

ДОСЛІДЖЕННЯ КРАЮ ОПТИЧНОГО ПОГЛИНАННЯ В КРИСТАЛАХ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ ТА SnP_2S_6

І.П.Студеняк, В.В Митровцій., Д.Ш. Ковач,
О.А.Микайло, М.І.Гурзан, Ю.М. Височанський

Інститут фізики і хімії твердого тіла, Ужгородський університет,
Ужгород, 88000, вул. Волошина, 54

Вивчено температурні зміни краю оптичного поглинання сегнетоелектрика $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ з “трьохмірною” (3D) кристалічною структурою та кристалу SnP_2S_6 з шаруватою (2D) структурою. Досліджено анізотропію параметрів урбахівського краю поглинання та їх температурну поведінку в області фазового переходу в кристалі $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. Проаналізовано вплив різних типів розупорядкування, в тому числі 3D→2D переходу, на енергетичне положення та форму краю поглинання в кристалах $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ та SnP_2S_6 .

Вступ

Кристали $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ належать до власних одновісних сегнетоелектриків [1]. При сегнетоелектричному фазовому переході (ФП) другого роду ($T_0 \approx 337\text{K}$) змінюється просторова група симетрії $P2_1/c \rightarrow Pc$. При $T < T_0$ тільки атоми Sn значно зміщуються в напрямку [100] у порівнянні з їх положенням у центросиметричній фазі. Ці зміщення є фізичною реалізацією параметра порядку сегнетоелектричного ФП. Шаруваті кристали SnP_2S_6 належать до квазидвомерних ромбоєдричних структур з просторовою групою $R3$ [2]. Особливість кристалічної будови SnP_2S_6 полягає в тому, що одна третина октаєдричних пустот між парами шарів сірки, що чергуються, є зайнятою аніонами $[P_2S_6]^{4-}$, друга третина - зайнята іонами Sn^{4+} і, нарешті, остання є незайнятою.

Метою даної роботи є вивчення природи краю оптичного поглинання, а також порівняльний аналіз процесів оптичного поглинання у власному одновісному сегнетоелектрику $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ з 3D структурою та в шаруватому (2D) несегнетоелектрику SnP_2S_6 . Хоча край поглинання кристалів $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ досліджувався в роботах [3,4], однак окремий інтерес представляли

дослідження параметрів урбахівського краю поглинання кристалу $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ в широкому інтервалі температур і для різних поляризацій падаючого випромінювання. Крім того, вивчався вплив різних типів розупорядкування на енергетичне положення та форму краю поглинання в кристалах $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ та SnP_2S_6 .

Методика експерименту

Монокристали $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ та SnP_2S_6 були одержані методом хімічних транспортних реакцій [1,2]. Дослідження проводилися на зразках різної товщини (для кристалу $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ $d = 30 \div 740$ мкм, а для SnP_2S_6 $d = 15 \div 260$ мкм) в широкій області температур (для кристалу $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ $T = 77 - 473\text{K}$, а для SnP_2S_6 $T = 77 - 523\text{K}$). У випадку кристалу $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ падаюче світло було лінійно-поляризованим, причому вектор напруженості електричного поля світлової хвилі коливався у площинах паралельних до кристалографічних осей X (співпадає з кристалографічним напрямком [100]) або Y (співпадає з кристалографічним напрямком [010]). У випадку SnP_2S_6 світловий пучок поширювався вздовж нормалі до площини шарів кристалічної структури (вимірювання проводилися у неполяризованому світлі, оскільки кристал SnP_2S_6 в площині шару є ізотропним). Дослідження спектрів краю

поглинання та ізоабсорбційні вимірювання проводилися з використанням методики та на установці, які описані в [5].

Експериментальні результати та їх обговорення

Спектри краю оптичного поглинання кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 представлені на рис.1 та 2. При низьких рівнях поглинання $\alpha < 200 \text{ см}^{-1}$ в області непрямих оптичних переходів не спостерігаються характерні ділянки на залежності $[\alpha(h\nu) \cdot h\nu]^{1/2} = f(h\nu)$, а має місце експоненціальна залежність

коефіцієнта поглинання. Це може бути свідченням того, що непрямі оптичні переходи в кристалах $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 або взагалі не реалізуються, або сильно маскуються експоненціальними хвостами поглинання, викликаними впливом різних факторів розупорядкування. Описаний експериментальний факт підтверджує результати теоретичних розрахунків зонної структури кристалу $Sn_2P_2S_6$, отримані методами ЛКАО [6] та локального напівемпіричного псевдо потенціалу [7].

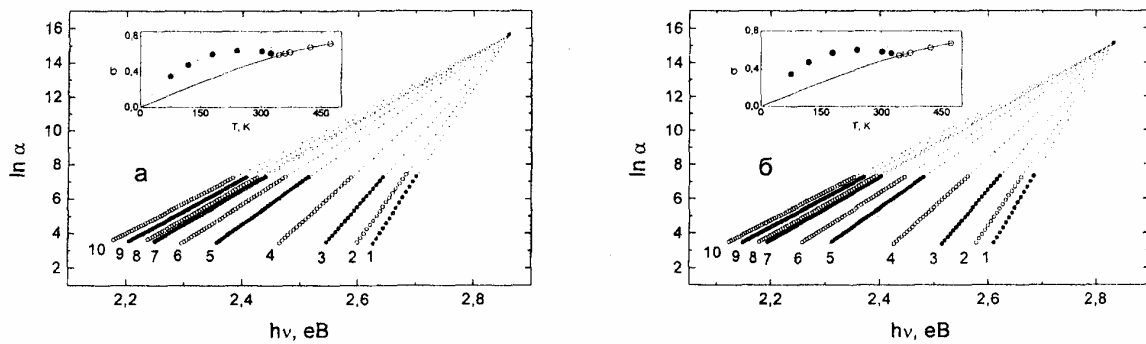


Рис.1. Спектральні залежності логарифма коефіцієнта поглинання кристалу $Sn_2P_2S_6$ для двох поляризацій падаючого випромінювання $E \parallel X$ (а) та $E \parallel Y$ (б) при різних температурах (К): 1—77, 2—120, 3—180, 4—240, 5—303, 6—325, 7—345, 8—373, 9—423, 10—473. На вставках представлені температурні залежності параметра $\sigma = w/kT$: експериментальні значення для $T < T_0$ представлені темними кільцями, а при $T > T_0$ — світлими кільцями. Розрахункові залежності, одержані за допомогою (2), для $T < T_0$ представлені штрихованими лініями, а для $T > T_0$ — суцільними лініями.

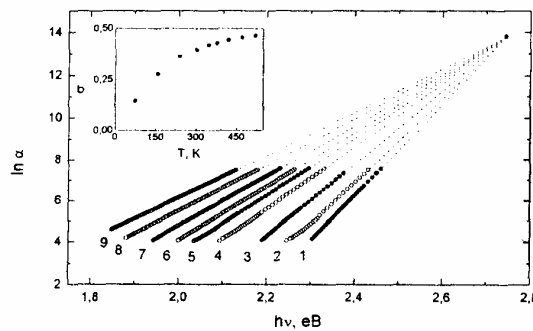


Рис.2. Спектральні залежності логарифма коефіцієнта поглинання кристалу SnP_2S_6 при різних температурах: 1 – 77К, 2 – 160К, 3 – 240К, 4 – 303, 5 – 349К, 6 – 380К, 7 – 423К, 8 – 473К, 9 – 523К. На вставці представлена температурна залежність параметра $\sigma = w/kT$: експериментальні значення представлені темними кільцями, а розрахункова залежність, одержана за допомогою (2), - штрихованою лінією.

Таким чином, спільним для кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 є урбахівська поведінка краю поглинання, тобто температурно-спектральна залежність коефіцієнта поглинання описується співвідношенням

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \cdot \exp\left[\frac{h\nu - E_0}{w}\right], \quad (1)$$

де w - енергетична ширина експоненціального краю поглинання; α_0, E_0 - емпіричні параметри, що визначаються із експериментальних даних. Координати

точки збіжності урбахівського краю поглинання α_0 та E_0 для кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 приведені в табл.1, причому для $Sn_2P_2S_6$ вони є однаковими як для параелектричної, так і для сегнетоелектричної фаз. Урбахівську поведінку краю поглинання, в першу чергу, пов'язують з проявом екситон(електрон)-фононої взаємодії (ЕФВ) [8].

Табл.1. Параметри урбахівського краю поглинання кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 .

Кристал	$Sn_2P_2S_6$				SnP_2S_6
	$E \parallel X$		$E \parallel Y$		
Температурний інтервал	$T < T_0$	$T > T_0$	$T < T_0$	$T > T_0$	77-523K
α_0 (см ⁻¹)	6.23x10 ⁶		3.74x10 ⁶		9.85x10 ⁵
E_0 (eV)	2.862		2.833		2.745
$\hbar\omega_p$ (eV)	0.027	0.096	0.024	0.100	0.046
ω_p (см ⁻¹)	218	777	197	803	367
σ_0	0.73	1.03	0.68	0.97	0.50
θ_E (K)	313	1118	283	1156	528
w_0 (meV)	18.4	47.0	18.0	51.2	45.0
w_1 (meV)	37.2	94.0	36.5	102.3	98.7
E_g^* (eV) ($T=373K$)	2.408		2.372		2.226
w (meV) ($T=373K$)	52.0		56.0		74.8
$E_g^*(0)$ (eV)	2.702	2.451	2.689	2.417	2.427
S_g^*	12.2	8.5	12.7	9.5	13.7

Оцінити енергію ефективного фонона, який бере участь у формуванні краю поглинання, можна по температурній залежності параметра $\sigma = w/kT$, що характеризує нахил краю поглинання, та за відомою формулою

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \left(\frac{2kT}{\hbar\omega_p}\right) \cdot th\left(\frac{\hbar\omega_p}{2kT}\right), \quad (2)$$

де $\hbar\omega_p$ - енергія ефективного фонона в одноосциляторній моделі, що описує ЕФВ; σ_0 - параметр, зв'язаний з постійною ЕФВ g співвідношенням $\sigma_0 = 2/3g$ [8]. Температурні залежності

$\sigma(T)$ представлені на вставках до рис.1 та 2, а значення параметрів $\hbar\omega_p$ та σ_0 , за допомогою яких вони добре описується співвідношенням (2), приведені в табл.1. У сегнетофазі кристалів $Sn_2P_2S_6$ значення параметра $\sigma_0 < 1$ (див. табл.1), що свідчить про сильну ЕФВ [9]. При переході із сегнетофазу у парафазу відбувається послаблення ЕФВ, тобто значення σ_0 збільшується (у парафазі $\sigma_0 \approx 1$). Для кристалу SnP_2S_6 ЕФВ ще сильніша, ніж у сегнетофазі кристалу $Sn_2P_2S_6$. Це свідчить про те, що перехід $3D \rightarrow 2D$ супроводжується посиленням ЕФВ. Значення енергій ефективних фононів $\hbar\omega_p$ (відповідно значення частот ефективних фононів ω_p), які приймають участь у формуванні краю поглинання, приведені також у табл.1. Порівняння цих значень для сегнето- та парафазу кристалів $Sn_2P_2S_6$ свідчить про те, що у сегнетофазі відповідальними за формування краю поглинання є однофононні процеси, а у парафазі – двофононні (адже частота найбільш високоенергетичних внутрішніх коливань аніонів $[P_2S_6]^{4-}$ не перевищує 600 cm^{-1} [1]).

Згідно роботи [10] урбахівська форма краю поглинання (його енергетичне положення та енергетична ширина) визначається не тільки температурним, але й структурним розупорядкуванням:

$$E_g = E_{g,0} - k_g (W_T^2 + W_S^2), \quad (3)$$

$$w = k_0 (W_T^2 + W_S^2), \quad (4)$$

де k_0 і k_g - константи, $E_{g,0}$ - ширина забороненої зони ідеального кристалу при відсутності розупорядкування. У загальному випадку W_T^2 є середньоквадратичним відхиленням від електричного потенціалу ідеально впорядкованої структури, викликаним температурним розупорядкуванням. Середньоквадратичне відхилення W_S^2 , що характеризує структурне розупорядку-

вання, складається із двох частин – динамічного (температурно-залежного) та статичного (температурно-незалежного) [11]:

$$W_S^2 = (W_S^2)_{dyn} + (W_S^2)_{stat}. \quad (5)$$

Слід відмітити, що цей поділ є умовним, оскільки динамічне структурне розупорядкування $(W_S^2)_{dyn}$ можна віднести як до структурного (див.формулу (5)), так і до температурного

$$W_T^2 = W_{TV}^2 + (W_S^2)_{dyn}, \quad (6)$$

де W_{TV}^2 - відповідає вкладу теплових коливань ґратки. Статичне структурне розупорядкування $(W_S^2)_{stat}$ в кристалах $Sn_2P_2S_6$ викликане дефектністю структури, яка приводить до виникнення локальних неоднорідних електричних полів, що проявляються в наявності сильного фоторефрактивного ефекту [12] та домішкової фотопровідності [13]. Існування цих електричних полів приводить до додаткового розмиття країв дозволених зон. Причиною виникнення динамічного структурного розупорядкування $(W_S^2)_{dyn}$ в кристалах $Sn_2P_2S_6$ є існування двох позицій (при $T > T_0$) для атомів Sn , внаслідок чого вони можуть здійснювати стрибковий рух у дволямному потенціалі [14,15]. В кристалах SnP_2S_6 динамічне структурне розупорядкування відсутнє, а форма краю поглинання визначається впливом теплових коливань ґратки та статичного структурного розупорядкування.

З іншого боку відомо [16], що енергетична ширина урбахівського краю поглинання в моделі Ейнштейна описується як:

$$w = w_0 + w_1 \left[\frac{1}{\exp(\theta_E / T) - 1} \right], \quad (7)$$

де θ_E - температура Ейнштейна, яка відповідає усередненій частоті фононних збуджень системи невзаємодіючих осциляторів, w_0 та w_1 - деякі постійні величини. Значення параметрів w_0, w_1 та θ_E , отриманих при описі експериментальних температурних залежностей w (рис.3, 4) співвідношенням (7), приведені в табл.1. Порівнюючи формули (4) і (7) та вважаючи вклади від різних типів розупорядкувань адитивними, енергетичну ширину краю поглинання w можна записати як

$$w = w_X + w_T, \quad (8)$$

де w_X представляє статичне структурне розупорядкування, а w_T - температурно-залежні типи розупорядкування (температурне розупорядкування за рахунок теплових коливань ґратки та динамічне структурне розупорядкування в кристалі $Sn_2P_2S_6$ за рахунок стрибкового руху атомів Sn у двохявному потенціалі). Розрахунки показують, що при $T=77K$ енергетична ширина краю поглинання w в кристалі $Sn_2P_2S_6$ на 97% (наприклад, для поляризації $E \parallel X$) визначається вкладом статичного структурного розупорядкування. З підвищенням температури у сегнетофазі вклад температурного розупорядкування зростає (наприклад, при $T=240 K$ вклад w_X зменшується до 57%). Слід відмітити, що у парафазі w_X майже в 3 рази більше у порівнянні із сегнетофазою (див. табл.1). У шаруватому кристалі SnP_2S_6 у порівнянні з "трьохмірним" $Sn_2P_2S_6$ енергетична ширина краю поглинання w більша (див. табл.1). Наприклад, при $T=373 K$ величина w для SnP_2S_6 на ≈ 23 меВ більша, ніж величина w для $Sn_2P_2S_6$ для поляризації $E \parallel X$. Це є свідченням того, що перехід $3D \rightarrow 2D$ приводить до значного розупорядкування кристалічної структури, очевидно викликаного посиленням ЕФВ. Статичне структурне розупорядкування w_X у кристалі SnP_2S_6 при $T=77K$ складає

99.8% від енергетичної ширини краю поглинання w , а при $T=523K$ – 44.3%. Воно майже у 3 рази більше, ніж аналогічне значення w_X у сегнетофазі, та наближається до значення w_X парафазі кристалу $Sn_2P_2S_6$.

Розглянемо вплив температури на зміщення краю поглинання, тобто на температурну залежність ширини оптичної псевдощілини. На рис.3 та 4 представлені температурні залежності E_g^* кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 , отримані із аналізу температурної поведінки урбахівського краю поглинання як (див. формулу (1)):

$$E_g^*(T) = E_0 - w(T) \ln(\alpha_0 / \alpha^*), \quad (9)$$

де $\alpha^* = 10^3 \text{ см}^{-1}$. Температурні зміни ширини забороненої зони напівпровідників, як відомо [17], визначаються двома вкладками - тепловим розширенням ґратки та ЕФВ. Розрахунки, проведені в роботі [4], свідчать, що для кристалу $Sn_2P_2S_6$ вклад теплового розширення майже на порядок менший за вклад ЕФВ. Це значить, що роль ЕФВ у температурній зміні ширини забороненої зони кристалів $Sn_2P_2S_6$ є визначальною. Температурна поведінка E_g^* за рахунок ЕФВ може бути описана в моделі Ейнштейна за допомогою співвідношення [18]:

$$E_g^*(T) = E_g^*(0) - S_g^* k \theta_E \left[\frac{1}{\exp(\theta_E / T) - 1} \right], \quad (10)$$

де $E_g^*(0)$ - ширина забороненої зони при 0 K, S_g^* - безрозмірна постійна. Проведені розрахунки показують, що у всьому інтервалі температур для SnP_2S_6 , у низькотемпературній частині сегнетофазі та у парафазі для кристалу $Sn_2P_2S_6$ експериментальні значення E_g^* добре описуються за допомогою співвідношення (10).

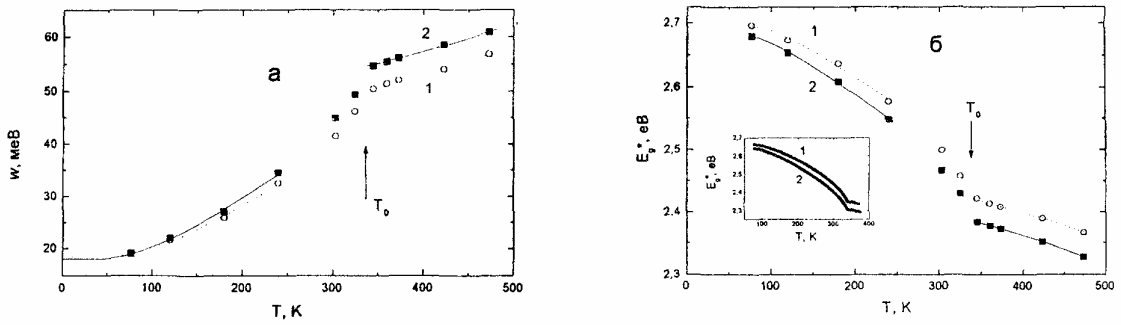


Рис.3. Температурні залежності енергетичної ширини експоненціального краю поглинання w (а) та ширини оптичної псевдощілини E_g^* (б) кристалу $Sn_2P_2S_6$ для двох поляризацій падаючого випромінювання $E\parallel X$ (1) та $E\parallel Y$ (2): експериментальні значення для поляризації $E\parallel X$ представлені світлими кільцями, а для поляризації $E\parallel Y$ – темними прямокутниками. Розрахункові залежності, одержані за допомогою (7) і (10), для поляризації $E\parallel X$ представлені штрихованими лініями, а для поляризації $E\parallel Y$ – суцільними лініями. На вставці представлені температурні залежності енергетичного положення краю поглинання E_g^α ($\alpha = 245 \text{ cm}^{-1}$) для поляризацій $E\parallel X$ (1) та $E\parallel Y$ (2), отримані в результаті ізоабсорбційних досліджень.

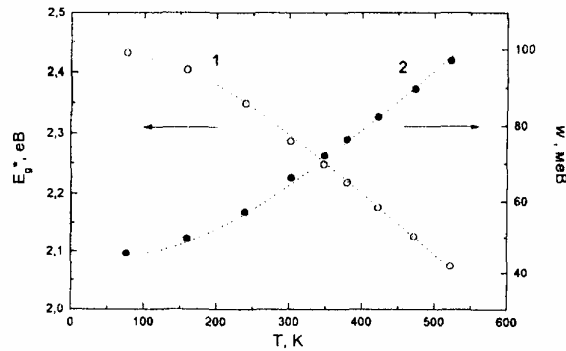


Рис.4. Температурні залежності енергетичної ширини експоненціального краю поглинання w та ширини оптичної псевдощілини E_g^* кристалу SnP_2S_6 : експериментальні значення w представлені темними кільцями, експериментальні значення E_g^* – світлими кільцями, а розрахункові залежності, одержані за допомогою (7) та (10), – штрихованими лініями.

Отримані при цьому параметри $E_g^*(0)$ та S_g^* приведені в табл.1, а розраховані за допомогою (10) температурні залежності ширини оптичної псевдощілини E_g^* приведені на рис.3 та 4 у вигляді штрихованих та суцільних ліній. На вставці до рис.3 представлені температурні залежності E_g^α ($\alpha = 245 \text{ cm}^{-1}$) для кристалу $Sn_2P_2S_6$, отримані в результаті ізоабсорбційних досліджень.

Нарешті, слід відмітити виявлену для кристалу $Sn_2P_2S_6$ анізотропію краю поглинання та параметрів ЕФВ (див. табл.1 та рис.1 та 3). Так, при $T=373 \text{ K}$ край поглинання (на рівні $\alpha=10^3 \text{ cm}^{-1}$) для поляризації $E\parallel X$ зміщений у високоенергетичну область на 0.036 eV у порівнянні з поляризацією $E\parallel Y$. При цьому енергетична ширина краю поглинання w для поляризації $E\parallel X$ менша на 4 meV , чим для $E\parallel Y$. Крім того, для різних поляризацій відрізняються

між собою координати точки збіжності експоненціальних ділянок краю поглинання α_0 та E_0 , параметри ЕФВ $\hbar\omega_p$ (або ω_p) та σ_0 , температура Ейнштейна θ_E та інші величини $w_0, w_1, E_g^*(0), S_g^*$, що описують температурну поведінку параметрів урбахівського краю поглинання (див. табл.1).

Висновки

При дослідженні спектрів краю поглинання кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 встановлено відсутність непрямих оптичних переходів та наявність урбахівської поведінки краю поглинання. У сегнетофазі кристалу $Sn_2P_2S_6$ ЕФВ є сильною ($\sigma_0 < 1$) і при переході у парафазу вона послаблюється ($\sigma_0 \approx 1$); у кристалі SnP_2S_6 ЕФВ ще сильніша, ніж у сегнетофазі кристалу $Sn_2P_2S_6$. Це свідчить про те, що перехід $3D \rightarrow 2D$ супроводжується посиленням ЕФВ. Урбахівська форма краю поглинання кристалу SnP_2S_6 визначається впливом ЕФВ та статичного структурного розупорядкування, а у кристалі $Sn_2P_2S_6$ - крім того ще й впливом динамічного структурного розупорядкування, що зумовлено наявністю ФП з складовою "порядок-безпорядок" в критичній динаміці.

Анізотропія краю поглинання кристалу $Sn_2P_2S_6$ проявляється у поляризаційному зміщенні краю поглинання, відмінності енергетичних ширин w та координат збіжності α_0 та E_0 урбахівського краю поглинання, параметрів ЕФВ $\hbar\omega_p$ (або ω_p) та σ_0 , а також інших параметрів, що описують температурну поведінку урбахівського краю поглинання.

Енергетична ширина краю поглинання w у шаруватому кристалі SnP_2S_6 більша у порівнянні з такою для "трьохмірного" $Sn_2P_2S_6$. Це є свідченням того, що перехід $3D \rightarrow 2D$ приводить до значного розупорядкування кристалічної

структури, очевидно викликаного посиленням ЕФВ. Температурні залежності ширини оптичної псевдощілини E_g^* для кристалів $Sn_2P_2S_6$ та SnP_2S_6 добре описуються в рамках моделі Ейнштейна, причому особливості цих залежностей визначаються наявністю сегнетоелектричного ФП у $Sn_2P_2S_6$ і відсутністю такого у SnP_2S_6 .

1. Ю.М.Высочанский, В.Ю.Сливка, Сегнетоэлектрики семейства $Sn_2P_2S_6$. Свойства в окрестности точки Лифшица, Львов, (1994) 264с.
2. Z.Wang, R.D.Willet, R.A. Laitinen, D.A.Cleary, Chem. Mater. 7, 856 (1985).
3. V.S.Shusta, E.I.Gerzanich, A.G.Slivka, P.P.Guranich, V.A.Bobela, Ferro-electrics. 145, 61 (1993).
4. А.Г.Сливка, Е.И.Герзанич, В.С.Шуста, П.П.Гуранич, Изв. вузов. Физика. 9, 23 (1999).
5. Ю.М.Височанський, Д.Ш.Ковач, В.В.Митровцій, О.А.Микайло, І.П.Студеняк, Науковий Вісник Ужгородського університету, сер. Фізика. 3, 123 (1998).
6. V.Yu.Fenchak, I.V.Kityk, A.A.Grabar, V.Yu.Slivka, Ferroelectrics. 192, 129 (1997).
7. Д.М.Берча, А.А.Грабар, Л.Ю.Харха-лис, О.Б.Митин, А.И.Берча, ФТТ. 39, 1219 (1997).
8. M.V.Kurik, Phys. Stat. Sol. (a). 8, 9 (1971).
9. H.Sumii, A.Sumii, J. Phys. Soc. Japan. 56, 2211 (1987).
10. G.D.Cody, T.Tiedje, B.Abeles, B.Brooks, Y.Goldstein, Phys. Rev. Letters. 47, 20, 1480 (1981).
11. I.P.Studenyak, M.Kranjcec, Gy.Sh.Kovacs, V.V.Panko, I.D.Desnica, A.G.Slivka, P.P.Guranich, J. Phys. Chem. Solids. 60, 1897 (1999).
12. S.G.Odoulov, A.N.Shumelyuk, U.Hellwig, R.A.Rupp, A.A.Grabar, I.M.Stoyka, J. Opt. Soc. Am. B 13, 2352 (1996).
13. A.A.Grabar, Ferroelectrics. 192, 155 (1997).
14. R.Israel, R.de Gelder, J.M.M.Smits, P.T.Beurskens, S.W.H.Eijt, Th.Rasing, H.van Kempen, M.M.Maior, S.F.Motrija, Z. Kristallogr. 213, 34 (1998).
15. D.Baltrunas, A.A.Grabar, K.Mazeika, Yu.M.Vysochanskii, J.Phys.: Condens. Matter. 11, 2983 (1999).

16.Z.Yang, K.P.Homewood, M.S.Finney,
M.A.Harry, K.J.Reeson, J.Appl.Phys. 78, 1958
(1995).
17.P.B.Allen, M.Cardona, Phys. Rev.B. 23, 1495
(1981).

18.M.Beaudoin, A.J.G.DeVries, S.R.Johnson,
H.Laman, T.Tiedje, Appl. Phys. Lett. 70, 26, 3540
(1997).

OPTICAL ABSORPTION EDGE INVESTIGATIONS IN $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ AND SnP_2S_6 CRYSTALS

I.P.Studenyak, V.V.Mytrovcij, Gy.Sh.Kovacs, O.A.Mykajlo,
M.I.Gurzan, Yu.M.Vysochanskii

Institute of Solid State Physics and Chemistry, Uzhhorod State University,
Uzhgorod 88000, Voloshin st., 54

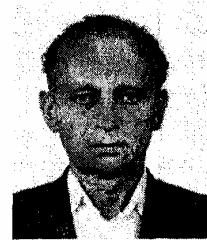
Temperature variation of optical absorption edge of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ ferroelectric with "three-dimensional" (3D) crystal structure and of SnP_2S_6 crystal with layered (2D) structure, was studied. The anisotropy of Urbach edge parameters and their temperature behaviour in the range of phase transition in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystal, was investigated. The effect of various types of disordering, as well as 3D→2D transition, upon the energy position and shape of absorption edge in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ and SnP_2S_6 crystals, was analyzed.



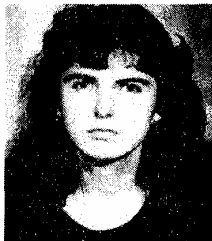
Ігор Петрович Студеняк – доцент УжДУ
Народився у 1960р. Кандидатську дисертацію захистив у 1986 р.



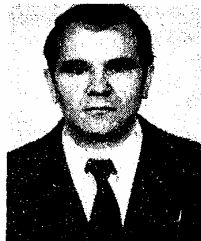
Віктор Васильович Митровцій – науковий співробітник НДІ ФХТТ УжДУ
Народився у 1973 р.



Дюла Шандорович Ковач – завідувач лабораторії НДІ ФХТТ УжДУ
Народився у 1937 р. Кандидатську дисертацію захистив у 1982 р.



Оксана Андріївна Микайло – старший науковий співробітник НДІ ФХТТ УжДУ
Народилась у 1963 р. Кандидатську дисертацію захистила у 1994.



Михайло Іванович Гурзан – старший науковий співробітник НДІ ФХТТ УжДУ
Народився у 1940 р. Кандидатську дисертацію захистив у 1984 р.
Лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки (2000 р.)



Юліан Миронович Височанський – проректор з наукової роботи УжДУ, директор НДІ ФХТТ, професор кафедри фізики напівпровідників
Народився у 1953 р. Кандидатську дисертацію захистив у 1980 р., докторську - у 1986 р.
Член Президії секції "Структура і динаміка твердих тіл" Європейського фізичного товариства.
Заслужений діяч науки і техніки України (1995 р.)
Лауреат Державної премії України в галузі науки і техніки (2000 р.)