

Ширина поверхневої квазірелеєвської акустичної моди, взаємодіючої з адсорбованими атомами

Сенета М.Я., Плещак Р.М., Станько М.Г., Стецина В.Р.

email: marsen18@i.ua

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,
кафедра загальної фізики

У межах нелокальної пружної взаємодії адсорбованого атома з атомами матриці з врахуванням сил дзеркального зображення знайдено в довгохвильовому наближенні закон дисперсії поверхневих пружних акустичних хвиль в залежності від концентрації адсорбованих атомів і деформаційного потенціалу адатома. Розраховано енергетичну ширину поверхневої акустичної моди в залежності від концентрації адсорбованих атомів.

Ключові слова: деформаційний потенціал, адатоми, сили дзеркального зображення, нелокальна пружна взаємодія, ширина поверхневої акустичної моди.

ВСТУП

Для розвитку сучасної мікро- і наноелектроніки необхідними є дослідження електронних та фононних процесів і їх взаємодії на поверхні напівпровідників. Зокрема, механізмів взаємодії адсорбованих атомів з поверхневою акустичною хвилею (ПАХ), зумовленою деформаційним потенціалом, та її вплив на формування поверхневих електронних станів, дисперсію та затухання поверхневих акустичних хвиль. Як зазначено в роботі [1], поверхневі акустичні хвилі можуть бути одним із джерел далекодіючих ефектів, які спонукають до формування нанокластерів поза зоною лазерного опромінення поверхні кристала. Тому дослідження процесів затухання акустичних хвиль на дефектній поверхні монокристалічної підкладки є актуальними для розробки оптимальних технологічних режимів формування наноструктур при наносекундному лазерному опроміненні поверхні CdTe [1].

У роботі [2] було розвинуто теорію початкової стадії формування (нуклеації) періодичної нанометрової структури адатомів, яке відбувається в результаті нестійкості, зумовленої взаємодією адатомів із самоузгодженою статичною ($\omega = 0$), акустичною, квазірелеєвською ПАХ [3] з експоненційно зростаючою амплітудою.

Крім цього, метод поверхневих акустичних хвиль (ПАХ) широко використовується для діагностики динамічних характеристик двовимірних

електронних шарів (динамічна провідність, рухливість носіїв, концентрація носіїв заряду) у наногетероструктурах

GaAs/In_{1-x}Ga_xAs/GaAs, Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As, Cd_{1-x}Zn_xTe/CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe [4,5], оскільки ці наногетеросистеми володіють неоднорідними як деформаційними, так і п'єзоелектричними полями. Поверхнева акустична хвиля (ПАХ) генерує змінне електричне поле, яке взаємодіє з двовимірними електронами, що в кінцевому приводить до перенормування швидкості та коефіцієнта затухання ПАХ.

Метою цієї роботи є дослідження впливу взаємодії адатомів із самоузгодженою акустичною квазірелеєвською хвилею на її дисперсію та ширину фононної моди при різних значеннях концентрації адсорбованих атомів.

1. МОДЕЛЬ

На рис.1 зображена розглядувана структура, яка складається із напівпровідникової підкладки з приповерхнево-дефектним шаром товщиною a .

Адсорбовані в процесі молекулярно-променевої епітаксії або імплантації атоми можна розглядати як дефекти на поверхні. Завдяки потенціалу деформації, а також за рахунок локального перенормування поверхневої енергії адатоми неоднорідно деформують приповерхневий шар. У свою чергу, ця неоднорідна самоузгоджена деформація через потенціал деформації перерозподіляє адсорбовані атоми уздовж

поверхні. Вплив адсорбованих атомів зводиться до зміни граничних умов для тензора напруг σ_{ij} на поверхні $z=0$.

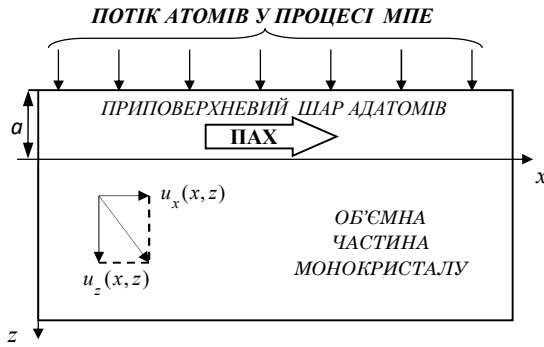


Рисунок 1. Взаємодія ПАХ з приповерхневим шаром адатомів

Вектор зміщення точок середовища $\bar{u}(\bar{r}, t)$ задовольняє рівняння [3]:

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

У геометричній моделі (рис.1) розв'язок рівняння (1) для поверхневої хвилі Релея, яка розповсюджується у напрямку осі x , має вигляд

$$u_x(x, z) = -iqAe^{iqx-i\omega t-k_l z} - ik_t B e^{iqx-i\omega t-k_l z} \quad (2)$$

$$u_z(x, z) = k_l A e^{iqx-i\omega t-k_l z} + qB e^{iqx-i\omega t-k_l z}, \quad (3)$$

де $k_{l,t}^2 = q^2 - \omega^2/c_{l,t}^2$; A, B – амплітуди ПАХ.

Визначення напрямку x на поверхні кристала відбувається завдяки пружній анізотропії, а на ізотропній поверхні може відбуватись в результаті зовнішньої дії, яка індукує пружну анізотропію або завдяки спонтанному порушенню симетрії дефектно-деформаційної системи, аналогічно [6].

Деформація ε на поверхні напівпровідника ($z=0$) зв'язана з компонентами вектора зміщення співвідношенням

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

Просторово-неоднорідна поверхнева деформація $\varepsilon(x, t)$ приводить до неоднорідного перерозподілу адатомів $N_d(x, t)$.

$$N_d(x, t) = N_{0d} + N_{1d}(x, t) = N_{0d} + N_{1d}(q) e^{iqx-i\omega t}, \quad (5)$$

де N_{0d} – просторово-однорідна складова;

$N_{1d}(q)$ – амплітуда періодичного збурення ($N_{1d} \ll N_{0d}$).

Маючи параметр деформації $\varepsilon(x, t)$, знайдемо в наближенні нелокального закону Гука [7] енергію взаємодії адсорбованого атома з атомами матриці W_{da} через пружне поле [8, 9]:

$$W_{da}(x) = -\int \lambda(|x'-x|) \varepsilon(x') \Delta \Omega_d dx', \quad (6)$$

де λ – оператор пружних модулів [7]; $\Delta \Omega_d$ – зміна об'єму кристала, зумовлена одним адсорбованим атомом.

Увівши змінну $\tau = x' - x$ та розклавши в ряд Тейлора за τ , отримаємо:

$$\begin{aligned} W_{da}^{\text{int}}(x) &= -\int \lambda(|\tau|) \varepsilon(x + \tau) \Delta \Omega_d d\tau = \\ &= -\int \lambda(|\tau|) \left(\varepsilon(x) + \frac{\partial^2 \varepsilon(x)}{\partial x^2} \cdot \frac{\tau^2}{2} \right) \Delta \Omega_d d\tau = \\ &= -K_d \varepsilon(x) \Delta \Omega_d - K_d \frac{\partial^2 \varepsilon(x)}{\partial x^2} l_d^2 \Delta \Omega_d, \end{aligned} \quad (7)$$

де $K_d = \int \lambda(|\tau|) d\tau \equiv K$ – модуль пружності [8];

$$l_d^2 = \frac{\int \lambda(\tau) \tau^2 d\tau}{2 \int \lambda(|\tau|) d\tau} - \text{середнє значення квадрата}$$

характеристичної відстані взаємодії адатома з атомами матриці.

Пружні поля адсорбованих атомів, зміщуючи атоми в околі інших адатомів, створюють сили, що діють на них, і є причиною їхньої пружної взаємодії. Енергія цієї взаємодії зменшується за степеневим законом і є досить значною, якщо адатоми сильно спотворюють кристалічну ґратку [9]. В ізотропних тілах така енергія пружної взаємодії дефектів дорівнює нулеві [10].

Але поряд із пружною взаємодією адсорбованих атомів, яка зменшується з відстанню за степеневим законом, існує взаємодія, яка плавно змінюється на відстанях порядку розміру кристала й пов'язана з силами дзеркального зображення, прикладеними до поверхні кристала [10]. Така енергія W_{dd}^{int} взаємодії адсорбованого атома, що знаходиться в положенні r' , з іншими адатомами з концентрацією $N_d(x)$ практично не залежить від положення адатома r' і може бути визначена [10]:

$$W_{dd}^{\text{int}}(x) = -\frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \theta_d^2 N_d(x), \quad (8)$$

де ν – коефіцієнт Пуассона; $\theta_d = K \cdot \Delta \Omega_d$ – поверхневий деформаційний потенціал.

Пружне поле, що виникає в

імплантованій адатомами матриці, діє на адатом із силою

$$F = -\frac{\partial \left(W_{dd}^{\text{int}}(x) + W_{da}^{\text{int}}(x) \right)}{\partial x} = \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \cdot \quad (9)$$

$$\times \theta_d^2 \frac{\partial N_d(x)}{\partial x} + \theta_d \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} + \theta_d l_d^2 \frac{\partial^3 \varepsilon(x,t)}{\partial x^3},$$

яка індукує, окрім звичайного дифузійного

потoku $\left(-D_d \frac{\partial N_d(x)}{\partial x} \right)$, додатковий

деформаційний потік адатомів. Цей

додатковий деформаційний потік адатомів зумовлений градієнтами деформації $\frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x}$

й концентрації $\frac{\partial N_d(x)}{\partial x}$ дефектів та зміною

об'єму приповерхневого шару $\Delta \Omega_d$ монокристалу цими адатомами.

Аналіз формули (9) показує, що градієнт концентрації створює складову деформаційного потоку, який напрямлений, на відміну від звичайного дифузійного потоку, в сторону збільшення концентрації адатомів (перший доданок). Окрім цього, адатоми, які є центрами розтягу ($\Delta \Omega_d > 0$), рухатимуться в область, що зазнає відносного розтягу, а адатоми, які є центрами стиску ($\Delta \Omega_d < 0$), рухатимуться в область, що зазнає відносного стиску (другий доданок).

Під дією сили (9) адатоми у пружному полі отримують швидкість

$$v = \mu \cdot F = \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)} \frac{D_d \theta_d^2}{k_B T a} \frac{\partial N_d(x)}{\partial x} + \quad (10)$$

$$+ \frac{D_d \theta_d}{k_B T} \frac{\partial \varepsilon(x,t)}{\partial x} + \frac{D_d \theta_d}{k_B T} \cdot l_d^2 \cdot \frac{\partial^3 \varepsilon(x,t)}{\partial x^3},$$

де D_d – коефіцієнт дифузії адатома; T – температура; k_B – стала Больцмана. Тут для визначення рухливості адатомів μ використано співвідношення Ейнштейна.

З урахуванням (10) та рівняння неперервності ($\text{div} \vec{j} = -\frac{\partial N_d(x,t)}{\partial t}$), потік імплантованих адатомів та рівняння для концентрації адатомів записуються відповідно у вигляді:

$$j = -D_d \frac{\partial N_d(x,t)}{\partial x} + \frac{D_d \theta_d}{k_B T} \cdot N_d(x,t) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \cdot \right. \quad (11)$$

$$\left. \times \theta_d N_d(x,t) + \varepsilon(x,t) + l_d^2 \frac{\partial^2 \varepsilon(x,t)}{\partial x^2} \right),$$

$$\frac{\partial N_d(x,t)}{\partial t} = D_d \frac{\partial^2 N_d(x,t)}{\partial x^2} - \frac{D_d \theta_d}{k_B T} \frac{\partial}{\partial x} (N_d(x,t) \cdot \quad (12)$$

$$\times \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \theta_d N_d(x,t) + \varepsilon(x,t) + l_d^2 \frac{\partial^2 \varepsilon(x,t)}{\partial x^2} \right)).$$

Перший доданок у рівнянні (12) описує звичайну градієнтну концентраційну дифузю; другий – якісно новий ефект дифузії “потік деформаційного втягування”, зумовлений як силами дзеркального зображення і градієнтом деформації [11], так і нелокальною взаємодією адатомів з атомами поверхні [9].

У лінійному наближенні рівняння (12), з врахуванням умови $N_{1d} \ll N_{0d}$ та (5), матиме вигляд:

$$\begin{aligned} (-i\omega + D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{k_B T} N_{0d} q^2 \right) N_{1d}(q) = \\ = \frac{D_d \theta_d}{k_B T} N_{0d} \varepsilon(q) q^2 (1 - l_d^2 q^2), \end{aligned} \quad (13)$$

З рівняння (13) отримаємо вираз для амплітуди поверхневої концентрації адатомів $N_{1d}(q)$.

Просторово-неоднорідний розподіл адатомів модулює поверхневу енергію

$$F(x) = F_0 + \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} \cdot N_{1d}(x),$$

що приводить до виникнення латеральної механічної напруги

$$\sigma_{xz} = \frac{\partial F(N(x))}{\partial x},$$

яка компенсується напругою зсуву в середовищі [2]. Гранична умова, яка виражає баланс латеральних напруг, має вигляд

$$\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \Bigg|_{z=0} = \left(\frac{\partial F}{\partial N_{1d}} \right) \frac{\partial N_{1d}(x)}{\partial x}, \quad (14)$$

де μ – модуль зсуву середовища.

Надалі будемо розглядати коефіцієнт $\frac{\partial F}{\partial N_{1d}}$ як заданий феноменологічний параметр.

Крім цього, в результаті взаємодії адатомів з атомами напівпровідника на поверхні виникає нормальна механічна напруга. Відповідна гранична умова має вигляд

$$\left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + (1-2\beta) \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) \Bigg|_{z=0} = \frac{\theta_d N_{1d}(x)}{\rho c_t^2 a}, \quad (15)$$

де a – параметр кристалічної ґратки на поверхні напівпровідника; $\beta = c_t^2 / c_l^2$; ρ – густина кристалу.

2. ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ ПОВЕРХНЕВОЇ АКУСТИЧНОЇ ХВИЛІ, ВЗАЄМОДІЮЧОЇ З АДСОРБОВАНИМИ АТОМАМИ

Для отримання дисперсійного рівняння підставимо (13), з врахуванням (4) і (5), а також (2) і (3), у (14) і (15). У результаті отримаємо систему двох лінійних рівнянь відносно амплітуд A і B . Тоді з умови нетривіальності розв'язків отримаємо дисперсійне рівняння для поверхневої акустичної хвилі, яка взаємодіє з адсорбованими атомами:

$$(q^2 + k_t^2)^2 - 4q^2 k_t k_i = -\frac{2}{\beta} \frac{\omega^2}{c_l^2} \frac{\theta_d N_{0d}}{kT \rho c_l^2} \cdot \frac{D_d q^2}{-i\omega + D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d}\right) q^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \cdot \left(q^2 k_t \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} + (q^2 + k_t^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (16)$$

Ліва частина рівняння (16) співпадає з детермінантом Релея, рівність нулю якого визначає закон дисперсії поверхневої релеевської акустичної хвилі без наявності адсорбованих атомів [3]. Права частина рівняння (16) перенормовує дисперсійне рівняння релеевської акустичної хвилі [3] за рахунок силової дії ($\sim \theta_d$) адсорбованих атомів, які деформують приповерхневий шар кристалічної ґратки. Підставляючи в

$$\delta\xi = -\frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0^2 \theta_d N_{0d}}{kT \rho c_l^2} \cdot \frac{D_d^2 q^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d}\right)}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d}\right)\right)^2 q^2 + c_l^2 \xi_0^2} (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right) - i c_l q \frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0^2 \theta_d N_{0d}}{kT \rho c_l^2} \cdot \frac{D_d q}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d}\right)\right)^2 q^2 + c_l^2 \xi_0^2} (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (19)$$

Числовий аналіз показує, що $f'(\xi_0) > 0$ у всій області зміни ξ_0 .

Виділивши дійсну та уявну частини у (19), з врахуванням $\omega = c_l q \xi_0 + c_l q \delta\xi$, отримаємо вирази для закону дисперсії $\omega'(q)$ поверхневої пружної акустичної хвилі та її

рівняння (16) $\omega = c_l q \xi$, отримаємо

$$(2 - \xi^2)^2 - 4\sqrt{1 - \xi^2} \sqrt{1 - \frac{c_l^2}{c_i^2} \xi^2} = -\frac{2\xi^2 \theta_d N_{0d}}{kT \rho c_l^2} \cdot \frac{D_d q \left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d}\right) q + i c_l \xi\right)}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)a} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d}\right)\right)^2 q^2 + c_l^2 \xi^2} \times (1 - l_d^2 q^2) \left(q \sqrt{1 - \xi^2} \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} + (2 - \xi^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (17)$$

Вираз (17) має дійсну і уявну частини, які в кінцевому результаті визначають поправку до закону дисперсії релеевської хвилі і її затухання. Наявність множника q у чисельнику (17) дозволяє розв'язувати це рівняння ітераціями в довгохвильовій області $qa \ll 1$.

Позначимо ліву частину рівняння (17) функцією $f(\xi)$, яку розвинемо в ряд Тейлора в околі точки ξ_0

$$f(\xi_0 + \delta\xi) \approx f(\xi_0) + f'(\xi_0) \delta\xi, \quad (18)$$

де ξ_0 – розв'язок рівняння $f(\xi_0) = 0$.

Тоді поправка $\delta\xi$ визначається правою частиною (17) із заміною $\xi \rightarrow \xi_0$.

ширини $\omega''(q)$, що зумовлена взаємодією адсорбованих атомів із самоузгодженою квазірелеєвською хвилею із врахуванням як нелокальної пружної взаємодії імплантованої домішки з атомами матриці [12], так і сил дзеркального зображення [10]

$$\omega'(q) = c_l q \xi_0 \left(1 - \frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0 \theta_d N_{0d}}{kT \rho c_l^2} \right) \times \frac{D_d^2 q^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)\alpha} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d} \right)}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)\alpha} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d} \right) \right)^2 q^2 + c_l^2 \xi_0^2} \times \left(1 - l_d^2 q^2 \right) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right) \quad (20)$$

$$\omega''(q) = c_l q \frac{1}{f'(\xi_0)} \frac{2\xi_0^2 \theta_d N_{0d}}{kT \rho c_l^2} \times \frac{D_d q}{\left(D_d \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{K(1-\nu)\alpha} \frac{\theta_d^2}{kT} N_{0d} \right) \right)^2 q^2 + c_l^2 \xi_0^2} \times \left(1 - l_d^2 q^2 \right) \left(q \sqrt{1 - \xi_0^2} \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} + (2 - \xi_0^2) \frac{\theta_d}{2a} \right). \quad (21)$$

Числовий розрахунок залежності закону дисперсії $\omega'(q) = \text{Re } \omega(q)$ поверхневої пружної акустичної хвилі та ширини $\omega''(q) = \text{Im } \omega(q)$ акустичної моди проводиться для напівпровідника *GaAs* з поверхневою концентрацією адсорбованих атомів $N_{0d} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при наступних значеннях параметрів:

$$l_d = 2,9 \text{ нм}; a = 0,565 \text{ нм}; T = 100 \text{ К}; c_l = 4400 \text{ м/с};$$

$$c_t = 2475 \text{ м/с}; \quad \rho = 5320 \text{ кг/м}^3; \quad \theta_d = 10 \text{ еВ};$$

$$D_d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}; \quad \frac{\partial F}{\partial N_{1d}} = 0,1 \text{ еВ [2]}.$$

Значення характеристичної довжини l_d взаємодії адатома з атомами ґратки знайдене з умови мінімуму вільної енергії кристала з адсорбованими атомами [9].

На рис. 2 при концентрації адатомів $N_{0d} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ зображено дисперсійні залежності $\omega'(q)$ та енергетичні ширини $\omega''(q)$ поверхневих акустичних мод як з врахуванням сил дзеркального зображення (рис.2, криві 1, 1', 1''), так і без них (рис.2, криві 2, 2', 2''). Зокрема, при $q=0,014 \text{ \AA}^{-1}$, $0,021 \text{ \AA}^{-1}$ енергетичні ширини поверхневих акустичних мод з врахуванням сил дзеркального зображення відповідно становлять 63 \mu eV , 66 \mu eV , тоді, як без врахування сил дзеркального зображення – 114 \mu eV , 170 \mu eV . Як показує порівняльний аналіз енергетичних ширин акустичних мод, сили дзеркального зображення зменшують при $q=0,014 \text{ \AA}^{-1}$

енергетичну ширину поверхневої акустичної моди на 51 \mu eV , в той час як при $q=0,021 \text{ \AA}^{-1}$ – на 104 \mu eV , тобто в короткохвильовій ділянці акустичної моди сили дзеркального зображення впливають сильніше на зміну енергетичної ширини поверхневої пружної акустичної моди.

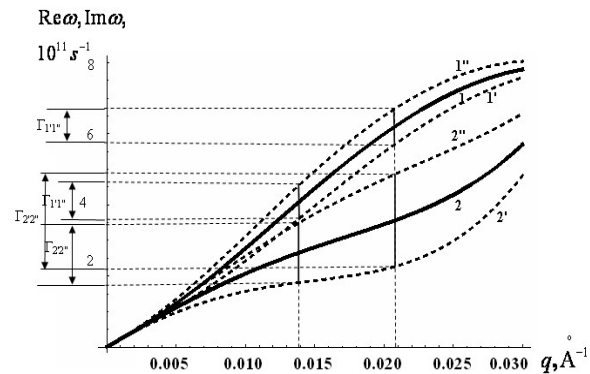


Рисунок 2. Дисперсійна залежність $\omega'(q)$ та ширини $\omega''(q)$ поверхневої пружної фононої моди, взаємодіючої з адсорбованими атомами як з врахуванням сил дзеркального зображення (криві 1; 1' 1''), так і без них (криві 2; 2' 2'')

У практичному плані поверхневі акустичні хвилі (ПАХ) можуть бути використані як носії зчитування оптичних голограм у фоторефрактивних кристалах [13]. Експериментальні дані вимірювання зміни енергетичного положення раманівських спектрів, зумовлені непружним розсіянням світла (Мандельштама-Бріллюена), в залежності від концентрації та деформаційного потенціалу адсорбованих атомів, можна використати для побудови селективних газових сенсорів на поверхневих пружних акустичних модах [14, 15].

ВИСНОВКИ

1. Розвинуто в межах нелокальної пружної взаємодії адсорбованого атома з атомами матриці з врахуванням сил дзеркального зображення теорію дисперсії поверхневих пружних акустичних хвиль в залежності від концентрації адсорбованих атомів.

2. Встановлено, що енергетична ширини поверхневої акустичної моди пропорційна добутку концентрації адсорбованих атомів на поверхневий деформаційний потенціал адсорбованого атома ($\Gamma_{ij} \sim N_{0d} \theta_d$).

3. Встановлено, що сили дзеркального зображення зменшують енергетичну ширину поверхневої пружної акустичної моди. Причому в короткохвильовій ділянці акустичної моди сили дзеркального

зображення впливають сильніше на зміну енергетичної ширини поверхневої акустичної пружної моди.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Власенко А.И. Формирование наноструктур, стимулированное поверхностными акустическими волнами при наносекундном лазерном облучении CdTe / А.И. Власенко, А. Байдуллаева, В.П. Велешук, П.Е. Мозоль, Н.И. Бойко, О.С. Литвин // ФТП. – 2015. – Т. 49, № 2. – С. 236-240.
- [2] Емельянов В.И. Пороговая нуклеация нанометровой периодической структуры адатомов с участием поверхностной статической акустической волны / В.И. Емельянов, К.И. Еремин // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 75, № 2. – С. 109-112.
- [3] Ландау Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1965. – 204 с.
- [4] Филь Д.В. Взаимодействие неоднородных упругих волн с двумерными электронами в гетероструктурах AlGaAs-GaAs-AlGaAs // Физика низких температур. – 1999. – Т. 25, № 6. – С. 625-632.
- [5] Wixforth A. Quantum oscillations in the surface-acoustic-wave attenuation caused by a two-dimensional electron system / A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V. 56, № 19. – P. 2104.
- [6] Хакен Г., Синергетика / Г. Хакен. – М.: Мир, 1980. – 405 с.
- [7] Кунин И.Я. Теория упругих сред с микроструктурой. Нелокальная теория упругости / И.Я. Кунин. – М.: Наука, 1975. – 416 с.
- [8] Емельянов В.И. Образование нанометровых упорядоченных дефектно-деформационных структур в твердых телах при воздействии на них потоков энергии / В.И. Емельянов, И.М. Панин // ФТТ. – 1997. – Т. 39, № 11. – С. 2029-2035.
- [9] Пелещак Р.М. Диффузионно-деформационная теория формирования самоорганизованных нанокластерів імплантованих домішок / Р.М. Пелещак, О.В. Кузык, О.О. Даньків // ЖФД. – 2013. – Т. 17, № 2. – С. 2601-2607.
- [10] Кривоглаз М.Я. Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в неидеальных кристаллах / М.Я. Кривоглаз. – К.: Наукова думка, 1983. – 408 с.
- [11] Фалько Г.Л. Модель деформационного перерозподілу і стаціонарні профілі концентрації імплантової домішки / Г.Л. Фалько, С.Г. Шпирко // УФЖ. – 1995. – Т. 40, № 10. – С. 1115-1118.
- [12] Peleshchak R.M. Non-linear model of impurity diffusion in nanoporous materials upon ultrasonic treatment / R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv // Condensed Matter Physics. – 2014. – V. 17, № 2. – P. 23601: 1-8.
- [13] Деев В.Н. Оптическая генерация акустических волн на фотореактивной решетке при пульсирующем освещении / В.Н. Деев, П.А. Пятаков // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, № 1. – С. 91-96.
- [14] Wagner J. Resonant Raman scattering of amorphous carbon and polycrystalline diamond films / J. Wagner, M. Ramsteiner, Ch. Wild, P. Koidl // Phys. Rev. – 1989. – V. 40(B), № 3. – P. 1817-1824.
- [15] Гупалов С.В. Теория рамановского рассеяния света на акустических колебаниях нанокристаллов / С.В. Гупалов, И.А. Меркулов // ФТТ. – 1999. – Т. 41, № 8. – с. 1473-1483.