

Г.П. Гайдар¹, П.І. Баранський², В.В. Коломоєць¹

Тензоопір багатодолинних напівпровідників n-Si та n-Ge в широкому інтервалі концентрацій

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, пр. Науки, 47, Київ, 03680, Україна, e-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

²Інститут фізики напівпровідників імені В. Є. Лашкарьова НАН України, пр. Науки, 45, Київ, 03028, Україна

У роботі при $T = 77,4$ К досліджено тензоопір монокристалів n-Si і n-Ge в широкому інтервалі концентрацій $10^{14} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і механічних напружень $0 \leq X \leq 1,5$ ГПа та обговорено деякі його особливості, що проявляються на межі вирождення електронного газу в цих кристалах. Приведено фізичне обґрунтування одержаних результатів.

Ключові слова: кремній, германій, направлена пружна деформація, тензоопір, концентрація носіїв заряду.

Стаття постуила до редакції 10.12.2013; прийнята до друку 15.12.2013.

Вступ

Дослідження електричних властивостей напівпровідників, які містять досить велику кількість легуючої домішки, стало останнім часом вельми актуальним, оскільки вивчення сильно легованих напівпровідників складає частину більш загальної проблеми: вивчення неупорядкованих структур.

При малих концентраціях домішки, коли взаємодія між окремими домішковими центрами дуже слабка, у забороненій зоні напівпровідника утворюються локальні енергетичні стани. Подальше збільшення ступеня легування приводить до скорочення відстані між домішковими атомами і, отже, до перекриття хвильових функцій електронів сусідніх домішкових центрів. У цьому випадку поняття дискретних локальних рівнів стає невизначеним, оскільки за таких умов рівні починають розпливатися, утворюючи домішкову зону. Розмиття рівнів відбувається симетрично вгору і вниз відносно початкового їх положення, що супроводжується зменшенням енергії іонізації домішкових атомів.

Ще більше підвищення концентрації легуючої домішки приводить до повного зникнення енергії іонізації, тобто, до злиття домішкової зони із зоною провідності (у випадку донорної домішки) [1]. Перетворення енергії іонізації в нуль відбувається в германії і кремнії при різних концентраціях, оскільки борівський радіус електронів на домішкових центрах в кремнії приблизно в три рази менший, ніж у германії.

Теорія домішкових станів викладена в [2], де показано, що в сильно легованому напівпровіднику

густина станів не перетворюється в нуль на дні зони провідності (с-зони), оскільки "дозволені" значення енергії з'являються в насиченому домішкою кристалі значно нижче дна с-зони. Тобто, в цьому випадку чіткі межі с-зони зникають і з'являється "хвіст" густини станів, який тягнеться в глибину забороненої зони. Поблизу рівня Фермі густина станів мало відрізняється від густини станів ідеального Фермі-газу, але біля дна зони провідності вона істотно змінюється.

Збільшення взаємодії між домішковими атомами, яке відбувається з ростом рівня легування, не вичерпується утворенням домішкової зони. У монокристалах Ge і Si, легованих до малих концентрацій елементами V групи періодичної системи, практично вся легуюча домішка входить у твердий розчин заміщення. Однак при високій концентрації домішки в кристалі не вся вона входить у твердий розчин заміщення, а частково може знаходитися у станах, які не проявляють донорних властивостей. Це явище було назване політропією домішок у напівпровідниках [1], причому виявилось, що значну роль у явищах політропії відіграє природа легуючої домішки. Природа легуючої домішки істотно впливає не тільки на особливості процесу росту сильно легованих монокристалів, але й на процеси, які відбуваються у твердій фазі. Зокрема важливу роль при утворенні домішкових атмосфер на структурних дефектах може відігравати співвідношення ковалентних радіусів легуючої домішки і основного елемента. В [1] показано, що конкретна форма знаходження домішки в об'ємі кристала може суттєво впливати на кінетичні ефекти.

Таким чином, напівпровідникові кристали з

підвищеною концентрацією домішки цікаво розглядати в двох аспектах. 1) При збільшенні концентрації домішки в об'ємі кристала локальні рівні розпливаються, утворюючи в забороненій зоні напівпровідника хвости густини станів. А якщо врахувати величину енергії іонізації мілких домішкових центрів в n-Si та n-Ge, то стає зрозумілим, що при розмитті домішкових рівнів у їх забороненій зоні з'являються стани, які можуть іонізуватися в досить широкому інтервалі температур (навіть в області $77 \div 300$ К), що істотним чином буде впливати на електрофізичні властивості кристалів. 2) Важливо знати також розподіл домішки в об'ємі кристала, оскільки це в значній мірі визначає умови розсіяння носіїв заряду. З іншого боку, характер розподілу домішки, імовірно, повинен визначатися самою природою легуючої домішки і середнім значенням її концентрації.

Метою даної роботи було експериментальне дослідження ефекту тензоопору в монокристалах в n-Si та n-Ge при збільшенні концентрації легуючої домішки, а також з'ясування особливостей розсіяння носіїв заряду у вироджених кристалах.

I. Результати і обговорення

Досліджено (при 77,4 К) тензоопір n-Si з домішкою фосфору в широкому інтервалі концентрацій носіїв заряду ($1,7 \cdot 10^{14} \div 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) і при значеннях механічних напружень $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [100]$, які перевищували величину X , необхідну для повного переселення електронів із долин, що піднімаються, у долини, які опускаються. Вивчався також тензоопір монокристалів n-Ge з домішкою миш'яку в інтервалі концентрацій $10^{16} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{19}$ за умови $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [111]$ при $0 \leq X \leq 1,5$ ГПа.

Відомо [3], що при несиметричному розташуванні осі деформації (осі механічного навантаження X) відносно ізоенергетичних еліпсоїдів n-Si і n-Ge питомий опір r названих монокристалів суттєво зростає. При цьому, як показав експеримент, загальна картина тензоопору в залежності від рівня легування може якісно змінюватися, що добре видно із зіставлення залежностей $r_X / r_0 = f(X)$, отриманих експериментально при різному рівні легування як кристалів n-Si (рис. 1), так і кристалів n-Ge (рис. 2).

Проаналізуємо більш детально деякі особливості цих змін. Перш за все, звертає на себе увагу немонотонність змін максимальних значень r_X / r_0 при послідовному підвищенні концентрації легуючої домішки, про що свідчать дані, отримані в дослідях як із кристалами n-Si, так і з n-Ge (рис. 1 і 2). Окрім цього, при вимірах концентраційних залежностей $r_X / r_0 = f(X)$ на зразках n-Si (рис. 1) та n-Ge (рис. 2) виявлено наступні характерні особливості: 1) зі збільшенням концентрації домішки криві

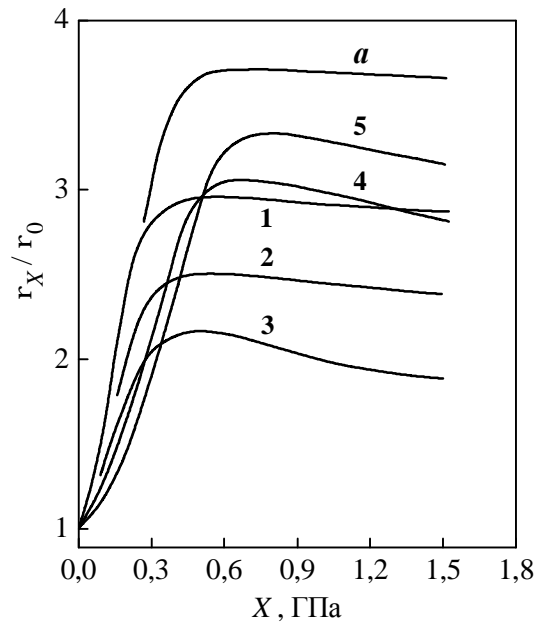


Рис. 1. Поздовжній тензоопір монокристалів n-Si <P> при різній концентрації носіїв заряду в зоні провідності n_e , см^{-3} : $a - 1,7 \cdot 10^{14}$; 1 – $1,5 \cdot 10^{15}$; 2 – $7,0 \cdot 10^{15}$; 3 – $3,5 \cdot 10^{17}$; 4 – $8,8 \cdot 10^{18}$; 5 – $1,6 \cdot 10^{19}$.

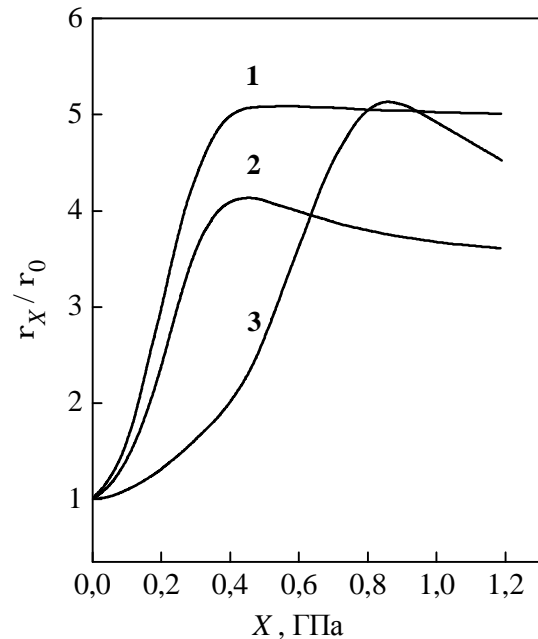


Рис. 2. Поздовжній тензоопір монокристалів n-Ge <As> при різному рівні легування кристалів, n_e , см^{-3} : 1 – $1 \cdot 10^{16}$; 2 – $9,3 \cdot 10^{17}$; 3 – $2 \cdot 10^{19}$.

тензоопору $r_X / r_0 = f(X)$ (на відміну від менш легуваних кристалів, у яких спостерігається чіткий вихід r_X / r_0 на насичення – крива a , рис. 1 та крива 1, рис. 2) проходять через максимум із послідовним зменшенням питомого опору при подальшому збільшенні механічного напруження X (криві 1–5, рис. 1 та криві 2 і 3, рис. 2); 2) при концентраціях електронів, близьких до області виродження, спостерігається значне підвищення

значення r_{\max} / r_0 (криві 4, 5, рис. 1 та крива 3, рис. 2) із ростом n_e .

Відомо [4], що "плато" тензоопору в монокристалах n-Si і n-Ge (за умов прояву лише міжмінімумного перерозподілу носіїв заряду) пов'язане з величиною параметра анізотропії рухливості в окремо взятому ізоенергетичному еліпсоїді

$$K = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} = \frac{K_m}{K_t} = \frac{m_{\parallel} \langle t_{\perp} \rangle}{m_{\perp} \langle t_{\parallel} \rangle} \quad (1)$$

простим співвідношенням

$$K = \frac{3}{2} \frac{r_{\infty}^{(ikl)}}{r_0} - \frac{1}{2}, \quad (2)$$

в якому деформує зусилля X орієнтоване вздовж кристалографічного напрямку $\langle ikl \rangle$ при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \langle 100 \rangle$ – у випадку n-Si та при $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \langle 111 \rangle$ – у випадку n-Ge. Тут \vec{J} – струм, r_0 – питомий опір недеформованого напівпровідника,

$r_{\infty}^{(ikl)} = \lim_{X \rightarrow \infty} r(X)$ – значення питомого опору при деформації X , яка забезпечує повне переселення носіїв струму в мінімум енергії (чи два мінімуми), розташований(і) в напрямку осі деформації $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel \langle ikl \rangle$; $K_m = m_{\parallel} / m_{\perp}$ – параметр анізотропії ефективної маси; m_{\parallel} і m_{\perp} – циклотронні ефективні маси для окремо взятого ізоенергетичного еліпсоїда вздовж великої осі і перпендикулярно до неї відповідно; $K_t = \langle t_{\parallel} \rangle / \langle t_{\perp} \rangle$ – параметр анізотропії розсіяння; t_{\parallel} і t_{\perp} – компоненти тензора часу релаксації за відсутності магнітного поля в лінійному наближенні; m_{\parallel} , m_{\perp} – рухливості носіїв заряду вздовж і поперек довгої осі ізоенергетичного еліпсоїда відповідно. Тобто, в розглядуваних випадках за умов прояву лише міжмінімумного перерозподілу носіїв заряду зниження тензоопору в насиченні (r_{∞} / r_0) пов'язане зі зниженням параметра анізотропії рухливості K за рахунок зростання параметра анізотропії розсіяння K_t при підвищенні рівня легування кристала.

Відповідно до [4], тензоопір n-Si, що виникає в умовах направлено стиску $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [100]$, описується наступним співвідношенням

$$r_X = r_0 \frac{(1+2K)(1+2C)}{3(1+2CK)}, \quad (3)$$

де $C = \frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ – для зразків, у яких носії заряду описуються статистикою Максвела-Больцмана; n_1, n_2 – концентрації електронів у мінімумі, який

опускається, та у мінімумі, що піднімається, відповідно.

У випадку виродження концентрація носіїв заряду в долинах, що опускаються і піднімаються при одновісній пружній деформації, пов'язана з енергією Фермі співвідношенням [5]:

$$E_{fi} = \frac{\hbar^2}{2m_d^*} \left(3p^2 \cdot n_i \right)^{2/3}, \quad (4)$$

де $i = 1, 2$, причому $i = 1$ відноситься до мінімуму енергії, який опускається, а $i = 2$ – до мінімуму, що піднімається; $m_d^* = \left(L^2 m_{\perp}^2 m_{\parallel} \right)^{1/3}$ – ефективна маса густини станів, L – число долин. Енергетична щільність ΔE між мінімумами енергії с-зони в одновісно деформованому n-Si для $\vec{X} \parallel [100]$ визначається, відповідно до [6]:

$$\Delta E = \frac{\Xi_u \cdot X}{C_{11} - C_{12}}, \quad (5)$$

де $\Xi_u = 9,3$ еВ – константа деформаційного потенціалу, $C_{11} = 16,740 \cdot 10^{11}$ дин/см²,

$C_{12} = 6,523 \cdot 10^{11}$ дин/см² – пружні сталі. Приймаючи до уваги, що енергія Фермі, яка відраховується від дна мінімуму, що опускається по енергії з ростом X , для всіх долин однакова, матимемо

$$E_{f1} = E_{f2} + \Delta E, \quad (6)$$

а величина $n_2 / n_1 = C$ визначається на основі формули (4):

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{E_{f2}}{E_{f1}} \right)^{3/2}. \quad (7)$$

Якщо в невироджених кристалах n-Si (наприклад, крива *a*, рис. 1) зміна питомого опору зі збільшенням механічної напруги X (коли $\vec{X} \parallel \vec{J} \parallel [100]$) зумовлена тим, що носії, переселяючись із долин, що піднімаються, в долини, що опускаються, зменшують свою рухливість від значення m_{\perp} до величини m_{\parallel} , то у вироджених зразках n-Si, внаслідок перерозподілу носіїв заряду між долинами і зміни при цьому їх енергії Фермі (у відповідності зі співвідношенням (4)) у випадку залежності часу релаксації носіїв від їх енергії, з деформацією будуть змінюватися самі величини m_{\perp} і m_{\parallel} , а отже, буде змінюватися при цьому і значення параметра анізотропії K . Цими факторами і пояснюється помітне збільшення значення r_{\max} / r_0 при переході від невироджених зразків n-Si (крива 3, рис. 1) до вироджених (криві 4 і 5, рис. 1). Більше того, різке зростання величини r_{\max} / r_0 при появі виродження свідчить про те, що час релаксації носіїв заряду у вироджених зразках n-Si при $T = 77,4$ К

зменшується зі збільшенням їх енергії, а, як відомо, така залежність характерна для переважно акустичного розсіяння (криві 1 і 2, рис. 3).

Однак, як було показано в роботі [7], для сильно легованих зразків n-Si при 4,2 К, коли розсіяння на акустичних коливаннях вельми незначне, зменшення часу релаксації електронів з енергією може пояснюватися розсіянням носіїв на флуктуаціях у розподілі домішки, при цьому рухливість зі збільшенням T також зменшується (криві 4 і 5, рис. 3). Зазначимо, що електронно-мікроскопічні дослідження структури кристалів кремнію, легованого домішкою As, наочно свідчать про нерівномірний розподіл як самих домішкових атомів, так і їх скупчень при $N_{As} > (5 \div 7) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (див., наприклад, [8]).

Другою важливою особливістю тензоопору n-Si та n-Ge була поява максимуму на залежностях $r_X / r_0 = f(X)$ у зразках із концентрацією електронів $n_e \geq 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при значеннях X , достатніх для повного переселення носіїв із долин, що піднімаються, в долини, що опускаються, і подальше зменшення r_X / r_0 зі збільшенням X (криві 1 - 5, рис. 1 та криві 2 і 3, рис. 2). Це явище пов'язане з формуванням у забороненій зоні кристалів хвостів густини станів при збільшенні концентрації легуючої домішки і звільнення при одночасній пружній деформації електронів, локалізованих (або тих, що мають малу рухливість) на цих станах при $T = 77,4 \text{ К}$. Про локалізацію електронів при таких концентраціях домішки свідчить також залежність концентрації носіїв заряду від температури в області $77 \div 300 \text{ К}$ для невироджених зразків із концентрацією $n_e \geq 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (криві 1 - 3, рис. 4). Крім того, з рис. 4 видно, що чим більшою є концентрація фосфору в кристалі, тим в область більш високих температур затягується іонізація носіїв заряду, а в зразку з концентрацією домішки порядку 10^{18} см^{-3} (залежність 3, рис. 4), стани, які виникли, не іонізовані повністю навіть при кімнатній температурі. На цьому ж кристалі спостерігається і найбільша зміна $r_X / r_0 = f(X)$ після проходження залежності 3 (рис. 1) через максимум.

Оцінки, проведені з використанням співвідношення (11), свідчать про те, що, в залежності від ступеня легування, хвости густини станів простираються в глибину забороненої зони кремнію приблизно на 0,055 eV для $N_p \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 0,075 eV для $N_p \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$; і $> 0,1 \text{ eV}$ для $N_p \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Таким чином, можна стверджувати, що для зразків із концентрацією домішок, яка наближає статистику електронного газу до умов виродження (в n-Si – крив. 1, 2, 3, рис. 1, в n-Ge – крив. 2, рис. 2) ефект тензоопору зумовлений перерозподілом носіїв заряду між долинами, що опускаються і тими, що піднімаються, а також між домішковою зоною і зоною провідності. Спостережуване зменшення

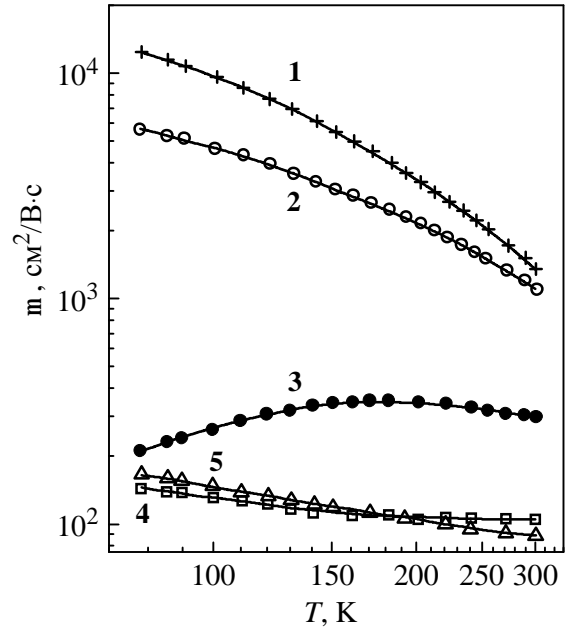


Рис. 3. Температурні залежності холлівської рухливості для зразків n-Si <P> з концентрацією електронів (при $T = 77,4 \text{ К}$) $n_e, \text{ см}^{-3}$: 1 – $1,5 \cdot 10^{15}$; 2 – $7,0 \cdot 10^{15}$; 3 – $3,5 \cdot 10^{17}$; 4 – $8,8 \cdot 10^{18}$; 5 – $1,6 \cdot 10^{19}$.

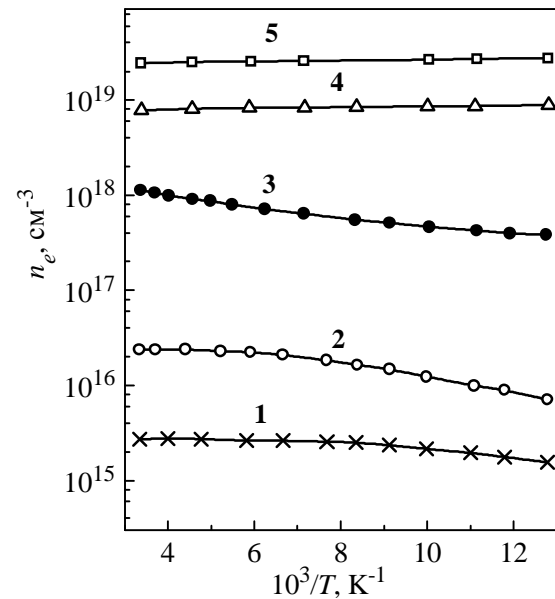


Рис. 4. Залежності $n_e = f(T)$ для зразків n-Si <P>. У зразку з $n_e = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ концентрація електронів в області $77 \div 300 \text{ К}$ від T не залежить.

(після максимуму) $r_X / r_0 = f(X)$ з деформацією для слабо вироджених кристалів можна пояснити збільшенням числа носіїв у долині, що опустилася, за рахунок електронів, які перейшли зі зв'язаних у вільні стани с-зони при деформаційному зменшенні щільності між дном зони провідності й енергетичним положенням домішкових рівнів у забороненій зоні.

Слід зауважити, що за деяких умов [зокрема

вибору напрямку (орієнтації) осі $\vec{X} // \vec{J}$ по відношенню до ізоенергетичних еліпсоїдів в одновісно деформованому кристалі] енергетична щільність між домішковою зоною і дном с-зони може зростати, так і зменшуватися з усіма наступаючими при цьому наслідками. Цю обставину необхідно враховувати, аналізуючи конкретні результати при вивченні (чи практичному використанні) ефекту тензоопору, що виникає при одновісній пружній деформації в багатодолинних напівпровідниках типу n-Si чи n-Ge при механічних навантаженнях стиску (чи розтягу) в широкому діапазоні їх абсолютних значень $|X|$.

Висновки

Встановлено, що зміна питомого опору $r(X)$ монокристалів n-Si та n-Ge в залежності від одновісного тиску X в широкому інтервалі концентрацій відбувається за рахунок двох

механізмів: 1) міжмінімумного перерозподілу носіїв заряду (при їх незмінній концентрації в с-зоні) та 2) зміною загальної концентрації носіїв струму в зоні провідності, що виникає за рахунок деформаційно-індукованої зміни енергетичної щільності між дном с-зони і домішковою зоною. В сильно легованих багатодолинних напівпровідниках можуть реалізуватися умови, за яких ефект тензоопору буде одночасно визначатися, окрім двох названих, ще й третім механізмом: 3) залежністю розсіяння носіїв заряду на флуктуаціях просторового розподілу атомів легуючих домішок від деформуючого напруження на кристалі.

Баранський П.І. - головний науковий співробітник, доктор фізико-математичних наук, професор;
Коломоєць В.В. – провідний науковий співробітник, доктор фізико-математичних наук;
Гайдар Г.П. – старший науковий співробітник, кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник відділу радіаційної фізики.

- [1] V.I. Fistul', *Sil'no legirovannyye poluprovodniki* (Nauka, Moskva, 1967).
- [2] V.L. Bonch-Bruevich, V.L. Zvjagin, R.P. Kajper, A.G. Mironov, R. Jenderlajn, B. Jesser, *Jelektronnaja teorija neuporjadochennyh poluprovodnikov* (Nauka, Moskva, 1981).
- [3] P.I. Barans'kij, A.V. Fedosov, G.P. Gajdar, *Fizichni vlastivosti kristaliv kremniju ta germaniju v poljah efektyvnogo zovnishn'ogo vplivu* (Nadstir'ja, Luc'k, 2000).
- [4] P.I. Baranskij, I.S. Buda, I.V. Dahovskij, V.V. Kolomoec, *Jelektricheskie i gal'vanomagnitnye javlenija v anizotropnyh poluprovodnikah* (Naukova dumka, Kiev, 1977).
- [5] I.V. Dahovskij, T.A. Poljanskaja, A.G. Samojlovich, Ju.V. Shmarcev, *FTP* 4 (11), 2165 (1970).
- [6] C. Herring, E. Vogt, *Phys. Rev.* 101(3), 944 (1956).
- [7] J. Kinoshita, *J. Phys. Soc. Jpn.* 33(3), 743 (1972).
- [8] S.P. Grishina, N.I. Klimova, V.B. Osvenskij, M.G. Mil'vidskij, *Izv. AN SSSR. Ser. Neorg. mater.* 6(2), 193 (1970).

G.P. Gaidar¹, P.I. Baranskii², V.V. Kolomoets¹

Tensoresistance of n-Si and n-Ge Multi-Valley Semiconductors Over a Wide Range of Concentrations

¹*Institute for Nuclear Research of NAS of Ukraine, 47, prospect Nauky, 03680 Kyiv, Ukraine, e-mail: gaidar@kinr.kiev.ua*

²*V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics of NAS of Ukraine, 45, prospect Nauky, 03028 Kyiv, Ukraine*

In this paper, at $T = 77.4$ K the tensorresistance of n-Si and n-Ge single crystals over a wide concentration range $10^{14} \leq n_e \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and the mechanical stresses $0 \leq X \leq 1.5$ GPa were studied and some of its features that appear at the breaking point of degeneration of the electron gas in these crystals were discussed. The physical basis of the results obtained was presented.

Keywords: silicon, germanium, uniaxial elastic deformation, tensorresistance, charge carrier concentration.