

Б.М. Рувінський¹, М.А. Рувінський²

Фононне поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті

¹Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул.Карпатська, 15, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна, ruvinsky@il.if.ua

²Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул.Шевченка, 57, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна

Досліджено фононний механізм поглинання гіперзвуку типу Ландау-Румера в прямокутному квантовому дроті. Розраховано дисперсійні криві і коефіцієнти поглинання обмежених акустичних фононів найнижчих гібридних "ширинних" мод для дроту GaAs з вільною поверхнею і різними поперечними розмірами. Проведено порівняння фононного та електронного механізмів поглинання гіперзвуку. Показано, що при достатньо високих температурах істотним є фононний механізм поглинання, а у низькотемпературній області – електронний механізм.

Ключові слова: прямокутний квантовий дріт, обмежені акустичні фонони, гіперзвук, кубічний ангармонізм, фононне поглинання гіперзвуку.

Стаття постуила до редакції 10.03.2005; прийнята до друку 05.04.2005.

Вступ

Акустичні методи широко використовують для дослідження різноманітних фізичних властивостей матеріалів. При цьому значна увага приділена поширенню високочастотних гіперзвукових хвиль [1]. У зв'язку з нанотехнологічними дослідженнями [2] в останні роки виникла нова галузь акустики, яка дістала назву "наноакустика" [3].

В роботі [4] розглянуто електронний механізм поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті – одній із можливих структур мезо- і наноелектроніки. Метою даної роботи є теоретичне дослідження фононного механізму поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті. Важливою особливістю тонкого дроту є наявність в ньому квантово-розмірних обмежень для фононів дроту, які будемо називати "обмеженими фононами" на відміну від об'ємних (необмежених) фононів масивних кристалів [1,5,6]. Враховано кубічний ангармонізм обмежених фононів прямокутного квантового дроту. Чисельні розрахунки проведено для дроту з GaAs. Аналогом розглянутого механізму поглинання гіперзвуку для ізотропного випадку об'ємних

"кристалів" є відомий механізм Ландау-Румера [1,6].

I. Дисперсійні криві і вектори зміщень для найнижчих мод обмежених акустичних фононів

Наведені нижче результати відносяться до моделі [4,7] прямокутного дроту з вільною поверхнею і необмеженою довжиною в напрямку осі z, товщиною 2a вздовж осі x і шириною 2d в напрямку осі y (довжина дроту $L \gg 2a, 2d$). Початок координат обрано в площині xy, в геометричному центрі поперечного перерізу прямокутного дроту ($-a \leq x \leq a, -d \leq y \leq d$).

При $(d/a) \geq 2$ наближеним методом Морса було показано, що прямокутний квантовий дріт являє собою хвилевод з характерною системою "ширинних" і "товщинних" гібридних акустичних мод обмежених фононів (див., напр., [4,7]). Найнижчими за енергією є "ширинні" моди, оскільки ширина є більшою за товщину розглянутих дротів. Складові вектора зміщень **u** для "ширинних" мод мають вигляд [4]:

$$u_x = \left(\frac{q}{k_1} A \cos(k_1 y) + C \sin(k_2 y)\right) \sin(qx) e^{iy(z-ct)}, \quad (1)$$

$$u_y = (A \sin(k_1 y) + B \sin(k_2 y)) \cos(qx) e^{iy(z-ct)}, \quad (2)$$

$$u_z = i \left\{ -\frac{\gamma}{k_1} A \cos(k_1 y) + \frac{1}{\gamma} (k_2 B + qC) \cos(k_2 y) \right\} \cos(qx) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (3)$$

де $\gamma = 2\pi/\lambda$, λ – довжина хвилі, γ – складова хвильового вектора в напрямку осі z дроту, c – фазова швидкість звуку,

$$\begin{aligned} k_1^2 + q^2 &= \gamma^2 [(c/c_d)^2 - 1], \\ k_2^2 + q^2 &= \gamma^2 [(c/c_s)^2 - 1], \end{aligned} \quad (4)$$

c_d і c_s – швидкість поздовжнього і поперечного звуку, $qa = n\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ (5)

Основний "ширинний" моді відповідає $n = 0$, тобто $q = 0$.

Умова квантування акустичних фононних мод з векторами зміщень \mathbf{u} має вигляд [4,7]

$$\frac{1}{4ad} \int_{-a}^a dx \int_{-d}^d dy |\mathbf{u}|^2 = \frac{\hbar}{2M\omega_\gamma}, \quad (6)$$

де $\omega_\gamma = c\gamma$ – частота моди з хвильовим вектором γ . M – маса прямокутного дроту. З відповідних граничних однорідних умов [4] для тензора напружень впливає система рівнянь для амплітуд A , B і C , а також рівняння для визначення дисперсії найнижчих "ширинних" мод, якими ми обмежимося у даній статті:

$$\frac{\text{tg}(\pi\sqrt{\chi - \psi})}{\text{tg}(\pi\sqrt{\delta\chi - \psi})} = -\frac{\psi\sqrt{\chi - \psi}\sqrt{\delta\chi - \psi}}{(0.5\chi - \psi)^2}, \quad (7)$$

де

$$\begin{aligned} \omega_\gamma &= \frac{\pi c_s}{d} \sqrt{\chi}, \quad \gamma = \frac{\pi}{d} \sqrt{\psi - \left(\frac{dq}{\pi}\right)^2}, \\ \delta &= (c_s/c_d)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Завдяки періодичності тригонометричних функцій в (7) існують кратні розв'язки для частоти обмежених фононів при фіксованому γ і n (тобто q). На рис. 1а,б,в наведено дисперсійні криві, розраховані з (7) і (8) для двох найнижчих "ширинних" мод ($q = 0$) гібридних акустичних фононів прямокутного хвильоводу – квантового дроту GaAs з поперечними розмірами $2a \times 2d = 28,3 \text{Å} \times 56,6 \text{Å}$ (а), $50 \text{Å} \times 150 \text{Å}$ (б), $100 \text{Å} \times 200 \text{Å}$ (в) ($c_d = 5,3 \cdot 10^5 \text{см/с}$, $c_s = 3,0 \cdot 10^5 \text{см/с}$ [8]). Крім дисперсії фазової швидкості, характерним для гібридних мод є наявність одночасно поздовжніх і поперечних компонент вектора зміщень.

Для найнижчих "ширинних" мод з частотою $\omega_\gamma = c\gamma$ (дисперсійні криві 1 рис. 1а,б,в) компоненти вектора зміщень \mathbf{u} дорівнюють:

$$u_1 = 0, u_2 = A v_n \sin(k_n y) e^{i\gamma(z-ct)}, \quad (9)$$

$$u_3 = i A \mu_n \cos(k_n y) e^{i\gamma(z-ct)},$$

де за "німим" індексом $n = 1, 2$ відбувається підсумовування;

$$v_1 = 1, v_2 = \beta, \mu_1 = -\frac{\gamma}{k_1}, \mu_2 = \frac{k_2}{\gamma} \beta,$$

$$\beta = -\frac{\sin k_1 d}{\sin k_2 d} \cdot \frac{2\gamma^2}{(\gamma^2 - k_2^2)}; \quad (10)$$

$$k_1^2 = \gamma^2 [(c/c_d)^2 - 1], \quad (11)$$

$$k_2^2 = \gamma^2 [(c/c_s)^2 - 1] \quad (12)$$

$$A^2 = 2\hbar / M\omega_\gamma V_\gamma,$$

V_γ визначається форм. (Д1)-(Д4) в Додатку роботи [4].

Для більш високих "ширинних" мод з частотою $\omega_\gamma = c_1 \gamma_1$ (дисперсійні криві 2 рис. 1а,б,в) компоненти вектора зміщень $\mathbf{u}^{(1)}$ визначаються форм. (9)-(12) при заміні $\gamma \rightarrow \gamma_1$, $c \rightarrow c_1$, $V_\gamma \rightarrow V_{\gamma_1}^{(1)}$. При цьому $k_n \rightarrow q_n$, $v_n \rightarrow \tilde{v}_n$, $\mu_n \rightarrow \tilde{\mu}_n$ ($n = 1, 2$).

II. Енергія збурення і поглинання гіперзвуку

Для врахування кубічного ангармонізму фононів слід розглянути вираз для густини пружної енергії з точністю до членів третього порядку включно відносно тензора скінченної деформації u_{ij} [1,9]

$$W = \frac{1}{2} c_{ijkl} u_{ij} u_{kl} + c_{ijklmn} u_{ij} u_{kl} u_{mn}, \quad (13)$$

де тензори c_{ijkl} і c_{ijklmn} визначають пружні сталі другого і третього порядку відповідно,

$$c_{ij} = \frac{1}{2} (\xi_{ij} + \xi_{ji} + \xi_{ki} \xi_{kj}), \quad (14)$$

$$\xi_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (15)$$

В (13), (14) мається на увазі підсумовування за правилом Ейнштейна ($i, j = 1, 2, 3$).

Для кристала кубічної симетрії

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} c_{11} (u_{11}^2 + u_{22}^2 + u_{33}^2) + 2c_{44} (u_{23}^2 + u_{13}^2 + u_{12}^2) + c_{12} (u_{11} u_{22} + u_{22} u_{33} + u_{33} u_{11}) + \\ &+ \frac{1}{6} c_{111} (u_{11}^3 + u_{22}^3 + u_{33}^3) + \frac{1}{2} c_{112} [u_{11}^2 (u_{22} + u_{33}) + u_{22}^2 (u_{33} + u_{11}) + u_{33}^2 (u_{11} + u_{12})] + \\ &+ 2c_{144} (u_{11} u_{33}^2 + u_{22} u_{13}^2 + u_{33} u_{12}^2) + 2c_{166} [u_{23}^2 (u_{22} + u_{33}) + u_{13}^2 (u_{33} + u_{11}) + u_{12}^2 (u_{11} + u_{22})] + \\ &+ c_{123} u_{11} u_{22} u_{33} + 8c_{456} u_{23} u_{13} u_{12}. \end{aligned} \quad (16)$$

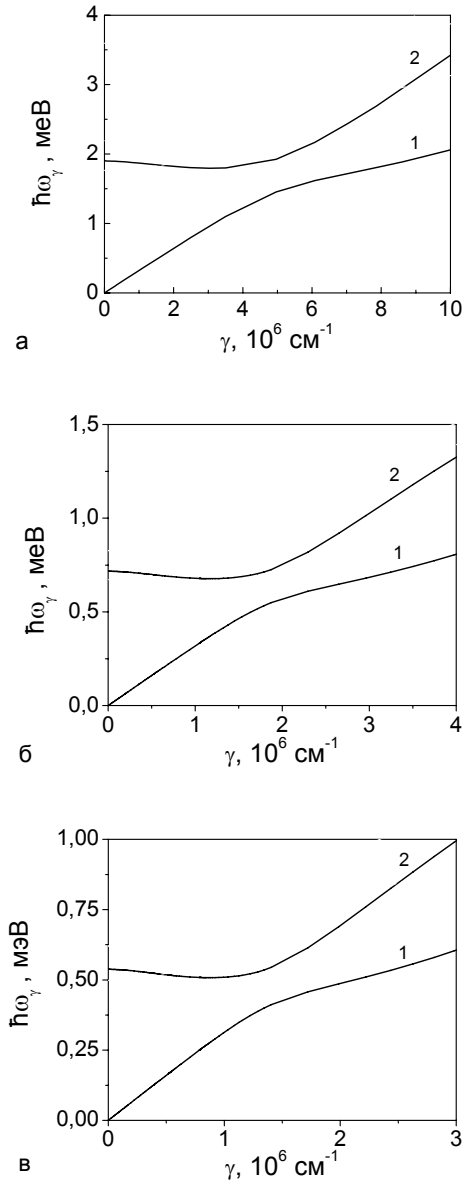


Рис. 1. Дисперсійні криві 1,2 для найнижчих "ширинних" мод акустичних фононів квантового дроту GaAs: а) $28,3\text{Å} \times 56,6\text{Å}$, б) $50\text{Å} \times 150\text{Å}$, в) $100\text{Å} \times 200\text{Å}$.

$$\int_{-a}^a dx \int_{-d}^d dy \int_{-L/2}^{L/2} dz \langle N-1, N_1-1, N_2+1 | \hat{W} | N, N_1, N_2 \rangle, \quad (20)$$

$$\int_{-a}^a dx \int_{-d}^d dy \int_{-L/2}^{L/2} dz \langle N+1, N_1+1, N_2-1 | \hat{W} | N, N_1, N_2 \rangle,$$

і повної імовірності поглинання полягає в тому, що ми вважаємо хвильові числа звукової хвилі малими порівняно з хвильовими числами теплових хвиль:

$$\gamma, k_{1,2} \ll \gamma_{1,2}, q_{1,2}. \quad (21)$$

При підстановці (14), (15) в (16) залишаємо лише члени, кубічні відносно ξ_{ij} .

Квантовані вектори зміщень

$$\hat{\mathbf{c}}_i = u_i [\hat{\mathbf{b}}_\gamma e^{i\mathbf{y}(z-ct)} + \text{h.c.}], \quad (17)$$

де $\hat{\mathbf{b}}_\gamma$ і $\hat{\mathbf{b}}_\gamma^\dagger$ – оператори знищення і народження обмежених фононів. В наближенні кубічного ангармонізму (після підстановки (14), (15) в (16)) при заміні

$$\xi_{ij} \rightarrow \hat{\xi}_{ij} = \frac{\partial \hat{\mathbf{c}}_i}{\partial x_j} \quad (18)$$

отримаємо оператор густини енергії \hat{W} , який описує трифононні процеси.

Процес поглинання звуку будемо розглядати [1,6] як результат зіткнення квантів звуку найнижчої моди з частотою $\omega_\gamma = c\gamma$, що відповідає дисперсійній кривій 1 на рис.1а,б,в, з тепловими квантами моди 2 (рис.1а,б,в). Для цього в \hat{W} покладемо

$$\hat{\xi}_{ij} = \hat{\xi}_{ij}^{(1)} + \hat{\xi}_{ij}^{(2)} + \hat{\xi}_{ij}^{(s)}, \quad (19)$$

де $\hat{\xi}_{ij}^{(1)}$ і $\hat{\xi}_{ij}^{(2)}$ відносимо до теплових хвиль моди 2, а $\hat{\xi}_{ij}^{(s)}$ – до звукової хвилі моди 1 (рис.1а,б,в). Розглянутий підхід відповідає випадку [6], коли $\gamma\ell \gg 1$, де ℓ – середня довжина вільного пробігу фононів в напрямку осі дроту.

Нехай в деякому початковому стані теплові хвилі представлені числами заповнення фононів N_1, N_2 , а звукова хвиля – числом N . Кінцевий стан, що відповідає поглинанню звуку, визначається числами $N-1, N_1-1, N_2+1$. Для оберненого процесу має місце перехід $N, N_1, N_2 \rightarrow N+1, N_1+1, N_2-1$. Поглинання звуку визначається різницею ймовірностей цих переходів у першому порядку нестационарної теорії збурень. Основне наближення [6], яке використовується при обчисленні матричних елементів переходу

Оператор \hat{W} має досить громіздкий вигляд. Наведемо остаточний вираз для коефіцієнта фононного поглинання

$$\alpha_{\text{ph}} = \frac{\hbar}{2\rho^3 \text{ad}} \cdot \frac{1}{\omega_\gamma |B_\gamma|} \sum_i \frac{|M(\gamma, k_1, k_2, \gamma_i^*)|^2}{\omega_{1\gamma_i^*}^2 |B_{\gamma_i^*}^{(1)}|^2} \frac{\left[\left(-\frac{\partial N_1}{\partial \omega_1} \right)_{\gamma_i^*} \right]}{\left[\left(\frac{\partial^2 \omega_1}{\partial \gamma_i^2} \right)_{\gamma_i^*} \right]} \cdot 8.686 \text{ дБ/см}, \quad (22)$$

де ρ – густина маси дроту, γ_i^* – прості корені рівняння

$$\frac{\omega_\gamma}{\gamma} - \frac{\partial \omega_1}{\partial \gamma_1} = 0, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} M(\gamma, k_1, k_2, \gamma_i^*) = & \sum_{j=1}^2 v_j k_j [c_{11} F_{11}(\gamma_i^*) + 2c_{44} F_{44}(\gamma_i^*) + c_{12} F_{12}(\gamma_i^*) + c_{111} F_{111}(\gamma_i^*) + \\ & + c_{112} F_{112}(\gamma_i^*) - c_{166} F_{166}(\gamma_i^*)] + \gamma \left(\sum_{j=1}^2 \mu_j \right) [c_{11} Q_{11}(\gamma_i^*) + 2c_{44} Q_{44}(\gamma_i^*) + c_{12} Q_{12}(\gamma_i^*) - \\ & - c_{111} Q_{111}(\gamma_i^*) - c_{112} Q_{112}(\gamma_i^*) + c_{166} Q_{166}(\gamma_i^*)], \end{aligned} \quad (24)$$

вирази для всіх F і Q наведено в Додатку; γ , $k_{1,2} \ll \gamma_i^*, q_{1,2}(\gamma_i^*)$.

Підставляючи в N_1 його значення за формулою

$$\left[-(\partial N_1 / \partial \omega_1)_{\gamma_i^*} \right] = \frac{\hbar}{\Theta} \exp(\hbar \omega_{1\gamma_i^*} / \Theta) [\exp(\hbar \omega_{1\gamma_i^*} / \Theta) - 1]^{-2}, \quad \Theta = k_B T, \quad (25)$$

k_B – стала Больцмана, T – абсолютна температура дроту. При $(\hbar \omega_{1\gamma_i^*} / \Theta) \ll 1$

$$\alpha_{\text{ph}} \propto \Theta, \quad (26)$$

що співпадає з об'ємним випадком механізму Ландау-Румера [6] при врахуванні дисперсійних ефектів при температурах, вищих за температуру Дебая. У низькотемпературній області, коли $(\hbar \omega_{1\gamma_i^*} / \Theta) \gg 1$,

$$\alpha_{\text{ph}} \propto \Theta^{-1} \exp(-\hbar \omega_{1\gamma_i^*} / \Theta), \quad (27)$$

тобто поглинання різко зменшується за експоненціальним законом, в той час як в об'ємному випадку [6] $\alpha_{\text{ph}} \propto \Theta^4$. При достатньо великих значеннях γ $\alpha_{\text{ph}}(\gamma)$ може зростати швидше, ніж за лінійним законом в об'ємних кристалах [6]. Наведені аналітичні результати можуть бути використані для різних поперечних розмірів дроту з матеріалу кубічної симетрії при $(d/a) \geq 2$.

III. Чисельні результати фононного поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті GaAs. Порівняння з електронним механізмом

Застосуємо отримані формули (22)-(25), (Д1)-(Д14) для розгляду фононного поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті GaAs з поперечними розмірами $2a \times 2d = 28,3 \text{Å} \times 56,6 \text{Å}$ (а), $50 \text{Å} \times 150 \text{Å}$ (б), $100 \text{Å} \times 200 \text{Å}$ (в). Апроксимуємо дисперсійні криві 2 рис.1а,б,в теплових хвиль поліномом

$$\hbar \omega_1 = \sum_{m=0}^5 a_m \gamma_1^m. \quad (28)$$

У таблиці 1 наведено коефіцієнти апроксимації (28) в залежності від поперечних розмірів дроту.

Таблиця 1

Вплив поперечних розмірів дроту на дисперсійні коефіцієнти теплових хвиль

Рис.1 (крива 2)	a_0 , меВ	a_1 , 10^{-8} меВ·см	a_2 , 10^{-14} меВ·см ²	a_3 , 10^{-20} меВ·см ³	a_4 , 10^{-27} меВ·см ⁴	a_5 , 10^{-33} меВ·см ⁵
а	1,89	4,43	-7,91	2,22	-1,79	4,65
б	0,72	-0,35	-11,57	9,80	-19,80	1,24
в	0,54	-0,34	-15,40	17,38	-46,81	3,92

З урахуванням (28) і табл. 1 знаходимо корені γ_i^* рівняння (23), значення яких та відповідних енергій $\hbar\omega_{1\gamma_i^*}$ ($i = 1, 2, 3$) занесено в таблицю 2.

Значення $(\partial^2\omega_1/\partial\gamma_1^2)_{\gamma_i^*}$ в залежності від поперечних розмірів дроту наведено в таблиці 3.

Таблиця 2

γ_i^* і $\hbar\omega_{1\gamma_i^*}$ в залежності від поперечних розмірів дроту

Рис. 1 (крива 2)	$\gamma_1^*, 10^6\text{см}^{-1}$	$\gamma_2^*, 10^6\text{см}^{-1}$	$\gamma_3^*, 10^6\text{см}^{-1}$
	$\hbar\omega_{1\gamma_1^*}, \text{меВ}$	$\hbar\omega_{1\gamma_2^*}, \text{меВ}$	$\hbar\omega_{1\gamma_3^*}, \text{меВ}$
а	7,19	9,55	15,15
	2,49	3,26	4,54
б	3,10	3,68	6,64
	1,04	1,23	1,84
в	2,30	2,79	4,98
	0,77	0,93	1,38

Таблиця 3

$\left(\frac{\partial^2\omega_1}{\partial\gamma_1^2}\right)_{\gamma_i^*}$ для різних поперечних розмірів дроту

Рис. 1 (крива 2)	$\left(\frac{\partial^2\omega_1}{\partial\gamma_1^2}\right)_{\gamma_1^*}, \text{см}^2/\text{с}$	$\left(\frac{\partial^2\omega_1}{\partial\gamma_1^2}\right)_{\gamma_2^*}, \text{см}^2/\text{с}$	$\left(\frac{\partial^2\omega_1}{\partial\gamma_1^2}\right)_{\gamma_3^*}, \text{см}^2/\text{с}$
а	0,055	-0,050	0,256
б	0,074	-0,071	0,722
в	0,109	-0,104	0,956

Результати чисельного розрахунку фононного поглинання гіперзвуку $\alpha_{\text{ph}}(\gamma)$ з найнижчою дисперсійною кривою 1 (рис. 1а,б,в) у прямокутному квантовому дроті GaAs при температурі $T = 300\text{К}$ представлені на рис. 2а,б,в (криві 1) при використанні відповідних значень [10] пружних сталих другого і третього порядків: $c_{11} = 11,81 \cdot 10^{11} \text{дин/см}^2$, $c_{44} = 5,94 \cdot 10^{11} \text{дин/см}^2$, $c_{12} = 5,32 \cdot 10^{11} \text{дин/см}^2$, $c_{111} = -6,22 \cdot 10^{12} \text{дин/см}^2$, $c_{112} = -3,87 \cdot 10^{12} \text{дин/см}^2$, $c_{166} = -2,69 \cdot 10^{12} \text{дин/см}^2$. Величина α_{ph} і відхилення від лінійної залежності

α_{ph} від γ при збільшенні хвильового вектора істотно визначаються квантово-розмірними ефектами. Для порівняння з фононним механізмом поглинання на рис. 2а,б,в показані також розраховані згідно [4] залежності (криві 2) коефіцієнта електронного поглинання $\alpha_{\text{el}}(\gamma)$ гіперзвуку вздовж осі дроту в невідродженому n-GaAs при тій же температурі $T=300\text{К}$ і концентрації електронів $n = 10^{14} \text{см}^{-3}$. Отже, при кімнатних температурах у невідродженому дроті GaAs істотним є фононне поглинання гіперзвуку.

На рис. 3а,б,в наведено температурні залежності фононного і електронного [4] поглинання (криві 1 і 2) для виродженого випадку дроту GaAs тих же самих розмірів при низьких температурах і $n = 1,7 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$, $\gamma = 0,27 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$ (рис. 3а), $n = 1,5 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$, $\gamma = 0,21 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$ (рис. 3б) і $n = 6,5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, $\gamma = 0,15 \cdot 10^6 \text{см}^{-1}$ (рис. 3в). При визначенні фононного поглинання враховано також залежність від температури пружних сталих другого

порядку (рис. 4) згідно [10]. Для виродженого електронного газу і в граничному випадку низьких температур домінує електронний механізм поглинання гіперзвуку. На рис. 3а,б,в штрих-пунктирні лінії відповідають в значній мірі більш повільним залежностям [1,11] електронного поглинання об'ємних (необмежених) поздовжніх акустичних фононів гіперзвуку $\alpha_{\text{el}}^{(v)}(T)$ в масивних кристалах GaAs. Крім того, в розглянутих умовах $\alpha_{\text{ph}}, \alpha_{\text{el}} \ll \alpha_{\text{el}}^{(v)}$. При $T \rightarrow 0$ $\alpha_{\text{ph}}, \alpha_{\text{el}} \rightarrow 0$, в той час як $\alpha_{\text{el}}^{(v)} \neq 0$.

Висновки

1. Фононне поглинання гіперзвуку у прямокутному квантовому дроті за механізмом типу Ландау-Румера істотно визначається квантово-розмірними ефектами, що обумовлено характерними особливостями гібридних обмежених акустичних фононів.

2. Показано, що при достатньо високих температурах істотним є фононний механізм поглинання гіперзвуку у прямокутному квантовому дроті GaAs, а при низьких температурах – електронний механізм.

3. Отримані спектральні і температурні залежності поглинання гіперзвуку у прямокутному квантовому дроті GaAs свідчать про зменшення

поглинання у низькотемпературній області у порівнянні з об'ємним випадком масивних кристалів.

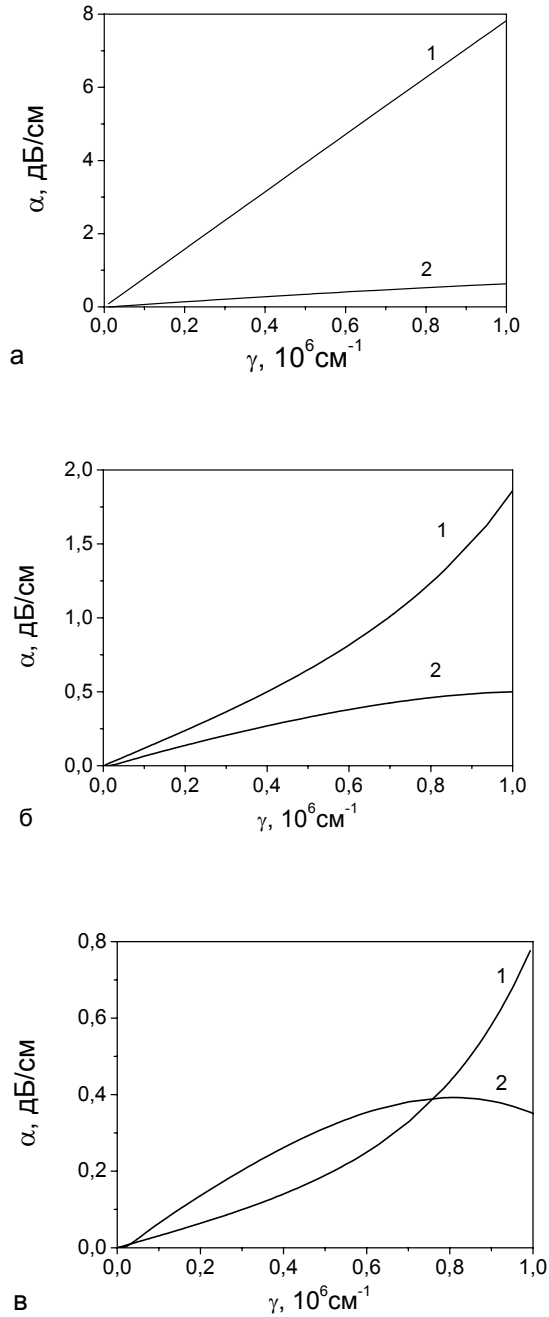


Рис. 2. Коефіцієнт фононного поглинання гіперзвуку найнижчої моди 1 $\alpha_{ph}(\gamma)$ (крива 1) і електронного поглинання $\alpha_{el}(\gamma)$ (крива 2) у невиродженому квантовому дроті GaAs при $T = 300\text{K}$: а) $28,3\text{\AA} \times 56,6\text{\AA}$, б) $50\text{\AA} \times 150\text{\AA}$, в) $100\text{\AA} \times 200\text{\AA}$.

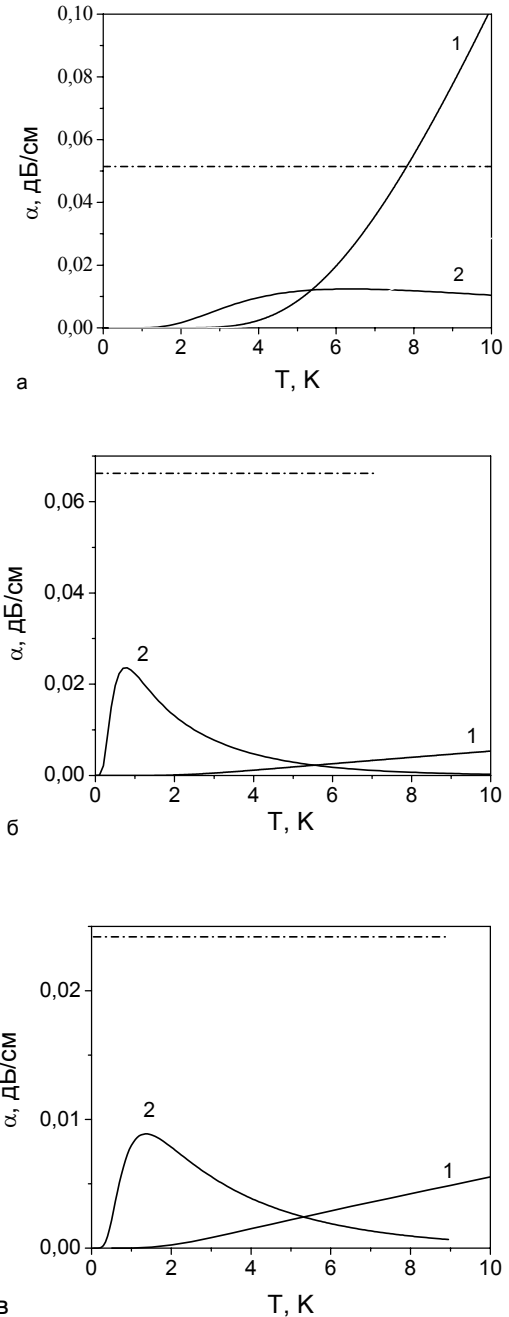


Рис. 3. Температурна залежність фононного поглинання гіперзвуку найнижчої моди 1 $\alpha_{ph}(T)$ (крива 1) і електронного поглинання $\alpha_{el}(T)$ (крива 2) у виродженому квантовому дроті GaAs: а) $28,3\text{\AA} \times 56,6\text{\AA}$, б) $50\text{\AA} \times 150\text{\AA}$, в) $100\text{\AA} \times 200\text{\AA}$. Штрих-пунктирні лінії – $\alpha_{el}^{(v)}(T)$.

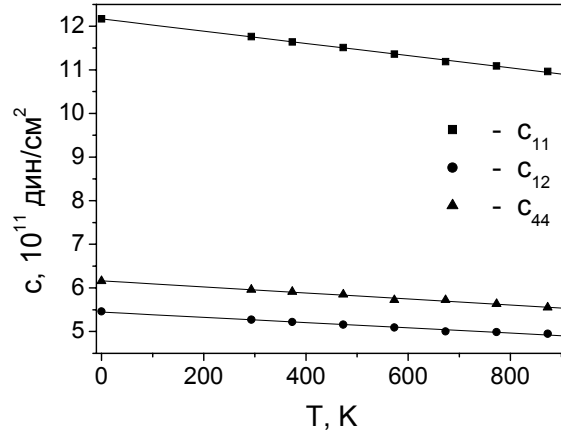


Рис. 4. Температурна залежність пружних сталих другого порядку [10].

Додаток

$$F_{11}(\gamma_i^*) = q_{nl}(3\tilde{v}_{nl}f_{nl}^{(+)} - \tilde{\mu}_{nl}f_{nl}^{(-)}). \quad (Д.1)$$

$$F_{44}(\gamma_i^*) = [(\gamma_i^*)^2 \tilde{v}_{nl} + \gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl}] f_{nl}^{(-)}, \quad (Д.2)$$

$$F_{12}(\gamma_i^*) = (\gamma_i^*)^2 (\tilde{v}_{nl} f_{nl}^{(-)} + \tilde{\mu}_{nl} f_{nl}^{(+)}) - 2\gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl} f_{nl}^{(+)}, \quad (Д.3)$$

$$F_{111}(\gamma_i^*) = q_{nl} (\tilde{v}_{nl} f_{nl}^{(+)} - \frac{1}{3} \tilde{\mu}_{nl} f_{nl}^{(-)}), \quad (Д.4)$$

$$F_{112}(\gamma_i^*) = [(\gamma_i^*)^2 \tilde{\mu}_{nl} - 2\gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl}] f_{nl}^{(+)}, \quad (Д.5)$$

$$F_{166}(\gamma_i^*) = [(\gamma_i^*)^2 \tilde{v}_{nl} + \tilde{\mu}_{nl} q_{nl} - 2\rho_{nl} q_{nl}] f_{nl}^{(-)}, \quad (Д.6)$$

$$Q_{11}(\gamma_i^*) = (\gamma_i^*)^2 (\tilde{v}_{nl} f_{nl}^{(-)} - 3\tilde{\mu}_{nl} f_{nl}^{(+)}), \quad (Д.7)$$

$$Q_{44}(\gamma_i^*) = (\tilde{\mu}_{nl} q_{nl} - \gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl}) f_{nl}^{(-)}, \quad (Д.8)$$

$$Q_{12}(\gamma_i^*) = [2\gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl} - q_{nl} (\tilde{v}_{nl} - \tilde{\mu}_{nl})] f_{nl}^{(+)}, \quad (Д.9)$$

$$Q_{111}(\gamma_i^*) = (\gamma_i^*)^2 (\tilde{\mu}_{nl} f_{nl}^{(+)} - \frac{1}{3} \tilde{v}_{nl} f_{nl}^{(-)}), \quad (Д.10)$$

$$Q_{112}(\gamma_i^*) = (\tilde{v}_{nl} q_{nl} - 2\gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl}) f_{nl}^{(+)}, \quad (Д.11)$$

$$Q_{166}(\gamma_i^*) = [(\gamma_i^*)^2 \tilde{v}_{nl} + q_{nl} \tilde{\mu}_{nl} - 2\gamma_i^* \rho_{nl} q_{nl}] f_{nl}^{(-)}, \quad (Д.12)$$

де

$$q_{nl} = q_n q_l, \quad \tilde{v}_{nl} = \tilde{v}_n \tilde{v}_l, \quad \tilde{\mu}_{nl} = \tilde{\mu}_n \tilde{\mu}_l, \quad \rho_{nl} = \tilde{v}_n \tilde{\mu}_l \quad (n, l = 1, 2), \quad (Д.13)$$

$$f_{nl}^{(\pm)} = \frac{\sin(q_n - q_l)d}{(q_n - q_l)d} \pm \frac{\sin(q_n + q_l)d}{(q_n + q_l)d}, \quad (Д.14)$$

величини q_n , \tilde{v}_n і $\tilde{\mu}_n$ ($n = 1, 2$) визначаються для моди 2 (рис. 1а, б, в) в точках γ_i^* . В усіх форм. (Д.1)-(Д.12) за індексами $n, l = 1, 2$, що повторюються, слід провести підсумовування.

Б.М. Рувінський – к.ф.-м.н., доцент кафедри фізики новітніх технологій.

М.А. Рувінський – д.ф.-м.н., професор кафедри фізики і хімії твердого тіла.

- [1] Дж. Такер, В. Рэмpton. *Гиперзвук в физике твердого тела*. Мир, М. 455с. (1975).
- [2] *Nanotechnology* (Ed. by Timp). Springer. N.Y. (1999).
- [3] Т. Несjedal. Nanoacoustics-probing acoustic waves on nanoscale // *Proc. of SPIE*, **5045**, pp.11-25 (2003).
- [4] Б.М. Рувінський, Б.К. Остафійчук, М.А. Рувінський. Поглинання гіперзвук електронами в прямокутному квантовому дроті // *Фізика і хімія твердого тіла*, **5**(3), сс.463-473 (2004).
- [5] В.Л. Гуревич. *Кинетика фононных систем*. Наука, М., 400с. (1980).
- [6] L. Landau, G. Rumer. Über Schallabsorption in festen Körpern // *Phys. Zs. Sowjet.*, **11**, pp.18-24 (1937); переклад в Л.Д.Ландау. *Собр. трудов.*, **1**, сс.227-233, Наука, М. (1969).
- [7] SeGi Yu, K.W. Kim, M.A. Stroschio, G.F. Iafrate, A. Ballato. Electron-acoustic-phonon scattering rates in rectangular wires // *Phys. Rev. B.*, **50**(3), pp.1733-1738 (1994).
- [8] Н. Bruus, К. Flensberg, Н. Smith. Magnetoconductivity of quantum wires with elastic and inelastic scattering // *Phys. Rev. B.*, **48**(15), pp.11144-11155 (1993).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, М. 248с. (1987).
- [10] А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова, Ф.Н. Стрижевская, В.В. Чкалова, М.П. Шаскольская. *Акустические кристаллы. Справочник*. Наука, М. 632с. (1982).
- [11] Ч. Киттель. *Квантовая теория твердых тел*. Наука, М. 492с. (1967).

В.М. Ruvinsky¹, М.А. Ruvinsky²

Phonon Attenuation of Hypersound in Rectangular Quantum Wire

¹*Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,
15, Carpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine, ruvinsky@il.if.ua*

²*Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University,
57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine*

The phonon mechanism of hypersonic attenuation of Landau-Rumer type in a rectangular quantum wire is studied. The dispersion curves and the attenuation coefficients for the confined acoustic phonons of the lowest hybrid width modes in a free-standing GaAs wire with different cross-sectional dimensions have been calculated. The comparison of the phonon mechanism of hypersonic attenuation with the electron mechanism is carried out. As shown, the phonon mechanism of hypersonic attenuation is essential at sufficiently high temperatures and the electron mechanism in the low-temperature range.