

**Шифр:** Квантова точка

**Секція:** Теоретична фізика та астрономія

**КЕРУВАННЯ НАПРЯМОМ ТА СПЕКТРОМ  
ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕТЕРОЛАЗЕРА НА КВАНТОВИХ  
ТОЧКАХ ЗА ДОПОМОГОЮ УЛЬТРАЗВУКУ**

## АНОТАЦІЯ

Подальший прогрес в області дослідження гетеролазерів пов'язаний з використанням в активній області структур з квантовими точками (КТ). Напівпровідникові гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs мають високий квантовий вихід фотолюмінесценції і успішно застосовуються для створення лазерів у близькій інфрачервоній області спектру. Істотно покращити властивості таких лазерів вдалося за рахунок отримання тунельно-зв'язаних у вертикальному напрямі квантових точок.

Важливим фактором, який впливає на спектральні характеристики гетеролазера та на напрям випромінювання, є пружні деформації матеріалу гетероструктури. Джерелом таких деформацій можуть бути як невідповідність параметрів ґраток контактуючих матеріалів гетероструктури, наявність точкових дефектів, так і зовнішні чинники, наприклад, ультразвукова хвиля.

Акустична хвиля, яка є джерелом пружної періодичної неоднорідної деформації, призводить до періодичної зміни компонентів тензора діелектричної проникності матеріалу гетероструктури. Таким чином, акустооптична взаємодія призводить як до зміни величини коефіцієнта заломлення з часом, так і його неоднорідного просторового розподілу в напрямі, перпендикулярному до оптичного резонатора (вздовж напрямку поширення акустичної хвилі). Тому з часом буде змінюватися напрям випромінювання гетеролазера.

Таким чином, дослідження періодичної зміни напрямку випромінювання гетеролазера на квантових точках під впливом акустичної хвилі є актуальними і представляють практичний інтерес.

Побудовано теоретичну модель процесу модуляції напрямку випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs під впливом акустичної хвилі. Встановлено характер залежності амплітуди кута відхилення гетеролазера від частоти акустичної хвилі та геометричних розмірів квантової точки.

**Мета роботи:** дослідження впливу періодичної деформації, спричиненої ультразвуковою хвилею, на часову зміну напрямку та спектру випромінювання гетеролазера на основі наногетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs.

Для реалізації мети роботи були розв'язані наступні **задачі:**

1. Розробка моделі керування напрямком променя лазерної наногетероструктури з квантовими точками при дії ультразвукової хвилі.
2. Розрахунок динамічної деформації гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs, що піддається впливу ультразвукової хвилі.
3. Дослідження закономірностей зміни амплітуди модуляції напрямку випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs залежно від частоти акустичної хвилі та розмірів квантових точок.
4. Встановлення критеріїв підсилення інтенсивності лазерного променя в заданій точці простору.
5. Дослідження впливу ультразвуку на спектр випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs.

**Об'єкт дослідження:** наногетеросистема InAs/GaAs з квантовими точками InAs, що піддається впливу ультразвукової хвилі.

**Предмет дослідження:** закономірності зміни напрямку та спектру випромінювання гетеролазера на основі наногетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs під впливом ультразвукової хвилі.

**Практичне значення отриманих результатів.** Розроблена теорія зміни напрямку лазерного променя при дії ультразвукової хвилі дозволить:

1) створити джерела інфрачервоного випромінювання, які здатні швидко перебудувати частоту генерації і напрям випромінювання, що є важливими елементами лазерної спектроскопії високої роздільної здатності та оптичних систем зв'язку;

2) створити електрон-деформаційні лінзи для підсилення інтенсивності лазерного випромінювання в заданій точці простору.

# ПЛАН

1. Лазери на квантових точках.....	4
2. Деформація гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs під впливом ультразвукової хвилі .....	10
3. Поширення світла в неоднорідно деформованому середовищі .....	16
4. Розрахунок амплітуди модуляції напряму випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs .....	18
5. Вплив ультразвуку на енергетичний спектр електрона та дірки у гетеросистемі InAs/GaAs з квантовими точками InAs .....	23
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ .....	29
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....	30

## 1. Лазери на квантових точках

Квантовою точкою називається така структура, в якій рух носіїв заряду обмежений у всіх трьох просторових напрямках. Таким чином, квантова точка належить до нульвимірних структур: електрони замкнені в тривимірній потенціальній ямі і по всіх трьох координатах відбувається квантування їх енергії:

$$E = E_{n_1 n_2 n_3}. \quad (1)$$

Розмір квантових точок складає декілька нанометрів. Переважно вони містять від 100 до 1000 електронів.

Оскільки квантова точка має дискретний енергетичний спектр, подібний до атомного, її іноді називають “штучним атомом”. При цьому, на відміну від справжніх атомів, частотами переходів у квантовій точці легко керувати, змінюючи її розмір та форму [1—5]. Аналогічно до переходу між рівнями енергії атома, при переході між енергетичними рівнями квантової точки може випромінюватися фотон. Можливо також перевести електрон на високий енергетичний рівень, а випромінювання одержати від переходу між нижчими рівнями (люмінесценція). Саме спостереження люмінесценції кристалів селеніду кадмію з частотою, що визначалася розміром кристалу, і послужило першим спостереженням квантових точок [6].

Густина станів квантової точки є сумою  $\delta$ -функцій, положення яких співпадає з енергіями рівнів розмірного квантування:

$$\rho = 2 \sum_{n_1 n_2 n_3} \delta(E - E_{n_1 n_2 n_3}). \quad (2)$$

Формувати дискретний енергетичний спектр квантової точки можна, змінюючи параметри тривимірної потенціальної ями.

Досліджуючи енергетичні стани атомів та молекул, власні значення енергії можна представити у вигляді  $\delta$ -функцій аналогічно (2) з нескінченно малою шириною рівня. Аналогічна картина спостерігається для об'ємного

резонатора, в якому відсутні втрати і для якого добротність  $Q \rightarrow \infty$ . Врахування затухання, пов'язаного із скінченністю перебування атома в збудженому стані або із скінченністю часу життя фотона в резонаторі, призводить до розширення енергетичного спектру, “розмиття” його по енергії та розширення спектральної лінії, що характеризується форм-фактором  $g(\omega)$

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1.$$

Все це має місце також в квантових точках. Навіть для масиву ідеальних квантових точок з абсолютно однаковими параметрами їх енергетичні рівні матимуть скінченну ширину, визначену скінченністю часу життя у збудженому стані. Форма спектральної лінії буде визначатися функцією Лоренца [5]:

$$g_L(\omega) = \frac{\Delta\omega}{2\pi} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2},$$

де  $\Delta\omega$  – ширина лінії на рівні половини інтенсивності,  $\omega_0$  – резонансна частота.

Квантові точки, як правило, формуються за рахунок ефектів самоорганізації при епітаксійному вирощуванні структур на основі матеріалів з різними параметрами ґратки [7]. Наприклад, при моношаровому епітаксійному нарощуванні арсеніду індію (InAs) і твердого розчину  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  на підкладці арсеніду галію (GaAs) при певних технологічних умовах можливе утворення як окремих квантових точок, у вигляді нанокристалів, розкиданих по поверхні шару, так і їх певне впорядкування, включаючи нашарування одних квантових точок на інші, так зване “складання” квантових точок [7, 8]. Таким чином, квантові точки, що мають поперечні розміри порядку одиниць і десятків нанометрів та утворені з напівпровідникового матеріалу одного складу (як правило, з меншою шириною забороненої зони), впроваджують в матрицю, утворену з іншого напівпровідника (переважно, з більшою шириною забороненої зони). Гетеромежа між такими двома

матеріалами повинна бути високої якості, бо в іншому випадку інтерференційні ефекти, що визначають квантування, будуть виражені слабо.

Основна причина розширення енергетичного спектру квантових точок, як правило, пов'язана з труднощами одержання квантових точок однакових розмірів. Розкид по розмірах характеризується певною величиною дисперсії  $\Delta R$ , що призводить до неоднорідного розширення спектральних ліній та енергетичного спектру. Форма спектральної лінії і функція густини станів квантових точок у цьому випадку буде визначатися функцією Гауса.

Особливості електронного спектру квантоворозмірних гетероструктур і можливість отримання великих значень показника підсилення  $\alpha_\omega$  дозволяють реалізувати лазери, активна область яких становить лише кілька мікрон. Зокрема, створено інжекційний лазер, випромінюючий не з торця *p-n*-переходу, а з його поверхні, аналогічно до напівпровідникового лазера з повздовжнім електронним накачуванням. Для реалізації такого лазера насамперед необхідне середовище з дуже високим показником підсилення  $\alpha_\omega$ , зокрема,  $\alpha_\omega > 1/d$ , де  $d$  – товщина активної області. На відміну від геометрії традиційної лазерної структури, що приведена на рис. 1, у поверхнево-випромінюючому лазері підсилення електромагнітної хвилі здійснюється у напрямі  $z$ , що співпадає з напрямом електричного струму [9].

Максимальна довжина активної області (рис. 1) у такій геометрії обмежена дифузійною довжиною неосновних носіїв заряду в активній області і становить кілька мікрометрів. Дзеркала резонатора наносять на поверхні випромінювання, через які пропускається електричний струм. Оптичні втрати при цьому повинні бути мінімальні.

Сучасна напівпровідникова технологія дозволяє створювати такі структури в єдиному технологічному циклі. На рис. 2 наведено приклад реалізації лазера, активна область якого має вертикально-зв'язані квантові точки на основі вузькозонного InGaAs в матриці GaAs або  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  епітаксійного шару, як показано праворуч на рис. 2 [9].

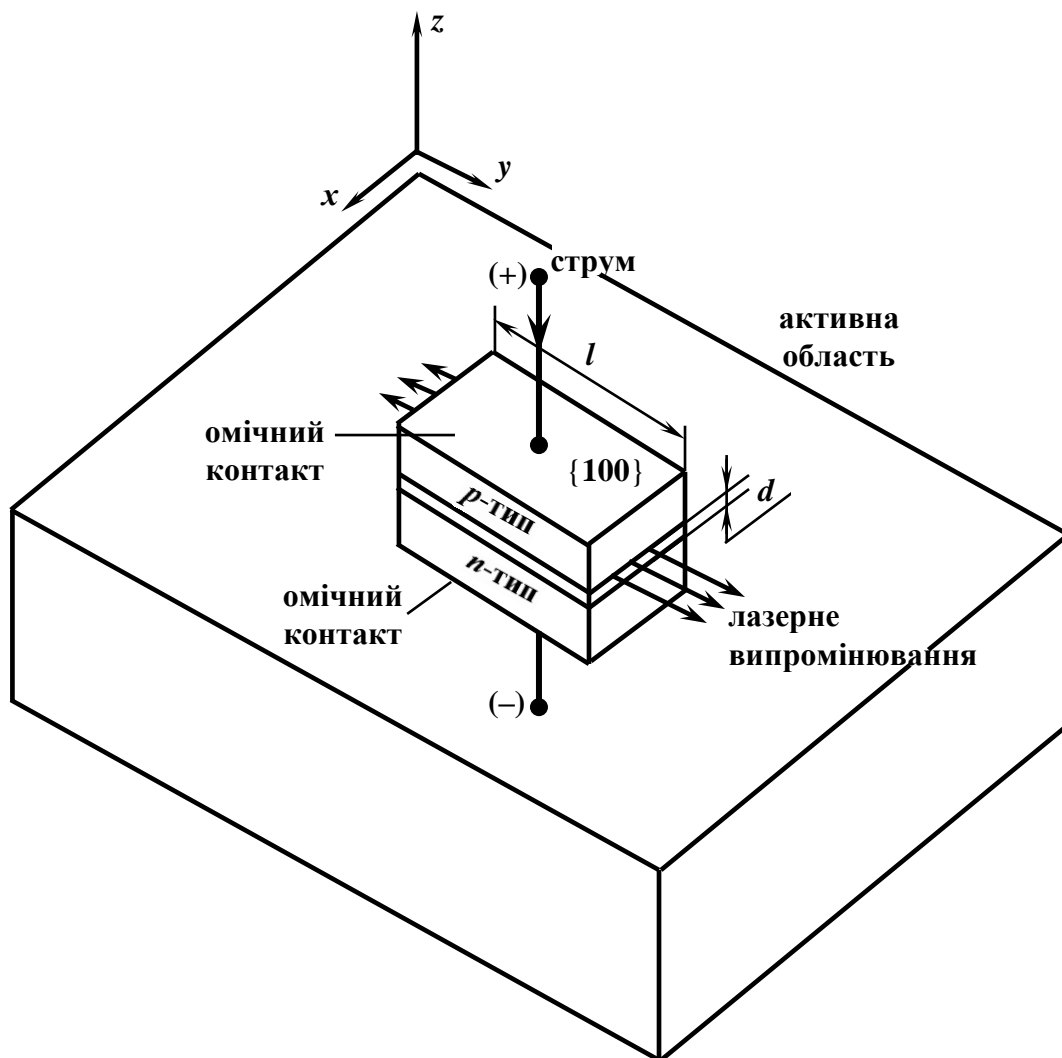


Рис. 1. Структура інжекційного лазера

Квантові точки забезпечують велику силу осцилятора для резонансних оптичних переходів і як наслідок – високий показник поглинання  $k_{\omega}$ , а при реалізації умов інверсії – показник підсилення  $\alpha_{\omega}$ . Дзеркала резонатора виготовлені у вигляді кількох чвертьхвильових шарів з різними показниками заломлення так, що їх оптична товщина задовольняє умові:  $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda/4$ . Такі багатошарові структури працюють як інтерференційні дзеркала. Вони називаються розподіленими брегівськими відбивачами (РБВ) і створені у процесі епітаксії, наприклад, шарів GaAs –  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Величина коефіцієнта відбивання  $R$  визначається числом шарів і для нижнього “глухого” дзеркала  $R = 1$ . При необхідності ці ж дзеркала можуть виконувати функції електричних контактів [9].

Відзначимо дві принципово важливі обставини, які необхідно враховувати при створенні лазерних структур [9].



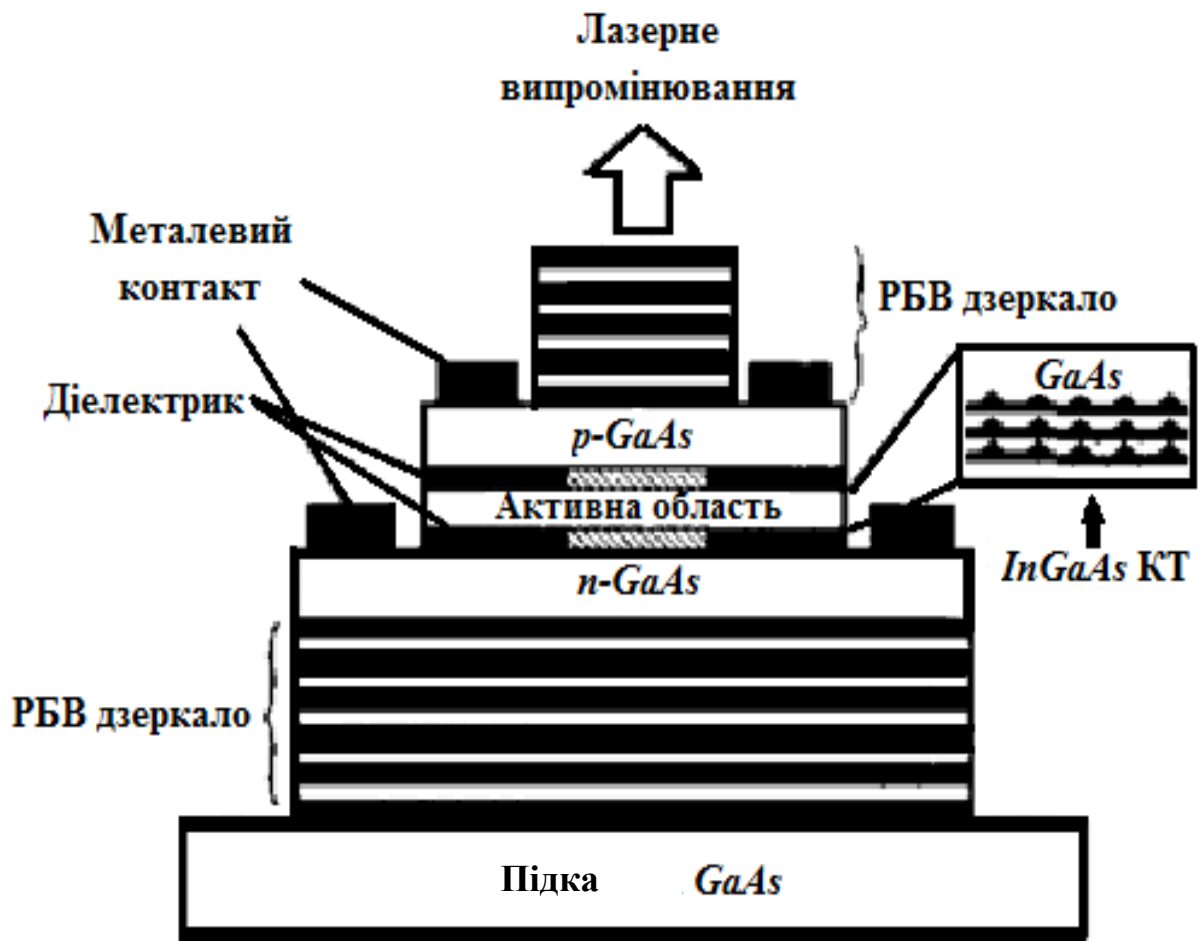


Рис. 2. Поверхнево-випромінюючий інжекційний мікролазер з активною областю, яка містить вертикально-зв'язані квантові точки

1. У поверхнево-випромінюючих лазерах максимальне підсилення повинно забезпечуватись в напрямі, перпендикулярному до  $p-n$ -переходу, а в площині  $p-n$ -переходу його потрібно подавляти не тільки в напрямі  $x$  (як у смуговому лазері), але й в напрямі  $y$ . З цією метою площа робочої області обмежується, наприклад, за допомогою тонких діелектричних (або високоомних напівпровідникових) шарів, як показано на рис. 2. Електричний струм проходить тільки через отвір в діелектричній масці. Його поперечні розміри складають декілька мікрометрів. Оскільки ефективний показник підсилення активного середовища повинен перевищувати  $1000\text{ см}^{-1}$ , то в активній області використовується подвійна гетероструктура, яка містить

набір квантових ям, квантових дротів або квантових точок. Застосування квантових дротів може забезпечити переважаюче підсилення в напрямку їх осей, а особливо для функції густини станів – великий показник підсилення у вузькому спектральному інтервалі. Однак така технологія поки що не забезпечує необхідних параметрів і тому активна область мікролазерів, як правило, містить або набір квантових ям, або квантові точки, які за допомогою спеціальної технології, що використовує ефекти самоорганізації, нашаровуються одна на одну, утворюючи вертикально-зв'язані квантові точки, наприклад, InGaAs в епітаксійному шарі GaAs.

2. Довжина резонатора в розглянутих лазерах становить кілька довжин хвиль. Відстань між власними типами коливань велика, а спектр підсилення – вузький. З одного боку, це полегшує роботу лазера в одночастотному режимі, забезпечуючи тим самим високу якість випромінювання. З іншого боку, це накладає жорсткі вимоги до узгодження розмірів резонатора з параметрами активного середовища (робочою довжиною хвилі і максимумом коефіцієнта підсилення).

Поверхнево-випромінюючі напівпровідникові лазери створюються з використанням сучасної групової напівпровідникової технології в єдиному технологічному циклі. На одній підкладці можуть бути вирощені структури, що містять сотні тисяч активних елементів. Кожен з цих елементів може працювати або окремо, незалежно, або в комплексі з іншими елементами, забезпечуючи роботу всієї матриці в цілому. Робочий струм окремого мікролазера не перевищує кількох мікроампер при пороговому струмі  $\sim 0,1$  мА. Такий мікролазер зручно стикується з оптичним волокном з мінімальними втратами випромінювання.

Володіючи малою інерційністю і високою якістю випромінювання, поверхнево-випромінюючі мікролазери використовуються в системах передачі і обробки оптичних сигналів зі швидкістю до  $100$  Гбіт/с [4,9].

## 2. Деформація гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs під впливом ультразвукової хвилі

Розглянемо наногетеросистему InAs/GaAs з напруженими квантовими точками InAs, що зазнає впливу акустичної хвилі. На рис. 3 приведена схема активної області гетеролазера, що містить КТ InAs у матриці GaAs [10]. Такі лазери є, як правило, поверхнево-випромінюючими лазерами з довжиною резонатора кілька довжин хвиль [4, 9].

Представимо систему, яка є активною областю оптичного резонатора, у вигляді циліндричної матриці GaAs з радіусом основи  $R_1$ , в яку поміщено циліндр з радіусом основи  $R_0$ , що дорівнює радіусу квантової точки, та висотою  $l$ , яка дорівнює довжині резонатора (рис. 4). Вісь циліндра співпадає з напрямом оптичного випромінювання при відсутності акустичної хвилі, а кут  $\alpha(t)$  є кутом відхилення напрямку випромінювання гетеролазера під впливом неоднорідної деформації, яку створює акустична хвиля.

Оскільки постійна ґратки нарощуваного матеріалу InAs ( $a_1 = 0,608$  нм) більша, ніж матриці GaAs ( $a_2 = 0,565$  нм), то при гетероепітаксійному нарощуванні InAs на шар GaAs в межах псевдоморфного росту матеріал InAs зазнає деформації стиску, а GaAs – розтягу. Тому в такій гетеросистемі виникає деформація, яка спричинена як дією акустичної хвилі, так і невідповідністю параметрів ґраток контактуючих матеріалів [10,11].

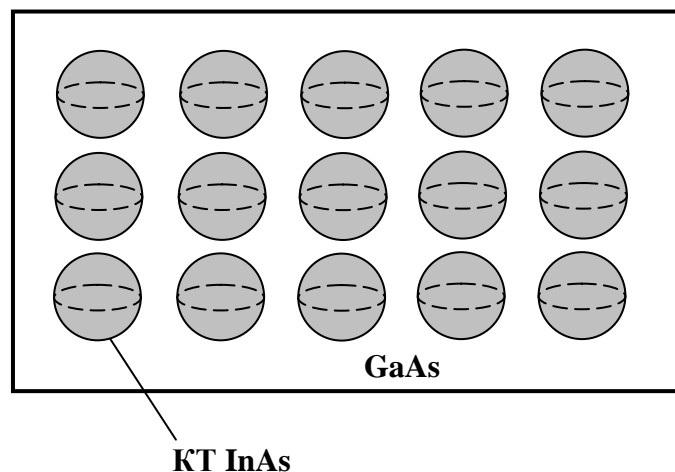


Рис.3.Схема активної області гетеролазера InAs/GaAs з КТ InAs

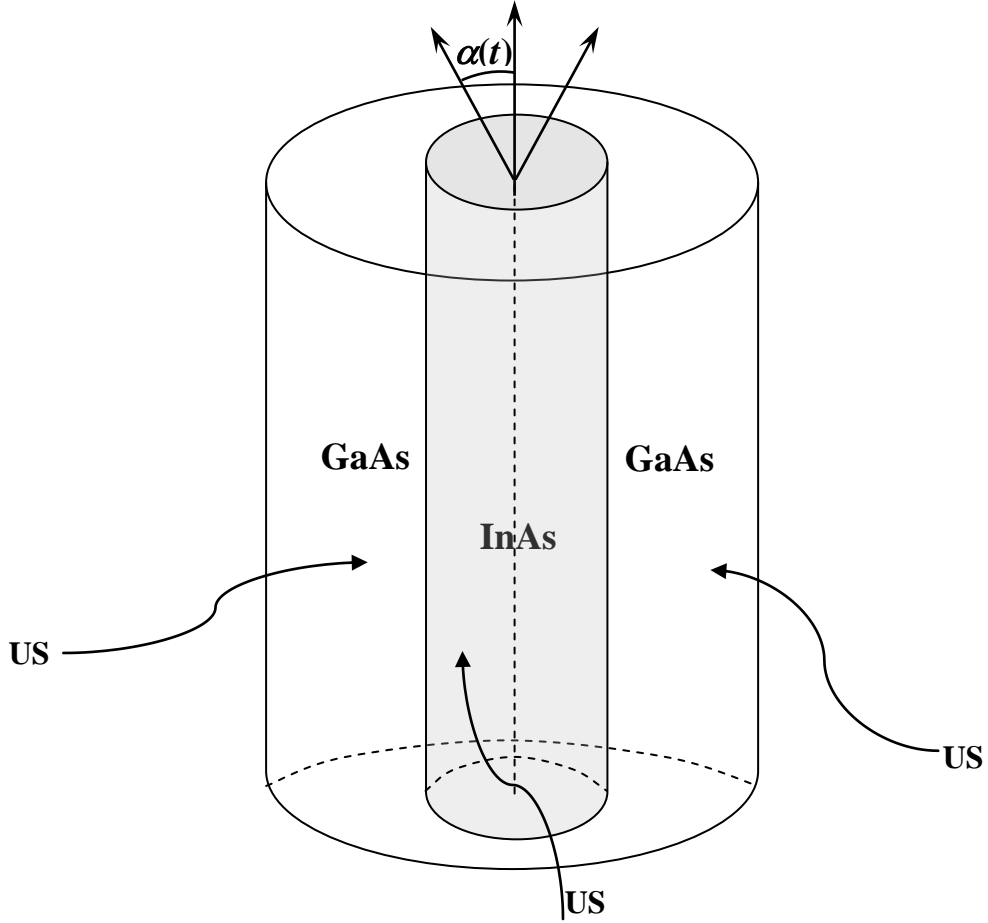


Рис. 4. Модель гетероструктури з КТ, що піддається впливу акустичної хвилі

Для визначення компонентів тензора деформації необхідно знайти вектори зміщень  $\vec{u}^{(i)}(t, \vec{r})$   $\left( i = \begin{cases} 1 \equiv InAs \\ 2 \equiv GaAs \end{cases} \right)$  в матеріалах квантової точки чи матриці, які задовольняють рівняння [12]:

$$\rho^{(i)} \frac{\partial^2 u_i^{(i)}}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}^{(i)}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

де  $\rho^{(i)}$ ,  $\sigma_{ij}^{(i)}$  – густина і компоненти тензора напружень матеріалів квантової точки чи матриці, відповідно [12];

$$\sigma_{ij}^{(i)} = K^{(i)} \sum_k \xi_{kk}^{(i)} \delta_{ij} + 2\mu^{(i)} \left( \xi_{ij}^{(i)} - \delta_{ij} \frac{1}{3} \sum_k \xi_{kk}^{(i)} \right), \quad (4)$$

де  $K^{(i)}$ ,  $\mu^{(i)}$  – модулі всебічного стиску і зсуву, відповідно;

$\xi_{ij}^{(i)}$  – компоненти тензора деформації:

$$\xi_{ij}^{(i)} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (5)$$

Представимо вектори зміщень  $\vec{u}^{(i)}(t, \vec{r})$  у вигляді суми двох доданків

$\vec{u}^{(i)}(t, \vec{r}) = \vec{u}_l^{(i)}(t, \vec{r}) + \vec{u}_T^{(i)}(t, \vec{r})$ , які задовольняють умови:

$$\text{rot } \vec{u}_l^{(i)}(t, \vec{r}) = 0, \quad \text{div } \vec{u}_T^{(i)}(t, \vec{r}) = 0.$$

У результаті отримаємо:

$$\Delta \vec{u}_l^{(i)} = \frac{1}{c_l^{(i)2}} \frac{\partial^2 \vec{u}_l^{(i)}}{\partial t^2}, \quad \Delta \vec{u}_T^{(i)} = \frac{1}{c_T^{(i)2}} \frac{\partial^2 \vec{u}_T^{(i)}}{\partial t^2}, \quad (6)$$

де  $c_l^{(i)} = \sqrt{\frac{3K^{(i)} + 4\mu^{(i)}}{3\rho^{(i)}}}$ ,  $c_T^{(i)} = \sqrt{\frac{\mu^{(i)}}{\rho^{(i)}}}$  – поздовжні та поперечні швидкості

акустичних коливань у матеріалах квантової точки чи матриці.

Поперечна акустична хвиля ( $\vec{u}_T^{(i)}$ ) у (6) не призводить до зміни об'єму [12], оскільки  $\text{div } \vec{u}_T^{(i)}(t, \vec{r}) = 0$ . Поширення поздовжньої хвилі супроводжується об'ємним розширенням та стиском.

Пружні коливання у гетеросистемі з квантовими точками розглядатимемо на фоні статичних напружень, що виникають за рахунок невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів.

Представимо зміщення у вигляді:

$$\vec{u}_l^{(i)}(\vec{r}, t) = \vec{u}_0^{(i)}(\vec{r}) + \vec{u}_l^{(i)}(\vec{r}, t), \quad (7)$$

де  $\vec{u}_0^{(i)}(\vec{r})$  – статичні зміщення у матеріалі квантової точки чи матриці, які виникають за рахунок невідповідності параметрів ґраток контактуючих матеріалів [12-14]. Оскільки у роботі проводиться розрахунок кута відхилення випромінювання гетеролазера, то обмежимося розрахунком

складової зміщень  $\vec{u}_{1l}^{(i)}(\vec{r}, t)$  у матеріалах квантової точки чи матриці, спричиненої дією акустичної хвилі.

Для аксіально симетричної системи радіальне напруження [15]:

$$\sigma_{rr}^{(i)} = \left( K^{(i)} + \frac{4}{3} \mu^{(i)} \right) \frac{\partial u_r^{(i)}}{\partial r} + \left( K^{(i)} - \frac{2}{3} \mu^{(i)} \right) \frac{u_r^{(i)}}{r}. \quad (8)$$

Перейшовши до скалярного потенціалу  $\vec{u}_{1l}^{(i)} = \vec{\nabla} \varphi^{(i)}$ , рівняння (6) з врахуванням (7) можна записати у вигляді:

$$\Delta \varphi^{(i)} = \frac{1}{c_l^{(i)2}} \frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial t^2}. \quad (9)$$

Розв'язок рівняння (9) шукатимемо в кожній області гетероструктури з врахуванням граничних умов:

$$\begin{cases} \sigma_{rr}^{(1)}(t)|_{r=R_0} = \sigma_{rr}^{(2)}(t)|_{r=R_0}; \\ u_r^{(1)}(t)|_{r=R_0} = u_r^{(2)}(t)|_{r=R_0}; \\ \sigma_{rr}^{(2)}(t)|_{r=R_1} = -\sigma_{us} \sin \omega t. \end{cases} \quad (10)$$

Остання гранична умова системи (10) визначає вплив акустичної хвилі на напружений стан наносистеми як дію періодичної вимушуючої сили з частотою  $\omega$ , де  $\sigma_{us}$  – амплітуда механічної напруги, створеної акустичною хвилею на поверхні матриці. Напрямок цієї зовнішньої періодичної сили та пружної сили, що виникає у наногетеросистемі під її впливом, є протилежними у будь-який момент часу, що обумовлює вибір знаку у третьому рівнянні системи (10).

Таким чином, враховуючи (8) – (10), а також те, що  $u_r^{(i)} = \frac{\partial \varphi^{(i)}}{\partial r}$ , отримаємо вираз для радіальних складових вектора зміщень у квантовій точці чи матриці:

$$u_r^{(1)}(r,t) = C_1 \frac{\omega}{c_l^{(1)}} J_1 \left( \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} \right) \sin \omega t, \quad (11)$$

$$u_r^{(2)}(r,t) = C_2 \frac{\omega}{c_l^{(2)}} J_1 \left( \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} \right) \sin \omega t + C_3 \frac{\omega}{c_l^{(2)}} Y_1 \left( \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} \right) \sin \omega t, \quad (12)$$

де  $J_1, Y_1$  – функції Беселя 1-го та 2-го роду.

При отриманні розв'язку (11) забезпечено регулярність функції  $u_r^{(1)}(r,t)$  в точці  $r = 0$ .

Константи  $C_1, C_2, C_3$  визначаються з граничних умов (10):

$$C_1 = - \frac{\sigma_{us} \left( m_0 J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right) + Y_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right) \right)}{J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} \right) (\chi_1 m_0 - \gamma_1)},$$

$$C_2 = - \frac{\sigma_{us} m_0}{\chi_1 m_0 - \gamma_1}, \quad C_3 = \frac{\sigma_{us}}{\chi_1 m_0 - \gamma_1},$$

$$m_0 = \left( \frac{Y_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right) k_0}{J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} \right)} - \gamma_0 \right) / \left( \frac{J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right) k_0}{J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} \right)} - \chi_0 \right),$$

$$k_0 = \left( K^{(1)} + \frac{4}{3} \mu^{(1)} \right) J_0'' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} \right) + \left( K^{(1)} - \frac{2}{3} \mu^{(1)} \right) \frac{1}{R_0} J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(1)}} \right),$$

$$\chi_0 = \left( K^{(2)} + \frac{4}{3} \mu^{(2)} \right) J_0'' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right) + \left( K^{(2)} - \frac{2}{3} \mu^{(2)} \right) \frac{1}{R_0} J_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right),$$

$$\chi_1 = \left( K^{(2)} + \frac{4}{3} \mu^{(2)} \right) J_0'' \left( \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} \right) + \left( K^{(2)} - \frac{2}{3} \mu^{(2)} \right) \frac{1}{R_1} J_0' \left( \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} \right),$$

$$\gamma_0 = \left( K^{(2)} + \frac{4}{3} \mu^{(2)} \right) Y_0'' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right) + \left( K^{(2)} - \frac{2}{3} \mu^{(2)} \right) \frac{1}{R_0} Y_0' \left( \frac{\omega R_0}{c_l^{(2)}} \right),$$

$$\gamma_1 = \left( K^{(2)} + \frac{4}{3} \mu^{(2)} \right) Y_0'' \left( \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} \right) + \left( K^{(2)} - \frac{2}{3} \mu^{(2)} \right) \frac{1}{R_1} Y_0' \left( \frac{\omega R_1}{c_l^{(2)}} \right).$$

Компоненти тензора деформації матеріалів квантової точки чи матриці:

$$\xi_{rr}^{(i)} = \frac{\partial u_r^{(i)}}{\partial r^{(i)}}, \quad \xi_{\varphi\varphi}^{(i)} = \frac{u_r^{(i)}}{r^{(i)}}, \quad \xi_{zz}^{(i)} = -\frac{\nu^{(i)}}{1-\nu^{(i)}} (\xi_{rr}^{(i)} + \xi_{\varphi\varphi}^{(i)}),$$

$$\xi^{(i)} = Sp \xi^{(i)} = \xi_{rr}^{(i)} + \xi_{\varphi\varphi}^{(i)} + \xi_{zz}^{(i)} \quad (13)$$

де  $\nu^{(i)}$  – коефіцієнт Пуасона матеріалу квантової точки чи матриці.

Підставивши (11) та (12) у (13), отримаємо вираз для просторового розподілу всебічної деформації у системі матриця – квантова точка з врахуванням впливу акустичної хвилі:

$$Sp \xi^{\xi^{(1)}}(r, t) = \left( 1 - \frac{1}{1-\nu^{(1)}} \right) C_1 \left( J_0'' \left( \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} \right) + \frac{1}{r} J_0' \left( \frac{\omega r}{c_l^{(1)}} \right) \right) \sin \omega t, \quad (14)$$

$$Sp \xi^{\xi^{(1)}}(r, t) = \left( 1 - \frac{1}{1-\nu^{(2)}} \right) \left( C_2 \left( J_0'' \left( \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} \right) + \frac{1}{r} J_0' \left( \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} \right) \right) + \right. \\ \left. + C_3 \left( Y_0'' \left( \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} \right) + \frac{1}{r} J Y_0' \left( \frac{\omega r}{c_l^{(2)}} \right) \right) \right) \sin \omega t. \quad (15)$$

За проведеними числовими розрахунками побудовано залежність амплітуди деформації матеріалу КТ в околі межі КТ – матриця від частоти акустичної хвилі при різних розмірах КТ (рис. 5). Як бачимо, така залежність має немонотонний характер. Положення максимумів амплітуди деформації у квантовій точці залежить від її розміру. При збільшенні радіуса квантової точки спостерігається їх зміщення у бік менших частот (рис. 5), що обумовлено зменшенням частоти власних коливань [12] атомів квантової точки. Крім цього, збільшення радіуса квантової точки призводить до монотонного зменшення всебічної деформації. Це пояснюється тим, що квантові точки менших розмірів є більш чутливими до впливу зовнішньої механічної напруги.



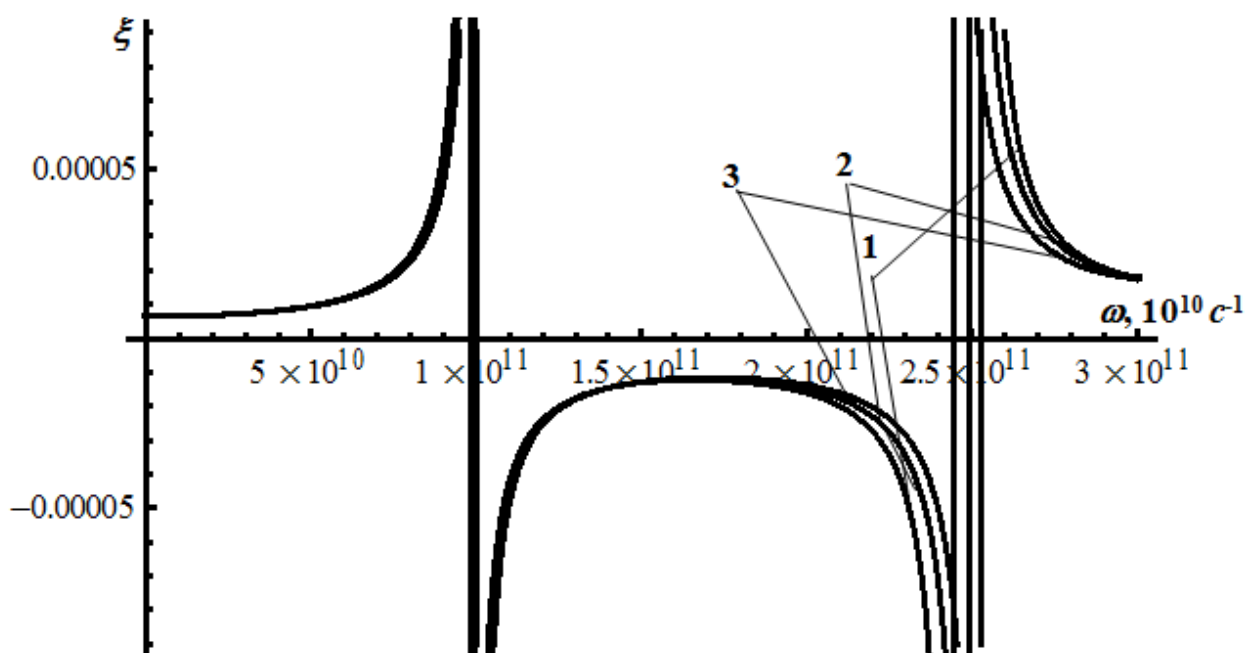


Рис. 5. Залежність амплітуди деформації матеріалу КТ (InAs) в точці  $r = R_0$  від частоти акустичної хвилі для різних розмірів КТ:  
 1 –  $R_0 = 3$  нм; 2 –  $R_0 = 6$  нм; 3 –  $R_0 = 9$  нм

### 3. Поширення світла в неоднорідно деформованому середовищі

Розглянемо поширення світлового променя в гетероструктурі InAs/GaAs з квантовими точками InAs, що зазнає аксіально-симетричної деформації під впливом акустичної хвилі (рис. 6).

Промінь передбачається розповсюдженим у додатньому напрямі осі  $Z$  поблизу осі (параксіальний промінь). Відстань від осі  $Z$  позначається  $r$ .

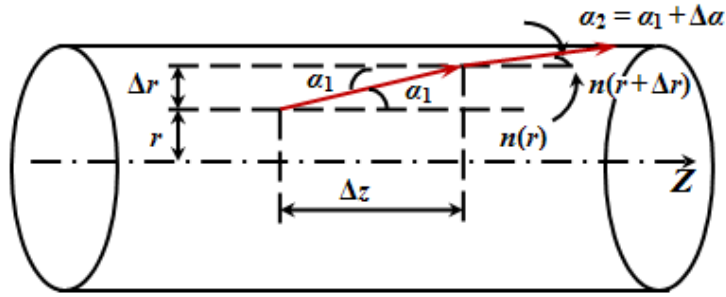


Рис. 6. До виведення рівняння поширення променя в неоднорідному середовищі

Запишемо закон Снеліуса для заломлення на нескінченно тонкому шарі  $\Delta r$ , у якому показник заломлення змінюється від  $n(r)$  до  $n(r + \Delta r)$  [15]:

$$n(r) \cdot \cos \alpha_1 = n(r + \Delta r) \cdot \cos(\alpha_1 + \Delta \alpha). \quad (16)$$

Розкладаючи  $n(r + \Delta r)$  у правій частині (16) в ряд Тейлора по  $\Delta r$ , обмежившись лінійним по  $\Delta r$  членом та скориставшись тригонометричною формулою для косинуса суми двох кутів, отримаємо:

$$n(r) \cdot \cos \alpha_1 = \left( n(r) + \Delta r \frac{\partial n}{\partial r} \right) \cdot (\cos \alpha_1 \cdot \cos \Delta \alpha - \sin \alpha_1 \cdot \sin \Delta \alpha). \quad (17)$$

У параксіальному наближенні можна прийняти, що  $\sin \Delta \alpha \approx \Delta \alpha$ ,  $\cos \Delta \alpha \approx 1$ . Тоді з точністю до величин першого порядку по  $\Delta \alpha$  з (17) знаходимо:

$$\frac{\partial n}{\partial r} = n(r) \cdot \frac{\Delta \alpha}{\Delta r} \cdot \operatorname{tg} \alpha_1, \quad (18)$$

де члени з  $\Delta \alpha \Delta r$ , які є членами другого порядку малості, відкинуті. Оскільки  $\operatorname{tg} \alpha_1 = \Delta r / \Delta z$ , в параксіальному наближенні можемо записати:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \frac{\Delta \alpha}{\Delta r} = \frac{\Delta r}{\Delta z} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\Delta r} = \frac{\Delta \alpha}{\Delta z} = \frac{\Delta}{\Delta z} \left( \frac{\Delta r}{\Delta z} \right) \rightarrow \frac{d^2 r}{dz^2}. \quad (19)$$

З врахуванням (18) та (19) знаходимо диференціальне рівняння, що описує поширення променя в оптично неоднорідному середовищі:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{n(r)} \frac{dn(r)}{dr}. \quad (20)$$

#### 4. Розрахунок амплітуди модуляції напрямку випромінювання гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs

На рис. 7 приведено результати розрахунків просторового розподілу всебічної деформації матеріалу гетероструктури InAs/GaAs з квантовими точками InAs у різні моменти часу при частоті акустичної хвилі  $10^9$  Гц. Розрахунки проводились при наступних значеннях параметрів [16, 17]:  $R_1 = 100$  нм;  $K^{(1)} = 0,58$  Мбар;  $\mu^{(1)} = 0,19$  Мбар;  $K^{(2)} = 0,79$  Мбар;  $\mu^{(2)} = 0,33$  Мбар;  $\rho^{(1)} = 5680$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho^{(2)} = 5320$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu^{(1)} = 0,352$ ;  $\nu^{(2)} = 0,318$ ;  $\sigma_{us} = 10$  бар.

Вплив акустичної хвилі призводить до виникнення градієнту деформації, а, отже, й показника заломлення у напрямі, перпендикулярному до оптичного резонатора. Як видно з рис. 7, за час, що дорівнює періоду акустичної хвилі змінюється не тільки величина градієнта деформації, але і

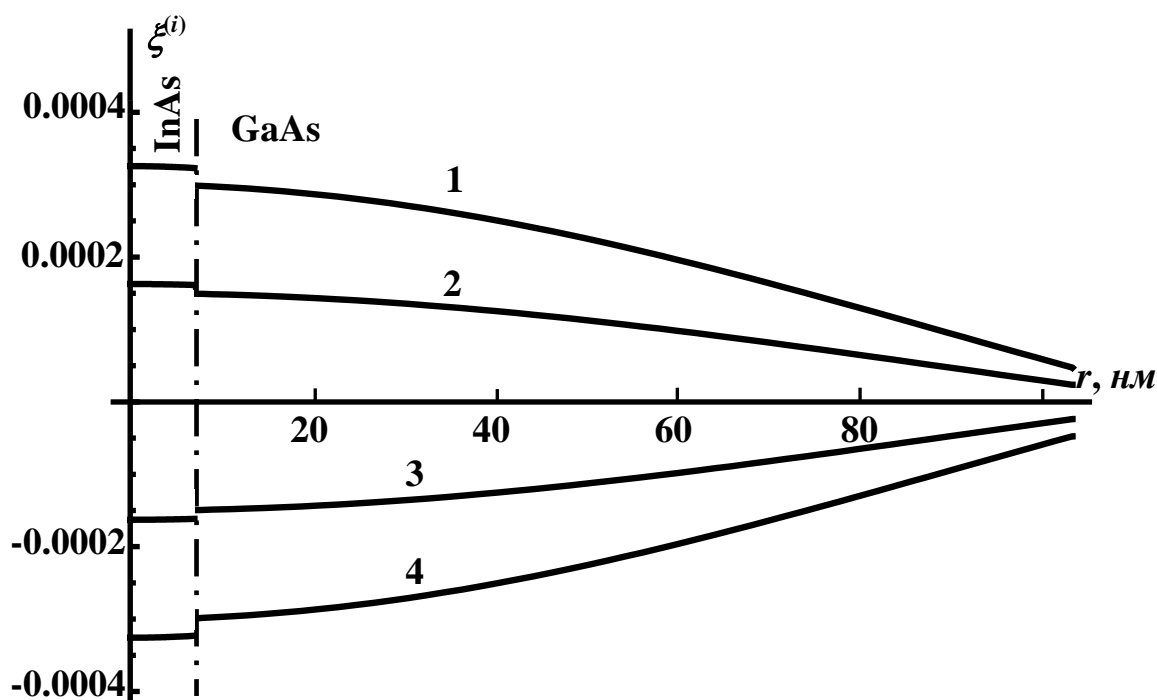


Рис. 7. Просторовий розподіл всебічної деформації  $\xi(r)$  у матеріалах квантової точки та матриці в різні моменти часу:

$$1 - \omega t = \frac{\pi}{2}, \quad 2 - \omega t = \frac{\pi}{6}, \quad 3 - \omega t = \frac{7\pi}{6}, \quad 4 - \omega t = \frac{3\pi}{2}$$

його напрям. Тому, очевидно, що з часом буде змінюватися траєкторія світлового променя, яка у неоднорідному середовищі описується рівнянням

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{n^{(i)}} \frac{dn^{(i)}}{dr} \quad (21)$$

з граничними умовами

$$\begin{cases} r(z=0) = r_0; \\ \frac{dr(z=0)}{dz} = 0. \end{cases} \quad (22)$$

Перша умова визначає початкову відстань  $r_0$  променя від осі симетрії, друга умова вказує на те, що промені у площині  $z=0$  поширюються паралельно до осі  $OZ$ .

Враховуючи, що показник заломлення визначається співвідношенням  $n^{(i)}(r,t) = \sqrt{\varepsilon^{(i)}(r,t)}$  ( $\varepsilon^{(i)}(r,t)$  – діелектрична проникність матеріалу гетероструктури), рівняння (21) можна переписати у вигляді:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{2\varepsilon_0^{(i)}} \frac{d\varepsilon^{(i)}}{dr}, \quad (23)$$

де  $\varepsilon_0^{(i)}$  – діелектрична проникність однорідного матеріалу гетероструктури.

Діелектричну проникність  $\varepsilon^{(i)}(r,t)$  матеріалу КТ, що змінюється з часом під дією акустичної хвилі можна представити у вигляді [18]:

$$\varepsilon^{(i)}(r,t) = \varepsilon_0^{(i)} + a^{(i)} \xi^{(i)}(r,t), \quad (24)$$

де  $a^{(i)} < 0$  – пружнооптичні сталі.

З врахуванням (14), (15) та (24) у наближенні  $\frac{\omega r}{c_l^{(1)}} \ll 1$  рівняння (22), що описує траєкторію променя у внутрішньому шарі можна записати у вигляді:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{4\varepsilon_0^{(1)}} a^{(1)} \frac{1-2\nu^{(1)}}{1-\nu^{(1)}} C_1 \left( \frac{\omega}{c_l^{(1)}} \right)^4 r \sin \omega t. \quad (25)$$

Розв'язок диференціального рівняння (24) з врахуванням граничних умов (22):

$$r(z,t) = r_0 \cos \sqrt{|q|} \sin \omega t z, \quad 2\pi n \leq \omega t \leq (2n+1)\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (26)$$

$$r(z,t) = r_0 \operatorname{ch} \sqrt{q} \sin \omega t z, \quad (2n+1)\pi \leq \omega t \leq 2\pi(n+1) \quad (27)$$

$$\text{де } q = \frac{a^{(1)}}{4\varepsilon_0^{(1)}} \frac{1-2\nu^{(1)}}{1-\nu^{(1)}} C_1 \left( \frac{\omega}{c_l^{(1)}} \right)^4.$$

При виході з оптичного резонатора довжиною  $l$  амплітуда кута відхилення  $\alpha_{\max}$  випромінювання гетеролазера від початкового напрямку поширення становитиме

$$\text{tg}\alpha_{\max} = \frac{dr(z=L)}{dz} = r_0 q(\omega, R_0) L,$$

або з врахуванням того, що  $\sqrt{|q|}L \ll 1$ ,

$$\alpha_{\max} \approx r_0 q(\omega, R_0) L. \quad (28)$$

Як бачимо, кут відхилення променя є пропорційний його відстані від аксіальної осі, а, отже, оптичний резонатор, що піддається впливу акустичної хвилі поводить себе як лінза (півперіоду як збиральна, а іншу половину як розсіювальна) з фокусною відстанню  $f = \pm \frac{1}{|q|L\sqrt{|\sin \omega t|}}$ , що змінюється з часом (рис. 8).

На рис. 9 представлено залежність амплітуди кута відхилення випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs від частоти акустичної хвилі при різних значеннях радіуса квантової точки ( $\varepsilon_0^{(1)} = 12,8$ ,  $L = 2$  мкм,  $r_0 = 1$  мкм). Акустооптична стала  $a^{(i)}$  може бути визначена з експерименту. При проведенні розрахунків стала  $a^{(i)}$  вибиралась таким чином, щоб амплітуда кута відхилення випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs радіусом 3 нм при частоті акустичної хвилі  $10^{10}$  Гц становила  $3^\circ$  [19,20].

Амплітуда модуляції напрямку випромінювання визначається величиною градієнта деформації, який залежить як від частоти акустичної хвилі, так і від амплітуди деформації. При збільшенні частоти акустичної хвилі в діапазоні  $10^7 \text{ c}^{-1} < \omega < 6 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$  амплітуда кута відхилення зростає за законом  $\alpha_{\max} \sim \omega^3$ . При подальшому збільшенні частоти акустичної хвилі спостерігається немонотонна зміна кута відхилення випромінювання гетеролазера з максимумом, що відповідає частоті  $\omega \approx 10^{11} \text{ c}^{-1}$ , що пов'язано із зростанням амплітуди деформації матеріалу квантової точки.

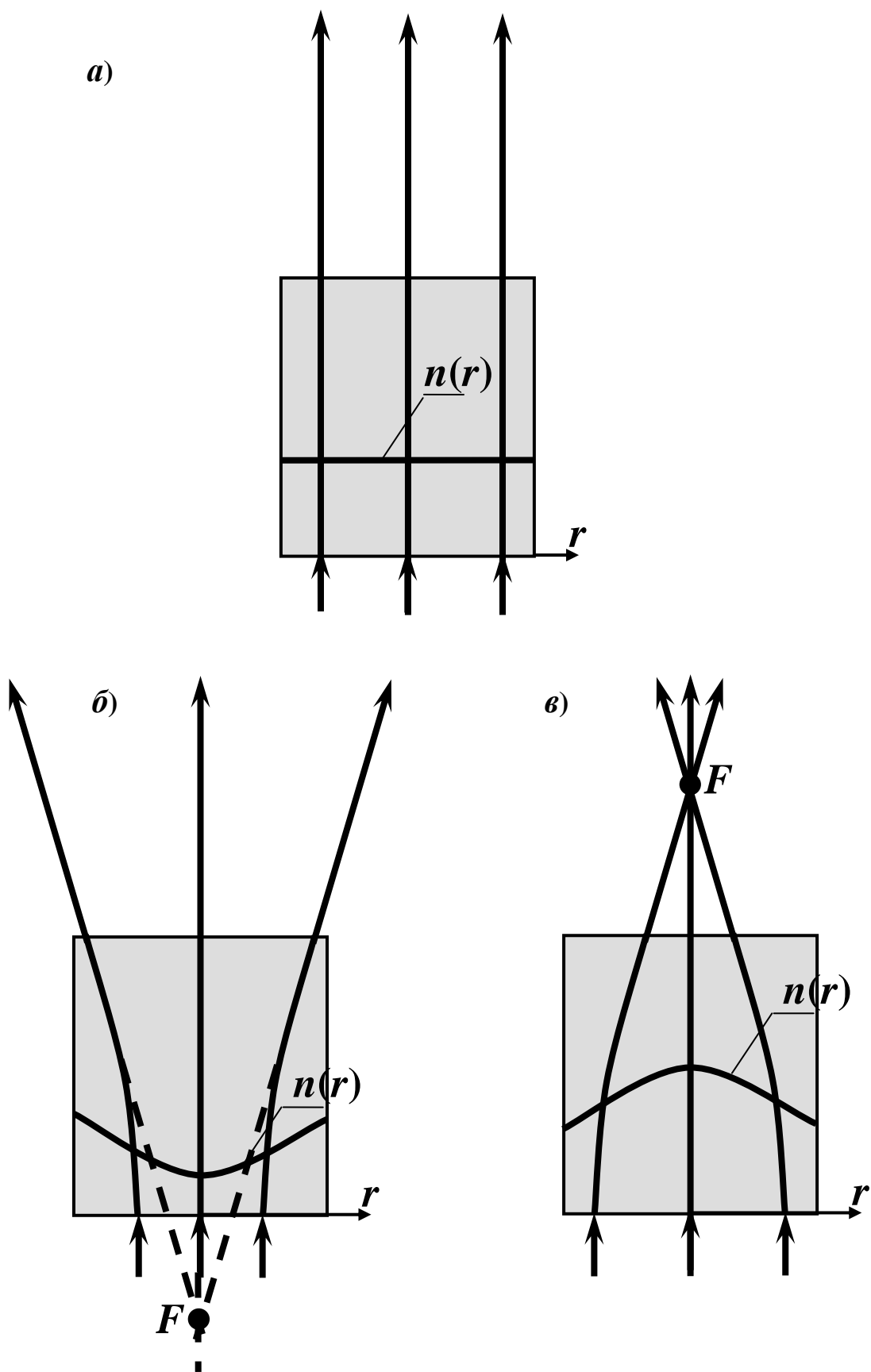


Рис. 8. Поширення світла в оптичному резонаторі та розподіл показника заломлення  $n(r)$  у різні моменти часу:

a) -  $\omega t = \pi n$ ,    б) -  $\omega t = \frac{\pi}{2} + 2\pi n$ ,    в) -  $\omega t = \frac{3\pi}{2} + 2\pi n$

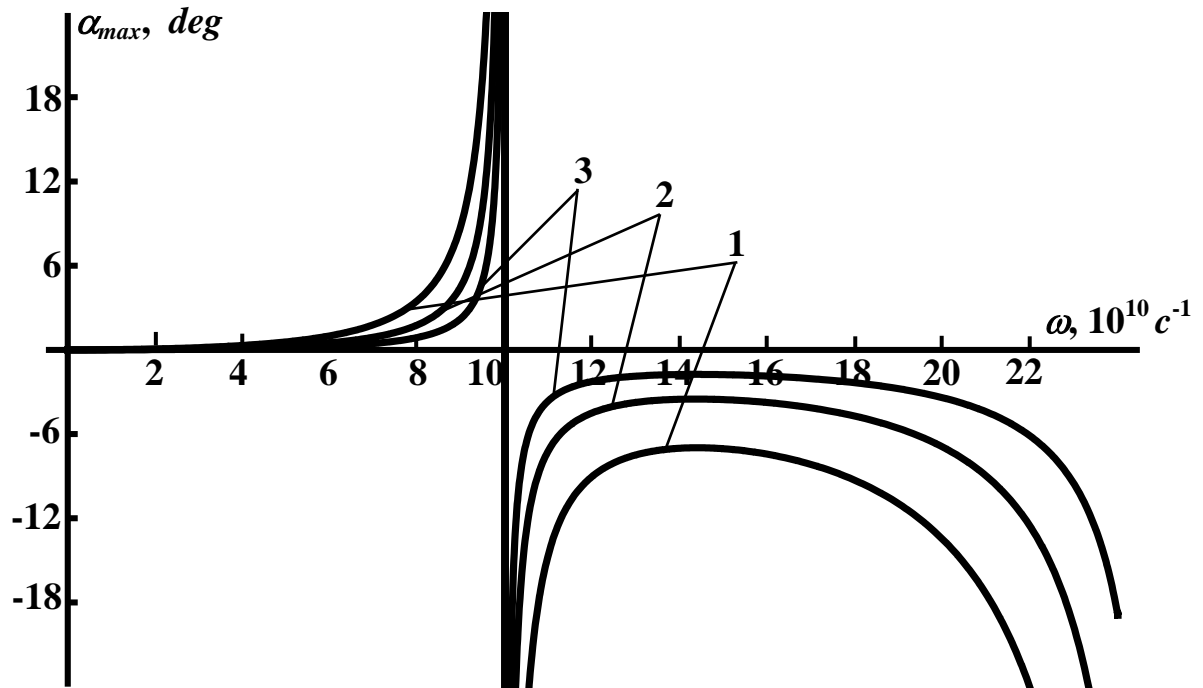


Рис. 9. Залежність амплітуди кута відхилення напрямку випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з КТ InAs від частоти акустичної хвилі для різних розмірів квантових точок:

**1** –  $R_0 = 3$  нм;    **2** –  $R_0 = 6$  нм;    **3** –  $R_0 = 9$  нм

Таке зростання деформації відбувається внаслідок наближення частоти акустичної хвилі до власної частоти коливань атомів КТ [12]. Розбіжність розв'язку при  $\omega \approx 10^{11} \text{ c}^{-1}$  обумовлена нехтуванням затухання коливань у пружному середовищі. При частоті акустичної хвилі з діапазону  $10^7 \text{ c}^{-1} < \omega < 5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$  амплітуда модуляції напрямку випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з КТ InAs практично не залежить від їх розмірів. Для частоти акустичної хвилі  $\omega > 5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$  спостерігається монотонне збільшення кута відхилення при зменшенні радіуса КТ. Це пояснюється тим, що квантові точки менших розмірів є більш чутливими до впливу зовнішньої механічної напруги. На рис. 10 якісно представлено розподіл інтенсивності випромінювання гетеролазера на відстані  $f = \frac{1}{|q|L}$ . Як видно з рис. 10, перерозподіл інтенсивності світла призводить до збільшення вдвічі

інтенсивності на відстані  $f = \frac{1}{|q|L}$ . Розрахунки проведені в даній роботі добре узгоджуються з результатами експериментальних досліджень впливу поверхневої акустичної хвилі частотою 3 ГГц на випромінювання КТ InAs, які отримані у роботі [21].

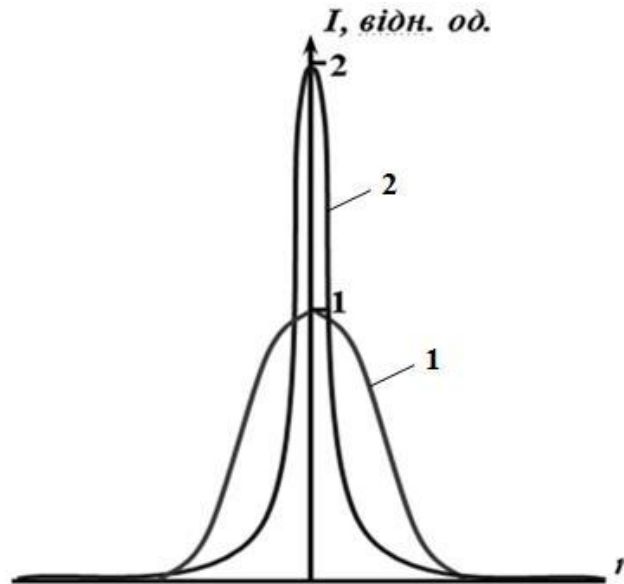


Рис. 10. Розподіл інтенсивності світла на відстані  $f = \frac{1}{|q|L}$  від резонатора:

- 1 – без дії ультразвуку;
- 2 – при дії ультразвуку

## 5. Вплив ультразвуку на енергетичний спектр електрона та дірки у гетеросистемі InAs/GaAs з квантовими точками InAs

Поширення ультразвуку призводить до збільшення енергії атомів і, відповідно, до збільшення середньої відстані між ними в напрямку поширення акустичної хвилі. Відомо, що вплив ультразвукової хвилі призводить до зростання “ефективної температури”  $T_{ef}$ :

$$T_{ef} = T + T_{\sigma}, \quad (29)$$

де  $T$  – температура;  $T_{\sigma} = \sigma_p (\varepsilon^d / \varepsilon^s)^{1/3} / (E\alpha_T)$ ;  $\sigma_p$  – границя пружності



матеріалу КТ;  $\varepsilon^d$ ,  $\varepsilon^s$  – швидкість деформації при динамічному та квазістатичному навантаженні, відповідно;  $E$  – модуль Юнга;  $\alpha_T$  – коефіцієнт лінійного термічного розширення.

Вважатимемо, що ультразвукова хвиля поширюється вздовж осі  $Oz$ . Тоді середнє відхилення атомів від положення рівноваги, яке обумовлене нелінійністю їх взаємодії [12]:

$$\bar{z} = \alpha_T a_0 T_{ef} = \alpha_T a_0 T + \frac{a_0 \sigma_p (\varepsilon^d / \varepsilon^s)^{1/3}}{E}, \quad (30)$$

де  $a_0$  – параметр кристалічної ґратки матеріалу КТ. Другий доданок визначає збільшення відстані між атомами за рахунок ультразвуку в напрямку поширення акустичної хвилі. Це призводить до спотворення форми КТ (від сферичної до еліпсоїдної). Зокрема, вздовж напрямку поширення акустичної хвилі радіус КТ збільшиться і становитиме

$$R_z = b = R_0 \left( 1 + \frac{\sigma_p (\varepsilon^d / \varepsilon^s)^{1/3}}{E} \right) = R_0 (1 + \varepsilon), \quad (31)$$

де  $\varepsilon = \frac{\sigma_p (\varepsilon^d / \varepsilon^s)^{1/3}}{E}$ ;  $R_0$  – радіус сферичної КТ (до дії ультразвуку). В

перпендикулярних напрямках до поширення ультразвуку КТ зазнаватиме деформації стиску, а її розміри становитимуть [12]

$$R_x = R_y = a = R_0 (1 - \nu \varepsilon), \quad (32)$$

де  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона.

Визначимо енергії основного стану електрона та дірки в КТ, що піддається дії ультразвуку.

Запишемо гамільтоніан ізольованої КТ:

$$\hat{H}(e,h) = -\frac{\hbar^2}{2m^{(e,h)}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \hat{U}, \quad (33)$$

де  $m^{(e,h)}$  – ефективна маса електрона (дірки) всередині ізольованого

нанокристалу у вигляді еліпсоїда обертання;  $\hat{U}$  – потенціальна енергія носія заряду всередині ізольованого нанокристалу, який має форму еліпсоїда обертання:

$$\hat{U}(x, y, z) = \begin{cases} 0, & \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} \leq 1 \\ \infty, & \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2} > 1. \end{cases} \quad (34)$$

Для того, щоб дослідити вплив спотворення сферичної форми КТ під дією ультразвуку на зсув енергетичного рівня основного стану квазічастинки (електрона або дірки), зробимо заміну змінних:

$$x = x', \quad y = y', \quad z' = \frac{a}{b} z. \quad (35)$$

З урахуванням заміни (35), гамільтоніан (33) набуде вигляду:

$$\hat{H}^{(e,h)} = -\frac{\hbar^2}{2m^{(e,h)}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{a^2}{b^2} \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) + \hat{U}. \quad (36)$$

Представимо (36) у вигляді:

$$\hat{H}^{(e,h)} = \hat{H}_0^{(e,h)} + \hat{V}^{(e,h)}, \quad \hat{H}_0^{(e,h)} = -\frac{\hbar^2}{2m^{(e,h)}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right) + \hat{U},$$

$$\hat{V}^{(e,h)} = -\frac{\hbar^2}{2m^{(e,h)}} \left( \left( \frac{a^2}{b^2} - 1 \right) \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \right), \quad (37)$$

де  $\hat{H}_0^{(e,h)}$  – оператор Гамільтона незбуреної задачі;  $\hat{V}^{(e,h)}$  – оператор збурення, зумовлений спотворенням сферичної форми КТ. Спотворена сферична форма КТ має вигляд еліпсоїда обертання. Підставивши (31), (32) в (37) та врахувавши, що  $\sigma/E \ll 1$ , отримаємо:

$$\hat{V}^{(e,h)} = \frac{\hbar^2 \varepsilon (1 + \nu)}{m^{(e,h)}} \frac{\partial^2}{\partial z'^2}, \quad (38)$$

Власні значення  $E_{n0}^{(e,h)}$  та власні функції  $\psi_{nl0}^{(e,h)}$  незбуреного оператора Гамільтона знаходяться з розв'язку рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}_0^{(e,h)} \psi_{nl0}^{(e,h)}(r') = E_{n0}^{(e,h)} \psi_{nl0}^{(e,h)}(r'). \quad (39)$$

Відомо, що енергія основного стану  $E_{10}^{(e,h)}$  та власні функції  $\psi_{100}^{(e,h)}$  оператора Гамільтона ізольованої КТ сферичної форми відповідно дорівнюють

$$E_{10}^{(e,h)} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^{(e,h)} R_0^2}, \quad (40)$$

$$\psi_0^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_0 r'}} \sin\left(\frac{\pi r'}{R_0}\right). \quad (41)$$

Тоді поправка першого порядку  $E_{11}^{(e,h)}$  до енергії основного стану

$$E_{11}^{(e,h)} = \int \psi_0^{(0)*} \hat{V} \psi_0^{(0)} dV' = \frac{\hbar^2 \varepsilon(1+\nu)}{m^{(e,h)}} \int \psi_0^{(0)*} \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \psi_0^{(0)} dV'. \quad (42)$$

Обчисливши інтеграл, який входить у вираз (42), з врахуванням (41), отримаємо поправку першого порядку  $E_{11}^{(e,h)}$  до енергії основного стану:

$$E_{11}^{(e,h)} = -\frac{\pi^2 \hbar^2 \varepsilon(1+\nu)}{3m^{(e,h)} R_0^2}. \quad (43)$$

Тоді повна енергія електрона чи дірки в основному стані:

$$E_1^{(e,h)} \approx E_{10}^{(e,h)} + E_{11}^{(e,h)} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^{(e,h)} R_0^2} \left(1 - \frac{2\varepsilon(1+\nu)}{3}\right). \quad (44)$$

Як бачимо з формули (44), спотворення форми КТ під впливом ультразвуку призводить до зменшення енергії електрона та дірки.

Як бачимо з формул (31), (32), дія акустичної хвилі спотворює форму КТ і змінює її об'єм. Відносна зміна об'єму КТ  $\varepsilon_0$  у лінійному наближенні

$$\varepsilon_0 = 2\frac{a-R_0}{R_0} + \frac{b-R_0}{R_0} = \varepsilon(1-2\nu). \quad (45)$$

Деформація КТ призводить до зміщення країв дозволених зон:

$$\Delta E_C = a_C \varepsilon_0 = a_C \varepsilon(1-2\nu), \quad (46)$$

$$\Delta E_v = a_v \varepsilon_0 = a_v \varepsilon (1 - 2\nu), \quad (47)$$

де  $\Delta E_c$ ,  $\Delta E_v$  – зміщення дна зони провідності та вершини валентної зони;  $a_c$ ,  $a_v$  – константи деформаційного потенціалу. Тоді зміна ширини забороненої зони:

$$\Delta E_g = \Delta E_c - \Delta E_v = \varepsilon (1 - 2\nu) (a_c - a_v). \quad (48)$$

Для напівпровідника InAs константи гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності та валентної зони приймають наступні значення:  $a_c = -5.08 \text{ eV}$ ;  $a_v = 1 \text{ eV}$ . Як бачимо з формули (48), вплив ультразвуку призводить до зменшення ширини забороненої зони КТ InAs ( $a_c < 0$ ). Зміна енергії рекомбінаційного випромінювання, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки в гетероструктурі InAs/GaAs з КТ:

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_{11}^{(e)} + E_{11}^{(h)} + \Delta E_g = \\ &= - \left( \frac{\pi^2 \hbar^2 (1 + \nu) (m^{(e)} + m^{(h)})}{3R_0^2 m^{(e)} m^{(h)}} + (1 - 2\nu) (|a_c| + a_v) \right) \varepsilon. \end{aligned} \quad (49)$$

На рис.11 приведено залежність зміни енергії рекомбінаційного випромінювання, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки у гетеросистемі InAs/GaAs під впливом ультразвуку при різних радіусах КТ. Це зменшення обумовлене зменшенням ширини забороненої зони і зменшенням енергії електрона й дірки. При всіх радіусах квантової точки дія ультразвуку призводить до зменшення енергії випромінювання (рис. 12).

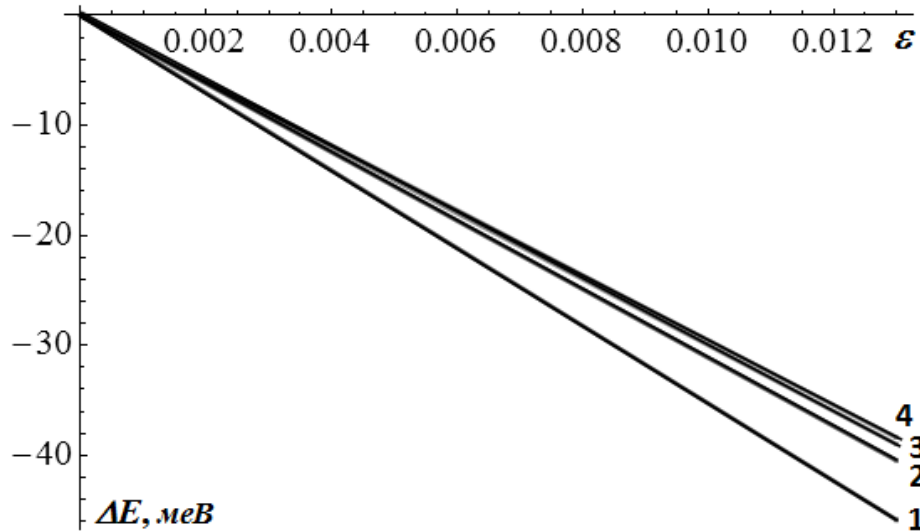


Рис. 11. Зменшення енергії рекомбінаційного випромінювання, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки у гетеросистемі InAs/GaAs з КТ InAs під впливом ультразвуку при різних радіусах КТ:  
**1** –  $R_0 = 3$  нм; **2** –  $R_0 = 5$  нм; **3** –  $R_0 = 7$  нм; **4** –  $R_0 = 9$  нм

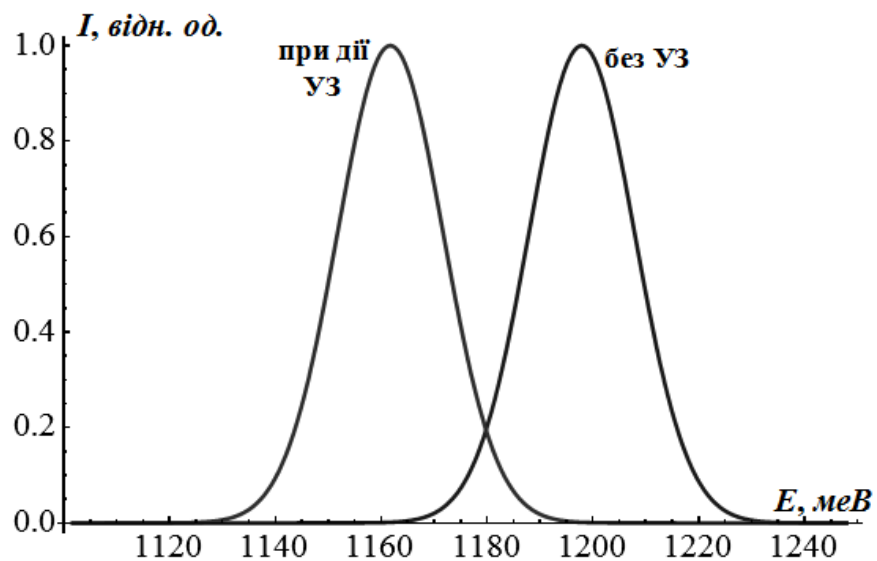


Рис. 12. Зсув енергії рекомбінаційного випромінювання, що відповідає переходу між основними станами електрона та дірки у гетеросистемі InAs/GaAs з квантовими точками InAs під впливом ультразвуку

## ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

1. Побудовано теоретичну модель процесу модуляції напрямку випромінювання гетеролазера InAs/GaAs з квантовими точками InAs за допомогою акустичної хвилі.
2. Встановлено, що при збільшенні частоти акустичної хвилі в діапазоні  $10^7 \text{ c}^{-1} < \omega < 5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$  амплітуда кута відхилення напрямку випромінювання гетеролазера монотонно зростає за законом  $\alpha_{\text{max}} \sim \omega^3$ , а при частоті  $\omega > 5 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$  така залежність має немонотонний характер.
3. Показано, що із зменшенням розміру квантової точки амплітуда модуляції напрямку випромінювання гетеролазера InAs/GaAs зростає, що пояснюється збільшенням градієнта деформації матеріалу квантової точки.
4. Встановлено умови підсилення інтенсивності лазерного променя за допомогою ультразвуку, що дозволить збільшити інтенсивність світла в заданій точці простору у 2 рази.
5. В межах розробленої моделі досліджено вплив акустичної хвилі на енергію основного стану електрона і дірки, ширину забороненої зони та енергію рекомбінаційного випромінювання гетероструктури InAs/GaAs зі сферичними квантовими точками InAs.
6. Встановлено, що вплив ультразвуку призводить до зменшення енергії випромінювання (збільшення довжини хвилі) гетероструктури InAs/GaAs зі сферичними квантовими точками InAs.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ткач М.В. Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки та дроти: посібник / М.В. Ткач. – Чернівці: Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, 2003. – 312 с.
2. Заячук Д.М. Нанотехнології і наноструктури / Д.М. Заячук – Львів : Видавництво Національного університету “Львівська політехніка”, 2009. – 581 с. 3
3. Надточий А.М., Блохин С.А., Мутиг А. Быстродействие вертикальноизлучающих AlGaAs лазеров с активной средой на основе субмонослойных внедрений InAs // ФТП. – 2011. – Т.45, № 5. – С. 688-693.
4. Ledentsov N. N. Quantum dot laser // Semicond. Sci. Technol. – 2011. – V. 26. – P. 014001.
5. Handbook of Nanostructure Materials and Nanotechnology // Academic Press, San Diego – Tokio. – 2000. – V. 1. – P. 327-360.
6. Дяченко С.А. Гетеролазери в електроніці // Конструктор. – 2001. – Т.14, № 5. – С. 7-8.
7. Оленич І.Б. Фізичні основи нанотехнологій. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2014. – С. 179.
8. Кобаяси Н. Введение в нанотехнологию. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007. – 134 с.
9. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. – М.: Высшая школа, 2001. – С. 768.
10. Новиков Б.В., Зегря Г.Г, Пелешак Р.М., Данькив О.О., Гайсин В.А., Талалаев В.Г., Штром И.В., Цырлин Г.Э. Барические свойства квантовых точек InAs // ФТП. – 2008. – Т.42, № 9. – С.1094-1101.

11. Mao M.-H. Experiments and simulation of spectrally-resolved static and dynamic properties in quantum dot two-state lasing // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2009. – V. 33. – P. 1641-1644.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1965. – 204 с.
13. Теодосиу К. Упругие модели дефектов в кристаллах. – М.: Мир, 1985. – 296 с.
14. Korkusiński M. and Hawrylak P. Electronic structure of vertically stacked selfassembled quantum disks // *Phys. Rev. B*. – 2001. – V.63, № 19. – P.19531195317.
15. Матвеев А.Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. – С. 121-122.
16. Chris G. Van de Walle. Band lineups and deformation potentials in the modelsolid theory // *Phys. Rev. B*. – 1989. – V.39, № 3. – P.1871-1883.
17. Yan Q., Van de Walle C.G., Scheffler M. Role of strain in polarization switching in semipolar InGaN/GaN quantum wells // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V.97. – P. 181102-181108.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 332 с.
19. Кулакова Л.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.И., Тарасов И.С. Градиентное управление направлением излучения InGaAsP/InP гетеролазеров // *ЖЭТФ*. – 2007. – Т.131, № 5. – С. 790-797.
20. Кулакова Л.А. Акустоэлектронное взаимодействие в лазерных гетероструктурах InGaAsP/InP // *ФТТ*. – 2005. – Т.47, № 12. – С.22282231.
21. Gell J.R., Ward M.B., Young R.J., Stevenson R.M., Atkinson P., Anderson D., Jones G.A.C., Ritchie D.A., Shields A.J., Modulation of single quantum dot energy levels by a surface-acoustic-wave // *Applied Physics Letters*. – 2008. V.93, №8. – P. 081115: 1 – 3.