

## Возбуждение собственных дефектов в ионных кристаллах мощными оптическими и электронными пучками

© В.И. Барышников, Т.А. Колесникова

Научно-исследовательский институт прикладной физики при Иркутском государственном университете, 664003 Иркутск, Россия

(Поступила в Редакцию 8 июля 1997 г.)

В ионных кристаллах исследована эффективность возбуждения и перезарядки собственных дефектов горячими носителями заряда при воздействии мощных оптических и электронных пучков. Установлена соразмерность сечения взаимодействия горячих электронов и дырок с собственными узлами кристаллической решетки и дефектами  $F_n$ -типа ( $n = 1, 2$ ). Показано, что в окрестности  $F$ - и  $F_2$ -центров потенциал внутрикристаллического поля близок к регулярному.

При взаимодействии ионизирующего излучения с кристаллическими материалами в результате ионизации внутренних оболочек ионов или атомов лавинообразно рождаются быстрые электроны. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия электронов не станет ниже потенциала ионизации внутренних оболочек ионов или атомов, составляющих кристаллическую структуру [1]. Далее электроны ударным путем ионизуют только внешние (валентные) оболочки, и электроны валентной зоны забрасываются в зону проводимости. Таким образом, создаются свободные (горячие) электроны ( $e$ ) и дырки ( $h$ ). Когда энергия свободных электронов достигает порога ионизации валентной оболочки ионов или атомов вещества ( $W_i$ ), процесс создания горячих (зонных) электронов и дырок прекращается. Горячие электроны и дырки в ходе релаксации взаимодействуют с точечными дефектами кристаллической решетки и возбуждают их свечение по электронно-дырочному и экситонному механизмам. Анализ экспериментальных работ [2,3] свидетельствует о том, что экситонный механизм значительно уступает электронно-дырочному. Исследования температурных зависимостей выхода радиoluminesценции ( $\eta$ ) показали, что основной вклад в возбуждение примесных и собственных дефектов вносит рекомбинационный процесс с участием горячих дырок и электронов [4].  $\eta$  определяется концентрацией  $N$  и эффективностью возбуждения дефектов в процессе миграции электронов и дырок ( $\eta_m$ ) [5]

$$\eta = \frac{\eta_g \eta_m \eta_c N h \nu}{W}, \quad (1)$$

где  $\eta_g$  — эффективность генерации горячих электронов и дырок,  $\eta_c$  — внутрицентрального свечения,  $N$  — концентрация дефектов,  $W$  — энергия быстрого электрона. Концентрация рекомбинационно-возбужденных дефектов ( $N^*$ ) в процессе миграции зонных электронов и дырок определяется  $N$  и вероятностью их захвата центром свечения ( $P$ )

$$N_a^* = PN, \quad P = R\sigma_d n [5], \quad R\sigma = \eta_m, \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация горячих электронов и дырок,  $R$  — их пробег в неактивированном кристалле, когда

энергия становится ниже  $W_i$  и размещается до  $W_g$ ,  $\sigma_d$  — сечение захвата (взаимодействия) электронов или дырок с центром свечения. По данным [6], в ЩГК  $R$  составляет  $60-1200a$ , где  $a$  — постоянная решетки. Величина  $R$  определена из (2) на основании грубой оценки  $\sigma_d = \pi a^2/4$  [5]. Горячие электроны и дырки отдают энергию решетке, рождая акустические и оптические фононы. В одном столкновении с регулярным ионом теряется энергия  $W_f \sim 0.01 \text{ eV}$  [7]. Отсюда  $R \approx (W_i - W_g)/W_f$  зонных электронов и дырок в ионных кристаллах составляет  $\sim 800-1500a$  и, как отмечено в [7], является характеристикой собственного вещества. Из (2) и [6,7] следует, что на этапе миграции горячих электронов и дырок за эффективность рекомбинационного возбуждения дефектов отвечает главным образом величина  $\sigma_d$ .

Собственные дефекты (центры окраски — ЦО)  $F$ - и  $F_2$ -типов являются рабочими центрами перестраиваемых лазеров и при интенсивном оптическом возбуждении имеют высокую излучательную способность [8,9]. Существующие методы окрашивания кристаллов позволяют создавать достаточно высокие концентрации  $F$ - и  $F_2$ -ЦО [10]. Однако вопрос об эффективности возбуждения радиoluminesценции  $F$ - и  $F_2$ -центров остается открытым. В работе [11] отмечена высокая вероятность рекомбинации горячих электронов и дырок с  $F_2$ -центрами в LiF. Этот результат нельзя считать убедительным, поскольку проведено измерение кинетики  $M$ -полосы без учета сильного перекрытия полос поглощения  $F_2$ - и  $F_3^+$ -ЦО. В этом случае неизбежный из-за кулоновского взаимодействия параллельный процесс захвата зонных электронов  $F_3^+$ -центрами нивелирует результат рекомбинации горячих электронов и дырок с  $F_2$ -ЦО и не позволяет достоверно оценить величину  $\sigma_{F_2}$ . По другим кристаллам также отсутствуют данные об эффективности возбуждаемого радиацией свечения  $F$ - и  $F_2$ -центров. Известно, что вероятность рекомбинации электронов и дырок с примесными изоэлектронно-встроенными дефектами определяется строением внешних  $s$ -,  $p$ -оболочек собственных и активаторных ионов [12]. Но примесные дефекты и центры  $F$ -типа различаются принципиальным образом как по природе, так и по электронной структуре.

Таким образом, актуальны целенаправленные исследования характеристик кристаллов, определяющих величину сечения взаимодействия горячих электронов и дырок с дефектами  $F$ -типа.

## 1. Теория метода

Эффективность взаимодействия горячих носителей заряда с дефектами кристаллической решетки определяется выражением  $A_r = \sigma(R_e + R_h)$ , где, по данным [5],  $R_e \approx R_h$ . Для исследования  $R_e$  и  $\sigma$  удобно применить одноэлектронное приближение, когда рассматривается движение одного электрона в самосогласованном поле кристалла, создаваемого ядрами и всеми другими электронами. Уравнение Шредингера для волновой функции электрона в самосогласованном поле имеет вид [13]

$$-\frac{\hbar}{2m}\Delta^2\psi(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) = W\psi(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $U(\mathbf{r})$  — самосогласованный потенциал, удовлетворяющий условию периодичности  $U(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = U(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{a}$  — постоянная решетки (размер ячейки),  $W$  — энергия.

Для кристалла из  $N$  ячеек волновая функция  $\psi$  является приближенным решением уравнения (1), где  $p = \hbar k$  — квазиимпульс электрона

$$\psi_{pj}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} u_{pj}(\mathbf{r}) \exp \frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \mathbf{r}, \quad (4)$$

где  $u(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = u(\mathbf{r})$ .

Уравнение периодической функции  $u_{pj}(\mathbf{r})$  получено из (3), (4)

$$\left[ U(\mathbf{r}) + \frac{p^2}{2m} - W_{pj} \right] u_{pj} = \frac{\hbar}{2m} \Delta^2 u_{pj} + \frac{i\hbar}{m} \Delta u_{pj}. \quad (5)$$

Теорема Блоха утверждает, что средняя скорость для состояний вида (4) равна производной от энергии по квазиимпульсу  $v_{pj} = \Delta_p W_{pj}$  [13], т. е. в поле  $U(\mathbf{r})$  идеальной кристаллической решетки состоянию  $\psi_{pj}$  соответствует незатухающее во времени направленное движение электрона. При строгой периодичности кристаллического поля электрон мигрирует, не рассеиваясь. Исходя из этого, конечная длина свободного пробега горячих носителей заряда связана с отклонениями от регулярности кристаллического поля в окрестности собственных или примесных дефектов или с фоновыми флуктуациями решетки [13]. Тогда в "идеальных" кристаллах сечение взаимодействия горячих электронов с регулярными узлами решетки ( $\sigma$ ) стремится к нулю.

Таким образом, в области допустимых значений скорости электронов  $v$  величина  $\sigma$  позволяет судить о параметрах возмущающего потенциала  $U^*(\mathbf{r})$  дефектов. Сечение взаимодействия электронов зоны проводимости с дефектными узлами решетки  $\sigma(v)$  определяет вероятность перехода примесных ионов или центров  $F$ -типа в возбужденное состояние. Отсюда для области допустимых значений скорости горячих электронов число

возбужденных дефектов ( $N^*$ ) соответствует следующему выражению:

$$N^* = N_d n_e \int_{v_{\max}}^{v_{\min}} \sigma(v) F(v) v dv, \quad (6)$$

$N_d$  — концентрация активаторных ионов или центров  $F$ -типа, находящихся в основном состоянии,  $(v)$  — функция распределения горячих электронов по скоростям, а  $n_e$  — их число в единице объема. Интеграл представляет собой вероятность ионизации (возбуждения) примесного иона или  $F_n$ -центра ( $n = 1, 2$ ) в единицу времени. Минимальная энергия ионизации ( $W_{i_{\min}}$ ) определяется положением основного состояния примесного иона по отношению к дну зоны проводимости. Эта величина получена экспериментально [14]. Отсюда по формуле  $v_s = \sqrt{2W_{i_{\min}}/m_e}$  вычислим минимальную скорость зонных электронов, участвующих в процессе возбуждения примесных и собственных дефектов. Далее по пороговой энергии ионизации внутренних оболочек ионов вещества ( $W_i \sim 2W_g$ ) найдем максимальную скорость зонных электронов  $v_{i_{\max}} = \sqrt{4W_g/m_e}$ . Используя (4), составим аналитическое выражение для выхода катодолюминесценции (КЛ)

$$\eta = \frac{N_d n_e \int_{v_{\max}}^{v_{\min}} \sigma_a(v) F(v) v dv}{(N - N_d) n_e \int_{v_{\max}}^{v_{\min}} \sigma(v) F(v) v dv}, \quad (7)$$

где  $N$  — полная концентрация ионов в единичном объеме. Полученный интервал скоростей  $[v_{\min}, v_{\max}]$  электронов зоны проводимости соответствует закону их дисперсии в кристалле для функций Блоха

$$v_{pj} = \int_{\mathbf{v}} \psi_{pj}^*(\mathbf{r}) \left( -\frac{i\hbar}{m} \nabla \right) \psi_{pj}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}. \quad (8)$$

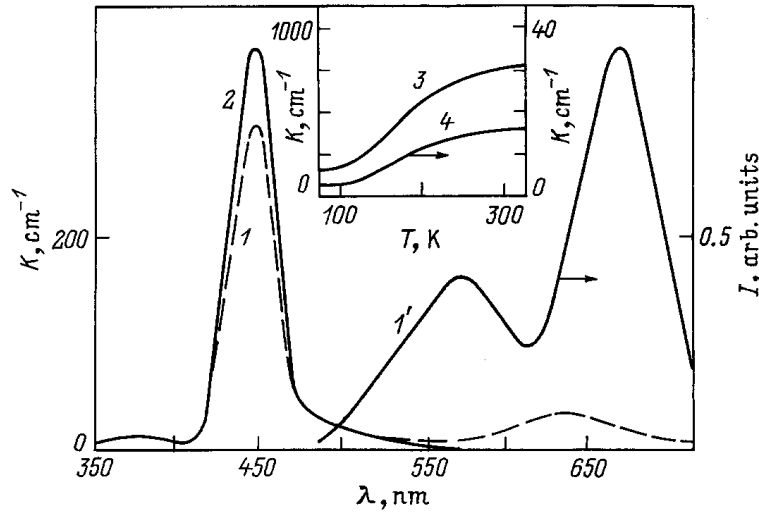
Поэтому в области  $[v_{\min}, v_{\max}]$ , когда нереальна ионизация ионов,  $\sigma_a(v)$  и  $\sigma(v)$  уже практически не зависят от скорости свободных носителей заряда и определяются только свойствами вещества. Упростив (7), получаем соотношение для  $\sigma_d/\sigma$

$$\frac{\sigma_d}{\sigma} = \eta \frac{N - N_d}{N_d}. \quad (9)$$

Таким образом, в эксперименте измерим величину  $\eta$  КЛ дефектов, по известной концентрации  $N_d$  определим эффективность их рекомбинационного возбуждения ( $\sigma_d/\sigma$ ) и, используя критерий Блоха [13], оценим на периодичность функцию  $U^*(\mathbf{r})$ .

## 2. Экспериментальные методы исследований

Для исследований отобраны широко известные объекты LiF, MgF<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с ЦО. Предварительно приведенные  $F^-$ ,  $F_2^-$ -ЦО возбуждались мощными наносекундными



**Рис. 1.** Спектры поглощения (1, 2) и фотолюминесценции (1') кристаллов LiF. 1 — через 5 min после электронного облучения, 2 — через 12 h. 1' — возбуждение ns-Xe-лампой в *M*-полосу (420–475 nm). На вставке — температурная зависимость накопления *F*<sup>-</sup> (3) и *F*<sub>2</sub><sup>+</sup>-центров (4).

электронными пучками (250 keV, 0.5–2.0 kA/cm<sup>2</sup>, 1 ns, 0.1–12.5 Hz) и оптическими импульсами: наносекундная (0.1–5.0 MW/cm<sup>2</sup>, 180–700 nm, 15 ns, 0.1–12.5 Hz) и микросекундная (0.01–0.5 MW/cm<sup>2</sup>, 180–700 nm, 0.3–10 μs, 0.1–12.5 Hz) Хе-лампой, 4ω: YAG: Nd-лазер (0.1–5.0 MW/cm<sup>2</sup>). Ламповое возбуждение ЦО проводилось в полосы поглощения *F*<sup>-</sup> и *F*<sub>2</sub>-ЦО через светофильный монохроматор МДР-4 и наборы стандартных светофильтров.

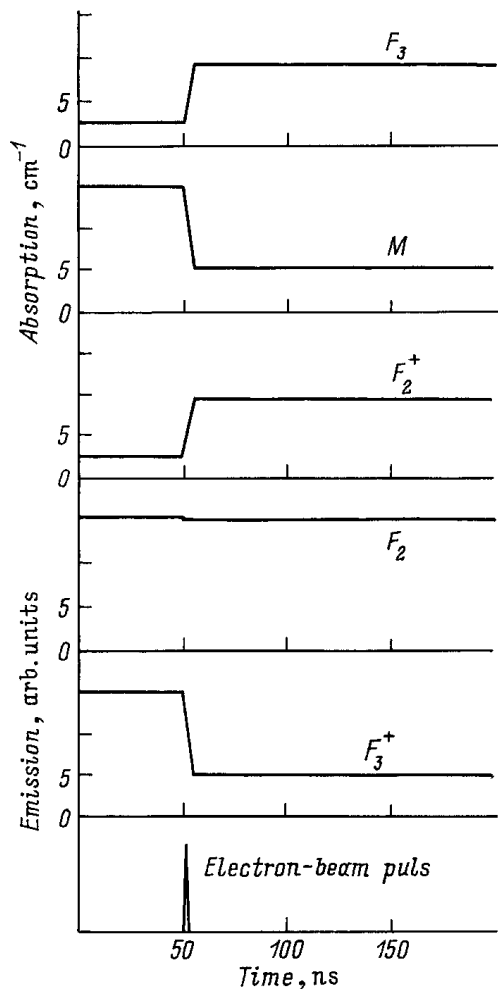
При электронном облучении кристаллов исследовались преобразование и возбуждение дефектов с наносекундным разрешением. Для этого через устройство регулируемой задержки (от 5 ns до 1 s) осуществлена синхронизация Хе-ламп с ускорителем электронов (точность 2 ns). Сформированный телескопической системой слаборасходящийся пучок света лампы является зондирующим в канале измерения наведенного электронами короткоживущего поглощения или просветления. Но вместе с тем свет лампы синхронно возбуждает фотолюминесценцию (ФЛ) исходных и наведенных дефектов. Поэтому в канале регистрации спектрально кинетических параметров КЛ по заданному времени задержки фиксируется также кинетика нарастания и затухания спектров ФЛ. При этом в измеряемой спектральной области переходное поглощение (просветление) показывает динамику создания и разрушения центров, интенсивность и кинетика спектров КЛ позволяют судить о природе и концентрации возбужденных центров, а ФЛ определяет изменение количества и тип центров, находящихся в основном состоянии.

В канале регистрации использовались решеточные монохроматоры ВМС-1 и МДР-4, скоростной ФЭУ (31ЭЛУ-ФМ) с малоиндуктивными емкостями во всех диодных цепях, позволяющих ФЭУ без искажений эффективно преобразовывать оптический сигнал

(200–400 nm) и усиливать импульсы фототока на нагрузку 50 Ω в интервале от 1 ns до 50 μs. Для диапазона 400–1100 nm применены скоростной (1 ns) *p-i-n*-фотодиод (SI722-01, Hamamatsu) и операционный усилитель μPC1651G×3 (0–1200 MHz, регулируемое усиление 10–60 dB).

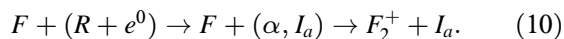
### 3. Результаты и их обсуждение

Эффективность радиационного возбуждения *F*<sub>2</sub>-ЦО исследовалась на предварительно окрашенных кристаллах LiF. Для создания *F*<sub>2</sub>-ЦО использовался оптимизированный по энергии электронов, плотности тока и времени облучения режим окрашивания. В основе его — облучение электронными пучками (250 keV, 1.0–2.0 kA/cm<sup>2</sup>, 1 ns) с интервалом между импульсами 120–180 s, превышающем время жизни анионных вакансий (10–60 s), общий цикл облучения (20–30 min) меньше времени жизни *F*<sub>2</sub><sup>+</sup>-ЦО (6 h). Такой режим позволяет достичь высокого уровня коэффициента оптического поглощения *F*<sub>2</sub>-ЦО при очень низкой эффективности образования других *F*-агрегатных центров (рис. 1) [15]. В ходе мощного электронного удара при воздействии отфильтрованным излучением импульсной лампы в *M*-полосу LiF обнаружено незначительное изменение интенсивности ФЛ *F*<sub>2</sub>-центров ( $\Delta I_{F_2} < 0.1\%$ ) (рис. 2). Поэтому ns-деградация *M*-полосы (поглощение *F*<sub>2</sub>- и *F*<sub>3</sub><sup>+</sup>-центров) с учетом высокой эффективности наносекундного нарастания поглощения *F*<sub>3</sub>-ЦО и синхронного падения амплитуды ФЛ *F*<sub>3</sub><sup>+</sup>-центров (рис. 2), обусловлена перезарядкой: *F*<sub>3</sub><sup>+</sup> + *e* → *F*<sub>3</sub>. Следовательно, в LiF горячие носители заряда (*e* и *h*) обладают низким по величине сечением взаимодействия с *F*<sub>2</sub>-центрами ( $\sigma_{F_2}$ ). Из сравнения выхода КЛ *F*<sub>2</sub>-ЦО,  $\Delta I_{F_2}$  и концентрации *F*<sub>2</sub>



**Рис. 2.** Кинетика преобразования центров окраски в LiF.  $T = 300$  К.

следует, что  $\sigma_{F_2}$  соответствует сечению взаимодействия горячих электронов и дырок с регулярными узлами решетки ( $\sigma$ ). Но тогда необходимо объяснить наносекундный компонент в создании  $F_2^+$ -ЦО (рис. 2). При электронном облучении величина ns-нарастания  $F_2^+$ -ЦО линейно зависит от исходной концентрации  $F$ -центров, температурные зависимости эффективности образования  $F$ - и  $F_2^+$ -ЦО описываются единой закономерностью (рис. 1), формирование  $F$ -ЦО протекает по экситонному механизму [16]. Отсюда следует, что за наносекундную составляющую в образовании  $F_2^+$ -ЦО отвечает процесс с участием экситонов



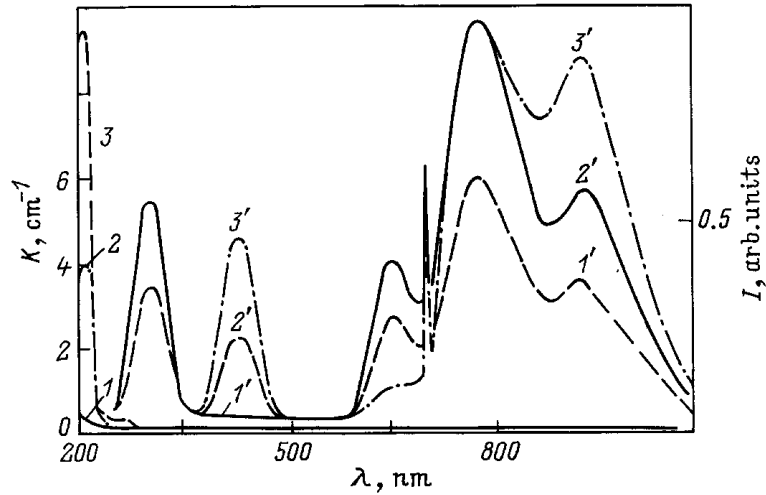
Далее закономерен вопрос о величине сечения взаимодействия наведенных электронов и дырок с  $F$ -центрами ( $\sigma_F$ ). Разрешить данную задачу сложно из-за того, что в LiF под действием электронного импульса происходит эффективное рождение новых  $F$ -ЦО за время  $< 1$  ns. В

результате невозможно выделить составляющую взаимодействия исходных  $F$ -центров с наведенными электронами и дырками. Для решения этой проблемы рассмотрим закономерности взаимодействия горячих электронов и дырок с  $F$ -ЦО в  $Al_2O_3$ , где экситонный механизм дефектообразования не проявляется [17].

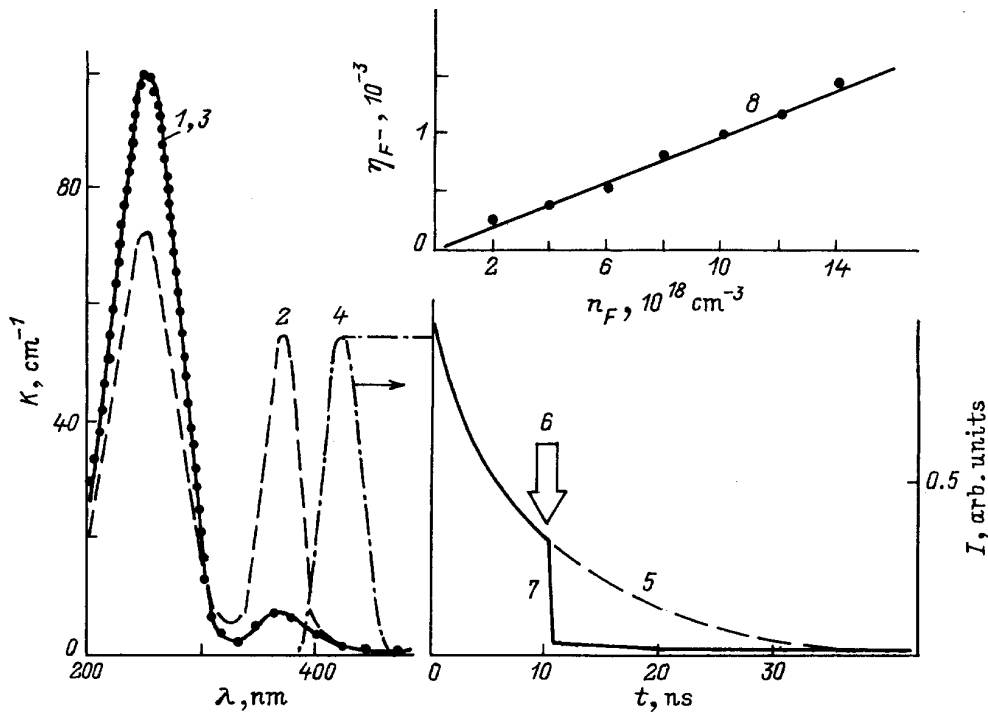
$F$ - и  $F^+$ -ЦО в монокристаллах  $Al_2O_3$  создаются по ударному механизму с пороговой энергией смещения  $O^{2-}$ , равной  $\sim 70$  eV [17]. Поэтому при бомбардировке ( $2$  kA/cm<sup>2</sup>, 1 ns) кристаллов  $Al_2O_3$  электронами с допороговой энергией ( $W_e < W_0 \sim 390$  keV) образования стабильных  $F$ - и  $F^+$ -ЦО формируется лишь высокая концентрация ( $n = 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>) горячих носителей зарядов электронов и дырок. При этом наведенные короткоживущие  $F^{2+}O^{2-}$ -дефекты незначительно изменяют  $n$ , превышающую на три порядка их концентрацию [18]. Стабильные  $F$ -центры окраски в  $Al_2O_3$  предварительно наводились двумя методами: термохимически в парах Al при 2000°C и нейтронным облучением (флюенс  $\sim 10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>). Причем на этапе синтеза в эти образцы изоэлектронно внедрены примеси редкоземельной  $Cr^{3+}$  (свечение при 694 nm, 3 ms) и переходной  $Ti^{3+}$  (780 nm, 3  $\mu$ s),  $V^{3+}$  (920 nm, 4  $\mu$ s),  $V^{4+}O^-$  (650 nm, 800 ns) группы с концентрацией  $10^{-3}$  wt.%. На рис. 3 представлены спектры поглощения  $Al_2O_3$ . Видно, что концентрация стабильных  $F$ -ЦО (поглощение на 206 nm, излучение — 420 nm,  $\tau = 36$  ms) на два порядка превышает концентрацию примесных центров. Однако в спектрах КЛ интенсивность примесных дефектов в 2–4 раза превышает уровень излучения  $F$ -центров (рис. 3).

Такой неожиданный результат прямо свидетельствует о том, что эффективность взаимодействия горячих электронов и дырок с нейтральными по заряду примесными дефектами ( $\sigma_a$ ) почти на 2.5 порядка выше, чем с  $F$ -центрами ( $\sigma_a \gg \sigma_F$ ). Для  $Al_2O_3$  в [11] показано, что в таком же соотношении  $\sigma_a \gg \sigma$ . Следовательно,  $Al_2O_3$  значение  $\sigma_F$  соизмеримо с  $\sigma$ .

Подобная закономерность взаимодействия горячих носителей заряда с  $F$ -центрами проявляется в кристаллах  $MgF_2$ .  $F$ -ЦО предварительно наводились электронным облучением. Под действием лазерного импульса ( $4\omega$ : YAG:Nd, 266 nm, 10 ns) в  $F$ -полосу через  $\tau < 5$  ns при 78 K обнаружено поглощение с максимумом 370 nm (рис. 4). Установлено, что за полосу поглощения 370 nm и излучение при 420 nm в  $MgF_2$  ответственны  $F^-$ -центры [19]. Последующий удар электронным наносекундным пучком при 78 K просветляет полосу 370 nm до исходного уровня за время  $< 1$  ns и синхронно восстанавливает первоначальную концентрацию  $F$ -центров (рис. 4). Быстрая прямая и обратная перезарядка  $F$ - и  $F^-$ -центров при 78 K возможна только с участием зонных электронов, при двухступенчатой фотоионизации  $F$ -ЦО ( $2h\nu \rightarrow F \rightarrow V_a + e, F + e \rightarrow (F^-)^* \rightarrow F^- + h\nu_{F^-}$ ), и горячих дырок, при восстановлении  $F$ -ЦО в ходе электронной бомбардировки ( $F^- + h \rightarrow F$ ). Заключительная фаза реакции фотоионизации  $F$ -центров подтверждается тем, что интенсивность сопутствующей ФЛ  $F^-$ -ЦО на



**Рис. 3.** Спектры поглощения (1–3) и катодолуминесценции (1'–3') кристаллов  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti, Cr, V}$ . 1 — исходный, 2 — окрашен аддитивно, 3 — нейтронами.  $T = 300\text{ K}$ .



**Рис. 4.** Спектры поглощения (1–3) и фотолюминесценции (4) кристаллов  $\text{MgF}_2$ : 1 — окрашенный электронами, 2 — тот же после облучения излучением  $4\omega$   $\text{YAG}:\text{Nd}$ -лазера при  $78\text{ K}$ , 3 — после облучения одним импульсом электронного пучка при  $78\text{ K}$ . 5, 7 — кинетика затухания фотолюминесценции при возбуждении в полосу  $420\text{ nm}$ , 6 — момент воздействия импульса электронного пучка; 8 — зависимость выхода катодолуминесценции  $F^-$ -центров от концентрации  $F^-$ -центров.

$420\text{ nm}$  имеет прямую зависимость от коэффициента поглощения  $F^-$ -полосы (рис. 4). Интенсивность КЛ  $F^-$ -ЦО (излучение при  $420\text{ nm}$ ) также линейно зависит от исходной концентрации  $F^-$ -центров (рис. 4). Поэтому возбужденные  $F^-$ -центры образуются и при электронном облучении за счет рекомбинации горячих электронов с  $F^-$ -ЦО (рис. 4). В ходе электронного облучения или  $F^-$ -подсветки кристаллов  $\text{MgF}_2$  выход КЛ и ФЛ  $F^-$ -ЦО составил  $\sim 0.1\%$ . При этом исходная концентрация

$F^-$ -ЦО была на уровне  $10^{19}\text{ cm}^{-3}$ . Следовательно, в кристаллах  $\text{MgF}_2$  сечение взаимодействия горячих электронов с  $F^-$ -центрами не выходит за пределы величины  $\sigma$ .

Согласно (4), без учета фоновых флуктуаций решетки электроны со скоростями  $v < v_{\text{max}}$  обладают незначительной величиной сечения взаимодействия с регулярными узлами решетки. Как показали эксперименты, в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  значение  $\sigma_a$  превышает  $\sigma$  более чем на два порядка (рис. 3). Это означает, что в окрестности

примесных дефектов потенциал  $U^*$ , сформированный главным образом  $s$ -,  $p$ -подгруппами внешней оболочки примесных ионов, как функция от  $(r + a)$  утрачивает регулярность

$$U(r) \neq U^*(r + a). \quad (11)$$

Тем самым правило Блоха нарушается, и функция средней скорости электрона  $v_{pi} = \Delta_p(W_0 - W^*)_{pi}$  становится четной. В этом случае, как свидетельствуют результаты экспериментов (рис. 3), зонные электроны и дырки эффективно передают энергию примесным ионам. Если электронные  $s$ -,  $p$ -подгруппы внешних оболочек активатора и ионов основного вещества близки по структуре (например,  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$ ), то, согласно [11] и формуле (9), имеем  $\sigma_a \sim \sigma$ . Здесь по правилу Блоха сохраняется близкое к когерентному движение горячих носителей заряда.

Сечение взаимодействия горячих носителей заряда с собственными дефектами  $F$ -типа соизмеримо с величиной  $\sigma$ . Поэтому в соответствии с теоремой Блоха в области  $F$ - и  $F_2$ -ЦО также выполняется критерий когерентного движения горячих электронов и дырок  $v_{pi} = \Delta_p W_{pi}$ . Таким образом, в окрестности  $F_n$ -центров ( $n = 1, 2$ ) ионных кристаллов потенциал поля близок к регулярному:  $U(r) \approx U^*(r + a)$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16319-а).

## Список литературы

- [1] C. Gout, F. Pradal. J. Phys. Chem. Sol. **29**, 4, 581 (1968).
- [2] Б.Н. Горбачев, Э.Р. Ильмас, Ч.Б. Лушик, Т.И. Савихина. Тр. ИФА АН ЭССР **34**, 30 (1966).
- [3] Ч.Б. Лушик, Т.А. Соовик. Тр. ИФА АН ЭССР **34**, 68 (1966).
- [4] Г.А. Михальченко. Докт. дис. Л. (1970). 430 с.
- [5] Э.Д. Алукер, Д.Ю. Лусис, С.А. Чернов. Электронные возбуждения и радиоломинесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Зинатне, Рига (1979). 251 с.
- [6] Э.Д. Алукер, С.А. Чернов. Радиационная физика. Зинатне, Рига (1973). С. 9.
- [7] Высокоэнергетическая электроника твердого тела / Под ред. Д.И. Вайсбурда. Наука, Новосибирск (1982). 225 с.
- [8] Ю.А. Гусев, С.Н. Коноплин, С.И. Маренников. Квантовая электрон. **4**, 9, 2045 (1977).
- [9] V. Henderson. Opt. Lett. **6**, 9, 737 (1981).
- [10] Е.Ф. Мартынович, В.И. Барышников, В.А. Григоров, Л.И. Щепина. Квантовая электрон. **15**, 1, 47 (1988).
- [11] Б.П. Адуев, Д.И. Вайсбурд. ФТТ **23**, 6, 1869 (1981).
- [12] В.И. Барышников, Т.А. Колесникова, И. Квапил. ФТТ **36**, 9, 2788 (1994).
- [13] Ю.А. Ильинский, Л.В. Келдыш. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. Изд-во МГУ, М. (1989). 300 с.
- [14] V.I. Baryshnikov, N. Sarukura, Y. Segawa. Sol. Stat. Laser. SPIE. USA **2772**, 74 (1995).
- [15] В.И. Барышников, Г.А. Колесникова. Опт. и спектр. **77**, 1, 57 (1994).
- [16] Ч.Б. Лушик, Е.А. Васильченко, А.Ч. Лушик. Тр. ИФА АН ЭССР **51**, 7 (1980).

[17] G.P. Pells, D.C. Phillips. J. Nucl. Mater. **80**, 207 (1979).

[18] В.И. Барышников, Л.И. Щепина, Т.А. Колесникова, Е.Ф. Мартынович. ФТТ **32**, 6, 1888 (1990).

[19] В.И. Барышников, Т.А. Колесникова, Л.И. Щепина, С.В. Дорохов, Г.В. Соцердотова. Опт. и спектр. **6**, 1, 217 (1989).