

## КІНЕТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ЗОННІ ПАРАМЕТРИ КРИСТАЛІВ $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ ТА $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$

В інтервалі температур  $77\div 300$  К та в інтервалі полів  $0\div 5$  кЕ компенсаційним методом на постійному струмі досліджено кінетичні коефіцієнти кристалів напівпровідникових напівмагнітних твердих розчинів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ . На основі експериментальних результатів визначено зонні параметри кристалів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  ( $x=0,1, y=0,01$ ).

Kinetic coefficients of semimagnetic semiconductor  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  and  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  solid solutions have been investigated in  $77\text{--}300\text{K}$  interval and in magnetic field region of  $0\text{--}5$  kE by means of compensation method at direct current. On the basis of these experimental results band parameters of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  ( $x=0,1, y=0,01$ ) crystals have been.

### Вступ

Комплексні дослідження напівмагнітних напівпровідникових твердих розчинів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ , проведені нами в [1-10], вказують на їх оригінальні властивості, які обумовлені різними типами обмінних взаємодій. З огляду на це, було розширено діапазон досліджень, тобто одержано і досліджено тверді розчини, які містять сірку. Зміна вмісту S повинна впливати на обмінну взаємодію і властивості кристалів.

Літературні джерела вказують на можливість існування твердих розчинів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ , та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ . Тверді розчини  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  повинні існувати в досить широких областях складів ("x" і "y"), оскільки як у системі HgS–HgSe, так і в системі MnS–MnSe розчинність необмежена [11,12], а тверді розчини з марганцем, з яких утворюється  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ , існують при такому вмісті Mn:  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  ( $0 < x \leq 0,385$ ) [12] та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  ( $0 < x \leq 0,375$ ) [12].

Існування твердих розчинів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$  – можливе, але мабуть у менш широких областях складів ("x" і "y"), порівняно з  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ , оскільки в системі HgS–HgTe розчинність майже необмежена [11,12], а в системі MnTe–MnS розчинність обмежена (7 мол.% на основі I і менше 1 мол.% на основі II) [10], не зважаючи на те, що марганцевмісні тверді розчини, з яких утворюється  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ , також мають широку область існування:  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $0 < x \leq 0,35$ ) [11] та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  ( $0 < x \leq 0,375$ ) [12].

Твердий розчин  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ , а також  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ , повинні бути напівпровідниками зі змінною, в залежності від складу, шириною забороненої зони  $E_g$  і належати до напівмагнітних напівпровідників. Наявність у кристалах атомів Mn з некомпенсованим магнітним моментом дає можливість контролювати склад x та наявність у зразках включень другої фази магнітними методами, зокрема, за допомогою вимірів магнітної сприйнятливості кристалів.

Кристали  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  ( $0 < x < 0,15, y=0,01$ ) та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  ( $0 < x \leq 0,22, 0,01 < y \leq 0,1$ ) отримані нами методом Бріджмена. При виборі температури синтезу і вирощування зазначених кристалів користувалися діаграмами стану твердих розчинів, які входять до їх складу [12].

### Результати досліджень та їх обговорення

Кінетичні коефіцієнти кристалів напівпровідникових напівмагнітних твердих розчинів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ , досліджено в інтервалі температур  $77\div 300$  К та в інтервалі полів  $0\div 5$  кЕ компенсаційним методом на постійному струмі. Одержані температурні і польові залежності кінетичних коефіцієнтів кристалів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  наведено на рис.1-9.

Закономірності у зміні кінетичних коефіцієнтів зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  з температурою дозволяють зробити припущення, що, в основному, на явища переносу в цих кристалах впливають вакансії у підгратці ртуті, міжвузловинна ртуть і вакансії у підгратці Te, Se або S.

Відомо, що в халькогенідах ртуті і твердих розчинах на їх основі міжвузловинні атоми ртуті і вакансії в підгратці халькогену є донорами, а вакансії в підгратці Hg – акцепторами [6].

Одержані температурні залежності електропровідності  $\sigma$  для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  (рис.1) мають напівпровідниковий характер. Температурні залежності коефіцієнта Холла  $R_H$  (рис.8) свідчать про те, що в зразках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  у досліджуваному інтервалі температур присутні і беруть

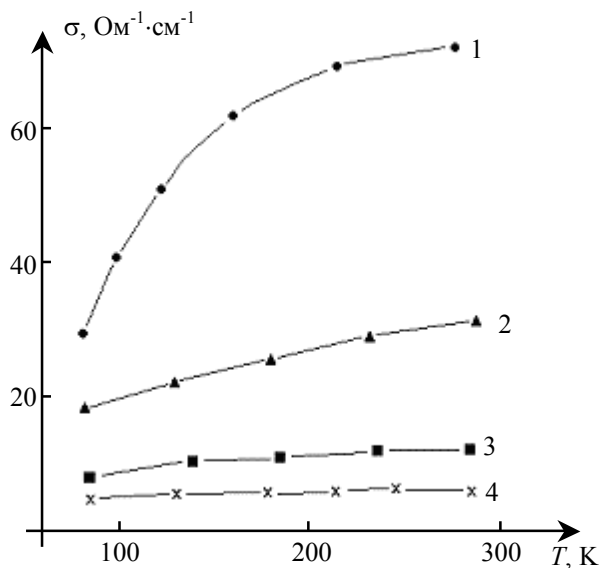


Рис.1. Температурна залежність електропровідності в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ :  $x=0,06, y=0,01$  (1),  $x=0,09, y=0,01$  (2),  $x=0,1, y=0,01$  (3),  $x=0,14, y=0,01$  (4).

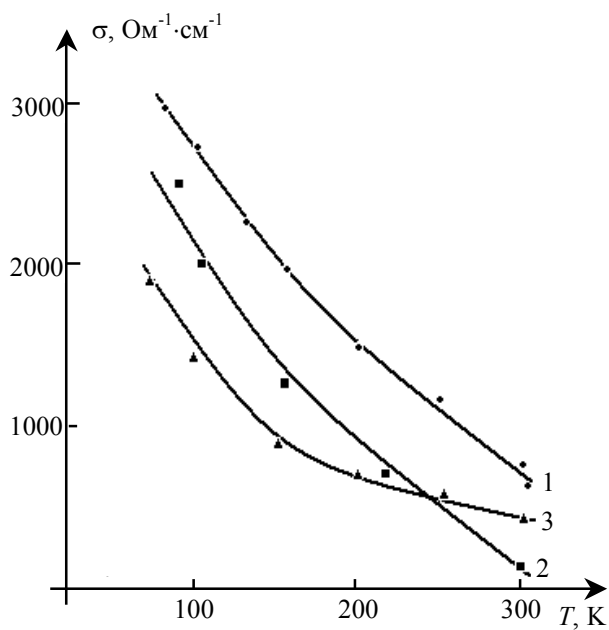


Рис.2. Температурна залежність електропровідності в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ :  $x=0,05, y=0,1$  (1),  $x=0,05, y=0,01$  (2),  $x=0,1, y=0,01$  (3).

участь в явищах переносу як дірки, так і електрони (тобто провідність зразків має змішаний характер). Інверсія знаку  $R_H$  для одних зразків і прямування до інверсії при низьких температурах ( $T < 77\text{K}$ ) для інших свідчить про те, що для

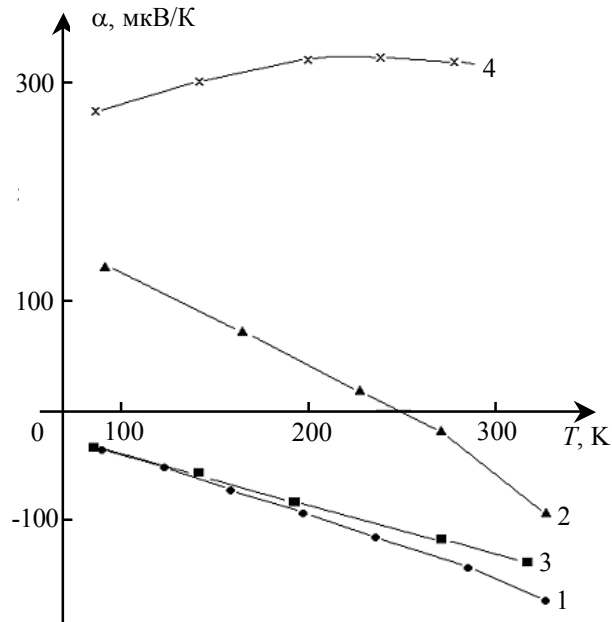


Рис.3. Залежність термо-ЕРС від температури для зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ :  $x=0,06, y=0,01$  (1),  $x=0,09, y=0,01$  (2),  $x=0,10, y=0,01$  (3),  $x=0,14, y=0,01$  (4).

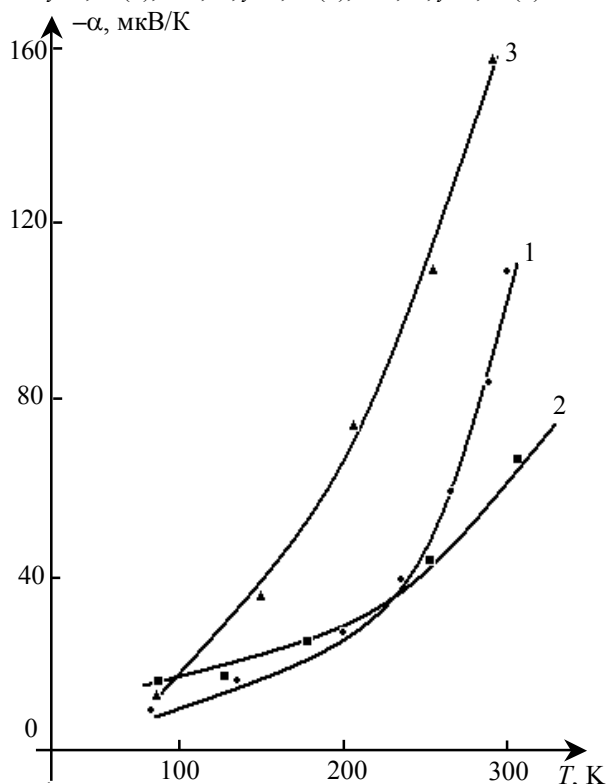


Рис.4. Залежність термо-ЕРС від температури для зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ :  $x=0,05, y=0,1$  (1),  $x=0,05, y=0,01$  (2),  $x=0,1, y=0,01$  (3).

зразків  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$  переважає  $p$ -тип провідності при низьких температурах, а при високих ( $T > 77K$ ) мають місце від'ємні значення  $R_H$ . Це можна пояснити збільшенням у зразках  $p$ -типу концентрації електронів при підвищенні температури, які мають рухливість набагато більшу, ніж рухливість дірок ( $\mu_n \gg \mu_p$ ), що дозволяє при  $p > n$  отримати від'ємні значення  $R_H$

$$R_H = \frac{r(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2} \quad (1)$$

На відміну від  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$  електропровідність кристалів  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  носить металічний характер, тобто зменшується з ростом температури (рис.2). Коефіцієнт Холла  $R_H = 1/(en)$  для кристалів  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  не залежить від температури (рис.9), що вказує на виродження електронів. Тому можна стверджувати, що температурна залежність електропровідності повністю визначається температурною залежністю рухливості електронів  $\mu$  (рис.10).

Залежності 2, 3, 4 на рис.10 одержані за методикою описаною в [13] для  $Hg_{1-x}Mn_xSe$  ( $x=0,1$ ) з параметрами, які дуже близькі до параметрів  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  ( $x=0,1, y=0,01$ ). Тому цілком зрозуміло що в області низьких температур ( $T \sim 80 K$ ), де повинно домінувати розсіювання електронів на п'єзоакустичних фонах, експериментальна крива  $R_H \times \sigma = f(T)$  для  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  ( $x=0,1, y=0,01$ ) (як і для  $Hg_{1-x}Mn_xSe$  ( $x=0,1$ ) в [13]) знаходиться між теоретичними залежностями  $U_{pz} \sim T^{-1/2}$  (невироджений) та  $U_{pz} \sim T^{-1}$  (вироджений електронний газ) (рис.10) [15]. В області кімнатних температур експериментальна залежність  $U = f(T)$  добре узгоджується з теоретичною  $U_{пол} \sim T^{-2}$ , що відповідає домінуючому розсіянню електронів на полярних оптичних фонах [15] (при  $T \sim 300 K$ ) (рис.10).

Термо-ЕРС для переважної більшості зразків  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$  змінюється від  $\alpha > 0$  (при 90K) до від'ємних значень (при 300K) (рис.3), що пов'язано із зростанням концентрації електронів при збільшенні температури. На відміну від цього, для кристалів  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  термо-ЕРС збільшується з ростом температури (рис.4) внаслідок зменшення виродження електронного газу (рівень Фермі з ростом  $T$  зменшується аналогічно як і в  $Hg_{1-x}Mn_xSe$  [3]). Зміну термо-ЕРС для зразків  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$  в магнітному полі  $\Delta\alpha = \alpha(H) - \alpha(0)$  від температури наведено на рис.5.

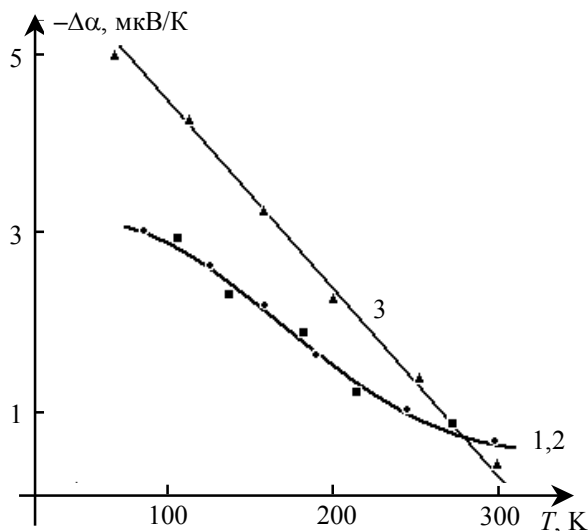


Рис.5. Залежність  $\Delta\alpha = \alpha(H) - \alpha(0)$  від температури для зразків  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$ :  $x=0,05, y=0,1$  (1),  $x=0,05, y=0,01$  (2),  $x=0,1, y=0,01$  (3).

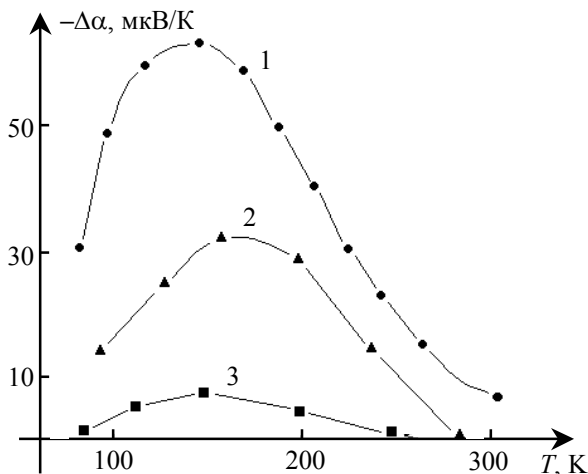


Рис.6. Температурна залежність відносного магнітоопору для  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$ :  $x=0,06, y=0,01$  (1),  $x=0,09, y=0,01$  (2),  $x=0,10, y=0,01$  (3).

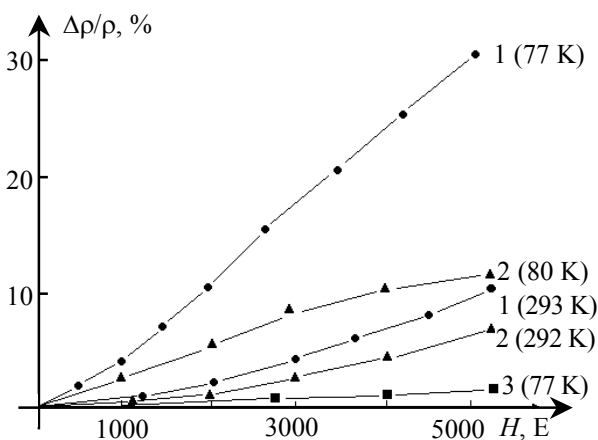


Рис.7. Залежність відносного магнітоопору від магнітного поля для  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$ :  $x=0,06, y=0,01$  (1),  $x=0,09, y=0,01$  (2),  $x=0,10, y=0,01$  (3).

Відносний магнітоопір  $\Delta\rho/\rho$ , досліджуваних зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ , має чітко виражений максимум на температурній залежності (рис.6) і майже лінійно залежить від напруженості магнітного поля (рис.7). Для кристалів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$   $\Delta\rho/\rho$  сягає  $\sim 8\%$  і зменшується з ростом температури, що можна пояснити зменшенням рухливості електронів при більших  $T$ . Із зростанням магнітного поля відносний магнітоопір зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  зростає як при кімнатній, так і при азотній температурі.

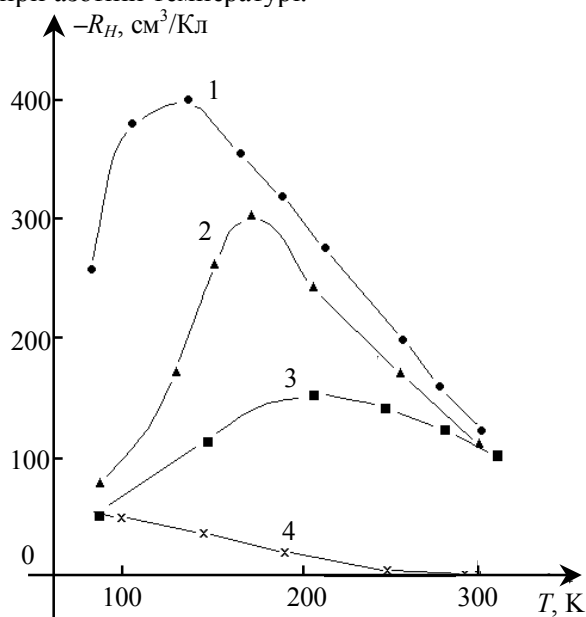


Рис.8. Температурна залежність коефіцієнта Холла зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$ :  $x=0,06, y=0,01$  (1),  $x=0,09, y=0,01$  (2),  $x=0,10, y=0,01$  (3),  $x=0,14, y=0,01$  (4).

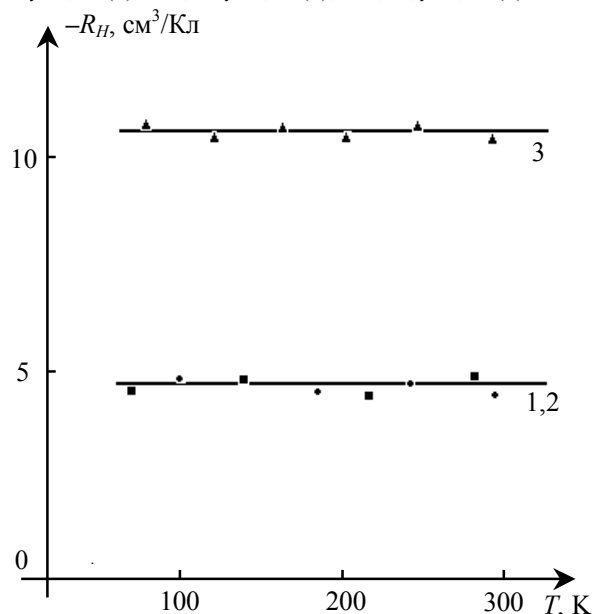


Рис.9. Температурна залежність коефіцієнта Холла зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ :  $x=0,05, y=0,1$  (1),  $x=0,05, y=0,01$  (2),  $x=0,1, y=0,01$  (3).

Залежність  $R_H$  кристалів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  від  $H$  в інтервалі температур  $T=77\div 300$  К і  $H\approx 0\div 5$  кЕ можна пояснити наявністю у зразках щонайменше двох типів носіїв заряду з різною рухливістю (аналогічно як для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{S}_y$  [6]).

Коефіцієнт Холла для досліджуваних кристалів  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  не залежить від величини магнітного поля, а термо-ЕРС від магнітного поля залежить слабо (рис.9).

Для дослідження зонних параметрів вибирали зразки  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  однакового складу  $x=0,1, y=0,01$  (склад контролювався методом магнітної сприйнятливості), але з різною концентрацією електронів ( $n$  контролювалась на основі вимірів коефіцієнта Холла). На основі експериментальних залежностей кінетичних коефіцієнтів за методикою, описаною в [14,15], і формулою (2) була визначена ефективна маса електронів на рівні Фермі цих зразків  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ :

$$m_{\xi}^* = \frac{\alpha(0)(3\pi^2 n)^{2/3} e h^2}{T(1 + \gamma_r) k_B^2 \pi^2} \quad (2)$$

Залежність  $m_{\xi}^*$  від концентрації  $n$ , побудована

в координатах  $\left[ \left( \frac{m_{\xi}^* / m_0}{1 - m_{\xi}^* / m_0} \right)^2, n^{2/3} \right]$  має ліній-

ний характер (рис.11) для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$ , що відповідає кейнівській моделі зони провідності, і дає можливість визначити такі зонні параметри:

$m_0^*$  – ефективну масу на дні зони провідності,  $E_g$  – ширину забороненої зони,  $P$  – матричний елемент міжзонної взаємодії. Значення  $m_0^*$  визначили шляхом екстраполяції залежності  $f(n^{2/3}) =$

$\left( \frac{m_{\xi}^* / m_0}{1 - m_{\xi}^* / m_0} \right)^2$  до  $n=0$ , а  $|E_g|$  і  $P$  визначили за

формулою

$$\left( \frac{m_{\xi}^* / m_0}{1 - m_{\xi}^* / m_0} \right)^2 = 325 \cdot 10^{-32} \frac{E_g^2}{P^4} + 8,27 \cdot 10^{-30} \frac{n^{2/3}}{P^2}, \quad (3)$$

де  $P^2$  знаходили як тангенс кута нахилу залежності  $f(n^{2/3})$ , а  $|E_g|$  через ефективну масу на дні зони провідності. Значення визначених зонних параметрів для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}_{1-y}\text{S}_y$  ( $x=0,1, y=0,01$ ) такі:  $m_0^* / m_0 = 0,009, E_g = 0,16$  еВ,  $P = 9 \cdot 10^{-8}$  еВ/см.

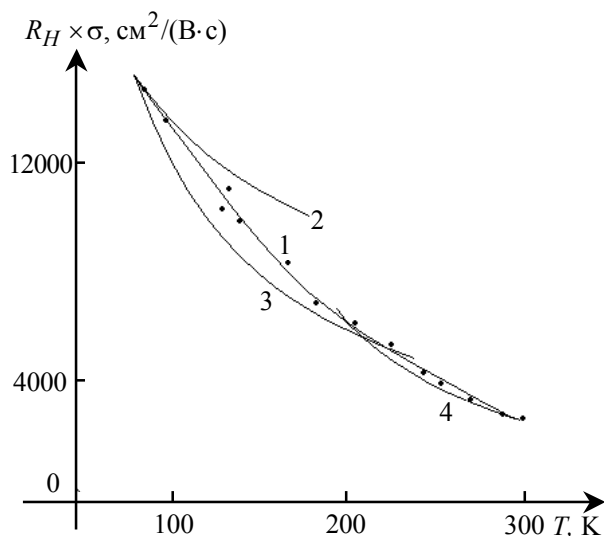


Рис.10. Температурна залежність рухливості електронів в  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  ( $x=0,1, y=0,01$ ): експериментальна (1),  $U_{pz} \sim T^{-1/2}$  (2),  $U_{pz} \sim T^{-1}$  (3),  $U_{пол} \sim T^{-2}$  (4).

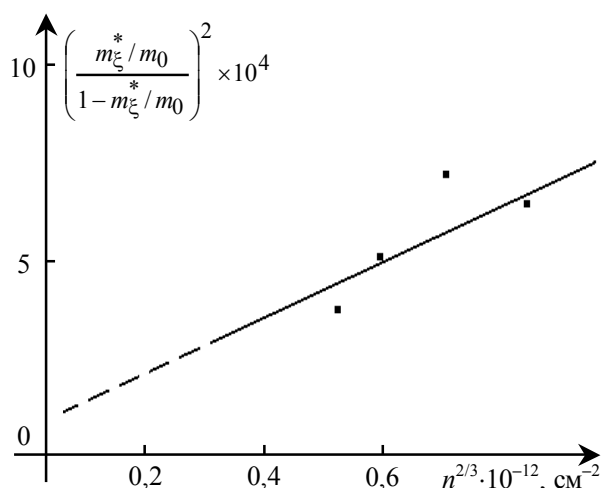


Рис.11. Концентраційна залежність ефективної маси електронів на рівні Фермі для  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$ .  $T=90$  К,  $x=0,1, y=0,01$ .

Для того, щоб прослідкувати вплив сірки на зонні параметри кристалів, були досліджені температурні залежності ефективної маси електронів на рівні Фермі для зразків  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  з однаковим вмістом Mn ( $x=0,05$ ), але з різним вмістом S (при цьому концентрація електронів у зразках була однаковою  $n=1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Одержані залежності  $m_{\xi}^* = f(T)$  наведені на рис.12.

Для аналізу залежностей  $m_{\xi}^*(T)$ , крім фактора  $E_g(T)$ , необхідно враховувати зміну непараболічності зонного спектру зі складом і температурою [13]. Непараболічність зонного спектру – це будь-яке відхилення закону дисперсії  $E(k)$  від

квадратичної форми [3]. Під "змінною непараболічності зони" внаслідок дії температури або вмісту  $x$  розуміють зміну кривизни зони провідності і валентної зони, тобто виду закону дисперсії  $E(k)$ . Це, в свою чергу, змінює густину станів в зонах, а значить, і положення рівня Фермі в зоні (при  $n=\text{const}$ ), що впливає на величину  $m_{\xi}^*$ .

Отже, знак  $dm_{\xi}^*/dT$  (для певного значення  $x$ ) буде визначатися знаком  $dE_g/dT$  і впливом непараболічності зони провідності, що залежить від температури (при  $n=\text{const}$ ). Збільшення непараболічності зони провідності при зміні  $T$  веде до зменшення густини станів у зоні, що при  $n=\text{const}$  в даному інтервалі температур приводить до збільшення рівня Фермі. Для непараболічного зонного спектра зайняття електронами станів з більшим  $E(k)$  супроводжується збільшенням їх ефективної маси. Отже, збільшення непараболічності зонного спектру призводить до зростання  $m_{\xi}^*$  а її зменшення – до зниження  $m_{\xi}^*$ .

На величину  $m_{\xi}^*$  при спаданні  $T$  впливають два конкуруючих фактори: зменшення  $E_g$  (аналогічно як в  $Hg_{1-x}Mn_xSe$  [3]) приводить до зменшення  $m_{\xi}^*$ , а збільшення при цьому непараболічності зони провідності – до зростання  $m_{\xi}^*$ . Отже, зміна  $m_{\xi}^*$  визначається переважаним із вказаних конкуруючих факторів [3].

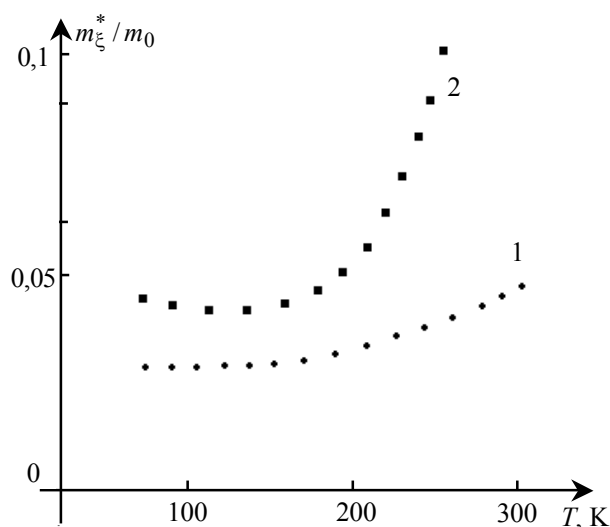


Рис.12. Температурна залежність ефективної маси електронів на рівні Фермі для  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$ :  $x=0,05, y=0,1$  (1),  $x=0,05, y=0,01$  (2).

На залежностях  $m_{\xi}^*(T)$  на рис.12, збільшення  $m_{\xi}^*$  з пониженням  $T$  в інтервалі 90÷190 К пояснюється переважанням фактору збільшення непараболічності зони провідності при пониженні  $T$  над фактором  $dE_g/dT > 0$ , який повинен викликати в цьому випадку зменшення  $m_{\xi}^*$ . В інтервалі  $T=190\div 300$  К  $dm_{\xi}^*/dT > 0$  обумовлене переважанням впливу фактора  $dE_g/dT > 0$ .

Отже зміна з температурою величини забороненої зони і непараболічності зонного спектру суттєво впливає на температурну залежність ефективної маси носіїв заряду на рівні Фермі.

На рис.12 видно, що в області низьких температур (90-190 К), де  $m_{\xi}^*$  визначається з більшою точністю, ефективна маса електронів на рівні Фермі у зразках  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  ( $x=0,05$ ) слабо залежить від вмісту сірки в зразках (змінюється з складом "y" в межах похибки). Тому, важко щось сказати про вплив сірки в зразках  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  на  $m_{\xi}^*$ .

#### Висновки

1. Кристали  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}S_y$  володіють змішаним типом провідності, електропровідність має напівпровідниковий характер, а термо-ЕРС для більшості зразків з ростом температури змінюється від додатних до від'ємних значень, що пов'язано із зростанням концентрації електронів і збільшенням їх внеску в термо-ЕРС.

2. Кристали  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  володіють  $n$ -типом провідності і коефіцієнт Холла не залежить від температури, що вказує на виродження електронного газу, а електропровідність зменшується з ростом температури.

3. Залежність ефективної маси електронів на рівні Фермі від їх концентрації вказує на непараболічність зони провідності в кристалах  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$ . На основі цієї залежності визначено зонні параметри кристалів з  $x=0,1$ ,  $y=0,01$  при  $T=90$  К:  $m_0^*/m_0=0,009$ ,  $E_g=0,16$  еВ,  $P=9\cdot 10^{-8}$  еВ/см.

4. Зміна вмісту сірки в  $Hg_{1-x}Mn_xSe_{1-y}S_y$  на значення ефективної маси електронів на рівні Фермі ( $m_{\xi}^*$ ) впливає слабо.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Мар'янчук П.Д. О природе кластеров в кристаллах  $Mn_xHg_{1-x}Se_y$  // Изв. вузов. СССР Физика. – 1984. – 27, №1. – С.122–124.
2. Мар'янчук П.Д., Гавалешко Н.П., Неупорядоченные твердые растворы  $Mn_xHg_{1-x}Se$  // Изв. АН СССР. Неорган. матер. – 1987. – 23, №8. – С.1271–1274.
3. Мар'янчук П.Д., Гавалешко Н.П. Влияние температуры на зонную структуру  $Mn_xHg_{1-x}Se$  // Изв. вузов. Физика. – 1991. – 34, №4. – С.40–44.
4. Гавалешко Н.П., Мар'янчук П.Д., Падалко А.М. Особенности магнитной восприимчивости монокристаллов  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // Изв. вузов. Физика. – 1991. – 34, №4. – С.60–62.
5. Гавалешко Н.П., Мар'янчук П.Д., Падалко А.М. Влияние термообработки на кластерную и дефектную подсистемы кристаллов  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // Изв. вузов. Физика. – 1993. – 36, №5. – С.48–51.
6. Мар'янчук П.Д., Падалко А.М. Влияние температуры, магнитного поля та термообработки на кінетичні коефіцієнти кристалів  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // УФЖ. – 1993. – 38, №10. – С.1554–1558.
7. Крылов К.Р., Леринман Н.К., Пономарёв А.И., Сабирзянова Л.Д., Шелушилина Н.Г., Гавалешко Н.П., Мар'янчук П.Д., Магнитная восприимчивость и гальваномагнитные свойства полумагнитного полупроводника  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // ФТП. – 1994. – 28, №8. – С.1382–1392.
8. Кульбачинский В.А., Мар'янчук П.Д., Чурилов И.А. Электрические и магнитные свойства полумагнитных полупроводников  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // ФТП. – 1995. – 29, №11. – С.2007–2014.
9. Кульбачинский В.А., Чурилов И.А., Мар'янчук П.Д., Луин Р.А., Гальваномагнитные свойства полумагнитных полупроводников  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // ЖЭТФ. – 1997. – 112, вып.5(11). – С.1809–1815.
10. Мар'янчук П.Д., Цеханський В.Д. Залежність параметрів обмінної взаємодії від складу твердих розчинів  $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$  // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 50: Фізика. – Чернівці: ЧНУ, 1999. – С.61–62.
11. Твёрдые растворы в полупроводниковых системах (справочник). – М.: Наука, 1978.
12. Томашик В.Н., Грыцив В.И. Диаграммы состояния систем на основе полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$ . – Киев: Наукова думка, 1982.
13. Мар'янчук П.Д., Вплив температури на домінуючі механізми розсіювання в  $Hg_{1-x}Mn_xSe$  // Науковий вісник ЧНУ. Вип. 157: Фізика. Електроніка. – Чернівці: Рута. – 2003. – С.63–65.
14. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. – Ленинград: Наука, 1970.
15. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука, 1985.