

## ВПЛИВ ВЛАСНОЇ ПРОВІДНОСТІ НА МЕХАНІЗМИ ТЕНЗООПОРУ ОДНОВІСНО ДЕФОРМОВАНИХ МОНОКРИСТАЛІВ $n$ -Ge

С. В. Луньов

Луцький національний технічний університет,  
вул. Львівська, 75, Луцьк, 43018, Україна  
e-mail: luniouser@ukr.net

(Отримано 07 серпня 2018 р.; в остаточному вигляді — 14 січня 2019 р.)

Досліджено тензоопір для одновісно деформованих уздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів  $n$ -Ge в д власної провідності. Особливості тензоопору  $n$ -Ge та нелінійне зростання концентрації електронів для цих монокристалів у діапазоні одновісних тисків від 0.8 до 2.4 ГПа пояснено двозонним механізмом власної провідності, коли зона провідності германію за таких тисків стає  $(L_1 - \Delta_1)$ -типу. Різке зменшення питомого опору  $n$ -Ge за одновісних тисків  $P > 2.4$  ГПа пов'язане зі збільшенням величини баричного коефіцієнта зміни ширини забороненої зони внаслідок  $(L_1 - \Delta_1)$  — інверсії типу абсолютного мінімуму в германії.

**Ключові слова:** тензоопір, одновісний тиск, монокристали германію, власна провідність,  $(L_1 - \Delta_1)$ -інверсія.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.23.3701>

PACS number(s): 72.20.Fr, 72.10.-d

### I. ВСТУП

Розвиток сучасної мікро- та наноелектроніки пов'язаний з розробкою нових напівпровідникових матеріалів або вдосконаленням властивостей уже наявних. Такий напівпровідниковий матеріал, як германій, на сьогодні є перспективним матеріалом для створення на його основі різних електронних приладів та сенсорів, таких, як діоди, тріоди, дозиметричні прилади, тензодатчики, датчики Голла, детектори інфрачервоного випромінювання [1, 2]. Технології напруженого германію знаходять своє практичне використання в нанорозмірних транзисторних структурах та нанофотоніці [3–7]. Використання монокристалів  $n$ -Ge як матеріалу для каналів NMOSFET-транзисторів дозволяє збільшити їхній коефіцієнт підсилення та тунельний струм стосовно до таких транзисторів, у яких канал виготовлений з  $n$ -Si [3–5]. В умовах дії значних зовнішніх або внутрішніх деформаційних полів зонна структура германію зазнає кардинальних змін. Передусім змінюється за шкалою енергій взаємне розміщення мінімумів зони провідності різної симетрії, що суттєво впливає на кінетику протікання різних електронних процесів у монокристалах германію. Зокрема, гігантський тензоопір в  $n$ -Ge за одновісного тиску  $P > 2.1$  ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100] був експериментально вперше помічений у [8]. Як наслідок спостерігався деформаційно-індукований фазовий перехід метал-діелектрик, що пов'язаний з деформаційним перерозподілом електронів між мінімумами зони провідності типу  $L_1$  та  $\Delta_1$  з різною ефективною масою та виникненням за рахунок одновісного тиску енергетичної щільності між домішковою зоною та зоною провідності. У праці [9] досліджено питомий опір та коефіцієнт Голла для  $n$ -Ge з двозарядним глибоким рівнем золота залежно від гідростатичного тиску за кімнатної температури.

Отримані експериментальні результати автори пояснюють наявністю міждолинного розсіяння між мінімумами  $L_1$  та  $\Delta_1$ . У працях [10–12] досліджено вплив електрон-фононої взаємодії на тензоопір, коефіцієнти Голла та термо ЕРС  $n$ -Ge за високих одновісних тисків, коли реалізується  $(L_1 - \Delta_1)$ - та  $\Delta_1$ -модель зони провідності германію. Одержані експериментальні результати та проведені теоретичні розрахунки показали, що суттєвий внесок у величину спостережувальних ефектів робить нееквівалентне  $(L_1 - \Delta_1)$  міждолинне розсіяння та  $f$ - і  $g$ -розсіювання в  $\Delta_1$ -долинах на оптичних фонах. Ефективність цих механізмів розсіювання залежить від температури та величини одновісного тиску. Загалом за дії сильних одновісних тисків поряд зі змінами енергетичної щільності між різними типами мінімумів зони провідності (або вітками валентної зони) германію змінюється також ширина забороненої зони. Це приводить до того, що в ділянці змішаної та власної провідності збільшення (за зменшення ширини забороненої зони) або зменшення (за збільшення ширини забороненої зони) концентрації власних носіїв струму може істотно змінювати відносний внесок різних механізмів електронного перенесення. Цей факт необхідно враховувати під час моделювання та конструювання різних електронних приладів на основі напруженого германію. Зокрема, розрахунок впливу одновісної деформації на концентрацію неосновних носіїв в  $p$  –  $n$ -переходах на основі германію та кремнію показує, що для германію за одновісного тиску  $P \approx 1$  ГПа вздовж кристалографічного напрямку [111] концентрація неосновних носіїв струму зростає більше ніж на 2 порядки [13]. У працях [14, 15] досліджено тензоопір  $n$ -Ge в ділянці власної провідності. Одержане зростання питомого опору  $n$ -Ge для невеликих значень одновісної деформації вздовж кристалографічного напрямку [111] пов'язане зі зменшенням середньої рухливості електро-

нів за рахунок деформаційного перерозподілу електронів із різною рухливістю між трьома долинами зони провідності германію, які піднімаються вгору, та однією долиною, яка опускається вниз, за шкалою енергій під час деформації. Зменшення ж питомого опору *n*-Ge під час переходу через максимум пояснюємо зростанням концентрації власних носіїв струму. Відносний внесок власної провідності в тензоопір германію для досліджуваного авторами робіт [14, 15] діапазону одинісних тисків визначаємо взаємним розміщенням за шкалою енергій (шириною забороненої зони) вітки “легких” дірок валентної зони та  $L_1$ -мінімумів зони провідності германію. Зі збільшенням ж величини одинісного тиску необхідно також урахувувати вплив  $\Delta_1$ -мінімумів на механізми власної провідності та, відповідно, тензоопору германію. Тому цікавим як у теоретичному, так і практичному планах є дослідження механізмів власної провідності та пов’язаних з нею тензоефектів для ( $L_1 - \Delta_1$ )- та  $\Delta_1$ -моделей зони провідності германію.

## II. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рис. 1 показано температурну залежність питомого опору для монокристалів *n*-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Зменшення питомого опору за  $T > 330 \text{ К}$  пояснюємо домінантним механізмом власної провідності. На рис. 2 наведені результати досліджень тензоопору за одинісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для цих монокристалів *n*-Ge.

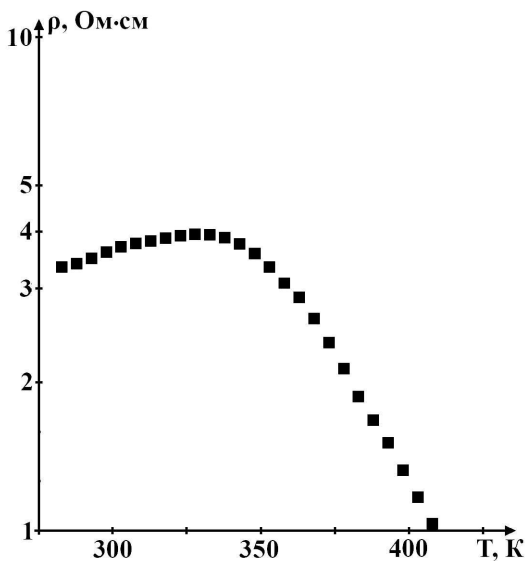


Рис. 1. Температурна залежність питомого опору для монокристалів *n*-Ge, легованих домішкою Sb, концентрацією  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

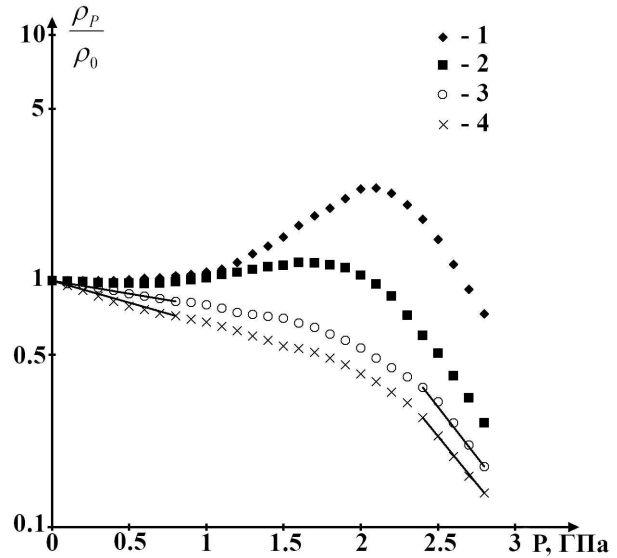


Рис. 2. Залежності тензоопору для одинісно деформованих уздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів *n*-Ge за різних температур *T*, К: 1 – 300, 2 – 330, 3 – 360, 4 – 380.

Як випливає з рис. 2, за температур вимірювань  $T = 300 \text{ К}$  та  $T = 330 \text{ К}$  залежності тензоопору мають три характерні ділянки. Для першої – (за  $P < 0.8 \text{ ГПа}$ ) питомий опір *n*-Ge практично не залежить від одинісного тиску, оскільки за таких тисків відсутній деформаційний перерозподіл електронів між  $L_1$ - та  $\Delta_1$ -мінімумами та ще не проявляється механізм власної провідності. Для одинісних тисків від 0.8 до 2 ГПа (друга ділянка) зростання питомого опору *n*-Ge пояснюємо зменшенням ефективної рухливості електронів за рахунок перерозподілу електронів між мінімумами  $L_1$ - та  $\Delta_1$  з різною рухливістю [10, 16]. Вплив домішкової провідності за рахунок зростання енергії йонізації домішок Sb за одинісного тиску [17] на тензоопір германію для цих температур не проявлятиметься, оскільки за таких умов домішки Sb будуть повністю йонізованими. Зокрема, як випливає з одержаних результатів праці [10], тензоопір одинісно деформованих уздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів германію за температур  $T > 110 \text{ К}$  та тисків  $P > 2.5 \text{ ГПа}$  виходить на насичення. Це вказує на те, що вже навіть за таких температур домішки Sb повністю йонізовані для різної структури зони провідності германію. Різне зменшення питомого опору *n*-Ge за одинісних тисків  $P > 2 \text{ ГПа}$  (третя ділянка) пов’язане зі збільшенням концентрації власних носіїв. У цьому разі вплив  $\Delta_1$ -мінімумів на механізми тензоефектів та власної провідності в германії стає визначальним. З підвищенням температури вимірювань (рис. 2, криві 3 та 4) тензоопір *n*-Ge для всього діапазону досліджуваних одинісних тисків повністю визначатиметься механізмами власної провідності. При цьому збільшення концентрації власних носіїв струму зі збільшенням величини одинісних тисків до 0.8 ГПа пояснюємо зменшенням ширини забороненої між віткою “легких” дірок валентної зони та  $L_1$ -мінімумами

зони провідності германію, а за  $P > 2.4$  ГПа — зменшенням ширини забороненої зони між віткою “легких” дірок та двома  $\Delta_1$ -мінімумами, які будуть найнижчими за шкалою енергій в енергетичному спектрі германію за таких високих тисків. Для одновісних тисків від 0.8 до 2.4 ГПа реалізується  $(L_1 - \Delta_1)$  модель зони провідності германію та проявляється двозонний механізм власної провідності, коли електрони здійснюватимуть переходи з валентної зони в мінімуми як  $L_1$ -, так і  $\Delta_1$ -типу.

Для кількісної оцінки обговорюваних механізмів власної провідності в умовах радикальної деформаційної перебудови зонної структури монокристалів германію необхідно мати залежності концентрації електронів від одновісного тиску. Для умов, коли атоми легуючої домішки повністю йонізовані та проявляється часткова йонізація атомів основної речовини, концентрація електронів для напівпровідника  $n$ -типу провідності визначається так [18]:

$$n = \frac{N_D}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_D^2}} \right). \quad (1)$$

Для  $(L_1 - \Delta_1)$ -моделі зони провідності германію концентрація власних носіїв струму:

$$n_i = n_i^{L_1} + n_i^{\Delta_1}, \quad (2)$$

де  $n_i^{L_1}$  та  $n_i^{\Delta_1}$  — концентрації електронів, які виникають за рахунок власної провідності, в  $L_1$ -, та  $\Delta_1$ -мінімумах.

$$n_i^{L_1} = n_{i0}^{L_1} e^{-\frac{\Delta E_g^{L_1}}{2kT}}, \quad n_i^{\Delta_1} = n_{i0}^{\Delta_1} e^{-\frac{\Delta E_g^{\Delta_1}}{2kT}}, \quad (3)$$

$$\Delta E_g^{L_1} = \Delta E_{L_i} - \Delta E_{V_i}, \quad \Delta E_g^{\Delta_1} = \Delta E_{\Delta_i} - \Delta E_{V_i} \quad (4)$$

$$n_{i0}^{L_1} = \left( 2.31 \cdot 10^{31} \cdot \left( \frac{m_{nd}^{L_1} m_{pd}}{m_0^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta E_{g0}^{L_1}}{kT}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

$$n_{i0}^{\Delta_1} = \left( 2.31 \cdot 10^{31} \cdot \left( \frac{m_{nd}^{\Delta_1} m_{pd}}{m_0^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta E_{g0}^{\Delta_1}}{kT}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

$\Delta E_{L_1}$ ,  $\Delta E_{\Delta_1}$ ,  $\Delta E_V$  — зміщення за одновісного тиску  $P \parallel [100]$   $L_1$ -,  $\Delta_1$ -мінімумів та вершини валентної зони;  $m_{nd}^{L_1}$ ,  $m_{nd}^{\Delta_1}$  — ефективна маса густини станів для електронів у цих мінімумах;  $m_{pd}$  — ефективна маса густини станів для дірок валентної зони;  $m_0$  — маса вільного електрона;  $E_{g0}^{L_1} = 0.67$  еВ — ширина забороненої зони германію в недеформованому стані.

Оскільки  $\Delta_1$ -мінімуми в германії є вище на 0.18 еВ за шкалою енергій від  $L_1$ -мінімумів, то  $E_{g0}^{\Delta_1} = 0.85$  еВ. Зміщення за одновісного тиску  $L_1$ - та  $\Delta_1$ -мінімумів зони провідності і також вершини валентної зони є лінійними функціями тиску [19]. Тоді

$$\Delta E_{L_1} = \alpha P, \quad \Delta E_{\Delta_1} = \beta P, \quad \Delta E_V = \gamma P, \quad (7)$$

де  $\alpha = 0.325 \cdot 10^{-11}$  еВ/Па [20],  $\beta = -8.65 \cdot 10^{-11}$  еВ/Па [21],  $\gamma = 3.15 \cdot 10^{-11}$  еВ/Па [19] — баричні коефіцієнти для  $L_1$ - та  $\Delta_1$ -мінімумів і вершини валентної зони відповідно. Враховуючи також ефективні маси густини станів електронів цих мінімумів:  $m_{nd}^{L_1} = 0.55m_0$ ,  $m_{nd}^{\Delta_1} = 0.88m_0$  та дірок валентної зони  $m_{pd} = 0.3m_0$  [22, 23], можна на основі виразів (1–7) отримати залежності концентрації електронів від одновісного тиску для монокристалів  $n$ -Ge, легованих домішкою сурми, концентрацією  $N_d = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, за різних температур (рис. 3).

Як показують розрахунки (рис. 3, криві 3 та 4), за температур, коли домінують є власна провідність (див. рис. 1), залежності концентрації електронів від одновісного тиску  $P \parallel [100]$  в координатах  $\lg(n) = f(P)$  є нелінійними. Лінійні ділянки зростання концентрації електронів за одновісних тисків від 0 до 0.8 ГПа та при  $P > 2.4$  ГПа (штрихові прямі на кривих 3 та 4 рис. 3) відповідають власній провідності у випадках ширини забороненої зони між віткою “легких” дірок валентної зони та  $L_1$  і  $\Delta_1$ -мінімумів зони провідності германію відповідно. Нелінійне зростання концентрації електронів за одновісних тисків від 0.8 до 2.4 ГПа пояснюємо наявністю за таких тисків двозонного механізму власної провідності, коли зона провідності германію є  $(L_1 - \Delta_1)$ -типу. А це, своєю чергою, пояснює одержані нелінійні залежності тензоопору  $n$ -Ge для таких одновісних тисків (рис. 2, криві 3 та 4).

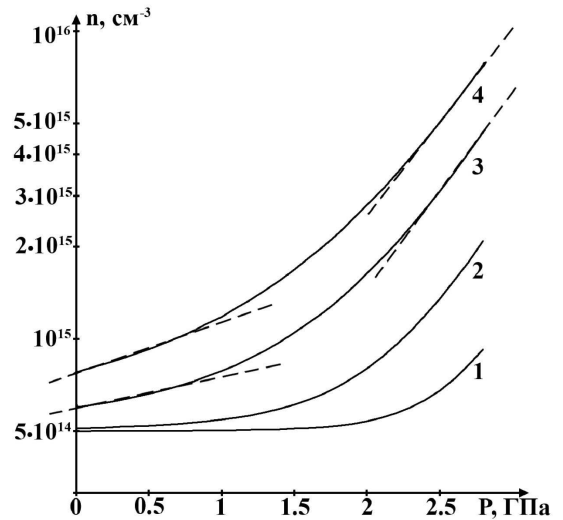


Рис. 3. Залежності концентрації електронів від одновісного тиску вздовж кристалграфічного напрямку [100] для монокристалів  $n$ -Ge, легованих домішкою сурми, концентрацією  $N_d = 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, за різних температур  $T$ , К: 1 — 300, 2 — 330, 3 — 360, 4 — 380.

Вплив дислокацій на концентрацію носіїв заряду, а отже й тензоопір монокристалів германію в нашому випадку є другорядним, оскільки, як показують результати праць [24, 25], наявність дислокацій впливає на зміну питомого опору пружнодеформованих монокристалів  $p$ -Si не більше як на 2%. Тому також

## III. ВИСНОВКИ

слід очікувати такий незначний відносний внесок дислокацій у тензоопір германію стосовно до механізмів деформаційної перебудови зони провідності германію або власної провідності, за рахунок яких питомий опір  $n$ -Ge може змінюватися в кілька разів.

Для зіставлення одержаних експериментальних результатів та проведених теоретичних розрахунків проводили також обчислення на основі виразів (4) та (7) баричних коефіцієнтів зміни ширини забороненої зони:

$$\frac{dE_g^{L_1}}{dP} = -2.825 \cdot 10^{-11} \text{ eВ/Па},$$

$$\frac{dE_g^{\Delta_1}}{dP} = -11.8 \cdot 10^{-11} \text{ eВ/Па}.$$

Добре узгодження обчислених значень баричних коефіцієнтів для зміни ширини забороненої зони германію з відповідними їхніми значеннями, знайденими експериментально за прямолінійними нахилами зменшення питомого опору за збільшення величини одноосісного тиску (рис. 2, криві 3 та 4), ще раз підтверджує домінуючу роль механізмів власної провідності у величину тензоопору  $n$ -Ge для досліджуваних температур.

Отже, поряд з раніше вивченими механізмами фононного розсіювання в  $(L_1 - \Delta_1)$  та  $\Delta_1$ -моделі зони провідності германію та їх впливу на величину тензоопору  $n$ -Ge необхідно за температур вищих децю від кімнатної додатково враховувати також суттєвий внесок у тензоопір  $n$ -Ge механізмів власної провідності. Для одноосібно деформованих монокристалів  $n$ -Ge вздовж кристалографічного напрямку [100] за одноосісних тисків від 0.8 до 2.4 ГПа характерним є двозонний механізм власної провідності, коли зона провідності германію стає  $(L_1 - \Delta_1)$ -типу. Ефективність механізмів фононного розсіювання та такого механізму власної провідності залежить від взаємного розміщення за шкалою енергій  $L_1$ - та  $\Delta_1$ -мінімумів зони провідності германію. Отримані результати важливі під час інтерпретації різних кінетичних ефектів у сильно деформованих монокристалах германію та наноструктурах на його основі і мають практичне значення для створення сенсорів високого одноосісного тиску під час моделювання та синтезу, наприклад, напружених гетероструктур SiGe, квантових точок германію, які зможуть функціонувати в широкому діапазоні температур.

- 
- [1] A. A. Selezenev, A. Y. Aleinikov, P. V. Ermakov, N. S. Ganchuk, S. N. Ganchuk, R. E. Jones, *Phys. Solid State* **54**, 462 (2012); <https://doi.org/10.1134/S1063783412030286>.
- [2] C. Claes, E. Simoen *Germanium-Based Technologies* (Elsevir, Oxford, 2007); <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-044953-1.X5000-5>.
- [3] M. Kobayashi, T. Irisawa, B. Magyari-Kope, K. Saraswat, H.-S.P. Wong, Y Nishi, *Electron Dev.* **57**, 1037 (2010); <https://ieeexplore.ieee.org/document/5424035>.
- [4] M. Kobayashi *et al.*, in *2009 Symposium on VLSI Technology*, (IEEE, 2009), p. 76; <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/5200640>.
- [5] Youn Sung Choi, Ji-Song Lim, T. Numata, T. Nishida, S. E. Thompson, *J. Appl. Phys.* **102**, 104507 (2007); <https://doi.org/10.1063/1.2809374>.
- [6] J. Petykiewicz *et al.*, *Nano Lett.* **16**, 2168 (2016); <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b03976>.
- [7] Cicek Boztug *al.*, *Am. Chem. Soc. Nano* **8**, 3136 (2014); <https://doi.org/10.1021/nn404739b>.
- [8] П. И. Баранский, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец, П. Ф. Назарчук, в *Тезисы докладов XI Международной конференции МАРИВД* (Киев, ИСМ АН УССР, 1987), с. 127.
- [9] M. I. Daunov, I. K. Kamilov, S. F. Gabibov, R. Kh. Akchurin, *Phys. Status Solidi (b)* **223**, 525 (2001); [https://doi.org/10.1002/1521-3951\(200101\)223:2<525::AID-PSSB525>3.0.CO;2-U](https://doi.org/10.1002/1521-3951(200101)223:2<525::AID-PSSB525>3.0.CO;2-U).
- [10] S. V. Luniov, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk, A. I. Zimych, *J. Adv. Phys.* **7**, 1931 (2015).
- [11] С. В. Луньов, *Журн. нано електрон. фіз.* **7**, 03029 (2015).
- [12] В. В. Черныш, Б. Ш. Куамба, *Термоэлектричество* **3**, 29 (2007).
- [13] J. Wortman, J. Hauser, R. Burger, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2122 (1964); <https://doi.org/10.1063/1.1702802>.
- [14] В. Я. Дучал, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец, *Физ. техн. полупр.* **10**, 1902 (1986).
- [15] А. В. Федосов, С. А. Федосов, М. В. Хвищун, Д. А. Захарчук, *Наук. вісн. Волин. держ. ун-ту імені Лесі Українки* **7**, 26 (2001).
- [16] П. И. Баранский, В. В. Коломоец, Б. А. Сусь, В. И. Шаповалов, *Физ. техн. полупр.* **13**, 602 (1979).
- [17] S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban, *Ukr. J. Phys.* **60**, 1022 (2015); <https://doi.org/10.15407/ujpe60.10.1022>.
- [18] П. С. Киреев, *Физика полупроводников* (Высшая школа, Москва, 1969).
- [19] А. Л. Полякова, *Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов* (Наука, Москва, 1979).
- [20] П. И. Баранский, А. В. Федосов, Г. П. Гайдар, *Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу* (Надстир'я, Луцьк, 2000).
- [21] S. V. Luniov, O. V. Burban, *J. Adv. Phys.* **5**, 705 (2014).
- [22] В. П. Савчин, Р. Я. Шувар, *Електронне перенесення в напівпровідниках та напівпровідникових структурах* (Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, Львів, 2008).
- [23] S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban, *J. Phys. Stud.* **17**, 3702 (2013).
- [24] Б. Павлик, Р. Дідик, Р. Лис, Й. Шикоряк, *Електрон. інформ. технол.* **6**, 39 (2016).
- [25] Б. Павлик *et al.*, *Електрон. інформ. технол.* **3**, 54 (2013).

**THE IMPACT OF INTRINSIC CONDUCTIVITY ON THE MECHANISMS OF TENSORESISTANCE OF UNIAXIALLY DEFORMED *n*-Ge SINGLE CRYSTALS**

S. V. Luniov

*Lutsk National Technical University,  
75, L'vivska St., Lutsk, UA-43018, Ukraine  
luniovser@ukr.net*

The tensorresistance for the *n*-Ge single crystals uniaxially deformed along the crystallographic direction [100] in the region of intrinsic conductivity is investigated. Measurements were conducted for *n*-Ge samples, alloyed by Sb impurity,  $N_{\text{Sb}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  concentration.

The dependence of tensorresistance at temperatures  $T < 330 \text{ K}$  has three characteristic regions. For the first region (at  $P < 0.8 \text{ GPa}$ ), the resistivity of *n*-Ge does not depend on the uniaxial pressure, since at such pressures there is a lack of the deforming redistribution of electrons between the  $L_1$  and  $\Delta_1$  minima. For uniaxial pressures from 0.8 to 2 GPa (second region), the growth of the resistivity of *n*-Ge is explained by the decrease of an effective electron mobility due to the redistribution of electrons between the  $L_1$  and  $\Delta_1$  minima with different mobility. A sharp decrease of the resistivity of *n*-Ge at uniaxial pressures  $P > 2 \text{ GPa}$  (third region) is associated with an increase in the concentration of intrinsic carriers.

The reduction of the resistivity of the investigated samples of germanium at temperatures  $T > 330 \text{ K}$  is explained by the growth of the intrinsic carrier concentration of current. The features of the *n*-Ge tensorresistance and the non-linear growth of the electron concentration for such single crystals in the range of uniaxial pressures from 0.8 to 2.4 GPa are explained by the two-band mechanism of intrinsic conduction. The conduction band of germanium under such pressures becomes ( $L_1 - \Delta_1$ )-type. A sharp decrease in the resistivity of *n*-Ge at uniaxial pressures  $P > 2.4 \text{ GPa}$  is associated with an increase in the magnitude of the baric coefficient of the variation of the width of the band gap at the expense of ( $L_1 - \Delta_1$ )-type inversion of the absolute minimum in germanium. The obtained results are important in the interpretation of various kinetic effects observed in highly deformed germanium single crystals and germanium-based nanostructures. Therefore, the results can be used for the creation of high-pressure sensors, heterostructures of SiGe, quantum dots of germanium.