

<https://doi.org/10.15407/dopovidi2023.03.031>

УДК 621.315.592

Г.П. Гайдар, <https://orcid.org/0000-0003-2077-3484>

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

E-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

## Деформаційні ефекти у кристалах германію діркової провідності

Представлено академіком НАН України О.Є. Беляєвим

На монокристалах  $p$ -Ge з питомим опором  $\rho_{300K} \approx 16$  Ом·см одержано при 300 і 77 К польові залежності коефіцієнта Холла за умов  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$  і  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$  (магнітне поле  $\vec{H}$  спрямоване вздовж напрямку  $[1\bar{1}0]$ ,  $\vec{j}$  — струм крізь зразок) за різних значень тиску  $\bar{X}$ . На зразках обох кристалографічних орієнтацій при 77 К (за відсутності та за наявності тиску) виявлено тонку структуру польових залежностей коефіцієнта Холла, пов'язану з анізотропією зони важких дірок. Виявлено істотне згладжування тонкої структури зі збільшенням тиску. Показано якісно різну поведінку коефіцієнта Холла з тиском у слабких і більш сильних магнітних полях. Одержано залежності питомого опору та поздовжнього магнітоопору з тиском, виміряні за температури рідкого азоту на тих самих зразках двох кристалографічних орієнтацій. Виявлено чітко виражену анізотропію тензоопору і тензо-холл-ефекту як за відсутності, так і за наявності тиску. Встановлено, що основна перебудова деформованої сфери важких дірок вихідного кристала в еліпсоїди відбувається (у зразках обох орієнтацій) в інтервалі  $X \leq 0,6 \div 0,7$  ГПа, а в разі подальшого збільшення тиску параметри еліпсоїдів, що утворилися, змінюються відносно слабо. Виявлено у зразках обох кристалографічних орієнтацій відмінність від нуля поздовжнього магнітоопору  $\rho_{H}^{\parallel} / \rho_0 - 1 = f(X)$ , а також різко виражену його анізотропію, яка не зникає до найбільших тисків, досягнутих в експерименті. Показано тенденцію до зростання поздовжнього магнітоопору зі збільшенням тиску за умов  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$  і 77 К.

**Ключові слова:** германій, діркова провідність, гальваномагнітні ефекти, деформаційні ефекти.

На сьогодні германій є стратегічно актуальним багатодолинним напівпровідником. Його широко використовують для виготовлення деталей оптичних систем інфрачервоної техніки, зокрема, в інфрачервоних спектроскопах та іншому оптичному обладнанні, яке вимагає надзвичайно чутливих інфрачервоних датчиків [1–3]. На основі гетероструктур Ge/GaAs створюють прилади сенсорної електроніки, такі як фотоприймачі, сенсори температури, деформації та магнітного поля. Виявлений в структурах In/Ge/In ефект великого додатного магнітоопору може бути корисним для створення магнітних датчиків

Цитування: Гайдар Г.П. Деформаційні ефекти у кристалах германію діркової провідності. *Допов. Нац. акад. наук Укр.* 2023. № 3. С. 31—39. <https://doi.org/10.15407/dopovidi2023.03.031>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2023. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

на основі германію [4]. Оксиди германію ( $\text{GeO}_2$  і  $\text{GeO}_x$ ) можуть бути перспективними для створення мемристорів завдяки високій щільності дефектів (вакансій кисню), які є пастками для носіїв заряду [5, 6]. В останні роки германій розглядають в якості відповідного матеріалу для підвищення швидкодії транзисторів і в якості активного середовища для оптоелектронних і плазмонних пристроїв [7–9]. Отримання багатошарових масивів квантових точок германію в кремнієвій матриці є перспективним з точки зору використання в сонячних елементах [10].

Монокристали германію істотно змінюють свої фізичні характеристики в умовах дії різних фізичних впливів [11, 12]. Переважна більшість практично важливих і найцікавіших у науковому сенсі особливостей  $p$ -типу нерозривно пов'язана з виродженням валентної зони в точці  $\vec{k} = 0$ , а також із добре вираженою анізотропією ефективної маси важких дірок, яка в першому наближенні теорії деяких кінетичних ефектів не враховується.

Експериментальне виявлення внеску в кінетичні ефекти згаданих вище чинників має створювати передумови для перевірки і обґрунтування фізичних моделей, які використовуються в процесі аналізу розглядуваних явищ, надавати цьому аналізу підвищену надійність і однозначність.

Одним із ефективних способів для досягнення цієї мети є застосування пружної деформації [13]. Слід зауважити, що дослідження тензогальваномагнітних ефектів порівняно з вивченням просто тензоопору відкриває додаткові можливості для дослідження особливостей будови валентної зони в деформованих кристалах, а також для вивчення механізмів розсіяння носіїв заряду в ній. Пов'язано це з тим, що в  $p$ -матеріалах доводиться мати справу з двома сортами носіїв — легкими і важкими дірками, причому легкі дірки набагато більше проявляються в магнітоопорі й ефекті Холла, ніж у провідності. Варіюючи величину магнітного поля, існує можливість змінювати внесок в ефект легких і важких дірок, чого не можна зробити в експериментах із тензоопору. Використання високих тисків, які спричиняють значне розщеплення зон легких і важких дірок, також веде до вилучення з процесу перших.

Мета роботи полягала у встановленні закономірностей впливу одновісної пружної деформації на гальваномагнітні ефекти в  $p$ -Ge (ефект Холла і поздовжній магнітоопір), зумовлені анізотропією закону дисперсії зони важких дірок і наявністю в матеріалі  $p$ -типу носіїв двох сортів (легких і важких дірок).

Ефекти, пов'язані зі впливом магнітного поля на електричні (гальванічні) властивості кристалів германію, крізь які протікає струм, називаються гальваномагнітними.

Специфічні особливості валентної зони кубічних напівпровідників (зокрема, Ge) зумовлюють у матеріалах діркової провідності різноманітні деформаційні ефекти.

У валентній зоні  $p$ -Ge є три гілки, які характеризують енергетичний спектр дірок. Дві гілки — легких і важких дірок — вироджені в точці фазового  $\vec{k}$ -простору, де хвильовий вектор  $\vec{k} = 0$ . Третя гілка “відщеплена” від перших двох за рахунок спин-орбітальної взаємодії. Для розглядуваної області температур ( $T \leq 300$  К) в германії вона не вступає у взаємодію з механічними напруженнями, оскільки розташовується значно нижче (на 0,29 еВ) від двох інших гілок.

Зауважимо, що у випадку германію легкі дірки становлять приблизно 5 % загальної концентрації носіїв, проте завдяки великій рухливості вони роблять істотний внесок майже в усі ефекти, пов'язані з явищами перенесення.

Деформаційні ефекти в матеріалах діркової провідності суттєво визначаються змінами в енергетичному спектрі дірок, що спричинює зміни їхньої групової швидкості  $v_i \sim \frac{dE}{dk_i}$ , а, отже, й ефективної маси  $m_i^* \sim \left(\frac{d^2E}{dk_i^2}\right)^{-1}$  (з підвищенням тиску маса легких дірок збільшується, а маса важких — зменшується). Істотним є також зняття виродження зон легких і важких дірок, що зумовлює розподіл носіїв між зонами. При цьому можна розділити дві області: 1) область високих температур, де ефекти лінійно залежать від деформації і перерозподіл носіїв між зонами є несуттєвим; 2) область низьких температур і досить високих тисків, де деформаційні ефекти взагалі не залежать від деформації, а тільки від її напрямку і знаку.

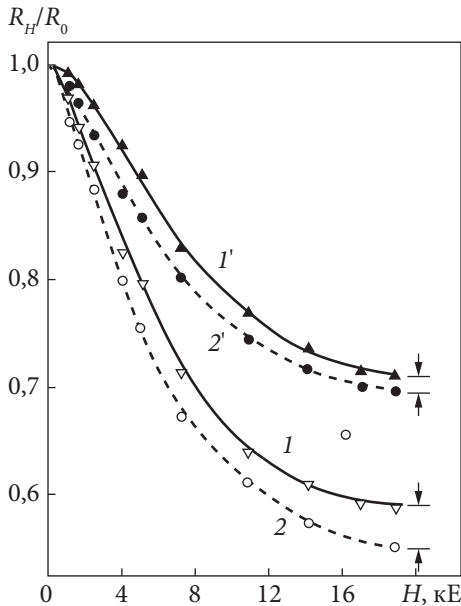
Бір і Пікус вивчали енергетичний спектр дірок у деформованих кристалах Ge і Si [13]. Вони отримали загальну формулу для енергетичного спектра дірок залежно від деформації. За низьких температур і сильного одновісного стиснення виродження валентної зони в *p*-Ge знімається і між зоною легких і важких дірок з'являється енергетична щілина:

$$\Delta E_{1,2} = \begin{cases} 2b(S_{11} - S_{12})X = 2,44 \cdot 10^{-12} bX & (\text{при } \vec{X} \parallel [100]), \\ S_{44} \frac{d}{\sqrt{3}} X = 0,838 \cdot 10^{-12} dX & (\text{при } \vec{X} \parallel [111]), \end{cases}$$

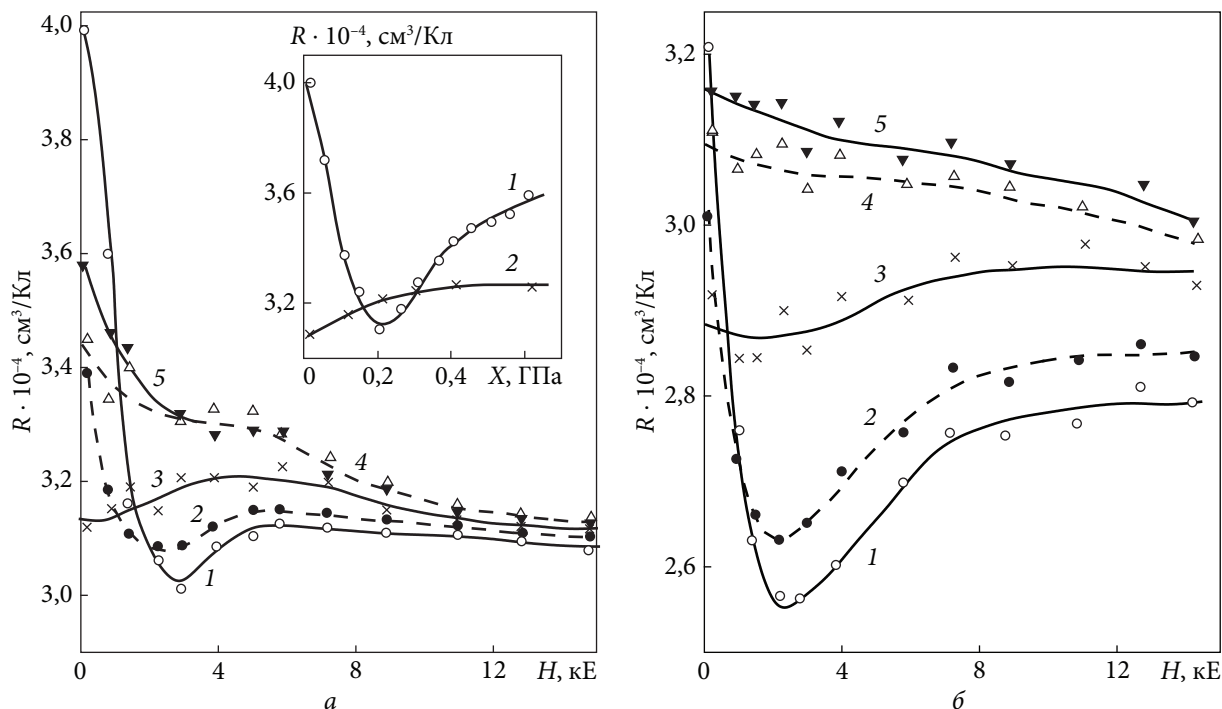
де *b* і *d* — сталі деформаційного потенціалу;  $S_{11}, S_{12}, S_{44}$  [14] — пружні сталі; *X* — механічне напруження.

Зі збільшенням *X*, поряд зі зростанням енергетичної щілини між зонами відбувається, згідно з [13], також перебудова структури спектра так, що за досить великих *X* ізоенергетична поверхня поблизу мінімуму енергії важких дірок може бути представлена у вигляді сплюсненого еліпсоїда ( $m_{\perp}/m_{\parallel} = 2,45$  — при  $\vec{X} \parallel [100]$  і  $m_{\perp}/m_{\parallel} = 3,18$  — при  $\vec{X} \parallel [111]$ ).

В експериментах використано монокристали *p*-Ge з концентрацією  $n_p \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  і питомим опором  $\rho_{300\text{K}} \approx 16 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . На рис. 1 наведено польові залежності коефіцієнта Холла  $R_H/R_0 = f(H)$ , виміряні при 300 К на зразках різної орієнтації за відсутності та за наявності одновісної пружної деформації стиснення. Криві 1 і 2 підтверджують наявність анізотропії коефіцієнта Холла в недеформованому *p*-Ge. Спадання кривих  $R_H/R_0$  від магнітного поля *H* пояснюється різним внеском в ефект легких і важких дірок [15]. У слабких магнітних полях ефект Холла зумовлений здебільшого легкими дірками, вплив яких зменшується зі зростанням *H*.



**Рис. 1.** Польові залежності коефіцієнта Холла  $R_H/R_0 = f(H)$ , виміряні при  $T = 300 \text{ К}$  на зразках *p*-Ge двох кристалографічних орієнтацій: 1, 1' —  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$ ; 2, 2' —  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$ , за різних значень механічного напруження стиснення *X*, ГПа: 1, 2 — 0; 1', 2' — 0,2. В обох випадках  $\vec{H} \parallel [1\bar{1}0]$

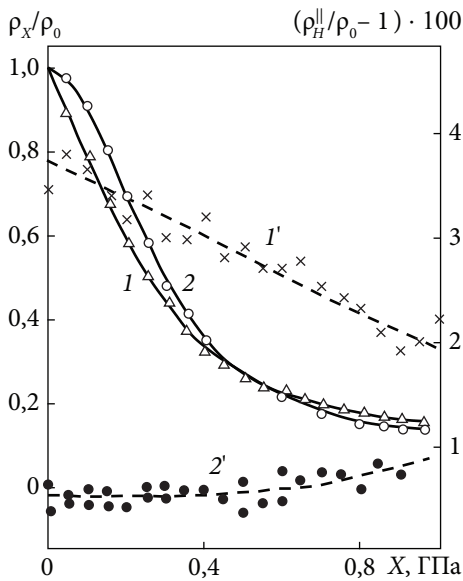


**Рис. 2.** Залежності коефіцієнта Холла  $R$  від напруженості магнітного поля  $H$ , виміряні при  $T = 77$  К на зразках  $p$ -Ge двох кристалографічних орієнтацій:  $a - \vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$ ;  $b - \vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$ , за різних значень механічного напруження стиснення  $X$ , ГПа: 1 — 0; 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — 0,45; 5 — 0,6. В обох випадках  $\vec{H} \parallel [1\bar{1}0]$ . На вставці — залежності коефіцієнта Холла  $R$  від механічного напруження стиснення  $X$ , виміряні при  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$ ,  $T = 77$  К на зразках  $p$ -Ge за двох значень напруженості магнітного поля  $H$ , Е: 1 — 150, 2 — 5800.  $\vec{H} \parallel [1\bar{1}0]$

При накладанні одновісного навантаження вздовж  $[111]$  (або  $[100]$ ) знімається виродження валентної зони в околі  $\vec{k} = 0$ , що спричинює перехід легких дірок у зону важких (тобто зменшення кількості легких дірок) і зменшення зміни коефіцієнта Холла в магнітному полі, яка визначається залежністю від їхньої концентрації. При накладанні тиску  $X$  анізотропія зміни коефіцієнта Холла в магнітному полі зменшується (відносно анізотропії, спостережуваної за умови  $X = 0$ ) не тільки в масштабі відносних одиниць, а й у шкалі абсолютних значень (порівняти щілини, позначені стрілками на рис. 1).

У  $p$ -Ge анізотропія гальваномагнітних явищ безпосередньо пов'язана зі специфікою структури зон. Тому очікували, що зміни спектра носіїв за умов одновісної деформації найрельєфніше проявлятимуться в тих особливостях кінетичних коефіцієнтів, які зумовлені несферичністю ізоенергетичної поверхні важких дірок. Згідно з [15] тонка структура польових залежностей коефіцієнта Холла, яка полягає в немонотонній зміні останнього з магнітним полем, може бути віднесена до таких особливостей.

Результати експериментально виявлених змін тонкої структури  $R(H)$  в одновісно деформованих кристалах  $p$ -Ge різної кристалографічної орієнтації наведено на рис. 2. Характерною їх особливістю є якісно різний хід зміни  $R(H)$  з тиском у слабких і сильних магнітних полях. Це твердження є справедливим як для експериментів зі зразками різної орієнтації (у разі порівняння даних при  $H = \text{const}$  в обох серіях кривих рис. 2, а і рис. 2, б),



**Рис. 3.** Залежності тензоопору  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  (1, 2) і поздовжнього тензомагнітоопору  $\rho_H^{\parallel}/\rho_0 - 1 = f(X)$  (1', 2'), виміряні при  $T = 77$  К на зразках *p*-Ge двох кристалографічних орієнтацій: 1, 1' —  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$ ; 2, 2' —  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$ . Тензомагнітоопір вимірювали в обох випадках (1', 2') при  $H = 1550$  Е

так і для експериментів зі зразками однієї орієнтації (див. залежності на вставці рис. 2, а, які є розрізами серії кривих рис. 2, а за фіксованих  $H_1 \neq H_2$ , взятих із областей слабких і сильних  $H$ ). Як при  $\vec{X} \parallel [100]$ , так і при  $\vec{X} \parallel [111]$  тонка структура  $R(H)$  зі збільшенням тиску  $X$  істотно згладжується, тому, принаймні у зразках, орієнтованих уздовж  $[111]$ , вона майже повністю зникає, починаючи зі значень  $X \geq 0,6$  ГПа.

Дані зі вставки рис. 2, а, як зазначалося, є розрізами сімейства кривих рис. 2, а при  $H = 150$  Е ( $\mu H/c \ll 1$ ) і  $H = 5800$  Е ( $\mu H/c \gg 1$ ). Крива 1 (зі вставки) дає можливість

знайти ті граничні значення  $X \approx 0,2$  ГПа, якими визначається міжзонна щілина  $E_{1,2}$ . Це значення  $E_{1,2}$  є цілком достатнім для того, щоб за заданої температури забезпечити повний перехід легких дірок у зону важких і призупинити тим самим ефективно спадання  $R(X)$ . Спостережуване в області  $X > 0,2$  ГПа зростання  $R(X)$  може бути безпосередньо пов'язане з перебудовою ізоенергетичної поверхні в зоні важких дірок. На користь правильності цих уявлень свідчить той факт, що спадну ділянку кривої 1 (зі вставки) можна вилучити незалежним способом: унаслідок накладання сильного магнітного поля  $H$ . Для цього, як видно зі вставки на рис. 2, а (крива 2), виявилось достатнім поле  $H = 5800$  Е.

Згладжування тонкої структури  $R(H)$  зі зростанням  $X$  може визначатися такими причинами: 1) переходом до ідеально правильної (за формою) ізоенергетичної поверхні у вигляді еліпсоїда обертання, який утворюється під впливом тиску з початкової сфери зі “вм'ятинами”; 2) заниженою чутливістю цього ефекту щодо деталей і тонкощів геометричної форми ізоенергетичної поверхні, яка знову виникає під впливом напруження  $X$ . Друга причина є більш очевидною. Щоб надійно з'ясувати, яка з цих причин відіграє визначальну роль, необхідно було поставити експерименти з дослідження поздовжнього магнітоопору в деформованому *p*-Ge. Для цього вивчали залежності тензоопору  $\rho = \rho(X)$ , а також поздовжній магнітоопір зі зростанням  $X$  на досліджуваних кристалах (рис. 3).

На рис. 3 (криві 1, 2) наведено залежності тензоопору  $\rho_X/\rho_0 = f(X)$  для двох орієнтацій струму і тиску відносно кристалографічних осей *p*-Ge:  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$  і  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$ . Виявилось, що тензоопір у *p*-Ge (рис. 3, криві 1, 2), так само як і тензо-холл-ефект, характеризується чітко вираженою анізотропією.

В експериментах з кристалами обох досліджених орієнтацій основне зменшення питомого опору  $\rho$  відбувається в інтервалі  $X \leq 0,6 \div 0,7$  ГПа, тоді як у діапазоні тисків, що перевищують ці значення, зменшення  $\rho$  зі зростанням  $X$  є незначним. Це означає, що основна перебудова деформованої сфери важких дірок вихідного кристала в еліпсоїди відбувається (у зразках обох орієнтацій) в інтервалі  $X \leq 0,6 \div 0,7$  ГПа, а в разі подальшого збільшення  $X$  параметри еліпсоїдів, що утворилися, змінюються відносно слабо.



Важливо було з'ясувати, наскільки досконалыми є сплюснуті еліпсоїди, що виникають під час деформації *p*-Ge і відповідають зоні важких дірок, які з накладанням *X* стають легшими. Фактично, потрібно було встановити, чи є сплюснуті еліпсоїди (в яких зосереджуються майже всі дірки за досить сильного розщеплення зон і помірно низьких температур) еліпсоїдами обертання. Відповідь спробували отримати в експериментах із поздовжнім магнітоопором в одновісно деформованому *p*-Ge.

Зазначимо, що якщо на досліджувані кристали одночасно впливає й одновісна пружна деформація *X*, і магнітне поле *H*, то величину  $\left. \frac{\Delta\rho_X}{\rho_0} \right|^H \equiv \frac{\rho_X^H - \rho_0^H}{\rho_0^H} = \frac{\rho_X^H}{\rho_0^H} - 1 = \frac{\Delta\rho_X^H}{\rho_0^H} = f(X)$ , яка характеризує зміну питомого опору залежно від деформувального зусилля *X* у разі сталого магнітного поля (*H* = const), називають тенземагнітоопором.

Залежності поздовжнього магнітоопору  $\left. \frac{\Delta\rho_X}{\rho_0} \right|^{\vec{H} \parallel \vec{j}} = \frac{\Delta\rho_X^H}{\rho_0^H} \equiv \frac{\Delta\rho_H^{\parallel}}{\rho_0} = \frac{\rho_H^{\parallel}}{\rho_0} - 1$  від тиску *X* наведено на рис. 3 (криві 1', 2') для двох кристалографічних орієнтацій *p*-Ge.

Проаналізувавши отримані експериментальні результати, можна сформулювати низку висновків:

а) виявлено у зразках *p*-Ge обох ( $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$  і  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$ ) кристалографічних орієнтацій відмінність від нуля поздовжнього тенземагнітоопору  $\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0 = \rho_H^{\parallel}/\rho_0 - 1$  (рис. 3, криві 1', 2');

б) виявлено різко виражену анізотропію поздовжнього магнітоопору в одновісно деформованому *p*-Ge, яка не зникає аж до найбільших тисків (*X* ≈ 1 ГПа), досягнутих в експерименті;

в) встановлено у зразках *p*-Ge при  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$  і 77 К тенденцію не до спадання, а до зростання поздовжнього магнітоопору  $\Delta\rho_H^{\parallel}/\rho_0$  зі збільшенням *X*.

Сформульовані висновки вказують на те, що ізоенергетичні поверхні валентної зони в *p*-Ge, які виникають унаслідок одновісної деформації, по суті, не є еліпсоїдами обертання, а являють собою складніші фігури (на кшталт еліпсоїдів зі "вм'ятинами"). Очевидно, відступи від сферичності, характерні для ізоенергетичної поверхні важких дірок у недеформованому *p*-Ge, не зникають безслідно під час трансформації цієї поверхні у фігури типу еліпсоїдів в одновісно деформованих кристалах.

Отримані результати засвідчують, що в разі створення строгої теорії кінетичних ефектів у *p*-Ge надії на спрощення вихідних позицій, пов'язані з використанням сильних тисків, не можуть бути багатообіцяючими, оскільки ізоенергетичні поверхні валентної зони навіть за дуже сильних одновісних стиснень істотно відрізняються від еліпсоїдів обертання.

Тому для побудови теорії кінетичних ефектів у *p*-Ge, яка послідовно враховує анізотропію ефективних мас дірок й анізотропію їх розсіяння, необхідно мати дані про ізоенергетичні поверхні не тільки у вихідних кристалах *p*-Ge, а й в умовах їхньої деформації. Докладніші відомості щодо форми ізоенергетичних поверхонь, які виникають в умовах сильної одновісної деформації *p*-Ge, можуть бути отримані лише за рахунок ретельного вивчення (за великих *X*) кутових залежностей тих ефектів, які цілком визначаються формою ізоенергетичної поверхні і її орієнтацією відносно осей кристала.

Таким чином, для кристалів  $p$ -Ge при  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$  і  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$  отримано залежності коефіцієнта Холла від напруженості магнітного поля при 77 і 300 К за різних значень механічного напруження стиснення (при цьому у всіх випадках  $\vec{H} \parallel [1\bar{1}0]$ ). При  $T = 77$  К виявлено тонку структуру польових залежностей коефіцієнта Холла, пов'язану з анізотропією зони важких дірок, яка зі збільшенням тиску у випадку обох кристалографічних орієнтацій істотно згладжується. Виявлено різну поведінку коефіцієнта Холла з тиском у слабких (до 2 кЕ) і більш сильних (5—20 кЕ) магнітних полях.

На тих самих кристалах  $p$ -Ge досліджено поздовжній тенземагнітоопір за деформації вздовж напрямків  $[100]$  і  $[111]$  і температури 77 К. Виявлено суттєві анізотропні ефекти. Встановлено, що з тиском ( $0 \leq X \leq 1$  ГПа) поздовжній магнітоопір (як у випадку  $\vec{X} \parallel [111]$ , так і при  $\vec{X} \parallel [100]$ ) не зникає, як цього слід було б очікувати в зв'язку з перебудовою під впливом деформації ізоенергетичних поверхонь валентної зони у фігури типу еліпсоїдів обертання. На цій підставі зроблено висновок про те, що ізоенергетичні поверхні валентної зони сильно деформованих кристалів  $p$ -Ge не є досконалими еліпсоїдами обертання.

#### ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Баранський П.І., Беляєв О.Є., Гайдар Г.П. Кінетичні ефекти в багатодолінних напівпровідниках. Київ: Наук. думка, 2019. 448 с.
2. Claeys C., Simoen E. Germanium-based technologies: From materials to devices. 1 ed. Elsevier Science Publishing Company, 2007. 449 p.
3. Оксанич А.П., Мальований В.В. Розробка методики та пристрою для дослідження оптичної якості монокристалічного германія. *Вісник КрНУ ім. Михайла Остроградського*. 2013. № 1(78). С. 18—22. [http://www.kdu.edu.ua/statti/2013-1\(78\)/18.pdf](http://www.kdu.edu.ua/statti/2013-1(78)/18.pdf)
4. Chen J., Zhang X., Luo Z., Wang J., Piao H.-G. Large positive magnetoresistance in germanium. *J. Appl. Phys.* 2014. **116**. № 11. P. 114511. <https://doi.org/10.1063/1.4896173>
5. Volodin V.A., Kamaev G.N., Gritsenko V.A., Gismatulin A.A., Chin A., Vergnat M. Memristor effect in GeO[SiO<sub>2</sub>] and GeO[SiO] solid alloys films. *Appl. Phys. Lett.* 2019. **114**. № 23. P. 233104. <https://doi.org/10.1063/1.5079690>
6. Астанкова К.Н., Володин В.А., Азаров И.А. О структуре тонких пленок монооксида германия. *Физика и техника полупроводников*. 2020. **54**. № 12. С. 1296—1301. <https://doi.org/10.21883/FTP.2020.12.50228.9508a>
7. Saito S., Al-Attili A.Z., Oda K., Ishikawa Y. Towards monolithic integration of germanium light sources on silicon chips. *Semicond. Sci. Technol.* 2016. **31**. № 4. P. 43002 (19). <https://doi.org/10.1088/0268-1242/31/4/043002>
8. Baldassarre L., Sakat E., Frigerio J., Samarelli A., Gallacher K., Calandrini E., Isella G., Paul D.J., Ortolani M., Biagioni P. Midinfrared Plasmon-Enhanced Spectroscopy with Germanium Antennas on Silicon Substrates. *Nano Lett.* 2015. **15**. № 11. P. 7225—7231. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b03247>
9. Boucaud P., Kurdi M.El, Ghrib A., Prost M., de Kersauson M., Sauvage S., Aniel F., Chécoury X., Beaudoin G., Largeau L., Sagnes I., Ndong G., Chaigneau M., Ossikovski R. Recent advances in germanium emission. *Photonics Research*. 2013. **1**. № 3. P. 102—109. <https://doi.org/10.1364/PRJ.1.000102>
10. Konle J., Presting H., Kibbel H., Banhart F. Growth studies of Ge-islands for enhanced performance of thin film solar cells. *Mater. Sci. Eng. B*. 2002. **89**. № 1-3. P. 160—165. [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(01\)00824-8](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(01)00824-8)
11. Баранський П.І., Федосов А.В., Гайдар Г.П. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу. Луцьк: Надстир'я, 2000. 280 с.
12. Patel N.S., Monmeyran C., Agarwal A., Kimerling L.C. Point defect states in Sb-doped germanium. *J. Appl. Phys.* 2015. **118**. № 15. P. 155702. <https://doi.org/10.1063/1.4933384>
13. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Москва: Наука, 1972. 587 с. <https://ikfia.ysn.ru/wp-content/uploads/2018/01/BirPikus1972ru.pdf>

14. Баранский П.И., Буда И.С., Даховский И.В., Коломоец В.В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев: Наук. думка, 1977. 270 с.
15. Гайдар Г.П.. Магніто- і тензоопір компенсованих кристалів  $p$ -Ge в області слабких, проміжних і класично сильних магнітних полів. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2016. 17. № 1. С. 43—47. <https://doi.org/10.15330/pcss.17.1.43-47>

Надійшло до редакції 10.01.2023

## REFERENCES

1. Baranskii, P. I., Belyaev, A. E. & Gaidar, G. P. (2019). Kinetic effects in multi-valley semiconductors. Kyiv: Naukova Dumka (in Ukrainian).
2. Claeys, C. & Simoen, E. (2007). Germanium-based technologies: From materials to devices. 1 ed. Elsevier Science Publishing Company.
3. Oksanych, A. P. & Malovanyi, V. V. (2013). Development of technique and device for research of optical quality of germanium single crystal. *Visnyk Kremenchutskoho natsionalnoho universytetu imeni Mykhaila Ostrohradskoho*, No. 1(78), pp. 18-22 (in Ukrainian). [http://www.kdu.edu.ua/statti/2013-1\(78\)/18.pdf](http://www.kdu.edu.ua/statti/2013-1(78)/18.pdf)
4. Chen, J., Zhang, X., Luo, Z., Wang, J. & Piao, H.-G. (2014). Large positive magnetoresistance in germanium. *J. Appl. Phys.*, 116, No. 11, pp. 114511. <https://doi.org/10.1063/1.4896173>
5. Volodin, V. A., Kamaev, G. N., Gritsenko, V. A., Gismatulin, A. A., Chin, A. & Vergnat, M. (2019). Memristor effect in GeO[SiO<sub>2</sub>] and GeO[SiO] solid alloys films. *Appl. Phys. Lett.*, 114, No. 23, pp. 233104. <https://doi.org/10.1063/1.5079690>
6. Astankova, K. N., Volodin, V. A. & Azarov, I. A. (2020). Structure of germanium monoxide thin films. *Semiconductors*, 54, No. 12, pp. 1555-1560. <https://doi.org/10.1134/S1063782620120027>
7. Saito, S., Al-Attili, A. Z., Oda, K. & Ishikawa, Y. (2016). Towards monolithic integration of germanium light sources on silicon chips. *Semicond. Sci. Technol.*, 31, No. 4, pp. 43002 (19). <https://doi.org/10.1088/0268-1242/31/4/043002>
8. Baldassarre, L., Sakat, E., Frigerio, J., Samarelli, A., Gallacher, K., Calandrini, E., Isella, G., Paul, D.J., Ortolani, M. & Biagioni, P. (2015). Midinfrared Plasmon-Enhanced Spectroscopy with Germanium Antennas on Silicon Substrates. *Nano Lett.*, 15, No. 11, pp. 7225-7231. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b03247>
9. Boucaud, P., Kurdi, M. El, Ghrib, A., Prost, M., de Kersauson, M., Sauvage, S., Aniel, F., Chécoury, X., Beaudoin, G., Largeau, L., Sagnes, I., Ndong, G., Chaigneau, M. & Ossikovski, R. (2013). Recent advances in germanium emission. *Photonics Research*, 1, No. 3, pp. 102-109. <https://doi.org/10.1364/PRJ.1.000102>
10. Konle, J., Presting, H., Kibbel, H. & Banhart, F. (2002). Growth studies of Ge-islands for enhanced performance of thin film solar cells. *Mater. Sci. Eng. B*, 89, No. 1-3, pp. 160-165. [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(01\)00824-8](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(01)00824-8)
11. Baranskii, P. I., Fedosov, A. V. & Gaidar, G. P. (2000). Physical properties of silicon and germanium crystals in the fields of effective external influence. Lutsk: Nadstyr'ya (in Ukrainian).
12. Patel, N. S., Monmeyran, C., Agarwal, A. & Kimerling, L. C. (2015). Point defect states in Sb-doped germanium. *J. Appl. Phys.*, 118, No. 15, pp. 155702. <https://doi.org/10.1063/1.4933384>
13. Bir, G. L. & Pikus, G. E. (1972). Symmetry and deformation effects in semiconductors. Moscow: Nauka (in Russian). <https://ikfia.ysn.ru/wp-content/uploads/2018/01/BirPikus1972ru.pdf>
14. Baranskii, P. I., Buda, I. S., Dakhovskii, I. V. & Kolomoets, V. V. (1977). Electrical and galvanomagnetic phenomena in anisotropic semiconductors. Kyiv: Naukova Dumka (in Russian).
15. Gaidar, G. P. (2016). Magneto- and tensorresistance of the  $p$ -Ge compensated crystals in the range of weak, intermediate and classically strong magnetic fields. *Physics and Chemistry of Solid State*, 17, No. 1, pp. 43-47. <https://doi.org/10.15330/pcss.17.1.43-47>

Received 10.01.2023



G.P. Gaidar, <https://orcid.org/0000-0003-2077-3484>

Institute for Nuclear Research of the NAS of Ukraine, Kyiv

E-mail: [gaydar@kinr.kiev.ua](mailto:gaydar@kinr.kiev.ua)

#### DEFORMATION EFFECTS IN GERMANIUM CRYSTALS WITH HOLE CONDUCTIVITY

Field dependencies of the Hall coefficient were obtained on *p*-Ge single crystals with resistivity  $\rho_{300\text{K}} \approx 16 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$  under the conditions  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$  and  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [111]$  (the magnetic field  $\vec{H}$  is directed along  $[1\bar{1}0]$ ;  $\vec{j}$  is the current through the sample) at different pressures *X*. Fine structures of the field dependencies of the Hall coefficient associated with the anisotropy of the heavy hole band were observed at 77 K for samples of both crystallographic orientations, with the fine structure being smoothed out with increasing pressure. A distinct difference in the behavior of the Hall coefficient with pressure was observed between weak and stronger magnetic fields. Pressure dependences of resistivity and longitudinal magnetoresistance were measured at liquid nitrogen temperature on samples of both crystallographic orientations. Anisotropy of the tensor resistance and tensor-Hall effect was clearly pronounced both in the absence and presence of pressure. It was found that the main transformation of the deformed sphere of heavy holes of the initial crystal into ellipsoids occurs (in samples of both orientations) in the range of  $X \leq 0.6\text{--}0.7 \text{ GPa}$ , and in the case of a further increase in pressure, the parameters of the formed ellipsoids change relatively weakly. In samples of both crystallographic orientations, a non-zero longitudinal magnetoresistance  $\rho_H^{\parallel}/\rho_0 - 1 = f(X)$  was found, as well as its sharply pronounced anisotropy, which does not disappear up to the maximal pressures achieved in the experiment. An increasing trend in the longitudinal magnetoresistance with increasing pressure was observed under the conditions  $\vec{X} \parallel \vec{j} \parallel [100]$  and 77 K.

**Keywords:** germanium, hole conductivity, galvanomagnetic effects, deformation effects.