

УДК 537.311.322

М.Ф. Буланий, О.В. Коваленко, Б.В. Молодець, О.С. Морозов
**МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ НЕЛІНІЙНИХ ПРОЦЕСІВ
ТЕРМОСТИМУЛЬОВАНОЇ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ
КРИСТАЛОФОСФОРІВ ПРИ ГІПЕРБОЛІЧНОМУ НАГРІВІ**

Анотація. Роботу присвячено математичному моделюванню процесів термостимульованої люмінесценції, яка спостерігається в широкозонних напівпровідникових матеріалах. На підставі аналізу пропонується методика встановлення глибин залягання енергетичних рівнів в забороненій зоні. Саме ці рівні обумовлюють оптичні та електричні властивості кристалофосфорів. Виходячи з цього робота має практичне значення.

Ключові слова: термостимульована люмінесценція, мілкі рівні, кристалофосфори, монокристали, заборонена зона, температура, домішки.

Постановка проблеми. Дослідження термолюмінесценції дає можливість одержати інформацію про мілкі рівні в забороненій зоні та закономірностях зміни їх у залежності від складу кристала ZnxCd1-xS .

Аналіз кривих термостимульованої люмінесценції (ТСЛ), термостимульованої провідності (ТСП) широко застосовується для визначення кінетичних параметрів кристалофосфорів. Визначаються лише такі параметри кристалів: як глибина рівня та частотний фактор. Обчислення ведуться за допомогою простих наближених формул.

Можна відзначити розходження як у визначенні глибин рівнів, так і інших параметрів у тому самому типі кристалів при використанні різних обчислювальних формул. Це може бути зв'язане як з дійсною відмінністю в спектрах різних кристалів, так і з різними умовами експерименту, вибором рекомбінаційної моделі і методу аналізу кривої.

Це відзначено в роботах [1, 2] на основі порівняння точності визначення параметрів захоплення за формулами, запропонованими цими авторами. Як правило ТСЛ і ТСП досліджується при

рівномірному нагріванні ($T = T_0 + \beta t$), де β - константа, що визначає темп нагрівання.

Однак рівномірне нагрівання не зовсім зручне для розрахунків, оскільки не дозволяє одержати інтеграли кінетичних рівнянь у замкнутій формі. Це приводить до використання наближень, або до підвищеної трудомісткості обробки експериментальних даних.

Більш зручним для теорії є "гіперболічний" взаємозв'язок між абсолютною температурою T та часом, який має вид

$$T = T_0 / (1 - \beta t) \quad (1)$$

де T_0 - початкова температура,

"Гіперболічний" закон нагріву використаний в [3], для чого контролюючий температуру варіак регулювався за спеціально підбраною програмою. У ряді робіт, розглянуті методи ТСЛ при гіперболічному нагріві [2]. Автори оцінюють достовірність методу. У більшості теоретичних робіт у розрахунках використовується нагрів у формі (1). Однак, не всі можливості методу ТСЛ при такому нагріванні з'ясовані.

Нами проведений аналіз методу ТСЛ при "гіперболічному" нагріванні на основі кінетичних рівнянь, використаних В. В. Антоновим-Романовским [1] при описі кривих термовисвітлення кристалофосфорів, у якому ймовірність повторного захоплення значно більше ймовірності рекомбінації й відсутній ефект насичення, а електрони в зоні провідності обумовлені, в основному, рівнями одного виду. Розглянемо окремо лінійний і квадратичний випадок.

1 Лінійний випадок

Вихідне диференціальне рівняння має вид

$$dn/dt = -(1 - \delta) n \omega_0 \exp \left[- (E / kT) \right] \quad (2)$$

де n - концентрація електронів на домішках даного виду;

δ - частка електронів, що повертаються назад;

ω_0 - частотний фактор чи ймовірність ізоенергетичного переходу;

E - глибина рівня домішки;

k - постійна Больцмана;

T - абсолютна температура;

t - час.

Рішенням (2) при нагріванні згідно (1) і початкових умовах при

$t = 0$; $T = T_0$ та $n = n_0$

$$\ln(n/n_0) = -\gamma [\exp(-E/kT) - \exp(-E/kT_0)] \quad (3)$$

відкіля випливає

$$n = N_0 \exp[-\gamma \exp(-E/kT)] \quad (4)$$

тут $\gamma = (1 - \delta) \omega(kT_0/\beta E)$, $N_0 = n_0 \exp[\gamma \exp(-E/kT_0)]$.

Якщо вихідна температура $T = 0$, то $N_0 = n_0$, тобто за умови насичення N_0 повинні відповідати концентрації пасток.

Інтенсивність світіння $I \sim -dn/dt$, тобто

$$I = \chi(1 - \delta) n \omega_0 \exp(-E/kT) \quad (5)$$

де χ - коефіцієнт, зв'язаний з ймовірністю випромінювальної рекомбінації.

Таким чином інтенсивність ТСЛ при "гіперболічному" нагріві в лінійному випадку описується співвідношенням

$$I = \chi N_0 \beta (E/kT_0) \gamma \exp(-E/kT) \exp(-\gamma \exp(-E/kT)). \quad (6)$$

Проаналізуємо зміну інтенсивності зі зростанням температури. Для цього позначимо $\alpha = \chi N_0 \beta (E/kT_0)$ та $x = \gamma \exp(-E/kT)$.

Тоді

$$I = \alpha x \exp(-x) \quad (7)$$

$$dI/dT = (dI/dx)(dx/dT) = -\alpha (E/k) (x/T^2) (1 - x) \exp(-x). \quad (8)$$

Ця функція перетворюється в нуль (крім $T = \infty$) лише при $x=1$.

Таким чином максимальне значення інтенсивності ТСЛ відповідає температурі, більш низькій,

$$T_m = E / k \ln \gamma \quad (9)$$

чим E / k ($\gamma \gg 1$) і залежить від умов експерименту (T_0 і β).

Дуже часто експеримент зручніше вести вимірюючи не температуру кристала, а час від початку експерименту. У цьому випадку співвідношення (4), (6) і (9) можуть бути представлені відповідно як:

$$n = n_0 \exp\left[\gamma \left(\exp(-E/kT_0)\right) \left[1 - \exp(E\beta t/kT_0)\right]\right], \quad (10)$$

$$I = A \exp(Et\beta/kT_0) \exp(-A/\alpha \exp(Et\beta/kT_0)), \quad (11)$$

де $A = \alpha \gamma \exp(-E/kT_0)$, і

$$t_m = 1/\beta (1 - (T_o/T_m)) = 1/\beta (1 - (T_o k \ln \gamma / E)). \quad (12)$$

Максимальна інтенсивність ТСЛ

$$I_m = \alpha e^{-1} = \frac{\chi N_0 \beta E}{ekT_o} \quad (13)$$

не залежить від частотного фактора і для даного кристалофосфору збільшується при збільшенні дози попереднього збудження (N_0), темпу нагрівання (β) і зменшення початкової температури (T_o).

Слід зазначити, що при температурі, що відповідає максимуму ТСЛ, концентрація електронів на рівнях зменшується в "е" разів у порівнянні з початковою.

Таким чином, для опису експериментальних кривих термовисвітлення можна користуватися вимірами у відносних одиницях:

$$I/I_m = e\gamma \exp(-E/kT) \exp(-\gamma \exp(-E/kT)). \quad (14)$$

Звідси

$$\ln \frac{I}{I_m} = \ln e\gamma - E/kT - \gamma \exp(-E/kT). \quad (15)$$

Розглянемо ділянку температур $T_o < T < T_m$ (тобто $t < t_m$). На цій ділянці $E/kT \gg 1$ і згідно (9)

$$0 < \gamma \exp(-E/kT) = \exp(-(E/k)(T_m - T/(TT_m))) = \exp(-(E\beta/kT_o)(t_m - t)) < 1.$$

Це дозволяє знехтувати в (15) останнім членом і, приймаючи до уваги (9), можна записати

$$\ln(I/I_m) = 1 + (E/kT_m) - E/kT \quad (16)$$

або

$$\ln(I/I_m) = 1 - (E\beta t_m/kT_o) + Et\beta/kT. \quad (17)$$

Тобто, в інтервалі змін $T_o < T < T_m$ ($t < t_m$) співвідношення (16) і (17) дозволяють визначити глибину залягання рівнів E за тангенсами кутів $\tan \theta_1$, чи $\tan \theta_2$ нахилів прямих $\ln(I/I_m) = f(1/T)$, або $\ln(I/I_m) = \phi(t)$ відповідно.

Визначення глибини залягання рівнів згідно (16) аналогічно відомому в літературі методу "початкового росту".

При температурах $T > T_m$ ($t > t_m$) останній член (15) швидко стає переважним і можна зневажити двома першими. Тоді

$$\ln \ln(I_m/I) = (E/kT_m) - E/kT, \quad (18)$$

$$\ln \ln(I_m/I) = (E\chi/kT_o)(t - t_m). \quad (19)$$

Отже спадаюча ділянка кривої ТСЛ при "гіперболічному" нагріві змінюється набагато крутіше наростаючій й описується в координатах $\ln \ln(I_m/I) = f(1/T)$ та $\ln \ln(I_m/I) = \phi(t)$ прямими, нахили яких також дозволяють визначити значення E .

Крім цього графічні зображення співвідношень (16), (17), (18) та (19) дозволяють при відомому T_m (t_m) визначити глибину E по відсіканню прямих на осях ординат (рис. 1).

Напівширина кривої висвітлення $\Delta T_{0.5} = T_2 - T_1$ чи ($\Delta t_{0.5} = t_2 - t_1$), де T_2 і T_1 - температури (t_1 і t_2 - часи), при який $I / I_m = 0.5$ на спадаючій і зростаючій ділянках кривої ТСЛ відповідно, може бути легко визначена, якщо представити (14), використовуючи попередні значення у вигляді

$$I/I_m = x \exp(1 - x). \quad (20)$$

Тоді, рішення рівняння

$$1/2 = x \exp(1 - x). \quad (21)$$

Можна одержати значення x_1 і x_2 на рівні половинної інтенсивності визначити $\Delta T_{0.5}$ і $\Delta t_{0.5}$. Рівняння (21) у загальному виді не розв'язується, але наближені значення коренів з великим ступенем точності можуть бути визначені графічно. Для цього перетворимо (21) до виду

$$x = 1 + \ln 2x \quad (22)$$

і позначимо $F(x) = x$, $\Phi(x) = 1 + \ln 2x$. Графіки $F(x)$ і $\Phi(x)$ представлені на рис. 2, а точки їх перетинання дають значення x_1 і x_2 . Вони (при обчисленні з точністю до третього знака) рівні $x_1 = 0.232$ і $x_2 = 2.6795$.

Суттєво, що значення x_1 і x_2 не залежать від параметрів досліджуваного кристалічного фосфора і від умов експерименту (T_o і β). У такому разі

$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{\gamma \exp(-E/kT_2)}{\gamma \exp(-E/kT_1)} = 11.5.$$

Звідкіля можна легко одержати вирази для $\Delta T_{0.5}$ і $\Delta t_{0.5}$ і співвідношення для визначення глибини залягання рівнів

$$E = 2.12 \cdot 10^{-4} \frac{T_1 T_2}{\Delta T_{0.5}} \text{ [eV]}. \quad (23)$$

$$E = 2.12 \cdot 10^{-4} \frac{T_0}{\beta} \frac{1}{\Delta t_{0.5}} \text{ [eV]}. \quad (24)$$

Якщо в досліджуваному кристалофосфорі є більш ніж один тип пасток близьких за глибиною, тоді, щоб приведені розрахунки були справедливими у всьому інтервалі зміни температури і в той же час досить розділеними, щоб одна з гілок (наростаюча або спадаюча) визначалася рівнями однієї глибини залягання E , для визначення можна скористатися значеннями T_m (t_m) і $T_1(t_1)$, або $T_2(t_2)$. Тоді, якщо наростаюча частина кривої ТСЛ описується (16) або (17),

$$E = 1.26 \cdot 10^{-4} \frac{T_m T_1}{T_m - T_1}, \quad (25)$$

$$E = 1.26 \cdot 10^{-4} \frac{T_0}{\beta} \frac{1}{t_m - t_1}. \quad (26)$$

$$\text{Для спадаючої частини } E = 0.86 \cdot 10^{-4} \frac{T_m T_2}{T_2 - T_m}, \quad (27)$$

$$E = 0.86 \cdot 10^{-4} \frac{T_0}{\beta} \frac{1}{t_2 - t_m}. \quad (28)$$

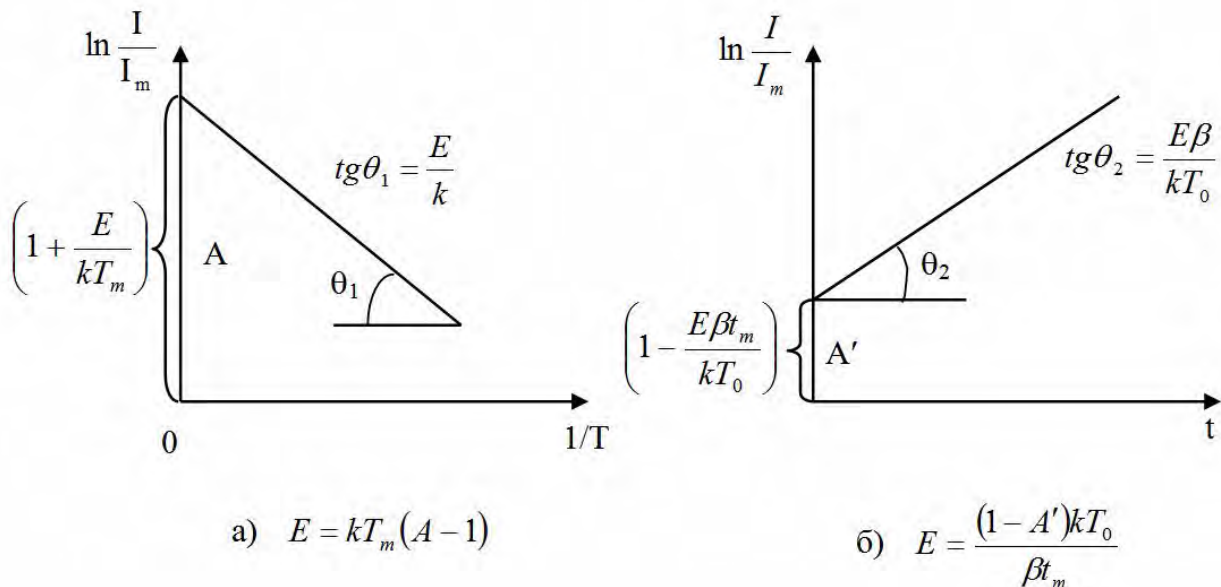


Рисунок 1 - A й A' - відсікання на осях ординат для випадку а) і б)

Таким чином, у лінійному випадку використання "гіперболічного" нагріву можливо декількома способами (16) - (19), за нахилом і по відсіканню, а також по співвідношенням (23) - (28))

визначити глибину залягання рівнів E та вибрати найбільш достовірне значення.

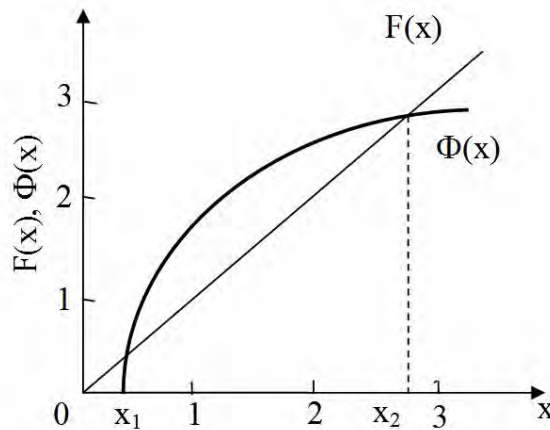


Рисунок 2 - Графічне рішення рівняння (21)

Визначивши глибину залягання рівнів E і знаючи температуру (час), при якій досягається максимум інтенсивності T_m (t_m), згідно (9) або (12) легко визначити величину γ . Тоді відповідно до прийнятого для γ позначення

$$(1 - \delta)\omega_0 = (E\beta/kT_o)\exp(E/kT_m) \quad (29)$$

або

$$(1 - \delta)\omega_0 = (E\beta/kT_o)\exp(-E\beta t_m/kT_o)\exp(E/kT_o). \quad (30)$$

Через малість коефіцієнта δ , який означає частку електронів, що повертаються на свої рівні, можна вважати $(1 - \delta) \approx 1$ і згідно (29) і (30) досить точно визначити частотний фактор ω_0 .

2 Квадратичний випадок

Вихідне рівняння [1] на останній стадії має вид:

$$dn/dt = -\eta\omega_0(n^2/n_o)\exp(-E/kT), \quad (31)$$

де η визначає відношення ймовірностей рекомбінації до повторного захоплення. Рішення (31) з урахуванням (1) дає для температурної залежності

$$n = \frac{n_o}{1 + \mu(\exp(-E/kT) - \exp(-E/kT_o))}, \quad (32)$$

де позначено $\mu = 2\omega_0 T_o k / E\beta$.

У випадку залежності від часу

$$n = \frac{n_0}{1 + \mu'(\exp(at) - 1)}, \quad (33)$$

де $a = E\beta / kT_0$, $\mu' = \mu \exp(-a / \beta)$.

Тоді для інтенсивності ТСЛ впливає

$$I = \frac{q\eta\omega_0 n_0 \exp(-E/kT)}{(1 - \mu' + \mu \exp(-E/kT))^2} = \frac{qn_0 a \mu' \exp(at)}{(1 - \mu' + \mu \exp(at))^2}. \quad (34)$$

Цей вираз може бути приведений до виду

$$I = \frac{\zeta}{4\xi\mu} \frac{4\xi\mu}{(1+x)^2}, \quad (35)$$

$$x = \mu \exp(-E/kT) = \mu' \exp at; \quad \xi = 1 - \mu'; \quad \zeta = qn_0\eta\omega_0.$$

де позначено

Дослідження (34) та (35) на екстремум дає положення максимуму інтенсивності ТСЛ при

$$T_m = \frac{E}{k} \frac{1}{\ln \frac{\mu}{1-\mu'}}; \quad x_m = \xi; \quad t_m = \frac{\ln \frac{1-\mu'}{\mu'}}{a}, \quad (36)$$

і максимальне значення інтенсивності

$$I_m = \frac{\zeta}{4\mu\xi} = \frac{qn_0}{4kT_0} \frac{E\beta}{(1-\mu')}. \quad (37)$$

Таким чином, у квадратичному випадку також як і в лінійному, інтенсивність у максимумі тим вище, чим більше рівень попереднього збудження (n_0) і темп нагрівання (β) і чим нижче початкова температура (T_0). Однак, на відміну від лінійного випадку, тут виявляється залежність і від частотного фактору (ω_0), і відношення ймовірностей рекомбінації і повторного захоплення (η). Чим більше ω_0 і η тим вище I_m . Залежність ця дуже слабка. У цьому можна переконатися, скориставшись конкретними значеннями E і $\eta\omega_0$.

Для ZnS : Cu [4] $E =$ від 0.42 до 0.44 еВ, $\eta\omega_0 = 10^{-4}$ сек. Тоді при 80 К і порівняно повільному темпі нагрівання $\beta = 10^{-2}$ град/хв величина $\mu' = 10^{-21}$. Тобто, з досить великим ступенем точності можна вважати $\xi = 1 - \mu' \approx 1$ і спростити вираз для x_m , T_m та t_m

$$x_m = I; \quad T_m = \frac{E}{k \ln \mu}; \quad t_m = -\frac{\ln \mu'}{a}. \quad (38)$$

Відносна інтенсивність I/I_m у відповідності з (35) та (37)

$$I/I_m = \frac{4 \frac{x}{\xi}}{\left(1 + \frac{x}{\xi}\right)^2}. \quad (38,a)$$

Нижче максимуму ($T < T_m$, $t < t_m$) величина $x / \xi \ll 1$, тоді

$$\frac{I}{I_m} \approx 4 \frac{\mu}{\xi} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) = 4 \frac{\mu'}{\xi} \exp\left(\frac{E\beta t}{kT_0}\right)$$

$$\ln \frac{I}{I_m} = \ln 4 \frac{\mu}{\xi} - \frac{E}{kT},$$

отже: (39)

$$\ln \frac{I}{I_m} = \ln 4 \frac{\mu'}{\xi} + \frac{E\beta t}{kT_0}. \quad (40)$$

У квадратичному випадку, також як і в лінійному, залежності $\ln(I/I_m) = f(I/T)$ і $\ln(I/I_m) = \varphi(t)$ при температурах (та часах) нижче T_m (t_m) (15), (16), (17), (39) та (40) представляють собою прямі лінії, нахили яких дозволяють визначити глибину залягання рівнів E (метод "початкового наростання").

Вище максимуму ($T > T_m$, $t > t_m$) величина $x / \xi \gg 1$ і одиницею в знаменнику (38) можна зневажити, тоді

$$\ln(I/I_m) = \ln(4\xi/\mu) + E/kT, \quad (41)$$

$$\ln(I/I_m) = \ln(4\xi/\mu') - E\beta t/kT_0. \quad (42)$$

Таким чином при $T > T_m$ ($t > t_m$) залежності $\ln(I/I_m) = f(I/T)$ та $\ln(I/I_m) = \varphi(t)$ також представляються прямими з нахилами рівними за величиною та протилежними за знаком нахилам наростаючої частини кривої ТСЛ. Спадаюча гілка кривої ТСЛ у квадратичному випадку суттєво відмінна від лінійного випадку (18) і (19), але теж дозволяє визначити величину E .

У квадратичному випадку також, як і в лінійному, можна скористатися відсіканнями продовжень прямолінійних частин $\ln(I/I_m) = f(I/T)$ і $\ln(I/I_m) = \varphi(t)$ на осі ординат. Так, якщо позначити

в (39) і (40) перші доданки β_1 , а в (41) і (42) - β_2 , то різниця $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = 2\ln(\mu / \xi)$ для (39) і (41) і $\Delta\beta' = 2\ln(\mu' / \xi)$ для (40) і (42). А оскільки згідно (34) $\mu/\xi = \exp(E/kT_m)$ і $\mu'/\xi = \exp(-at)$

$$E = \frac{kT_m}{2} \Delta\beta \quad \text{і} \quad E = -\frac{kT_0}{2\beta t_m} \Delta\beta'. \quad (43)$$

Напівширину кривої ТСЛ у квадратичному випадку визначимо, прирівнявши в (38) $I/I_m = 0.5$, що приводить до квадратичного рівняння

$$x^2 - 6x\xi + \xi^2 = 0. \quad (44)$$

Корені цього рівняння

$$\begin{aligned} x_1 &= (3 - 2\sqrt{2})\xi; \\ x_2 &= (3 + 2\sqrt{2})\xi, \end{aligned} \quad (45)$$

позитивні, значення їх на відміну від лінійного випадку залежать (хоч і слабо) від параметрів кристалофосфору, початкової температури і темпу нагрівання, а відношення (x_2 / x_1) є константа.

$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{\exp(-E/kT_2)}{\exp(-E/kT_1)} = \frac{\exp(E\beta t_2/kT_0)}{\exp(E\beta t_1/kT_0)} = \frac{3 + 2\sqrt{2}}{3 - 2\sqrt{2}} = (3 + 2\sqrt{2})^2 = 34.$$

Звідкіля випливає

$$E = 3.06 \cdot 10^{-4} \frac{T_1 T_2}{\Delta T_{0.5}}, \quad (46)$$

$$E = 3.06 \cdot 10^{-4} \frac{T_0}{\beta \Delta t_{0.5}}. \quad (47)$$

Вирази (46) і (47) подібні виразам (23) і (24) для лінійного випадку і відрізняються лише коефіцієнтами.

Розрахунок для наростаючої ($T_1 < T_m$) і спадаючої ($T_2 > T_m$) ділянок кривої ТСЛ приводить до формули

$$E = 1.53 \cdot 10^{-4} \frac{T_{0.5} T_m}{\Delta T_{0.5}}. \quad (48)$$

Оцінимо, як близько від положення максимуму залишаються справедливими співвідношення (16) - (19) і (39) - (42), вважаючи, що в граничному випадку $x_{\text{гран}} = 0.1 \text{ хм}$. Це дає для

$$\Delta T_{\text{гран}} = |T_m - T_{\text{гран}}| = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{E} T_m^2 \quad (49)$$

що відповідає приблизно (трохи вище) напіввисоті кривої ТСЛ.

3 Термостимульована люмінесценція у кристалах $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$

Нами проведені експерименти по визначенню глибин залягання електронних рівнів захоплення у твердих розчинах $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$.

Зразки для дослідження поміщалися до утримувача, конструкція якого дозволяла нагрівати кристал рівномірно з усіх боків.

Кристал збуджувався ультрафіолетовим світлом $\lambda = 365$ нм ртутної лампи НВО-500 при температурі 80 К від 20 до 30 хв. Після припинення збудження витримувалася ізотермічна пауза на 30 хв. перед початком нагріву для висвітлення з самих мілких пасток у монокристалах, під час якої реєструвалося загасання ТСЛ з часом.

Установлено, що протягом ~ 10 с після припинення збудження загасання змінюється за гіперболічним законом, тому при обчисленні глибини рівнів перевага віддавалася формулам, що описують квадратичний випадок рекомбінації.

Дослідження проведені на монокристалах як при "гіперболічному", так і при лінійному нагріві. При "гіперболічному" нагріві для обчислення глибини рівнів використовувалися формули (46, 47 та 48).

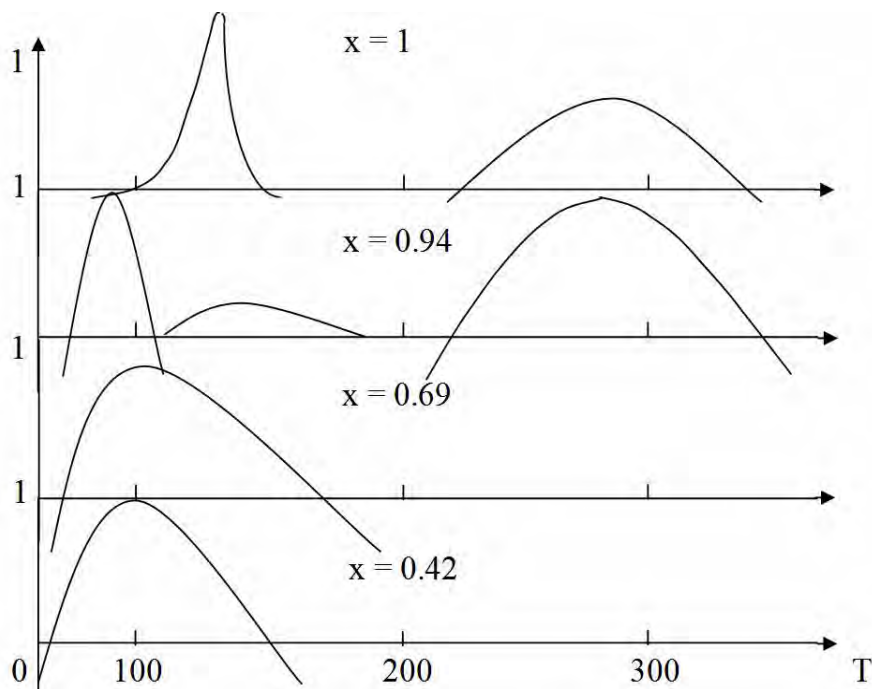


Рисунок 3 - Криві ТСЛ монокристалів $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$

При використанні постійної швидкості нагрівання обробка результатів проводилася за загальним методом В.В. Антонова - Романовського [2].

Слід зазначити, що для кривих ТСЛ, що могли бути оброблені всіма трьома методами, розкид результатів обчислень E не перевищував 20 %.

Типовий вид кривих ТСЛ, отриманих при "гіперболічному" нагріві, представлений на рис. 3.

Як видно з рис. 3, криві ТСЛ не завжди елементарні. При великих концентраціях сульфиду цинку, як правило, спостерігається два виражених максимуми для кривої ТСЛ у районі 100 К - 150 К та ~ 300 К. При $x \leq 0.7$ високотемпературний максимум відсутній.

Усереднені результати обчислень глибин залягання рівнів у твердих розчинах з різними співвідношеннями компонентів представлені на рис. 4. Як видно з рис. 4 у всіх складах є група мілких рівнів із глибиною залягання $E_1 = 0.12 \pm 0.02$ еВ.

Збільшення концентрації сульфиду кадмію у твердих розчинах приводить до зменшення інтенсивності ТСЛ у низькотемпературному максимумі, а при $x \leq 0.3$ зареєструвати ТСЛ не вдається.

У низькотемпературній області встановлено наявність максимумів у районі 100 К. Глибини рівнів, обчислені згідно цих максимумів, не залежать від складу при $x < 0.6$. Отримані результати показують, що максимуми кривих термостимульованої провідності поблизу 100 К викликані остаточною спустошенням слабо заповнених при 78 К мілких рівнів.

Існування рівнів однакової глибини у всіх досліджених нами сполуках монокристалів свідчить, ймовірно, що вони є результатом аніонного дефекту (вакансія сірки), до поля якого притягається електрон.

Наявність рівнів із глибиною $E = 0.16$ еВ було виявлено в монокристалах сульфиду цинку і в роботі [4].

Високотемпературні рівні в складах близьких до сірчистого цинку мають глибину $E \approx 0.45$ еВ. Такої ж глибини рівнів спостерігалися в сульфіді цинку, що містить як активатор мідь [4] і вони зв'язуються звичайно з міддю.

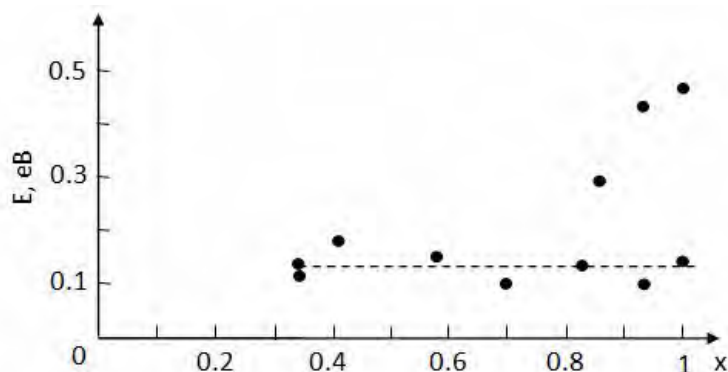


Рисунок 4 - Залежність глибини залягання домішок від складу кристалів $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$

ЛІТЕРАТУРА

1. Антонов-Романовский В.В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров / В.В. Антонов-Романовский. - М.: Наука, 1966. - 324 с.
2. Антонов-Романовский В.В. Общий метод исследования кривых термо-высвечивания и термообесцвечивания возбужденных фосфоров / В.В. Антонов-Романовский // Оптика и спектр. - М. –Л.: 1963. – Т. 72, 213 с.
3. Kelly P. Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena / P. Kelly, P. Braunlich // Phys. Rev. B. – 1970. – V. 1, P. 1587 – 1592.
4. Blount G.H. Effects of Annealing on the Photoelectronic Properties of ZnS Crystals / G.H. Blount, A.C. Sanderson, R.H. Bube // Appl. Phys. – 1967. – V. – 38, № 11. – P. 4409-4416.