

С.В. Луньов¹, П.Ф. Назарчук¹, О.В. Бурбан²

Електричні властивості напруженої наноплівки германію

¹Луцький національний технічний університет, Луцьк, Україна, luniovser@ukr.net

²Волинський фаховий коледж Національного університету харчових технологій, Луцьк, Україна, sashaboorman@gmail.com

На основі статистики невиродженого двовимірного електронного та діркового газу в напівпровідниках проведено розрахунки залежностей концентрації власних носіїв струму, рухливостей електронів та дірок та питомої електропровідності для напружених наноплівок германію, вирощених на підкладках Si, Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge_(0,9)Si_(0,1) з кристалографічною орієнтацією (001), від їх товщини при різних температурах. Електричні властивості таких наноплівок визначаються особливостями їх зонної структури. Встановлено, що для наноплівок германію, товщиною $d < 7$ нм, суттєвими стають ефекти розмірного квантування. Наявність таких ефектів пояснює значне зростання питомої електропровідності та зменшення власної концентрації носіїв струму для таких наноплівок. Рухливість електронів та дірок в досліджуваних наноплівках германію є меншою по відношенню до таких ненапружених наноплівок. Лише для напруженої наноплівки германію, товщиною $d > 50$ нм, вирощеній на підкладці Ge_(0,9)Si_(0,1), було одержано зростання рухливості дірок більше, ніж в 1,5 рази. Одержані результати електричних властивостей напружених наноплівок германію можуть бути використанні для одержання на їх основі нових елементів наноелектроніки.

Ключові слова: внутрішні механічні напруження, напружені наноплівки германію, квантово-розмірні ефекти, концентрація власних носіїв струму, питома провідність, рухливість електронів та дірок.

Подано до редакції 4.04.2021; прийнято до друку 21.05.2021.

Вступ

Квантово-розмірні ефекти, які виникають в наноструктурах, відіграють важливу роль у процесах струмоперенесення та в кінцевому випадку визначають електричні властивості створених наноматеріалів. Останніми роками багато теоретичних та експериментальних досліджень присвячено вивченню різного типу напівпровідникових гетеросистем. Це зумовлено перспективами їх застосування в наноелектроніці та лазерній техніці [1]. Основою сучасної мікро- та наноелектроніки залишається кремнієва технологія. У зв'язку з цим реалізація на її основі нових напівпровідникових приладів, на основі гетероструктур, є дуже привабливою і перспективною. Германій є єдиним хімічним елементом, який дозволяє отримувати

гетероструктури на кремнієвих підкладках в широкому діапазоні складу та товщини шарів. Якість границі поділу між двома матеріалами визначається співвідношенням сталих їх кристалічних ґраток. В багатьох випадках гетеропереходи утворюються з матеріалів, сталі ґраток яких відрізняються суттєво, що призводить до виникнення значних механічних напружень [2, 3]. Це дозволяє на поверхнях підкладок вирощувати дуже тонкі плівки, які використовуються в оптоелектронних приладах, наприклад, у лазерах на квантових ямах та електрооптичних модуляторах [3-8]. Зокрема, в роботах [9-11] показано, що для напружених квантових ям германію характерною є висока рухливість дірок. Це дозволяє створювати на основі таких квантових ям р-MOSFET та р-MODFET транзистори з високопровідними каналами [12, 10]. Величина рухливості дірок в напружених квантових ямах германію, як і в об'ємних монокристалах,

визначається наявними механізмами розсіяння носіїв струму та деформаційною перебудовою валентної зони квантової ями. Наявність внутрішніх механічних напружень призводить до змін ефективних мас носіїв струму, часу релаксації різних механізмів розсіяння і відповідно рухливості електронів або дірок в квантових ямах [13]. В роботах [14, 15] були розроблені теоретичні моделі для розрахунку рухливості носіїв струму в квантових ямах германію. Авторам робіт [15] вдалось досягнути доброї узгодженості між експериментальними результатами вимірювань холівської рухливості та відповідними теоретичними розрахунками при високих температурах в умовах розсіяння носіїв струму на іонізованих домішках та акустичних фонах. Незначні розбіжності між експериментальними та теоретичними результатами пояснюються не врахуванням при розрахунках механізмів міждолинного та електрон-електронного розсіяння. Також при конструюванні на основі напружених квантових ям германію різних електронних приладів необхідно крім величини рухливості мати також відомості щодо концентрації носіїв струму та електропровідності для таких квантових ям. Тому це вимагає проведення комплексних досліджень впливу внутрішніх механічних напружень та квантово-розмірних ефектів на електричні властивості квантових ям германію та розробки рекомендацій щодо синтезу та оптимізації робочих характеристик сучасних приладів наноелектроніки, виготовлених на основі таких наноструктур.

I. Теорія та деталі розрахунків

В попередній нашій роботі [16] проводились розрахунки впливу внутрішніх механічних напружень на електричні властивості напруженої наноплівки германію, вирощених на кремнієвій підкладці з кристалічною орієнтацією (001). В даному випадку за рахунок наявності в наноплівці значних внутрішніх механічних напружень найнижчими за шкалою енергій в її зонній структурі будуть чотири Δ_1 мінімуми зони провідності германію, а верхньою виявиться валентна зона «важких» дірок. Було встановлено, що при кімнатній температурі така радикальна деформаційна перебудова зонної структури призводить до значного зростання в наноплівці концентрації вільних носіїв струму і як наслідок питомої електропровідності. Для наноплівки германію шириною $d < 7$ нм гігантське зростання їх питомої електропровідності пояснюється значним посиленням ролі квантово-розмірних ефектів.

В даній роботі нами розглядається найбільш загальний випадок впливу різної структури зон провідності та валентної на електричні властивості напруженої наноплівки германію при різних температурах. Як слідує з розрахунків роботи [17], для наноплівки германію, вирощеної на підкладці $\text{Ge}_{(x)}\text{Si}_{(1-x)}$ (001), енергетичні положення L_1 та Δ_1 мінімумів будуть однаковими, коли $x = 0,64$. При цьому зону провідності наноплівки будуть формувати як L_1 , так Δ_1 мінімуми. Для випадків $x = 0$ та $x = 0,9$

найнижчими за шкалою енергій будуть Δ_1 та L_1 мінімуми відповідно. Дані мінімуми визначатимуть електричні властивості наноплівки германію. Також у випадку $x = 0,9$ розщеплення зон «легких» та «важких» дірок є незначним і при розрахунках необхідно враховувати вклад обох зон в явища транспорту носіїв струму. Тому нами проводились розрахунки концентрацій власних носіїв струму, питомої електропровідності, рухливостей електронів та дірок при різних температурах для напружених наноплівок германію, вирощених на підкладках Si , $\text{Ge}_{(0,64)}\text{Si}_{(0,36)}$ та $\text{Ge}_{(0,9)}\text{Si}_{(0,1)}$ з кристалічною орієнтацією (001).

Для випадку невродженого газу носіїв струму вирази для концентрацій електронів в L_1 – та Δ_1 – мінімумах зони провідності, «легких» та «важких» дірок валентної зони напруженої квантової ями германію матимуть вигляд [16, 17]:

$$n_{L_1} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_{\perp 1}^* k T d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp 1}^* k T}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{L_1}}{k T}}, \quad (1)$$

$$n_{\Delta_1} = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_{\perp 1}^* k T d^2}} \right) \frac{2\pi m_{\perp 1}^* k T}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{k T}},$$

$$p_1 = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_1^* k T d^2}} \right) \frac{2\pi m_1^* k T}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{V_1}}{k T}}, \quad (2)$$

$$p_2 = \left(\frac{2}{d} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_2^* k T d^2}} \right) \frac{2\pi m_2^* k T}{h^2} \cdot e^{-\frac{E_F - E_{V_2}}{k T}}.$$

Тут n_{L_1} , n_{Δ_1} – концентрації електронів в L_1 – та Δ_1 – мінімумах; p_1 та p_2 – концентрації «легких» та «важких» дірок; d – ширина квантової ями; $m_{\perp 1}^* = 0,082m_0$, $m_{\parallel 1}^* = 1,58m_0$, $m_{\perp 1}^{\Delta_1} = 0,32m_0$, $m_{\parallel 1}^{\Delta_1} = 1,65m_0$, $m_1 = 0,044m_0$, $m_2 = 0,28m_0$ – ефективні маси провідності для L_1 , Δ_1 мінімумів та зон «легких» і «важких» дірок відповідно [17, 18]; m_0 – маса вільного електрона; E_{L_1} , E_{Δ_1} , E_{V_1} , E_{V_2} – енергетичні положення L_1 , Δ_1 мінімумів зони провідності та зон «легких» і «важких» дірок напруженої наноплівки германію.

Сумарні концентрації електронів та дірок в зоні провідності та валентній:

$$n = n_{L_1} + n_{\Delta_1}, \quad p = p_1 + p_2. \quad (3)$$

$$n_i(\varepsilon) = \sqrt{np}. \quad (4)$$

Тоді концентрація власних носіїв струму в напруженій наноплівці [18]:

Для випадку ненапруженої наноплівки концентрація власних носіїв струму:

$$n_i(0) = \frac{4\pi kT}{h^2 d} \left(m_{\perp} L_1 m_p \right)^{1/2} \left[\frac{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_1 L_1 kT d^2}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_p kT d^2}}} \right]^{1/2} \cdot e^{-\frac{E_g(0)}{2kT}}, \quad (5)$$

де $m_p = 0,193m_0$ – ефективна маса провідності для дірок, $E_g(0) = 0,66 \text{ eV}$ [18].

Питома електропровідність для ненапруженої $\sigma(0)$ та напруженої $\sigma(\varepsilon)$ наноплівки можна представити так:

$$\begin{aligned} \sigma(0) &= qn_i(0)(\mu_{L_1} + \mu_p), \\ \sigma(\varepsilon) &= qn_i(\varepsilon)(\mu_n(\varepsilon) + \mu_p(\varepsilon)), \end{aligned} \quad (6)$$

де μ_{L_1}, μ_p – рухливість електронів та дірок в ненапруженій наноплівці; $\mu_n(\varepsilon)$ та $\mu_p(\varepsilon)$ – ефективні рухливості електронів та дірок в напруженій наноплівці. Ефективні рухливості носіїв струму можна знайти зі співвідношень:

$$\begin{aligned} \mu_n(\varepsilon) &= \frac{\mu_{L_1} n_{L_1} + \mu_{\Delta_1} n_{\Delta_1}}{n_{L_1} + n_{\Delta_1}}, \\ \mu_p(\varepsilon) &= \frac{\mu_1 p_1 + \mu_2 p_2}{p_1 + p_2}, \end{aligned} \quad (7)$$

де μ_1 та μ_2 – рухливості «легких» та «важких» дірок відповідно.

Враховуючи вирази (1) та (2),

$$\begin{aligned} \frac{n_{L_1}}{n_{\Delta_1}} &= \frac{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_1 L_1 kT d^2}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_1 \Delta_1 kT d^2}}} \left(\frac{m_{\perp} L_1}{m_{\perp} \Delta_1} \right) e^{\frac{E_{\Delta_1} - E_{L_1}}{kT}} = A, \\ \frac{p_1}{p_2} &= \frac{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_1 kT d^2}}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\frac{h^2 n^2}{8m_2 kT d^2}}} \left(\frac{m_1}{m_2} \right) e^{\frac{E_{V1} - E_{V2}}{kT}} = B. \end{aligned} \quad (8)$$

Тоді вирази (7) можна записати так:

$$\begin{aligned} \mu_n(\varepsilon) &= \frac{\mu_{L_1} A + \mu_{\Delta_1}}{1 + A}, \\ \mu_p(\varepsilon) &= \frac{\mu_1 B + \mu_2}{1 + B}. \end{aligned} \quad (9)$$

Відносні зміни рухливостей електронів та дірок в напруженій наноплівці германію можна представити як:

$$\frac{\mu_n(\varepsilon)}{\mu_n(0)} = \frac{A + b_1}{1 + A}, \quad \frac{\mu_p(\varepsilon)}{\mu_p(0)} = \frac{b_2 B + b_3}{1 + B}, \quad (10)$$

$$\text{де } b_1 = \frac{\mu_{\Delta_1}}{\mu_{L_1}}, \quad b_2 = \frac{\mu_1}{\mu_p(0)}, \quad b_3 = \frac{\mu_2}{\mu_p(0)}.$$

Значення $b_1 = 0,088$ було обчислене в роботі [19] для випадку розсіяння електронів на акустичних фононах. Аналогічно для даного випадку можна обчислити значення сталих b_2 та b_3 . Для цього запишемо вирази для розрахунку рухливостей дірок:

$$\begin{aligned} \mu_p(0) &= \frac{q}{m_p} \langle \tau_p \rangle, \\ \mu_1 &= \frac{q}{m_1} \langle \tau_1 \rangle, \\ \mu_2 &= \frac{q}{m_2} \langle \tau_2 \rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{де } \langle f(x) \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f(x).$$

Часи релаксації для дірок в умовах розсіяння на акустичних фононах [20]:

$$\tau_p = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{m_V^{3/2} \Xi_{ac}^2 \sqrt{2} (kT)^{3/2} \sqrt{x}}, \quad \frac{\sigma(\varepsilon)}{\sigma(0)} = \frac{n_i(\varepsilon) b_4 (1+B) + b_5 B + b_6}{n_i(0) (1+B)(1+b_7)}, \quad (18)$$

$$\tau_1 = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{m_1^{3/2} \Xi_{ac}^2 \sqrt{2} (kT)^{3/2} \sqrt{x}}, \quad (12)$$

$$\tau_2 = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{m_2^{3/2} \Xi_{ac}^2 \sqrt{2} (kT)^{3/2} \sqrt{x}},$$

де $m_V = 0,292m_0$, $\Xi_{ac} = 8,7$ еВ, $C_e = 1,903 \cdot 10^{11}$ Па [18, 20].

Враховуючи вирази (10-12), відносна зміна рухливості дірок в напруженій наноплівці германію:

$$\frac{\mu_p(\varepsilon)}{\mu_p(0)} = \frac{m_V^{3/2} m_p (m_2^{5/2} B + m_1^{5/2})}{(1+B)(m_1 m_2)^{5/2}}. \quad (13)$$

Як було показано в роботі [19], рухливість електронів, що знаходяться в L_1 мінімумі зони провідності германію, можна представити як:

$$\mu_{L_1} = \frac{1}{3} \mu_{\parallel}^{L_1} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}^{L_1}. \quad (14)$$

Компоненти тензора рухливості $\mu_{\parallel}^{L_1}$ та $\mu_{\perp}^{L_1}$ можна виразити через компоненти тензора часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel}^{L_1} = \frac{q}{m_{\parallel}^{L_1}} \langle \tau_{\parallel}^{L_1} \rangle, \quad \mu_{\perp}^{L_1} = \frac{q}{m_{\perp}^{L_1}} \langle \tau_{\perp}^{L_1} \rangle. \quad (15)$$

Вирази для $\tau_{\parallel}^{L_1}$ та $\tau_{\perp}^{L_1}$ в умовах розсіяння електронів на акустичних фонах мають вигляд [19]:

$$\tau_{\parallel}^{L_1} = \frac{a_{\parallel}^{L_1}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}}, \quad \tau_{\perp}^{L_1} = \frac{a_{\perp}^{L_1}}{\sqrt{kT}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (16)$$

(Необхідні позначення для $a_{\parallel}^{L_1}$ та $a_{\perp}^{L_1}$ у виразах (16) представлені в додатку роботи [19]).

Тоді, згідно з (14-16):

$$\mu_{L_1} = \frac{4q}{9\sqrt{\pi kT}^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{a_{\parallel}^{L_1}}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right). \quad (17)$$

Відносна зміна питомої електропровідності напруженої наноплівки германію, згідно з (6):

$$\text{де } b_4 = \frac{\mu_n(\varepsilon)}{\mu_{L_1}} = \frac{A+b_1}{1+A},$$

$$b_5 = \frac{\mu_1}{\mu_{L_1}} = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{\sqrt{2} k m_1^{5/2} \Xi_{ac}^2 \left(\frac{L_1}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right)},$$

$$b_6 = \frac{\mu_2}{\mu_{L_1}} = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{\sqrt{2} k m_2^{5/2} \Xi_{ac}^2 \left(\frac{L_1}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right)}$$

$$b_7 = \frac{\mu_p}{\mu_{L_1}} = \frac{\pi \hbar^4 C_e}{\sqrt{2} k m_V^{3/2} m_p \Xi_{ac}^2 \left(\frac{L_1}{m_{\parallel}^{L_1}} + 2 \frac{a_{\perp}^{L_1}}{m_{\perp}^{L_1}} \right)}.$$

На основі одержаних виразів були проведені розрахунки залежностей концентрації власних носіїв струму, рухливостей електронів та дірок та питомої електропровідності для напружених наноплівок германію від їх ширини при різних температурах. Дані розрахунки здійснювались за допомогою системи комп'ютерної алгебри MathCad 14, зокрема вбудованого редактора формул. При цьому програмне забезпечення дозволяє виконувати обчислення автоматично, використовуючи відповідні числові методи та алгоритми [17].

III. Результати та обговорення

На рис. 1-3 представлено залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівок германію, вирощених на підкладках Si, Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge_(0,9)Si_(0,1) з кристалографічною орієнтацією (001), від їх товщини при різних температурах.

Як слідує з даних залежностей, для ненапружених наноплівок германію та наноплівки Ge/Ge(0,9)Si(0,1) довільної товщини концентрація власних носіїв струму при T=200 К є меншою, ніж 10¹⁰ см⁻³. Тобто такі наноплівки за своєю електропровідністю будуть діелектриками, особливо коли їх товщина d<7 нм.

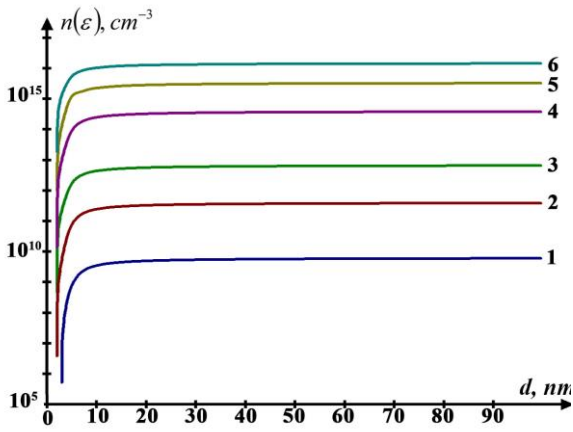


Рис. 1. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки Ge/Si від її товщини при різних температурах T , К: 4-200, 5-250, 6-300. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 200 К, 250 К та 300 К відповідно.

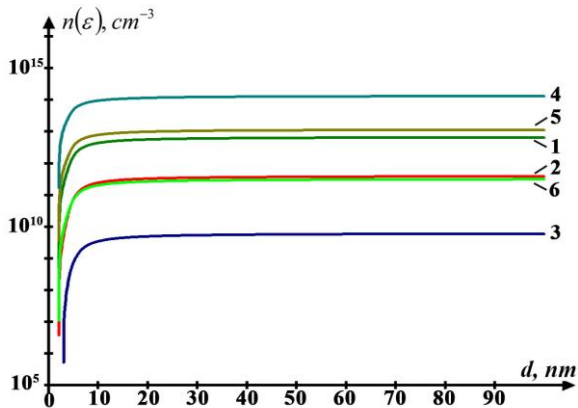


Рис. 2. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) від її товщини при різних температурах T , К: 4-300, 5-250, 6-200. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 300 К, 250 К та 200 К відповідно.

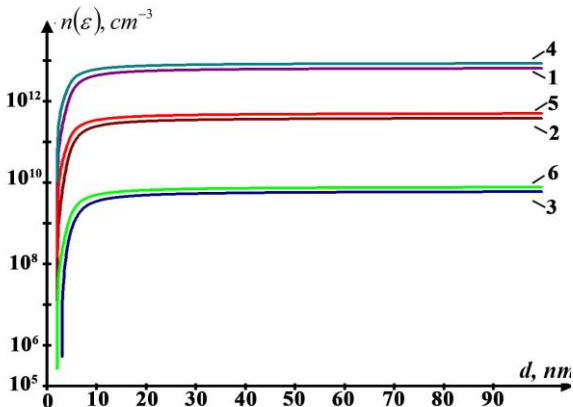
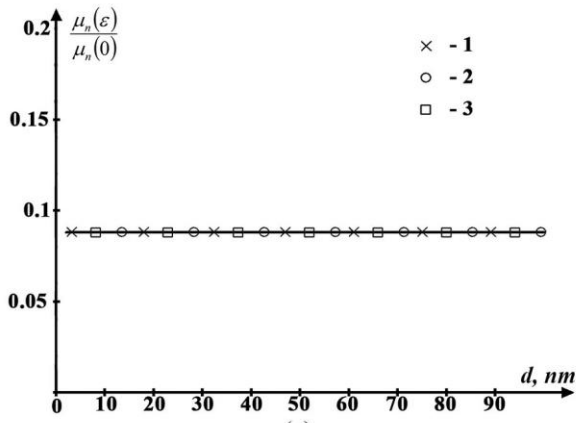


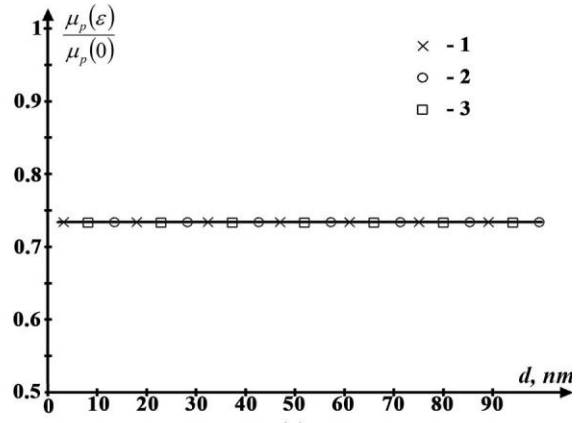
Рис. 3. Залежності концентрації власних носіїв струму для наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) від її товщини при різних температурах T , К: 4-300, 5-250, 6-200. Криві 1, 2 та 3 – теоретичні розрахунки для ненапруженої наноплівки германію при температурах 300 К, 250 К та 200 К відповідно.

Зростання концентрації власних носіїв струму для напружених наноплівок германію товщиною $d > 7$ nm відносно ненапружених пояснюється, перш за все, зменшенням їх ширини забороненої зони за рахунок наявності внутрішніх механічних напружень в таких наноплівках [19]. При цьому максимальне відносне збільшення концентрації власних носіїв струму спостерігається для наноплівки Ge/Si, оскільки в даному випадку величина внутрішніх механічних напружень є найбільшою, а ширина забороненої зони такої наноплівки буде найменшою порівняно з наноплівками Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) та Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36). Значне зменшення концентрації власних носіїв струму для наноплівок германію товщиною $d < 7$ nm пов'язане зі збільшенням ролі розмірного квантування [16]. Додатковим фактором, який підвищує ефект розмірного квантування для таких наноплівок, є пониження температури. Даний фактор призводить до більш різкого зменшення концентрації власних носіїв струму при зменшенні товщини наноплівки. На рис. 4 та рис. 5 представлені залежності рухливостей електронів та дірок для наноплівок германію, вирощених на підкладках Si, Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge_(0,9)Si_(0,1), від їх товщини при різних температурах.

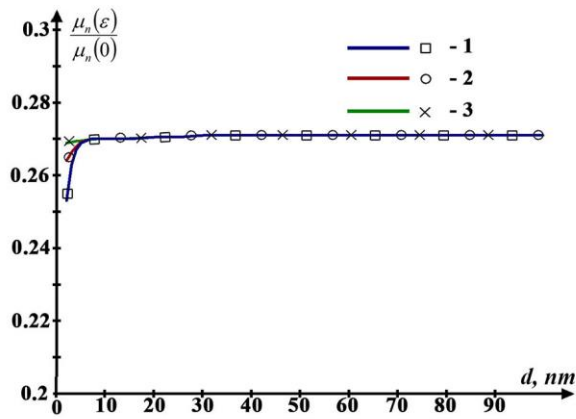
Як слідує з даних залежностей, рухливість електронів зі збільшенням вмісту кремнію в підкладці, а отже й величини внутрішніх механічних напружень в таких наноплівках [19], зменшується та практично не залежить від товщини наноплівки та температури. Рухливість дірок для наноплівок Ge/Si та Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (див. рис. 5a та рис. 5b) зменшується відносно ненапруженої наноплівки германію приблизно на 27 відсотків. Таке зменшення рухливості не залежить від товщини наноплівок, температури, а також, на відміну від залежностей рухливостей електронів (рис. 4a, 4b та 4c), від величини внутрішніх механічних напружень. Лише для наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) рухливість дірок буде залежати як від її товщини, так і температури (рис. 5c). Зростання ролі ефекту розмірного квантування при зменшенні товщини наноплівки та пониженні температури призводить в даному випадку до зменшення рухливості дірок. Підвищення ж рухливості дірок досягається для наноплівки товщиною $d > 15$ nm при температурах 250 К та 300 К (рис. 5c, криві 2 та 3) та товщиною $d > 25$ nm при температурі 200 К (рис. 5c, крива 1). При цьому рухливість дірок за рахунок наявності внутрішніх механічних напружень зростає при кімнатній температурі більше, ніж в 1,5 разів для наноплівки товщиною $d > 50$ nm. Як було показано в роботах [17, 19], в енергетичному спектрі напруженої наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) верхньою є валентна зона «важких» дірок. Перерозподіл дірок з різною ефективною масою між зонами «легких» та «важких» дірок за рахунок варіації температури призведе до змін ефективної рухливості дірок. При збільшенні температури концентрація «легких» дірок буде зростати, внаслідок чого ефективна маса дірок зменшиться, а їх рухливість зросте. Тому зменшення ймовірності квантово-розмірних ефектів та ефективної маси дірок при збільшенні температури



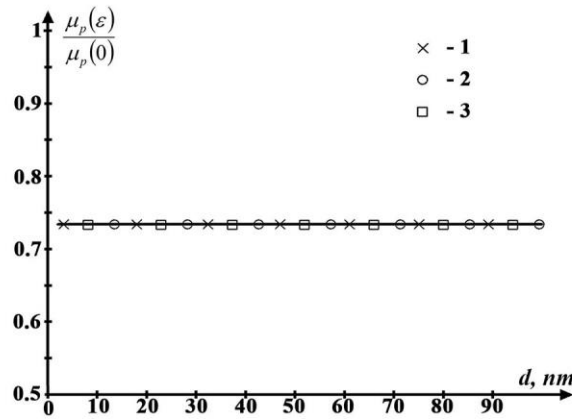
(a)



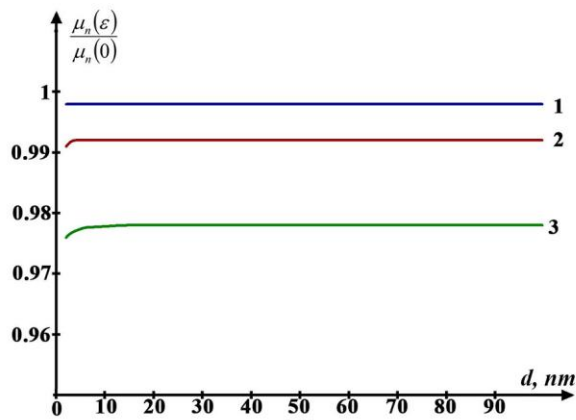
(a)



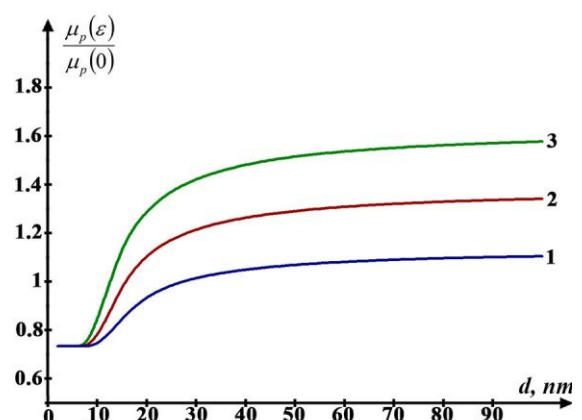
(b)



(b)



(c)



(c)

Рис. 4. Залежності рухливостей електронів для наноплівки Ge/Si (a), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (b) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (c) від їх товщини при різних температурах T, К: 1-200, 2-250, 3 -300.

Рис. 5. Залежності рухливостей дірок для наноплівки Ge/Si (a), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (b) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (c) від їх товщини при різних температурах T, К: 1-200, 2-250, 3-300.

пояснює особливості одержаних залежностей рухливості дірок для наноплівки германію, вирощеної на підкладці Ge_(0,9)Si_(0,1). На рис. 6 представленні залежності питомої електропровідності наноплівки Ge/Si, Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) від їх товщини при різних температурах.

Відносно зростання питомої електропровідності наноплівки Ge/Si та Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) товщиною d > 7 нм (рис. 6 а та б) пояснюється зростанням концентрації власних носіїв струму за рахунок зменшення ширини забороненої зони під дією внутрішніх механічних напружень. Значне зростання

питомої електропровідності таких наноплівки товщиною d < 7 нм, особливо при зменшенні температури, пояснюється (як і у випадку аналогічних залежностей концентрації власних носіїв струму) значним посиленням ролі квантово-розмірних ефектів. Для наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) збільшення її товщини призводить до незначного зростання питомої електропровідності при переході через мінімум, коли d ≈ 10 нм, що пов'язано зі зростанням ефективної рухливості дірок.

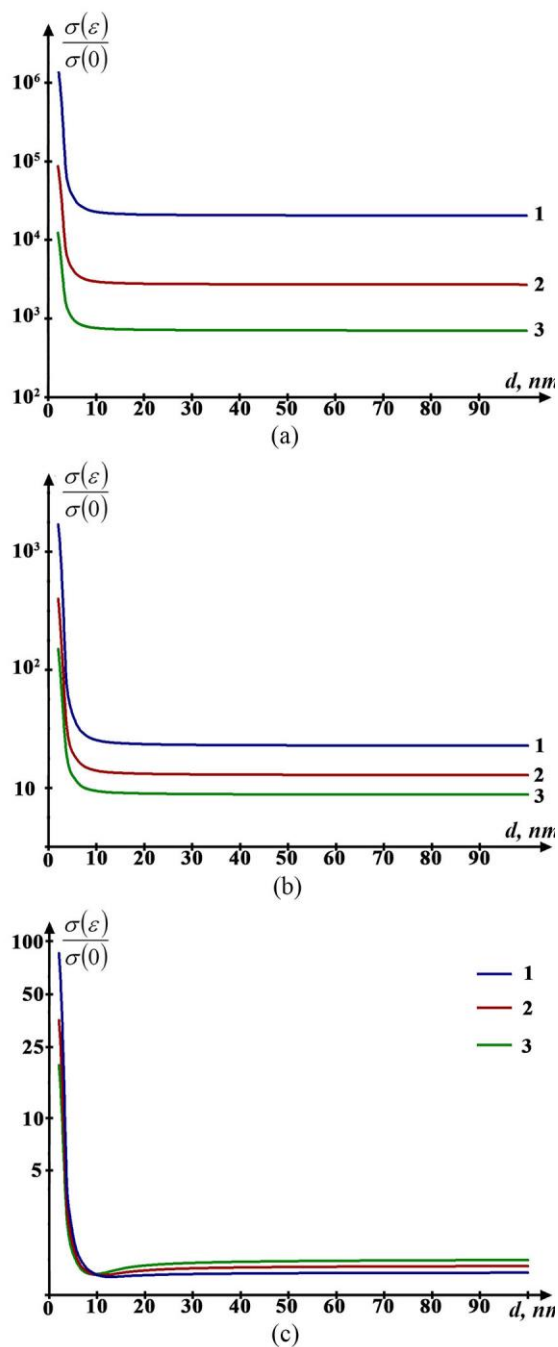


Рис. 6. Залежності питомої електропровідності для наноплівок Ge/Si (a), Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) (b) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) (c) від їх ширини при різних температурах T, K: 1-200, 2-250, 3-300.

Висновки

Таким чином, електричні властивості наноплівок Ge/Si, Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36) та Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) визначаються, в першу чергу, особливостями їх зонної структури, яка залежить від величини внутрішніх механічних напружень, які існують в таких наноплівках, та температури. Зростання їх питомої електропровідності та власної концентрації носіїв струму відносно ненапружених наноплівок германію пояснюється зменшенням ширини забороненої зони германію під дією внутрішніх деформаційних полів. Встановлено, що значного зростання питома електропровідність та концентрація власних носіїв струму зазнає для наноплівок, які мають товщину $d < 7$ нм. В даному випадку крім механізмів власної провідності суттєвим стає вплив розмірного квантування, ефективність дії якого зростає з пониженням температури. Рухливість електронів для розглядуваних наноплівок буде меншою відносно рухливості електронів в ненапруженій наноплівці германію. При цьому квантово-розмірні ефекти та варіація температури практично не впливають на відносне зменшення рухливості. Рухливість дірок в наноплівках Ge/Si та Ge/Ge_(0,64)Si_(0,36), так як і електронів, буде зменшуватись за рахунок впливу внутрішніх механічних напружень. Проте, для цих наноплівок таке зменшення рухливості не залежить від величини внутрішніх механічних напружень і буде однаковим. Для напруженої наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) спостерігається зростання рухливості дірок, яке при кімнатній температурі буде більшим, ніж 50 відсотків, коли товщина наноплівки $d > 50$ нм. Причиною такого зростання рухливості є зменшення ефективної маси дірок за рахунок деформаційної перебудови валентної зони германію та послаблення ролі квантово-розмірних ефектів. Представленні розрахунки електричних властивостей напружених наноплівок германію можуть бути використанні при розробці наукових основ синтезу таких наноплівок та створення на їх основі нових елементів та приладів наноелектроніки. Зокрема, одержане зростання рухливості дірок для напруженої наноплівки Ge/Ge_(0,9)Si_(0,1) може бути використане для створення на її основі високопровідних каналів p-MOSFET та p-MODFET транзисторів.

Луньов С.В. - к.ф.-м.н., доцент кафедри фізики та вищої математики;

Назарчук П.Ф. - к.ф.-м.н., доцент кафедри фізики та вищої математики;

Бурбан О.В. - к.ф.-м.н., викладач відділення інформатики та комп'ютерної техніки.

- [1] T. Munawar, M.S. Nadeem, F. Mukhtar, A. Azhar, M. Hasan, K. Mahmood, A. Hussain, A. Ali, M.I. Arshad, M. Ajazun Nabi, & F. Iqbal, Physica B: Condensed Matter. 602, 412555 (2021) <https://doi.org/10.1016/j.physb.2020.412555>
- [2] M.I. Arshad, S. Arshad, K. Mahmood, A. Ali, N. Amin, Umair-ur-Rehman, M. Isa, A. Akram, N. Sabir, & M. Ajaz-un-Nabi, Physica B: Condensed Matter. 599, 412496 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.physb.2020.412496>.
- [3] C. Ma, & Y. Zhang, Separation and Purification Technology 258, 118024 (2021) <https://doi.org/10.1016/j.seppur.2020.118024>.

- [4] V.K. Jha, A.K. Sijo, S.N. Alam, & M. Roy, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism 33(2), 455 (2019) <https://doi.org/10.1007/s10948-019-05206-5>.
- [5] O.M. Uhorchuk, V.V. Uhorchuk, M.V. Karpets, & M.I. Hasyuk, Journal of Nano- and Electronic Physics 7(2), 1 (2015).
- [6] B.K. Ostafiychuk, I.M. Gasyuk, L.S. Kaikan, V.V. Ugorchuk, & P.O. Sulym, Electrochemical Power Engineering 11(1), 18 (2011).
- [7] A.K. Sijo, N. Lakshmi, K. Venugopalan, D.P. Dutta, & V.K. Jain, Advanced Porous Materials 2(3), 189 (2015) <https://doi.org/10.1166/apm.2014.1071>.
- [8] L.S. Kaykan, Ju.S. Mazurenko, & V.I. Makovysyn, Applied Nanoscience 10(8), 2739 (2020) <https://doi.org/10.1007/s13204-020-01259-4>.
- [9] K. Ishii, S. Doi, R. Ise, T. Mandai, Y. Oaki, S. Yagi, & H. Imai, Journal of Alloys and Compounds 816, 152556 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2019.1525>.
- [10] S. Ikram, J. Jacob, M.I. Arshad, K. Mahmood, A. Ali, N. Sabir, N. Amin, S. Hussain, Ceramics International 45(3), 3563 (2019) <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2018.11.015>.
- [11] A.K. Sijo, V.K. Jha, L.S. Kaykan, & D.P. Dutta, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 497, 166047 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.166047>.
- [12] R. Singh Yadav, I. Kuřitka, J. Havlica, M. Hnatko, C. Alexander, J. Masilko, L. Kalina, M. Hajdúchová, J. Rusnak, V. Enev, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 447, 48 (2018) <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.09.033>.
- [13] L. Kaykan, A.K. Sijo, A. Żywczak, J. Mazurenko, K. Bandura, Applied Nanoscience 10(12), 4577 (2020) <https://doi.org/10.1007/s13204-020-01413-y>.
- [14] K. Wiczerzak, A. Żywczak, J. Kanak, & P. Bała, Materials Characterization 132, 293(2017) <https://doi.org/10.1016/j.matchar.2017.08.030>.
- [15] W. Maziarz, A. Wójcik, P. Czaja, A. Żywczak, J. Dutkiewicz, Ł. Hawelek, E. Cesari, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 412, 123 (2016) <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.03.089>.
- [16] S.V. Luniov, Yu. A. Udovytska, Yu. V. Koval, O.V. Burban, IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (IEEE, Odesa, 2019) <https://doi.org/10.1109/NAP47236.2019.216992>.
- [17] S.V. Luniov, Physica E 118, 113954 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.physe.2020.113954>.
- [18] U. Mishra, J. Singh, Semiconductor Device Physics and Design (Springer, Netherlands, 2008).
- [19] S.V. Luniov, Journal of Nano- and Electronic Physics. 11 (2), 02023 (2019) [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(2\).02023](https://doi.org/10.21272/jnep.11(2).02023).
- [20] S. Adachi, Properties of Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors (John Wiley & Sons, 2005).

S.V. Luniov¹, P.F. Nazarchuk¹, O.V. Burban²

Electrical Properties of Strained Germanium Nanofilm

¹Lutsk National Technical University, Lutsk, Ukraine, luniovser@ukr.net

²Volyn Professional College of the National University of Food Technologies, Lutsk, Ukraine, sashaboorban@gmail.com

Dependences of the concentration of intrinsic current carriers, electron and hole mobilities and specific conductivity for strained germanium nanofilms grown on the Si, Ge_(0.64)Si_(0.36) and Ge_(0.9)Si_(0.1) substrates with crystallographic orientation (001), on their thickness at different temperatures were calculated on the basis of the statistics of non-degenerate two-dimensional electron and hole gas in semiconductors. The electrical properties of such nanofilms are determined by the peculiarities of their band structure. It is established that the effects of dimensional quantization, the probability of which increases with decreasing temperature, become significant for germanium nanofilms with the thickness of $d < 7$ nm. The presence of such effects explains the significant increase in the specific conductivity and the decrease in the intrinsic concentration of current carriers for these nanofilms. The electron and hole mobility in the investigated germanium nanofilms is lower in relation to such unstrained nanofilms. Only for the strained germanium nanofilm with the thickness of $d > 50$ nm grown on the Ge_(0.9)Si_(0.1) substrate, an increase in the hole mobility at room temperature of more than 1.5 times was obtained. The obtained results of the electrical properties of strained germanium nanofilms can be used in producing on their basis new elements of nanoelectronic.

Keywords: internal mechanical strains, strained germanium nanofilms, quantum-dimensional effects, intrinsic carrier concentration, specific conductivity, electron and hole mobility.