (2002) (doi: <https://doi.org/10.1063/1.1456260>).
- [29] R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv, *Ukr. J. Phys.* 55(4), 434 (2010).

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

Formation of Nanoclusters on the Adsorbed Surface under the Action of Comprehensive Pressure and Electric Field

Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, Drohobych, 82100, Ukraine, e-mail: rpeleshchak@ukr.net

In the paper, the influence of the electric field and the comprehensive pressure on the conditions of formation and the period of the surface superlattice of adatoms in semiconductors is investigated. It is established that in GaAs semiconductor, an increase in the comprehensive pressure and the electric field strength, depending on the direction, leads to an increase or decrease of the critical temperature (the critical concentration of adatoms), at which the formation of self-organized nanostructure is possible. It is shown that in strongly alloyed n-GaAs semiconductor, the increase of the electric field strength leads to a monotonous change (decrease or increase depending on the direction of the electric field) of the period of self-organized surface nanostructures of adatoms. 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, electric field, adatom, surface superlattice, deformation.