

$$A=1,01 \cdot 10^5 (22,4 \cdot 10^{-3} (100+273)/373 - 1 \cdot 18 \cdot 10^{-3}/10^3) = 3050 \text{ (Дж)}$$

Яку ж роботу треба виконати, щоб перетворити 1г води на пару?

$$3050 \text{ Дж} - 18 \text{ г}$$

$$x - 1 \text{ г}$$

$$x = 170 \text{ Дж.}$$

Обрахуємо кількість теплоти, яка витрачається при пароутворенні:

$$Q = m \cdot r = 1 \text{ г} \cdot 225 \text{ Дж/кг} = 225 \text{ Дж}$$

Отже, при пароутворенні на кожен грам води витрачається 225 Дж. З них лише 170 Дж іде на виконання роботи розширення пари, а решта витрачається на те, щоб звільнити воду з рідкого стану (розірвати зв'язки) і перетворити її в газ.

Програмами з фізики для педагогічних ВНЗ передбачено обов'язкове розв'язування задач різного типу при вивченні фізики. Оскільки, як можна стати справжнім професіоналом без систематичного розв'язування задач, які формують наполегливість, самостійність, організують знання у взаємопроникну систему?

Література

1. Коршак С.В. Розв'язування задач з фізики. — К: «Вища школа», 1986. — 310 с.
 2. Балл Г.А. Теорія учебных задач: Психолого-педагогический аспект. — М.: Педагогика. 1990.
- Бушок Г. Ф., Колупаев Б.С. Научно-методичні основи викладання загальної фізики. — Рівне: Діва, 1999. — 410

УДК 535. 343.2

Рибалко А.В.

Національний педагогічний університет імені М.П. Драгоманова,
м. Київ

Власне і резонансне двофотонне поглинання напівпровідникового кристалу ZnGeP_2

Стаття присвячена результатам досліджень двофотонного поглинання в напівпровідниковому кристалі ZnGeP_2 . Виконаний комплекс кінетичних, інтенсивнісних, спектральних, поляризаційних і кутових експериментальних досліджень ZnGeP_2 тетрагональної модифікації, в результаті яких були одержані спектри власного двофотонного поглинання (ВДФП). Результати дослідження ВДФП корелюють з розвинутою в літературі теорією для дозволено-забороненого типу ДФП в напівпровідниках з врахуванням континуальних екситонних станів.

На спектрах ZnGeP_2 була виявлена спектральна лінія з максимумом при $\hbar\omega_2 = 1,27$ еВ. В результаті проведених інтенсивнісних, спектральних, поляризаційних і кутових експериментальних досліджень цієї лінії, було виявлено, що вона належить дозволено-дозволенним когерентним двофотонним резонансним переходам. Аналіз результатів досліджень показав, що проміжні реальні стани резонансного двофотонного поглинання (РДФП) лінії 1,27 еВ належать дефектним центрам b , енергетичний рівень яких знаходиться в забороненій зоні на глибині $E_c - 0,93$ еВ. Час поперечної релаксації електронів на b -центрах $3,9 \cdot 10^{-14}$ с. Енергія 1,27 еВ відповідає переходам з валентної підзони, вершина якої знаходиться на глибині 0,18 еВ, а лазерне випромінювання поглинається на переходах b -центри – зона провідності в області Γ -точки зони Бріллюена.

Д-д двофотонні переходи при РДФП пояснюються тим, що проміжні стани, які належать глибоким домішковим центрам, мають змішану симетрію. Належність ВДФП д-з когерентним переходам пояснюється належністю цих переходів двозонній моделі, коли один із фотонів переводить електрон із валентної зони в зону провідності, а інший взаємодіє з електроном в одній і тій же зоні. Виявлено, що інтенсивнісні залежності ВДФП є пропорційними інтенсивності лазерного імпульсу в його максимумі I_1 , тоді як для РДФП через домішкові реальні стани f інтенсивнісні залежності зазнають насичення, що пов'язане з насиченням заселеності центрів f . Спектри ВДФП є широкими, наростаючими по інтенсивності в короткохвильову область, а спектри РДФП являють собою вузькі лоренцеві криві. Виявлено, що для д-з когерентних двофотонних переходів коефіцієнт лінійно-циркулярного дихроїзму більше одиниці, а для д-д переходів – значно більше одиниці.

Одержані експериментальні результати, які були віднесені до ВДФП і РДФП, добре узгоджуються з результатами теоретичного аналізу.

Фізичні властивості ZnGeP_2 вивчені ще недостатньо. Однак проведені дослідження показали, що ZnGeP_2 має високу нелінійну сприйнятливості, яка пов'язується з переважно ковалентним характером хімічного зв'язку [1]. Причому із напівпровідникових сполук $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$ кристали CdGeAs_2 і ZnGeP_2 мають найбільш високі значення оптичної нелінійності.

Особливе значення має вивчення кубічної нелінійності, з якою пов'язані двофотонне поглинання, генерація третьої гармоніки, вимушене комбінаційне розсіювання, параметрична генерація сумарних і різницевої частот і інші нелінійні ефекти. Тому важливе значення має вивчення кубічної нелінійної сприйнятливості $\chi^{(3)}$. Фактично йдеться про універсальну характеристику речовини, на вивченні якої

ґрунтується різноманітні сучасні спектроскопічні методи [2, 3]. Одним із таких методів є лазерно-модуляційна спектроскопія [4]. Якщо врахувати, що в цій спектроскопії крім нової інформації про двофотонне поглинання з більшою чутливістю, точністю, з кращим спектральним розділенням можуть бути одержані відомості, які є предметом традиційної лінійної спектроскопії, то можна навіть висловити допущення, що в майбутньому вимірювання дисперсії кубічної сприйнятливості $\chi^{(3)}$ напівпровідників будуть мати більше значення, ніж традиційні вимірювання лінійної сприйнятливості $\chi^{(1)}$. Тому дослідження ДФП в ZnGeP_2 сучасними методами амплітудної лазерно-модуляційної спектроскопії вважається нам актуальною задачею.

Досліджувані зразки ZnGeP_2 вирощувалися методами хімічних транспортних реакцій з вихідних компонентів з використанням йоду як транспортуючого агента. Ідентифікація отриманих кристалів проводилася за допомогою рентгенографічного аналізу. Дебаєграми відповідали структурі халькопірита. Результати дослідження лауєграм узгоджувались з результатами дослідження порошкових рентгенограм. Проведений хімічний аналіз свідчить, що сполука кристалів відповідає хімічній формулі з точністю до 2 %. Вони мали діркову провідність. Тип провідності встановлювався методом Холла. Ширина забороненої зони при кімнатній температурі складала 2,02 еВ. Отримані кристали були однофазними і мали стійку кристалохімічну структуру.

Експерименти проводились при кімнатній температурі. Визначалась величина зміни коефіцієнта поглинання в кристалі зондуючої електромагнітної хвилі з частотою ω_2 при збудженні середовища хвилею накачування з частотою ω_1 без підсвічування і в умовах підсвічування. Зондуючий і лазерний пучки розповсюджувались вздовж оптичної вісі с кристалів, а пучок підсвічування – перпендикулярно до них.

На рис.1 приведені отримані нами осцилограми $\Delta h(\omega_2, t)$, при $I_1=10 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $\hbar\omega_2=1,75 \text{ еВ}$ і $q_1 \parallel q_2 \parallel c \perp e_1 \parallel e_2$ і наявності підсвічування спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 0,87 еВ до 1,09 еВ (1) і кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 еВ до 1,32 еВ (2). Значення $\Delta h(\omega_2, t)$, розміщені вище і нижче рівня $h_0(\omega_2)$, обумовлені відповідно потемнінням і просвітлінням кристалу на частоті зондуючої хвилі ω_2 під дією хвилі накачування ω_1 .

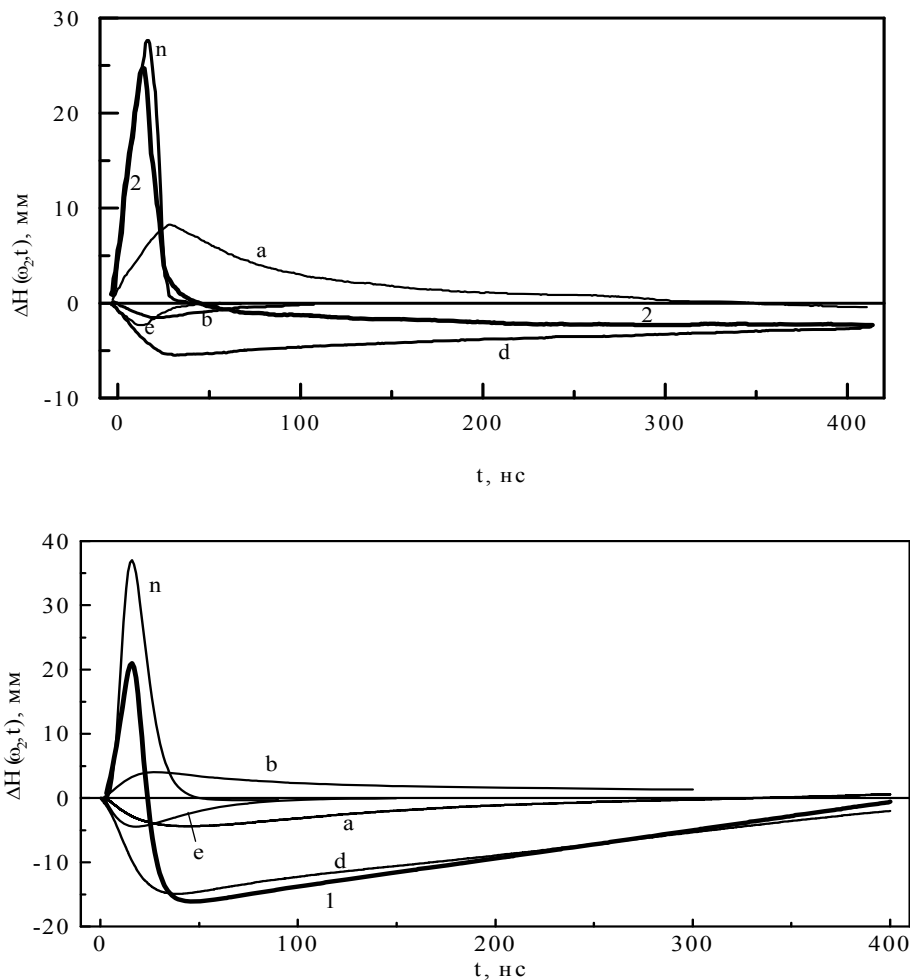


Рис.1. Осцилограми $\Delta h(\omega_2, t)$ кристалів ZnGeP_2 , вирощених методом хімічних транспортних реакцій при $I_1=10 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $\hbar\omega_2=1,75 \text{ еВ}$ і $q_1 \parallel q_2 \parallel c \perp e_1 \parallel e_2$ і наявності підсвічування спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 0,87 еВ до 1,09 еВ (1) і кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 еВ до 1,32 еВ (2)

За величинами значень $h_0(\omega_2)$ і $\Delta h(\omega_2, t)$ при $t=\tau_L=15 \text{ нс}$ були визначені $\Delta K(\omega_2, t)$, а також їх інтенсивнісні $\Delta K(\omega_2, \tau_L)=f(I_1)$ і спектральні $\Delta K(\omega_2, \tau_L)=\varphi(\hbar\omega_2)$ залежності. Вимірювання інтенсивнісних залежностей

проводилася при значеннях $\hbar\omega_2$ від 0,85 еВ до 2,02 еВ через інтервали 0,01-0,05 еВ. На рис.2 і рис.3 приведені інтенсивнісні залежності, отримані в точці $\hbar\omega_2=1,60$ еВ, $q_1 \parallel |q_2 \parallel |c \perp e_1 \parallel |e_2$ і наявності підсвічування спектру, який містить кванти $\hbar\omega_3$ відповідно від 0,87 еВ до 1,09 еВ (1) і від 1,10 еВ до 1,32 еВ (2). Використовуючи значення $\Delta K(\omega_2, \tau_L)$ інтенсивнісних залежностей, а також провівши додаткові вимірювання в ділянках, де були

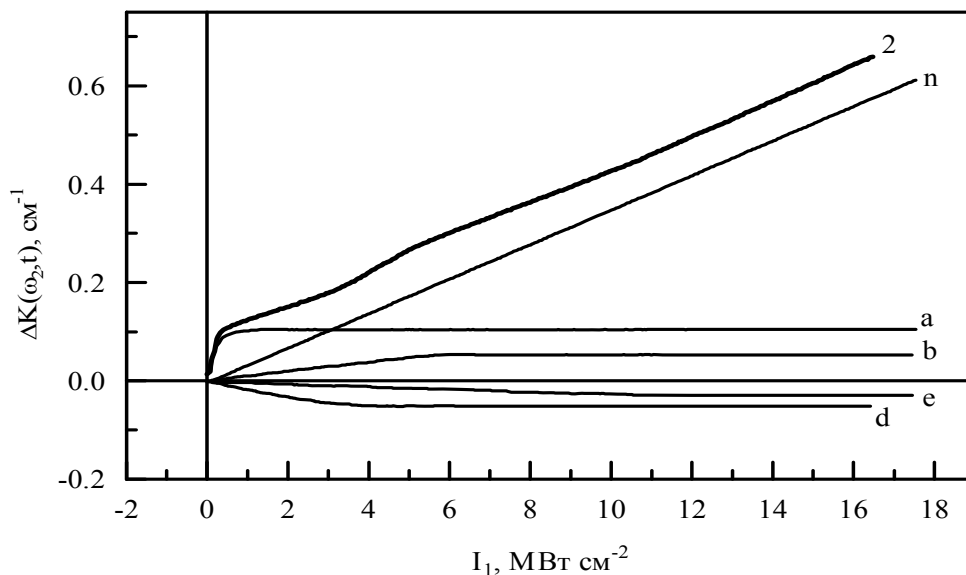


Рис.2. Інтенсивнісна залежність $\Delta K(\omega_2, \tau_L)=f(I_1)$, отримана на кристалах $ZnGeP_2$, вироцених методом хімічних транспортних реакцій, в точці $\hbar\omega_2=1,60$ еВ при $t = \tau_L=15$ нс, $q_1 \parallel |q_2 \parallel |c \perp e_1 \parallel |e_2$ і наявності підсвічування спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 0,87 еВ до 1,09 еВ (1). Графік 1 проведений по експериментальних точках, які являються усередненням десятків вимірювань.

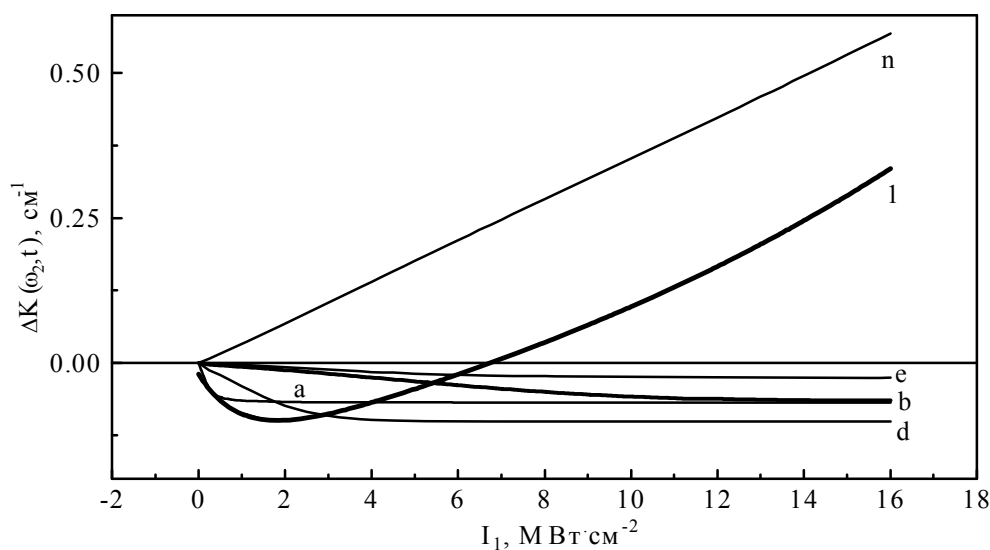


Рис.3. Інтенсивнісна залежність $\Delta K(\omega_2, \tau_L)=f(I_1)$, отримана на кристалах $ZnGeP_2$, вироцених методом хімічних транспортних реакцій, в точці $\hbar\omega_2=1,60$ еВ при $t = \tau_L=15$ нс, $q_1 \parallel |q_2 \parallel |c \perp e_1 \parallel |e_2$ і наявності підсвічування спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 еВ до 1,32 еВ (2).

відсутні інтенсивнісні залежності, були одержані подані на рис.4 і рис.5 спектральні залежності $\Delta K(\omega_2, \tau_L)$. Спектри відповідають $I_1=10$ $MW \cdot cm^{-2}$. Кожна експериментальна точка - результат усереднення десятків вимірів. Довірчі інтервали відповідають довірчій імовірності 0,8.

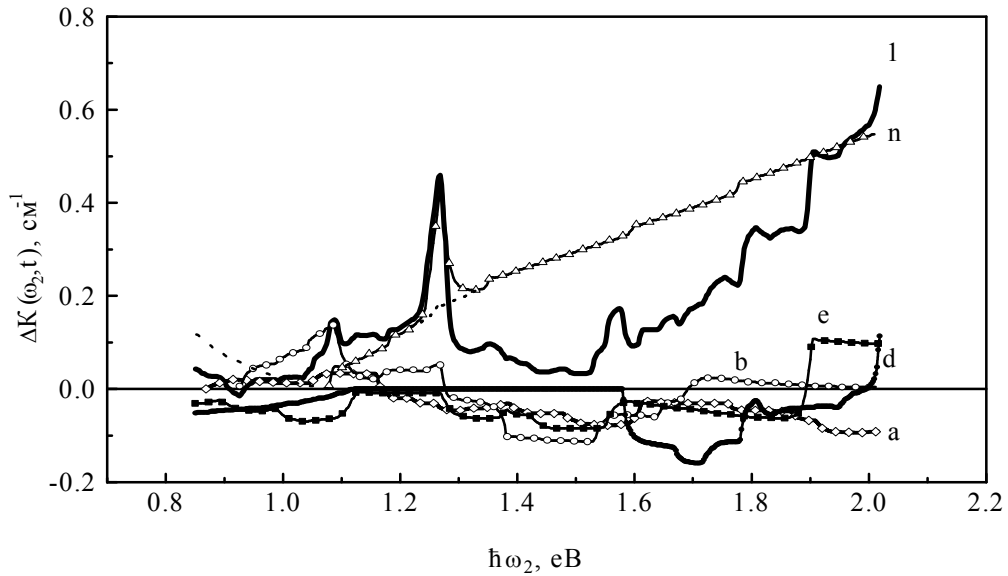


Рис.4. Спектральна залежність $\Delta K(\omega_2, \tau_{\text{Л}}) = \varphi(\hbar\omega_2)$, отримана на кристалах ZnGeP_2 , вирощених методом хімічних транспортних реакцій при $I_1 = 10 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $t = \tau_{\text{Л}} = 15 \text{ нс}$, $q_1 \parallel |q_2 \parallel |c \perp e_1 \parallel |e_2$ і наявності підсвічування спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 0,87 eВ до 1,09 eВ (1). Спектр 1 проведений по усереднених експериментальних точках.

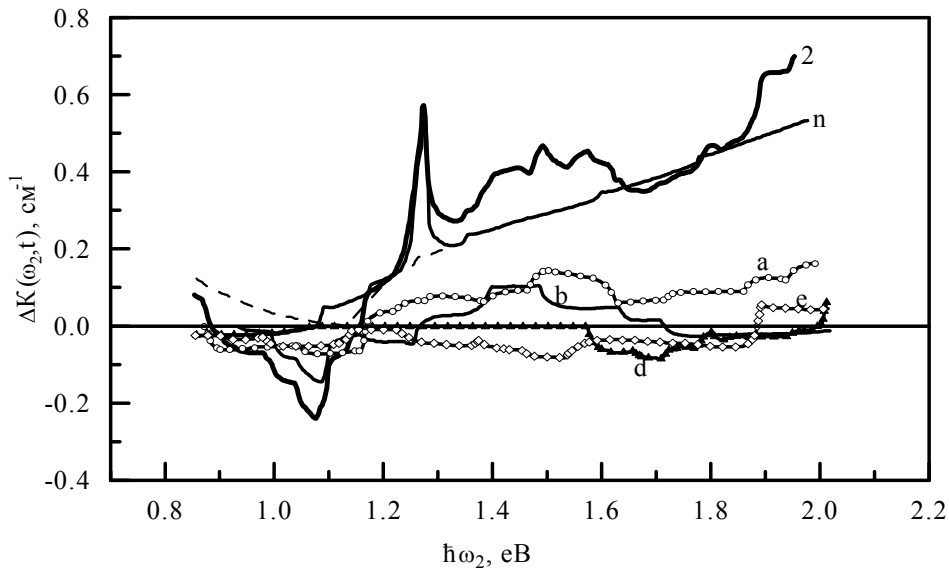


Рис.5. Спектральна залежність $\Delta K(\omega_2, \tau_{\text{Л}}) = \varphi(\hbar\omega_2)$, отримана на кристалах ZnGeP_2 , вирощених методом хімічних транспортних реакцій при $I_1 = 10 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $t = \tau_{\text{Л}} = 15 \text{ нс}$, $q_1 \parallel |q_2 \parallel |c \perp e_1 \parallel |e_2$ і наявності підсвічування спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 eВ до 1,32 eВ (2). Спектр 2 проведений по усереднених експериментальних точках.

Інтенсивнісні залежності по всьому спектру вимірювань, за винятком спектральної лінії з максимумом при $\hbar\omega_2 = 1,27 \text{ eВ}$, розкладаються на одну прямолінійну (n) і чотири прості експоненціальні складові, максимальні згини яких відповідають енергіям лазерного випромінювання в максимумі імпульсів $I_1^{M.3} = 0,5 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$ (a), $5 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$ (b), $3 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$ (d) і $10 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$ (e). Причому в області $\hbar\omega_2 = 1,12 \div 1,58 \text{ eВ}$ відсутня складова d, а при $\hbar\omega_2 = 1,69 \text{ eВ}$ відсутня складова b. Із збільшенням інтенсивності підсвічування, яке містило кванти світла $\hbar\omega_3$ від 0,87 eВ до 0,98 eВ внесок в $\Delta K(\omega_2, \tau_{\text{Л}})$ складової a зменшувався до нуля, а потім, змінивши свою полярність, збільшувався. Аналогічно поведилась і $\Delta K_b^{(1)}(\omega_2, \tau_{\text{Л}})$ – складова при підсвічуванні спектром, який містить кванти $\hbar\omega_3$ від 0,98 eВ до 1,09 eВ. Такі залежності від підсвічування дали можливість по черзі і одночасно виключати з кінетики, інтенсивнісних і спектральних залежностей $\Delta K(\omega_2, \tau_{\text{Л}})$ a – і b - складові.

Інверсія знаків $\Delta K_a^{(1)}(\omega_2, \tau_L)$ і $\Delta K_b^{(1)}(\omega_2, \tau_L)$ можлива тільки внаслідок попереднього перезарядження підсвічуванням глибоких центрів. Приведена на рис.1 кінетика також розкладена на складові a, b, d, e, n. Для одержання такого розкладу використовувались складові інтенсивнісні залежностей, які були одержані при $t=15, 25, 30, 40, 55, 75, 100, 150, 200, 300, 400$ нс.

При поширенні пучків ω_1 і ω_2 уздовж оптичної осі с кристалів $ZnGeP_2$ залежність спектрів a, b, d, e від того, чи є пучки лінійно чи циркулярно поляризованими, який кут між площинами поляризації, збігаються чи є протилежними спіральності циркулярно поляризованих пучків, експериментально не була виявлена, тоді як спектр n істотно залежав від типу поляризації пучків, кута між площинами лінійних поляризацій і відносними напрямками спіральностей циркулярно поляризованих пучків. На рис.6 наведений отриманий нами спектр коефіцієнта лінійно-циркулярного дихроїзму (ЛЦД) $\alpha_n(\omega_2, \tau_\Lambda) = \Delta K_n^{l.n.}(\omega_2, \tau_\Lambda) / \Delta K_n^{u.n.}(\omega_2, \tau_\Lambda)$. Спектральна лінія спектрів з максимумом в точці $\hbar\omega_2=1,27$ еВ при $q_1 \parallel q_2 \parallel c \perp e_1 \perp e_2$ практично не проявлялася і спектр у цій області мав вигляд, зображений на рис.4 і 5 пунктиром. У випадку циркулярних поляризацій пучків ці лінії також не виявлялися при однаково спрямованих спіральностях поляризації. При зміні інтенсивності I_1 спектр $\alpha_n(\omega_2, \tau_\Lambda)$ за винятком спектральної лінії 1,27 еВ, практично залишався без зміни, а в області зазначеної лінії спостерігалася лише незначна зміна при великих інтенсивностях I_1 .

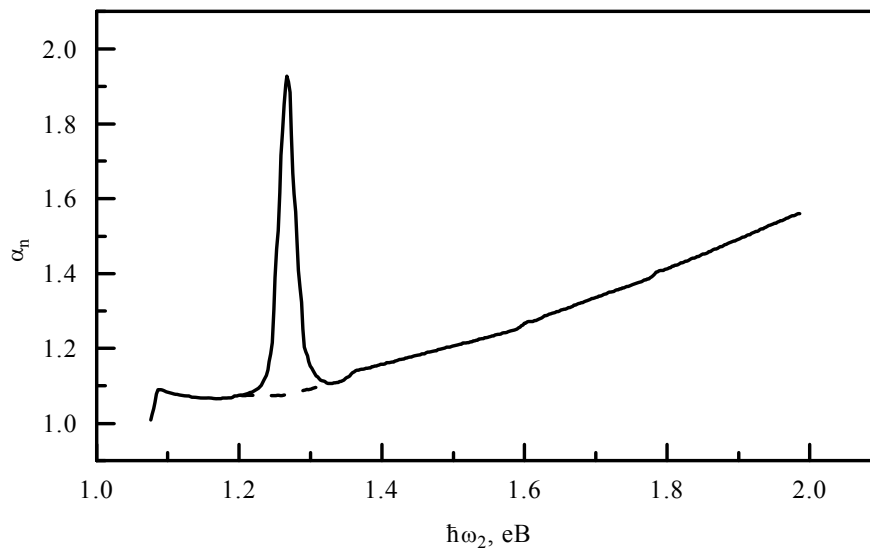


Рис.6. Спектр ЛЦД $\alpha_n = \varphi(\hbar\omega_2)$, отриманий на кристалах $ZnGeP_2$, вироцених методом хімічних транспортних реакцій при $I_1=10$ МВт·см⁻², $t = \tau_L=15$ нс.

Отримані експериментальні, кінетичні, інтенсивнісні і поляризаційні залежності спектра n є характерними для ДФП [6-10]. Оскільки для власного ДФП $K_{l.n}^{(2)}(\omega_2, t)$ і $K_{u.n}^{(2)}(\omega_2, t)$ пропорційні інтенсивності лазерного випромінювання в зразку, то $\alpha_n(\omega_2, t)$ є незалежним від I_1 . Тому в $\alpha_n(\omega_2, t)$ $\Delta K_n^{l.n.}(\omega_2, \tau_\Lambda) = K_{l.n}^{(2)}(\omega_2, \tau_\Lambda)$ і $\Delta K_n^{u.n.}(\omega_2, \tau_\Lambda) = K_{u.n}^{(2)}(\omega_2, \tau_\Lambda)$. Причому у всій спектральній області, за винятком лінії 1,27 еВ, значення $\alpha_n(\omega_2, \tau_\Lambda)$ відповідають д-з двофотонним переходам [4, 7, 9, 11].

В області лінії $\hbar\omega_2=1,27$ еВ (рис.6) спостерігається значне збільшення $\alpha_n(\omega_2, \tau_\Lambda)$. На рис.7,а наведені контури лінії 1,27 еВ з відрахуванням пунктирного спектра, а інтенсивнісні залежності лінії 1,27 еВ - на рис.7,б. Контури і їх інтенсивнісні залежності були одержані при підсвічуванні спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 0,87 еВ до 1,09 еВ (1) і кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 еВ до 1,32 еВ (2). Контури лінії 1,27 еВ близькі до лоренцевих. Отримані експериментальні результати дослідження лінії 1,27 еВ узгоджуються з результатами теоретичних досліджень резонансних двофотонних переходів (РДФП).

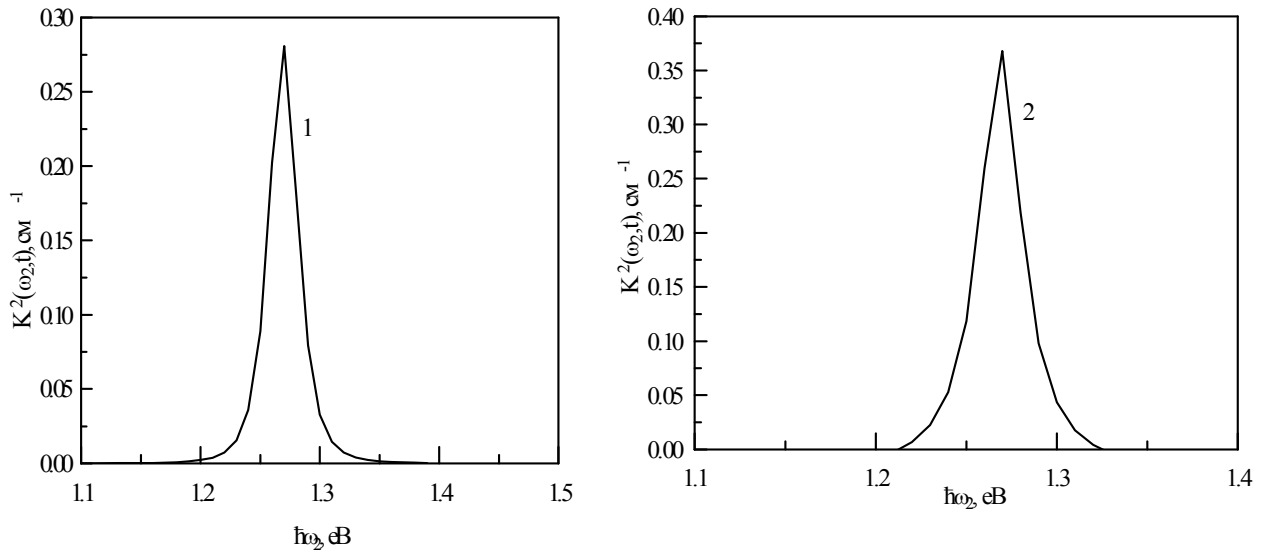


Рис.7. а.

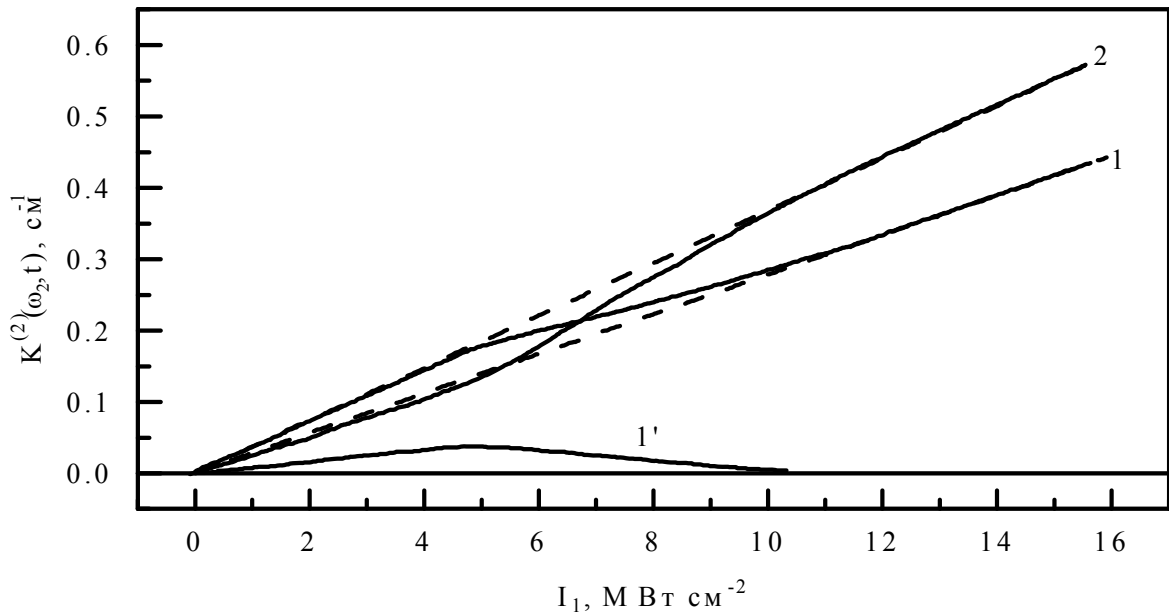


Рис.7. а – контури ліній РДФП $\hbar\omega_2=1,27$ eВ при підсвічуванні спектром $\hbar\omega_3 \in (0,87$ eВ, $1,09$ eВ) (1) і $\hbar\omega_3 \in (1,10$ eВ, $1,32$ eВ) (2) при $I_1=10$ МВт·см⁻², $t = \tau_{fl}=15$ нс, $q_1 / |q_2| / |c_{\perp e_1}| / |e_2|$; б – інтенсивнісні залежності ліній 1 і 2 (рис.7, а).

Узгодженість виразів (1-5) з результатами експерименту підтверджує належність лінії 1,27 eВ д-д РДФП. Д-д тип двофотонного поглинання обумовлений невизначеністю парності глибоких домішкових станів у забороненій зоні [4, 11].

Інтенсивнісні залежності лінії 1,27 eВ узгоджуються з рівнянням

$$K_2^{(2)}(\omega_2, t) = \beta_{CV}^m(\omega_2) \cdot I(\omega_1, t) \times \left[1 - \frac{\sigma'_{vf}}{\sigma'_{vf} + \sigma'_{fc}} + \left(\frac{\sigma'_{vf}}{\sigma'_{vf} + \sigma'_{fc}} - \rho_{ff}^{(0)} \right) \cdot \exp\left(-\frac{\sigma'_{vf} + \sigma'_{fc}}{\hbar\omega_1} \int_0^t I(\omega_1, t) dt\right) \right] \quad (1)$$

Тут

$$\beta_{CV}^m(\omega_2) = \frac{8\pi^2\omega_2}{c_0^2 n_1^2 n_2 \hbar} \left| M_{CV}^{(2)}(\vec{k}, \vec{e}_1, \vec{e}_2) \right|^2 \frac{\Gamma_{CV} \cdot N_f}{(\omega_1 + \omega_2 - \omega_{cv})^2 + \Gamma_{CV}^2}, \quad (2)$$

при умовах $\sigma'_{vf}/(\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc}) > \rho_{ff}^{(1)}(0)$ і $\sigma'_{vf}/(\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc}) < \rho_{ff}^{(2)}(0)$. Ці умови можуть виконуватися для глибокого домішкового рівня f , для якого $\sigma_{vf} \neq 0$ і $\sigma_{jc} \neq 0$. Оскільки $\rho_{ff}^{(1)}(0) < \rho_{ff}^{(2)}(0)$, то лазерний імпульс дозаселяє рівень f при підсвічуванні спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 0,87 еВ до 1,09 еВ і спустошує його при підсвічуванні спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 еВ до 1,32 еВ. Цим умовам відповідають центри а і б. Для визначення того, через який з них здійснюється РДФП, зобразимо асимптоту інтенсивнісної залежності $K_p^{(2)}(\omega_2, \tau_\lambda)$ (рис.7) пунктирними прямими 1 і 2. З умови екстремуму $\partial(\Delta K_2^{(2)}(\omega_2, \tau_\lambda))/\partial I_1 = 0$ знаходимо $\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = 2\hbar\omega_1/\tau_\lambda \cdot I_1^{екс}$. Для $\hbar\omega_1 = 1,17$ еВ і $\tau_\lambda = 15$ нс, одержуємо: $\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = 2,5 \cdot 10^{-17}$ МВт/ $I_1^{екс}$, де $I_1^{екс}$ - значення I_1 , яке відповідає екстремальному відхиленню інтенсивнісної залежності від асимптоти, зображеної пунктирною лінією. Згідно рис.7,б, значення $I_1^{екс} = 5$ МВт·см². Тому $\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = 0,5 \cdot 10^{-17}$ см².

Якщо в період дії лазерного випромінювання воно являється визначальним у зміні заселеності f - центрів, то, згідно [4].

$$\Delta K_f^{(1)}(\omega_2, \tau_\lambda) = N_f (\sigma''_{vf} - \sigma''_{jc}) \left(\rho_{ff} - \frac{\sigma'_{vf}}{\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc}} \right) \cdot \delta_f(t_f^e) \quad (3)$$

де N_f - концентрація f - центрів, σ'' і σ' - перерізи поглинання відповідно лазерного і зондуючого випромінювання на вказаних переходах, $\rho_{ff}(0)$ - заселеність f - центрів в момент часу $t_0 = 0$,

$$\delta_f(t_f^e) = 1 - \exp \left(- \frac{\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc}}{\hbar\omega_1} \int_0^{t_f^e} I(\omega_1, t) dt \right) \quad (4)$$

t_f^e - час в межах ширини лазерного імпульсу, за який f - складова осцилограми $\Delta h(\omega_2, t)$ досягає екстремального значення. Якщо ж час вимірювання значення $\Delta h(\omega_2, t)$ t_b не співпадає з t_f^e , то замість формули (4) слід використовувати формулу

$$\delta_f(t_b) = \eta \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc}}{\hbar\omega_1} \int_0^{t_b} I(\omega_1, t) dt \right) \right\}, \quad (5)$$

де $\eta = \Delta h_f(\omega_2, t_b) / \Delta h_f(\omega_2, t_f^e)$. Для визначення η можна використати складові осцилограм $\Delta h_f(\omega_2, t)$.

Враховуючи, що для приблизно рівнобедреного імпульсу лазерного випромінювання $\int_0^{t_f^e} I(\omega_1, t) dt \cong \frac{1}{2} I_1 \cdot t_f^e$, із (5) одержуємо:

$$\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = \frac{2\hbar\omega_1}{I_1 \cdot t_f^e} \ln \left[1 / \left(1 - \frac{\delta_f(t_b)}{\eta} \right) \right]. \quad (6)$$

Знання відповідного $\delta_f(t_b)/\eta = 0,63$ значення $I_1^{(0,63)}$ спрощує визначення $\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc}$. Враховуючи, що $I_1^{(0,63)}$ приблизно дорівнює половині інтенсивності $I_1^{м.з.}$, при якій експонента $\delta_f(t_b)$ зазнає максимального згину, одержуємо:

$$\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = \frac{7,49 \cdot 10^{-25} \text{ МДж}}{I_1^{м.з.} \cdot t_f^e}, \quad (7)$$

де $I_1^{м.з.}$ в МВт·см², а t_f^e - в нс. Згідно рис.1 для б - складової $t_b^e = 30$ нс. Тому $\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = 2,5 \cdot 10^{-17} \frac{1}{I_1^{м.з.}} \text{ МВт}$.

Для б - складової $I_1^{м.з.} = 5$ МВт·см², тому $\sigma'_{vf} + \sigma'_{jc} = 0,5 \cdot 10^{-17}$ см². Отже, РДФП в ZnGeP₂, якому відповідає спектральна лінія з максимумом при $\hbar\omega_2 = 1,27$ еВ, відбувається через проміжні стани, які належать глибоким домішковим центрам б.

Ми припускаємо, що кванти лазерного випромінювання з енергією $\hbar\omega_1 = 1,17$ еВ переводять електрони з б- центрів у зону провідності, а кванти зондуючого випромінювання з енергією $\hbar\omega_2 = 1,27$ еВ - з валентної зони на б - центри. У цьому випадку поглинання квантів лазерного випромінювання буде здійснюватися в дуже невеликій області k - значень в центрі зони Бріллюена. Тому двофотонні переходи електронів, що здійснюються із збереженням хвильового вектора k , будуть здійснюватися через б - центри тільки для електронів з k - векторами, що належать цій області значень. Отже, електрони, що приймають участь у РДФП, будуть належати вузьким енергетичним лініям, ширина яких буде визначатися константами затухання Γ_{cv} . Контури таких смуг будуть визначатися формулою

$$\Delta\chi(\omega_2, t) = \Delta\chi^{(1)}(\omega_2, t) + \chi^{(3)}(\omega_1, t)\bar{E}^*(\omega_1, t) \cdot \bar{E}(\omega_1, t),$$

якій відповідає лоренцева крива. Це погоджується з контурами спектральної лінії 1,27 еВ. Напівширина кожної з цих ліній дорівнює $\hbar\Gamma_{CV}=0,03$ еВ. Звідси час поперечної релаксації електронів на b – центрах при РДФП дорівнює $3,9 \cdot 10^{-14}$ с. Відмітимо також, що положення лінії 1,27 еВ відповідає переходам з валентної підзони, вершина якої знаходиться на глибині 0,18 еВ, а лазерне випромінювання поглинається на переходах b – центри – особлива точка M_0 – типу в області Γ - точки зони Бріллоуена, яка залягає на глибині 0,23 еВ зони провідності. Ця точка знаходиться на відстані від b - станів 1,16 еВ. Невелика відмінність цієї величини від енергії квантів лазерного випромінювання $\hbar\omega_1=1,17$ еВ можна пояснити деяким зміщенням цієї особливої точки M_0 відносно центру зони Бріллоуена.

Збільшення інтенсивності електронної лінії 1,27 еВ при підсвічуванні спектром, який містив кванти $\hbar\omega_3$ від 1,10 еВ до 1,32 еВ, може бути пояснене тим, що при такому підсвічуванні рівноважна заселеність центрів менша, в результаті чого збільшується концентрація незаселених електронних проміжних для РДФП b - станів.

Література

1. Слэтер Дж. Диэлектрики. Полупроводники. Металлы. – М.: Мир. 1969. – 647 с.
2. Нелинейная спектроскопия/Под редакцией Н.Бломбергена. – М.: Мир, 1979. – 586 с.
3. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989.
4. Пацкун И.И. Амплитудная модуляционная спектроскопия нерезонансного и резонансного двухфотонного поглощения в p -ZnP₂/Квантовая электроника, 1993. – Вып. 45. С. 3 – 30.
5. Данишевский А.М., Ивченко Е.Л., Кочегаров С.Ф., Степанова М.И. Зависимость коэффициента двухфотонного поглощения от поляризации света в полупроводниках кубической симметрии//Письма в ЖТЭФ., 1972. – 16, вып. 11. С. 625 – 628.
6. Ивченко Е.Л. Двухфотонное поглощение и оптическая ориентация свободных носителей в кубических кристаллах: InSb (PITe, PISe, PIS) // ФТТ, 1972. Т. 14, №12. С. 3479 – 3487.
7. Берегулин Е.В., Дворников Д.П., Ивченко Е.Л., Ярошецкий И.Д. Поляризационные свойства и линейно-циркулярный дихроизм при нелинейном поглощении света в полупроводниках группы A₂B₆// ФТП, 1975. Т.9, №5. С. 876 – 885.
8. Дворников Д.П., Ивченко Е.Л., Сальманов В.М., Ярошецкий И.Д. Линейно-циркулярный дихроизм при нелинейном поглощении света в полупроводниках группы A₂B₆ // ФТП, 1976. Т.10, №3. С.474 – 478.
9. Дворников Д.П., Ивченко Е.Л., Першин В.В., Ярошецкий И.Д. Нелинейное поглощение света в кристаллах A₃B₅. // ФТП, 1976. Т.10, №12. С. 2308 – 2315.
10. Дворников Д.П., Ивченко Е.Л., Ярошецкий И.Д. Линейно-циркулярный дихроизм в кристаллах A₃B₅ вблизи края двухфотонного поглощения//ФТП, 1978. Т.12, №8. С. 1571 – 1576.
11. Бассани Ф., Пастори Парравичини Дж. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах. - М.: Наука, 1972. – 391 с.

УДК-378.016

Бакал А. М.

Національний педагогічний університет імені М.П.Драгоманова,
м. Київ

Основні принципи реалізації технології модульного навчання фізики в старшій школі

Розробка ефективних технологій індивідуалізації і диференціації навчання з фізики пов'язана, насамперед, з визначенням індивідуальних особливостей особистості учнів, які враховуються в процесі навчання, і на основі яких здійснюється диференціація. Діагностування даних особливостей на початку процесу навчання та визначення їх видозмінення в процесі навчання є необхідною умовою й найважливішими елементами цих технологій.

До найбільш перспективних технологій індивідуалізації і диференціації навчання можна віднести такі:

- технологію рівневого навчання, яка надає учням можливість обирати рівень навчання відповідно до їх потреб та здібностей і дотримуватись у навчальному процесі індивідуального темпу.
- технологію відкритого навчання, яка забезпечує навчання учнів в індивідуальному темпі за індивідуальними навчальними програмами, що створюються для навчання окремих учнів, відносяться до певних навчальних курсів або до комплексної освіти учня і враховуються вчителем при конструюванні загальної навчальної програми та здійсненні навчально-виховного процесу;
- технологію модульного навчання, зміст якої полягає в тому, що учень самостійно (або з певною допомогою вчителя) засвоює навчальний матеріал, структурований у вигляді системи навчальних елементів;

На нашу думку, саме технологія модульного навчання фізики є найбільш ефективною для роботи з учнями старших класів на певних етапах навчальної діяльності. Вона забезпечує вибір учнями індивідуальних шляхів пізнання і діяльнісних засобів в процесі опрацювання модуля, який містить матеріал певного розділу шкільного курсу фізики, структурований у вигляді системи навчальних елементів.