ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 10, № 2 (2009) С. 265-271

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 10, № 2 (2009) P. 265-271

УДК 538.915, 958; 537.874.72

ISSN 1729-4428

О.В. Деревянчук, Н.К. Крамар, В.М. Крамар

Прояви взаємодії з оптичними фононами у спектрах вищих екситонних станів іонних напівпровідників

Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича, вул. Коцюбинського 12, м. Чернівці, 58000, Україна, e-mail: kramar@itf.cv.ua

Методами теорії функцій Ґріна у наближенні діелектричного континууму для фононної системи та ефективних мас – для електронної досліджено вплив поздовжних оптичних фононів на формування спектрів вищих екситонних станів іонних напівпровідників. Теоретичні розрахунки, виконані у моделі екситона Ваньє-Мотта для *nS*-станів ($n = 1, 2, 3$) ряду напівпровідникових сполук A_2B_6 і A_3B_5 дозволяють стверджувати, що взаємодія з оптичними поздовжніми поляризаційними фононами у області абсолютного нуля температур проявляється у довгохвильовому зміщенні смуг поглинання краєвих екситонів, що може бути причиною порушення їх серіальних закономірностей. На відміну від основної ($n = 1$), розширення вищих екситонних смуг внаслідок взаємодії з оптичними фононами виявилося неістотним.

Ключові слова: екситон, спектр поглинання, напівпровідник, екситон-фононна взаємодія.

Стаття поступила до редакції 12.01.2009; прийнята до друку 15.03.2009.

Вступ

Стрімкий розвиток мікро-, опто- і квантової електроніки, планарної та інтегральної оптики щільно пов'язаний з досягненнями напівпровідникового матеріалознавства, що дозволяють покращення характеристик існуючих і створення нових напівпровідникових приладів. Така можливість забезпечується поглибленим вивченням фізичних явищ і процесів у напівпровідникових кристалах. Одним із важливих інструментів досліджень такого типу є оптична і, зокрема, екситонна спектроскопія, оскільки у широкозонних напівпровідниках екситони виступають у якості високочутливого мікрозонда, за допомогою якого можливо одержати обширну інформацію про кристалічну і зонну структуру цих кристалів, стаціонарні стани теплових та електромагнітних збуджень, взаємодію, а також вплив на них різноманітних зовнішніх чинників [1].

Дослідженню екситонів та їх взаємодії з різноманітними фононними гілками у напівпровідникових кристалах A_2B_6 і A_3B_5, які широко використовуються у напівпровідниковому приладобудуванні, присвячено велику кількість експериментальних і теоретичних робіт, неповний перелік яких наведений у [1-6]. Зокрема, побудовано теорії екситонних спектрів у іонних напівпровідниках, які досить детально і адекватно описують формування і генезис екситонних спектрів при їх взаємодії з фононами [4, 5, 7, 8 – 12]. У цих дослідженнях обмежувалися, переважно, розглядом основного екситонного стану, тоді як у області довгохвильового края смуги фундаментального поглинання багатьох кристалів спостерігаються добре розділені спектральні лінії, походження яких приписується переходам у екситонні стани [2, 3, 13]. Енергії їх зазвичай визначаються значенням головного квантового числа n відповідно до формули.

$$E_n = E_g - \frac{R_{ex}}{n^2}, \qquad (1)$$

де E_g – ширина забороненої зони; $R_{ex} = \frac{\mu^2 e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2}$ – енергія зв'язку екситона; $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ – приведені маси електрона і дірки у напівпровіднику [7]. Проте, положення екситонних піків при часто виявляються зміщеними порівняно з визначеними за формулою (1), особливо у випадку $n = 1$. Причини таких зміщень пов'язуються з анізотропією зонного спектра, впливом поверхонь, деформаціями, відхиленнями від тривимірної моделі екситона у сильноанізотропних і шаруватих кристалах та ін.

Дослідженнями [14, 15] доведено можливість реалізації в області екситонних резонансів явища

оптичної бістабільності. Усі теоретичні викладки були виконані для випадку основної екситонної смуги поглинання, хоча передбачалася можливість реалізації цього явища також у області переходів у вищі екситонні стани. Матеріали, у яких реалізація оптичної бістабільності можлива, перспективні з точки зору створення на їх основі елементної бази різноманітних оптичних та оптоелектронних пристроїв – логічних елементів, перемикачів, обмежувачів, дискримінаторів, трансфазорів і т.п. [16]. Оскільки спектральні характеристики ліній переходів у вищі екситонні стани та їх перенормування екситон-фононною взаємодією теоретично не вивчалися, то дослідження форми смуги екситонного поглинання внаслідок переходів у такі стани виглядає актуальною задачею.

У цій роботі наводяться результати теоретичного дослідження спектральних характеристик форми смуги поглинання, пов'язаного з переходами у *nS*-екситонні стани ($n \geq 2$), виконаного на прикладі ряду напівпровідникових сполук A_2B_6 і A_3B_5. Встановлено, що в області абсолютного нуля температур взаємодія з оптичними повздовжніми поляризаційними фононами проявляється у довгохвильовому зміщенні смуг поглинання краєвих екситонів, що може бути причиною порушення їх серіальних закономірностей. На відміну від основної ($n = 1$), розширення вищих екситонних смуг внаслідок взаємодії з оптичними фононами у досліджуваних кристалах виявилося неістотним.

I. Загальні положення теорії екситонних спектрів

Спектри оптичного поглинання на довгохвильовій межі фундаментальної смуги формуються взаємодією трьох систем квазічастинок – фотонів, екситонів та фононів. Стан кожної з них характеризується певними значеннями енергії – $\hbar\omega_{\vec{Q}}$, $\hbar\omega_{\vec{k}}$, $\hbar\Omega_{\vec{q}}$ та квазіімпульсу – $\vec{Q}$, $\vec{k}$, $\vec{q}$, відповідно. Гамільтоніан системи квазічастинок у представленні вторинного квантування може бути записаний у вигляді суми

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{rad}} + \hat{H}_{\text{cr}} + W\,, \qquad (2)$$

до якої входять оператори енергії збуджуючої електромагнітної хвилі

$$\hat{H}_{\text{rad}} = \sum_{\vec{Q}} \hbar\omega_{\vec{Q}} c^{+}_{\vec{Q}} c_{\vec{Q}}\,,$$

кристалу, як системи взаємодіючих екситонів і фононів, в цілому

$$\hat{H}_{\text{cr}} = \hat{H}_{\text{ex}} + \hat{H}_{\text{ph}} + \hat{H}_{\text{int}} \equiv \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}}\,, \qquad (3)$$

та вільних екситонів і фононів зокрема

$$\hat{H}_{\text{ex}} = \sum_{\vec{k}} \hbar\omega_{\vec{k}} a^{+}_{\vec{k}} a_{\vec{k}}\,,\ \hat{H}_{\text{ph}} = \sum_{\vec{q}} \hbar\Omega_{\vec{q}} (b^{+}_{\vec{q}} b_{\vec{q}} + 1/2)\,, \qquad (4)$$

де $a^{+}_{\vec{k}}$, $b^{+}_{\vec{q}}$ і $c^{+}_{\vec{Q}}$ – оператори народження екситона, фонона та фотона у відповідному стані, а $a_{\vec{k}}$, $b_{\vec{q}}$ і $c_{\vec{Q}}$ – оператори їх зникнення.

Останній доданок у (2) описує взаємодію екситона з полем поперечної електромагнітної хвилі [5], а останній у (3) – з фононами.

У напівпровідникових кристалах з великою діелектричною проникністю, до яких належить більшість напівпровідників, екситонні радіуси досить великі, що дозволяє розглядати екситон-фононну взаємодію в цих кристалах як незалежну взаємодію електронів і дірок з фононами. Тоді оператор екситон-фононної взаємодії набуває вигляду:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n,n',\vec{k},\vec{q},s} F_{nn's}(\vec{q}) a^{+}_{\vec{k}+\vec{q},n} a_{\vec{k}n'} (b_{\vec{q}s} + b^{+}_{-\vec{q}s})\,, \qquad (5)$$

де

$$F_{nn's}(\vec{q}) = w^{(e)}_{s}(\vec{q}) I^{(e)}_{nn'}(\vec{q}) - w^{(h)}_{s}(\vec{q}) I^{(h)}_{nn'}(\vec{q})\,, \qquad (6)$$

$$I^{(p)}_{nn'}(\vec{q}) = \iiint \varphi^{*}_{n}(\vec{r}) e^{i(\vec{q}_p,\vec{r})} \varphi_{n'}(\vec{r}) d^3 r\,, \qquad (7)$$

$w^{(p)}_{s}(\vec{q})$ – функція, що характеризує зв'язок електрона ($p = e$) або дірки ($p = h$) з s-ою гілкою фононного спектра; $\vec{q}_e = m_h \vec{q} / m_{ex}$, $\vec{q}_h = m_e \vec{q} / m_{ex}$; m_e, m_h і $m_{ex} = m_e = m_h$ – маси, відповідно, електрона, дірки і екситона; n і s – індекси зони і гілки у, відповідно, електронному і фононному спектрах.

Вважаючи, що екситонні стани утворюються внаслідок прямих фотопереходів і використовуючи наближення слабкого екситон-фононного зв'язку (ЕФЗ), частотну залежність коефіцієнта поглинання можна визначити з виразу

$$\alpha(\omega,\vec{k}) = \frac{2\pi |D_{\vec{k}}|^2\, \Gamma(\omega,\vec{k})}{[\omega - \omega_{\vec{k}} - \Delta(\omega,\vec{k})]^2 + \Gamma^2(\omega,\vec{k})} = 2\pi |D_{\vec{k}}|^2\, S(\omega,\vec{k})\,, \qquad (8)$$

де $D_{\vec{k}}$ – матричний елемент дипольного моменту переходу, а $S(\omega,\vec{k})$ – функція форми екситонної смуги поглинання, яка визначається дійсною і уявною частинами масового оператора $M(\omega,\vec{k}) = \Delta(\omega,\vec{k}) - i\Gamma(\omega,\vec{k})$ функції Ґріна екситонів [5].

Беручи до уваги слабкість ЕФЗ, можна обмежитись однофононним наближенням і розглядом лінійної за фононними операторами взаємодії. Тоді для досліджень низькотемпературних спектрів поглинання масовий оператор знаходиться у другому порядку теорії збурень як функція, залежна від частоти ω світла і квазіімпульсу екситона $\vec{k}$:

$$M(\omega,\vec{k}) = \frac{1}{N\hbar^2} \sum_{n,n',\vec{q},s} \frac{|F_{nn's}(\vec{k},\vec{q})|^2}{\omega - \omega_{\vec{k}+\vec{q}} - \Omega_s(\vec{q}) + i\gamma}\,, \qquad (9)$$

де γ – величина, що враховує повздовжню релаксацію екситонів [5].

II. Постановка задачі і досліджувана модель

Метою дослідження є встановлення ролі різних екситонних станів у формуванні оптичного спектра напівпровідника. Для цього розглянемо взаємодію повздовжніх оптичних фононів з першими трьома екситонними зонами, сформованими з *nS*-станів. Нехтуючи екситон-фононною взаємодією за участі станів з різних зон, оператор екситон-фононної взаємодії (5) подамо у вигляді:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^{3} \sum_{\vec{k},\vec{q}} F_n(\vec{q}) a^{+}_{\vec{k}+\vec{q},n} a_{\vec{k}n} (b_{\vec{q}} + b^{+}_{-\vec{q}}), \quad (10)$$

де

$$F_n(\vec{q}) = w^{(e)}(\vec{q}) I_n^{(e)}(\vec{q}) - w^{(h)}(\vec{q}) I_n^{(h)}(\vec{q}) \quad (11)$$

– функція зв'язку екситонів *n*-ої зони з оптичними фононами,

$$I_n^{(p)}(\vec{q}) = \iiint e^{i(\vec{q}_p,\vec{r})} \mid \varphi_n(\vec{r}) \mid^2 d^3r \quad (12)$$

– представлення Фур'є щільності розподілу електронів ($p = e$) та дірок ($p = h$) по стаціонарних станах. Використовуючи набір ортонормованих хвильових функцій водневоподібної системи у *nS*-станах ($n = 1, 2, 3$) [17]

$$\varphi_1(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_{ex}^3}} e^{-\frac{r}{a_{ex}}},$$

$$\varphi_2(\vec{r}) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi a_{ex}^3}} \left(1 - \frac{r}{2a_{ex}}\right) e^{-\frac{r}{2a_{ex}}}, \quad (13)$$

$$\varphi_3(\vec{r}) = \frac{1}{3\sqrt{3\pi\, a_{ex}^3}} \left(1 - \frac{2r}{3a_{ex}} + \frac{2r^2}{27 a_{ex}^2}\right) e^{-\frac{r}{3a_{ex}}}$$

отримуємо аналітичний вигляд функцій ЕФЗ (11).

Для цього використано розвинення Релея [92]

$$e^{i(\vec{q},\vec{r})} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(qr) P_l(\cos\theta_{qr}), \quad (14)$$

де $j_l(x)$ – сферичні функції Бесселя, $P(\cos\theta)$ – поліноми Лежандра l-го порядку, а θ_{qr} – кут між векторами $\vec{q}$ і $\vec{r}$. Внаслідок сферичної симетрії хвильових функцій *S*-станів, ненульовий внесок у інтеграл (14) дадуть тільки доданки з $l = 0$. Тоді, враховуючи, що

$$P_0(\cos\theta_{qr}) = 1, \qquad j_0(qr) = \frac{\sin qr}{qr},$$

одержуємо

$$I_1^{(p)}(\vec{q}) = \frac{1}{\pi a_{\text{ex}}^3} \iiint e^{-\frac{2r}{a_{\text{ex}}}} \frac{\sin qr}{qr} r^2 \sin\theta\, dr d\theta d\varphi =$$

$$= \frac{4}{q a_{\text{ex}}^3} \int_0^{\infty} r \sin qr \cdot e^{-\frac{2r}{a_{\text{ex}}}} dr = [1 + \frac{1}{4} q_p^2 a_{ex}^2]^{-2}, \quad (15)$$

що збігається з виразом, наведеним у [5], та, аналогічно,

$$I_2^{(p)}(\vec{q}) = \frac{1 - 3q_p^2 a_{ex}^2 + 2q_p^4 a_{ex}^4}{(1 + q_p^2 a_{ex}^2)^4} \quad (16)$$

і

$$I_3^{(p)}(\vec{q}) = \frac{1 - \frac{28}{3}\left(\frac{3q_p a_{ex}}{2}\right)^2 + 24\left(\frac{3q_p a_{ex}}{2}\right)^4}{\left[1 + \left(\frac{3q_p a_{ex}}{2}\right)^2\right]^6} + \frac{-16\left(\frac{3q_p a_{ex}}{2}\right)^6 + 3\left(\frac{3q_p a_{ex}}{2}\right)^8}{\left[1 + \left(\frac{3q_p a_{ex}}{2}\right)^2\right]^6}. \quad (17)$$

Розглядається взаємодія екситонного збудження кристалу з оптичною гілкою фононного спектру ($\Omega_{\vec{q}} = \Omega$), для якої

$$w^{(e)}(\vec{q}) = w^{(h)}(\vec{q}) = -\sqrt{\frac{2\pi h e^2 \Omega}{V_0 \varepsilon}} \cdot \frac{1}{q}, \quad (18)$$

де V_0 – об'єм елементарної комірки, а $\frac{1}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}$ [5]. Тоді функції ЕФЗ набувають вигляду:

$$F_n(\vec{q}) = \sqrt{\frac{2\pi h e^2 \Omega}{V_0 \varepsilon}} \cdot \frac{1}{q} \left[I_n^{(h)}(\vec{q}) - I_n^{(e)}(\vec{q}) \right]. \quad (19)$$

Аналіз дисперсійної залежності функцій ЕФЗ зручно виконати у безрозмірних змінних $y = qa/\pi$ (a – постійна ґратки) записавши:

$$F_n(y) = \sqrt{\frac{2\pi h e^2 \Omega}{V_0 \varepsilon}} \cdot \frac{a}{\pi y}\left[I_n^{(h)}(y) - I_n^{(e)}(y)\right] = \frac{\sqrt{f_0 \Omega}}{y}[I_n^{(h)}(y) - I_n^{(e)}(y)], \qquad (20)$$

де $f_0 = \dfrac{4\hbar e^2 a^2}{V_0 \varepsilon}$ – константа ЕФВ.

Надалі відлік енергії екситонного переходу до *n*-ої зони

$$\hbar\omega_{n\vec{k}} = E_g - \frac{R_{ex}}{n^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{ex}}$$

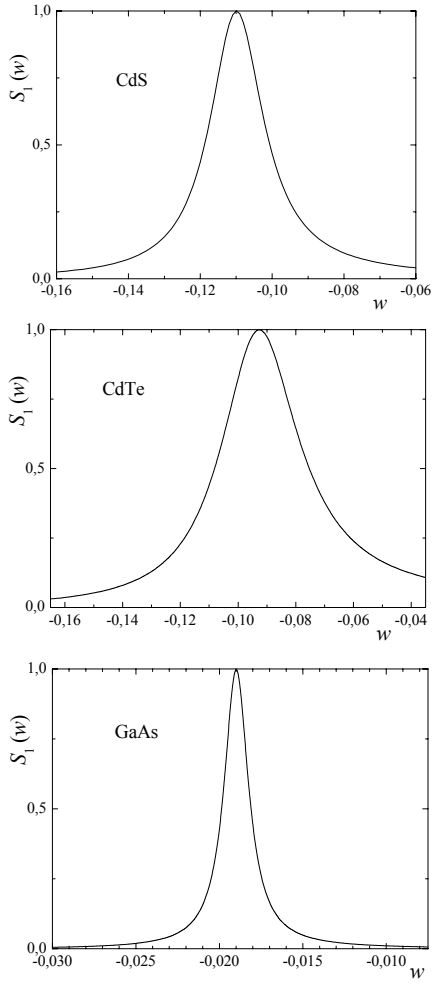

Рис. 1. Функція форми смуги поглинання основного екситонного переходу

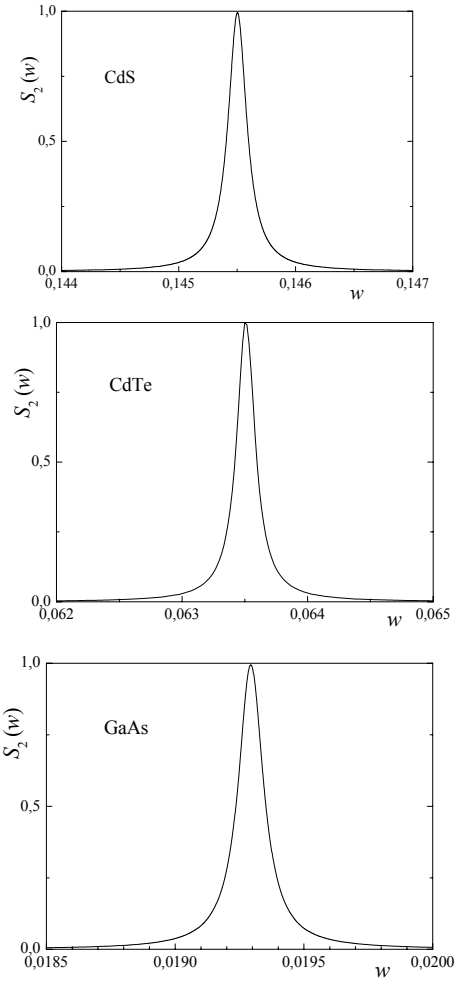

Рис. 2. Функція форми смуги поглинання екситонного переходу у 2*S*-стан

будемо проводити від найнижчого екситонного рівня $E_0 = E_g - R_{ex}$, так що

$$\hbar\omega_n(y) = E_0 + Ly^2 + R_{ex}(1 - 1/n^2), \qquad (21)$$

де $L = \dfrac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{ex}a^2}$ – ширина екситонної зони. До того ж, усі енергетичні параметри зручно виразити у одиницях ширини екситонної зони L, ввести позначення $w = (\hbar\omega - E_0)/L$, перейти у масовому операторі (9) від суми за квазіімпульсом $\vec{q}$ до інтегрування за змінною y. Тоді реальна і уявна частини масового опратора екситонів *n*-ої зони, що

Таблиця 1

Фізичні параметри сполук: постійна ґратки a (Å), відносні діелектричні проникності ε_0 і ε_∞, ефективні маси електрона і дірки $m_{e,h}$ (в одиницях маси вільного електрона m_0), енергії оптичних фононів Ω_L (меВ); ширина забороненої зони E_g (еВ), ширина зони L (еВ) та константа ЕФЗ f_0.

Сполука	a_0	ε_0	ε_∞	m_e	m_h	Ω_L	E_g	L	f_0
β-CdS	5,818	9,10	5,50	0,20	0,70	57,20	2,5	0,125	0,903
CdTe	6,482	10,2	7,1	0,09	0,72	21	1,61	0,112	0,539
GaAs	5,653	13,18	10,89	0,067	0,62	36,25	1,424	0,174	0,148

взаємодіють з оптичним фононами, набувають вигляду

$$\Delta_n(w) = f_0\Omega\int_0^1 \frac{i_n(y)}{y^2 - q_n^2(w)}dy,$$

$$\Gamma_n(w) = \pi f_0\Omega\frac{i_n[q_n(w)]}{q_n(w)}, \qquad (22)$$

де $i_n(y) = [I_n^{(h)}(y) - I_n^{(e)}(y)]^2$,

$q_n(w) = \Omega + w - R_{ex}(1-1/n^2)$, а інтеграл береться у розумінні головного значення.

За відомими значеннями дійсної і уявної частин масового оператора можна дослідити частотну залежність функції форми смуги поглинання, пов'язаного з екситонним переходом у n-й стан:

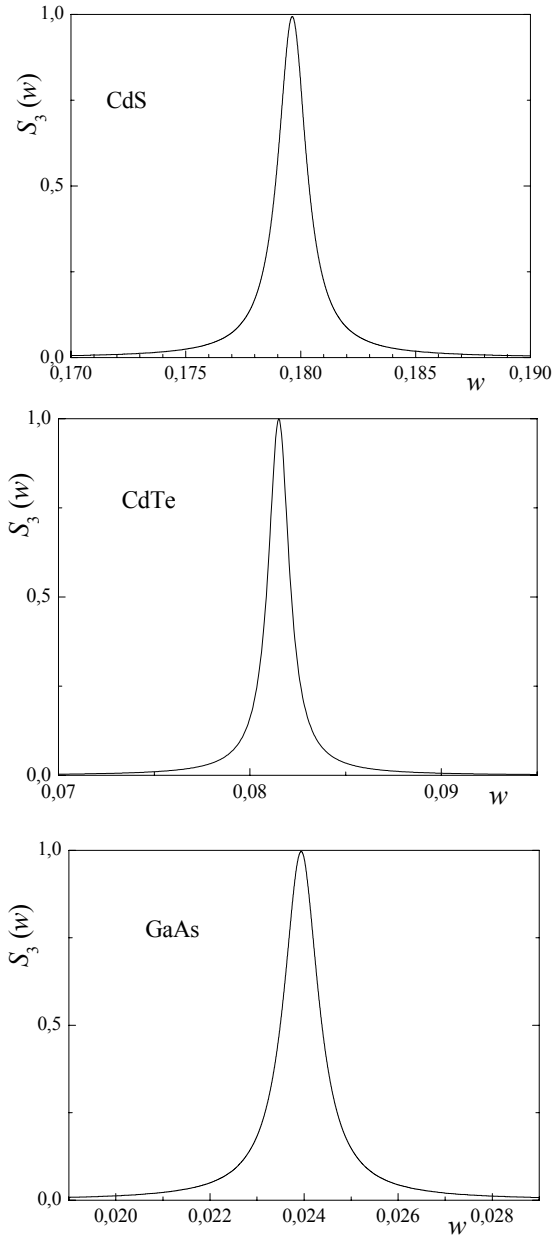

Рис. 3. Функція форми смуги поглинання екситонного переходу у 3S-стан

$$S_n(w) = \frac{\Gamma_n(w)}{[w - R_{ex}(1-1/n^2) - \Delta(w)]^2 + \Gamma^2(w)}. \qquad (23)$$

III. Результати розрахунків

Конкретні розрахунки виконані на прикладі напівпровідникових сполук A_2B_6 та A_3B_5 з різною силою ЕФЗ (табл.1) свідчать про наявність довгохвильового зміщення смуг поглинання, пов'язаного з переходами як у основний, так і у вищі екситонні стани.

Смуги поглинання, що відповідають переходу в основний стан екситона у кристалах β-CdS, CdTe та GaAs, зміщені у довгохвильову область (рис. 1) приблизно на 14, 10 і 3 меВ, відповідно. Ці смуги дещо асиметричні – праве крило затягнуте у бік короткохвильового діапазону.

Переходи у стан 2S екситона у досліджуваних

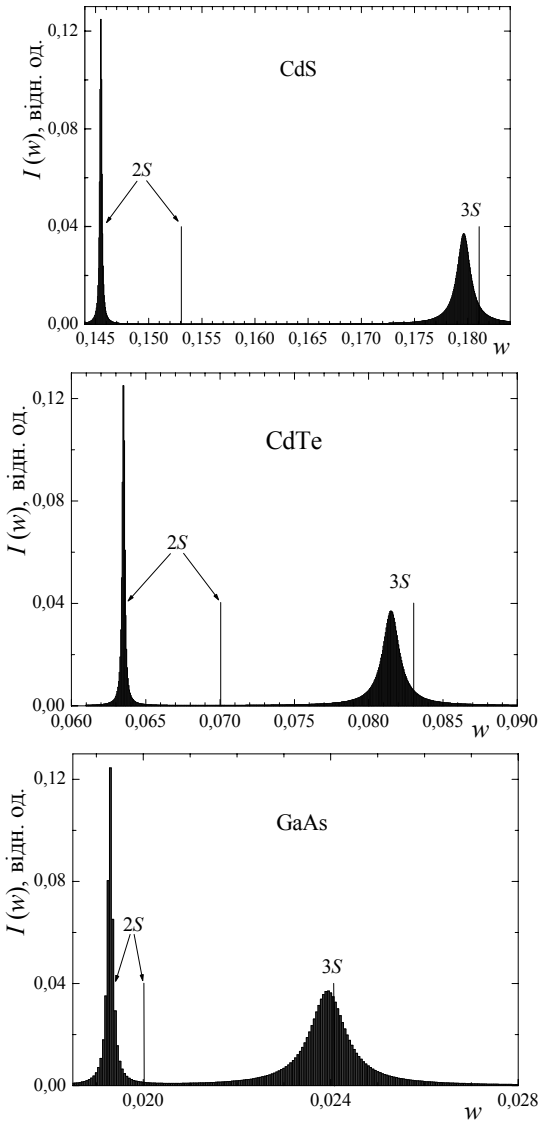

Рис. 4. Положення спектральних ліній переходів у вищі екситоннні стани без (вертикальні відрізки) та з урахуванням екситон-фононної взаємодії

кристалах характеризуються майже симетричними, зміщеними у довгохвильову область приблизно на 0,9, 0,7 та 0,2 меВ, відповідно, смугами (рис. 2). Аналогічно і смуги, сформовані переходами у 3*S*-стан, симетричні, зміщені у той самий бік, тільки на значно меншу величину – 0,13, 0.08 та 0,03 меВ, відповідно (рис.3).

Вважаючи, що сила осцилятора екситонного переходу обернено пропорційна до n^3 [3], можна побудувати схематично спектр поглинання у області переходів у вищі екситонні стани (рис.4). Як видно з рис.4, для вказаного ряду кристалів, розміщених у порядку зменшення константи ЕФЗ f_0 (табл. 1), відповідно зменшуються величини зміщення і напівширини смуг. Проте в усіх сполуках спектральні смуги $n = 2$ і $n = 3$ вузькі, добре розділені у β-CdS і CdTe (на 4 і 2 меВ, відповідно). У GaAs відстань між цими смугами менша 1 меВ, а тому спостерігати їх окремо буде проблематично.

Різниці хвильових чисел $(k_2 - k_1)$ і $(k_3 - k_1)$ досліджуваних переходів, визначені на основі наведених розрахунків у вказаних кристалах, перевищують обчислені за формулою (1) у 1,67 і 1,60 (β-CdS); 2,23 і 2,10 (CdTe) та 1,88 і 1,78 (GaAs) раз, а їх відношення $(k_2 - k_1)/(k_3 - k_1)$ – у 1,04 (β-CdS) та 1,06 (CdTe, GaAs) рази. Цей факт свідчить про наявність незначного порушення серіальних закономірностей та відмінність ефективності екситон-фононної взаємодії у 1*S*-, 2*S*- і 3*S*-станах різних кристалів.

Висновки

На підставі результатів наведених розрахунків можна стверджувати наступне.

По-перше, причиною експериментально спостережуваного відхилення від серіальних закономірностей екситонних смуг поглинання може бути також екситон-фононна взаємодія, роль якої буде посилюватися при високих температурах.

По-друге, ефективність екситон-фононної взаємодії у 1*S*-, 2*S*- і 3*S*-станах різних кристалів різна, що пояснюється відмінностями залежності відповідних функції ЕФЗ (19) від квазіімпульсу. Як наслідок, величина зміщення і розширення смуги визначаються не тільки значенням константи ЕФЗ f_0, але й величинами енергії зв'язку екситона R_{ex} та ширини забороненої зони E_g.

По-третє, питання про можливість спостереження декількох екситонних смуг, а тому і створення умов для реалізації оптичної бістабільності на кожній з них, неоднозначне. За умови несуттєвості міжзонної екситон-фононної взаємодії при низьких температурах у кристалах з малими значеннями константи ЕФЗ екситонні смуги вищих станів вузькі, що ускладнює спостереження оптичної бістабільності [14].

Деревянчук О.В. – асистент кафедри оптики і спектроскопії,
Крамар Н.К. – кандидат фізико-математичних наук, асистент кафедри оптики і спектроскопії,
Крамар В.М. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри оптики і спектроскопії.

[1] *Экситоны*. Под ред. Э.И. Рашба, М.Д. Струджа, Наука, М. 616 с. (1985).
[2] *Е.Ф. Гросс.* Экситон и его движение в кристаллической решетке // УФН, 76 (5), сс. 433-442 (1962).
[3] Г. Фэн. *Фотон-электронное взаимодействие в кристаллах в отсутствие внешних полей*. Мир, М. 126 с. (1969).
[4] *С.А. Москаленко, М.И. Шмиглюк, Б.М. Чиник*. О форме полос поглощения экситона Ванье-Мотта. Взаимодействие с оптическим фононом. В кн. *Экситонное поглощение света и кинетика экситонов в полупроводниках,* – РИО АН МССР, Кишинев. С. 3 – 27 (1968).
[5] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела*. Наука, М. 676 с. (1976).
[6] М.С. Бродин, И.В. Блонский. *Экситонные процессы в слоистых кристаллах*. Наук. думка, Киев. 256 с. (1986).
[7] *R.J. Elliott.* Intensity of Optical Absorption by Excitons // Phys. Rev., 108 (6), pp. 1384-1389 (1957).
[8] *А.Ф. Лубченко, В.М. Ницович, Н.В. Ткач.* Дисперсия тензора диэлектрической проницаемости ионных кристаллов в экситонной области // ТМФ, 21 (3), сс. 415-423 (1974).
[9] *А.Ф. Лубченко, В.М. Ницович, Н.В. Ткач.* Исследование спектральных характеристик новых кристаллов в экситонной области поглощения света // УФЖ, 20 (10), сс. 1695-1706 (1975).
[10] *Н.В. Ткач.* О роли линейного и квадратичного взаимодействия экситонов с акустическими фононами в формировании экситонной полосы поглощения света // УФЖ, 24 (12), сс. 1785-1789 (1979).
[11] *Н.*В. *Ткач*, *В.М. Ницович, Я.М. Вороняк*. Температурная зависимость положения экситонного пика в рамках расширенной модели экситон-фононной системы // УФЖ, 24 (1), сс. 58-73 (1979).
[12] *Б.М. Ницович.* Электрон-фононное взаимодействие в слоистых полупроводниках // ФТТ, 28 (8), сс. 2424-2427 (1986).
[13] *М.В. Курик, А.И. Савчук, И.М. Раренко*. О природе тонкой структуры поглощения GaSe // Оптика и спектроскопия, 24 (6), сс. 999-1001 (1968).
[14] *О.В. Крехивский, Б.М. Ницович, В.Д. Фаленчук.* Теория оптической бисабильности в облас-ти экситонных резонансов. Препринт № 27, Институт физики АН УССР, Киев. 18 с. (1987).

[15] *B.M. Nitsovich, O.V. Krehivskii, G.M. Pestryakov.* Exciton-phonon mechanism of optical bistability // Phys. stat. sol. (b), 150 (2), pp. 561-565 (1988).
[16] Х. Гиббс. *Оптическая бистабильность.* Мир, М. 520 с. (1988).
[17] Вакарчук І.О. *Квантова механіка.* – Львів: ЛДУ ім. І.Франка, 1998. – 616 с.

A.V. Derevyanchuk, N.K. Kramar, V.M. Kramar

Manifestations of the Optical Phonon Interaction in the Higher Excitionic States of Polar Semiconductors

Chernivtsi National University, 2 Kotsybynsky Str., Chernivtsi, 58012, Ukraine, e-mail: kramar@itf.cv.ua

In the approximation of dielectric continuum for phonons, and of the effective mass for electrons, the longitudial optical phonons influence on the higher excitionic states specta formation in polar semiconduction was carried out by Green's function method. The calculations were carried out in the framework of Vannier-Mott exciton model for the *nS*-states (n = 1, 2, 3) of the several of A_2B_6 and A_3B_5 semiconductors as the example. It was shown that interaction with the longitudial optical phonons in the low temperature region manifests themselves in the longwave shift of the exciton absorption bands. This can be a reason of the breach of the serial regularities of exciton spectrum. Unlike the main (n = 1), the expansion high-state excition bands in consequence of interaction with the optical phonons turned out to be unessential.

Key words: exciton, absorption spectrum, semiconductor, exciton-phonon interaction.