

ДОСЛІДЖЕННЯ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ p -HgMnTe В ДІЛЯНЦІ ЗМІШАНОЇ ПРОВІДНОСТІ

Л. А. Косяченко, А. В. Марков, С. Е. Остапов, І. М. Раренко, В. М. Склярчук, О. Ф. Склярчук
Чернівецький національний університет
вул. Коцюбинського, 2, Чернівці, UA-58012, Україна
(Отримано 14 травня 2002 р.)

Досліджено однорідність та температурну залежність питомої провідності монокристалів $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.08 \div 0.1$). Виявлено особливості розсіювання носіїв заряду йонізованими домішками, акустичним деформаційним потенціалом й полярними оптичними фононами. Показано, що з температурної залежності провідності в ділянці змішаної провідності можна досить точно визначити склад твердого розчину $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ та концентрацію легуючих домішок.

Ключові слова: вузькощілинний напівпровідник, рухливість, електропровідність.

PACS number(s): 72.10.Fk, 72.20.-i, 72.80.Ey

I. ВСТУП

Уже близько двадцяти років досліджують можливість використання твердого розчину $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ для детектування інфрачервоного випромінювання в спектральному діапазоні 8–14 мкм [1–4]. Одержано багатонадійні результати щодо ключових параметрів таких детекторів з p - n переходами, зокрема прийнятна для практичного використання їхня виявна здатність [2,4]. Одна з основних проблем, з якими стикаються дослідники, невідтворюваність параметрів детекторів, виготовлених з одного й того ж зливка і навіть однієї пластини, вирізаної з $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ кристала. Щобільше, в різних частинах пластини помітно відрізняється електрична провідність матеріалу, спостерігаються *якісно відмінні* її температурні залежності. У цій статті зроблено спробу узагальнити спостережувані електричні характеристики $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.1$, $E_g \approx 0.1$ eV при 300 K) і обґрунтувати їх теоретично.

II. ДОСЛІДЖУВАНИЙ МАТЕРІЯЛ

Для дослідження використовували монокристали $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ p -типу провідності, вирощені модифікованим методом зонної плавки. Уміст марганцю при синтезі задавали таким, щоб при температурі рідкого азоту ширина забороненої зони E_g дорівнювала 0.1 eV. Неоднорідність складу $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ілюструє рис. 1а, де подано криві оптичного поглинання, знайдені для різних ділянок кристала при кімнатній температурі. Значення коефіцієнта поглинання α розраховані з кривих пропускання (з урахуванням багаторазового відбивання), виміряних при діаметрі пучка 1–2 мм. Вибір координат на рисунку (α^2 від $h\nu$) зумовлений тим, що для напівпровідника з прямими міжзонними переходами, яким є $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, в ділянці краю власного поглинання можна прийняти $\alpha \sim (h\nu - E_g)^{1/2}$ [5].

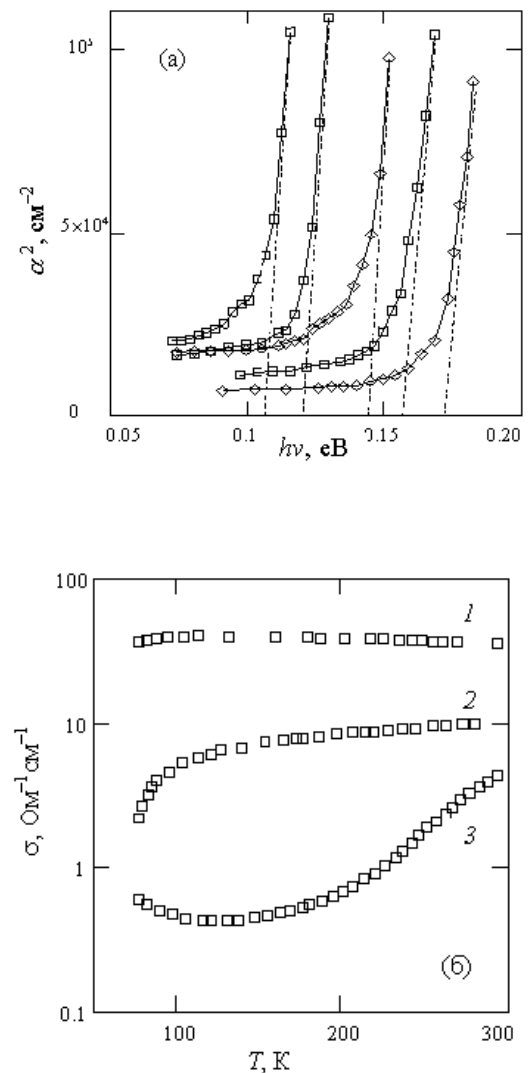


Рис. 1. Криві оптичного поглинання при 300 K (а) і температурні залежності провідності (б), одержані для різних ділянок $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ кристала.

Як видно з рисунка, значення E_g при 300 К змінюється в інтервалі $0.105 \div 0.17$ еВ, чому, згідно з відомою напівемпіричною формулою [1],

$$E_g(x, T) = -0.253 + 3.446x + 4.9 \times 10^{-4}T - 2.55 \times 10^{-3}xT, \quad (1)$$

відповідає $x = 0.078 \div 0.103$. При 77 К, згідно з цією ж формулою, $E_g = 0.04 \div 0.12$ еВ. Така сильна зміна ширини забороненої зони при відносно слабкій зміні x ($\sim 2\%$ для зливка і $\sim 1\%$ для пластини) пояснюється різкою залежністю E_g від вмісту марганцю для вузькозонних складів $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

На рис. 1б показано експериментальні залежності провідності від температури $\sigma(T)$ для трьох зразків, вирізаних з того ж зливка (вибрано найхарактерніші). Як видно, провідності різних частин кристала відрізняються не лише кількісно (при 300 К майже на порядок, а при 77 К — на два порядки), але й змінюється характер їх залежності від температури. При зниженні температури від 300 до 77 К провідність може слабо зростати і, досягнувши *максимуму*, спадати (крива 1). Для другого зразка зі зниженням температури величина σ *монотонно* зменшується, спочатку повільно, а потім — швидко. Для третього зразка σ в цьому ж температурному інтервалі зображена кривою з *мінімумом*. Можна припустити, що, завдяки таким якісним відмінностям кривих, із експериментальних залежностей $\sigma(T)$ можна отримати конкретну інформацію про матеріал, якщо їх порівняти з розрахованими залежностями $\sigma(T)$ при різних параметрах матеріалу.

III. РОЗРАХУНОК ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ПРОВІДНОСТІ

Отримані експериментальні результати можна пояснити в межах моделі змішаної провідності вузькозонного напівпровідника з урахуванням того факту, що електрони й дірки мають рухливості, які сильно відрізняються за величиною [6]. Для розрахунку провідності спочатку скористаємось напівемпіричними формулами для рухливості електронів μ_n і дірок μ_p у $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [1]:

$$\mu_n = 9 \times 10^8 \left(\frac{0.095}{x} \right)^{7.5} T^{-2} \left(\frac{0.095}{x} \right)^{0.6}, \quad (2)$$

$$\mu_p = \frac{\mu_n}{100}, \quad (3)$$

а концентрацію електронів n і дірок p знайдемо, розв'язуючи рівняння електронейтральності $n + N_a^- = p + N_d^+$, де N_d^+ і N_a^- — концентрація йонізованих донорів й акцепторів відповідно. Концентрацію вільних носіїв, n і p , з урахуванням можливості виродження електронів визначаємо виразами

$$p = \frac{N_\nu}{\exp\left(\frac{\Delta\mu}{kT}\right) + 1}, \quad (4)$$

$$n = \int_0^\infty \frac{\rho_c(E)}{\exp\left(\frac{E_g - \Delta\mu}{kT}\right) + 1} dE, \quad (5)$$

де $\Delta\mu$ — енергетична віддаль рівня Фермі від валентної зони, $N_\nu = 2(m_h kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ — ефективна густина станів у валентній зоні, $\rho_c(E)$ — густина станів у зоні провідності, для якої в наближенні кейнівської моделі можна записати [8]

$$\rho_c(E) = \frac{2m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} E^{1/2} \left(1 + \frac{E}{E_g}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{E}{E_g}\right), \quad (6)$$

причому

$$m_e = 5.7 \times 10^{-16} \cdot E_g \cdot \frac{m_0}{P^2}, \quad (7)$$

$$m_h = 0.5m_0, \quad (8)$$

де P — параметр у моделі Кейна, який для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ дорівнює $(8.35 - 7.94x) \cdot 10^{-8}$ еВ·см [1].

Задаючи значення x , T , N_a і N_d і розв'язуючи рівняння електронейтральності, можна знайти положення рівня Фермі ($\Delta\mu$), потім n і p і, нарешті, — провідність $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$. Результати комп'ютерного розрахунку σ для різних значень x і N_a подано на рис. 2. Діапазон зміни $N_a = 10^{16} \div 10^{17}$ см⁻³ відповідає концентрації акцепторів у монокристалах, вирощених методом зонної плавки (найчастіше це повністю йонізовані вакансії ртуті). Концентрація донорів N_d , яка визначається залишковими домішками, була прийнята рівною 10^{15} см⁻³. Цей параметр, на відміну від концентрації некомпенсованих акцепторів $N_a - N_d$, не є критичним.

Як видно, розраховані залежності $\sigma(T)$ доволі різноманітні і включають криві, схожі з експериментальними, зображеними на рис. 1б. Порівняння експериментальних кривих з результатами розрахунків дозволяє досить легко ідентифікувати матеріал щодо вмісту Mn і концентрації акцепторів. Експериментальна крива 1 на рис. 1а, зокрема, ніяк не узгоджується із залежностями, розрахованими при $N_a = 3 \times 10^{16}$ см⁻³ або 10^{17} см⁻³, але зате близька до розрахованих при $x = 0.07$ і $N_a = 10^{16}$ см⁻³. Крива 2 близька до розрахованих залежностей при $x = 0.08$ і $N_a = (1 \div 3) \cdot 10^{16}$ см⁻³, а крива 3 відповідає $N_a = 3 \times 10^{16}$ см⁻³ і x у межах між 0.08 і 0.09. Усе ж прискіпливіший аналіз показує, що *кількісного* збігу розрахованих кривих з експериментальними не досягаємо. Розраховані абсолютні значення провідності виявляються у 2–5 разів більшими від вимірних, та й розрахований хід $\sigma(T)$ не зовсім точно описує експериментальну залежність. Наприклад, розрахована й експериментальна провідності монотонно

зростають із температурою, але діянозон їх зміни в інтервалі температур 77–300 К дещо відрізняється. Другий приклад: обидві криві, теоретична й експериментальна, мають мінімум, але при різних температурах. Такі розходження можна було очікувати, оскільки формула (2) для рухливості електронів напівемпірична і не враховує всіх можливих механізмів розсіювання, співвідношення $\mu_n/\mu_p = 100$ є наближеним.

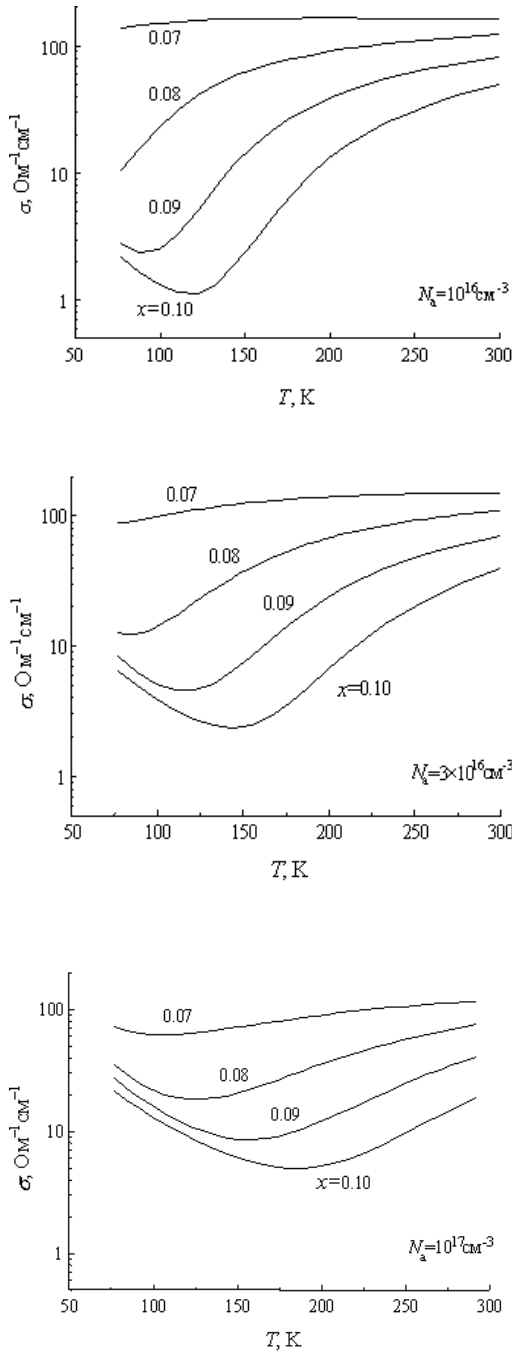


Рис. 2. Температурні залежності провідності p -Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te, розраховані для різних значень складу ($x = 0.07, 0.08, 0.09, 0.10$) і трьох концентрацій акцепторів ($10^{16} \text{ см}^{-3}, 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}, 10^{17} \text{ см}^{-3}$). В усіх випадках $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

IV. УРАХУВАННЯ РІЗНИХ МЕХАНІЗМІВ РОЗСІЮВАННЯ

Знаходячи провідність Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te, врахуємо три основні механізми розсіювання носіїв: на йонізованих домішках, полярних оптичних і акустичних фонах.

Хоч розсіювання на йонізованих домішках у досліджуваних кристалах домінує при $T < 80$ К, при вищих температурах його теж необхідно врахувати. Час релаксації для цього механізму розсіювання можна знайти за формулою [6]:

$$\tau_{\text{ion}} = (\varepsilon_s \hbar^3 / 2 \pi e^4 N_i) (k^3 / m^*) (1 / F_{\text{ion}}), \quad (9)$$

де F_{ion} — функція, яка враховує властивості симетрії хвильових функцій електронів й екранування потенціалу центрів розсіювання вільними носіями, N_i — концентрація йонізованих домішок, ε_s — сума статичної й високочастотної діелектричної проникливості, решта позначень — загальноприйняті.

Розсіювання на оптичних та акустичних фонах у кристалах Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te (як і у Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te) переважає при температурах, вищих за 80 К, особливо в ділянці власної провідності. При розсіюванні на полярних оптичних фонах вираз для часу релаксації має вигляд:

$$\tau_{\text{op}} = (\varepsilon_o \hbar / 2 e^2 k_0 T) (\partial E / \partial k) 1 / F_{\text{op}}, \quad (10)$$

а при розсіюванні на акустичних коливаннях ґратки

$$\tau_{\text{ac}} = (\pi \hbar \rho(x) \nu^2 / E_o^2 k_0 T F_{\text{ac}}) (\partial E / \partial k) 1 / k^2. \quad (11)$$

У формулах (10) і (11) $\rho(x)$ — густина кристала, що залежить від умісту марганцю, E_o — константа потенціалу деформації, F_{ac} і F_{op} — функції, у яких ураховано вплив блохівських множників у моделі розсіювання Кейна відповідно для акустичних й полярних оптичних фонів.

Обчислюючи рухливість носіїв у Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te, необхідно врахувати можливість виродження електронного газу в зоні провідності (дірки можна вважати невиродженими). Ширину забороненої зони розраховували за формулою (1), а концентрацію носіїв визначали з розв'язку рівняння електронейтральності з урахуванням (4) і (5). Усі домішки вважали повністю йонізованими у всьому діянозоні температур.

Внесок різних механізмів розсіювання у формування температурної залежності рухливості носіїв в Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te проілюстровано на рис. 3 на прикладі матеріалу з $x = 0.083$.

З рисунка видно, що при вказаних концентраціях домішок рухливість значною мірою визначається розсіюванням на полярних оптичних фонах. Проте в

актуальній для практики ділянці температур, нижчих від 100 К, йонізовані домішки теж роблять істотний внесок у рухливість. Вочевидь, що при збільшенні концентрації домішок крива 1 зміститься вниз, і роль цього механізму розсіювання істотно зросте. Водночас посиляться роль розсіювання на акустичному деформаційному потенціалі, так що крива 4 все більше відхиляється від кривої 3. Помітна роль усіх механізмів розсіювання спостерігається і при інших параметрах матеріалу.

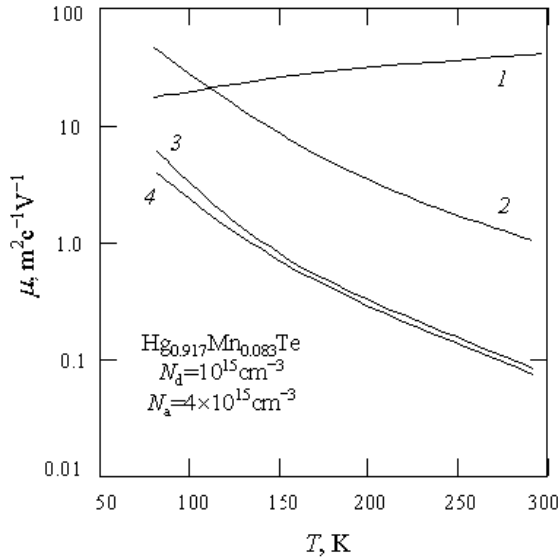


Рис. 3. Температурна залежність рухливості при: 1 — розсіюванні на йонізованих домішках; 2 — акустичних фонах; 3 — полярних оптичних фонах; 4 — із урахуванням усіх трьох механізмів розсіювання.

Результати розрахунків провідності з урахуванням усіх трьох механізмів розсіювання в порівнянні з експериментальними даними подано на рис. 4.

В усіх випадках концентрацію донорів приймали рівною 10^{15} cm^{-3} . Видно, що завжди узгодження теоретичних кривих з експериментальними даними є цілком задовільним. Крива 1 описує провідність практично безцілинного $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (ширина забороненої зони при температурі рідкого азоту 0.033 eV, концентрація власних носіїв $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Така концентрація акцепторів, які до того ж повністю йонізовані, визначає провідність при низьких температурах. Звернімо увагу на те, що розрахунки з використанням емпіричних формул для рухливості (2) і (3) дають в кілька разів завищені значення, хоча характер залежностей $\sigma(T)$ зберігається. Зрозуміло, що при точному розрахунку істотний вплив має розсіювання носіїв заряду на йонізованих домішках.

Крива 2 розрахована для складу $x = 0.083$. Як видно, збільшення вмісту марганцю на 1.1% у порівнянні з кривою 1 приводить до якісної зміни в поведінці температурної залежності провідності (навіть якщо не враховувати зміни концентрації акцепторів).

Щобільше, поведінка провідності $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ сильно видозмінюється навіть при зміні $x = 0.083$ до $x = 0.08$. В останньому випадку крива піднімається, максимум на ній набагато яскравіше виражений, а спад спостерігається при вищих температурах. Така чутливість до зміни складу, як уже відзначалося, є характерною рисою $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в ділянці змішаної провідності.

Крива 3 на рис. 4 розрахована для $x = 0.1$ і досить високої концентрації акцепторів. Це яскраво виражений матеріал p -типу провідності, що й впливає з її температурної залежності. Концентрація дірок від температури практично не залежить і збігається з N_a , а концентрація електронів відповідає експоненційному закону. На температурній залежності провідності при низьких температурах спостерігається помітний мінімум (його положення і глибина змінюються залежно від концентрації легуючої акцепторної домішки та інтенсивності розсіювання на йонізованих домішках).

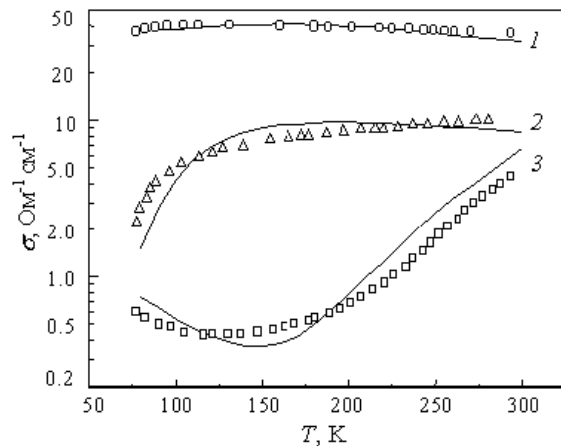


Рис. 4. Температурна залежність провідності для $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ з різним умістом Mn у порівнянні з експериментальними даними: 1 — $x = 0.072$, $N_a = 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; 2 — $x = 0.083$, $N_a = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; 3 — $x = 0.10$, $N_a = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. В усіх випадках концентрацію донорів приймали рівною 10^{15} cm^{-3} .

Як і передбачалося, для всіх розглянутих випадків концентрація донорів вирішального значення не має, доки вона менша від концентрації акцепторів. Ще раз підкреслимо, що завжди спостерігається висока чутливість температурної залежності провідності до зміни складу матеріалу, що виявляється не лише в кількісних відмінностях, але й у якісній зміні кривої $\sigma(T)$. Саме це дозволяє досить точно визначати склад і рівень легування з температурної залежності питомої провідності матеріалу. Проте така ідентифікація можлива лише для $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ з малим умістом марганцю, коли електронна провідність відіграє суттєву роль. Для $x = 0.3$, наприклад, ширина забороненої зони при 300 К становить 0.7 eV і зі зниженням

температури для будь-якої концентрації акцепторів провідність монотонно зростає. У цьому випадку в p -Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te електрони вже не роблять відчутного внеску в провідність, а концентрація дірок практично не змінюється з температурою. Тому при зниженні температури провідність зростає тільки за рахунок збільшення рухливості носіїв (приблизно в 10 разів в інтервалі 300 ÷ 77 К). Монотонне зростання провідності зі зниженням температури спостерігається також у Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te n -типу при будь-якому x (включаючи малі значення), оскільки, внаслідок більшої рухливості електронів, змішана провідність не проявляється.

На завершення зауважимо, що одержані результати можна застосувати для інших вузькозонних напівпровідників із сильно відмінною рухливістю елек-

тронів і дірок, зокрема для широко використовуваного в інфрачервоних детекторів Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te ($x \approx 0.2$).

V. ВИСНОВКИ

У формуванні температурної залежності провідності Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te ($x = 0.08 \div 0.1$) в інтервалі 77–300 К істотну роль відіграють три механізми розсіювання — на йонізованих домішках, акустичних і полярних оптичних фононах.

Зіставлення експериментальних і розрахованих залежностей провідності від температури дозволяє досить точно визначити вміст марганцю й концентрацію акцепторів у p -Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te.

-
- [1] J. K. Furdyna, Proc. SPIE **409**, 43 (1983).
 [2] P. Becla, J. Vac. Sci. Technol. A **4**, 2014 (1986).
 [3] A. Rogalski, Infrared Phys. **31**, 117 (1991).
 [4] L. A. Kosyachenko, I. M. Rarenko, Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong, Solid-State Electron. **44**, 1197 (2000).
 [5] L. A. Kosyachenko, I. M. Rarenko, O. O. Vodnaruk,

- V. M. Frasunyak, V. M. Sklyarchuk, Ye. F. Sklyarchuk, Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong, Semicond. Phys. Quant. Electron. & Optoelectron. **2**, 31 (1999).
 [6] А. И. Власенко, Я. М. Олих, Р. К. Савкина, Физ. техн. полупр. **34**, 670 (2000).

THE INVESTIGATION OF PHYSICAL PROPERTIES OF p -TYPE HgMnTe IN THE MIXED CONDUCTIVITY REGION

L. A. Kosyachenko, A. V. Markov, S. E. Ostapov, I. M. Rarenko, V. M. Sklyarchuk, O. F. Sklyarchuk
Chernivtsi National University,
2, Kotsyubinski Str., Chernivtsi, UA-58012, Ukraine

The homogeneity and temperature dependence of conductivity in Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te ($x = 0.08 - 0.1$) single crystals are investigated in this paper. The peculiarities of ionized impurities, acoustic and polar optic phonon scattering are taken into account. It is shown that we can define the composition of Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te solid solution and doping concentration from the measurements of conductivity temperature dependence.