

ВПЛИВ УЛЬТРАЗВУКУ НА ТРАНСПОРТНІ ЯВИЩА В БЕЗДИСЛОКАЦІЙНИХ КРИСТАЛАХ p -Ge

З метою з'ясування механізму впливу ультразвуку на електрофізичні параметри в бездислокаційних ($\sigma_d < 10 \text{ м}^{-2}$) зразках p -Ge з різним ступенем легування розробленим нами акустодинамічним методом Холла, проведені комплексні вимірювання температурних (77 / 300 К), магнітопольових (0,01 / 0,5 Тл) і амплітудних (від ультразвукової інтенсивності, $= < 2 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) характеристик. Показано, що вплив ультразвуку помітніше проявляється в слабкому магнітному полі у разі зниження температури та для зразків із більшою концентрацією домішки; ультразвукове навантаження зумовлює зсув магнітопольових характеристик і збільшення їх крутизни. З ростом амплітуди акустичних коливань спостерігається монотонне збільшення R_H , ρ і зменшення μ_n . Аналіз одержаних результатів проведено в рамках теорії явищ переносу в моделі гофрованих сфер для напівпровідників з виродженою валентною зоною.

1. Вступ

Відомо, що поширення інтенсивного ультразвуку (УЗ) в реальних кристалах може спричинювати перебудову дефектної структури і виявляється в ефектах акустопровідності [1], акустолюмінесценції [2] тощо. Такою властивістю «активного звуку» можна скористатися не тільки для вивчення дефектів, а й для керування параметрами напівпровідникових матеріалів [2–4]. Проте внаслідок відсутності теорії, а отже, і передбачуваності результатів дії УЗ, практичного застосування «акустостимульовані методи» поки що не знайшли. Причому, якщо для дислокаційних кристалів природа ультразвукових перетворень є якісно зрозумілою [1, 2, 4], то для бездислокаційних неп'єзоелектричних матеріалів, до яких належать якнайширше використовувані кремній, германій, сполуки As_2S_3 , механізми дії УЗ вимагають подальших досліджень [6]. Саме відповідним для цієї мети – простим і водночас достатньо інформативним є, на наш погляд, акустодинамічний метод Холла [4, 5] з широкими можливостями традиційних вимірювань (температурних, магнітопольових тощо) і унікальною можливістю модифікувати умови протікання струму, що вимірюється, в зразку, не змінюючи його установки, шляхом ультразвукового навантаження з одночасним вимірюванням наведених акустостимульованих змін електрофізичних параметрів.

Незважаючи на те що інтенсивні ультразвукові хвилі можуть суттєво впливати на стан дефектів у напівпровідникових кристалах [1–5], результатів досліджень кінетичних ефектів в

умовах динамічного (in-situ) ультразвукового навантаження немає. Систематичні дослідження ефекту Холла і магнетоопору в різних напівпровідникових кристалах з визначеною структурою електрично активних дефектів могли б розкрити як механізм такої дії, так і визначити практичні можливості застосування УЗ. Однак, враховуючи дуже високу чутливість гальваномагнітних ефектів до різноманітних об'ємно-градієнтних явищ у певних зразках, треба бути дуже обережними у трактуванні результатів.

2. Зразки і методика проведення експерименту

Досліджувалися кристали p -Ge, леговані галієм. Для вимірювань використовувався набір зразків з ідентичними вихідними геометричними і кристалографічними характеристиками. Методику вимірювання холлівських параметрів в умовах ультразвукового навантаження детально описано у праці [5], а також для зразків нейтронно-легованого германію (НЛГ) наведено результати досліджень акустостимульованих змін електрофізичних параметрів, зсуву температури інверсії коефіцієнта Холла R_H , наведених ультразвукових інверсій R_H . Однак проведені виміри в полі постійного магніту ($B = 0,45$ Тл) не дали змоги в ефектах дії УЗ достовірно розділити внесок носіїв різних типів (електронів, важких і легких дірок). З метою подальшого з'ясування механізму акустостимульованих гальваномагнітних ефектів, які спостерігаються в p -Ge, ми виконали магнітопольові ($B = 0,01 / 0,6$ Тл)

Таблиця 1. Характеристика зразків *p-Ge*

Зразок	Розмір, мм ²	Напрямок струму	Напрямок магнітного поля	Питомий опір при 77 К, Ом·м	Концентрація носіїв при 77 К, м ⁻³	Густина дислокацій, м ⁻²
Ge-20	1 x 2 x 10	<111>	<110>	0,73	$3 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^7$
Ge-24	1 x 2 x 10	<111>	<110>	0,3	10^{21}	< 10^6

вимірювання холлівських параметрів (коефіцієнта Холла RH , питомого опору ρ і рухливості μ). Вимірювання виконано на об'ємних зразках *p-Ge*. З двох шайб різних зливків германію за стандартною технологією [7-8] було виготовлено декілька зразків для холлівських вимірювань, типову характеристику яких наведено в табл. 1.

Особливістю даного експерименту було використання в процесі холлівських вимірів динамічного ультразвукового навантаження (рис. 1). Для цього поздовжні коливання частотою (5-7) МГц з інтенсивністю до $2 \cdot 10^4$ Вт/м подавали на досліджуваний зразок. Ультразвуковим перетворювачем слугували пластини п'єзоелектричного кристалу ніобату літію LiNbO₃ ($Y + 36^\circ$) зрізу. Для вимірів анодно-частотних характеристик проводився контроль резонансної частоти перетворювача, зсув якої у разі зниження температури від 300 до 100 К не перевищував ширини резонансної смуги п'єзоперетворювача. У процесі інтенсивного ультразвукового навантаження можливий додатковий розігрів зразка. Тому особлива увага приділялася точності вимірювання і встановленню та під-

триманню (у динамічній рівновазі) однорідної температури по зразку. Точність вимірювання всіх електричних сигналів $\sim 10^{-6}$ В, точність визначення абсолютних значень температури ~ 1 К, зміна температури зразка під час вимірювань в умовах інтенсивного ультразвукового навантаження упродовж часу вимірювання окремої експериментальної точки не перевищувала 2+3 К.

Основна ідея акустодинамічного методу Холла полягає в тому, що стан дефектної структури, а отже, і кристала в цілому, змінюється під дією УЗ [2, 4, 5]. Зміни в основному зворотні - після дії УЗ електрофізичні характеристики повертаються у вихідний стан, однак у разі відносно великих амплітуд УЗ в окремих зразках можливі й залишкові ефекти. На відміну від відомих модуляційних методик (наприклад, оптичних), де концентрацію дефектів модулює світловий потік, концентрація і стан дефектів модулюються за допомогою УЗ. При цьому є можливість проводити дослідження з тим самим зразком, але в різних станах - з вихідним станом дефектів і станом дефектів, які мають місце у разі ультразвукового навантаження.

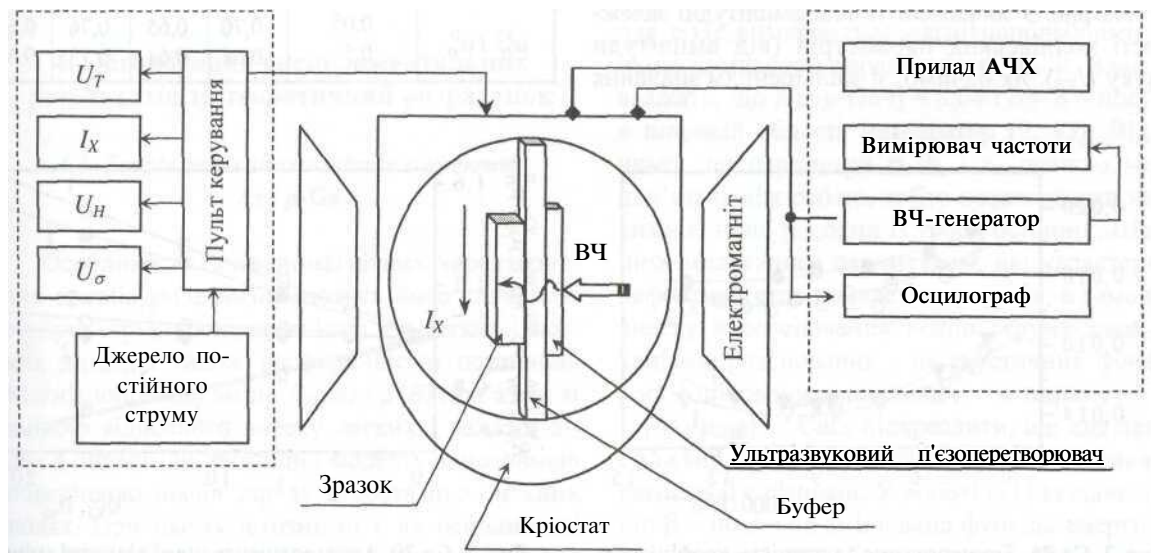


Рис. 1. Блок-схема установки для вимірювання гальваномагнітних параметрів в умовах ультразвукового навантаження: вольтметри для вимірювання: температури (U_T), струму (I_x), напруги Холла (U_H), провідності (U_σ),

3. Результати вимірювань

З метою з'ясування механізму ультразвукового впливу, у тому числі й розділення відносного внеску легких і важких дірок, детально досліджувалися температурні залежності коефіцієнта Холла R_H за двох граничних значень слабого ($B = 0,05$ Тл) і сильного ($B = 0,5$ Тл) магнітного поля. Всі вимірювання виконувались послідовно під час вимкненого УЗ та під час ультразвукового навантаження. Типові залежності $R_H(I/T)$ для одного із зразків ілюструє рис. 2. Характер експериментальних залежностей $R_H(I/T)$, як бачимо з рис. 2, відповідає області температур, де має місце домішкова провідність, тобто характеризується практично температурно незалежною ділянкою. Як відомо, для цієї області температур [8, 9]:

$$R_H(1/T) = r_H / e \cdot p, \quad (1)$$

де r_H — фактор Холла, що залежить від механізму розсіювання носіїв; p — концентрація дірок, яка в області температури збіднення домішки дорівнює концентрації легуючої домішки N_a . Наведені експериментальні результати, отримані для двох значень магнітного поля (0,05 і 0,5 Тл), відображають реальну картину гальваномагнітних явищ за участю двох типів дірок. Ефект ультразвукового впливу помітніше проявляється на кривих, що виміряні в слабкому магнітному полі, коли у переносі заряду беруть участь легкі дірки. У разі сильного поля внесок легких дірок зменшується і всі температурні зміни $R_H(1/T)$ визначаються в основному важкими дірками.

На рис. 3 зображені типові амплітудні залежності холлівських параметрів (від амплітуди звуку U_{y3}). Як бачимо, зі збільшенням значення

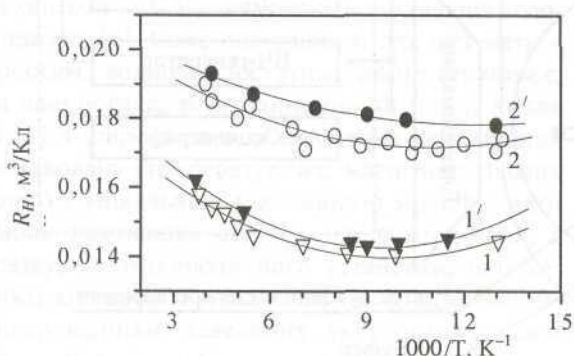


Рис. 2. Ge-24. Температурна залежність коефіцієнта Холла за двох значень магнітного поля $B = 0,5$ Тл (криві 1,1') $B = 0,05$ Тл (криві 2,2').

Світлі точки відповідають даним, одержаним за відсутності УЗ (криві 1,2), темні - за ультразвукового навантаження (криві 1', 2')

величини електричної високочастотної напруги U_{y3} на перетворювачі, що еквівалентно збільшенню амплітуди акустичних коливань, спостерігається монотонне збільшення коефіцієнта Холла R_H , питомого опору ρ і зменшення рухливості μ_H . Цікаво, що коефіцієнт Холла $R_H(U_{y3})$ слабо залежить від величини звуку, тобто концентрація носіїв під час дії УЗ практично не змінюється. Водночас магнетоопір $\rho(U_{y3})$ та рухливість $\mu(U_{y3})$ сильно залежать від зміни амплітуди ультразвукових коливань. Узагальнені експериментальні результати для двох зразків наведено в табл. 2.

На рис. 4 представлено магнітопольові залежності коефіцієнта Холла R_H/R_∞ та магнетоопору $\Delta\rho/\rho B^2$. Як можна побачити, додаткове ультразвукове навантаження досліджуваних зразків p -Ge зумовлює зсув магнітопольових характеристик, підвищення коефіцієнта Холла R_H , зменшення магнетоопору $\Delta\rho/\rho B^2$ і невелике збільшення їх крутизни. Процедура проведення порівняння експериментальних кривих з теорією описано нижче.

Таблиця 2. Відносні зміни гальваномагнітних параметрів під час дії УЗ ($U_{y3} = 15$ В_{эф})

Параметр	Магнітне поле В, Тл	p-Ge-20		p-Ge-24	
		120 К	200 К	120 К	200 К
R_H^{y3}/R_H^0	0,05	1,06	1,05	1,05	1,05
	0,5	1,02	1,04	1,02	1,04
ρ^{y3}/ρ^0	0,05	1,5	1,3	1,5	1,4
	0,5	1,4	1,2	1,4	1,3
μ_H^{y3}/μ_H^0	0,05	0,70	0,65	0,76	0,64
	0,5	0,68	0,64	0,73	0,64

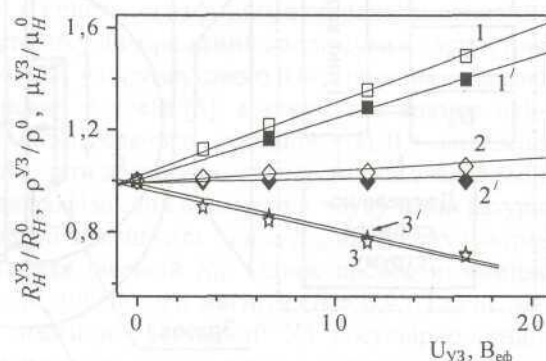


Рис. 3. Ge-20. Акустостимульовані відносні зміни магнетоопору (криві 1,1'), коефіцієнта Холла (криві 2,2') та холлівської рухливості дірок (криві 3, 3') від амплітуди УЗ при 120 К: світлі точки: 1,2 $B = 0,05$ Тл; темні точки: 1', 2', 3' - $B = 0,5$ Тл

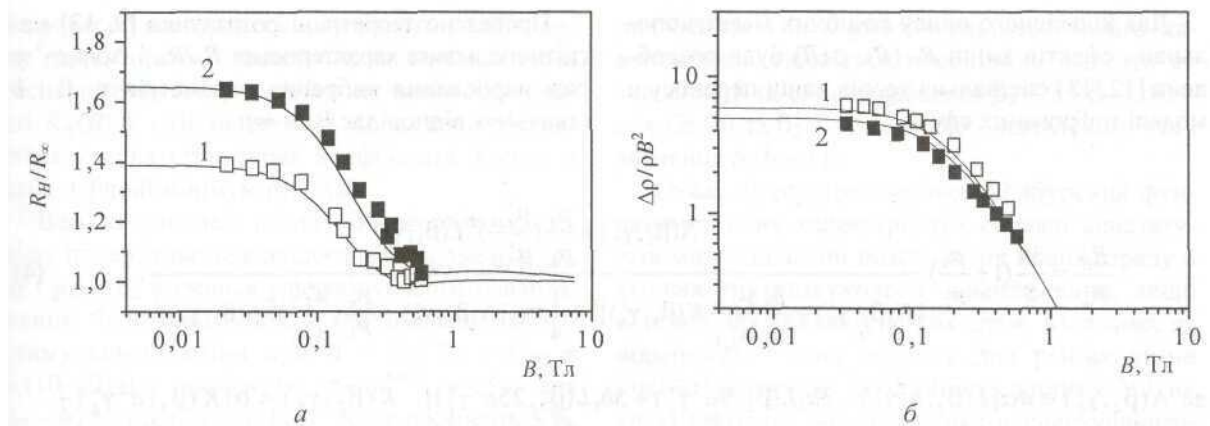


Рис. 4. Магнітопольові характеристики коефіцієнта Холла R_H/R_∞ (а) та магнетоопору $\Delta\rho/\rho B^2$ (б); точки (світлі – за відсутності УЗ, темні – у разі ультразвукового навантаження) – експериментальні залежності; лінії – теоретичні розрахунки; 1 – $\beta_2 = 1, \eta = 4 \%, b = 8$ за відсутності УЗ; 2 – $\beta_2 = 3, \eta = 4 \%, b = 11$ – у разі ультразвукового навантаження; $\Delta\rho = \rho(0) - \rho(B)$; R_∞ – значення коефіцієнта Холла при $B \rightarrow \infty$, $\rho(0)$ – значення провідності при $B = 0$

Отже, з отриманих експериментальних залежностей випливає, що:

- ефект ультразвукової дії полягає в збільшенні питомого опору ρ і зменшенні рухливості μ ; характер акустостимульованої зміни коефіцієнта Холла R_H в цілому є неоднозначним і залежить від структури домішкових дефектів у конкретному зразку;
- ефект виявляється лише в області низьких температур, де стає помітним механізм розсіювання носіїв на іонізованих домішках, з пониженням температури ефект зростає;
- абсолютна величина ефекту у разі слабких магнітних полів більша.

4. Обговорення експериментальних результатів та теоретичний розрахунок

4.1. Теорія гальваномагнітних ефектів для p -Ge

Особливості гальваномагнітних характеристик зразків p -Ge визначаються його складною зонною структурою, наявністю зон легких і важких дірок, а також несферичністю останньої. Магнітопольові зміни $R_H(B)$ і $\rho(B)$ пов'язані зі зміною відносного внеску легких і важких дірок в області дії двозонної моделі і однозонною поведінкою носіїв заряду в достатньо сильних полях. При цьому істотними є як особливості зонної структури, так і механізми розсіювання носіїв [10]. Врахування цих чинників у теорії представляє велику складність, і теоретичні розрахунки [9, 11] обмежуються лише випадком для слабколегованих зразків. Проте, не дивля-

чись на давність, розрахункові формули, отримані Віллардсоном та співавторами [12, 13], залишаються єдиними придатними для опису магнітопольових залежностей ρ , R_H в діапазоні «середніх» магнітних полів, які використовувалися в наших досліджах:

$$\sigma = [(p_2/m_2) + (p_3/m_3)] e^2 \langle \tau_m \rangle, \quad (2)$$

$$R_H = [r_H^2 p_2 (1 + \alpha \eta^2 b)] / [e p_2 (1 + \eta b)^2], \quad (3)$$

де $\alpha = (r_H^3/r_H^2)$, $\eta = (p_3/p_2)$, $b = (\mu_3/\mu_2)$ – відношення холл-факторів, концентрацій і рухливостей для легких і важких дірок відповідно; τ_m – час релаксації імпульсу. Таким чином, у домішковій області магнітопольова залежність $R_H(B)$ для p -Ge визначається магнітопольовими змінами комплексу параметрів α , η , b . Заведено вважати, що для p -Ge $\eta \approx 0,04$ і $b \approx 8$ – постійні в широкій області температур [9, 13]. Відзначимо, що параметри α , b , і τ_m певною мірою пов'язані між собою, тобто незалежними як такі є лише η і один із трьох останніх. Ще одним незалежним параметром, що характеризує дефектний стан конкретного зразка, а саме міру внеску в розсіювання носіїв струму двох механізмів розсіювання – на акустичних фонах і на іонізованих домішках – є параметр $\beta = (\mu_L/\mu_{iON})^{1/2}$. Слід підкреслити, що для легких і важких дірок за тих самих умов значення параметра β є різними. У роботі [11] зазначається, що β – повільно змінювана функція енергії, що виникла як стала інтегрування. Ця величина свідчить про ступінь домішкового розсіювання. Для чистого розсіювання на фонах ґратки $\mu_L = \infty$ і $\beta = 0$; для переважаючого механізму розсіювання на іонізованих домішках – $\beta = \infty$.

1,05
1,04
1,4
1,3
0,64
0,64

Для кількісного опису подібних магнітопольових ефектів зміни $RH(B)$, $\rho(B)$ була розроблена [12, 13] спеціальна теорія явищ переносу в моделі гофрованих сфер.

Проведено теоретичні розрахунки [9, 13] магнітопольових характеристик R_H/R_∞ і $\Delta\rho/\rho_H\gamma_2^s$ у разі варіювання вибраних параметрів η , β і b (знак « ∞ » відповідає $B \rightarrow \infty$):

$$\frac{R_H}{R_\infty} = \frac{3\pi}{8} \left(1 + \frac{p_3}{p_2}\right) \frac{\Lambda(\beta_2, \gamma_2^s) + \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s}\right)^2 L(\beta_3, \gamma_3^s)}{\left[K(\beta_2, \gamma_2^s) + \frac{p_3}{p_2} \frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s} K(\beta_3, \gamma_3^s)\right]^2 + \frac{1}{4} \pi \gamma_2^s \left[\Lambda(\beta_2, \gamma_2^s) + \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s}\right)^2 \Lambda(\beta_3, \gamma_3^s)\right]^2}, \quad (4)$$

де $\Lambda(\beta_2, \gamma_2^s) \equiv a\alpha[L(\beta_2, a^2\gamma_2^s) - 3b_3L(\beta_2, 9a^2\gamma_2^s) + 5b_5L(\beta_2, 25a^2\gamma_2^s)]$, $K(\beta_2, \gamma_2^s) \equiv \alpha[K(\beta_2, a^2\gamma_2^s) + b_3K(\beta_2, 9a^2\gamma_2^s) + b_5K(\beta_2, 25a^2\gamma_2^s)]$

Із параметрами для германію $a = 0,935$, $\alpha = 0,96$, $b_3 = 0,085$ і $b_5 = 0,035$;

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_H\gamma_2^s} = \frac{1}{\gamma_2^s} \left[1 - \frac{\left[K(\beta_2, \gamma_2^s) + \frac{p_3}{p_2} \frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s} K(\beta_3, \gamma_3^s)\right]^2 + \frac{1}{4} \pi \gamma_2^s \left[\Lambda(\beta_2, \gamma_2^s) + \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s}\right)^2 \Lambda(\beta_3, \gamma_3^s)\right]^2}{\left[K(\beta_2, \gamma_2^s) + \frac{p_3}{p_2} \frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s} K(\beta_3, \gamma_3^s)\right] \left[K(\beta_2, 0) + \frac{p_3}{p_2} \frac{\mu_{L,3}^s}{\mu_{L,2}^s} K(\beta_3, 0)\right]}\right], \quad (5)$$

де $\gamma \equiv \frac{9}{16} \pi (\mu_L^0 H)^2$ – магнітопольовий параметр (див. рис. 4).

4.2. Теоретичний опис експериментальних магнітопольових залежностей

Спираючись на наведені вище теоретичні розрахунки магнітопольових залежностей гальваномагнітних параметрів для p -Ge, проаналізуємо можливі механізми акустодинамічних змін, що нами спостерігались. Характерний у разі включення УЗ зсув магнітопольових характеристик і збільшення значень величини R_H (див. рис. 4) можуть відбуватися в рамках гратчастих механізмів з двох причин: за рахунок підвищення рухливості легких дірок або внаслідок збільшення β_3 і β_2 , тобто збільшення внеску в загальне розсіювання саме іонізованих домішок. Цікаво, що виходячи з визначення параметра $\beta = (6\mu_L/\mu_{ION})^{1/2}$, цього можна досягти не тільки підвищенням розсіювання на іонізованих домішках, а й шляхом зменшення розсіювання на коливаннях вузлів кристалічної ґратки.

Для опису експериментальних магнітопольових залежностей холлівських параметрів (див. рис. 4) слід знати значення концентрації p_3 , p_2 та рухливості μ_3 , μ_2 легких і важких дірок відповідно, а також конкретизувати параметри R_∞ , $\eta = p_3/p_2$, $b = \mu_3/\mu_2$, $\beta = (6\mu_L/\mu_{ION})^{1/2}$. Фігуруючу у виразах (2) і (3) концентрацію важких дірок p_g знаходять з формули (1), виходячи з експериментальних значень коефіцієнта Холла $R_H^{\text{експ}}(T_0)$ в області низькотемпературного

($T < 150$ К) плато (див. рис. 2). Значення холл-фактора для наших зразків при температурах 77 і 300 К визначалися з літературних даних щодо концентраційної залежності холл-фактора r_H в p -Ge при $B = 0,52$ Тл [14] і з урахуванням даних щодо температурної залежності $r_H(T)$ [11]. Отже,

$$p_2^{\text{експ}} = r_H(T_0)/e R_H^{\text{експ}}(T_0). \quad (6)$$

У подальших розрахунках теоретичних залежностей для цього зразка таке значення $p_2^{\text{експ}}$ приймалося постійним. Таким же чином з урахуванням даних щодо температурної залежності $r_H(T)$ визначалася величина $\mu_{\text{експ}}$:

$$\mu_{\text{експ}}(T_0) = r_H(T_0) \mu_H(T_0), \quad (7)$$

де холлівська рухливість $\mu_H(T_0) = R_H^{\text{експ}}(T_0) / \rho^{\text{експ}}(T_0)$.

Для розрахунку β_2 [6] слід визначити як μ_L , так і μ_{ION} . Відповідно до теоретичної залежності $\mu_L(T)$ в p -Ge [15] і до знайдених вище значень $\mu_{\text{експ}}(T)$ з формули

$$1/\mu_{\text{експ}} = 1/\mu_{ION} + 1/\mu_L \quad (8)$$

легко визначити μ_{ION} , що дає змогу достатньо точно розрахувати β_2 для кожного зразка за конкретної температури T_0 . Відзначимо, що використовувалися експериментальні значення $R_H^{\text{експ}}$ та $\rho^{\text{експ}}$, отримані при $B = 0,5$ Тл в області низьких температур; при цьому вважалося, що

в процессах электропереносу берут участие лишь более крупные дырки. Параметр R_x определялся нами экспериментально с магнитнопольовой зависимостью $R_H(B)$ в разе магнитного поля, когда з'являється «тонка структура» коэффициента Холла, а саме перший мінімум $R_H^{\min}(B)$.

Важливо, на наш погляд, обговорити процедуру попереднього знаходження параметрів μ_H , μ_L і μ_{ION} , β_2 в умовах ультразвукового навантаження. Як бачимо з табл. 2, максимальні акустостимульовані зміни при $B = 0,5$ Тл і $U_{УЗ} = (10-20)$ В_{эф} досягають для $\rho^{\text{експ}}$ до 50, для $\mu_H - 40\%$, проте зміни $R_H^{\text{експ}}$ ледве досягають 5%, причому знак цих змін не постійний, а залежить від характеристик конкретного зразка. Таким чином, на першому етапі підгонки теоретичної залежності передбачалося, що значення $\rho_2^{\text{експ}}$, яке визначалося саме з $R_H^{\text{експ}}$, не залежить від $U_{УЗ}$. Водночас значення μ_H , що визначалося з $R_H^{\text{експ}}$ і з даних щодо питомого опору $\rho^{\text{експ}}$, залежить від $U_{УЗ}$; це враховувалося під час подальших розрахунків. Стосовно параметра $R_x = R_H^{\text{експ}}(B)$ ми також виходили з експерименту.

Магнітнопольові залежності за відсутності УЗ та з ультразвуковим навантаженням представлені для температури 120 К, де саме спостерігався значний ефект ультразвукової дії. Під час аналізу можливого впливу УЗ, розглядали спочатку відповідні залежності за відсутності ультразвуку, побудовані згідно з виразами (4) - (5). У працях [11, 12], виходячи з даних щодо ефективних мас легких і важких дірок, скористалися співвідношеннями $\beta_3/\beta_2 = 3$, $\eta = p_3/p_2 \approx 0,04$ та $b = \mu_3/\mu_2 \approx 8$. У цьому разі під час розрахунків для $T = 120$ К також приймалося, що $\eta \approx 0,04$ та $b \approx 8$, але з урахуванням залежності розсіювання на іонізованих домішках від ступеня легування в конкретних зразках. Справді, вибрані значення $\beta_2 = 1$ і $\beta_3 = 3$ - для Ge-20 та $\beta_2 = 3$ і $\beta_3 = 10$ - для Ge-24 відповідно показали задовільне узгодження з теорією. Водночас для такого ж опису експерименталь-

них результатів в умовах ультразвукового навантаження виявилось необхідним змінити як значення β (а саме задавалося $\beta_2 = 3$ і $\beta_3 = 10$ - для Ge-20 та $\beta_2 = 10$ і $\beta_3 = 30$ - для Ge-24), так і значення b ($b \sim 11$).

Отже, ці акустостимульовані збурення фундаментальних характеристик справді констатують можливі зміни розсіювання носіїв заряду в умовах ультразвукового навантаження, дещо відмінні для важких і легких дірок. Можливо, ця відмінність таких збурень для різних типів носіїв і визначає особливість впливу УЗ на електрофізичні характеристики напівпровідникових кристалів Ge η -типу, в яких ефект менший і потребує спеціального дослідження. Безумовно, для з'ясування деталей механізму ультразвукової дії на кінетичні параметри в p -Ge також необхідні подальші дослідження.

5. Висновки

Проведено комплексні вимірювання температурних (77-300 К), магнітнопольових (0,01-0,5 Тл) і амплітудних залежностей гальваномагнітних характеристик в зразках p -Ge. Досліджено вплив УЗ на всі характеристики, що вимірювались. Встановлено збільшення динамічних значень параметрів RH , ρ і зменшення μ /. Показано, що ефект ультразвукового впливу більш помітний у разі слабких магнітних полів і за низьких температур. УЗ зумовлює в цілому зсув усіх магнітнопольових характеристик (підвищення RH , ρ і зменшення μ_H) і невелике збільшення їх крутизни. У рамках теорії явищ переносу в моделі гофрованих сфер для напівпровідників з виродженою валентною зоною проведено якісний аналіз одержаних результатів. Запропоновано, що ефекти, які спостерігались, можуть визначатися процесами акустостимульованого збільшення рухливості легких дірок або збільшенням внеску розсіювання носіїв на іонізованих домішках.

Островский И. В., Коротченко О. А. Акустопроводимость кристаллов ZnS // Физика тверд. тела.- 1983.- Т. 2.- Вып. 1.- С. 259-261.

Островский И. В. Акустолюминесценция и дефекты кристаллов.-К., 1993.-324 с.

Olikh Ya. M., Tartachnik V. P., Vernidub R. M. Thermoacoustic annealing of radiation-induced defects in the InP crystals // Ext. Abstr. V Conf. Acustoelectronics-91 (Varna, 1991).- 1991.- P. 95-96.

Власенко А. И., Олих Я. М., Савкина Р. К. Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах Cd,Hg_{1-x}Te // ФТП.- Т. 33.- Вып. 4.- 1999.- С. 410-414.

Olikh Ya. M., Savkina R. K. New possibility of Hall-method for metastable centers investigation of acoustooptical crystals // Proc. SPIE. MSFIRO'96.- 1997.- V. 3182.- P. 259-263.

6. Pavlovich V. N. Enhanced diffusion of impurities and defects in crystals in conditions of ultrasonic and radiative excitation of crystal lattice // Phys. Stat. Sol.(b).- 1993.- V. 180.- P. 97.

7. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования.- М.: Радио и связь, 1990.- 264 с.

8. Смут П. Полупроводники: Пер. с англ. / Под ред. Н. А. Пеккина.- М.: Мир, 1982.- 558 с.

9. Зеегер К. Физика полупроводников: Пер. с англ. / Под ред. Ю. К. Пожелы.- М: Мир, 1977.- 615 с.

10. Brawn D. M., Bray R. Analysis of Lattice and Ionized Impurity Scattering in p-Type Germanium // Phys. Rev.- 1962.- V. 127, №5.- P. 1593-1602.

11. Beer A. C. Galvanomagnetic effects in semiconductors // Phys. Stat. Sol. (Suppl. 4).- New York; London: Academic Press, 1963.- 418 p.

12. Willardson R. K., Hannan T. C. and Beer A. C. Transverse Hall and Magnetoresistance Effects in p-Type Germanium // Phys. Rev.,- 1954.-V. 96, №6-Р. 1512-1518.
13. Beer A. C., Willardson R. K. Hall and Transverse Magnetoresistance Effects for Warped Bands and Mixed Scattering // Ibid-1958.-V. 110.-P. 1286.
14. Алексеенко М. В., Забродский А. Г., Штеренгас Л. М. Вклад легких дырок в эффект Холла для сложной валентной зоны германия и его зависимость от уровня легирования // ФТП.- 1998.- Т. 32, № 7.- С. 811-820.
15. Morin F. J. Lattice Scattering Mobility in Germanium // Phys. Rev.- 1954.- V. 93, № 1.- P. 62-63.

V. Babych, Ya. Olikh, M. Tymochko

THE ULTRASOUND INFLUENCE ON THE TRANSPORT PHENOMENA IN p-GE DISLOCATION-FREE CRYSTALS

We examined the complex measuring of the temperature ($T = 77 / 300 \text{ K}$), the magnetofield ($B = 0,01 / 0,5 \text{ Tl}$) and the amplitude (from the magnitude of the ultrasonic intensity, $\approx 2 \cdot 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^2$) characteristics with the purpose of finding of the ultrasound influence mechanism on the galvanomagnetic effects in dislocation-free ($\sigma, \rho < 10^7 \text{ m}^{-2}$) samples of p-Ge with a different doping stage by a new developed acoustodynamic Hall method. It is shown, that the influence of the ultrasound observes more notably in the weak magnetic field, at the decrease of the temperature and for samples with greater concentration of impurity. The additional US loading results to the change of magnetofield characteristics and to the rise of their steepness. With rising of amplitude of acoustic vibrations, there is the monotonous increase of RH, ρ and decrease μ_H . The analysis of the derivable results is made within the framework of the transfer phenomena theory in the model of the corrugated spheres for semiconductors with a degenerate valence band.