

## РЕОРІЄНТАЦІЯ ТА ТЕРМОДИСОЦІАЦІЯ ДОМІШКОВО–ВАКАНСІЙНИХ КОМПЛЕКСІВ У КРИСТАЛАХ $\text{SrCl}_2\text{--}M\text{e}^+$

З. П. Чорній

Український державний лісотехнічний університет, кафедра фізики,  
вул. ген. Чупринки, 103, Львів, 79057, Україна

(Отримано 28 квітня 1999 р.; в остаточному вигляді — 16 листопада 1999 р.)

Досліджено реорієнтацію та термознебарвлення  $M_A^+$ -центрів у кристалах  $\text{SrCl}_2\text{--}M\text{e}^+$ . Температура та енергія реорієнтації  $M_A^+$ -центра залежать від розмірів лужного йона (130 К і 0.29 еВ в  $\text{SrCl}_2\text{--Li}^+$ , 145 К і 0.34 еВ в  $\text{SrCl}_2\text{--Na}^+$ , 125 К і 0.28 еВ в  $\text{SrCl}_2\text{--K}^+$ , 117 К і 0.25 еВ в  $\text{SrCl}_2\text{--Rb}^+$ , 110 К і 0.23 еВ в  $\text{SrCl}_2\text{--Cs}^+$ ), що зумовлено локальними збуреннями ґратки в околі домішки. Термознебарвлення  $M_A^+$ -смуг поглинання в кристалах  $\text{SrCl}_2$ , легованих йонами  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Cs}^+$ , відбувається в результаті рекомбінації мобільних дірок на  $M_A^+$ -центрах, а в кристалах, легованих йонами  $\text{Li}^+$  і  $\text{Na}^+$ , унаслідок відщеплення  $F$ -центра від домішково-вакансійного диполя.

**Ключові слова:** домішково-вакансійні диполі, центри забарвлення

PACS number(s): 78.40.-q, 61.80.Az

### I. ВСТУП

У лужно-галоїдних кристалах (ЛГК), які є модельними об'єктами для радіаційної фізики, енергія термічної активації для найглибших електронних і діркових пасток сумірна з енергією активації міграції вільної аніонної вакансії ( $\approx 1$  еВ) [1–3]. У зв'язку з цим, у ЛГК існує єдиний спосіб релаксації радіаційно забарвлених кристалів — електронно-діркова рекомбінація, яка відновлює локальний характер компенсації електричного заряду. Йонний механізм релаксації забарвлених кристалів не відіграє в ЛГК помітної ролі й у жодному з літературних оглядів і монографій з радіаційної фізики не розглядається [3–7].

Протилежна ситуація реалізується в кристалах галогенідів дво валентних металів (ГДМ). При сумірній із ЛГК ширині забороненої зони, а, отже, і глибині електронно-діркових пасток, енергія активації йонних процесів у кристалах ГДМ, значно нижча. Наприклад, у кристалах із структурою флюориту енергія активації руху вільної вакансії складає 0.35–0.70 еВ [8–11], що значно менше, ніж у ЛГК [3]. Як наслідок цього, у кристалах ГДМ електронно-дірковій релаксації передують йонна релаксація, яка відбувається за рахунок локалізації аніонної вакансії на електронному центрі забарвлення. На відміну від електронно-діркової релаксації, йонна релаксація не супроводжується знебарвленням кристала, вона лише змінює структуру центрів: відбувається перетворення одновакансійних ( $M\text{e}^+V_a^0$  і  $M\text{e}^0V_a^+$ ) у двовакансійні ( $M\text{e}^+V_a^0V_a^+$  і  $M\text{e}^0\cdot 2V_a^+$ ) центри забарвлення [12–18]. Упродовж тривалого часу двовакансійним електронним центрам забарвлення в кристалах приписували структуру  $M_A$ -центра ( $M\text{e}^+\cdot(V_a^0)_2$ -центра) [2, 19, 20]. Лише на початку 90-х років доведено, що агрегатний електронний центр у флюоритах має  $M_A^+$ -структуру ( $M\text{e}^+V_a^0V_a^+$ -центр) [12, 13, 21, 22]. Кристали, які містять  $M_A^+$ -центри, є перспективними матеріалами для квантової електроніки [19].

$M_A^+$ -центр можна розглядати як  $V_a^0V_a^+$ -центр,

який знаходиться в електростатичному полі, створеному домішковим іоном  $M\text{e}^+$ . Тому поведінка цього центра повинна бути значною мірою подібна до домішково-вакансійного диполя (ДВД). У нашій роботі вперше на йонних кристалах досліджено процеси реорієнтації та термодисоціації  $M_A^+$ -центрів залежно від величини радіуса домішкового йона. Отримані параметри зіставлені з параметрами реорієнтації та термодисоціації.

### II. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

У цій праці наведено результати досліджень кристалів  $\text{SrCl}_2$  (структура флюориту), вирощених методом Стокбарґера й легованих рядом лужних металів  $M\text{e}^+$  ( $M\text{e}^+=\text{Li}^+, \text{Na}^+, \text{K}^+, \text{Rb}^+, \text{Cs}^+$ ). Концентрація легуючої домішки становила 0.04–0.5 мол % в шихті розплаву. Дійсний уміст домішки визначався методом струмів термостимульованої деполаризації (ТСД).

Для дослідження процесів локальної і просторової міграції вакансій вибрано метод ТСД, який дозволяє вивчати йонні процеси при низьких температурах ( $T < 200$  К), за яких центри забарвлення стабільні. Конструкція вимірної комірки кріостата й вимірна апаратура описані в працях [23, 24]. У кристалах  $\text{SrCl}_2\text{--}M\text{e}^+$  максимальна концентрація  $M_A^+$ -центрів на порядок нижча за концентрацію ДВД, тому замість методу ТСД, ротацію  $M_A^+$ -центрів досліджували методом відпалу фотоіндукованого дихроїзму, а їх термодисоціацію — методом термознебарвлення  $M_A^+$ -поглинання.

Кристали забарвлювали рентгенівськими променями. Рентгенівська трубка з вольфрамовим антикатодом працювала в режимі  $U=55$  кВ,  $i=12$  мА. Залежно від концентрації легуючої домішки й температури, час насичення забарвлення кристала складав 0.5–1.0 год.

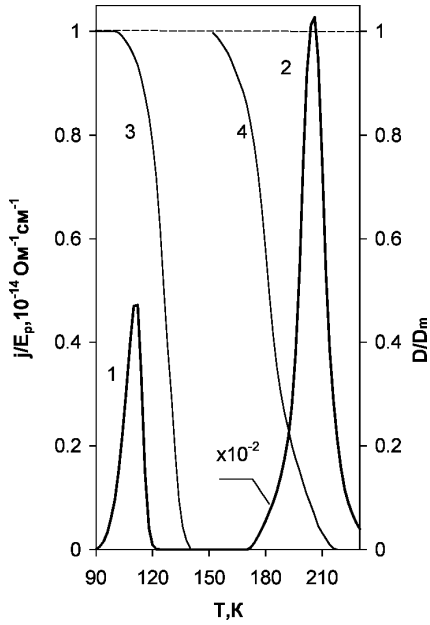


Рис. 1. Струми дипольної реорієнтації (1) та термодисоціації (2) домішково-вакансійних диполів у кристалах  $\text{SrCl}_2\text{-K}^+$ ; криві відпаду дихроїзму  $M_A^+$ -центрів (3) та термознебарвлення  $M_A^+$ -центрів (4).

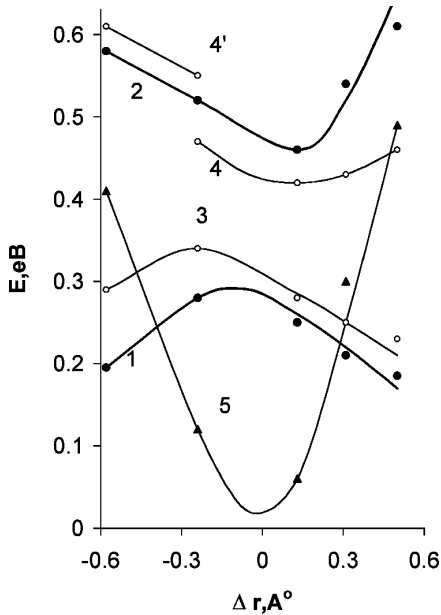


Рис. 2. Залежність енергій реорієнтації ДВД (1), термодисоціації ДВД (2), реорієнтації  $M_A^+$ -центрів (3), термознебарвлення  $M_A^+$ -центрів (4) та енергії локальних механічних збурень в околі ДВД від розмірів домішкових йонів.

### III. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

#### A. Домішково-вакансійні диполі (ДВД)

Типова термограма струмів ТСД кристалів  $\text{SrCl}_2\text{-Me}^+$  складається з двох максимумів (рис. 1).

Низькотемпературний максимум (крива 1) перебігає за кінетикою першого порядку і зумовлений реорієнтацією ДВД. Термодисоціація ДВД зумовлює виникнення високотемпературного максимуму ТСД (крива 2), який перебігає за кінетикою другого порядку і має інтенсивність на два-три порядки вищу порівняно з низькотемпературним максимумом [23, 25]. Температурне положення максимумів ТСД та їхня енергія активації залежать від розмірів домішкового йона. Чим більша різниця у величині радіусів домішкового йона й катіона основи  $\Delta r$ , тим менша енергія реорієнтації ДВД (рис. 2, крива 1). Залежність величини енергії термодисоціації ДВД від  $\Delta r$  має опозиційний характер (крива 2). Кількісні параметри, що характеризують процеси реорієнтації та термодисоціації ДВД, наведені в таблиці 1, а модель ДВД зображена на рис. 3а.

Кристал	$T_r$	$E_r$	$T_d$	$E_d$	$E_0$	$E_k$	$E_l$
$\text{SrCl}_2\text{-Li}^+$	83	0.195	245	0.58	0.30	0.36	0.41
$\text{SrCl}_2\text{-Na}^+$	122	0.28	230	0.52	0.30	0.36	0.10
$\text{SrCl}_2\text{-K}^+$	112	0.25	210	0.46	0.30	0.36	0.06
$\text{SrCl}_2\text{-Rb}^+$	92	0.21	238	0.54	0.30	0.36	0.10
$\text{SrCl}_2\text{-Cs}^+$	80	0.185	242	0.61	0.30	0.36	0.49

Таблиця 1. Енергетичні параметри ДВД в кристалах  $\text{SrCl}_2\text{-Me}^+$ .  $T_r$ ,  $E_r$  і  $T_d$ ,  $E_d$  — відповідно температури та енергії реорієнтації та термодисоціації;  $E_0$  — енергія міграції вільної аніонної вакансії;  $E_k$ ,  $E_l$  — енергії кулонівської та деформаційної взаємодії.

#### B. Структура центрів забарвлення

При низькотемпературному ( $T < 120$  К) опроміненні кристалів  $\text{SrCl}_2\text{-Me}^+$  йонізуючою радіацією відбувається локалізація вільних носіїв заряду на ДВД, що супроводжується зменшенням концентрації диполів на стадії насичення забарвлення кристала на 10–20% й утворенням  $F_A^-$ ,  $V_K^-$  і  $V_{KD}$ -центрів [17, 18, 25–27]. У кристалах  $\text{SrCl}_2\text{-Na}^+$  спектр поглинання  $F_A^-$ -центрів представлений дублетною смугою з максимумами при 580 і 640 нм, поглинання  $V_{KD}$ -центрів характеризується смугою 380 нм, зумовленою  $\Sigma \rightarrow \Sigma$  переходами в  $\text{Cl}_2^-$ -центрі (рис. 4, крива 1). Якщо кристали опромінювати в інтервалі 140–200 К, то виникають  $V_{KA}$ - і  $M_A^+$ -центри [27–30]. Для  $M_A^+$ -центрів характерна триплетна смуга поглинання з максимумами при 440, 535 і 770 нм.  $V_{KA}$ -центри зумовлюють смугу поглинання в області 365–370 нм (крива 2). Кристали, опромінені при температурах  $T > 200$  К, містять  $F^-$  і  $\text{Cl}_3^-$ -центри [28]. Відповідні смуги поглинання розташовані в області 580

і 270 нм (крива 3). Інтерпретацію природи смуг наведеного поглинання та величини сил осциляторів для електронних центрів забарвлення подано в працях [25–30], а моделі самих центрів забарвлення зображено на рис. 3.

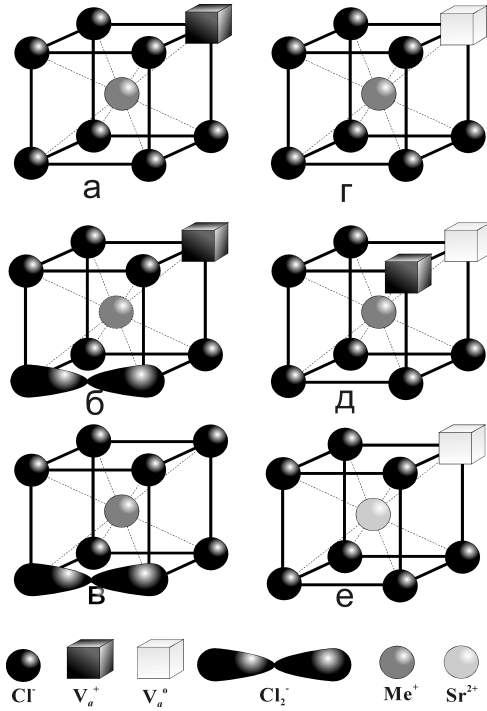


Рис. 3. Моделі центрів забарвлення в кристалах  $\text{SrCl}_2\text{-Me}^+$ : а — ДВД; б —  $V_{\text{KD}}$ ; в —  $V_{\text{KA-}}$ ; г —  $F_{\text{A}}$ ; д —  $M_{\text{A}}^+$ ; е —  $F$ .

### С. Фотоіндукований дихроїзм в $M_{\text{A}}^+$ -смугах поглинання

З урахуванням моделі  $M_{\text{A}}^+$ -центра (рис. 3д) довгохвильова смуга поглинання  $\lambda = 770$  нм (рис. 4, крива 2) зумовлена  $\sigma$ -переходами (електричний диполь коливається вздовж  $[100]$  кристалографічних напрямків), а короткохвильові смуги 440 і 535 нм —  $\pi$ -переходами в  $M_{\text{A}}^+$ -центрі (електричний диполь коливається вздовж  $[110]$  і  $[121]$ -напрямків, відповідно) [22]. Оптичне підсвічування в довгохвильовій смузі не активне. Фотойонізація й фотоіндукований дихроїзм наводяться лише в короткохвильових  $M_{\text{A}}^+$ -смугах. Виходячи з орієнтації електричних диполів, дихроїзм у короткохвильових  $M_{\text{A}}^+$ -смугах наводиться плоскополяризованим світлом як при  $\mathbf{E} \parallel [100]$ , так і при  $\mathbf{E} \parallel [110]$ -кристалографічному напрямку (площина пластинки  $(100)$ , напрям поширення світла  $[010]$ ), у довгохвильовій  $M_{\text{A}}^+$ -смузі — лише при  $\mathbf{E} \parallel [100]$  (рис. 5).

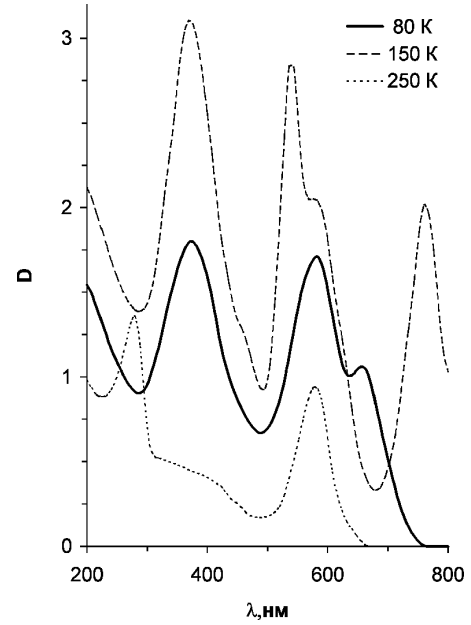


Рис. 4. Спектр наведеного поглинання кристала  $\text{SrCl}_2\text{-Na}^+$ , опроміненого при 80 К, 150 К і 250 К.

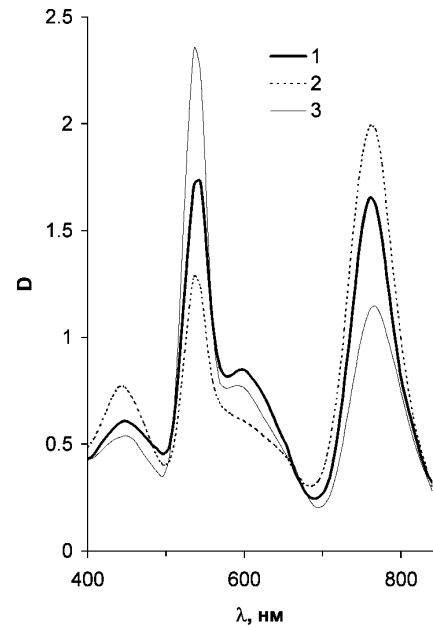


Рис. 5. Спектр поглинання  $M_{\text{A}}^+$ -центрів у кристалах  $\text{SrCl}_2\text{-Eu}^{2+}\text{-K}^+$  після опромінення при 150 К (крива 1) з наступним підсвіченням світлом  $\mathbf{E} \parallel [100]$  в смузі  $\lambda=535$  нм (вимірювання проводили при  $\mathbf{E} \parallel [100]$  (крива 2) і  $\mathbf{E} \parallel [001]$  (крива 3)).

### Д. Термознебарвлення $M_{\text{A}}^+$ -центрів

Оптично індукований дихроїзм зберігається лише при низьких температурах. Під час нагрівання забарвлених зразків фотоіндукований дихроїзм зникає

(рис. 1, крива 3). Відпал дихроїзму відбувається за мономолекулярною кінетикою [22]. Температурне положення максимуму та енергія активації відпалу дихроїзму (реорієнтації  $M_A^+$ -центрів) залежить від розмірів домішкового йона (рис. 2, крива 3; табл. 2). Як і у випадку реорієнтації ДВД, температура й енергія реорієнтації  $M_A^+$ -центрів зменшується при зростанні різниці у величині радіуса домішкового йона й катіона основи (рис. 2, криві 1 і 3).

Кристал	$T_r$	$E_r$	$T_0$	$E_0$
$SrCl_2-Li^+$	130	0.29	250	0.61
$SrCl_2-Na^+$	145	0.34	237	0.55
			189	0.47
$SrCl_2-K^+$	125	0.28	180	0.42
$SrCl_2-Rb^+$	117	0.25	186	0.43
$SrCl_2-Cs^+$	110	0.23	195	0.46

Таблиця 2. Енергетичні параметри  $M_A^+$ -центрів у кристалах  $SrCl_2-Me^+$ .  $T_r$ ,  $E_r$  і  $T_0$ ,  $E_0$  — відповідно температури та енергії реорієнтації та термознебарвлення  $M_A^+$ -центра.

#### IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

У кристалах ГДМ йонний перенос зумовлений міграцією аніонних вакансій [2, 9–11]. Сама міграція може мати як локальний характер (ротаційний рух вакансії в околі домішкового йона), так і просторовий, коли аніонна вакансія відходить від домішкового йона (термодисоціація диполів). Енергію просторової міграції вакансії  $E_d$  визначаємо рівнянням [1]:

$$E_d = E_0 + \frac{1}{2}E_{зв.}, \quad (1)$$

де  $E_0$  і  $E_{зв.}$  — енергія міграції вільної аніонної вакансії та енергія кулонівської взаємодії між вакансією та домішковим йоном відповідно.

У кристалах  $SrCl_2$  енергія міграції вільної аніонної вакансії  $E_0 = 0.34\text{--}0.36\text{ еВ}$  [31–32], що значно вище у порівнянні з енергією міграції вакансії в околі домішкового йона (реорієнтацією ДВД, табл. 1). Причина, чому  $E_r < E_0$ , викликана механічними напруженнями  $\sigma$ , які виникають в околі домішкового йона і змінюють його енергетичні параметри:

$$\sigma \sim \frac{G}{r^2}, \quad (2)$$

де  $G$  — зміна об'єму при заміщенні йона основи домішковим йоном. У перших літературних оглядах з ЛГК, легованих двовалентними металами, вважалося, що значення  $\Delta E = E_0 - E_r$  пропорційне до величини  $\Delta r$  — різниці розмірів йонних радіусів [33]. У праці [34] встановлено, що ця залежність сублінійна. Відхилення від лінійності зростають із збільшенням  $\Delta r$  (рис. 2, крива 1), коли необхідно врахувати вищі члени розкладу деформації об'єму:

$$G \sim \left(1 + \frac{\Delta r}{r} + \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2\right) \cdot \Delta r \quad (3)$$

У праці [35], присвяченій дослідженню реорієнтації ДВД, розглянуто лише збурення, які вносять у ґратку кристала домішковий йон, без урахування деформації ґратки самою вакансією. Між тим, попарне розташування двох точкових дефектів (домішкового йона й вакансії) може як посилити величину механічних напружень в околі дефекта, так і послабити їх (часткова компенсація механічних напружень). В останньому випадку попарне розташування дефектів є енергетично вигідним і понижуює енергію кристалічної ґратки. Перехід від парного до просторово-розділеного розташування дефектів вимагає певної енергії активації. Тому в рівнянні (1), крім енергії кулонівської взаємодії, потрібно враховувати зміну енергії механічних напружень  $E_l$  в околі дефектів при їх термодисоціації:

$$E_d = E_r + \frac{1}{2} \cdot (E_k + E_{зв.}) \quad (4)$$

Енергія кулонівської взаємодії  $E_k$  дорівнює подвоєному значенню різниці максимального значення енергії реорієнтації та мінімального значення енергії термодисоціації ДВД (рис. 2) і складає 0.36 еВ. Величина  $E_l$  залежить від розмірів домішкового йона (табл. 1; рис. 2, крива 5). Коли розміри домішкового йона значно відрізняються від катіона основи, величина енергії локальних механічних збурень сумірна з енергією кулонівської взаємодії.

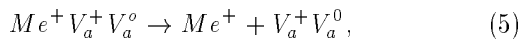
Як зазначалось, основними електронними центрами в легованих кристалах флюоритів є  $M_A^+$ -центри, що мають структуру  $V_a^+ V_a^0$ -комплексу ( $M^+$ -центра), розташованого в околі домішкового йона (рис. 3д). Зі сторони домішкового йона  $M^+$ -центр відчуває як кулонівську дію, так і вплив механічних напружень, тому енергію термодисоціації  $M_A^+$ -центра описуємо тим же рівнянням, що й для ДВД (рівняння 4). Дослідження показали (таблиця 2), що, подібно до ДВД, енергія реорієнтації  $M_A^+$ -центра зменшується із збільшенням  $\Delta r$  (рис. 2, крива 3). Однак значення енергії реорієнтації  $M_A^+$ -центра більші від ДВД на величину 0.10–0.12 еВ (табл.1). Причина цього явища очевидна: реорієнтація ДВД відбувається шляхом перескоків аніонної вакансії вздовж

[100] напрямків, тоді як реорієнтація  $M_A^+$ -центра відбувається за рахунок пересkokів аніонної вакансії в [110]-напрямах. Останній процес, як показують теоретичні дослідження, вимагає більшої енергії активації [35].

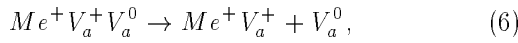
Термодисоціація  $M_A^+$ -центрів вивчалась методом термознебарвлення, який не дає жодної інформації про механізм термодисоціації.

Термічне знебарвлення  $M_A^+$ -смуг може відбуватися внаслідок таких процесів:

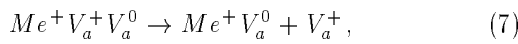
— термодисоціації без зміни конфігурації центра забарвлення:



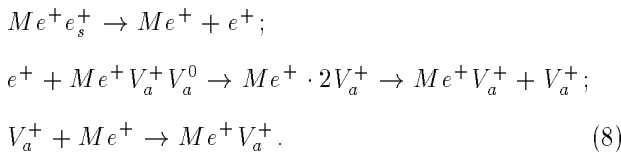
— шляхом “відщеплення”  $F$ -центра ( $V_a^0$ -центра):



— за рахунок відходу аніонної вакансії:



— шляхом діркової рекомбінації:

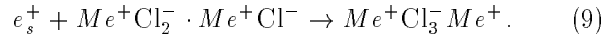


Вимірювання спектрів наведеного поглинання в інтервалі 180–220 К (область знебарвлення  $M_A^+$ -центрів) вказують на відсутність у кристалі смуг поглинання як  $M^+$ , так і  $F_A$ -центрів, а отже, реакції (5) і (7) можна не розглядати. Натомість, термознебарвлення  $M_A^+$ -центрів супроводжується появою в кристалі  $F^-$  і  $(Cl_3^-)_{2A}$ -центрів (смуги при 580 і 270 нм; рис. 4, крива 3), що свідчить про протікання в кристалі як реакцій (6), так і реакцій (8).

Реакція (8) відображає процес термодисоціації  $V_{KA}$ -центра (відхід дірки від йона лужного металу). Оскільки  $V_{KA}$ -центри виникають у результаті кулонівської взаємодії між домішковими йонами й  $V_K$ -центрами, то їх термодисоціація відбувається аналогічно до ДВД (реакція 1). Однак енергія активації міграції  $V_K$ -центра в кристалі  $SrCl_2$  менша за енергію міграції вільної аніонної вакансії (0.25 eВ [2, 28] і 0.34–0.36 eВ [31, 32], відповідно), то процес термодисоціації  $V_{KA}$ -центрів, а відповідно, і термознебарвлення  $M_A^+$ -центрів, протікає при більш низьких температурах, ніж ДВД (табл. 1). Так само, нижчі й енергії термодисоціації (рис. 2, криві 3 і 4).

Щодо  $V_a^0$ -механізму розпаду  $M_A^+$ -центрів (6), то з цілого ряду легованих кристалів він реалізується

лише в кристалах  $SrCl_2-Na^+$ . Причина цього явища очевидна: саме в кристалах  $SrCl_2-Na^+$  радіація генерує з високою ефективністю  $(Cl_3^-)_{2A}$ -центри (смуга 270 нм; рис. 4, крива 3). Отже, основним каналом  $V_{KA}$ -знебарвлення є не рекомбінаційні процеси (реакція 8), а процес агрегації дірок:



За наявності стабільних діркових центрів  $M_A^+$ -центри розпадаються внаслідок відходу  $F$ -центра від диполя. Сам відхід  $F$ -центра є специфічним, оскільки температура міграції “чистого”  $F$ -центра на 35–40 К вища, а енергія міграції на 0.07–0.10 eВ більша за температуру та енергію термодисоціації  $M_A^+$ -центра відповідно.

Для пояснення цього явища необхідно припустити, що внаслідок локалізації електрона на вакансії змінюється величина локальних напружень в околі центра забарвлення: енергетично вигідніше існування ізольованих один від одного  $Me^+V_a^+$  і  $V_a^0$ -центрів порівняно з  $Me^+V_a^+V_a^0$ -комплексом. У даному випадку енергія термодисоціації  $E_d$  менша за енергію міграції “вільного”  $F$ -центра  $E_0$ :

$$E_d = E_0 - \frac{1}{2} \cdot E_b, \quad (10)$$

де  $E_b$  — величина, що характеризує зменшення енергії кристалічної ґратки за рахунок дисоціації комплексу на просторово-розділені дефекти. Тут диполь виступає для  $F$ -центрів центром розсіяння. У кристалах  $SrCl_2-Na^+$   $E_b = 0.15-0.20$  eВ.

Результати нашої роботи свідчать, що як сам механізм генерації центрів забарвлення, так і структура центрів у кристалах ГДМ і ЛГК суттєво відрізняються. Коли в ЛГК йонізуюча радіація генерує центри забарвлення в регулярній ґратці кристала і легуючі домішки впливають на процес забарвлення лише побічно, то в кристалах ГДМ центри забарвлення виникають у результаті локалізації носіїв заряду на домішково-дефектних комплексах, а “чисті” центри практично не виникають. Нейтралізація електричного заряду центрів забарвлення відбувається не шляхом електронно-діркової рекомбінації, як це має місце в ЛГК, а за рахунок йонних процесів. Йонні процеси не обезбарвлюють кристал, а виникають зміни в структурі центрів забарвлення — відбувається перехід від одно- до двовакансійних центрів забарвлення. У кристалах ГДМ у широкому діапазоні температур  $T_r < T < T_d$  центри забарвлення знаходяться не в статистичному стані, а здійснюють ротацію в околі домішкового йона. Термознебарвлення кристала настає внаслідок термоіндукованого розриву сил зв'язку між центром забарвлення й домішковим йоном.

- [1] А. Лидьярд, *Ионная проводимость кристаллов* (ИЛ, Москва, 1962).
- [2] W. Hayes, *Crystals with the fluorite structure. Electronic, vibrational, and defect properties* (Clarendon press., Oxford, 1974).
- [3] Ч. Б. Лущик, А. Ч. Лущик, *Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твёрдых телах* (Наука, Москва, 1989).
- [4] J. H. Schulman, W. D. Compton, *Color centers in solids* (Pergamon Press., N. Y., 1963).
- [5] Э. Д. Алукер, Д. Ю. Лусис, С. А. Чернов, *Электронные возбуждения и радиолуминесценция щёлочно-галлоидных кристаллов* (Занатне, Рига, 1979).
- [6] И. А. Парфианович, Э. Э. Пензина, *Электронные центры окраски в ионных кристаллах* (Восточно-сибирское книжное из-во, Иркутск, 1977).
- [7] W. B. Fowler, *Physics of color centers* (L. Acad. press., N. Y., 1968).
- [8] W. Bollman, *Phys. Status Solidi A* **61**, 395 (1980).
- [9] W. Bollman, Reinmann, *Phys. Status Solidi A* **16**, 187 (1973).
- [10] W. Bollman, *Phys. Status Solidi A* **57**, 601 (1980); *Kristall und Technik* **15**, 197 (1980).
- [11] P. Varatsos, K. Alexopoulos, M. Lazazidou, *J. Phys. Chem. Solids* **46**, 1109 (1985).
- [12] P. Martin, A. Namaidia, S. Margerics, *J. Phys. Chem. C* **18**, 5947 (1985).
- [13] З. П. Чорний, В. И. Вайданич, С. И. Качан, М. С. Кобринович, Львов, Деп. в УкрНИИНТИ №2413-86Ук. (1986).
- [14] Х. К. Максимович, А. Д. Кульчицкий, З. П. Чорний, *Физ. электрон.* **17**, 74 (1978).
- [15] З. П. Чорний, М. Р. Панасюк, А. С. Крочук, Х. К. Максимович, *Укр. физ. журн.* **27**, 1219 (1982).
- [16] С. П. Дубельт, С. И. Качан, Н. А. Цаль, З. П. Чорний, *Вест. Львов. ун-та, сер. физ.* **21**, 19 (1987).
- [17] З. П. Чорний, В. И. Вайданич, С. И. Качан, С. П. Дубельт, Деп. в НИИНТИ, №2935-87Ук (1987).
- [18] З. П. Чорний, Г. А. Щур, М. С. Кобринович, М. Р. Панасюк, *Физ. электрон.* **31**, 108 (1985).
- [19] В. А. Архангельская, А. А. Федоров, П. П. Феофилов, *Опт. спектроскоп.* **44**, 409 (1978); *Изв. Акад. Наук СССР, сер. физ.* **43**, 1113 (1979).
- [20] В. А. Архангельская, *Труды ГОИ* **52**, 34 (1983).
- [21] A. Namaidia, J. Margeric, A. Nachimi, J. F. Hamidy, *Phys. Status Solidi B* **137**, 47 (1986).
- [22] С. И. Качан, В. И. Вайданич, З. П. Чорний, Деп. в УкрНИИНТИ, №2414-86Ук. (1986).
- [23] З. П. Чорний, М. Р. Панасюк, А. С. Крочук, Г. А. Щур, *Изв. вузов., физика* **9**, 106 (1984).
- [24] З. П. Чорний, С. И. Качан, Г. А. Щур, С. П. Дубельт, *Физ. электрон.* **37**, 97 (1987).
- [25] З. П. Чорний, С. И. Качан, Г. А. Щур, С. П. Дубельт, *Изв. вузов, физика* **6**, 116 (1988).
- [26] А. С. Крочук, О. Р. Онуфрив, З. П. Чорний, *Укр. физ. журн.* **33**, 1803 (1988).
- [27] А. С. Крочук, О. Р. Онуфрив, З. П. Чорний, *Укр. физ. журн.* **34**, 860 (1989).
- [28] E. Rzepka, S. Lefrant and L. Taurel, *J. Phys. C* **8**, 2523 (1975).
- [29] А. С. Крочук, З. П. Чорний, Н. В. Говор, *Укр. физ. журн.* **37**, 1252 (1992).
- [30] A. S. Krochuk, O. R. Onufriv, Z. P. Chorny, *Phys. Status Solidi B* **154**, K9 (1989).
- [31] C. C. Liang, J. R. Rea, A. V. Joshi, D. L. Foster, *J. Solid State Chem.* **22**, 171 (1977).
- [32] M. Beniere, M. Chemla, F. Beniere, *J. Phys. Chem. Solids* **40**, 729 (1979).
- [33] S. Radhakrishna, S. Haridoss, *Crystall Lattice defects* **7**, 191 (1978).
- [34] R. Capelletti, K. Fieseni, A. Gainitti, C. Mora, L. Romano, E. Zecchi, *Defects in insulating crystals* (Zinatne, Riga, 1981).
- [35] P. W. M. Jacobs, S. H. Ongi, A. V. Chdwick, V. M. Carr, *J. Solid State Chem.* **33**, 159 (1980).

## REORIENTATION AND THERMODISSOCIATION OF IMPURITY-VACANCY COMPLEXES IN $\text{SrCl}_2\text{-Me}^+$ CRYSTALS

Z. P. Chorniy

*Ukrainian State University of Forestry and Wood Technology  
103 Gen. Chuprynka Str., Lviv, UA-79057, Ukraine*

The reorientation and thermodecoloration of  $M_A^+$ -centres in  $\text{SrCl}_2\text{-Me}^+$  have been studied. The temperature and energy of the  $M_A^+$ -centre reorientation depend on the size of an alkali ion (130 K and 0.29 eV in  $\text{SrCl}_2\text{-Li}^+$ , 145 K and 0.34 eV in  $\text{SrCl}_2\text{-Na}^+$ , 125 K and 0.28 eV in  $\text{SrCl}_2\text{-K}^+$ , 117 K and 0.25 eV in  $\text{SrCl}_2\text{-Rb}^+$ , 110 K and 0.23 eV in  $\text{SrCl}_2\text{-Cs}^+$ ) which is caused by the local disturbances of a lattice in the impurity domain. Thermodecoloration of the  $M_A^+$ -absorption bands in  $\text{SrCl}_2$  crystals by the alloyed  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$ ,  $\text{Cs}^+$  ions is taking place due to the recombination of mobile holes in the  $M_A^+$ -centres and in the crystals alloyed with the  $\text{Li}^+$  and  $\text{Na}^+$  ions due to the splitting-off of the  $F$ -centre from the impurity-vacancy dipole.