

Величины относительных стоксовых потерь для кристалла КВг составляют в ряду для $e_{\alpha}^i S_R(\alpha) = 0,59 \text{ эВ}$; для $e_b^i S_R(b) = 0,57 \text{ эВ}$; для $e_k^i S_R(k) = 0,55 \text{ эВ}$; для $e_d^i S_R(d) = 0,52 \text{ эВ}$.

Таким образом, если известны величины сдвига максимумов спектра возбуждения (Δ) от значения e_r° и величина относительных стоксовых потерь S_R , то сопоставляя эти данные с данными вакансионных дефектов в КВг и КС1, обнаруженных нами, можно идентифицировать структуры искомого дефекта или центра в КВг и КС1.

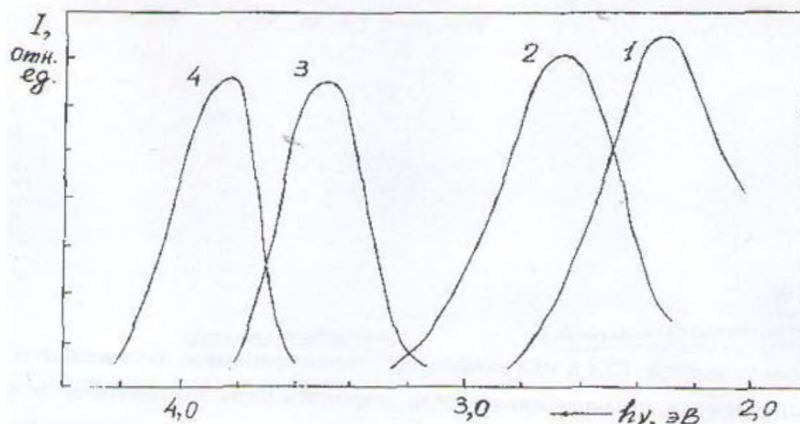


Рис.4. Спектры излучения автолокализованных экситонов в области π -свечения(1), около анионной вакансии (2), бивакансии (3) и квартетов вакансии (4) кристалла КС1 при 4,2 К.

В качестве примера могут служить околопримесные электронные возбуждения $e^{\circ}(\text{Na})$ в кристалле КВг ($\Delta_{\text{Na}}=0,12 \text{ эВ}$ и $S_R \approx 0,58$) эВ. Малое значение Δ находится в соответствии с тем, что эффективный заряд Na^+ скомпенсирован решеткой КВг, а большое значение S_R свидетельствует о том, что задействованы все колебания кристаллической решетки, характерные для релаксации e_{α}^i [2].

В заключении можем констатировать, что в КВг и КС1 при оптическом создании экситонов, локализованных около одиночной анионной вакансии, бивакансий, квартета вакансий и дислокаций основным возмущающим фактором решетки является заряд, а размер вакансионного дефекта прямо влияет на процесс излучательного распада экситонов.

Список литературы

1. Сакс Т. Электронные состояния на поверхности (110) галоидов цезия /Т. Сакс // Известия АН ЭССР. Физика, математика, 1980.-т.29.-№1.-с.55-65
2. М.М. Тайиров, К.С. Кадыров Закономерности излучательного распада электронных возбуждений в деформированных кристаллах КВг и КС1. Вестник КРСУ. 2006. Том 6. № 5. С.39-43
3. Тяпунина Н.А., Целебровский А.Н. // Кристал- лография. – 1973. – Т. 18. – № 3. – С. 649–650.

УДК 543.4:539.12.04:535.343.2

ИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ФОТОТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ташкулов К. Д., Аранов Т.Б., Абдикаарова Г., Ошский Государственный Университет. Ош, Кыргызстан, (723500, Ош, Ул.Ленина 33, e-mail:ktashkulov@mail.ru

Исследован ионный механизм распада радиационных дефектов в ионных кристаллах. Экспериментально изучены оптическая стабильность этих центров при облучении кристалла KCl лазерным лучом (632,8 нм).

Ключевые слова: термостимулированные процессы, радиационно-наведенные центры, радиационно наведенные дефекты, лазерное излучение, щелочно-галогидные кристаллофосфоры.

IONIC PROCESSES IN THE THERMAL ANNELING OF RADIATION DEFECTS IN IONIC CRYSTALS

Tashkulov K.D., Arapov T.B., AbdikaarovaG, Osh State University. Osh city, Kyrgyzstan, 723500, Osh city, str. Lenina 33, e-mail: ktashkulov@mail.ru

Investigated the ionic mechanism the collapse of the radiation defects in the ionic crystals. Experimentally studied optical stability of these centers by irradiating laser crystal KCl.(632,8nm)

Keywords: thermally stimulated processes, radiation-induced centers, radiation-induced defects, laser radiation, alkali halide crystalphosphors.

Как известно, исследование термостимулированных процессов распада радиационно-наведенных центров в ионных кристаллах, позволяет получить ценные сведения о наноструктурных характеристиках центров. В этом направлении в последние годы пополнен значительный теоретический и экспериментальный материал. Однако менее значительно изучен вопрос о кинетических характеристиках центров при фотостимулированных процессах, находящихся в фотовозбужденном состоянии. В работах [1-3] показано, что как термическая, так и фототермическая стабильность радиационно-наведенных центров определяется такими структурно-чувствительными факторами, как предыстории образца, наличие в кристалле посторонних примесей, вид и условия изготовления исследуемого объекта и др.

В связи с этим можно думать, что стабильность радиационно наведенных дефектов обусловлено их разрушением в результате взаимодействия подвижных ионных микродефектов, образующихся в результате внешнего воздействием на кристалл.

Ионный механизм распада радиационных дефектов в ЦГК можно представить следующим образом. С центрами окраски могут взаимодействовать различные дефекты кристаллической решетки, (напр., ионные вакансии, ионы примеси, а также их агрегаты), способные перемешаться по кристаллу. В результате взаимодействия таких подвижных дефектов с центрами окраски они распадаются или превращаются в другие дефекты. Эти вновь образующиеся дефекты могут быть термически нестабильными и становятся промежуточными. Подвижные дефекты могут быть также перехвачены другими типами дефектов, являясь центрами захвата для подвижных дефектов. В работах [4-5] показано, что стоками для подвижных точечных дефектов могут быть дислокации.

Предполагая, что концентрация ионных центров захвата N и подвижных ионных дефектов n_v в ходе релаксации существенно не изменяется, то нами получено теоретическую кривую процесса чисто термического разрушения центров в следующем виде [6]:

$$-\frac{dn}{dT} = \frac{P_{ov}}{\beta} n_v \frac{\exp\left(-\frac{Q_v}{kT}\right)}{1 + \gamma_0 \frac{N}{n} \exp\left(-\frac{Q_3 - Q_p}{kT}\right)}, \quad (1)$$

где P_{ov} — частота колебания ионов-разрушителей вблизи центров; Q_v — энергия активации прыжкового движения ионных дефектов по решетке; Q_3 — энергия активации процесса захвата подвижного ионного дефекта на ионном центре захвата; Q_p — энергия активации процесса взаимодействия ионного дефекта с центрами; $\gamma_0 = \sigma_{oz}/\sigma_{op}$ — отношение предэкспоненциальных множителей, имеющих смысл сечения захвата подвижных ионных дефектов ионными центрами захвата σ_{oz} и сечения захвата этих ионов центрами σ_{op} ; β — скорость нагрева кристалла; n — концентрация центров.

$$\text{Если} \quad \gamma_0 \frac{N}{n} \exp\left(-\frac{Q_3 - Q_p}{kT}\right) \gg 1. \quad (2)$$

Тогда рассмотрения взаимодействия фотовозбужденных центров с подвижными ионами приводят к следующему кинетическому уравнению:

$$-\frac{dn}{dT} = \frac{P_{ov}^* n_v}{\beta \gamma_0^* N} n^* \exp\left(-\frac{Q_v + Q_p^* - Q_3}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь $\gamma_0^* = \sigma_{oz}^*/\sigma_{op}^*$, где σ_{op}^* — сечение захвата ионного дефекта возбужденным центром; n^* — квазистационарная концентрация возбужденных центров. Для интегрирования уравнения (5) необходимо выразить n^* через n . Рассмотрение этого вопроса приводит к следующему результату:

$$n^* = \frac{N_0}{c} 5 \cdot 10^{-16} n \cdot p \cdot \tau, \quad (4)$$

где N_0 — число квантов возбуждающего света из области полосы поглощения, падающих за 1 сек на 1 см^2 кристалла; c — скорость света; p — вероятность поглощения кванта возбуждающего света центром; τ — общая длительность возбужденного состояния центров.

Подставляя (4) в (3), получим соотношение:

$$-\frac{dn}{dT} = \frac{P_{ov}^* n_v}{\beta \gamma_0^* N} 5 \cdot 10^{-16} \frac{N_0}{c} \tau \cdot p \cdot n \exp\left(-\frac{Q_v + Q_p^* - Q_3}{kT}\right), \quad (5)$$

где Q_p^* — энергия активации процесса взаимодействия подвижного ионного дефекта с фотовозбужденными центрами.

Из уравнения (5) с учетом $\beta = \frac{dT}{dt}$, для зависимости концентрации дефектов от времени t получаем:

$$-\frac{dn}{dt} = P_{ov}^* \frac{n_v}{\gamma_0^* N} 5 \cdot 10^{-16} \frac{N_0}{c} p \tau \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{kT}\right) n. \quad (6)$$

Интегрирование последней формулы дает

$$n = t \cdot n_0 \exp\left(-\frac{P_{ov}^* n_v}{N \gamma_0^*} 5 \cdot 10^{-16} \frac{N_0}{c} p \tau \exp\left(-\frac{\varepsilon^*}{kT}\right) t\right). \quad (7)$$

Теоретические кривые фотообесцвечивания рассчитанные по формуле (5) при параметрах для различных концентрации n_v подвижных ионных дефектов в интервале $(10^7 \div 10^8) \text{ см}^{-3}$ представлены на рис.1. Кривая (1) фотообесцвечивания при постоянной температуре ($T_0 = 300^0 \text{ К}$) соответствует, например, предельному случаю $n_v = 0$, т. е. отсутствию в кристалле подвижных ионных дефектов центров окраски, а кривые 2-5 — различным концентрациям таких ионов. Видно, что с ростом концентрации подвижных дефектов скорость фоторазрушения центров в определенном интервале времени релаксации заметно увеличивается.

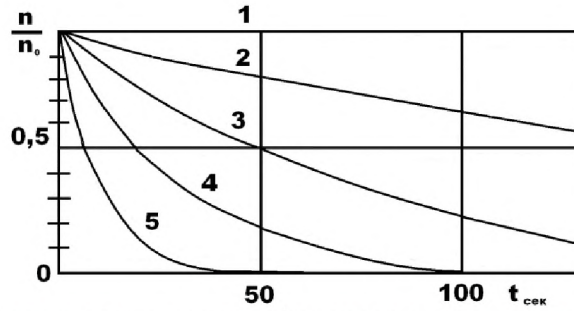


Рис.1. Теоретические кривые фоторазрушения центров окраски при постоянной температуре.

$$p_{ov}^* = 4 \cdot 10^{12} \text{сек}^{-1}, \quad \varepsilon^* = -0,10 \text{эВ}, \quad T_0 = 300^0 \text{К}, \quad N = 10^{10} \text{см}^{-3}, \quad \gamma_0^* = 10^2, \quad \tau_p = 10^{-2}, \quad N_0 = 10^{16} \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1},$$

$$1 - n_v = 0; \quad \frac{n_v}{\gamma_0^* N} = 0; \quad 2 - n_v = 10^7 \text{см}^{-3}; \quad \frac{n_v}{\gamma_0^* N} = 10^{-5}; \quad 3 - n_v = 4 \cdot 10^7 \text{см}^{-3}; \quad \frac{n_v}{\gamma_0^* N} = 4 \cdot 10^{-5};$$

Нами было изучено фотообесцвечивание центров окраски в кристаллах КСl под действием света из области F – полосы поглощения и лазерного излучения с длиной волны 632,8 нм.

Рассмотрим как изменяется оптическая стабильность этих центров окраски при возбуждении светом, соответствующей максимуму полосы поглощения. На рис.2 приведены кривые фотообесцвечивания F – центров окраски при возбуждении F – светом (а) и F – и V₂ – центров окраски при возбуждении лазерным лучом с длиной волны 632,8 нм (кривая 1 и 2 рис. 2 б) Как видно из этих данных, при возбуждении F- светом оптическая стабильность F – центров уменьшается по кинетике близкой к экспоненциальному закону.

Характер изменения оптической стабильности этих центров при облучении кристалла КСl лазерным лучом приведены на рис.2 б). Кривая 1 характеризует концентрацию F – центров окраски в различные моменты времени лазерного облучения; кривая 2 характеризует изменение концентрации V₂ – центров в кристаллах. Как видно из этих данных, концентрация электронных F – центров и дырочных V₂ – центров в ходе лазерного облучения и изменяются по одинаковому закону и аналогично, как при действии F- светом.

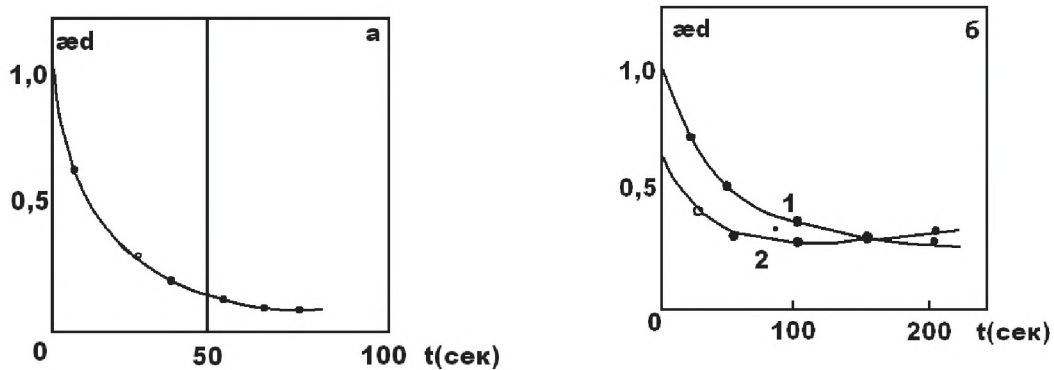


Рис.2 Кривая (а) фотообесцвечивание при облучении светом в области F полосы поглощения, кривые (б) фотообесцвечивание F — центров (1) V₂ — центров (2) под действием лазерного излучения (632,8 нм.).

Сравнение полученных экспериментальных данных с теоретическими результатами приведенной на рис.1 кривая 5 показывает, по крайней мере, качественное соответствие между собой. По формуле (10) для первой стадии процесса фототермообесцвечивания было определено значение энергии $\varepsilon^* = -0,15$ эв, а также множителя $n_v / \gamma_0^* N = 3,8 \cdot 10^{-4}$.

Предполагая для вышеуказанного расчета характеристик релаксационных процессов ($N=10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, $p\tau=10^{-2}$, $p_{ov}=3,2 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, $p_{ov}^*=4,2 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$), результаты экспериментального исследования фототермического разрушения F-центров окраски КС1 при постоянной температуре представлены на рис.3. Кривая 1 характеризует изменение со временем концентрации центров, кривая 2 — изменение скорости разрушения этих центров со временем, кривая 3 — изменение интенсивности фотостимулированной люминесценции со временем при фототермическом разрушении центров. Скорость уменьшения F- центров (кривая 2) и уменьшения интенсивности фотостимулированной люминесценции так же происходит по экспоненциальному закону.

Сравнение полученного экспериментального значения параметра процесса, $n_v / \gamma_0^* N = 3,8 \cdot 10^{-4}$ полученным независимым путем при обработке кривых фотообесцвечивания с данными теоретического расчета, приведенной выше значением $n_v / \gamma_0^* N = 3,0 \cdot 10^{-4}$, удовлетворительно согласуется между собой.

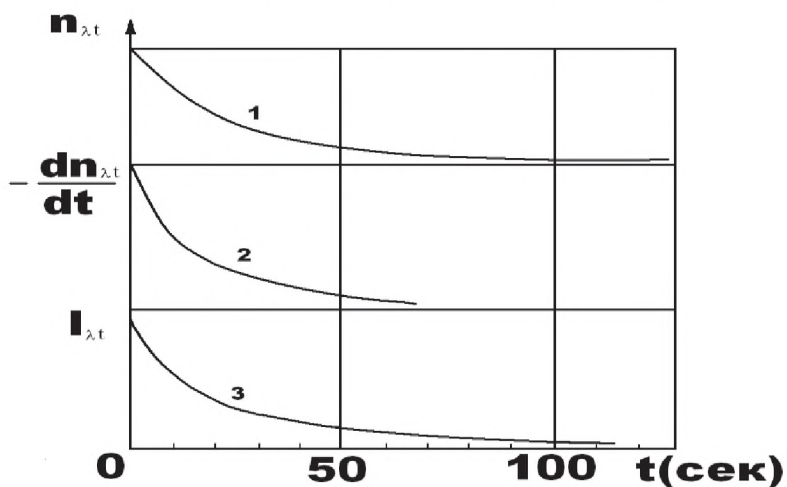


Рис.3. Кривые фототермической релаксации F- центров окраски КС1

кристалла: 1- $n_{F\lambda} = f(t)$; 2- $\frac{dn_{F\lambda}}{dt} = f(t)$; 3- $I_{\lambda} = f(t)$.

Полученные результаты свидетельствуют о плодотворности применения представлений о протекании ионных процессов для объяснения явлений релаксации в щелочно-галогидных кристаллофосфорах.

Список литературы

1. Алтымышов А. Ионно-диффузионный механизм и кинетика термического распада радиационных центров окраски в ЩГК. Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. канд. Наук/ А. Алтымышов Ош – 2004.
2. Арапов Б., Осмонбаев М.Ч., Камалов С. М., Люминесценция и ионно-дырочные процессы в кристаллах NaCl. ФТТ – 1991, Т 33. №11 С. 3158 – 3162.
3. Арапов Б. Ионные ионно-дырочные и ионно-электронные процессы распада и взаимопревращения радиационных дефектов в щелочно-галогидных кристаллах. Автореф. на соиск. уч. ст. док. Наук/ Б. Арапов Бишкек – 1993.
4. Арапов Т. Б. Механизмы и кинетика тушения свечения радиационно наведенных центров окраски в ЩГК. Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. канд. наук/ Т. Б. Арапов Ош – 2004.
5. Арапов Т.Б. Механизм и кинетика тушения свечения центров в ионных кристаллах. Монография/Т.Б. Арапов, Б. Арапов Бишкек – 2007. -С.158-161.
6. Арапов Б., Ташкулов К. Д., Арапов Т. Б. Ионный механизм отжига радиационных дефектов в щелочно-галогидных кристаллах// Вестник Иссык-Кульского Университета. - 2010. -№27. -С.103-109.