

УДК 53.043; 53.098; 538.935; 621.315.592.3
DOI: <https://doi.org/10.30970/eli.15.10>

ДОСЛІДЖЕННЯ МАГНІТОРЕЗИСТИВНОГО ЕФЕКТУ В МОНОКРИСТАЛІЧНОМУ $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,19 \div 0,2$).

І. ЕКСПЕРИМЕНТ

В. Белюх, Б. Павлик

*Львівський національний університет імені Івана Франка
вул. Ген. Тарнавського, 107, 79017 Львів, Україна
belyukh@electronics.lnu.edu.ua*

Досліджено температурні (80–273 К) залежності магнетоопору, $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0 = f(T)$, монокристалічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,2$) з високою рухливістю носіїв заряду. Вимірювання виконані у постійному магнітному полі з індукцією $B = 0,42$ Тл. Вперше у цьому матеріалі виявлено залежність магнетоопору від напрямку магнітного поля. Встановлено, що питомий опір ρ_{\perp} зразків-паралелепіпедів $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19 \div 0,2$) у разі вимірювань на лівій грані (якщо дивитись за напрямом вектора \mathbf{B}) є меншим за додатного напрямку поля (B_+), ніж за від'ємного (B_-). Такі результати підтверджені багатократними вимірюваннями на декількох зразках. Окрім того, у зразку $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,19$) при вимірюваннях на лівій грані виявлено зменшення питомого опору в магнітному полі (B_+) у порівнянні з вимірюваннями без поля (аномальний магніторезистивний ефект). Цей ефект спостережений у досить широкому температурному діапазоні. У зразку $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) також зафіксований такий ефект, але лише у невеликому діапазоні температур. У другій частині цієї праці буде зроблений теоретичний аналіз одержаних результатів.

Ключові слова: вузькозонні напівпровідники, питома електропровідність, магнетоопір, магніторезистивний ефект.

Вступ

Ось уже понад шість десятиліть напівпровідникова сполука $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ є одним з найбільш досліджуваних матеріалів. У цьому часовому проміжку, починаючи з першої праці [1], яка стосувалась досліджень $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, і закінчуючи низкою деяких з останніх публікацій [2-5], уклались тисячі праць, присвячених дослідженню тих чи інших властивостей цієї надзвичайно цікавої сполуки. І річ не тільки в тому, що цей напівпровідник (зокрема, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ зі складами $x \approx 0,2$ і $x \approx 0,3$) є дуже важливим матеріалом інфрачервоної техніки. Ця сполука володіє низкою таких властивостей, які роблять її фактично унікальним об'єктом у класі напівпровідників. І хоча дослідженням монокристалічного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, починаючи з кінця 80-х років минулого століття, приділяють значно менше уваги [6], ще залишаються, на нашу думку, такі властивості $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, які вивчені недостатньо і які можна ефективно вивчати тільки у монокристалах. Зокрема, оскільки наша праця стосується досліджень магніторезистивного ефекту в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, коли ми проаналізували результати, одержані іншими дослідниками у цьому напрямі, то з подивом констатували, що їх не так вже й багато. У класичному огляді [7] наведені результа-

ти досліджень магніторезистивного ефекту в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ станом на 1983 рік. Тобто, незважаючи на свій поважний вік, цей огляд [7] охоплює фактично всі основні праці, пов'язані з дослідженнями магніторезистивного ефекту саме в монокристалічному $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Для обґрунтування такого висновку зазначимо, що, наприклад, у такій фундаментальній праці як [8], розглянута лише теорія магніторезистивного ефекту і взагалі немає аналізу результатів досліджень цього ефекту в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. У другому томі праці цих же авторів [9] проаналізований вплив поверхні на магнетоопір фотодетекторів, виготовлених з CdHgTe . Аналіз виконаний з використанням моделі на основі тензора приведенної електропровідності (RCT – reduced conductivity tensor) [10-12]. При цьому автори [9] застосували модель з двома типами носіїв заряду: поверхневими та об'ємними електронами. Однак, експериментальні результати наведені лише для плівкових ($d=8$ мкм) фотодетекторів на основі $\text{Cd}_{0,214}\text{Hg}_{0,786}\text{Te}$. Зазначимо, що і у праці [12] також наведені результати вимірювань магнетоопору тільки для тонких плівок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (товщина плівок $d=50\div 85$ мкм, компонентний склад $x\approx 0,22$), одержаних методом рідкофазної епітаксії (LPE – liquid phase epitaxy). І, нарешті, слід зазначити, що і у фундаментальній колективній монографії [13] немає жодних результатів експериментальних досліджень магніторезистивного ефекту в CdHgTe . Як бачимо, наш висновок щодо огляду [7] цілком обґрунтований. У цій праці дуже точно зазначено, що вимірювання магнетоопору у цьому матеріалі є цікавими як в експериментальному плані, так і в теоретичній площині. Це зумовлено тим, що внаслідок дуже малого значення ефективної маси носіїв заряду в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ зі складами $x \leq 0,2$, екстремальна квантова границя (extreme quantum limit) може бути порівняно легко досягнута навіть у досить помірних магнітних полях. У першій частині нашої праці основний акцент зроблений на експериментальних дослідженнях. Тому в аналізі публікацій основну увагу ми приділяли саме експериментальним результатам досліджень магніторезистивного ефекту в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Автори [7] наголошують, що основна вимога до таких вимірювань – це однорідність досліджуваних зразків, яка особливо важлива в експериментах по дослідженню магнетоопору в сильних магнітних полях. Окрім того, необхідно ретельно усувати можливий вплив контактів на результати вимірювань. Зокрема, у праці [14] висловлене припущення, що саме неоднорідність зразків $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ і вплив контактів можливо і пояснюють аномальні осциляції в температурній залежності сталої Холла, які спостерігали у деяких ранніх дослідженнях цієї сполуки.

Методика приготування зразків і вимірювання магнетоопору

Ми досліджували монокристалічний $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,2$), вирощений методом вертикальної направленої кристалізації з підживленням твердої фази (модифікований метод Бріджмена) [15]. Кристали, вирощені з основних компонентів класу чистоти 6N або 7N, були додатково леговані індієм з розплаву і тому мали n -тип електропровідності. Концентрація основних носіїв заряду в такому матеріалі зазвичай не перевищувала $3 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$, а концентрація легувальної домішки була $< 5 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$. Зазначимо, що такий рівень легування у $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,2$) розглядають як дуже низький [2], і цілком зрозуміло, що домішка індію не могла вплинути на структурну досконалість вирощених кристалів. Ми свідомо акцентуємо на цьому увагу з огляду на подальшу інтерпретацію одержаних результатів досліджень. Вимірювання магнетоопору в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ виконували одночасно з вимірюваннями ефекту Холла. Зразки для вимірювань виготовляли у класичній “холлівській” конфігурації (див. далі), а відповідна методика приго-

тування зразків описана у наших попередніх працях [16-18]. Компонентний склад x досліджуваного матеріалу визначали як з оптичних вимірювань за положенням краю фундаментального поглинання, так і на основі моделювання результатів вимірювань ефекту Холла [16,17]. Слід зауважити, що значення x , визначені цими двома незалежними методами, добре узгоджуються між собою. Окремо слід зупинитись на методиці вимірювань магніторезистивного ефекту. Це важливо хоча б тому, що цьому питанню у працях, присвячених вимірюванням магнетопору в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, приділено дуже мало уваги. Якщо ж говорити про такі вимірювальні методики у загальному плані, то, безперечно, слід звернути увагу на монографію Кучиса Є.В. [19,20]. На рис.1 показана конфігурація контактів для вимірювань різних напруг (U_{H1} , U_{H2} , $U_{\sigma 1}$, $U_{\sigma 2}$) на класичному “холлівському” зразку, які ми використовуємо для вимірювань на автоматизованій в стандарті КАМАК установці для електрофізичних досліджень [21]. Приблизні розміри зразків: $(8-10) \times (1-2) \times (0,6-0,8) \text{ мм}^3$.

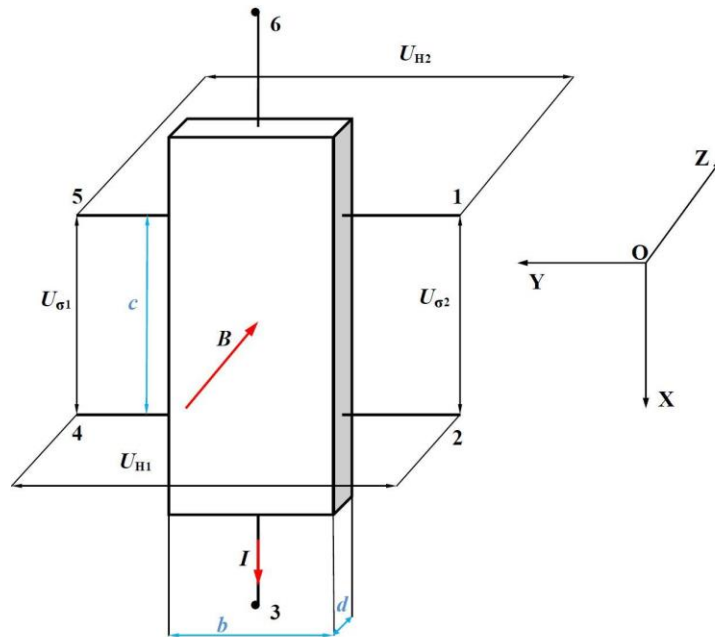


Рис.1. Конфігурація контактів на класичному “холлівському” зразку для вимірювань на автоматизованій в стандарті КАМАК установці для електрофізичних досліджень (b , c , d – геометричні розміри, необхідні для обчислення сталої Холла R_H , питомої електропровідності σ і холлівської рухливості μ_H). Показаний випадок додатних напрямів сили струму і магнітного поля (I_+ , B_+).

Зауважимо, що вимірювання температурних (80–273 К) залежностей різниць потенціалів $U_H = f(T)$ і $U_\sigma = f(T)$ на одному й тому ж зразку ми виконували, як і у наших попередніх працях [16-18], у двох конфігураціях: U_{H1} , $U_{\sigma 1}$ і U_{H2} , $U_{\sigma 2}$. Зокрема, позначення “зразок №1–1/1” означає, що зразок №1–1 виміряний у першій конфігурації: U_{H1} , $U_{\sigma 1}$. Це

дало змогу оцінювати ступінь однорідності досліджуваного матеріалу. Всі вимірювання були виконані у постійному магнітному полі з індукцією $B = 0,42$ Тл.

Ще однією важливою проблемою, на якій слід акцентувати увагу, є методика усередненнь результатів вимірювань. Оскільки у даній праці нас цікавлять, насамперед, вимірювання питомої електропровідності σ , то зупинимось саме на цьому питанні. Наприклад, у відповідності з американським національним стандартом ANSI/ASTM F76-73 (1978 р.) [20] усереднення результатів вимірювань питомої електропровідності зразка, виготовленого у формі паралелепіпеда, виконують за формулою:

$$\sigma_1 = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{I}{U_{\sigma 1(+I)}} + \frac{I}{U_{\sigma 1(-I)}} \right) \cdot \frac{c}{b \cdot d}, \quad (1)$$

де $U_{\sigma 1(+I)}$ і $U_{\sigma 1(-I)}$ – абсолютні значення різниці потенціалів $U_{\sigma 1}$, виміряні за двох різних напрямів струму I через зразок; b , c і d – геометричні розміри зразка (рис.1). Зауважимо, що у наших дослідженнях значення сили струму I залишається однаковим упродовж усього циклу вимірювань. Таке усереднення дає змогу усунути можливий вплив неідеально омічних контактів. Аналогічно розраховують значення σ_2 за результатами вимірювань $U_{\sigma 2}$. Потім визначають середнє значення,

$$\sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2}, \quad (2)$$

яким і характеризують зразок в цілому. Наголосимо, що у цьому разі мова йде про вимірювання питомої електропровідності без магнітного поля ($B=0$). Аналогічна методика усереднення застосовувалась і за колишнім стандартом ГОСТ 16153-80 [20]. При вимірюванні питомої електропровідності у магнітному полі ми також застосовували усереднення для двох напрямів струму при певному напрямі магнітного поля (B_+ , B_-). Однак, з огляду на одержані важливі результати (див. далі), усереднення для двох напрямів магнітного поля ми не застосовували. Зокрема, на рис.2 показані температурні залежності $U_{\sigma 1} = f(T)$ для зразка №6-1/1, виміряні за двох напрямів струму (I_+ , I_-) і магнітного поля (B_+ , B_-). Як бачимо, є деякі відмінності у залежностях $U_{\sigma 1} = f(T)$, виміряних при певному напрямі магнітного поля, але за двох різних напрямів струму (рис.2, криві 1 і 2, а також 3 і 4). Найімовірнішою причиною такого ефекту є, як ми вже сказали, неідеально омічні контакти. Саме тому процедура усереднення, описана вище, і дає змогу усунути вплив контактів на значення питомої електропровідності σ .

Результати досліджень та їх аналіз

На рис.3 показані залежності $\sigma_1 = f(1/T)$ для двох різних напрямів магнітного поля (B_+ , B_-), розраховані за значеннями $U_{\sigma 1} = f(T)$ (рис.2). За традицією ми подаємо температурні залежності питомої електропровідності саме у такому вигляді (тобто, логарифмічна шкала для питомої електропровідності σ і обернена температура по осі абсцис).

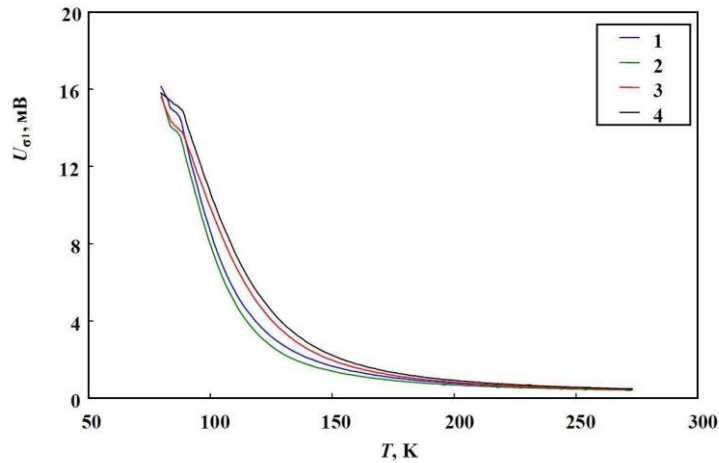


Рис.2. Температурні залежності напруги U_{σ_1} (див. рис.1) для монокристалічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,190\pm 0,005$; зразок №6-1/1). Графіки на рисунку виміряні за таких напрямів струму та магнітного поля: 1- B_+, I_+ ; 2 - B_+, I_- ; 3 - B_-, I_- ; 4 - B_-, I_+ .

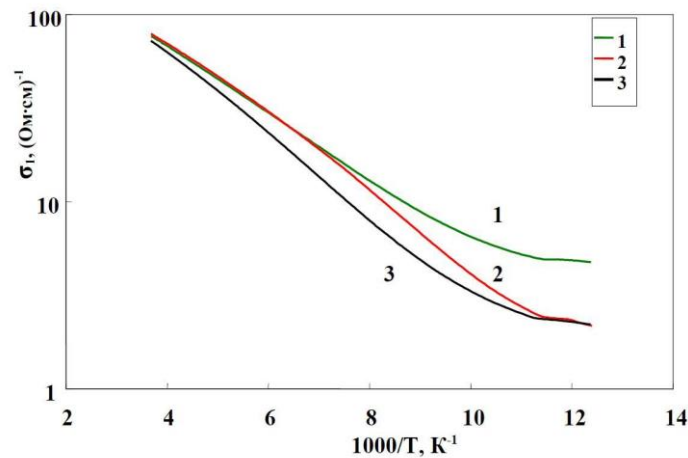


Рис.3. Залежність питомої електропровідності від оберненої температури, $\sigma_1(1/T)$, для монокристалічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,190\pm 0,005$; зразок №6-1/1). Графіки на рисунку виміряні за умови: 1- індукція магнітного поля $B = 0$; 2 - B_+ ; 3 - B_- .

Як бачимо, є суттєва відмінність у залежностях $\sigma_1 = f(1/T)$, виміряних за різних напрямів магнітного поля (рис.3, графіки 2 і 3). До того ж, значення σ_1 , виміряні за умови B_+ , починаючи з температури ≈ 155 К стають навіть вищими, ніж значення, виміряні за умови відсутності магнітного поля ($B = 0$). Отже, у такій конфігурації вимірювань (B_+) в інтервалі температур $\approx 155\div 273$ К ми спостерігаємо аномальний магніторезистивний ефект. Звісно, якщо зробити усереднення значень σ_1 , виміряних за двох різних напрямів магніт-

ного поля, то такий крок, здавалось би, усуває цю проблему. Але на якій підставі ми можемо робити таке усереднення, не пояснюючи одержані результати? З теорії гальваномагнітних явищ відомо [20, 22], що магніторезистивний ефект є парним: значення питомої електропровідності не повинно залежати від напрямку магнітного поля. Однак, на рис.3 ми бачимо іншу картину. Спроба пояснити одержані результати неоднорідністю зразка також не має достатнього обґрунтування. По-перше, досліджувані зразки вирізали з монокристалічних структурно досконалих пластин без будь-яких блоків. По-друге, результати вимірювань в іншій конфігурації цього самого зразка та інших зразків спростовують припущення про неоднорідність досліджуваного матеріалу. Зокрема, на рис.4 показані залежності $\sigma_2 = f(1/T)$. Тобто, у цьому разі вимірювання були виконані на протилежній грані зразка №6-1 (рис.1, контакти 1-2). Як бачимо, результати дуже подібні до попередніх (рис.3) з тією лиш відмінністю (правда, дуже важливою!), що графіки 2 і 3 помінялись місцями. Така відмінність не тільки спростовує припущення про можливий вплив неоднорідності зразка, але й підтверджує закономірність одержаних результатів. Окрім того, і у цьому разі в інтервалі температур $\approx 125 \div 273$ К у конфігурації B_- , спостережений аномальний магніторезистивний ефект. Отже, можемо зробити такі висновки. По-перше, на лівій грані зразка (якщо дивитись за напрямом вектора \mathbf{B} , то це контакти 4-5, рис.1) значення питомої електропровідності σ є вищими у разі вимірювань у конфігурації B_+ , ніж B_- (за винятком області температур, близьких до температури рідкого азоту). У разі вимірювань на правій грані зразка (рис.1, контакти 1-2) – навпаки.

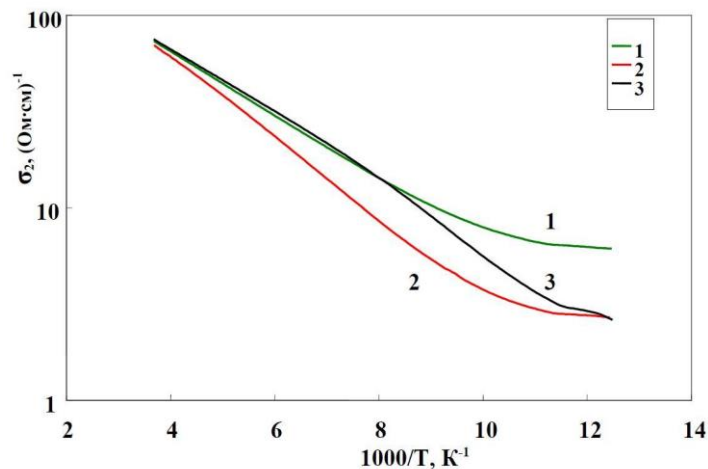


Рис.4. Залежність питомої електропровідності від оберненої температури, $\sigma_2(1/T)$, для монокристалічного $n\text{-Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ ($x=0,190 \pm 0,005$; зразок 6-1/2). Графіки на рисунку виміряні за умови: 1- індукція магнітного поля $B = 0$; 2 - B_+ ; 3 - B_- .

Очевидно, що тут немає жодної суперечності, оскільки в обох випадках σ є вищою саме на лівій грані (якщо дивитись за напрямом вектора \mathbf{B}) у разі вимірювань у конфігурації B_+ . По-друге, у разі вимірювань за умови B_+ , починаючи з певної температури, значення σ стають вищими, ніж за відсутності магнітного поля (аномальний магніторезистивний ефект). І такі результати були одержані не тільки на зразку №6-1 (див. далі).

На рис.5 показані температурні залежності магнетоопору, $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$, зразка №6-1/1 (тут $\Delta\rho = \rho - \rho_0$, де ρ – питомий опір зразка $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ у магнітному полі з $B = 0,42$ Тл, ρ_0 – питомий опір за відсутності магнітного поля). Одразу ж зазначимо, що мова йде про так званий поперечний магнетоопір (transversal magnetoresistance), який у деяких працях позначають як $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ (або просто ρ_{\perp}). Це означає, що у цьому разі вимірювання питомого опору виконують перпендикулярно до напрямку вектора магнітної індукції \mathbf{B} . Якщо ж вимірювання виконують паралельно з напрямком вектора \mathbf{B} , то говорять про поздовжній магнетоопір (longitudinal magnetoresistance) $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$ (або ρ_{\parallel}) [14]. У наших дослідженнях мова йде виключно про поперечний магнетоопір $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$. Тому надалі, не вводячи спеціального позначення, ми говоримо саме про $\Delta\rho/\rho_0$.

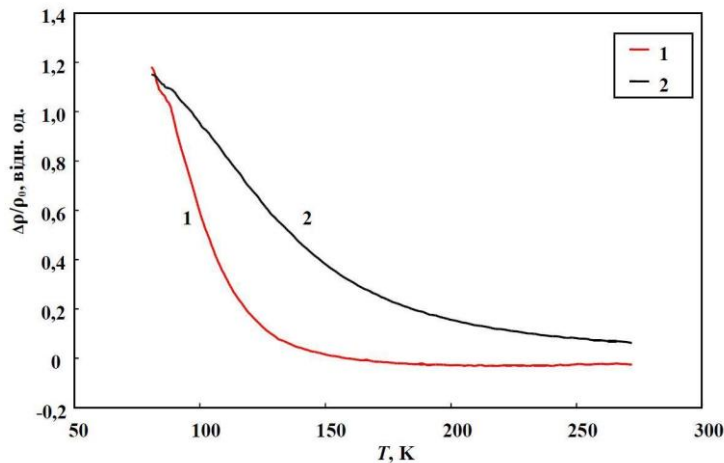


Рис.5. Температурні залежності магнетоопору, $\Delta\rho/\rho_0(T)$, для монокристалічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,190\pm 0,005$; зразок 6-1/1). Графіки на рисунку виміряні за умови: 1 – індукція магнітного поля B_+ ; 2 – B_- .

Як бачимо, найбільше зростання опору зразка №6-1/1 (рис.5) у магнітному полі зафіксоване за температури рідкого азоту ($T \approx 80$ К). До того ж, значення $\Delta\rho/\rho_0$ за цієї температури є майже однаковими як у конфігурації B_+ , так і B_- . Однак, при подальшому зростанні температури графік $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$, одержаний за умови B_+ , проходить в області значно менших значень $\Delta\rho/\rho_0$, ніж за умови B_- (рис.5). Більше того, цей графік $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$ (крива 1, рис.5), починаючи з температури ≈ 155 К, як ми вже зазначали, заходить в область від'ємних значень: питомий опір зразка стає меншим, ніж за відсутності магнітного поля (аномальний магніторезистивний ефект). Зазначимо, що такі результати не можна пояснити похибками експерименту з таких причин. По-перше, у конфігурації №6-1/2 залежності $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$ є дуже близькими до показаних на рис.5. Зрозуміло, що у цьому разі у порівнянні з конфігурацією №6-1/1 (рис.5) графіки 1 і 2 міняються місцями. По-друге, багаторазові повторні вимірювання підтвердили одержані результати. По-третє, на інших зразках $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\pm 0,2$) ми одержали подібний характер залежностей $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$.

Зокрема, на рис.6 показані залежності $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$ для іншого зразка $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) з майже таким самим компонентним складом x . Очевидно, що загальний характер температурних залежностей $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$ для зразків №6–1/1 (рис.5) і №1–1/1 (рис.6) є майже однаковий. Наголосимо, що і у зразку №1–1/1 температурна залежність магнетоопору, виміряна у конфігурації B_+ , проходить в області менших значень $\Delta\rho/\rho_0$, ніж за умови B_- (рис.6). І у цьому разі ми також зафіксували аномальну поведінку залежності $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$, правда, у дуже невеликому діапазоні температур. А ось у конфігурації №1–1/2 такого аномального магніторезистивного ефекту зафіксовано не було. Ще раз підкреслимо, що і у зразку №1–1 спостережена така ж закономірність, як і у зразку №6–1: графіки 1 і 2 (рис.5 і 6) міняються місцями у разі вимірювань у конфігурації №1–1/2 (для зручності колір графіків, виміряних за одного напрямку магнітного поля, однаковий).

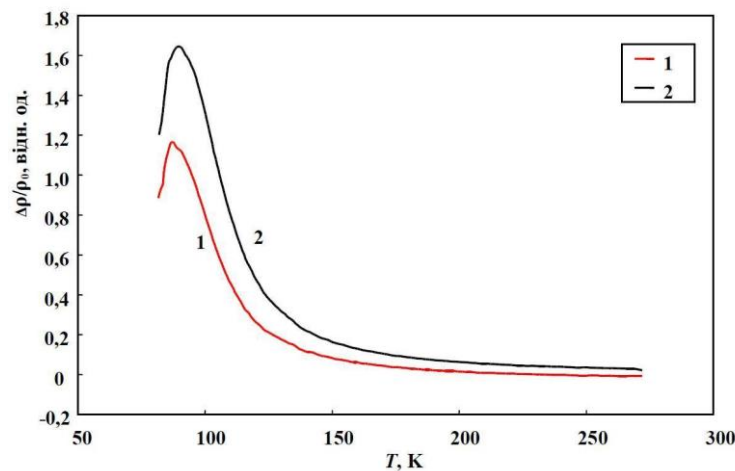


Рис.6. Температурні залежності магнетоопору, $\Delta\rho/\rho_0(T)$, для монокрystalічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,200\pm 0,005$; зразок 1–1/1). Графіки на рисунку виміряні за умови: 1– індукція магнітного поля B_+ ; 2 – B_- .

Слід звернути увагу і на істотну відмінність у залежностях $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$ зразків №6–1 і №1–1 в області низьких температур (рис.5 і 6). У зразка №1–1 у цій області окреслений дуже виразний максимум, тоді як у зразка №6–1 графіки цих залежностей монотонно спадають. Одержані результати потребують ґрунтовного теоретичного аналізу, який ми плануємо зробити у другій частині цієї праці. У цій же частині, насамперед, необхідно виконати порівняння з результатами інших дослідників цієї сполуки.

Одразу ж слід сказати таке. Ніяких таких аномалій, які, наприклад, розглянуті у праці [23], у гальваномагнітних властивостях наших зразків не простежено. Щоб упевнитись у цьому, достатньо порівняти температурні залежності сталої Холла, $R_H(1/T)$, холлівської рухливості, $\mu_H(1/T)$, і питомої електропровідності, $\sigma_0(1/T)$, одержаних нами [16,17], з результатами інших дослідників [24–26]. Таке порівняння, а також високі значення холлівської рухливості ($\mu_H=1,1\cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) у зразку №6–1 [17] і $\mu_H=0,7\cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) у зразку №1–1 [16]), є вагомими доказами високої якості досліджу-

ваного нами $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,2$). Ми свідомо акцентуємо на цьому увагу, щоб усунути неоднорідність досліджуваного матеріалу (з якою, власне, і пов'язують такі аномалії [23]), як можливу причину такого характеру залежностей $\Delta\rho/\rho_0 = f(T)$, які розглянуті у нашій праці. Стосовно ж результатів вимірювань магнетоопору ситуація складніша. Як ми вже зазначали, методика вимірювань і методика усереднення результатів практично не висвітлені у відповідних працях. Зокрема, у праці [14] досліджували температурні і польові залежності питомого опору монокристалічного $n\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ з високою і низькою рухливістю носіїв заряду, використовуючи метод Ван дер Пау [27]. Однак, автори [14] не визначали саме магнетоопір $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ (чи $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$), як це зазвичай роблять у дослідженнях магніторезистивного ефекту в матеріалах, а просто навели залежності $\rho_{\perp}(T)$ і $\rho_{\parallel}(T)$ (а також $\rho_{\perp}(B)$ і $\rho_{\parallel}(B)$). Оскільки у цьому разі відсутнє порівняння з ρ_0 , то фактично немає навіть змоги говорити про магніторезистивний ефект. Аналогічно представлені результати вимірювань магнетоопору і у праці [28]. У праці [29] досліджені польові залежності поздовжнього магнетоопору, $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0(B)$, монокристалічного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($0,1 \leq x \leq 0,2$) за різних температур. Зрозуміло, що у цьому разі безпосереднього порівняння з нашими результатами зробити не можна, оскільки ми досліджували температурні залежності $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0(T)$. Однак, слід відзначити, що у деяких зразках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (зокрема, з $x=0,175$) за низьких температур (до 80 К) в діапазоні індукції магнітного поля $B=0,5\div 5$ Т автори [29] також спостерігали аномальний магніторезистивний ефект. Підсумовуючи сказане, слід наголосити на тому, що практично у всіх проаналізованих нами працях (за винятком монографій [19, 20]) немає ніяких даних про методику вимірювань і методику усереднення результатів вимірювань магнетоопору.

Висновки

Таким чином, на основі досліджень температурних (80–273 К) залежностей магнетоопору, $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0 = f(T)$, монокристалічного $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,2$) і аналізу публікацій з цієї тематики можна зробити такі висновки. Вперше у цьому матеріалі виявлено залежність магнетоопору від напрямку магнітного поля. Встановлено, що питомий опір ρ_{\perp} зразків $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0,19\div 0,2$), виготовлених у формі паралелепіпедів, у разі вимірювань на лівій грані (якщо дивитись за напрямом вектора \mathbf{B}) є меншим за додатного напрямку поля (B_+), ніж за від'ємного (B_-). Такі результати одержані на високоякісному $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ і підтверджені багатократними вимірюваннями на декількох зразках. Окрім того, у зразку $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,19$) при вимірюваннях на лівій грані виявлено зменшення питомого опору в магнітному полі (B_+) у порівнянні з вимірюваннями без поля (аномальний магніторезистивний ефект). Цей ефект спостережений у досить широкому температурному діапазоні. У зразку $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x\approx 0,2$) також зафіксований такий ефект, але лише у невеликому діапазоні температур.

Список використаних джерел

- [1] Lawson W. D., Nielsen S., Putley E. H., Young A.S. Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1959. – Vol.9, №3-4. – P. 325–329.
- [2] Easley J., Arcun E., Cui B. et al. Analysis of Carrier Transport in n -type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ with Ultra-Low Doping Concentration // Journal of Electronic Materials. – 2018. – Vol.47, №10. – P. 5699–5704.

- [3] *Izhnin I.I., Mynbaev K.D., Voitsekhovskiy A.V. et al.* Arsenic-ion implantation-induced defects in HgCdTe films studied with Hall-effect measurements and mobility spectrum analysis // *Infrared Physics and Technology*. – 2019. – Vol.98. – P. 230–235.
- [4] *Korotaev A.G., Izhnin I.I., Mynbaev K.D. et al.* Hall-effect studies of modification of HgCdTe surface properties with ion implantation and thermal annealing // *Surface and Coatings Technology*. – 2020. – Vol.393. – P. 125721 (1–5).
- [5] *Ikemoto Y., Zen H.* HgCdTe detector saturation using infrared free electron laser and infrared synchrotron radiation // *Infrared Physics and Technology*. – 2020. – Vol.106. – P. 103268 (1–4).
- [6] *Kinch M. A.* Fundamentals of Infrared Detector Materials // SPIE Press, Bellingham, USA. – 2007. – P. 61–133.
- [7] *Dornhaus R., Nimtz G.* The Properties and Applications of Hg_{1-x}Cd_xTe Alloy System // *Narrow-Gap Semiconductors*. Springer Tracts in Modern Physics. – 1983. – Vol.98. – P. 119–309.
- [8] *Chu J., Sher A.* Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors // Series “Micro-devices: Physics and Fabrication Technologies”, Springer Science + Business Media, LLC. – 2008. – 612 p.
- [9] *Chu J., Sher A.* Device Physics of Narrow Gap Semiconductors // Series “Microdevices: Physics and Fabrication Technologies”, Springer Science + Business Media, LLC. – 2010. – 515 p.
- [10] *Kim J. S., Seiler D. G., Tseng W. F.* Multicarrier characterization method for extracting mobilities and carrier densities of semiconductors from variable magnetic field measurements // *Journal Applied Physics*. – 1993. – Vol.73, №12. – P. 8324–8335.
- [11] *Kim J. S., Seiler D. G., Colombo L., Chen M. C.* Electrical characterization of liquid-phase epitaxially grown single-crystal films of mercury cadmium telluride by variable-magnetic-field Hall measurements // *Semiconductor Science and Technology*. – 1994. – Vol.9, №9. – P. 1696–1705.
- [12] *Kim J. S., Seiler D. G., Colombo L., Chen M. C.* Characterization of Liquid-Phase Epitaxially Grown HgCdTe Films by Magnetoresistance Measurements // *Journal of Electronic Materials*. – 1995. – Vol.24, №9. – P. 1305–1310.
- [13] *Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Application / Edited by P. Capper and J. Garland // John Wiley and Sons Ltd., U.K. – 2011. – 598 p.*
- [14] *Dornhaus R., Nimtz G., Schlabit W., Zaplinski P.* Galvanomagnetic properties of *n*-type Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te // *Solid State Communications*. – 1974. – Vol.15, №3. – P. 495–498.
- [15] *Fiorito G., Gasparrini G., Passoni D.* A possible method for the grown of homogeneous mercury cadmium telluride single crystals // *Journal of The Electrochemical Society*. – 1978. – Vol.125, №2. – P. 315–317.
- [16] *Белюх В., Цілінська І.* Вплив низькотемпературного лазерного відпалу на гальваномангнітні властивості монокристалічного Cd_xHg_{1-x}Te ($x \approx 0,2$) // *Вісник Львівського університету. Сер. фізична*. – 2003. – Вип.36. – С. 242–254.
- [17] *Белюх В., Павлик Б.* Вплив низькотемпературного відпалу у вакуумі на фізичні властивості монокристалічного *n*-Cd_xHg_{1-x}Te ($x \approx 0,19$) // *Електроніка та інформаційні технології*. – 2018. – Вип.9. – С. 150–163.
- [18] *Белюх В., Павлик Б.* Вплив низькотемпературного відпалу у вакуумі на фізичні властивості монокристалічного *p*-Cd_xHg_{1-x}Te ($x \approx 0,28$) // *Електроніка та інформаційні те-*

- хнології. – 2018. – Вип.10. – С. 142–153.
- [19] Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. – М. : Советское радио, 1974. – 328 с.
- [20] Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. – М. : Радио и связь, 1990. – 264 с.
- [21] Белюх В. М., Біленький Б. Ф., Волощук Р. Я., Данилюк Ю. В., Сторчун П. С. Автоматизована установка для вимірювання електрофізичних параметрів напівпровідників // Вісник Львівського університету. Сер. фізична. – 1995. – Вип.27. – С. 139–142.
- [22] Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. – Л. : Наука, 1970. – 303 с.
- [23] Ivanov-Omskii I. I., Berchenko N. N., Elizarov A. I. Transport Anomalies in $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Physica Status Solidi (a). – 1987. – Vol.103, №1. – P. 11–28.
- [24] Scott W. Electron mobility in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ // Journal of Applied Physics. – 1972. – Vol.43, №3. – P. 1055–1062.
- [25] Long D., Schmit J. L. Mercury-Cadmium Telluride and Closely Related Alloys // in Semiconductors and Semimetals (edited by R. K. Willardson and R. C. Beer), Academic Press (New York and London). – 1970. – Vol.5. – P. 175–255.
- [26] Bartlett B. E., Capper P., Harris J. E., Quelch M. J. T. Factors Affecting the Electrical Characteristics of Cadmium Mercury Telluride Crystals // Journal of Crystal Growth. – 1980. – Vol.49, №4. – P. 600–606.
- [27] Van der Pauw L. J. A method of measuring specific resistivity and Hall Effect of discs of arbitrary shape // Philips Research Reports. – 1958. – Vol.13, №1. – P. 1–9.
- [28] Dornhaus R., Nimtz G. Transverse Magnetoresistance of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ in the Extreme Quantum Limit // Solid State Communications. – 1977. – Vol.22, №1. – P. 41–45.
- [29] Tsidilkovskii I. M., Giriat W., Kharus G. I., Neifeld E. A. Longitudinal Magnetoresistance and Hall Effect of $Cd_xHg_{1-x}Te$ in Strong Magnetic Fields // Physica Status Solidi (b). – 1974. – Vol.64, №2. – P. 717–727.

INVESTIGATION OF THE MAGNETORESISTIVE EFFECT IN SINGLE- CRYSTALLINE n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0,19 \div 0,2$).

I. EXPERIMENT

V. Belyukh, B. Pavlyk

*Ivan Franko National University of Lviv,
107 Tarnavsky St., UA-79017 Lviv, Ukraine
belyukh@electronics.lnu.edu.ua*

The first part of our article presents the results of experimental studies of the temperature dependences of the magnetoresistance, $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0 = f(T)$, of single-crystalline n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0,19 \div 0,2$). We studied samples of n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ single crystals grown by the modified Bridgman method from the main components of the 6N or 7N purity class. The crystals were additionally doped with indium from the melt, and therefore they had n -type electrical conductivity. The concentration of the majority charge carriers in such a material usually did not exceed $3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$, and the concentration of the dopant was $< 5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$. Since we performed the magnetoresistance measurements simultaneously with the Hall effect measurements, the samples were prepared in the classical Hall configuration. Approximate sample sizes: $(8-10) \times (1-2) \times (0,6-0,8) \text{mm}^3$. All measurements were carried out in a constant magnetic field with induction $B = 0.42 \text{ T}$.

For the first time in this material, the dependence of the magnetoresistance on the direction of the magnetic field was experimentally observed. It was found that the resistivity ρ_{\perp} of $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ samples-parallelepiped, measured on the left face (when viewed in the direction of vector \mathbf{B}), is lower at the positive direction of the magnetic field (B_+) than at the negative (B_-). These results are confirmed by multiple measurements on several samples. In addition, in the $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,19$) sample, measurements on the left face revealed a decrease in the resistivity in the magnetic field (B_+) compared with measurements without the field (anomalous magnetoresistive effect). This effect is observed in a fairly wide temperature range. In the $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) sample, this effect was also revealed, but only in a small temperature range. In the second part of this article a detailed theoretical analysis of the obtained results will be made.

Key words: narrow gap semiconductors, conductivity, magnetoresistance, magnetoresistive effect

Стаття: надійшла до редакції 10.05.2021,
доопрацьована 15.05.2021,
прийнята до друку 20.05.2021