

Д.М. Степанчиков¹, Г.П. Чуйко²

Екситонні спектри та зонна структура твердих напівпровідникових розчинів в системі $Zn_3P_2 - Cd_3P_2$

¹Херсонський національний технічний університет, кафедра загальної та прикладної фізики, лабораторія теорії твердого тіла, Бериславське шосе, 24, 73008, Херсон, Україна, e-mail: step_75@mail.ru

²Чорноморський державний університет ім. П.Могилу, кафедра медичних приладів і систем, вул. 68 Десантників, 10, 54003, Миколаїв, Україна

Зонну структуру напівпровідникових твердих розчинів $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ розглянуто в межах узагальненої моделі Кілдал. Запропоновано аналітичні залежності зонних параметрів від складу x . Енергетичні рівні нелокалізованих екситонів та екситон-домішкових комплексів розраховано за допомогою варіаційного методу. Ефекти екранування прийнято до уваги шляхом використання модифікованого кулонівського потенціалу з діелектричною проникністю, залежною від відстані між електроном і діркою. Теоретичний аналіз проведено для з'ясування впливу екситонних станів на спектри люмінесценції. Проведено порівняння теоретичних і експериментальних результатів.

Ключові слова: екситон, екситон-домішкові комплекси, фосфід цинку (кадмію), модель Кілдал, люмінесценція.

Стаття постуила до редакції 25.05.2012; прийнята до друку 15.06.2012.

Вступ

Фосфіди цинку Zn_3P_2 та кадмію Cd_3P_2 формують безперервний ряд квазібінарних твердих розчинів заміщення $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$, які мають тетрагональну елементарну комірку і описуються $P4_2/nmc$

симетрією (просторова група D_{4h}^{15}) [1 - 6]. Тверді напівпровідникові розчини $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ характеризуються прямим фундаментальним енергетичним проміжком у діапазоні від 0,61 еВ (для Cd_3P_2) до 1,56 еВ (для Zn_3P_2) при 100 К [1]. Тому ці сполуки привертають до себе увагу як матеріали для виробництва недорогих і ефективних сонячних елементів, сенсорів, інфрачервоних лазерів, перетворювачів енергії, Li - іонних батарей, тощо [7 - 12]. Оптиелектронні пристрої з використанням нанопроводів та наночастинок на основі фосфідів $A_3^{\text{II}}B_2^{\text{V}}$ демонструють високу чутливість і швидкий фотовідгук і є корисними для виготовлення ефективних фотонних детекторів із значним просторовим розділенням [13 - 18].

Для інтерпретації широкого комплексу оптичних та фотоелектричних властивостей матеріалів критично важливим є знання особливостей енергетичного спектру в області фундаментального проміжку. Швидкий розвиток нанотехнологій потребує ретельного вивчення екситонних ефектів,

адже у нанорозмірних структурах вони грають визначальну роль у формуванні оптичних спектрів. Кристалічна структура тетрагональних напівпровідників характеризується наявністю значної кількості упорядкованих стехіометричних вакансій. З цими вакансіями пов'язаний один або декілька енергетичних рівнів у забороненій зоні – це характерна риса напівпровідників $A_3^{\text{II}}B_2^{\text{V}}$ [1 - 9]. Отже, можливою виглядає локалізація екситона на таких дефектних рівнях.

Деякі не вирішені задачі слід відмітити у зв'язку з цим. По-перше, відсутність теоретичної зонної моделі для проміжних композицій напівпровідників $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$. По-друге, дослідження екситонних ефектів у бінарних фосфідах $A_3^{\text{II}}B_2^{\text{V}}$ і твердих розчинах на їх основі сильно відстає у порівнянні з II - VI і III - V напівпровідниками. По-третє, звичайно у екситонному Гамільтоніані діелектрична проникність вважається константою. Насправді, вона є функцією відстані $e(r)$ між електроном і діркою у зв'язаному стані. Внаслідок аналітичної складності розв'язки рівняння Шредингера з функцією $e(r)$ не отримано сьогодні.

З огляду на вищевикладене головним завданням нашого дослідження є теоретичне вивчення зонної структури та енергетичного спектру нелокалізованих екситонів та екситон-домішкових комплексів (ЕДК) в

твердих напівпровідникових розчинах $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$. Узагальнена зонна модель Кілдал [19, 20] використовується при обчисленнях. Екситонний Гамільтоніан з модифікованим потенціалом Кулона вирішено варіаційним методом. Отримані результати проаналізовано на підставі відомих експериментальних даних.

I. Зонна структура і ефективні маси

Закон дисперсії для D_{4h}^{15} просторових

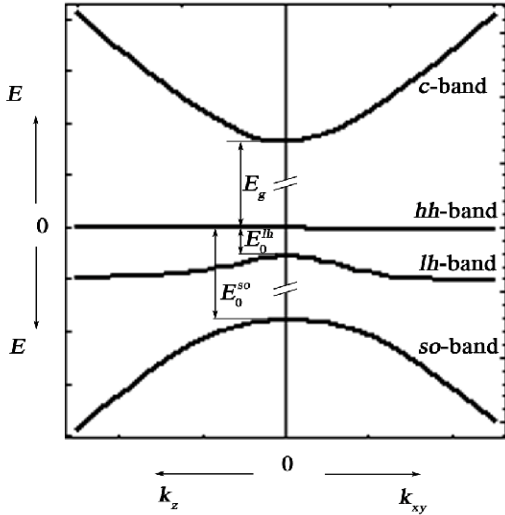


Рис. 1. Схема енергетичної зонної структури напівпровідникової системи $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ поблизу Г точки в межах узагальненої моделі Кілдал.

модифікацій $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$ напівпровідників в околицях Г точки в межах узагальненої моделі Кілдал [19 - 21] описує чотири зони: зону провідності (с), валентні зони важких дірок (hh), легких дірок (lh) та спін-орбітально відщеплену (so) (рис. 1). Зонна модель

містить шість емпіричних параметрів: E_g – ширина забороненої зони, Δ – параметр спін-орбітальної взаємодії, P – матричний елемент імпульсу, d – параметр кристалічного поля і h – тетрагональна деформація кристалічної решітки. Використовуючи експериментальні значення E_g при $T = 100$ К для $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$ ($x = 0; 0,2; 0,4; 0,5; 0,8; 1$) [1] ми отримали наступну композиційну залежність $E_g(x)$ (eВ):

$$E_g(x) = 0,61 + 0,09x + 2,44x^2 - 1,59x^3 \quad (1)$$

На сьогодні повний набір решти зонних параметрів відомий тільки для бінарних фосфідів $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$. Тому для отримання їх композиційних залежностей у першому наближенні було використано закон Вегарда, згідно з яким особливістю кристалічних і зонних параметрів твердих розчинів є лінійна залежність від композиції [6]. Закон Вегарда виконується краще, якщо компоненти твердих розчинів мають однакову фізико-хімічну структуру, що повністю виконується для досліджуваних напівпровідників. В роботі запропонована така форма композиційної залежності зонних параметрів:

$$A(x) = xA_{\text{Zn}_3\text{P}_2} + (1-x)A_{\text{Cd}_3\text{P}_2} \quad (2)$$

де $A \equiv \{\Delta, P, d\}$. Тетрагональна деформація решітки розглядається як константа ($h = 0,99$) для усієї системи $(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x})_3\text{P}_2$, оскільки цей параметр є однаковим для бінарних фосфідів $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$.

Як показано у [20, 21] ізоенергетичні поверхні у межах прийнятої моделі є поверхнями обертання навколо полярної осі k_z . Тому має сенс говорити про поперечні m_{\perp} і поздовжні m_{\parallel} ефективні маси носіїв, які легко визначаються через півосі відповідних ізоенергетичних поверхонь, а отже, через зонні параметри

$$m_{\perp} = \lim_{E \rightarrow E_0} \left(\frac{E h^2 (E - E_g) \left((3(E+d) + \Delta)(3E + 2\Delta)h^2 - 2\Delta^2 \right)}{2P^2 (E - E_0) \left((3E + \Delta)(3(E+d) + \Delta)h^2 - \Delta^2 \right)} \right) \quad (3)$$

$$m_{\parallel} = \lim_{E \rightarrow E_0} \left(\frac{h^2 h^2 (E - E_g) \left((3(E+d) + \Delta)(3E + 2\Delta)h^2 - 2\Delta^2 \right)}{6P^2 (E - E_0) (3E + 2\Delta)} \right) \quad (4)$$

де E_0 – енергія екстремуму відповідної зони у точці Г [21]:

$$E_0^c = E_g; E_0^{hh} = 0; E_0^{ih,so} = - \frac{3h(d + \Delta) \mathbf{m} \sqrt{9d^2 h^2 - 6d\Delta h^2 + \Delta^2 (8 + h^2)}}{6h} \quad (5)$$

Таблиця 1

Зонні параметри та ефективні маси електронів і дірок для напівпровідників $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ в межах узагальноної моделі Кілдал

x	$E_g, \text{eV}[1]$	E_0^{lh}, meV	E_0^{so}, meV	Δ, eV	$P, 10^{-10} \text{eV}\cdot\text{m}$	d, eV	m_e	m_{hh}	m_{lh}
0	0,61	-13,8	-159,0	0,15 [20]	7,2 [23]	0,023 [23]	0,048	0,208	0,156
0,2	0,74	-14,3	-151,6	0,142	6,7	0,024	0,066	0,547	0,216
0,4	0,94	-14,9	-144,0	0,134	6,2	0,025	0,097	0,749	0,316
0,5	1,06	-15,4	-140,5	0,134	5,95	0,026	0,119	0,882	0,384
0,8	1,46	-17,0	-130,0	0,118	5,2	0,029	0,210	1,433	0,676
1	1,56	-18,0	-122,0	0,11 [22]	4,7 [24]	0,03 [22]	0,273	1,834	0,873

Таблиця 2

Діелектричні параметри та динамічні характеристики екситонів в системі $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$

x	$w_{LO}, 10^{13} \text{c}^{-1}$	$\epsilon_\infty [2]$	ϵ_s	m_{hh}	m_{lh}	$a_{ex}^{hh}, \text{\AA}$	$a_{ex}^{lh}, \text{\AA}$
0	3,68 [26]	14,44	22,85 [26]	0,039	0,037	196,4	208,6
0,2	3,99	12,14	22,23	0,059	0,051	109,3	127,4
0,4	4,30	10,43	21,61	0,086	0,074	64,4	74,5
0,5	4,46	9,77	21,30	0,105	0,091	49,4	57,0
0,8	4,93	8,42	20,37	0,183	0,160	24,4	27,9
1	5,24 [27]	8,01	19,75*	0,238	0,208	17,9	20,4

Примітка: *) розраховано на підставі експериментальних спектрів ГЧ відбиття [27]

В останньому рівнянні (5) знак “-” відповідає зоні легких дірок (lh), а знак “+” – спин-орбітально відщепленій зоні (so). Нижче при розрахунках ми не розглядали анізотропію зонної структури напівпровідників $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$, тому використовували ефективну масу густини станів [20]

$$m = \sqrt[3]{m_{||} (m_{\perp})^2} \quad (6)$$

Крім того, спин-орбітальна взаємодія не розглядається при розрахунках екситонного спектру. Тому далі використовуємо ефективні маси, пов'язані з валентними зонами важких і легких дірок (m_{hh}, m_{lh}) та із зоною провідності (m_e), а також відповідні приведені маси важких ($m_{hh} = m_e m_{hh} / (m_e + m_{hh})$) і легких ($m_{lh} = m_e m_{lh} / (m_e + m_{lh})$) екситонів. Розраховані

значення зонних параметрів та ефективних мас для твердих напівпровідникових розчинів $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ наведено у таблицях 1, 2.

II. Енергетичні рівні екситонів та екситон-домішкових комплексів

Для розрахунку енергії зв'язку нелокалізованих екситонів та екситон-домішкових комплексів ми використовуємо варіаційний метод. Гамільтоніан задачі відповідно для нелокалізованих екситонів і ЕДК має вигляд [28, 29]

$$H_{ex}(r) = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{e(r)r} \quad (7)$$

$$H_{\hat{A}\hat{A}\hat{E}}(r_1, r_2, r_{12}) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2}{\partial r_1^2} + \frac{m_e}{m_h} \frac{\partial^2}{\partial r_2^2} \right) - \frac{1}{e(r_1)r_1} + \frac{1}{e(r_2)r_2} - \frac{1}{e(r_{12})r_{12}} \quad (8)$$

де r – відстань між електроном і діркою, r_1, r_2 – відстані електрона і дірки від домішкового центру, який вважаємо точковим з безкінечною масою, $r_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. Рівняння (8) записане для ЕДК, утвореного з іонізованим донором (D^+), результати для акцепторного центру (A^-) легко отримати

заміною у (8) $r_1 \Leftrightarrow r_2, m_e \Leftrightarrow m_h$. Гамільтоніани (7,8) записано у безрозмірних одиницях енергії $E_B = me^4 / (16\hbar^2 p^2 e_0^2)$ і довжини $a_B = 4pe_0 \hbar^2 / (me^2)$, де e_0 – електрична стала,

ефективні маси відповідно $m = \{m_{hh}, m_{lh}\}$ для (7) і $m = \{m_e\}$ для (8). Діелектрична функція у (7, 8) визначається залежністю [28]

$$\frac{1}{\epsilon(r)} = \left[\frac{1}{\epsilon_\infty} - \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \frac{\exp\left(-\frac{r}{r_e}\right) + \exp\left(-\frac{r}{r_h}\right)}{2} \right] \quad (9)$$

де $r_e = \sqrt{\frac{\hbar}{2m_e W_{LO}}}$; $r_h = \sqrt{\frac{\hbar}{2m_h W_{LO}}}$;

ϵ_∞ – високочастотна оптична константа, визначається через експериментальну композиційну залежність показника заломлення $n(x) = 3,80 - 1,73x + 0,76x^2$ [2] на підставі співвідношення $\epsilon_\infty = n^2$. Частоти оптичних

коливань W_{LO} для бінарних фосфідів Zn_3P_2 і Cd_3P_2 визначено з експериментальних спектрів ГЧ відбиття [26, 27, 30] вибором LO-фонона з найбільшою силою осцилятора, з цих спектрів також розраховано статичну діелектричну проникність ϵ_s на підставі співвідношення Ліддейна-Сакса-Теллера. Для проміжних композицій твердого розчину $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ у першому наближенні композиційні залежності ϵ_s і W_{LO} прийняті лінійними типу рівняння (2). Розраховані в такий спосіб діелектричні параметри досліджуваних напівпровідників наведено в таблиці 2.

Для визначення основного стану нелокалізованого екситону та ЕДК використано пробні хвильові функції відповідно у формі

$$y_{ex}(r) = C \exp\left(-\frac{r}{a}\right) \quad (10)$$

$$y_{EDK}(r_1, r_2, r_{12}) = C_1 [\exp(-a(r_1 + br_2)) + b \exp(-a(r_{12} + b_1 r_2))] r_2^g \quad (11)$$

де a, a, b, b_1, b, g – варіаційні параметри, C, C_1 – нормувальні константи. Для дозволеного міжзонного переходу сила осцилятора нелокалізованого екситона визначається як [28]:

$$F_{ex} = \frac{2\Omega_0}{pa_{ex}m_0\hbar w_{ex}n_{ex}} \frac{1}{3} \left| \langle c | ep | v \rangle \right|^2 \quad (12)$$

де $\left| \langle c | ep | v \rangle \right|^2$ – електричний дипольний матричний елемент [32], Ω_0 – об'єм елементарної комірки, $\hbar w_{ex} = E_g - E_{ex} - E_v$ – резонансна енергія фотона, E_{ex} – енергія зв'язку екситону, E_v – енергія

вершини валентної зони, n_{ex} – головне квантове число, $a_{ex} = 4\pi e_0 \hbar^2 \epsilon_\infty / (m_e^2)$ – борівський радіус екситону (таблиця 2). Для прямого дозволеного переходу відношення сил осциляторів ЕДК і нелокалізованого екситона дається рівнянням [29]

$$\frac{F_{EIC}}{F_{ex}} = \frac{p}{\Omega_0} \left(\frac{2\hbar^2}{m_0 E_{EIC}} \right)^{3/2} \quad (13)$$

Розраховані значення енергій зв'язку E_{ex}, E_{EIC} , сил осциляторів (12, 13) представлено у таблиці 3.

Таблиця 3

Енергія зв'язку та сила осцилятора нелокалізованих екситонів та ЕДК в системі $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$

x	нелокалізований екситон*		екситон-домішкові комплекси*			
	E_{ex} , меВ	F_{ex} , 10^{-4}	E_{EDK} , меВ		F_{EDK} / F_{ex}	
			екситон+ D^+	екситон + A^-	екситон + D^+	екситон + A^-
0	1,88	3,2	1,15	5,00	5076,8	562,8
	1,76	10,4	1,14	3,71	5175,0	883,3
0,2	3,25	3,5	1,88	15,62	2546,4	106,7
	2,73	10,6	1,76	5,78	2804,6	473,7
0,4	5,72	5,7	3,33	25,69	1135,8	52,9
	4,83	16,3	3,13	10,19	1246,3	211,9
0,5	7,84	7,5	4,57	33,87	722,3	35,8
	6,67	21,3	4,33	13,96	784,0	135,3
0,8	19,99	18,1	11,71	79,91	188,8	10,6
	17,55	49,1	11,40	36,69	196,7	34,1
1	31,20	26,9	18,29	122,91	101,4	5,8
	27,73	70,9	18,02	57,64	103,7	18,1

Примітка: *) перша цифра у кожному стовпчику відповідає важким екситонам або ЕДК; друга цифра – легким екситонам або ЕДК.

Таблиця 4

Енергії іонізації донорних E^d і акцепторних E^a домішкових центрів, піки фотолюмінесценції E_{PL} (експеримент, $T = 100$ К) та енергія екситон-домішкової анігіляції $h\nu$ (теорія) в напівпровідниках $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$

x	E^a , eV	E^d , eV [1]	E_{PL} , eV [1]	$h\nu = E_g + E_0 - (E_{ex,EDK} + E^{a,d})$, eV*
0	—	0,10	0,51	0,51; 0,51; (0,52; 0,52)
0,2	—	0,11	0,63	0,62; 0,63; (0,64; 0,64)
0,4	—	0,15	0,79-0,75	0,78; 0,79; (0,80; 0,80)
0,5	0,13 [1]	0,19	0,95-0,87	0,92; 0,90; (0,94; 0,93) 0,86; 0,87; (0,88; 0,88)
0,8	0,16	—	1,17-1,13	1,28; 1,22; (1,30; 1,28)
1	0,19 [31] 0,29 [31]	—	1,23	1,34; 1,25; (1,36; 1,33) 1,24; 1,15; (1,26; 1,23)

Примітка: *) перша пара цифр відповідає анігіляції важкого нелокалізованого екситону або ЕДК відповідно; друга пара цифр (у дужках) – те саме для легкого екситону або ЕДК відповідно.

III. Аналіз результатів та висновки

Аналіз результатів таблиці 3 показує, що енергія зв'язку екситонів та ЕДК зростає при переході від Cd_3P_2 до Zn_3P_2 , це очевидно пов'язане із зростанням ширини забороненої зони. Звертає на себе увагу також аномально великі сили осциляторів для ЕДК у порівнянні з силами осциляторів переходів у нелокалізовані екситонні стани, причому F^{EDK} для $x \leq 0,4$ стає порівняною з силами осциляторів для міжзонних переходів. Цей факт пояснюється тим, що при утворенні ЕДК у поглинанні світла задіяне й найближче оточення кристалу [29]. Таким чином, слід очікувати значного прояву ЕДК в оптичних спектрах при температурах $k_B T \leq E_{AAE}$. Крім того, енергія зв'язку комплексу екситон + A^- для $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ при $x \geq 0,8$, а для Zn_3P_2 і енергія зв'язку нелокалізованого екситону стають порівняними з середньою тепловою енергією при кімнатних температурах, що дозволяє очікувати їх високотемпературного прояву в оптичних спектрах.

Власні дефекти і екситони, вочевидь грають домінуючу роль у люмінесценції напівпровідникової системи $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$. Найбільший пік фотолюмінесценції відбувається у всіх випадках при значенні енергії $h\nu$ нижче за відповідний зонний проміжок. Такі переходи можуть виникати внаслідок випромінювальної рекомбінації нелокалізованих екситонів і ЕДК через акцепторні або донорні домішкові центри з енергією іонізації E^a і E^d відповідно. Фосфіди цинку Zn_3P_2 і кадмію Cd_3P_2 демонструють провідність p - типу і n - типу відповідно. Зміна типу провідності у $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ відбувається при $x = 0,5$ [1]. Порівняння експериментальних піків фотолюмінесценції E_{PL} у тонких плівках $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ при $T = 100$ К [1] з енергією можливої анігіляції екситонів та ЕДК через домішкові центри подано у таблиці 4. Результати такого порівняння демонструють певну кореляцію поміж експериментальними і теоретичними даними. Таким чином, екситон-домішковий анігіляційний механізм може бути задіяний для пояснення спектрів люмінесценції в напівпровідниках $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$.

Степанчиков Д.М. – старший викладач кафедри загальної та прикладної фізики ХНТУ;

Чуйко Г.П. – доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри медичних приладів і систем ЧДУ.

- [1] A. Nayak, D.R. Rao. Appl. Phys. Lett. 63(5), 592 (1993).
- [2] A. Nayak, D.R. Rao. Optical Materials 1(2), 85 (1992).
- [3] J.M. Pawlikowski. J. Phys. C: Solid State Phys. 18, 5605 (1985).
- [4] J. Andrzejewski, J. Misiewicz. Phys. Stat. Sol. 227(2), 515 (2001).
- [5] A. Nayak, H.D. Banerjee. Materials Chemistry and Physics 60(1), 95 (1999).
- [6] D.R. Rao, A. Nayak. Chemistry and Materials Science 27(16), 4389 (1992).
- [7] S.I. Radaucan, Je.K. Arushanov, A.N. Nateprov, G.P. Chujko. Arsenid i fosfid kadmija. (Kishinev, 1976).
- [8] V.B. Lazarev, V.Ja. Shevchenko, Ja.H. Grinberg, V.V. Sobolev. Poluprovodnikovye soedinenija grupy AIBV (Nauka, Moskva, 1978).
- [9] N.N. Syrбу. Optoelektronnye svojstva soedinenij grupy AIBV (Kishinev, 1983).
- [10] J. Misiewicz, L. Bryja, K. Jezierski. Microelectronics J. 25(5), XXIII (1994).
- [11] S. Hava. J. Appl. Phys. 78(4), 2808 (1995).

- [12] D. Stepanchikov, S. Shutov. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. 9(4), 40 (2006).
- [13] A. Kornowski, R. Eichberger, M. Giersig, et. al. *J. Phys. Chem.* 100(30), 12467 (1996).
- [14] M. Green, P. O'Brien. *J. Mater. Chem.* 9, 243 (1999).
- [15] X.G. Zhao, J.L. Shi, B. Hu, et. al. *J. Mater. Chem.* 13, 399 (2003).
- [16] G. Shen, D. Chen. *Nanoscale Res. Lett.* 4, 779 (2009).
- [17] R. Yang, Y. Chueh, J. Morber, et. al. *Nano Letters* 7(2), 269 (2007);
- [18] G. Shen, P. Chen, Y. Bando, et. al. *J. Chem. Mater.* 112(42), 16405 (2008).
- [19] G. Chuiko, O. Dvornik, V. Ivchenko. *Ukrainian Physical Journal* 45(10), 1188 (2000).
- [20] G. Chuiko, D. Stepanchikov. *Physics and chemistry of solid state* 9(2), 312 (2008).
- [21] D. Stepanchikov, G. Chuiko. *Cond. Matter Phys.* 12(2), 239 (2009).
- [22] J. Cisowski. *Phys. Stat. Sol. B* 111, 289 (1982).
- [23] J. Misiewicz. *J. Phys.: Condens. Matter.* 2, 2053 (1990).
- [24] G. Chujko, N. Chujko, O. Dvornik. *Physics and Chemistry of Solid State*, 5(1), 96 (2004).
- [25] J. Pawlikowski. *Phys. Rev. B.* 26(8), 4711 (1982).
- [26] M. Gelten, C. van Es. *J. Phys. C: Solid State Phys.* 17, 3721 (1984).
- [27] Є. Venger, Ju. Pasichnik, K. Shport'ko, J. Baran, M. Trzebiatowska-Gusowska. *Visnik L'vivs'kogo universitetu. Serija fizichna* 41, 29 (2008).
- [28] R. Noks. *Teorija jeksitonov* (Mir, Moskva, 1966).
- [29] A.S. Davydov. *Teorija tvjordogo tela* (Nauka, Moskva, 1976).
- [30] J. Hanuza, A. Lemiec, J. Misiewicz. *Vibration Spectroscopy* 17, 93 (1998).
- [31] N. Mirowska, J. Misiewicz. *Semicond. Sci. Technol.* 7, 1332 (1992).
- [32] V.V. Ivchenko, A.N. Sergeev, V.S. Elnik, N.M. Chuiko. *Physics and chemistry of solid state* 4(4), 673 (2003).

D.M. Stepanchikov¹, G.P. Chuiko²

Exciton Spectra and Band Structure of Semiconducting Solid Solutions of the Zn_3P_2 - Cd_3P_2 System

¹*Kherson National Technical University, Department of General and Applied Physics, Laboratory of Solid State Theory, Beryslawske Shosse, 24, 73008, Kherson, Ukraine, e-mail: step_75@mail.ru*

²*Petro Mohyla Black Sea State University, Department of Medical Devices and Systems, 10, 68 Desantnikov str., 54003, Mykolaiv, Ukraine*

The band structure of $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ semiconductor solid solutions is considered within the framework of generalized Kildal's band model. Analytical dependencies of band parameters on a composition x are proposed. The energy levels of free excitons and exciton-impurity complexes in $(Zn_xCd_{1-x})_3P_2$ solid solutions are calculated by variational method. Screening effects have been taken into account using the modified Coulomb potential with dielectric function depended on distance between electron and hole. A theoretical analysis is developed for ascertaining the influence of exciton states on luminescence spectra. Comparison of theoretical and experimental results is presented.

Keywords: exciton, exciton-impurity complexes, zinc (cadmium) phosphide, Kildal's band model, luminescence.