

# СПЕКТРИ ФОТОПРОВІДНОСТІ КРИСТАЛІЧНОГО І СКЛОПОДІБНОГО $\text{SnGeS}_3$

Д. І. Блецкан<sup>1</sup>, В. М. Кабацій<sup>2</sup>, О. Р. Лук'янчук<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Ужгородський національний університет, вул. Волошина, 54, 88000, Ужгород, Україна

<sup>2</sup>Мукачівський державний університет, вул. Ужгородська, 26, 89600, Мукачево, Україна

Проведено дослідження спектрів фотопровідності (ФП) кристалічного і склоподібного  $\text{SnGeS}_3$  в діапазоні температур 100–500 К. Показано, що втрата далекого порядку при переході кристал–скло приводить до зсуву краю фундаментального поглинання і власного максимуму в спектрі ФП у довгохвильову область спектра та зникнення анізотропії в спектрах фотопровідності.

## Вступ

Тіогерманат олова ( $\text{SnGeS}_3$ ) відноситься до небагатьох напівпровідникових сполук, які можуть бути одержані як у кристалічній, так і в склоподібній фазах [1]. Тим самим розширюється коло речовин, на прикладі яких можна вивчати вплив переходу кристал–скло на електронні властивості, що є важливим для подальшого розвитку фізики неупорядкованих систем, оскільки такого роду дослідження виконані в основному на бінарних склоутворювачах  $\text{As}_2\text{S}_3$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{GeS}_2$ ,  $\text{GeSe}_2$ .

$\text{SnGeS}_3$  кристалізується в моноклінній ґратці з просторовою групою  $P2_1/c$  і параметрами  $a = 7,269$ ,  $b = 10,220$  і  $c = 6,873$  Å,  $\beta = 105,45$  [2, 3]. Напівпровідникові властивості тіогерманата олова вивчені ще слабо. Проведені дослідження коливних спектрів кристалічної та склоподібної фаз [4–6], впливу тиску і температури на спектри комбінаційного розсіювання світла [7, 8] та краю власного поглинання [9] кристалів  $\text{SnGeS}_3$ .

У даній роботі викладені результати дослідження спектральних характеристик фотопровідності кристалічної та склоподібної фаз  $\text{SnGeS}_3$ .

## Методика експерименту

Синтез речовини  $\text{SnGeS}_3$  здійснювали прямим сплавленням відповідних кількостей особливо чистих вихідних елементів у вакуумованих кварцових ампулах ( $\sim 10^{-3}$  Па) із застосуванням вібраційного

перемішування. При максимальній температурі синтезу, що перевищувала на 20–30 К температуру плавлення ( $T_{пл} = 886$  К)  $\text{SnGeS}_3$ , ампулу з розплавом витримували протягом 10 год, після чого охолоджували в режимі виключеної печі. Потім синтезовану речовину перевантажували в подвійні кварцові ампули, з яких внутрішня ампула мала невелику конусність в області розплаву і закінчувалася циліндричним капіляром, що забезпечувало формування монокристалічної затравки.

Монокристали  $\text{SnGeS}_3$  вирощували напрямленою кристалізацією розплаву (вертикальний варіант методу Бріджмена). Температуру в печі підвищували зі швидкістю  $\sim 100$  К/год до 910 К і витримували розплав при цій температурі протягом двох годин, що забезпечувало його гомогенізацію. Після цього проводили напрямлену кристалізацію розплаву шляхом переміщення фронту кристалізації до повного завершення процесу кристалізації. Кристали вирощували при двох різних швидкостях 0,1 і 0,4 мм/год. Гомогенізацію вирощеного злитка забезпечували його термовідпалом у тому самому кварцовому контейнері при 800 К протягом 100 год. Вирощені в таких умовах монокристали мали діаметр 15 мм і довжину 50 мм. Дані рентгеноструктурних досліджень підтвердили належність одержаних монокристалів до моноклінної сингонії, з параметрами близькими до наведених в [2].

Скхла в кількості 8–10 г одержували гартуванням кварцової ампули з розплавом у крижану воду. Склоподібний стан

фіксували за характерним склоподібним блиском, раковистим зломом, підтверджували рентгенофазовим аналізом. Густина склоподібного  $\text{SnGeS}_3$ , виміряна гідростатичним зважуванням у толуолі, рівна  $3,56 \text{ г/см}^3$ , що менше густини кристала  $3,71 \text{ г/см}^3$ . Температура склування, виміряна методом ДТА, рівна  $T_g = 599 \text{ К}$ .

Для електричних і фотоелектричних досліджень на свіжесколоті поверхні кристала та поліровані поверхні склоподібних зразків наносили аквадагові або напаявали індієві контакти, які забезпечували лінійність вольт-амперних характеристик у широкому інтервалі значень прикладеної напруги. Дослідження спектрів фотопровідності проводили у вакуумі  $10^{-3} \text{ Па}$  в кріостаті, що дозволяло змінювати температуру зразка від 100 до 500 К. Для стабілізації температури використовували промисловий регулятор температури ВРТ-3.

Джерелом світла служила лампа розжарювання типу СИ-200 з відомим розподілом енергії по спектру. Спектральні залежності фотопровідності записували з використанням автоматизованої установки, зібраної на базі монохроматора ДМР-4. У випадку модульованого освітлення зразка, фотострум, що змінювався з частотою модуляції світла, викликав спад напруги на опорі навантаження  $R_H$  (увімкненому послідовно з досліджуванним зразком), сигнал з якого підсилювався й синхронно детектувався нановольтметром UNIPAN 232 В з наступною реєстрацією вимірювально-обчислювальним комплексом.

### Експериментальні результати та їх обговорення

Монокристали  $\text{SnGeS}_3$  є високоомними (питомий темновий опір  $\rho_r = 10^{10} - 10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) і фоточутливими (кратність зміни  $\rho_r/\rho_{\text{св}} = 10^2 - 10^3$ , де  $\rho_{\text{св}}$  – питомий опір при освітленості  $10^4 \text{ лк}$  і  $T = 293 \text{ К}$ ), що дозволило провести дослідження спектрального розподілу фотопровідності. Ця характеристика є чутливою до різного роду розупорядкування кристалів.

Поляризовані спектри фотопровідності кристала, вирощеного при малій швидкості переміщення фронту кристалізації ( $v_1 = 0,1 \text{ мм/год}$ ), виміряні при трьох різних температурах, наведені на рис. 1. При  $T = 100 \text{ К}$  різке зростання ФП в діапазоні енергій падаючих квантів  $h\nu > 2,35 \text{ eV}$  (криві 1, 2) відповідає різкому росту коефіцієнта поглинання, що свідчить про початок міжзонної фотопровідності.

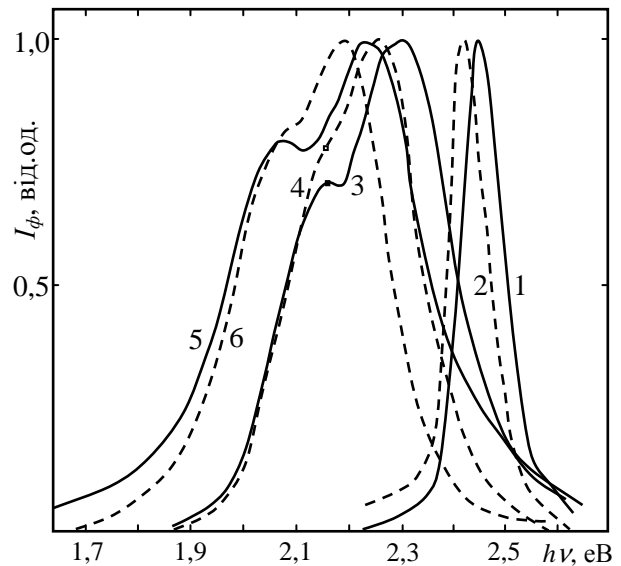


Рис. 1. Поляризовані спектри фотопровідності (1, 3, 5 –  $E \parallel a$ , 2, 4, 6 –  $E \parallel c$ ) кристалічного  $\text{SnGeS}_3$ , вирощеного при  $v = 0.1 \text{ мм/год}$ , виміряні при  $T, \text{ К}$ : 1, 2 – 100; 3, 4 – 293; 5, 6 – 370.

У загальному випадку фотопровідність залежить від коефіцієнта біполярної дифузії носіїв  $D$ , характерного часу рекомбінації носіїв в об'ємі  $\tau$ , швидкості поверхневої рекомбінації  $S$ . Час життя  $\tau$  залежить від багатьох інших факторів: концентрації власних та домішкових точкових дефектів, лінійних дислокацій, просторової неоднорідності. У випадку нестационарної фотопровідності, за умови, що час вимірювання  $t \ll \tau$ , рекомбінація носіїв в об'ємі не дає внесок у кінетику фотопровідності, а спектральна залежність ФП задається параметрами  $S$ ,  $D$  і  $\alpha$ . При освітленні зразка власним світлом фотогенерація електронно-діркових пар відбувається в межах шару, що визначається коефіцієнтом поглинання світла на даній довжині хвилі. При великих значеннях  $S$  і  $t$  спектральна залежність ФП в області краю власного поглинання повинна мати чітко виражений максимум, обумовлений конку-

ренцією між збільшенням фотопровідності зі зростанням  $\alpha$  та зменшенням її за рахунок локалізації світла в поверхневому шарі й інтенсивній рекомбінації носіїв у ньому. Саме така ситуація спостерігається в спектрах ФП кристалічного  $\text{SnGeS}_3$  (рис. 1).

Анізотропія спектрів фотопровідності пов'язана з анізотропією коефіцієнта поглинання [9] і часу життя нерівноважних носіїв заряду, що обумовлено особливостями кристалічної будови  $\text{SnGeS}_3$  [1–3]. Зіставлення спектрів ФП (рис. 1, криві 1, 2) та крайового поглинання (рис. 2 [9]), виміряних в одній і тій самій поляризації  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$  при  $T = 100$  К, вказує на те, що найбільш високоенергетичний максимум ФП  $h\nu_{\max 1} = 2,45$  еВ (крива 1) знаходиться в області фундаментального поглинання і обумовлений зона-зонними переходами. У поляризації  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$  (крива 2, рис. 1) власний максимум ФП зміщений в область менших енергій до  $h\nu_{\max 2} = 2,42$  еВ симбатно зсуву краю власного поглинання. Зі збільшенням температури зразка обидва максимуми зміщуються в область менших енергій, відображаючи тим самим зменшення ширини забороненої зони кристала.

Виконані нами детальні дослідження крайового поглинання кристалічного і склоподібного  $\text{SnGeS}_3$  у широкому інтервалі температур (80÷500 К) показали, що залежність коефіцієнта поглинання  $\alpha$  від  $h\nu$  в області краю фундаментальної смуги при  $\alpha \leq 10^3 \text{ см}^{-1}$  не коренева, як у випадку прямозонних переходів в ідеальних напівпровідниках, а експоненціальна з крутизною, що залежить від температури, тобто описується відомим правилом Урбаха. У цьому випадку, як показали автори [11], визначати ширину забороненої зони напівпровідника зі спектрів ФП використовуючи правило Мосса є не зовсім коректно. Крім того оцінка значення  $E_g$  із спектрів ФП за енергетичним положенням довгохвильового краю власної ФП утруднена ще й тим, що у досліджуваних кристалах сильно виражені домішкові смуги й вони перекриваються з власною смугою. У кристалах з експоненціальною залежністю довгохвильового краю поглинання в широких межах товщин зразків і швидко-

стей поверхневої рекомбінації, ефективна ширина забороненої зони може бути з великою точністю визначена за енергетичним положенням власного максимуму в спектрі фотопровідності [11].

Таким чином, якщо енергію міжзонних переходів визначати за спектральним положенням власного максимуму фотопровідності, то з наведених на рис. 1 результатів випливає, що ширина забороненої зони кристалічного  $\text{SnGeS}_3$  рівна  $E_g = 2.26$  еВ при  $T = 293$  К. Близьке значення  $E_g = 2.23$  еВ одержано із дослідження краю власного поглинання [9].

Наявність у кристалах різного роду неоднорідностей і пов'язаного з ними потенційного рельєфу відображається на їх властивостях і, в першу чергу, нерівноважних, таких як фотопровідність. У реальних кристалах  $\text{SnGeS}_3$  наявні власні та домішкові точкові дефекти, які формують локалізовані електронні стани в забороненій зоні, що приводить до появи сигналу ФП за краєм власного поглинання з максимумом при  $h\nu_{\max 3} = 2.15$  еВ ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$ ,  $T = 293$  К), який також виявляє слабку поляризаційну залежність (криві 3, 4, рис. 1). Визначена згідно [12] довгохвильова границя домішкової фотопровідності як довжина хвилі, при якій ФП падає до 0.1 значення від максимуму відповідної смуги, становить  $E_{cp1} = 2.00$  еВ. Як видно з рис. 1, (криві 5, 6) з підвищенням температури зразка вище кімнатної інтенсивність домішкового максимуму зростає, а його енергетичне положення зміщується в область менших енергій.

Однієї з можливих причин відсутності при низьких температурах домішкової смуги в спектрах ФП кристалів, вирощених при малих швидкостях росту, є нерівноважне заповнення донорів й акцепторів при власному збудженні компенсованого напівпровідника [13]. Це означає практично повне електронне спустошення акцепторів, що знаходяться у нижній половині забороненої зони напівпровідника  $n$ -типу при власному збудженні кристала. Тому при низьких температурах не спостерігається домішковий фотоефект із цих центрів у  $c$ -зону. При збільшенні температури кристала вище  $T \geq 293$  К мілкі донори

не заповнюються нерівноважними електронами а, отже, істотно не змінюють електронне заповнення акцепторів. Внаслідок генерації електронів із цих центрів можуть з'являтися домішкові смуги, що й фіксується експериментально (рис. 1, криві 3–6).

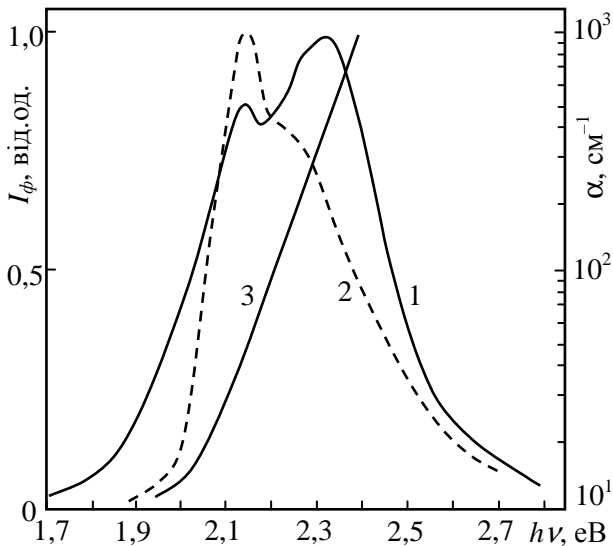


Рис. 2. Спектри фотопровідності двох типів кристалів  $\text{SnGeS}_3$ , вирощених при  $\nu = 0,1$  мм/год.

При дослідженні спектрів ФП при кімнатній температурі великої кількості зразків, що належать до різних партій монокристалів  $\text{SnGeS}_3$ , вирощених при однаковій швидкості ( $\nu = 0,1$ ), було встановлено, що всі кристали можуть бути розділені на дві групи, в залежності від співвідношення інтенсивностей власного ( $h\nu_{max1} = 2.33$  eV) та домішкового ( $h\nu_{max2} = 2.15$  eV) максимумів в спектрах ФП (рис. 2). Збільшення інтенсивності домішкового максимуму в спектрах ФП супроводжується зростанням темного питомого опору та інтегральної фоточутливості. Характерною особливістю бінарних халькогенідів олова і германія є неможливість одержання стехіометричних кристалів [1]. Очевидно така ситуація реалізується і в кристалах  $\text{SnGeS}_3$ , оскільки ця сполука має досить широку область гомогенності. Одержання досконалих однорідних і близьких до стехіометрії потрійних кристалів  $\text{SnGeS}_3$  досить складна задача. Крім того наявність легкої компоненти у складі цієї сполуки є джерелом високої концентрації власних точкових дефектів ґратки. У кристалах

$p\text{-SnGeS}_3$  переважають домішкові рівні катіонних вакансій і міжвузлові атоми халькогена, тоді як у кристалах  $n$ -типу провідності основну роль відіграють вакансії халькогена. Тому при вирощуванні монокристалів  $\text{SnGeS}_3$  з розплаву невеликі зміни в температурному режимі можуть приводити до відхилення від стехіометрії, що і відображається на співвідношенні власного та домішкового максимумів.

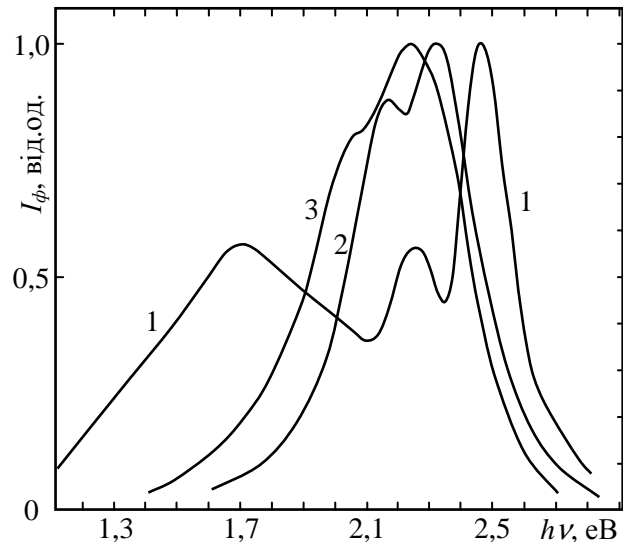


Рис. 3. Неполаризовані спектри фотопровідності кристала  $\text{SnGeS}_3$  (вирощеного при  $\nu = 0,4$  мм/год), виміряні при різних температурах  $T$ , К: 1 – 100; 2 – 293; 3 – 380.

Збільшення швидкості вирощування ( $\nu = 0,4$  мм/год) монокристалів  $\text{SnGeS}_3$  супроводжується подальшим розупорядкуванням ґратки як за рахунок збільшення числа і концентрації власних точкових дефектів, так і внаслідок утворення різного роду протяжних дефектів таких як: дислокації, дефекти упаковки, двійникові границі та границі зерен, що приводить до незначного розширення власної смуги та появи двох широких домішкових смуг ( $h\nu_{dom1} = 2.26$  eV і  $h\nu_{dom2} = 1.7$  eV) у спектрі ФП (рис. 3, крива 1). Отже, загальний вигляд спектрів ФП кристалічного  $\text{SnGeS}_3$  залежить не тільки від атомного складу речовини, але є також функцією ступеня упорядкування атомів у кристалах потрійної сполуки.

Інтенсивність найбільш довгохвильової домішкової смуги  $h\nu_{dom2} = 1.7$  eV у спектрах ФП падає зі збільшенням температури кристала і при кімнатній

температурі вона вже практично не фіксується (рис. 3, крива 2). При дослідженні довгохвильової ділянки крайового поглинання кристалів  $\text{SnGeS}_3$  автори [9] виявили слабку смугу поглинання в області енергій 2.26 еВ при 77 К, що добре корелює зі спостережуваним нами домішковим максимумом 2.26 еВ у спектрі ФП при низьких температурах. Більше того, характер поляризаційної залежності цієї домішкової смуги у спектрах поглинання і фотопровідності ідентичний, що вказує на однакову природу домішкового центра, що відповідає за їх походження.

Ще більш кардинальні зміни притерплює спектр ФП при наявності топологічного розупорядкування, викликаного зникненням далекого порядку при склуванні. Через різке збільшення питомого темного опору і зменшення інтегральної фоточутливості стекол зі зниженням температури, вимірювання спектрів ФП неупорядкованої склоподібної фази проводили тільки при  $T \geq 293$  К. Спектри фотопровідності склоподібного  $\text{SnGeS}_3$ , виміряні при різних температурах і різних напрямках сканування довжини хвилі збуджуючого випромінювання, наведені на рис. 4. При скануванні довжини хвилі збуджуючого випромінювання в напрямі збільшення енергії падаючих квантів (ІЧ  $\rightarrow$  УФ від 1.0 до 3.0 еВ) у спектрі фотопровідності проявляється максимум при 1.7 еВ і слабке короткохвильове плече  $\sim 2.1$  еВ. Порівнюючи спектри фотопровідності (крива 1) та крайового поглинання (крива 3) склоподібної фази бачимо, що високоенергетична особливість у вигляді плеча поблизу  $\sim 2.1$  еВ у спектрі ФП знаходиться в області краю фундаментального поглинання при  $\alpha > 10^3 \text{ см}^{-1}$  і тому може бути віднесена до квазіміжзонних переходів.

Якщо за ширину псевдозабороненої зони склоподібного  $\text{SnGeS}_3$  вибрати енергію, при якій закінчується експоненціальне зростання коефіцієнта поглинання  $\alpha(h\nu)$ , то в цьому випадку  $E_g$ , визначена як абсциса точки в якій  $\alpha = 10^3 \text{ см}^{-1}$  (крива 3, рис. 4), дорівнює  $E_g = 2.00$  еВ, що на 0.26 еВ менше ніж у кристала.

Таким чином, склування речовини

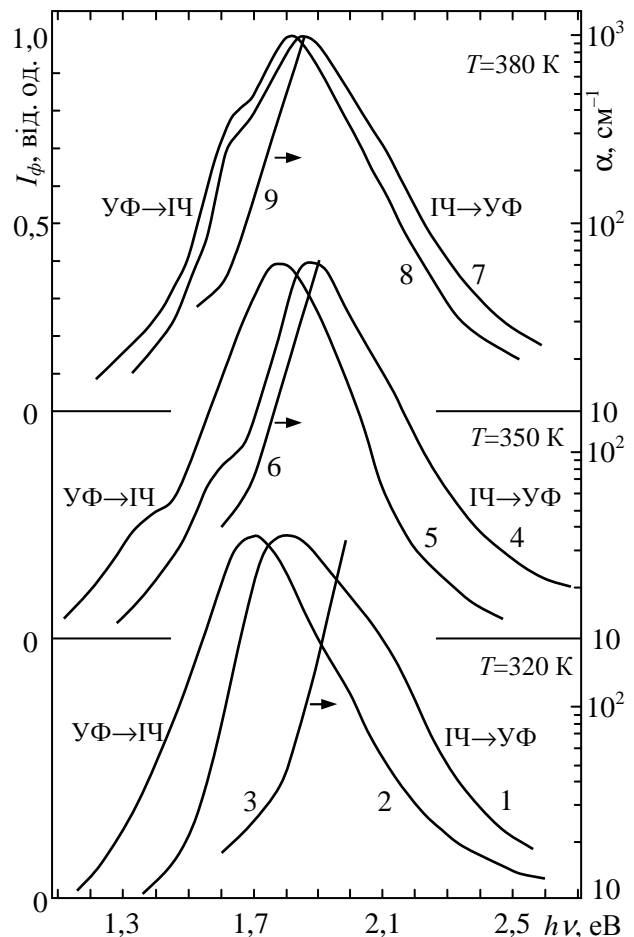


Рис. 4. Спектри ФП склоподібного  $\text{SnGeS}_3$ , виміряні при різних напрямках сканування довжини хвилі та різних температурах.

$\text{SnGeS}_3$ , яке супроводжується зникненням далекого порядку без зміни близького, приводить лише до розмиття країв дозволених зон і, як наслідок, до зникнення анізотропії та зменшення ширини забороненої зони, тому перехід кристал–скло супроводжується зсувом краю оптичного поглинання та власного максимуму в спектрі ФП у довгохвильову область спектра.

Енергетичне положення максимуму  $h\nu_{\text{max}} = 1.7$  еВ найбільш інтенсивної смуги в спектрі фотопровідності скла перебуває за краєм фундаментального поглинання і відповідає енергетичному положенню домішкового максимуму в спектрі ФП кристала, вирощеного при великій швидкості переміщення фронту кристалізації.

При скануванні довжини хвилі падаючого на зразок світла у зворотному напрямі (УФ  $\rightarrow$  ІЧ) (після його прямої розгортки) відбувається зсув спектра ФП у низькоенергетичну ділянку спектра

(крива 2, рис. 4). Зі збільшенням температури зразка цей гістерезис у спектрі ФП скла зберігається.

Необхідно вказати ще на одну особливість спектрів ФП склоподібної фази, а саме, різні знаки температурних коефіцієнтів зміщення краю оптичного поглинання  $\partial E_{g\text{ opt}}/\partial T < 0$  (криві 3, 6, 9, рис. 4), і максимумів в спектрах фотопровідності  $\partial E_{\text{max}}^{\text{ФП}}/\partial T > 0$  (криві 4, 5, 7, 8).

Установлений характер перебудови спектрів фотопровідності склоподібного  $\text{SnGeS}_3$  з температурою не властивий бінарним склоутворювачам, таким як  $\text{As}_2\text{Se}_3$  або  $\text{GeSe}_2$  [10], з характерним одним типом структурних одиниць. У той же час подібний характер перебудови спектрів фотопровідності встановлено для потрійних стеклок (GeS<sub>2</sub>)<sub>x</sub>(Bi<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> [14].

Раніше методами коливної спектроскопії нами [4] було встановлено, що склоподібна фаза  $\text{SnGeS}_3$ , на відміну від кристалічної, характеризується мікронеоднорідною будовою, тобто в ній одночасно присутні два типи структурних одиниць: тетраедри [GeS<sub>4</sub>] і октаедри [SnS<sub>5</sub>Ė] (де Ė – неподілена пара). З урахуванням такого характеру структури, можна припустити, що валентна зона або зона провідності досліджуваних стеклок є складною, і складається, принаймні, із двох підзон, сформованих з електронних станів різних груп атомів. Крім того, наявність двох істотно різних типів структурних одиниць у потрійних стеклах і відповідно кількох можливих типів власних точкових дефектів

може сприяти утворенню складного спектра локалізованих станів як поблизу країв дозволених зон, так і в глибині псевдощільни. Очевидно, цим і пояснюється наявність двох максимумів у спектрах фотопровідності склоподібного  $\text{SnGeS}_3$ , так і складний характер перебудови спектрів фотопровідності зі зміною температури зразка та напрямку сканування довжини хвилі збуджуючого світла. Гістерезис в спектрах ФП може бути пов'язаний зі зміною характеру заповнення й спустошення електронних (діркових) локалізованих станів.

## Висновки

Дослідження спектрів крайового поглинання і фотопровідності кристалічного та склоподібного  $\text{SnGeS}_3$  показали, що як і для більшості бінарних склоутворювачів, перехід кристал–стекло супроводжується зникненням анізотропії та істотним низькоенергетичним зсувом як краю фундаментального поглинання, так і власного максимуму в спектрі ФП, що пов'язано з появою хвостів локалізованих станів поблизу дозволених зон, викликаних втратою далекого порядку при склуванні. Відмінною ознакою склоподібного  $\text{SnGeS}_3$ , у порівнянні з бінарними стеклами  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{GeSe}_2$ , є поява гістерезису при вимірюванні спектрів фотопровідності в динамічному режимі зміни довжин хвиль падаючого на зразок випромінювання.

## Література

1. Блецкан Д. И. Кристаллические и стеклообразные халькогениды Si, Ge, Sn и сплавы на их основе. – Ужгород: ВАТ «Видавництво «Закарпаття»». – 2004. – Т. I. – 292 с.
2. Fenner J., Mootz D. Die Kristallstruktur von  $\text{SnGeS}_3$ . Ein neuer Strukturtyp // Naturwissenschaften. – 1974. – Bd.61. – № 3. – S. 127.
3. Fenner J., Mootz D. Über Sulfide der vierten Hauptgruppe vom Typ  $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{IV}}\text{S}_3$  und die Kristallstruktur des  $\text{SnGeS}_3$  // Z. anorg. allg. Chem. – 1976. – Bd. 427. – № 2. – S. 123–130.
4. Bletskan D. I., Kabacij V. M., Sakal T.A., Stefanovych V.A. Structure and vibrational spectra of  $\text{M}^{\text{II}}\text{A}^{\text{IV}}\text{B}_3^{\text{VI}}$ -type crystalline and glassy semiconductors // J. Non-Cryst. Solids. – 2003. – V. 326–327. – P. 77–82.
5. Popović Z. V. Molecular vibrational in  $\text{Sn(Pb)GeS}_3$  and  $\text{GeS}_2$  // Phys. Letters. – 1983. – V. 94 A, № 5. – P. 242–246.
6. Popović Z. V. Optical phonons in  $\text{SnGeS}_3$ – Phys. Rev. B. – 1985. – V.32, № 4. – P. 382–2387.

7. Inoue K., Stergiou V., Raptis Y., Popović V. Vibrational Properties of SnGeS<sub>3</sub> under High Pressure // J. Phys. Soc. Japan. – 2001. – V. 70, № 7. – P. 168–2174.
8. Jakšić Z. M. Temperature and pressure dependence of phonon frequencies in GeS<sub>2</sub>, GeSe<sub>2</sub> and SnGeS<sub>3</sub> // Phys. Stat. Sol. (b). – 2003. – V. 239, № 1. – P. 131–143.
9. Alpen U. V., Fenner J., Gmelin E. Semiconductors of the type Me<sup>II</sup>Me<sup>IV</sup>S<sub>3</sub> // Mat. Res. Bull. – 1975. – V. 10. – P. 175–180.
10. Блецкан Д. И., Полажинец Н. В., Чепур Д. В. Фотоэлектрические свойства кристаллического и стеклообразного GeSe<sub>2</sub> // Физ. и техн. полупроводников. – 1984. – Т. 18, № 2. – С. 223–228.
11. Власенко А. И., Власенко З. К., Любченко А. В. Спектральные характеристики фотопроводимости полупроводников с экспоненциальным краем фундаментального поглощения // Физ. и техн. полупроводников. – 1999. – Т. 33, вып. 11. – С. 1295–1299.
12. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. – М.: ИЛ, 1962. – 560 с.
13. Гринь В. Ф., Любченко А. В., Сальков Е. А., Шейнкман М. К. Рекомбинация через донорно-акцепторные комплексы в монокристаллах CdS // Физ. и техн. полупроводников. – 1975. – Т. 9, № 2. – С. 303–309.
14. Bletskan D. I., Kabatsij V. M., Frolova V. V. Peculiarities of the absorption edge and photoconductivity spectra of (GeS<sub>2</sub>)<sub>x</sub>(Bi<sub>2</sub>S<sub>3</sub>)<sub>1-x</sub> glasses // Chalcogenide Letters. – 2007. – V. 4, № 10. – P. 119 – 126.

## PHOTOCONDUCTIVITY SPECTRA OF CRYSTAL AND GLASS SnGeS<sub>3</sub>

**D. I. Bletskan<sup>1</sup>, V. M. Kabacij<sup>2</sup>, O. R. Lukyanchuk<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Uzhhorod National University, 32 Voloshin Str., 88000, Uzhhorod, Ukraine

<sup>2</sup>Mukachevo State University, 26 Uzhhorodska Str., 89600, Mukachevo, Ukraine

Study of photoconductivity spectra (PS) in SnGeS<sub>3</sub> crystal and glass was performed in the temperature range of 100-500K. The results obtained show that loss of long-range order with transition from crystal to glass state leads to disappearance of anisotropy in photoconductivity spectra and the shift of absorption edge and intrinsic maximum in PS spectra to long-wave region.

## СПЕКТРЫ ФОТОПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО И СТЕКЛООБРАЗНОГО SnGeS<sub>3</sub>

**Д. И. Блецкан<sup>1</sup>, В. Н. Кабаций<sup>2</sup>, А. Р. Лукьянчук<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Ужгородский национальный университет, ул. Волошина, 54, 88000, Ужгород, Украина

<sup>2</sup>Мукачевский государственный университет, ул. Ужгородская, 26, 89600, Мукачево, Украина

Проведены исследования спектров фотопроводимости (ФП) кристаллического и стеклообразного SnGeS<sub>3</sub> в диапазоне температур 100–500 К. Показано, что потеря дальнего порядка при переходе кристалл-стекло приводит к сдвигу края фундаментального поглощения и собственного максимума в спектре ФП в длинноволновую область спектра и исчезновению анизотропии в спектрах фотопроводимости.