

PACS numbers: 43.35.-C, 43.35.+D, 63.20.KR, 63.22.+M, 73.21.HB, 74.25.KC, 74.25.LD

М.А.Рувінський¹, Б.М.Рувінський²

Вплив магнітного поля на електронне поглинання гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті

¹Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,
вул.Шевченка, 57, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна,

²Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу,
вул.Карпатська, 15, м.Івано-Франківськ, 76000, Україна,
bruvinsky@gmail.com

Досліджено теоретично вплив квантуючого магнітного поля на електронне поглинання найнижчої ширинної моди гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті. Визначено енергетичний спектр та хвильові функції електронів прямокутного дроту при наявності поздовжнього сильного магнітного поля. Отримано залежності електронного поглинання гіперзвуку в дроті від магнітного поля і розмірів дроту. Чисельні результати наведено для випадку дроту GaAs.

Ключові слова: прямокутний квантовий дріт, гіперзвук, електронне поглинання, магнітне поле.

Стаття поступила до редакції 10.09.2007; прийнята до друку 14.09.2007.

Вступ

У зв'язку з досягненням сучасних технологій актуальними стають дослідження з квантової акустики низькорозмірних матеріалів у високочастотному діапазоні [1,2]. В попередніх роботах авторів [3-6] розвинуто теорію електронного механізму поглинання гіперзвуку в моделі прямокутного квантового дроту [7]. Для тривимірних напівпровідникових матеріалів електронний механізм поглинання звуку з урахуванням екранування електрон-фононної взаємодії вперше було розглянуто в роботах В.Л.Гуревича [8]. В роботах [5,6] вивчалися вплив електричного поля і непружних електронних переходів на поглинання і підсилення гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті. Метою даної роботи є дослідження впливу сильного магнітного поля, напрямленого вздовж осі дроту, на електронне поглинання гіперзвуку з урахуванням квантово-розмірних ефектів [3,4] для електронів і фононів

дроту.

І. Електронні стани прямокутного дроту в однорідному магнітному полі

Розглянемо модель [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 $L \gg 2a, 2d$ і $(d/a) \geq 2$). Векторний потенціал однорідного магнітного поля H, спрямованого вздовж осі дроту z, зручно вибрати у калібровці Ландау [9]:

$$A_x = -Hy, A_y = A_z = 0. \quad (1)$$

У наближенні ефективної маси координатна хвильова функція електрона провідності задовільняє стаціонарне рівняння Шредінгера:

$$\left[\frac{1}{2m^*} \left(\hat{p}_x - \frac{eH}{c} y \right)^2 + \frac{\hat{p}_y^2}{2m^*} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V_1(x) + V_2(y) \right] \Psi + \omega_H s_z \Psi = E \Psi, \quad (2)$$

e – абсолютна величина заряду електрона, m^* – ефективна маса, $\omega_H = eH/m^*c$ – циклотронна частота, $s_z = \pm(\hbar/2)$. Рух електрона у прямокутному

дроті вважаємо обмеженим в напрямках осей x і y потенціальною ямою з нескінченно високими стінками:

$$V_1(x) = \begin{cases} 0, & -a < x < a, \\ \infty, & x \leq -a, x \geq a; \end{cases} \quad (3)$$

$$V_2(y) = \begin{cases} 0, & -d < y < d, \\ \infty, & y \leq -d, y \geq d. \end{cases} \quad (4)$$

Розв'язок рівняння (2) шукаємо у вигляді

$$\left[\frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} - \omega_H y \hat{p}_x + V_1(x) + \frac{\hat{p}_y^2}{2m^*} + V_2(y) + \beta y^2 \right] \varphi_1(x) \varphi_2(y) = \left(E - \omega_H s_z - \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} \right) \varphi_1(x) \varphi_2(y), \quad (6)$$

де $\beta = eH^2 / 2m^* c^2$. Обидві сторони рівняння (6) помножимо на $\varphi_1^*(x)$ і проінтегруємо по x від $-a$ до

$$\Psi = \exp\left(\frac{i}{\hbar} p_z z\right) \varphi_1(x) \varphi_2(y). \quad (5)$$

Після підстановки (5) в (2) маємо:

+a. Тоді

$$\int_{-a}^a \varphi_1^*(x) \left[\frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} + V_1(x) \right] \varphi_1(x) dx \cdot \varphi_2(y) - \int_{-a}^a \varphi_1^*(x) \hat{p}_x \varphi_1(x) dx \cdot \omega_H y \varphi_2(y) + \left[\frac{\hat{p}_y^2}{2m^*} + V_2(y) + \beta y^2 \right] \varphi_2(y) = \left(E - \omega_H s_z - \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} \right) \varphi_2(y), \quad (7)$$

де враховано умову нормування

$$\int_{-a}^a \varphi_1^*(x) \varphi_1(x) dx = 1. \quad (8)$$

Нехай функція $\varphi_1(x)$ є розв'язком рівняння

$$\left[\frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} + V_1(x) \right] \varphi_1(x) = \varepsilon_1 \varphi_1(x). \quad (9)$$

Враховуючи (9), (8) і (7), отримаємо рівняння для функції $\varphi_2(y)$:

$$\left[\frac{\hat{p}_y^2}{2m^*} + V_2(y) + \beta y^2 \right] \varphi_2(y) = \varepsilon_2 \varphi_2(y), \quad (10)$$

де

$$\varepsilon_2 = E - \varepsilon_1 - \omega_H s_z - \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*}. \quad (11)$$

При одержанні (10) було прийнято, що

$$\int_{-a}^a \varphi_1^*(x) \hat{p}_x \varphi_1(x) dx = 0 \quad (12)$$

при умові певної парності $\varphi_1(x)$. Отже, енергія електрона у квантовому дроті в присутності зовнішнього магнітного поля H дорівнює

$$E = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \omega_H s_z + \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*}. \quad (13)$$

З (3) і (9) маємо нормовані хвильові функції [10]: для парних станів

$$\varphi_{1n} = \frac{1}{\sqrt{a}} \cos \frac{\pi n}{2a} x \quad (n = 1, 3, 5, \dots) \quad (14)$$

і

$$\varphi_{2n} = \frac{1}{\sqrt{a}} \sin \frac{\pi n}{2a} x \quad (n = 2, 4, 6, \dots) \quad (15)$$

для непарних станів;

$$\varepsilon_{1n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi n}{2a} \right)^2. \quad (16)$$

Координатна хвильова функція електрона, що відповідає власному значенню (13),

$$\Psi(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{\frac{ip_z z}{\hbar}} \frac{1}{\sqrt{a}} \begin{cases} \cos \frac{\pi n}{2a} x \\ \sin \frac{\pi n}{2a} x \end{cases} \varphi_2(y), \quad (17)$$

де $\varphi_2(y)$ задовільняє рівнянню (10), в якому вплив магнітного поля визначається осциляторним потенціалом βy^2 ($\beta > 0$). При введенні в (10) при $-d < y < d$ безрозмірної змінної $\eta = y / y_0$, де

$$y_0 = (\hbar c / eH)^{1/2} \quad (18)$$

– радіус циклотронної орбіти, отримаємо рівняння

$$-\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial \eta^2} + \eta^2 \varphi_2 = 2\lambda \varphi_2, \quad (19)$$

яке співпадає з рівнянням для хвильової функції $\varphi_2(\eta)$ лінійного гармонічного осцилятора [9,10] з безрозмірною енергією

$$\lambda = \varepsilon_2 / \hbar \omega_H, \quad (20)$$

але з граничною умовою для $\varphi_2(\eta)$ при скінченій величині $\eta_0 = \pm(d / y_0)$:

$$\varphi_2(\pm d / y_0) = 0, \quad (21)$$

замість звичайної умови $\varphi_2(\pm\infty) = 0$ для енергії $\lambda_n = n + 1/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) і хвильової функції

$$\varphi_{2n}(\eta) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{2^n n!}} e^{-\eta^2/2} H_n(\eta),$$

де $H_n(\eta)$ – поліном Ерміта.

Характерним параметрам η_0 задачі, який

визначає вплив магнітного поля для електронів дроту, є відношення геометричного розміру дроту d циклотронного радіуса y_0 . Шукаємо розв'язок рівняння (19) з граничною умовою (21) у вигляді:

$$\varphi_2(\eta) = e^{-\eta^2/2} F(\eta), \quad (22)$$

де

$$F(\pm d/y_0) = 0. \quad (23)$$

Функція $F(\eta)$ задовольняє рівнянню

$$\frac{d^2 F}{d\eta^2} - 2\eta \frac{dF}{d\eta} + (2\lambda - 1)F = 0. \quad (24)$$

Степеневий ряд [11]

$$F(\eta) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \eta^k, \quad (25)$$

внаслідок умови (23), вже не зводиться до полінома Ерміта (для парних або непарних n), а збігається до так званої функції Ерміта [12]. Для парного стану електрона

$$F_0(\eta) = a_0 \left\{ 1 + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(1-2\lambda)(5-2\lambda)\dots(4k+1-2\lambda)}{(2k+2)!} \eta^{2k+2} \right\}, \quad (26)$$

для непарного стану

$$F_1(\eta) = a_1 \left\{ \eta + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(3-2\lambda)(7-2\lambda)\dots(4k+3-2\lambda)}{(2k+3)!} \eta^{2k+3} \right\}. \quad (27)$$

Власні значення енергії λ визначаються з граничних умов

$$F_0(\eta_0) = 0 \text{ і } F_1(\eta_0) = 0 \quad (28)$$

для парних і непарних станів.

На рис. 1 а,б наведено отримані чисельним розрахунком з умов (28) графічні залежності безрозмірної енергії λ від $\eta_0 = d/y_0$ для парних і непарних електронних станів, які описуються відповідними функціями Ерміта, для двох найнижчих значень енергії. Із зменшенням η_0 λ зростає, а при $\eta_0 \rightarrow \infty$ маємо асимптотично граничний перехід до двох найнижчих енергетичних рівнів лінійного гармонічного осцилятора (парного і непарного станів).

II. Поглинання гіперзвуку електронами прямокутного квантового дроту в магнітному полі

Для високочастотного звуку поглинання можна

розглядати як процес абсорбції електронами обмежених акустичних фонових гіперзвуку [3,4,7], який поширюється вздовж осі дроту z з хвильовим вектором γ і частотою ω_γ . Це відповідає випадку, коли $\gamma\ell \gg 1$ де ℓ – середня довжина вільного пробігу електрона в напрямку осі дроту. Обмежимося розглядом поглинання гіперзвуку найнижчої ширинної моди [7,13], зумовленого деформаційною електрон-фононою взаємодією. Припускаємо, що електрон перебуває у стані з хвильовою функцією

$$\Psi_{0,1}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{\frac{i}{\hbar} p_z z} \frac{1}{\sqrt{a}} \cos \frac{\pi}{2a} \varphi_{0,1}(y), \quad (28)$$

де $\varphi_0(y)$ дорівнює (22) для основного стану з парною функцією Ерміта $F_0(\eta)$ (26), а $\varphi_1(y)$ – відповідає (22) першого збудженого стану з непарною функцією Ерміта $F_1(\eta)$ (27). При цьому енергія електрона

$$E_{0,1} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{2a} \right)^2 + \lambda_{0,1} \hbar \omega_H + \omega_H s_z + \frac{p_z^2}{2m^*}; \quad (29)$$

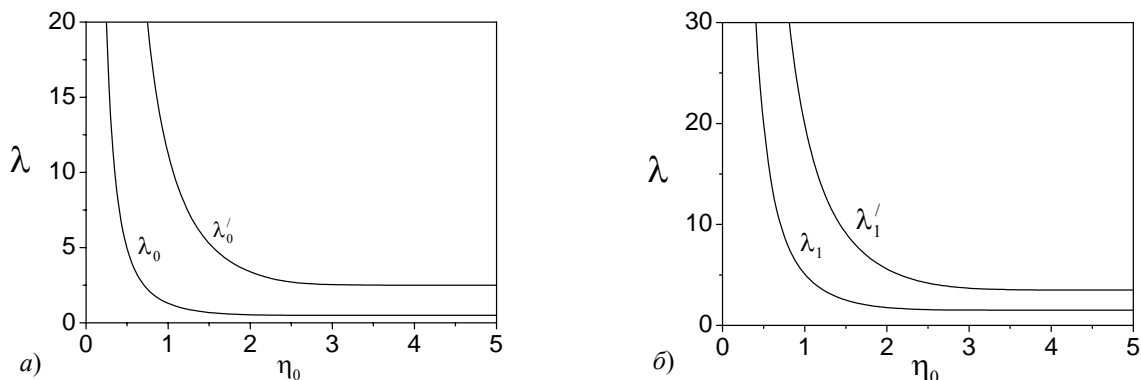


Рис. 1. Залежності безрозмірної магнітної енергії λ від $\eta_0 = d/y_0$ для двох найнижчих енергетичних станів: а) λ_0 , λ'_0 – для непарної функції $\varphi_0(y)$; б) λ_1 , λ'_1 – для непарної функції $\varphi_1(y)$.

$\lambda_{0,1}$ дорівнюють значенням енергії, визначених найнижчими кривими рис. 1 а,б при довільних значеннях $\eta_0 = d/y_0$.

При обчисленні матричних елементів переходу парну і непарну функції Ерміта зручно записати через відповідні вироджені гіпергеометричні функції [12]:

$$F_0(\eta) \equiv H_v^n(\eta) = \frac{2^v \Gamma(1/2)}{\Gamma\left(\frac{1-v}{2}\right)} F\left(-\frac{v}{2}, \frac{1}{2}, \eta^2\right), \quad (30)$$

$$F_1(\eta) \equiv H_v^m(\eta) = \frac{2^v \Gamma(-1/2)}{\Gamma\left(-\frac{v}{2}\right)} \eta F\left(\frac{1-v}{2}, \frac{3}{2}, \eta^2\right) \quad (31)$$

$$\text{де} \quad v \equiv \lambda - \frac{1}{2}, \quad (32)$$

$\Gamma(\alpha)$ – гамма-функція.

Поглинання гіперзвуку електронами при відсутності магнітного поля $H = 0$ ($\eta_0 = \infty$) докладно розглянуто у попередніх роботах авторів [3,4]. Наведемо остаточний результат для відношення коефіцієнтів поглинання найнижчої ширинної моди гіперзвуку при наявності магнітного поля $\alpha_w(H)$ і при його відсутності $\alpha_w(0)$ спочатку для основного стану електрона (Ψ_0, E_0):

$$\frac{\alpha_w^{(0)}(H)}{\alpha_w^{(0)}(0)} = \left| \frac{k_1 d (\pi^2 - k_1^2 d^2)}{\pi^2 \sin k_1 d} \right|^2 \left| 1 + \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{(-1)^\ell}{(2\ell)!} (k_1 y_0)^{2\ell} G_\ell(\eta_0) G_0^{-1}(\eta_0) \right|^2, \quad (33)$$

$$\text{де} \quad G_\ell(\eta_0) = \sum_{m,n=0}^{\infty} a_m(\eta_0) a_n(\eta_0) \gamma(n+m+\ell+\frac{1}{2}, \eta_0^2); \quad (34)$$

$$a_m(\eta_0) = \frac{(-1)^m 2^{2m}}{(2m)!} \frac{\Gamma\left(1 + \frac{v(\eta_0)}{2}\right)}{\Gamma\left(1 + \frac{v(\eta_0)}{2} - m\right)}, \quad (35)$$

$v(\eta_0) = \lambda_0(\eta_0) - \frac{1}{2}$; $\gamma(\alpha, x)$ – неповна Γ -функція [14],

$$\gamma(\alpha, x) = \int_0^x t^{\alpha-1} e^{-t} dt;$$

$$k_1 = \left[\left(\frac{\omega_\gamma}{c_d} \right)^2 - \gamma^2 \right]^{1/2}, \quad c_d - \text{швидкість поздовжнього}$$

звуку.

Для збудженого стану (Ψ_1, E_1) в формулі (33) слід зробити заміну

$$G_\ell(\eta_0) \rightarrow \tilde{G}_\ell(\eta_0), \quad v(\eta_0) \rightarrow \tilde{v}(\eta_0) = \lambda_1(\eta_0) - 1/2, \text{ де}$$

$$\tilde{G}_\ell(\eta_0) = \sum_{m,n=0}^{\infty} b_m(\eta_0) b_n(\eta_0) \gamma(n+m+\ell+\frac{3}{2}, \eta_0^2); \quad (36)$$

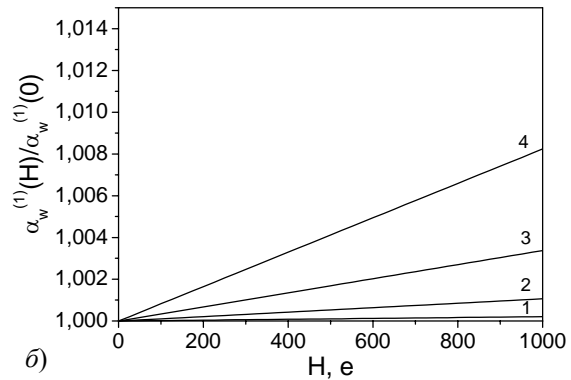
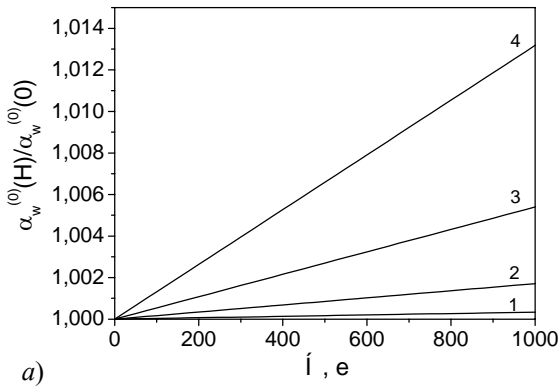


Рис. 2. Залежність відносного електронного поглинання від магнітного поля гіперзвуку при слабких полях $(k_1 \eta_0 d)^2 \ll 1$, $k_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$: а) Ψ_0, E_0 , б) Ψ_1, E_1 . Криві 1 – $d = 50 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, 2 – $d = 75 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, 3 – $d = 100 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, 4 – $d = 125 \cdot 10^{-8} \text{ см}$.

$$b_m(\eta_0) = \frac{(-1)^m 2^{2m}}{(2m+1)!} \frac{\Gamma\left(\frac{1+\tilde{v}(\eta_0)}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1+\tilde{v}(\eta_0)}{2} - m\right)}. \quad (37)$$

У випадку слабких магнітних полів і малих ширин дроту, коли $(k_1\eta_0 d)^2 \ll 1$, вплив магнітного поля є незначним:

$$\frac{\alpha_w^{(0)}(H)}{\alpha_w^{(0)}(0)} \approx 1 + \frac{4}{45} (k_1\eta_0 d)^2, \quad (38)$$

$$\frac{\alpha_w^{(1)}(H)}{\alpha_w^{(1)}(0)} \approx 1 + \frac{1}{18} (k_1\eta_0 d)^2, \quad (39)$$

відносна зміна електронного поглинання ширинної моди гіперзвуку $\propto H d^4$.

У граничному випадку сильних магнітних полів і більших ширин дроту, при $\eta_0^2 \gg 1$ вплив магнітного поля може бути значним, про що свідчить оцінка:

$$\frac{\alpha_w^{(0)}(H)}{\alpha_w^{(0)}(0)} \approx \left| \frac{k_1 d (\pi^2 - k_1^2 d^2)}{\pi^2 \sin k_1 d} \right|^2 \exp\left[-\frac{1}{2} (k_1 y_0)^2\right], \quad (40)$$

де $y_0^2 \propto H^{-1}$. У квантовому дроті не виникають, на відміну від тривимірного матеріалу, гігантські квантові осциляції коефіцієнта поглинання [15] в залежності від магнітного поля, що зумовлено іншим виразом для густини електронних станів дроту. Однак, у випадку сильних магнітних полів і більших ширин дроту, можливі значні осциляції відносного поглинання в залежності від ширини дроту, як це випливає з чисельного аналізу загальних формул (33)-(37) (див. наступний розділ).

III. Чисельні результати для прямокутного квантового дроту GaAs

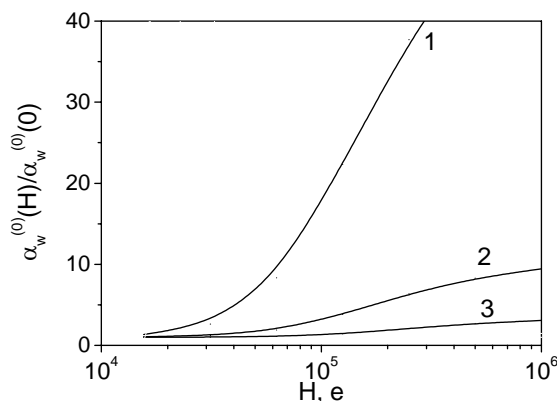


Рис. 3. Залежність відносного поглинання для електронного стану (Ψ_0, E_0) у випадку сильних магнітних полів ($\eta_0^2 \gg 1$). Криві 1 – $d = 250 \cdot 10^{-8}$ см, 2 – $d = 200 \cdot 10^{-8}$ см, 3 – $d = 150 \cdot 10^{-8}$ см.

На рис. 2 а,б представлено розраховані з (33)-(37) залежності відносного електронного поглинання гіперзвуку від магнітного поля H для граничного випадку слабких магнітних полів і достатньо малих ширин дроту GaAs [16] (при $(k_1\eta_0 d)^2 \ll 1$), що підтверджує лінійний характер оціночних залежностей (38)-(39).

Випадок сильних магнітних ($\eta_0^2 \gg 1$) полів показано на рис. 3. Отримані з (33)-(35) графічні залежності рис. 3 свідчать про нелінійність і значний вплив таких магнітних полів при достатньо великих ширинах дроту.

На рис. 4 розраховані згідно (33)-(35) осциляції відносного поглинання гіперзвуку електронами в залежності від ширини дроту в граничному випадку сильних магнітних полів ($H \sim 10^5 - 10^6$ е). Ці осциляції можуть мати значну величину (напр., при $k_1 = 2 \cdot 10^6$ см $^{-1}$, $\omega_y = 10^{12}$ с $^{-1}$).

Висновки

1. Знайдені хвильові функції та енергетичний спектр електрона у прямокутному квантовому дроті в поздовжньому магнітному полі визначаються характерним відношенням геометричного розміру дроту і циклотронного радіуса електрона.

2. Найбільш істотною і нелінійною є залежність від магнітного поля відносного поглинання гіперзвуку електронами дроту при достатньо великих магнітних полях і ширинах дроту.

3. Внаслідок іншої густини електронних станів дроту, на відміну від тривимірної речовини, у дроті немає гігантських осциляцій коефіцієнта поглинання в залежності від магнітного поля, але можливі осциляційні залежності відносного поглинання від ширини дроту при достатньо великих магнітних полях і ширинах дроту

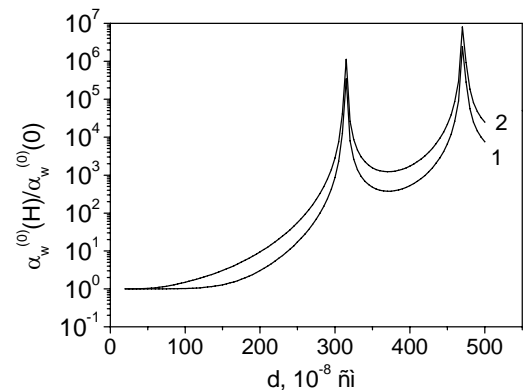


Рис. 4. Осциляції відносного поглинання гіперзвуку електронами від ширини дроту в граничному випадку сильних магнітних полів. Криві 1 – $H = 10^5$ е, 2 – $H = 10^6$ е.

- [1] T.Hesjedal. Nanoacoustics-probing acoustic waves on nanoscale // *Proc. of SPIE*, **5045**, pp.11-25 (2003).
- [2] С.Г.Алексеев, Ю.В.Гуляев, И.М.Котелянский, Г.Д.Мансфельд. Некоторые тенденции развития акустоэлектроники сверхвысоких частот // *УФН*, **175**(8), сс.895-900 (2005).
- [3] М.А.Рувінський, Б.К.Остафійчук, Б.М.Рувінський. Електронне поглинання обмежених фононів гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті // *Металлофиз. новейших технологий*, **27**(8), сс.1075-1085 (2005).
- [4] Б.М.Рувінський, Б.К.Остафійчук, М.А.Рувінський. Поглинання гіперзвуку електронами в прямокутному квантовому дроті // *Фізика і хімія твердого тіла*, **5**(3), сс.463-473 (2004).
- [5] М.А.Рувінський, Б.М.Рувінський. Вплив електричного поля на поглинання і підсилення гіперзвуку в прямокутному квантовому дроті // *Фізика і хімія твердого тіла*, **7**(2), сс.230-234 (2006).
- [6] Б.М.Рувінський, М.А.Рувінський. Поглинання і підсилення гіперзвуку при непружних переходах електронів у прямокутному квантовому дроті // *Фізика і хімія твердого тіла*, **8**(1), сс.86-90 (2007).
- [7] SeGi Yu, K.W.Kim, M.A.Stroscio, G.F.Iafrate, A.Ballato. Electron-acoustic-phonon scattering rates in rectangular wires // *Phys.Rev.B.*, **50**(3), pp.1733-1738 (1994).
- [8] В.Л.Гуревич. Теория акустических свойств полупроводников (Обзор) // *ФТП*, **2**(11), сс.1567-1592 (1968).
- [9] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*. Наука, М., 752с. (1974).
- [10] А.С.Давыдов. *Квантовая механика*. Наука, М., 704с. (1973).
- [11] В.А.Фок. *Начала квантовой механики*. Наука, М., 376с. (1976).
- [12] А.Ф.Никифоров, В.Б.Уваров. *Основы теории специальных функций*. Наука, М., 304с. (1974).
- [13] М.А.Рувинский, Б.М.Рувинский. Поглощение гиперзвука фононами в прямоугольной квантовой проволоке // *ФТП*, **49**(11), сс.2076-2082 (2007).
- [14] А.П.Прудников, Ю.А.Бычков, О.И.Маричев. *Интегралы и ряды*. Наука, М., 800с. (1981).
- [15] А.А.Абрикосов. *Введение в теорию нормальных металлов*. Наука, М., 288с. (1972).
- [16] 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).

М.А.Рувинский¹, Б.М.Рувинский²

Effect of Magnetic Field on Hypersonic Attenuation by Electrons in Rectangular Quantum Wire

¹Vasyl Stefanyk' Precarpathian National University,
57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine

²Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas,
15, Carpatska Str., Ivano-Frankivsk, 76000, Ukraine,
bruvinsky@gmail.com

The effect of quantum magnetic field on attenuation of the lowest width mode of hypersound by electrons in a rectangular quantum wire is theoretically investigated. The energetic spectrum and the wave functions of electrons in rectangular wire at the high longitudinal magnetic field have been determined. The magnetic and dimensional dependencies of electron hypersonic attenuation in wire have been obtained. The numerical results have been presented for the case of GaAs wire.