

М.А.Рувінський¹, Б.М.Рувінський²

Високочастотна внутрішньозонна провідність прямолінійної смужки графену

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

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

Розраховано високочастотну внутрішньозонну провідність плоского прямолінійного графенового дроту. Розглянуто випадок, коли довжина дроту набагато більша за його ширину. Враховано крайову умову задачі, пов'язану з механізмом дифузного відбивання електронів.

Ключові слова: прямолінійна смужка графену, високочастотна внутрішньозонна провідність, дифузне відбивання носіїв струму.

Стаття поступила до редакції 09.02.2009; прийнята до друку 15.06.2009.

Вступ

Відомо [1-4], що мезоскопічні і наноструктурні матеріали істотно відрізняються за своїми електричними, оптичними і акустичними властивостями від масивних зразків. Ця відмінність може бути обумовлена як квантовими, так і класичними розмірними ефектами. В останні роки з'явилась нова інтенсивна область досліджень [5-7], в якій значну кількість робіт присвячено унікальним властивостям безмежного графену як двовимірного газу безмасових діраківських ферміонів. В роботах [8,9] розглянуто електронні стани в обмежених смужках графену і різні моделі графенового дроту. В [10-12] визначені квантово-розмірні обмеження для акустичних фононів і електронів при розгляді електронного механізму поглинання гіперзвуку в межах моделі [8] плоскої прямолінійної смужки графену, в якій існують зв'язані діраківські електронні стани завдяки одновимірній симетричній потенціальній ямі.

Квантовими розмірними ефектами для електронів можна нехтувати, якщо характерний лінійний розір системи набагато перевищує середню "теплову" довжину хвилі де Бройля носіїв струму. При цьому класичні розмірні ефекти необхідно обов'язково враховувати, коли лінійний розмір системи є сумірним або меншим за довжину вільного пробігу носіїв струму. В цьому випадку локальні рівняння макроскопічної електродинаміки є незастосовними і є необхідним кінетичний підхід.

Метою даної роботи є визначення

високочастотної внутрішньозонної провідності плоскої прямолінійної смужки графену n-типу (або p-типу). До кінців такого графенового дроту прикладено змінну напругу частоти ω . Напрямок електричного поля \mathbf{E} співпадає з віссю дроту, довжина якого вважається значно більшою за його ширину. Обмежень на співвідношення між шириною дроту і довжиною вільного пробігу носіїв заряду не накладаємо. Розглянуто дифузійний механізм відбивання носіїв заряду від бічних меж дроту. За допомогою кінетичного рівняння Больцмана отримано функцію розподілу в наближенні лінійного відгуку носіїв заряду на змінне електричне поле. За знайденою функцією розподілу розраховано точно для довільної температури залежність інтегральної внутрішньозонної провідності від частоти зовнішнього поля, розмірів дроту і довжини вільного пробігу електронів. Слід зауважити [6], що внутрішньозонна провідність є домінуючою при частотах $\omega < (k_B / \hbar)T$, де k_B – стала Больцмана, $\hbar = h / 2\pi$ – стала Планка, T – абсолютна температура. При більш високих частотах (або низьких температурах), внаслідок відсутності енергетичної щілини між зонами графену, переважає міжзонна провідність.

I. Модель графенового дроту і густина струму при внутрішньозонних переходах

Розглянемо модель плоского прямолінійного графенового дроту (рис. 1) з великою довжиною L в напрямку осі x і шириною $2d$ в напрямку осі y

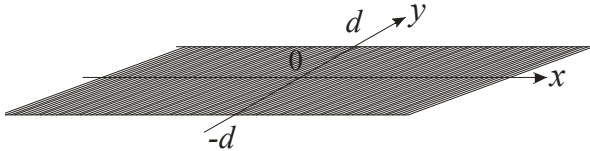


Рис. 1. Модель графенового дроту.

($-L/2 \leq x \leq L/2$, $-d \leq y \leq d$, $L \gg 2d$). Однорідне періодичне в часі t електричне поле

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

напрявлено вздовж осі x дроту. Скін-ефект не враховуємо (вважається, що глибина скін-шару перевищує товщину моноатомного шару графену). Оскільки ширина дроту $2d$ може бути сумірною з довжиною вільного пробігу електрона (дірки) ℓ , зв'язок між густиною струму \mathbf{j} і \mathbf{E} має нелокальний характер. В цьому випадку далі застосуємо кінетичне рівняння (замість макроскопічної електродинаміки, придатної при $2d \gg \ell$).

За своїми електронними властивостями графен [5-7] є двовимірним напівпровідником з нульовою забороненою зоною і нульовими ефективними масами носіїв заряду. Електронні підзони, утворені симетричною і антисиметричною комбінацією хвильових функцій на двох вуглецевих підгратках, перетинаються на краю зони Бріллюена, що призводить до конусоподібного енергетичного спектра поблизу "діраківських" точок \mathbf{K} і \mathbf{K}' . В околі цих точок квазічастинки в графені, подібно до безмасових релятивістських частинок, мають лінійний закон дисперсії $\varepsilon = u|\mathbf{p}| = u\mathbf{p}$, де роль швидкості світла відіграє фермієвська швидкість $u \approx 10^6$ м/с. Внаслідок лінійності спектра можна чекати, що поведінка квазічастинки в графені може суттєво відрізнятись від поведінки квазічастинки, подібних до вільних електронів у звичайних металах і напівпровідниках, які мають параболічний закон дисперсії. Під дією змінного електричного поля $\mathbf{E}(t)$ можуть відбутись внутрішньозонні та міжзонні електронні переходи (рис. 2). Внутрішньозонна провідність, яка є аналогом провідності Друде, є предметом нашого розгляду. Обмежимося викладом результатів для випадку допованого прямолінійного графенового дроту n -типу (рис. 2а) з хімічним потенціалом електронів $\mu \geq 0$. Концентрацію носіїв заряду та їх тип можна змінювати або допуванням, або за допомогою постійного електричного поля (в умовах ефекту поля), при цьому хімічний потенціал визначається заданою концентрацією носіїв.

Густина високочастотного струму, який виникає

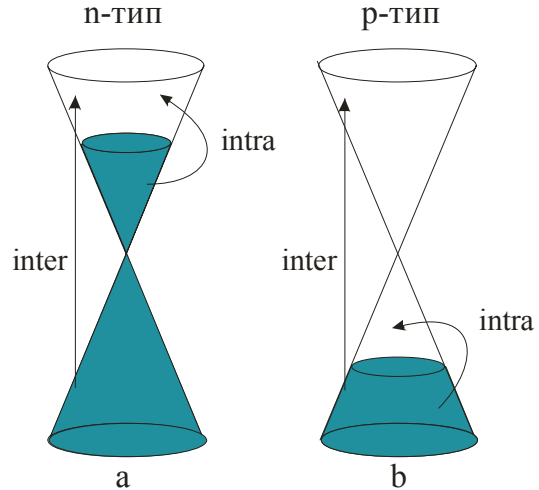


Рис. 2. Внутрішньозонні та міжзонні електронні переходи в графені: а) n -типу, б) p -типу.

під дією змінного електричного поля (1), дорівнює

$$\mathbf{j} = g_s g_v \frac{e}{(2\pi\hbar)^2} \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^2 \mathbf{p}, \quad (2)$$

де e – заряд електрона, g_s , g_v – спінове і долинне виродження ($g_s = g_v = 2$), $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ – нерівноважна функція розподілу електронів. Для $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ маємо кінетичне рівняння Больцмана у наближенні часу релаксації τ [13]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e(\mathbf{v} \mathbf{E}) \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} = -\frac{f - f_0}{\tau}, \quad (3)$$

$$f_0 = (\exp[(\varepsilon - \mu)/k_B T] + 1)^{-1} \quad (4)$$

– рівноважна фермієвська функція розподілу електронів з енергією $\varepsilon = u\mathbf{p}$; \mathbf{r} – радіус-вектор, \mathbf{v} – швидкість електрона.

Функцію $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ шукаємо у вигляді

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_0(\varepsilon) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (5)$$

де $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ – нерівноважне відхилення від $f_0(\varepsilon)$. Після підстановки (5) і виразу для $\mathbf{v} = (\partial \varepsilon / \partial \mathbf{p}) = u\mathbf{p}/p$ в (2) маємо

$$\mathbf{j} = g_s g_v \frac{eu}{(2\pi\hbar)^2} \int \frac{\mathbf{p}}{p} f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^2 \mathbf{p}. \quad (6)$$

Враховуючи (5) в (3) і припускаючи гармонічну залежність f_1 від часу, $f_1 \propto \exp(-i\omega t)$, отримуємо в лінійному наближенні за зовнішнім полем кінетичне рівняння для функції f_1 :

$$-i\omega f_1 + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e(\mathbf{v} \mathbf{E}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}. \quad (7)$$

Крайові умови, які відповідають механізму дифузного відбивання електронів від бічних меж прямолінійного дроту, мають вигляд:

$$f_1 = 0 \text{ при } \begin{cases} y = d \text{ або } y = -d, \\ u p_y < 0. \end{cases} \quad (8)$$

Розв'язок рівняння (7) при умовах (8) знаходимо методом характеристик [14]:

$$f_{1k} = C[\exp(-vt_k) - 1]/v, \quad t_k \geq 0, \quad k = 1, 2, \quad (9)$$

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\tau} - i\omega, \quad (10)$$

$$\mathbf{C} = e(\mathbf{v}\mathbf{E}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = ev_x E_x \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}, \quad (11)$$

Величини \mathbf{v} і \mathbf{C} постійні вздовж характеристики (траєкторії). Параметри t_k в (9) мають зміст часу руху електрона вздовж траєкторії від межі дроту, на якій відбувається розсіяння, до точки \mathbf{r} зі швидкістю \mathbf{v} . У відповідності з крайовими умовами (8)

$$t_1 = \frac{y-d}{v_y} \text{ при } 0 \leq y \leq d, \quad p_y < 0; \quad (12)$$

$$t_2 = \frac{y+d}{v_y} \text{ при } -d \leq y \leq 0, \quad p_y > 0; \quad (13)$$

В (11) враховано напрям електричного поля \mathbf{E} вздовж осі x дроту. З (6), (9)-(13) одержимо

$$\mathbf{G} = \frac{g_s g_v (eu)^2}{(2\pi\hbar)^2 Lv} \sum_{k=1}^2 \int_{-d}^d dy \int \left(\frac{p_x}{p} \right)^2 \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} [\exp(-vt_k) - 1] \gamma(t_k) d^2 p. \quad (16)$$

Враховуючи (4), (12), (13) і (15), одержимо при $g_s = g_v = 2$:

$$\mathbf{G} = \frac{e^2 k_B T d}{\pi \hbar \hbar v L} \ln[1 + \exp(\mu/k_B T)] \left\{ 1 - \frac{4u}{\pi v d} \left[\frac{1}{3} - \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \exp\left(-\frac{vd}{u} \xi\right) d\xi \right] \right\}. \quad (17)$$

Хімічний потенціал μ електронного газу графену концентрації n (без урахування дірок) визначається з умови

$$n = \frac{2}{\pi(\hbar u)^2} \int_0^\infty \varepsilon f_0(\varepsilon) d\varepsilon \quad (18)$$

у наближенні необмеженого графену [6], оскільки $|f_1| \ll f_0$:

$$n = \frac{2}{\pi(\hbar u)^2} \left\{ \frac{\mu^2}{2} + (k_B T)^2 \left[\frac{\pi^2}{6} + \sum_{m=1}^\infty \frac{(-1)^m}{m^2} \exp(-m\mu/k_B T) \right] \right\}. \quad (19)$$

При достатньо низьких температурах $k_B T \ll \mu$ маємо

$$\mu = \hbar u \sqrt{\pi n}, \quad (20)$$

а при високих температурах, коли $0 \leq \mu \ll k_B T$,

$$\mu = \frac{\pi}{2 \ln 2} \frac{1}{(k_B T)} \left[(\hbar u)^2 n - \frac{\pi}{6} (k_B T)^2 \right]. \quad (21)$$

При розгляді інтегральної провідності (17) зручно ввести безрозмірні величини

$$F(\eta) = \frac{1}{\eta} \left\{ 1 - \frac{4}{\pi \eta} \left[\frac{1}{3} - \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \exp(-\eta \xi) d\xi \right] \right\}. \quad (25)$$

II. Інтегральна внутрішньозонна провідність графенового дроту

Інтегруючи вираз (14) по ширині дроту, визначимо повний струм $I = GU$, де $U = E_x L$ – напруга на кінцях дроту. Тоді отримаємо формулу для розрахунку комплексної інтегральної провідності дроту:

$$\eta = (vd/u) = q - i\Omega, \quad q = (d/\ell), \quad \Omega = (\omega d/u), \quad (22)$$

де q – безрозмірна обернена довжина вільного пробігу $\ell = u\tau$ електрона, Ω – безрозмірна частота змінного електричного поля.

Тоді

$$\mathbf{G} = G_0 F(\eta), \quad (23)$$

$$G_0 = \frac{e^2 k_B T d^2}{\hbar \pi \hbar u L} \ln[1 + \exp(\mu/k_B T)], \quad (24)$$

При $k_B T \ll \mu$

$$G_0 = \frac{e^2}{\hbar} \cdot \frac{\mu d^2}{\pi \hbar u L}, \quad (26)$$

а при $0 \leq \mu \ll k_B T$

$$G_0 = \frac{e^2}{\hbar} \cdot \frac{k_B T d^2}{\pi \hbar u L} \ln 2. \quad (27)$$

У випадку стаціонарного електричного поля, коли $\Omega = 0$ і $\eta = q = (d/\ell)$, інтеграл в (25) визначається через G-функцію Мейєра [15,16] і,

$$G_s = G_0 F_s(q)$$

$$F_s(q) = \frac{1}{q} \left\{ 1 - \frac{4}{\pi q} \left[\frac{1}{3} - \frac{q^3}{32} G_{13}^{30} \left(\frac{q^2}{4} \left| \begin{matrix} 1 \\ -\frac{1}{2}, -1, -\frac{3}{2} \end{matrix} \right. \right) \right] \right\}. \quad (28)$$

Для високочастотного поля при $\Omega \gg q$

($\omega \gg \frac{1}{\tau}$) в (23), (25) $\eta = -i\Omega$. При цьому дійсна частина інтегральної провідності

$$\text{Re } G = G_0 \frac{4}{\pi \Omega^2} \left(\frac{1}{3} - \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \cos(\Omega \xi) d\xi \right), \quad (29)$$

уявна частина

$$\text{Im } G = G_0 \frac{1}{\Omega} \left(1 - \frac{4}{\pi \Omega} \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \sin(\Omega \xi) d\xi \right). \quad (30)$$

Інтеграл в (29) визначається через іншу G-функцію Мейєра

$$\int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \cos(\Omega \xi) d\xi = \frac{\pi}{32} \Omega^3 G_{13}^{20} \left(\frac{1}{4} \Omega^2 \left| \begin{matrix} 1 \\ -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}, -1 \end{matrix} \right. \right), \quad (31)$$

а інтеграл в (30)

$$\int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \sin(\Omega \xi) d\xi = \frac{\pi}{4} \Omega \left[1 - \Omega + \frac{1}{3} \Omega^2 - 2 \sum_{k=0}^\infty (-1)^k A_k \Omega^{2k+3} \right], \quad (32)$$

де

$$A_k = \left[2^{1+2k} k!(1+k)!(2k+1)(2k+2)(2k+3)(2k+4) \right]^{-1}. \quad (33)$$

Вираз (32), (33), який містить суму ряду, може бути точно представлений через функції Бесселя $J_0(\Omega)$,

$J_1(\Omega)$ і функції Струве [16] $\mathbf{H}_0(\Omega)$ і $\mathbf{H}_1(\Omega)$:

$$\frac{\pi}{4} \Omega \left\{ \frac{1}{3} \Omega^2 + 1 - \frac{1}{3} \Omega(4 + \Omega^2) J_0(\Omega) + \frac{2}{3} \left(1 + \frac{1}{2} \Omega^2 \right) J_1(\Omega) + \frac{\pi}{2} \Omega \left[\left(1 + \frac{1}{3} \Omega^2 \right) (J_0(\Omega) \mathbf{H}_1(\Omega) - J_1(\Omega) \mathbf{H}_0(\Omega)) \right] \right\}. \quad (34)$$

При довільному співвідношенні між Ω і q

слід використовувати формули (23)-(25). Тоді

$$\text{Re } G = G_0 \cdot \left[\frac{q}{q^2 + \Omega^2} - \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{q^2 - \Omega^2}{(q^2 + \Omega^2)^2} + \frac{4}{\pi} \cdot \frac{q^2 - \Omega^2}{(q^2 + \Omega^2)^2} \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \exp(-q\xi) \cos(\Omega \xi) d\xi - \frac{8}{\pi} \cdot \frac{q\Omega}{(q^2 + \Omega^2)^2} \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \exp(-q\xi) \sin(\Omega \xi) d\xi \right], \quad (35)$$

$$\text{Im } G = G_0 \cdot \left[\frac{\Omega}{q^2 + \Omega^2} - \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{q\Omega}{(q^2 + \Omega^2)^2} + \frac{8}{\pi} \cdot \frac{q\Omega}{(q^2 + \Omega^2)^2} \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \exp(-q\xi) \cos(\Omega \xi) d\xi + \frac{4}{\pi} \cdot \frac{q^2 - \Omega^2}{(q^2 + \Omega^2)^2} \int_1^\infty \frac{(\xi^2 - 1)^{1/2}}{\xi^4} \exp(-q\xi) \sin(\Omega \xi) d\xi \right]. \quad (36)$$

III. Обговорення отриманих результатів

На рис. 3 показано залежність стаціонарної інтегральної безрозмірної провідності $(G_s/G_0) = F_s(q)$ від $q = d/\ell$ – відношення півширини графенового дроту d до довжини вільного пробігу електронів ℓ , згідно отриманої формули (28). Величина G_0 залежить від геометричних розмірів дроту, температури і хімічного потенціалу. Рис. 4 містить розраховану за формулою (19) температурну залежність хімічного потенціалу $\mu(T)$ для різних концентрацій електронів n . Оцінку G_0 і G_s можна зробити за формулами (24), (26)-(28) та

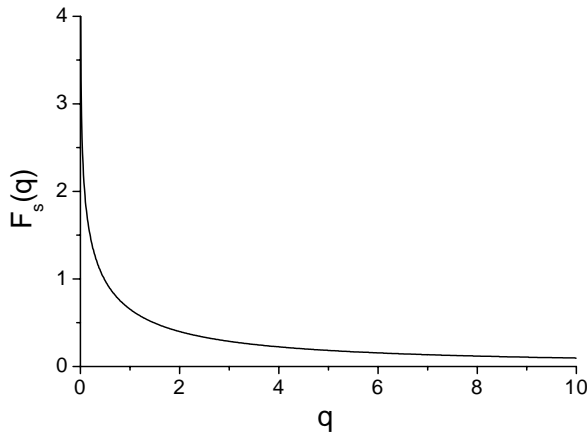


Рис. 3. Внутрішньозонна стаціонарна інтегральна провідність $(G_s/G_0) = F_s(q)$, де $q = d/\ell$, d – півширина графенового дроту, $\ell = v\tau$ – довжина вільного пробігу електронів.

рис. 3 і 4. Так, при $d = 2 \cdot 10^{-4}$ см, $L = 1$ см, $\tau = 2 \cdot 10^{-12}$ с, $q = 1$, $n = 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $T = 100$ К маємо, що $G_0 \approx 0.02(e^2/\hbar)$ і $G_s \approx 0.013(e^2/\hbar)$ при $F_s(1) = 0.65$. З рис. 3 випливає, що стаціонарна провідність монотонно спадає з ростом q і суттєво визначається розмірними ефектами обмеженого дроту.

Особливу цікавість становить високочастотна провідність при $\Omega \gg q$ ($\omega \gg \frac{1}{\tau}$) для обмеженого графену. В цьому випадку, завдяки врахуванню дифузійного механізму розсіяння електронів від межі дроту, відмінною від нуля виявляється дійсна частина внутрішньозонної провідності ($\text{Re } G \neq 0$), в той час як для необмеженого графену $\text{Re } \sigma_{\text{int ra}} = 0$ [6]. На рис. 5 наведено графічні залежності безрозмірних величин

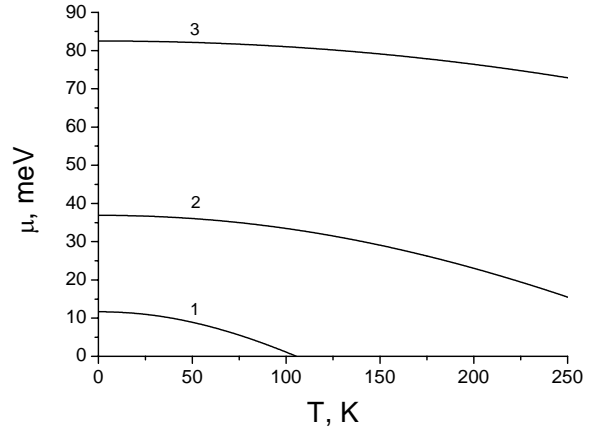


Рис. 4. Залежність хімічного потенціалу $\mu(T)$ від температури для графену n-типу провідності при значеннях концентрації n електронів: 1 – $1 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$, 2 – $1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, 3 – $5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$.

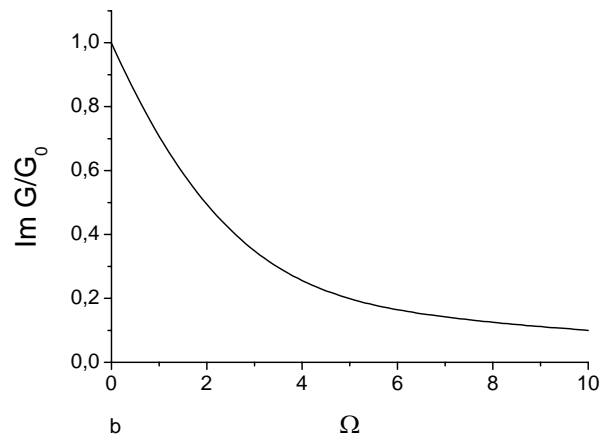
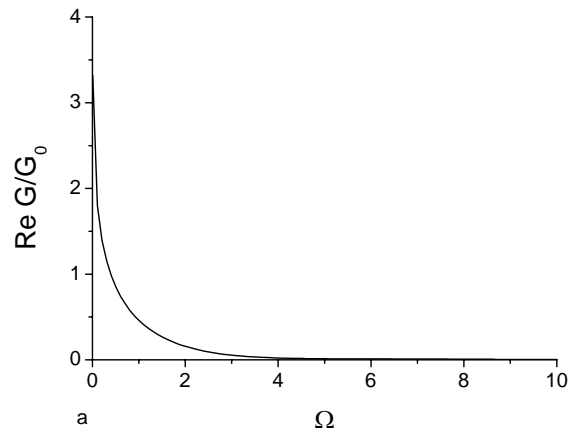


Рис. 5. Дійсна (а) та уявна (б) частини внутрішньозонної інтегральної провідності в одиницях G_0 в залежності від безрозмірної частоти змінного електричного поля $\Omega = (\omega d/u)$ при $\omega \gg (1/\tau)$.

$\text{Re } G/G_0$ та $\text{Im } G/G_0$ від безрозмірної частоти Ω змінного електричного поля, згідно формул (29)-(34). Чисельний розрахунок модуля $|G/G_0| = \sqrt{(\text{Re } G)^2 + (\text{Im } G)^2} / G_0$ і аргумента

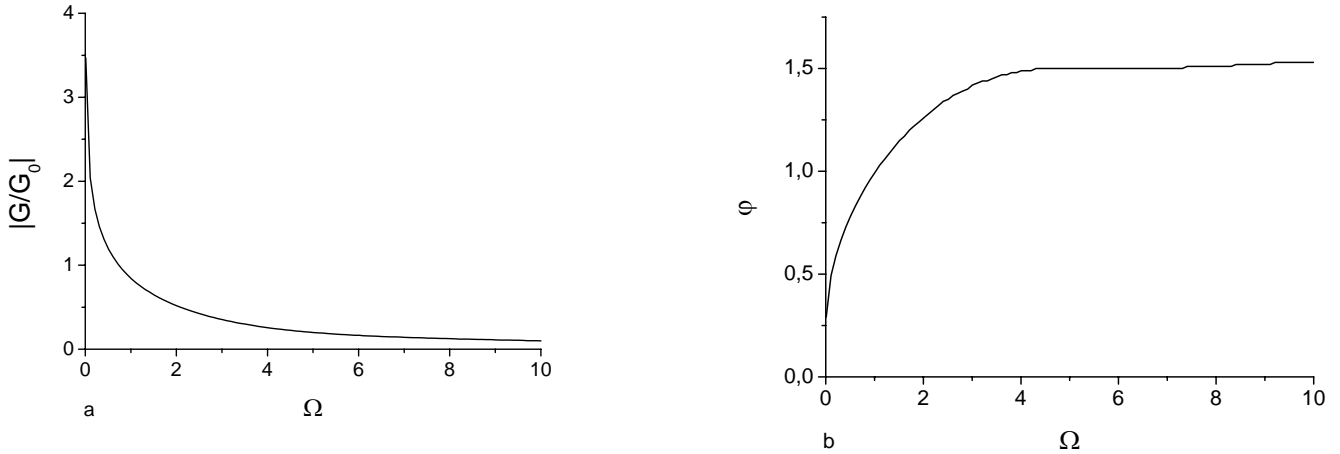


Рис. 6. Залежність модуля $|G/G_0|$ і фази $\varphi = \arctg(\text{Im } G / \text{Re } G)$ (b) від безрозмірної частоти поля Ω ($\omega \gg (1/\tau)$, $q = 0$).

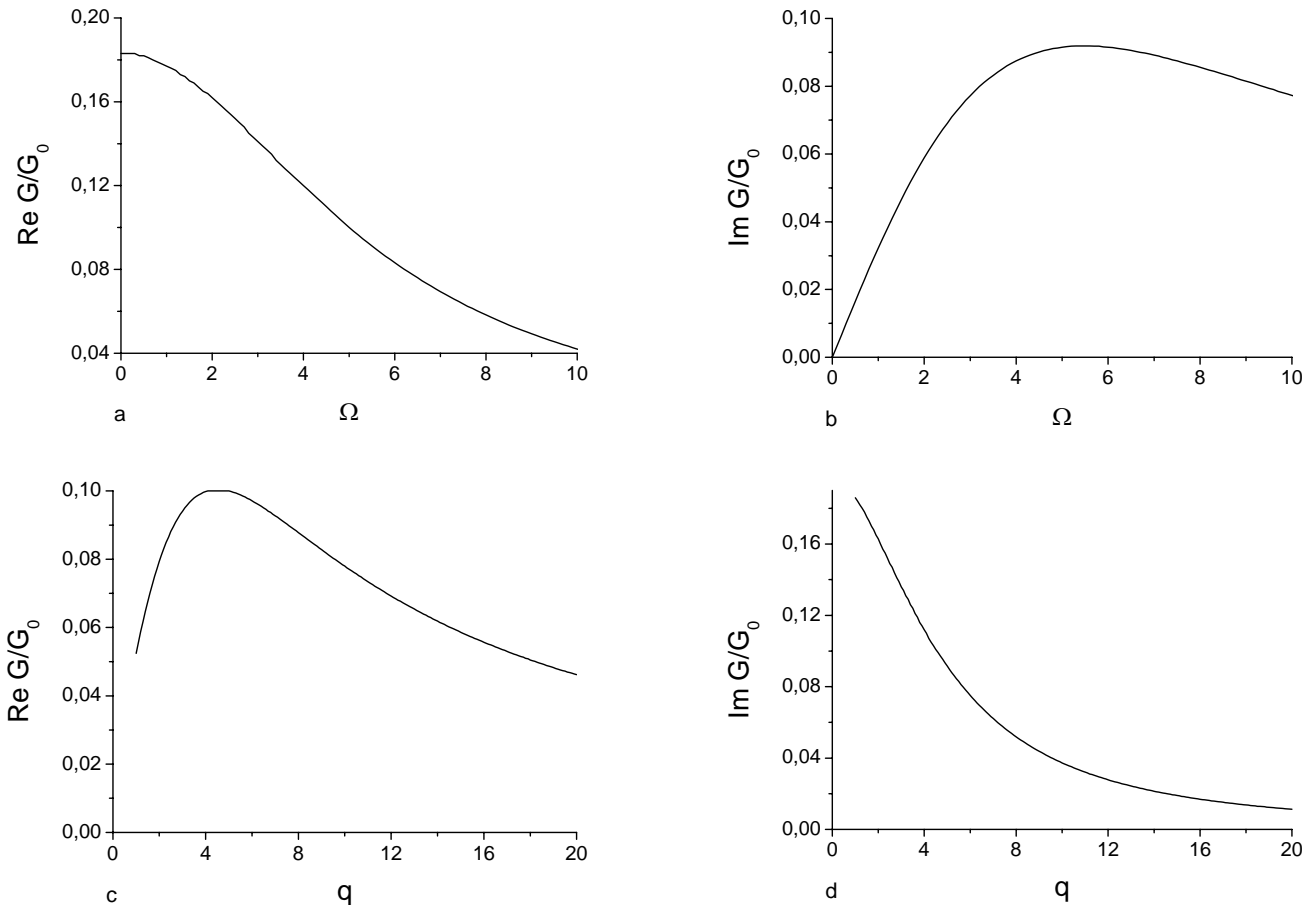


Рис. 7. Частотні залежності дійсної (a) та уявної (b) частин G в одиницях G_0 при $q = 5$. Залежності дійсної (c) та уявної (d) частин G в одиницях G_0 від безрозмірної оберненої довжини вільного пробігу електронів q при $\Omega = 5$.

(фази) $\varphi = \arctg(\text{Im } G / \text{Re } G)$ представлено на рис. 6. З аналізу рис. 6а випливає, що величина $|G/G_0|$ монотонно спадає із збільшенням частоти Ω , а величина φ (рис. 6б) монотонно зростає і при великих значеннях Ω досягає насичення, тобто струм випереджує за фазою

напругу на $\pi/2$ і в границі $\text{Re } G \rightarrow 0$.

Найбільш загальний випадок внутрішньозонної інтегральної провідності при довільному співвідношенні між безрозмірною частотою поля Ω і безрозмірною оберненою довжиною вільного пробігу електронів $q = d/\ell$ чисельно розраховано, згідно (35), (36), і показано

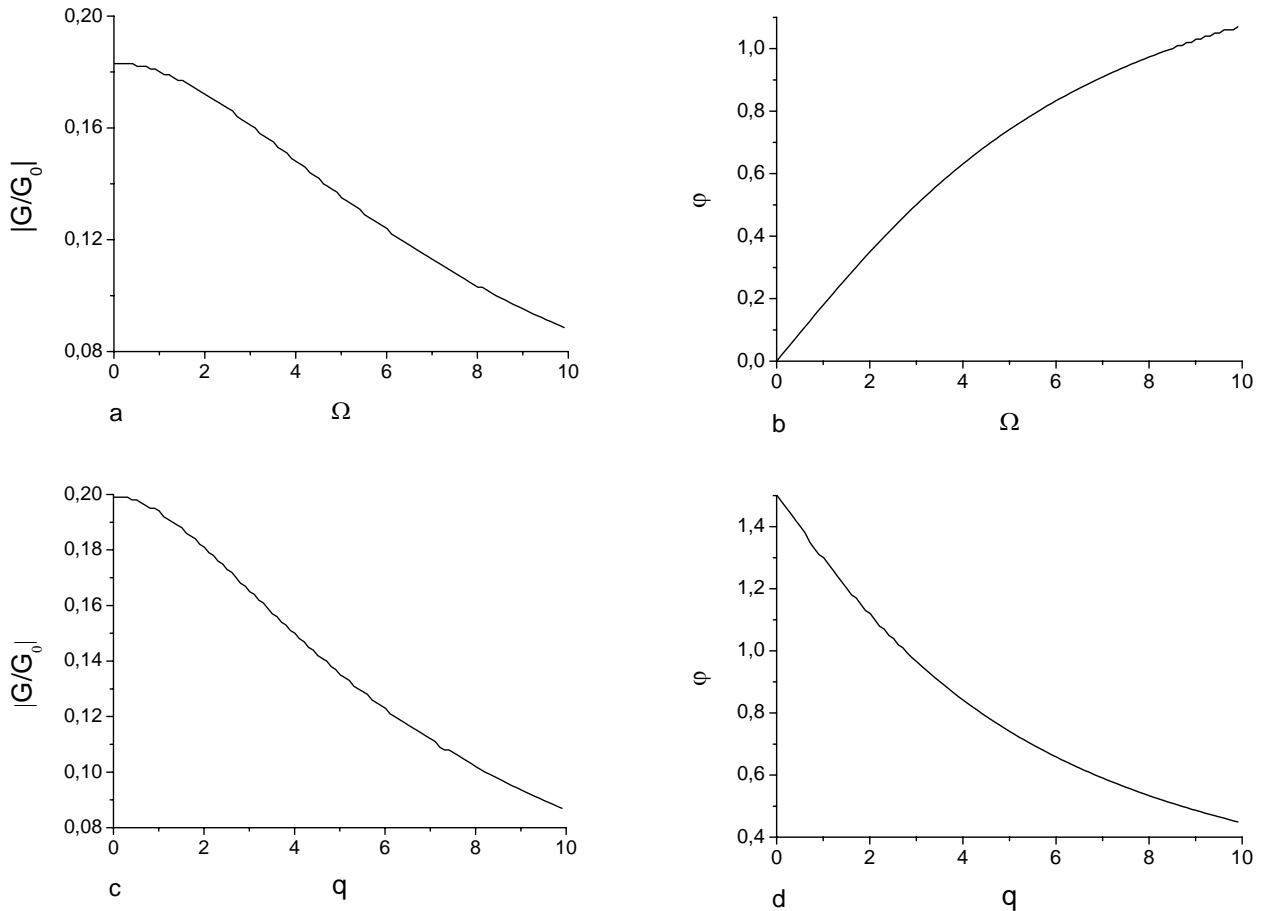


Рис. 8. Залежності модуля $|G/G_0|$ (a) і фази φ (b) від Ω при $q = 5$.
Залежності $|G/G_0|$ (c) і фази φ (d) від q при $\Omega = 5$.

на рис. 7-9. Частотні залежності $\text{Re } G/G_0$ та $\text{Im } G/G_0$ наведено на рис. 7a,b для випадку $q = 5$, а залежності $\text{Re } G/G_0$ та $\text{Im } G/G_0$ від оберненої довжини вільного пробігу електронів q – на рис. 7c,d для випадку $\Omega = 5$. При цьому $\text{Re } G/G_0$ спадає із ростом Ω , а $\text{Im } G/G_0$ зростає з Ω , досягає максимуму і спадає при збільшенні Ω ($q = 5$). При фіксованій частоті $\Omega = 5$ залежність $\text{Re } G/G_0$ від q є немонотонною (спочатку зростає з q , досягає максимум і потім спадає (рис. 7c)), в той час як $\text{Im } G/G_0$ монотонно спадає з q (рис. 7d). На рис. 8a,b показано розраховані частотні залежності модуля $|G/G_0|$ і фази φ при $q = 5$, які суттєво кількісно відрізняються від випадку $\Omega \gg q$, хоча і якісно подібні ($|G/G_0|$ спадає з ростом Ω , а $\text{Im } G/G_0$ зростає, але повільніше, ніж при $\Omega \gg q$ і, зокрема, $\text{Im } G/G_0$ повільніше досягає насичення). При довільному Ω і $q \neq 0$ величина $|G/G_0|$ є меншою, ніж при $\Omega \gg q$, оскільки одночасно діють механізми розсіяння на межі і всередині графенового дроту. Рис. 8c,d містить

розраховані чисельно залежності модуля $|G/G_0|$ і фази φ внутрішньозонної провідності від оберненої безрозмірної довжини q вільного пробігу електронів при фіксованій безрозмірній частоті змінного поля $\Omega = 5$. При цьому обидві величини монотонно спадають із збільшенням q та істотно кількісно відрізняються від стаціонарного випадку рис. 3 (коли $\Omega = 0$, $\text{Im } G_s = 0$ і $\varphi_s = 0$).

На двовимірній діаграмі рис. 9a,b наведено поверхні модуля $|G/G_0|$ і фази φ інтегральної провідності при довільних співвідношеннях Ω і q . Для внутрішньозонної провідності ці поверхні мають гладкий характер.

Висновки

Отримані результати при визначенні внутрішньозонної інтегральної провідності прямолінійної смужки графену (з довжиною, значно більшою за її ширину; без обмежень на співвідношення між шириною дроту і довжиною вільного пробігу електронів при довільній температурі і частоті змінного електричного поля) свідчать про важливу роль класичних розмірних

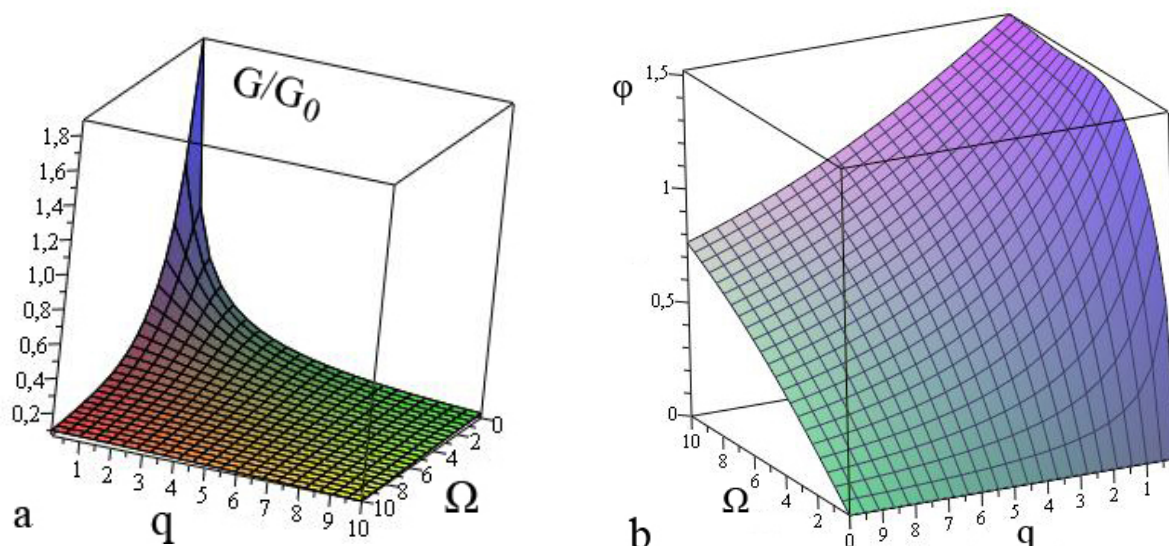


Рис. 9. Двовимірні діаграми для модуля $|G/G_0|$ (а) і фази ϕ (б) в залежності від Ω і q .

ефектів, зумовлених механізмом дифузійного відбивання носіїв заряду від бічних меж плоскої смужки графену. Так, при $\omega \gg \frac{1}{\tau}$ дійсна частина внутрішньозонної провідності виявляється відмінною від нуля. Крайові умови графенового прямолінійного дроту суттєво зменшують величину стаціонарної та високочастотної

провідності порівняно з випадком необмеженого графену.

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

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

- [1] Й.Имри. *Введение в мезоскопическую физику*. Физматлит, М., 304с. (2002).
- [2] И.А.Кузнецова, А.А.Юшканов, Р.Р.Хадчукаев. Высоочастотная проводимость тонкой полупроводниковой цилиндрической проволоки при произвольной температуре // *ФТП*, **43**(5), сс.645-650 (2009).
- [3] В.П.Курбацкий, А.В.Коротун, В.В.Погосов, Е.В.Васютин. Размерная зависимость коэффициента пропускания нанометровых металлических пленок в инфракрасном диапазоне// *ФТТ*, **50**(5), сс.909-915 (2008).
- [4] М.А.Рувинский, Б.М.Рувинский. Поглощение гиперзвука фононами в прямоугольной квантовой проволоке // *ФТТ*, **49**(11), сс.2076-2082 (2007).
- [5] K.S.Novoselov, A.K.Geim, S.V.Morozov et al. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene // *Nature (London)*, **438**, pp.197-200 (2005).
- [6] Л.А.Фальковский. Оптические свойства допированных графеновых слоев // *ЖЭТФ*, **133**(3), сс.663-669 (2008).
- [7] Ю.Е.Лозовик, С.П.Меркулова, А.А.Соколик. Коллективные электронные явления в графене // *УФН*, **178**(7), сс.757-776 (2008).
- [8] Т.Я.Тудоровский, А.В.Чаплик. Пространственно неоднородные состояния носителей заряда в графене // *Письма в ЖЭТФ*, **84** (11), сс. 735-739 (2006).
- [9] F.Sols, F.Guinea and A.H.Castro Neto. Coulomb Blockade in Graphene Nanoribbons // *Phys. Rev. Lett.*, **99**, pp.166803-1-166803-4 (2007).
- [10] М.А.Рувінський, Б.М.Рувінський. Акустичні фонони у прямолінійних смужках графену // *Фізика і хімія твердого тіла*, **9**(2), сс. 309-311 (2008).
- [11] М.А.Рувінський, Б.М.Рувінський. Електронний механізм поглинання гіперзвуку в прямолінійних смужках графену // *Фізика і хімія твердого тіла*, **9**(3), сс. 472-478 (2008).
- [12] М.А.Рувінський, Б.М.Рувінський. Міжзонне поглинання гіперзвуку в прямолінійних смужках графену // *Фізика і хімія твердого тіла*, **10**(1), сс. 31-35 (2009).
- [13] А.А.Абрикосов. *Основы теории металлов*. Наука, М., 520с. (1987).
- [14] В.И.Смирнов. *Курс высшей математики*. Т.4. ГИТТЛ, М., 812с. (1957).
- [15] Г.Бейтмен и А.Эрдейи. *Высшие трансцендентные функции*. Т.1. Наука, М., 296с. (1965).
- [16] И.С.Градштейн и И.М.Рыжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений*. Физматгиз, М., 1100с. (1962).

M.A.Ruvinskii¹, B.M.Ruvinskii²

High-Frequency Intraband Conductivity of Straight-Line Graphene Ribbon

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

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

The high-frequency intraband conductivity of plane straight-line wire has been calculated. The case has been considered when the wire length was much larger than its width. The edge condition of problem has been accounted in connection with the mechanism of diffusive electron reflection.