

## ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СРЕДЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

УДК 535.37 + 548.4 : 681.3 + 621.37

И. К. Плявинь, А. К. Тале

(Рига, Латвия)

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ  
В ФОТОСТИМУЛИРУЕМЫХ  
ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Объектом исследований являлись щелочно-галлоидные кристаллы (ЩГК). Известно, что скрытое изображение в активированных ЩГК образует центры двух типов: активаторный дырочный  $A^{2+}$ -центр и фотостимулируемый электронный центр, которым является  $F$ -центр или агрегатный  $F$ -центр ( $F_{agr}$ ). На основе экспериментальных данных показано, что эти центры при всех видах записывающей радиации создаются пространственно коррелированными в парах ( $A^{2+} \dots F$ ) или ( $A^{2+} \dots F_{agr}$ ). После снятия записанной информации фотостимулированием в  $F$ -полосе поглощения вместо пары ( $A^{2+} \dots F$ ) пространственная корреляция сохраняется в качестве пары другого типа – ( $A^+ \dots v_a^+$ ). Высказана гипотеза о том, что эта вторичная пара является основой для самопроизвольного восстановления той информации, которая была записана и затем полностью снята.

**Введение.** Фотостимулируемые материалы, например BaFBr–Eu, KCl–Eu, NaCl–Cu, KBr–In, RbBr–Tl, RbJ–Tl и др., обладают свойствами, подходящими для оперативной регистрации изображения [1–12]. Типами радиации, несущими информацию для этих сред, могут быть УФ-свет из фундаментальной области поглощения среды,  $X$ -лучи, электроны,  $\alpha$ -частицы, нейтроны и др. На основе многих из указанных фотостимулируемых материалов в настоящее время созданы приборы – пластины изображения и высокочувствительные дозиметры. Оба типа приборов с успехом используются в различных областях науки, техники, и в частности в медицине [13–25].

В фотостимулируемых средах, в том числе в активированных щелочно-галлоидных кристаллах, так же, как в обычных фотоматериалах (фотопленках), процесс получения изображения является двухступенчатым. Сначала под действием записывающей радиации в этих средах образуется *скрытое изображение*, представляющее собой градации концентрации накопленных дефектов. Затем эти дефекты могут быть проявлены путем освещения среды светом постоянной интенсивности из спектральной области поглощения одного из накопленных дефектов – обычно  $F$ -центров ( $F$ -свет). При этом ответ

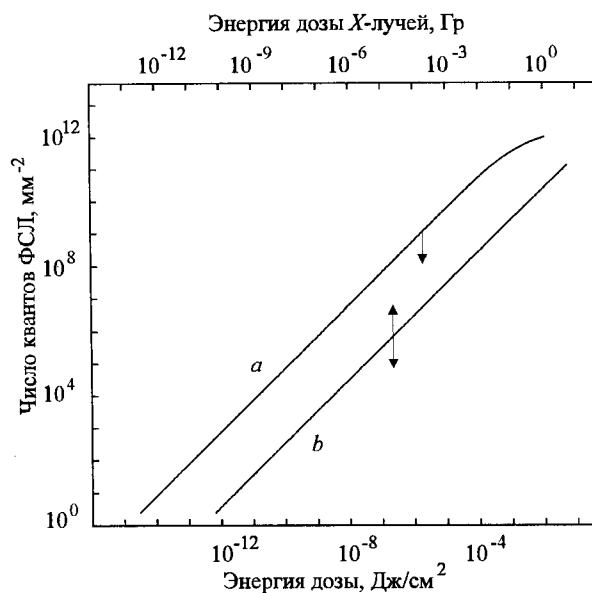


Рис. 1. Информационные свойства фотостимулируемой среды КВг–Іп, когда в качестве записывающих радиаций использованы УФ-свет (из спектральной области поглощения  $1s$  экситона, энергия кванта 6,35 эВ) (а) или X-лучи (44 кВ на трубке, энергия фотона 30 кэВ) (b) [10]

о записанной информации проявляется в градациях интенсивности излучения активатора (фотостимулированная люминесценция (ФСЛ)). В качестве примера на рис. 1 показано число несущих информацию квантов ФСЛ активатора (без учета потерь при считывании) от площадки  $1\text{ мм}^2$  среды КВг–Іп в зависимости от поглощенной энергии записывающей радиации – УФ-света из спектральной области поглощения  $1s$  экситона (рис.1, а) и X-лучей (рис.1, b).

В принципе в фотостимулируемом процессе ответ может быть получен не только в виде спонтанного, но также и вынужденного излучения активатора. Эта возможность показана на примере кристалла КJ–Тl [4, 26]. Однако, насколько нам известно, это возможное направление исследований (и их применения для информатики) не получило дальнейшего развития.

Результаты, достигнутые в настоящее время на фотостимулируемых материалах, по многим параметрам превышают характеристики более традиционных приборов, таких, как ПЗС-структуры, телевизионные трубки, не говоря о фотопленках. Основным достоинством фотостимулируемых сред является большой по величине динамический диапазон, позволяющий осуществить цифровую обработку записанной информации, в том числе выявить детали на сильном фоне, создать скрытое изображение как короткими импульсами, так и длительным накоплением энергии радиации без добавления внутренних шумов от среды.

Основой успешной работы фотостимулируемой среды является эффективное создание скрытого изображения. Именно в этом процессе, как мы предполагаем, происходят основные потери энергии записывающей радиации. Они обусловлены качеством и составом используемой среды. Эти потери неизбежно приводят к снижению показаний по всем параметрам получаемого изображения: квантовому или энергетическому выходу, динамическому

кому диапазону и, следовательно, информативной емкости. Только с устранением этих потерь в среде, т. е. при максимально эффективном использовании энергии записывающей радиации на создание центров скрытого изображения, проявленное при фотостимуляции изображение приобретет наиболее высокие параметры.

Несмотря на достигнутые успехи в обработке информации данным способом, максимальные возможности фотостимулируемых материалов не выявлены. Дело в том, что до сих пор не поняты и не получили удовлетворительного объяснения основные физические процессы создания скрытого изображения, поэтому пока не исчерпана полная программа сознательной оптимизации этих сред.

Сколько авторских групп, занимающихся физикой фотостимулируемых материалов на активированных щелочно-галоидных кристаллах, столько разных интерпретаций актуальных вопросов, включая вопросы о типе центров скрытого изображения, их пространственной корреляции и состоянии решетки основания вокруг активатора после совершения акта фотостимуляции и др. Некоторые характерные данные [5, 6, 27–36] приведены в таблице.

Все авторы признают, что считывание скрытого изображения происходит в результате рекомбинационных процессов между электронными и дырочными центрами, причем электронным центром является центр  $F$ -типа независимо от того, изолирован ли он в регулярной решетке [5, 6, 31, 32], в паре с активаторным дырочным  $A^{2+}$ -центром [27–30] или находится в более сложной комбинации с активатором  $A^+$  и с каким-либо из дырочных центров [33–36] (см. таблицу). Как правило, создание  $F$ -центров связано с безызлучательным распадом анионных экситонов. Однако авторы [5, 6] предполагают, что  $F$ -центры образуются в электронном процессе при захвате электронов на анионных вакансиях, существующих в кристалле до облучения.

Ряд авторов связывает дырочный дефект в скрытом изображении непосредственно с активаторным дырочным  $A^{2+}$ -центром [5, 6, 27–29], который образуется при захвате дырки основного вещества активатором. Другие рассматривают дырочный центр скрытого изображения как комплекс активатора  $A^+$  с  $V_K$ -центром, т. е.  $V_{KA}$ -центр [31, 32] ( $V_K$  – дырочный центр основного вещества). Существует также мнение [33–36], что активатор  $A^+$ , электронный ( $F$ ) и дырочные компоненты ( $H$ - или  $V_K$ -центры) в скрытом изображении представляют собой более сложный пространственно коррелированный комплекс.

Мы предполагаем, что записи скрытого изображения соответствуют созданию и накоплению пространственно коррелированных дефектов – пар дырочного  $A^{2+}$ -центра активатора и  $F$ -центра (см. таблицу, III). После снятия записанной информации фотостимулированием в  $F$ -полосе поглощения вместо пары ( $A^{2+} \dots F$ ) пространственная корреляция сохраняется в качестве пары другого типа – ( $A^+ \dots v_a^+$ ), т. е. анионная вакансия вблизи активатора (см. таблицу, III, 6).

Преыдущие наши обзоры были посвящены физике центров люминесценции и дефектообразования, а также возможностям использования результатов этих исследований для оптической обработки информации [4] и особенностям распада анионных экситонов на дефекты Френкеля при комнатной температуре [27, 28].

В данной обзорной статье на основе вновь накопленных, а также ранее полученных экспериментальных данных мы хотим подтвердить существо-

Типы центров скрытого изображения и связанные с ними характеристики

№ п/п	Среда, кристалл	Центры скрытого изображения		Пространственная корреляция между центрами	Состояние решетки вблизи активатора после фотостимуляции	Литература
		Дырочный	Электронный			
I	KCl - Eu <sup>2+</sup>	3	4	5	6	7
II	KCl - Cu <sup>2+</sup>	Eu <sup>3+</sup>	F	Статистическая	Регулярная	[5]
III	NaCl - Cu <sup>+</sup>	Cu <sup>2+</sup>	F	Статистическая	Регулярная	[6]
IV	KBr - In <sup>+</sup>	In <sup>2+</sup>	F	Пара (In <sup>2+</sup> ... F)	Пара (In <sup>+</sup> ... v <sub>a</sub> <sup>+</sup> )	[27, 28]
V	KCl - Tl <sup>+</sup>	Tl <sup>2+</sup>	F	Пара (Tl <sup>2+</sup> ... F)	-	[29]
VI	KCl - In <sup>+</sup>	In <sup>2+</sup>	F	Пара (In <sup>2+</sup> ... F)	-	[30]
VII	RbI - Tl <sup>+</sup>	Tl <sup>2+</sup>	F	Возмущенная пара (Tl <sup>2+</sup> ... F)	-	[30]
VIII	RbI - Tl <sup>+</sup>	Tl <sup>+</sup> V <sub>K4</sub>	F	Статистическая	Регулярная	[31, 32]
IX	RbI - Pb <sup>2+</sup>	In <sup>+</sup> V <sub>K4</sub>	F	Статистическая	Регулярная	
		Pb <sup>2+</sup> V <sub>K4</sub>	F	Статистическая	Регулярная	
X	PbI - Eu <sup>2+</sup>	Eu <sup>2+</sup> V <sub>K4</sub>	F	Статистическая	Регулярная	[33, 34]
XI	KBr - In <sup>+</sup>	In <sup>+</sup> V <sub>X</sub>	F	Триплет (In <sup>+</sup> V <sub>X</sub> F)	Регулярная	
		Tl <sup>+</sup> H	F	Триплет (Tl <sup>+</sup> HF)	Регулярная	
XIII	KCl - In <sup>+</sup>	In <sup>+</sup> H	F	Триплет (In <sup>+</sup> HF)	Регулярная	[36]

Примечание. V<sub>X</sub> - пока неизвестный дырочный центр.

вание вышеупомянутых пар ( $A^{2+} \dots F$ ) и ( $A^+ \dots v_a^+$ ) и показать, какие элементарные возбуждения кристалла активны в их образовании.

Объектами исследования явились щелочно-галогидные кристаллы (ЩГК), активированные ртутеподобными ионами металла, имеющими внешнюю электронную конфигурацию  $ns^2$ . Концентрация активатора в исследуемых кристаллах менялась в пределах  $10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

Для решения перечисленных выше вопросов в наших работах использовались следующие типы радиаций:

– УФ-свет из спектральной области  $C$ -полосы поглощения  $ns^2$  активаторов (УФ- $C$ - или  $C$ -свет), ионизирующий часть активатора и создающий небольшие концентрации активаторных дырочных центров;

– УФ-свет из спектральной области поглощения  $1s$  экситона (УФ- $1s$ ), создающий только один тип элементарных возбуждений кристалла – низкоэнергетические анионные экситоны;

– жесткая радиация:  $X$ -лучи (40–100 кВ на трубке с эффективной энергией квантов 30–90 кэВ соответственно), электроны от электронной пушки (6 кэВ) и электроны от радиоактивного изотопа трития (широкий спектр энергий 0–17,9 кэВ с максимумом распределения при 5,7 кэВ), которые дают полный набор элементарных возбуждений кристалла – электроны, дырки, экситоны.

Далее покажем, что всестороннее исследование спектральных и временных свойств фотостимулированной люминесценции активатора может дать ценную информацию относительно записи скрытого изображения (создания электронных и дырочных дефектов) и его проявления (при фотостимуляции рекомбинационного излучения этих дефектов).

Для того чтобы выяснить временные свойства считывания информации, которые определяются взаимным пространственным распределением  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров и соответственно механизмом переноса возбужденного при стимуляции электрона  $F$ -центра к  $A^{2+}$ -центру, применялись:

– различные режимы высвечивания накопленных центров как  $F$ -светом постоянной интенсивности, так и короткими импульсами;

– изменение температуры кристалла от комнатной до температуры жидкого азота.

В разд. 1–7 подведены итоги нашего представления об электронных и дырочных дефектах скрытого изображения, их создании при перечисленных выше типах записывающей радиации и механизме ФСЛ.

**1. Роль экситонов и активаторных дырочных центров в образовании светосумм фотостимулированной люминесценции.** Если кристаллы (например,  $KBr-In$ ,  $KBr-Tl$ ), ранее не облученные, подвергать освещению УФ-светом из спектральной области поглощения  $1s$  экситонов (УФ- $1s$ ), то в ответ на стимуляцию  $F$ -светом возникает светосумма малой интенсивности.

Однако если перед облучением УФ- $1s$ -светом проводить облучение кристалла  $C$ -светом, которое повышает концентрацию активаторных дырочных центров [37, 38], то светосумма ФСЛ при неизменной дозе УФ- $1s$ -облучения возрастает на несколько порядков. При этом квантовый выход светосуммы может достичь значения  $\sim 0,1$  [9, 10, 39, 40].

Этот результат подчеркивает исключительно важную роль  $A^{2+}$ -центров в образовании ФСЛ светосумм *экситонами*. Следует подчеркнуть, что концентрация  $A^{2+}$ -центров всегда гораздо меньше концентрации активатора  $A^+$ . Но при малой концентрации активатора созданная экситонами светосумма

ФСЛ гораздо больше, чем светосумма непосредственной люминесценции активатора во время облучения кристалла «экситонным светом» УФ-1s [41]. Следовательно, активаторные дырочные  $A^{2+}$ -центры имеют на несколько порядков большую эффективность взаимодействия с экситонами для реакции распада на дефекты с созданием  $F$ -центров, чем активатор  $A^+$  (для возбуждения люминесценции).

В рассматриваемых выше экспериментах  $A^{2+}$ -центры и экситоны создавались селективно, притом их создание было сдвинуто во времени: первыми создавались неподвижные  $A^{2+}$ -центры, затем следовало оптическое образование подвижных экситонов, которые «чувствуют» наличие поля искажения (деформации и лишнего положительного заряда) около  $A^{2+}$ -центров и, там распадаясь, образуют  $F$ -центры. Следует подчеркнуть, что в этом эксперименте с экситонами проявляется последовательность образования центров скрытого изображения: сначала –  $A^{2+}$ -, затем –  $F$ -центр. Этот порядок образования центров скрытого изображения объясняется не только последовательностью создания  $A^{2+}$ -центров и экситонов в данном эксперименте, но в основном условиями, обеспечивающими распад анионного экситона на дефекты с повышенной эффективностью, когда заранее повышена концентрация  $A^{2+}$ -центров [38, 39].

В случае жесткого облучения в кристалле одновременно создаются все виды элементарных возбуждений: дырки, электроны и экситоны. «Горячие» дырки основания эффективно захватываются активатором [42, 43]. В процессе создания центров скрытого изображения, как мы предполагаем, образуются и сохраняются те же типы центров, что и при экситонном облучении, и та же последовательность их образования: сначала –  $A^{2+}$ -, затем –  $F$ -центры. Косвенное подтверждение этого предположения следующее. В литературе часто отмечается более эффективное образование  $F$ -центров в кристаллах, содержащих двухвалентные примеси щелочноземельных металлов –  $\text{Ca}^{2+}$ ,  $\text{Sr}^{2+}$  и др., чем в чистых кристаллах (см., например, [44–46]). Часть этих примесей (без компенсирующих катионных вакансий) можно рассматривать как аналоги активаторных дырочных  $A^{2+}$ -центров и приписать им те же качества относительно взаимодействия с экситонами.

Механизм перемещения экситонов и связанные с ним процессы не являются предметом обсуждения данной работы. Некоторые предположения по этому поводу нами были высказаны ранее (см., например, [47]). Однако они, как мы теперь понимаем, не были успешными. Для выяснения механизма перемещения экситонов при комнатной температуре необходимы экспериментальные данные о длительности процесса создания  $F$ -центров в активированных ШГК при этой температуре. Таких данных, к сожалению, в нашем распоряжении нет. Для рассмотрения этой проблемы весьма информативными были бы эксперименты с импульсным облучением (УФ-1s-свет, X-лучи, электроны) среды в фемтосекундном диапазоне и установление времени запаздывания максимального значения ФСЛ относительно импульса облучения. Этих данных у нас тоже нет.

В литературе довольно часто упоминается о том, что одновалентный, нейтральный по отношению к решетке активатор также способствует увеличению эффективности создания  $F$ -центров (см., например, [36]). Согласно нашим представлениям этот эффект следует отнести не к самому активатору, а к тем активаторным дырочным центрам, которые эффективно создаются любым типом жесткой радиации [42, 43] при захвате дырки основания

и которые впоследствии служат местом эффективного создания  $F$ -центров при безызлучательном распаде экситона.

**2. Время затухания интенсивности ФСЛ, созданной экситонами. Определение оптических характеристик  $F$ -центров.** Светосумма ФСЛ, которая при комнатной температуре была создана малыми дозами УФ-1s (экситонного) облучения, высвечивалась  $F$ -светом (в максимуме  $F$ -полосы поглощения) известной интенсивности, которая равномерно распределялась по высвечиваемой площади кристалла и в глубь его. Для осуществления такого режима высвечивания выбирались максимально совершенные монокристаллические образцы  $KBr-In$ , а соответствующие противоположные поверхности полировались.

В этих условиях высвечивания между интенсивностью  $F$ -света в максимуме полосы поглощения  $I_F$  и временем затухания интенсивности ФСЛ  $\tau_{\text{ФСЛ}}$  была обнаружена следующая простая закономерность:

$$\tau_{\text{ФСЛ}} = 1/(cI_F), \quad (1)$$

где  $c = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  [48–50]. Значение  $c$  соответствует величине эффективного сечения поглощения света в максимуме  $F$ -полосы  $\sigma_F$ , которое совпадает с данными, полученными другими методами [51, 52].

Установлено также, что в случае, когда высвечивание светосумм осуществляется светом, охватывающим широкий спектральный интервал  $F$ -полосы поглощения, величина  $\tau_{\text{ФСЛ}}$  определяется величиной коэффициента эффективного сечения поглощения, интегрального по этому спектральному интервалу [53].

Факт проявления оптических характеристик  $F$ -центра, таких как  $\sigma_F$ , в величине времени затухания интенсивности ФСЛ наводит на мысль, что фотостимулируемые центры находятся близко друг к другу. Вследствие этого фотостимулируемая рекомбинация  $F$ -электрона с  $A^{2+}$ -центром может проходить туннельным путем, без выхода электрона в зону проводимости. В противном случае, если бы  $F$ -электрон вышел в зону проводимости, вряд ли могло сохраниться столь простое соотношение между  $\tau_{\text{ФСЛ}}$  и  $I_F$  (только через эффективное сечение поглощения света  $F$ -центром). В этом случае  $\tau_{\text{ФСЛ}}$  должно было стать более длительным из-за промежуточных захватов  $F$ -электрона на ловушках и нарушилась бы связь, установленная выражением (1).

Интересно отметить, что в среде  $BaFBr-Eu$ , облученной  $X$ -лучами, установлена подобная зависимость:  $\tau_{\text{ФСЛ}}$  и  $I_F$  между собой связывает также величина эффективного сечения поглощения света  $F$ -центром [54]. Авторы этой работы допускают туннельный переход электрона от возбужденного  $F$ -центра на активаторный дырочный центр.

**3. О пространственной корреляции центров скрытого изображения.** Общеизвестным считается статистическое распределение центров скрытого изображения и восстановление регулярной решетки возле активатора после высвечивания светосумм (см. таблицу). Наши взгляды отличаются от вышеупомянутых (см. таблицу, III). Мы предполагаем, что центры скрытого изображения пространственно коррелированы в относительно близких парах ( $A^{2+} \dots F$ ). Будем называть их первичными парами. После фотостимулирования возникает рекомбинация электрона с возбужденного  $F$ -центра и  $A^{2+}$ -центра, создавая при этом возбужденное состояние активатора ( $A^+$ )\*, которое, испуская квант света, переходит в основное состояние. После этого в

кристалле остаются коррелированные пары другого типа –  $(A^+ \dots v_a^+)$ , где  $v_a^+$  – анионная вакансия. Назовем эти пары вторичными.

Далее коротко напомним результаты экспериментов [27, 28], которые, как мы предполагаем, прямо подтверждают существование как первичных пар  $(A^{2+} \dots F)$ , созданных радиацией, так и вторичных  $(A^+ \dots v_a^+)$ , образующихся после фотостимуляции  $F$ -светом. На основе представления о существовании вторичных пар предлагаем вариант объяснения самопроизвольного восстановления ранее записанной информации после полного ее стирания, которому, как мы предполагаем, удовлетворительного объяснения до сих пор не найдено (см., например, [20, 30, 34, 55]).

Первый эксперимент был осуществлен следующим образом. Сначала исследуемые кристаллы  $KBr-In$ ,  $KBr-Tl$  облучались  $C$ -светом (в полосах поглощения 240 и 210 нм для  $In^+$  и  $Tl^+$  соответственно). При этом некоторая часть активатора ионизуется и образуются активаторные дырочные  $A^{2+}$ -центры ( $In^{2+}$  и  $Tl^{2+}$  соответственно) [37, 38]. Согласно литературным данным освобожденные в этом процессе электроны выходят в зону проводимости, затем, претерпев ряд захватов на мелких ловушках, достигают ближайших анионных вакансий и захватываются на них, образуя  $F$ -центры. Созданные таким образом  $F$ -центры и активаторные дырочные  $A^{2+}$ -центры по отношению друг к другу, по всей вероятности, распределены статистически. Высвечивание данной совокупности  $A^{2+}$ -,  $F$ -центров  $F$ -светом фиксированной интенсивности дает в ответ медленно затухающий импульс люминесценции активатора  $A^+$  (рис. 2, *a*). Длительность этого затухания, по всей вероятности, отображает обратный путь зонного электрона (через ловушки) на  $A^{2+}$ -центры с образованием в итоге активатора  $A^+$ .

Далее кристалл освещался светом УФ-1s (максимум полосы для  $KBr$  при комнатной температуре 189 нм [56]). Предполагалось, что при этом облучении возникнут близкорасположенные  $A^{2+}$ - и  $F$ -центры (см. разд. 2). В процессе высвечивания  $F$ -светом прежней фиксированной интенсивности появлялся импульс с более быстрым затуханием (рис. 2, *b*). Для объяснения этого быстрого затухания в разд. 2 в качестве наиболее вероятного механизма рекомбинации возбужденного  $F$ -электрона с  $A^{2+}$ -центром выдвигался туннельный. В данном эксперименте осуществление туннелирования может быть объяснено только тем, что экситоны распадаются на дефекты в окрестности  $A^{2+}$ -центров, образуя первичные пары  $(A^{2+} \dots F)$ .

Если это предположение об образовании первичных пар  $(A^{2+} \dots F)$  верно, то после  $F$ -высвечивания на их месте должны оставаться вторичные пары  $(A^+ \dots v_a^+)$ , т. е. около некоторого числа активаторов должны находиться анионные вакансии. Смысл этой серии экспериментов заключается в подтверждении или отрицании существования вторичных пар  $(A^+ \dots v_a^+)$  независимым методом.

Для этой цели кристалл, который претерпел облучения УФ-С и УФ-1s (см. рис. 2, *a, b*) и последующее полное высвечивание  $F$ -светом, снова облучался в  $C$ -полосе поглощения. Безусловно, это облучение будет возбуждать не только активатор в регулярной решетке, но и активатор около предполагаемой анионной вакансии. В первом случае ожидается термооптическая ионизация активатора с выходом электрона в зону проводимости и захватом на случайной вакансии. При этом будут образовываться статистически рас-



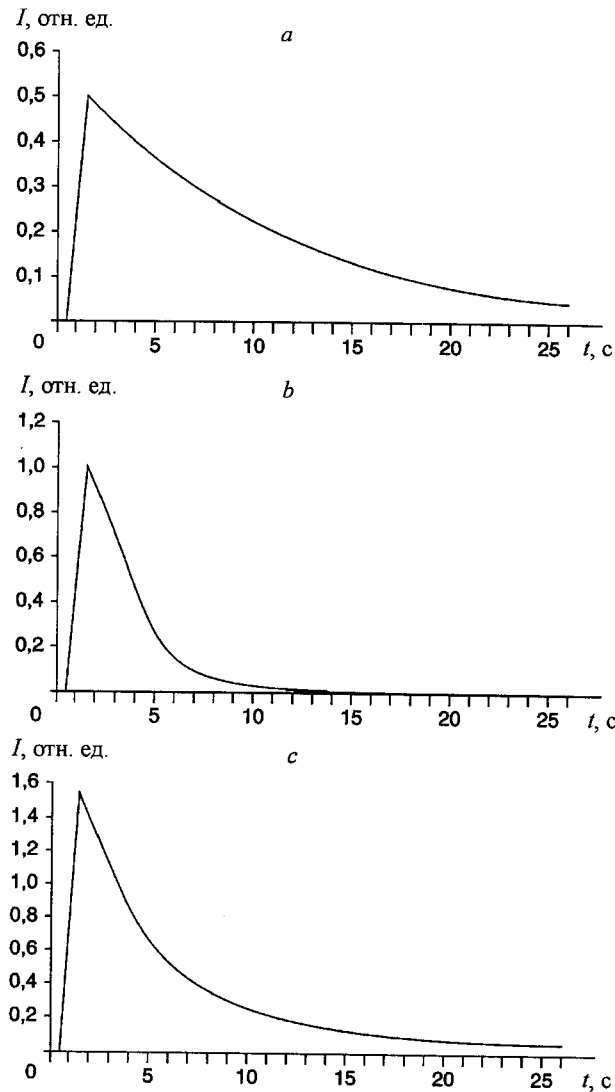


Рис. 2. Схематическое отображение затухания интенсивности светосумм ФСЛ, накопленных УФ-светом в различных спектральных областях и высвеченных стационарным  $F$ -светом одинаковой интенсивности [27, 28]: облучение в  $S$ -полосе поглощения активатора (а), облучение в полосе поглощения  $1g$  экситона (b), облучение в  $S$ -полосе поглощения после того, как кристалл был облучен в экситонной полосе и затем полностью высвечен (с)

пределенные  $A^{2+}$ - и  $F$ -центры, дающие длительное затухание ФСЛ. Однако если существуют и вторичные пары ( $A^+ \dots v_a^+$ ), то возбуждение УФ-С-светом должно захватить часть активатора  $A^+$ , находящуюся в этих парах. В данном случае электрон с возбужденного  $S$ -состояния активатора туннельным путем переходит на близлежащую анионную вакансию и независимо – без участия экситонов или взаимодействия с ними – может восстановить прежнюю первичную пару ( $A^{2+} \dots F$ ). Действительно, в последнем случае облучения (рис. 2, с) затухание ФСЛ представляет ожидаемую суперпозицию им-

пульсов (см. рис. 2, *a, b*). Это, на наш взгляд, показывает, что первичные пары ( $A^{2+} \dots F$ ) существуют и после  $F$ -стимуляции оставляют за собой вторичные пары ( $A^+ \dots v_a^+$ ) [27, 28].

В свете вышеизложенных результатов можно предложить следующий вариант объяснения так называемого «самопроизвольного восстановления изображения» после полного стирания записанной информации и последующего хранения в темноте при комнатной температуре.

Восстановление изображения, как правило, обнаруживается после того, как высвеченная фотостимулируемая среда, ранее облученная  $X$ -лучами или другой радиацией, находилась в темноте примерно сутки [34, 55]. В наших экспериментах с кристаллом  $KBr-In$  самопроизвольное восстановление информации наблюдалось и тогда, когда записывающей радиацией служил УФ-свет из спектральной области поглощения  $1s$  экситона. Необходимо вспомнить, что в высвеченной среде (после снятия и полного стирания информации) остаются вторичные пары ( $A^+ \dots v_a^+$ ), имеющие такое же концентрационное распределение, как и первичные пары. Кроме того, на высвеченную среду неизбежно и постоянно действует космический фон. Не исключено и влияние излучения естественной радиоактивности в среде, например  $^{40}K$ . Эти излучения, как любые жесткие радиации, кроме вновь созданной фоновой записи, возбуждают и активатор. Если это активатор, входящий в состав вторичных пар, то может восстанавливаться прежняя запись. Мы предполагаем, что происходит следующее. Электрон с возбужденного активатора туннелирует на близлежащую анионную вакансию, и вновь создается первичная пара ( $A^{2+} \dots F$ ). Когда таким образом восстанавливается большинство первичных пар, может проявиться ранее записанное изображение.

**4. Запись жесткой радиации или УФ-света из спектральной области поглощения  $1s$  экситона.** В первых экспериментах в качестве записывающей радиации был использован УФ-свет из спектральной области поглощения  $1s$  экситона (УФ– $1s$ -свет). При этом установлено, что эффективное создание центров скрытого изображения, которое отождествляется с парами ( $A^{2+} \dots F$ ) (см. разд. 2, 3), осуществляется только тогда, когда в кристалле перед УФ– $1s$ -облучением независимым путем создана достаточно большая концентрация  $A^{2+}$ -центров.

Любая жесткая радиация ( $X$ -лучи, электроны и др.) путем размена своей начальной энергии (кванта или частицы) в конце релаксации образует полный набор элементарных возбуждений кристалла: электроны, дырки и экситоны [42, 57]. «Горячие» дырки, как показано в работах [42, 43], эффективно ионизируют активатор  $A^+$ , создавая активаторные дырочные  $A^{2+}$ -центры. Таким образом, дырки могут выполнить те же функции, которые в случае «экситонного» УФ– $1s$ -облучения выполняет освещение кристалла УФ-светом в  $S$ -полосе поглощения активатора (УФ– $S$ -светом). Жесткая радиация в кристалле создает также и экситоны [42, 57, 58]. Таким образом, под действием жесткой радиации в кристалле возникают как неподвижные активаторные дырочные центры, так и подвижные экситонные возбуждения. Приведут ли экситоны, созданные жесткой радиацией, к тем же результатам, что и оптически созданные? Вероятно, результат в случае жесткой радиации должен быть таким же.

Для проверки этого предположения сравнивались времена затухания трех различных светосумм ФСЛ, которые получены при облучении УФ– $1s$ -

светом (т. е. при оптическом создании экситонов),  $X$ -лучами и электронами. При одинаковых условиях эксперимента (малые дозы облучения, одинаковая интенсивность  $F$ -света) все три светосуммы ФСЛ имели практически совпадающие времена затухания. Как было показано ранее (см. разд. 2), время затухания светосумм явилось весьма информативной характеристикой, которая в совокупности с другими позволила выявить существование пространственно коррелированных  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров.

Одинаковые значения времени затухания ФСЛ при различных типах радиации можно считать сильным доводом в пользу существования пар ( $A^{2+} \dots F$ ), в образовании которых наиболее ответственными элементарными возбуждениями являются высокоподвижные экситоны при комнатных температурах. Мы не знаем серьезных контраргументов тому, что  $F$ -центры в парах с  $A^{2+}$ -центрами могут создаваться при распаде экситона.

В дополнение к сказанному следует отметить эксперимент, проведенный на кристалле с двумя активаторами:  $KBr-Tl, In$  [59], который показывает чувствительность экситонов к дырочному центру любого активатора. В этом эксперименте предварительным незначительным УФ- $C$ -облучением поочередно увеличивалась концентрация  $A^{2+}$ -центров то одного ( $In^+$ ), то другого ( $Tl^+$ ) активатора. При последующем УФ- $1s$ -облучении кристалла и при регистрации люминесценции активаторов  $Tl^+$  и  $In^+$  одновременно по двум отдельным каналам прирост сигналов ФСЛ наблюдался именно для активатора с увеличенной концентрацией дырочных центров.

Для  $X$ -, электронного и УФ- $1s$ -облучения совпадающими являются не только упомянутые выше времена затухания ФСЛ, но аналогичными являются также величины светосумм ФСЛ и светосумм люминесценции активатора, высвечивающиеся во время облучения, в зависимости от концентрации активатора. В работах [41, 60] сравнивались эти концентрационные зависимости для УФ- $1s$ - и электронного облучения. Более детально они будут анализироваться в последующих работах при рассмотрении возможных механизмов эффективной миграции экситонного возбуждения. Здесь только отметим, что при всех видах накапливаемой радиации максимальное значение светосумм ФСЛ обнаруживается при сравнительно небольших концентрациях активатора – порядка  $(1-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при которых прямая люминесценция активатора во время облучения является минимальной. Максимальное значение абсолютного квантового выхода ФСЛ для УФ- $1s$ -облучения составляет 0,1 [9, 39]. Для  $X$ - и электронного облучения энергетический выход имеет значение около 0,001 [8, 9, 40].

Малый выход ФСЛ при электронном или  $X$ -облучении по сравнению с выходом для оптически созданных экситонов удовлетворительно коррелирует с представлениями о малой доле экситонов (несколько сотых) от общего числа зонных электронов и дырок при жестких видах облучения [42, 58, 61].

**5. Импульсное фотостимулирование рентгенизованных кристаллов в  $F$ -полосе поглощения.** Ранее были исследованы люминесцентные ответы в ряду кристаллов –  $KCl-Tl, KBr-Tl, KJ-Tl, KCl-In, KBr-In$  и др. – при импульсном возбуждении (нарастание и затухание возбуждающих импульсов  $10^{-9}$  и  $10^{-8}$  с соответственно) как в  $A$ -полосе поглощения активатора [62–64], так и в  $F$ -полосе поглощения после рентгенизации [65].

Комплексные исследования люминесценции активатора при возбуждении в  $A$ -полосе поглощения позволили расшифровать энергетическую структуру нижнего возбужденного состояния и температурную зависимость

населенностей его компонентов. Выяснено, что нижнее возбужденное состояние включает два компонента ян-теллеровского расщепления  $^3P_1$  уровня и нижележащий метастабильный уровень. При комнатной температуре населенность этого комплекса уровней является термически равновесной и излучение с каждого из них образует соответственно свой, так называемый «равновесный», компонент. По энергии вышерасположенный уровень соответствует тетрагональному окружению активатора при излучении, в то время как нижележащий – тригональному [62–64]. Соответствующие полосы люминесценции, обусловленные излучательными переходами с этих уровней, принято обозначать  $A_T$ - и  $A_X$ -полосами.

При понижении температуры кристалла равновесный компонент люминесценции в  $A_T$ - и  $A_X$ -полосах удлиняется из-за нарастающей населенности метастабильного уровня. Одновременно в полосах появляются короткие выбросы, имеющие форму возбуждающих импульсов и представляющие излучение до установления равновесия по всем уровням нижнего возбужденного состояния. По мере понижения температуры интенсивность быстрых выбросов возрастает. Оказалось, что аналогичное температурное поведение импульсных ответов имеет также и фотостимулированная в  $F$ -полосе люминесценция кристаллов, облученных  $X$ -лучами при комнатной температуре. Также наблюдаются обе полосы люминесценции. Сказанное имеет силу для всех исследованных кристаллов, в том числе для KCl-Tl и KBr-Tl. При температуре жидкого азота в  $A_T$ -полосе ФСЛ для этих кристаллов проявляется быстрый импульс (неравновесный компонент), совпадающий по форме с возбуждающим импульсом  $F$ -света; в  $A_X$ -полосе излучения – суперпозиция неравновесного и равновесного компонентов люминесценции.

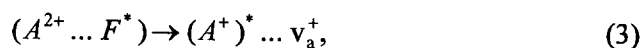
Из литературных источников (см., например, [66]) известно, что в кристаллах KCl и KBr при «азотной» температуре фототермическая ионизация  $F$ -центров из-за большого энергетического барьера не осуществляется. О чем же свидетельствует наблюдаемая в KCl-Tl и KBr-Tl ФСЛ, возбуждаемая в  $F$ -полосе поглощения при азотной температуре, причем еще в виде быстрых импульсов? Выход  $F$ -электронов в зону проводимости не осуществляется. Это, безусловно, есть подтверждение модели, в которой  $F$ -центр в активированном кристалле пространственно коррелирован с активаторным дырочным центром, что способствует эффективной рекомбинации туннельным путем.

Этому выводу в принципе можно выдвинуть контраргумент. Он заключается в следующем: при помощи быстрых ответных сигналов ФСЛ можно выявить только незначительную часть от всей накопленной светосуммы по сравнению с той, которая высвечивается светом постоянной интенсивности и характеристики которой были проанализированы и приведены в разд. 2. Однако в работе [67] экспериментально показано, что закономерности затухания светосумм, высвечиваемых  $F$ -светом постоянной интенсивности и короткими импульсами в пределах ошибки эксперимента коррелируют между собой. Из этого следует, что результаты, изложенные в данном разделе, можно рассматривать как независимое и дополнительное подтверждение взглядов о пространственно коррелированных  $A^{2+}$ - и  $F$ -центрах в облученных активированных ЦГК и туннельной рекомбинации  $F$ -электрона с  $A^{2+}$ -центром при оптическом возбуждении  $F$ -центров.

**6. Спектры фотостимуляции и фотостимулированной люминесценции.** В предшествующих разделах показано, что все применяемые виды об-

лучения (экситоны, X-лучи, электроны и др.) при малых дозах в исследуемых активированных ЦГК создают пары ( $A^{2+} \dots F$ ). Каждый из компонентов пары – электронный и дырочный центры – является стабильным, и пара в целом является единичным элементом скрытого изображения, которое хранится в кристалле необходимое время (до считывания). При снятии информации в паре происходят быстрые изменения. Снятие информации начинается с оптического возбуждения  $F$ -центра. Эту ситуацию можно отобразить следующей реакцией:

муляции активаторной люминесценции в  $F$ -полосе? Люминесценция активатора в парах, как известно, обусловлена туннелированием  $F$ -электрона на активаторный дырочный  $A^{2+}$ -центр с превращением последнего в возбужденный активатор ( $A^+$ )<sup>\*</sup>:



где  $v_a^+$  – анионная вакансия.

Результат реакции (3) отображает вторую ситуацию, возникшую из исходного попарного распределения дефектов при снятии информации. Уже во время излучения активатора образуется другая пара дефектов – вторичная (которую мы считаем источником произвольного восстановления стертой информации (см. разд. 3)). Возбужденный активатор оказывается в поле искажения, созданном анионной вакансией, оставшейся после туннелирования  $F$ -электрона. Влияет ли данная вакансия на спектр излучения активатора? Спектральные характеристики, которые могут быть актуальными в ситуациях (2) и (3), далее будут рассмотрены более подробно.

Спектр фотостимуляции ФСЛ при облучении кристалла УФ–1s-светом [68] или X-лучами (спектр фотостимуляции для наших образцов был измерен М. Спрингисом) в пределах ошибки эксперимента совпадает с контуром  $F$ -полосы поглощения, взятым из литературных данных для чистого кристалла КВг. Подобные данные для спектра стимуляции в других активированных ЦГК приведены в [69].

Когда возбуждается  $F$ -центр из пары, в его близости находится дырочный  $A^{2+}$ -центр, имеющий положительный заряд относительно кристаллической решетки. В принципе  $A^{2+}$ -центр мог бы повлиять на распределение электронной плотности возбужденного  $F$ -центра и изменить контур спектра фотостимуляции. Но эксперимент это не подтверждает. Учитывая сравнительно большой радиус распространения электронной плотности возбужденного  $F$ -центра, составляющий 3–4 постоянных решетки [70] или многие десятки координационных сфер кристалла [71], делаем вывод: возможно, что один дефект в этой сфере не дает заметных изменений в электронной плотности  $F$ -центра и соответственно в оптических спектрах.

Вернемся к ситуации (3), когда возбужденный активатор излучает вблизи дефекта – анионной вакансии, расположенной на каком-то (пока неизвест-

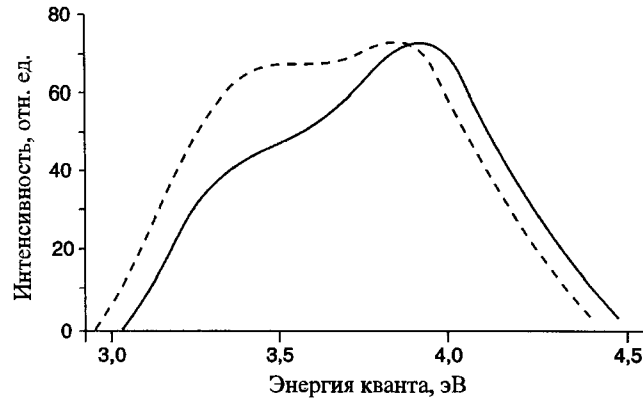


Рис. 3. Спектры люминесценции активатора в кристалле KBr-Tl при комнатной температуре [73]: фотостимулирование кристалла, облученного электронами, в  $F$ -полосе поглощения (сплошная кривая), возбуждение кристалла в  $A$ -полосе поглощения активатора (штриховая)

ном) расстоянии от излучающего активатора и, следовательно, можно ожидать различия между спектром ФСЛ данного активатора и спектром люминесценции при внутрицентровом возбуждении, когда окружение активатора регулярное.

При сравнении спектров внутрицентральной люминесценции активатора, возбужденного в  $A$ -полосе поглощения, со спектрами ФСЛ, измеренными ранее, нами были обнаружены отличия, на которые раньше не обращалось внимание. Так, например, в кристалле KJ-Tl при электронном облучении  $A_X$ -полоса, которая практически является единственной полосой излучения в этом кристалле при комнатной температуре, в спектре ФСЛ имеет гораздо меньшую полуширину, чем эта полоса при внутрицентровом возбуждении [63, 72]. В кристалле KBr-In, в излучении которого проявляются обе полосы ( $A_T$  и  $A_X$ ) при комнатной температуре, в спектре ФСЛ после  $X$ -облучения [34] нами были установлены следующие изменения: по сравнению со спектром при внутрицентровом возбуждении обе полосы излучения сужаются и, кроме того, наблюдается выраженный сдвиг  $A_T$ -полосы в высокоэнергетическую сторону спектра.

Дальнейшие исследования спектров ФСЛ и внутрицентральной люминесценции проводились с целью обнаружения и более детального исследования отличия между спектрами. В кристалле KBr-In при оптическом создании экситонов (при облучении УФ-1s-светом) в спектре ФСЛ обнаружено сужение  $A_T$ - и  $A_X$ -полос излучения [46]. В KBr-Tl при электронном облучении (малые дозы) обнаружено сужение  $A_T$ - и  $A_X$ -полос излучения, а также их коротковолновые сдвиги [73]. Для примера на рис. 3 приведен измеренный спектр ФСЛ и спектр внутрицентральной люминесценции того же кристалла, возбужденной в  $A$ -полосе поглощения. Очевидно, что спектры ФСЛ и внутрицентральной люминесценции отличаются. Наиболее ясно это видно из рис. 4, где  $A_T$ - и  $A_X$ -полосы в обоих случаях выделены из суммарного спектра.

Даже не углубляясь в физику обнаруженных изменений в спектрах (этому будет посвящена отдельная работа), нельзя сомневаться в том, что они могут быть рассмотрены как независимые и дополнительные подтверждения

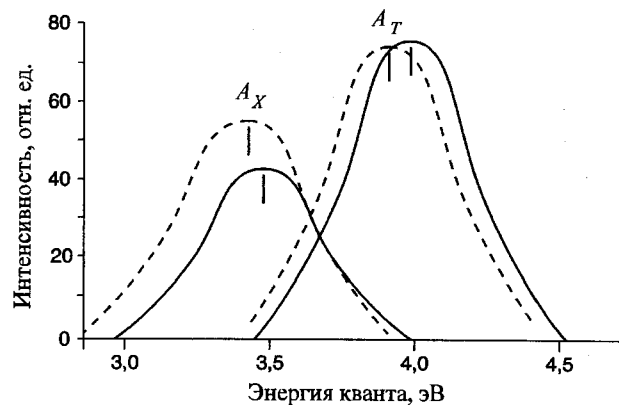


Рис. 4. Разложение спектров люминесценции, изображенных на рис. 3, на  $A_X$ - и  $A_T$ -полосы излучения: фотостимулирование кристалла, облученного электронами, в  $F$ -полосе поглощения (сплошные кривые), возбуждение кристалла в  $A$ -полосе поглощения активатора (штриховые)

существования  $A^{2+}$ - и  $F$ -центров, пространственно коррелированных в парах, осуществления фотостимулированной люминесценции активатора в поле дефекта – анионной вакансии  $v_a^+$  (3). Последнее, как мы предполагаем, хорошо сочетается со сдвигами максимумов  $A_X$ - и  $A_T$ -полос для ФСЛ и внутрицентральной люминесценции активатора (см. рис. 4).

**7.  $F$ -центры и более сложные электронные центры в составе пар.** При сравнительно малых дозах облучения, например около  $10^{10}$  фотон/см<sup>2</sup> УФ–1s-облучения и приблизительно  $10^{-6}$  Гр при облучении X-лучами (44 кВ на трубке), основным электронным центром в паре является  $F$ -центр. Идентификация  $F$ -центров (см. разд. 2) проводилась по эффективному сечению поглощения, определенному по времени затухания светосуммы, фотостимулированной в  $F$ -полосе при известной интенсивности высвечивающего  $F$ -света.

Увеличение дозы УФ–1s-света по сравнению с вышеуказанной на 3–4 порядка приводит к появлению более сложных электронных центров [74] в окрестности активаторных дырочных центров. В этом случае высвечивание в спектральной области  $F$ -полосы поглощения можно было аппроксимировать многокомпонентным затуханием светосуммы в предположении, что каждый компонент имеет экспоненциальный закон затухания. Кроме компонента, соответствующего  $F$ -центру, были выявлены еще два компонента: один более быстро, другой более медленно затухающий, чем основной компонент. Для этих новых компонентов, как и для  $F$ -центров, определялись эффективные сечения поглощения света. Получены следующие средние значения:  $5,8 \cdot 10^{-16}$  и  $6 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> для быстро и медленно затухающих компонентов. Первый из них, вероятно, можно приписать  $F_3$ -центрам, второй, возможно, связан с  $F_2$ -центрами, если сравнить с данными, приведенными в работах [66, 75, 76].

Из полученных данных сделан вывод о том, что около активаторных дырочных  $A^{2+}$ -центров накапливаются не только  $F$ -центры, но также их агрегаты. Это, по всей вероятности, означает, что активаторный дырочный  $A^{2+}$ -центр служит «затравкой» для распада экситонов не один, а несколько раз.

Следовательно, дефекты – по существу пустые узлы анионов решетки – концентрируются у активаторного дырочного  $A^{2+}$ -центра.

Применяемые нами дозы облучения являются ничтожными по сравнению с дозами, которые используются для образования и исследования коллоидальных частиц в щелочно-галлоидных кристаллах. Весьма интересно, что в активированных ИЦГК под действием радиации (большие дозы реакторного облучения) первоочередно, как следует из [77], образуются коллоидальные частицы активатора и только потом – щелочного металла основного вещества. Между процессами образования коллоидов активатора и теми явлениями дефектообразования, которые, как мы уверены, разыгрываются около активаторного дырочного центра и рассмотрены в данной работе, безусловно, происходит множество пока не исследованных промежуточных процессов. Однако, заманчиво было бы предполагать, что начальной стадией активаторного коллоидообразования служит обнаруженное в этой работе накопление  $F$ -центров и агрегатных  $F$ -центров вблизи активаторного дырочного центра.

**Заключение.** Скрытое изображение в активированных ИЦГК образует центры двух типов: активаторный дырочный  $A^{2+}$ -центр и фотостимулируемый электронный центр, которым является  $F$ -центр или агрегатный  $F$ -центр ( $F_{\text{агр}}$ ) при малых или умеренных дозах облучения соответственно. Эти центры при всех видах записывающей радиации (УФ–1s, X-лучи, электроны или др.) создаются пространственно коррелированными в парах ( $A^{2+} \dots F$ ) или ( $A^{2+} \dots F_{\text{агр}}$ ).

Рассмотрена вероятная схема процесса возникновения центров в паре и выяснены типы элементарных возбуждений основного вещества, которые при этом существенны. Первым по времени под действием записывающей радиации появляется активаторный дырочный центр. Это происходит при ионизации активатора дырками основания. Затем при распаде экситонного возбуждения в поле искажения решетки, созданного  $A^{2+}$ -центром, образуется  $F$ -центр (или  $F_{\text{агр}}$ ).

Образование пар ( $A^{2+} \dots F_{\text{агр}}$ ) указывает на то, что окружение  $A^{2+}$ -центра служит местом многократного распада экситонов на дефекты. Выдвинута гипотеза о том, что комплекс типа ( $A^{2+} \dots F_{\text{агр}}$ ) является начальной фазой образования коллоидов активатора. Тот факт, что возникновение коллоидов активатора [77] опережает возникновение коллоидов щелочного металла основания, свидетельствует о более эффективном накоплении агрегатов  $F$ -центров около активатора, чем в регулярной решетке основания, и говорит в пользу нашего представления о преимущественном распаде экситона вблизи дырочного центра активатора.

Процесс снятия информации, как известно, начинается с оптического возбуждения  $F$ -центра. Предполагается, что электрон с возбужденного  $F$ -центра, находящегося в паре с  $A^{2+}$ -центром, туннелирует на «свой» активаторный дырочный центр, превращая его в возбужденный активатор ( $A^+$ ). Последующее излучение активатора является ответом на записанную информацию. При этом «высвечивается» первичная пара ( $A^{2+} \dots F$ ), созданная при записи, и в кристалле рождается вторичная пара ( $A^+ \dots v_a^+$ ), сохраняющая ту же пространственную корреляцию. Высказана гипотеза о том, что вторич-



ная пара является основой для самопроизвольного восстановления той информации, которая была записана и затем полностью снята.

Максимальной эффективности записи и соответственно ответа в виде ФСЛ при считывании в активированных ЩГК можно достичь при относительно небольших концентрациях активатора  $A^+$  – около  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При этом концентрация активаторных дырочных  $A^{2+}$ -центров составляет не больше чем  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

При данных концентрациях  $A^{2+}$ -центров экситонное возбуждение должно преодолевать большие расстояния, что трудно объяснить, поскольку общепризнанной является автолокализация экситона в основаниях КВг на месте рождения.

В заключение авторы благодарят Д. К. Миллера за поддержку данного цикла исследований, М. Ф. Тринклер за ценные замечания и А. А. Рудзитиса за обеспечение экспериментов точными оптико-механическими деталями.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takahashi K., Miyahara J., Shibahara Y. Photostimulated luminescence (PSL) and color centers in BaFX : Eu<sup>2+</sup> (X = Cl, Br, I) phosphors // Journ. Electrochem. Soc. 1985. **132**, N. 6. P. 1492.
2. Von Seggern H. X-ray imaging with photostimulable phosphors // Nucl. Instr. and Meth. A. 1992. **322**. P. 467.
3. Плявинь И. К., Объедков В. П., Черняк В. Г. и др. Активированные щелочно-галоидные кристаллы в качестве люминесцентной ячейки памяти // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1969. № 5. С. 67.
4. Власов Г. И., Калныньш Р. А., Нагли Л. Е. и др. Некоторые физические явления в активированных щелочно-галоидных кристаллах и возможности оптической обработки информации // Автометрия. 1980. № 1. С. 66.
5. Nanto H., Murayama K., Usuda T. et al. Two-dimensional X-ray sensor utilizing photostimulated luminescence in europium-doped potassium chloride single crystals // Proc. SPIE. 1992. **1736**. P. 10.
6. Nanto H., Murayama K., Usuda T. et al. Photostimulable transparent NaCl : Cu single crystals for two-dimensional X-ray imaging sensor // Appl. Phys. Lett. 1991. **59**. P. 1838.
7. Kalnins A., Plavina I., Tale A. Powdered KBr-In as an X-radiation storage material with a wide dynamic range // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B. 1994. **84**. P. 95.
8. Брацлавец П. Ф., Калнинь А. Э., Плявинь И. К. и др. Разработка преобразователя изображений для ультрафиолетовой части спектра на основе активированных щелочно-галоидных кристаллов. Энергетические и динамические характеристики. 1988. (Препр. /АН ЛатвССР. Ин-т физики; ЛАФИ-132); Сложение световых потоков. 1989. (Препр. /АН ЛатвССР. Ин-т физики; ЛАФИ-152).
9. Брацлавец П. Ф., Калнинь А. Э., Плявинь И. К. и др. Определение отношения сигнал/шум и абсолютной квантовой эффективности преобразования для оптоэлектронного преобразователя с памятью на основе активированных щелочно-галоидных кристаллов // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1990. № 3. С. 27.
10. Plavina I., Popov A. I., Tale A., Kalnins A. Efficiency and dynamic range of the photostimulable X-ray storage material – KBr : In // Proc. SPIE. 1997. **2967**. P. 74.

11. **Kimura T., Inabe K.** Radiative recombination and afterglow characteristics of *X*-ray irradiated BaFCl : Eu<sup>2+</sup> and KCl : Eu<sup>2+</sup> // Jap. Journ. Appl. Phys. 1998. **37**. P. 6188.
12. **Nensel B., Thielemann P., Decker G.** Area storage phosphors a useful tool for soft-*X*-ray imaging diagnostics – Spectral sensitivity and spectral resolution in the 0.07 to 14 nm range // Journ. Appl. Phys. 1998. **84**. P. 2267.
13. **Amemiya Y., Matsushita T., Nakagawa A. et al.** Design and performance of an imaging plate system for *X*-ray diffraction study // Nucl. Instr. and Meth. A. 1988. **266**. P. 645.
14. **Amemiya Y.** Imaging plate – *X*-ray area detector based on photostimulable phosphor // Synchrotron Radiat. News. 1990. **3**, N 2. P. 21.
15. **Mori N., Oikawa T., Harada Y., Miyahara J.** Development of imaging plate for transmission electron microscope and its characteristics // Journ. Electron Microsc. 1990. **39**. P. 433.
16. **Hofmann J., Rausch Ch.** Performance of a prototype detector system for thermal neutrons based on laser stimulated luminescence // Nucl. Instr. and Meth. A. 1995. **355**. P. 494.
17. **Gurvich A. M., Hall C., Kamenskikh I. A. et al.** Phosphors for luminescent image plates // Journ. *X*-ray Science and Techn. 1996. **6**. P. 48.
18. **Plavina I., Popov A. I., Tale A., Kalnins A.** Some performance data of the optically-stimulable irradiated materials (doped alkali halides) oriented for imaging and dosimetry purposes // Proc. SPIE. 1997. **2967**. P. 79.
19. **Nanto H.** Photostimulated luminescence in insulators and semiconductors // Radiat. Eff. and Defects in Solids. 1995. **146**. P. 311.
20. **Mori N., Oikawa T.** The imaging plate and its application // Advances in Imaging and Electron Physics. 1998. **99**. P. 241.
21. **Chakrabarti K., Bandyopadhyay P. K., Barkyoub I. H.** Copper doped alkali halides for computed radiography and digital imaging // Journ. Digital Imaging. 1998. **11**, N 3. P.174.
22. **Kobayashi H., Satoh M.** Basic performance of a neutron sensitive photostimulated luminescence device for neutron radiography // Nucl. Instr. and Meth. A. 1999. **424**. P. 1.
23. **Thoms M., von Seggern H., Winnacker A.** Spatial correlation and photostimulability of defect centers in the *X*-ray storage phosphors BaFBr : Eu<sup>2+</sup> // Phys. Rev. B. 1991. **44**. P. 9240.
24. **Thoms M., Myles D., Wilkinson C.** Neutron detection with imaging plates. Pt. I. Image storage and readout // Nucl. Instr. and Meth. A. 1999. **424**. P. 26.
25. **Thoms M.** Neutron detection with imaging plates. Pt. II. Detector characteristics // Ibid. P. 33.
26. **Нагли Л. Е., Плявинь И. К.** Вынужденное рекомбинационное излучение ртутеподобных активаторов в щелочно-галогидных кристаллах // Оптика и спектроскопия. 1978. **44**, вып. 1. С. 138.
27. **Брацлавец П. Ф., Калнинь А. Э., Плявинь И. К. и др.** Экспериментальное доказательство образования пар типа F, In<sup>++</sup> при распаде анионных экситонов в KBr–In // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1990. № 4. С. 38.
28. **Bratslavets P. F., Kalnins A., Plavina I. et al.** Optical destruction and restoration of the {F, In<sup>2+</sup>} pairs in KBr : In crystals // Phys. Stat. Sol. (b). 1992. **170**. P. 395.
29. **Романов И. Г., Дьяконов В. В., Ветров В. А., Баранов П. Г.** Оптическое детектирование кроссрелаксационных резонансов в условиях оптической накачки F-центров // ФТТ. 1989. **31**, вып. 11. С. 106.

30. Rogulis U., Dietze C., Pawlik Th. et al. Hole-trapping site and the mechanism of photo-stimulated luminescence of the  $X$ -ray storage phosphor  $\text{RbI} : \text{Tl}^+$  // Journ. Appl. Phys. 1996. 80. P. 1.
31. Thoms M., von Seggern H., Winnacker A. Defect centers in the  $X$ -ray storage phosphor  $\text{RbI} : \text{Tl}^+$  // Proc. XII Intern. Conf. on Defects in Insulating Materials. 1992. P. 1169.
32. Thoms M., von Seggern H., Winnacker A. Optical and thermal properties of electron and hole-trapping sites in the  $X$ -ray storage phosphor  $\text{RbI} : X$  ( $X = \text{Tl}^+; \text{In}^+; \text{Pb}^{2+}; \text{Eu}^{2+}$ ) // Journ. Appl. Phys. 1994. 76. P. 1800.
33. Rogulis U., Spaeth J.-M., Tale I., Ruza E. ODEPR of indium colour centres in the  $X$ -irradiated storage phosphor  $\text{KBr} : \text{In}$  // Radiat. Eff. and Defects in Sol. 1995. 134. P. 471.
34. Rogulis U., Tale I., Hangleiter Th., Spaeth J.-M. The photostimulation process in the  $X$ -irradiated storage phosphor  $\text{KBr} : \text{In}$  // Journ. Phys. Condens. Matter. 1995. 7. P. 3129.
35. Von Seggern H., Meijerink A., Voigt T., Winnacker A. Photostimulated mechanism of  $X$ -irradiated  $\text{RbBr} : \text{Tl}$  // Journ. Appl. Phys. 1989. 66, N 9. P. 4418.
36. Гаврилов В. В., Дейч Р. Г., Дьяченко С. В., Нагли Л. Е. О механизме дефектообразования в активированных ЩГК // ФТТ. 1987. 29, вып. 6. С. 1904.
37. Тийслер Э. С., Кямбре Х. Ф. О связи внутреннего фотоэффекта и рекомбинационной люминесценции в щелочно-галогидных кристаллофосфорах // Тр. ИФА АН ЭССР. 1962. 21. С. 139.
38. Калнинь А. Э., Плявинь И. К., Тале А. К. Увеличение эффективности низкоэнергетического экситонного создания  $F, \text{In}^{2+}$  центров в  $\text{KBr-In}$  при облучении в  $S$ -полосе поглощения // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1987. № 1. С. 47.
39. Калниньш Р. А., Плявинь И. К., Тале А. К. Образование дефектов Френкеля в щелочно-галогидных кристаллах в области комнатных температур // V Всесоюз. совещание по радиационной физике и химии ионных кристаллов. Ч. I. Рига: ИФ АН ЛатвССР, 1983. С. 80.
40. Житов Н. Б., Калниньш Р. А., Кинах С. П., Плявинь И. К. Люминесценция и светосуммы в  $\text{KBr-Tl}$  и  $\text{KBr-In}$  под действием электронов // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1985. № 6. С. 30.
41. Plavina I., Tale A. Luminescence responses of  $\text{KBr} : \text{In}$  at room temperature in the case of UV-light irradiation // Latvian Journ. of Phys. and Techn. Sci. 1999. N 1. P. 53.
42. Алукер Э. Д., Лусис Д. Ю., Чернов С. Ф. Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979.
43. Elango M. Hot holes in irradiated ionic solids // Radiat. Eff. and Defects in Sol. 1994. 128. P. 1.
44. Itoh N. Formation of  $F$  and  $V$  centers in  $\text{Ca}^{2+}$ -doped alkali halides // Proc. Intern. Symp. on Color Centers in Alkali Halides. 1965 (11–13 October, Illinois). P. 76.
45. Grasa Molina M. I., Pawlik Th., Spaeth J.-M. Investigation of radiation-induced defects in  $\text{NaBr} : \text{Sr}^{2+}$  // Phys. Stat. Sol. (b). 1997. 202. P. 993.
46. Sonder E., Sibley W. A. Influence of impurity on defect production at 80 K // Proc. Intern. Symp. on Color Centers in Alkali Halides. 1965. (11–13 October, Illinois). P. 140.
47. Plavina I., Popov A. I., Tale A., Kalnins A. Possible mechanism of energy storage in the optically stimuable materials – doped alkali halides // Proc. SPIE. 1997. 2967. P. 52.

48. **Калнинь А. Э., Плявинь И. К., Попов А. И., Тале А. К.** Определение эффективного сечения поглощения  $F$ -центров в  $KBr-In$  методом фотостимулированной люминесценции // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1989. № 5. С. 3.
49. **Kalnins A., Plavina I., Popov A. I., Tale A.** Determination of the effective absorption cross-section of  $F$ -centres in  $KBr-In$  by photostimulated luminescence // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. 161. P. 85.
50. **Kalnins A., Plavina I., Popov A. I., Tale A.** Determination of the oscillator strength of  $F$ -centres in  $KBr-In$  by photostimulated luminescence // Journ. Phys.: Condens. Matter. 1991. 3. P. 1265.
51. **James H., Parker J.** Exciton-induced  $F$ -center growth in  $KI$  and  $KBr$  crystals // Phys. Rev. 1961. 124, N 3. P. 703.
52. **Mergerian D., Markham I. J.** Advances in Quantum Electronics /Ed. I. R. Singer. N. Y., 1961.
53. **Калнинь А. Э., Плявинь И. К., Тале А. К.** Высвечивание немонохроматическим светом из спектральной области  $F$ -полосы поглощения светосумм в  $KBr-In$ , созданных экситонами // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1988. № 2. С. 21.
54. **De Leeuw D. M., Kovats T., Herko S. P.** Kinetics of photostimulated luminescence in  $BaFBr:Eu$  // Journ. Electrochemical Soc. 1987. 134, N 2. P. 491.
55. **Lakshmanan A. R.** Radiation induced defects and photostimulated luminescence process in  $BaFBr:Eu^{2+}$  // Phys. Stat. Sol. (a). 1996. 153. P. 3.
56. **Tomiki T., Miyata T., Tsukamoto H.** The Urbach rule for the sodium- and potassium-halides // Z. Naturforsch. 1974. 29a. P.145.
57. **Лущик Ч. Б., Лущик А. Ч.** Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. М: Наука, 1989.
58. **Song K. S., Williams R. T.** Self-Trapped Excitons /Ed. M. Cardona. Berlin: Springer Verlag, 1993.
59. **Плявинь И. К.** Закономерности экситонного дефектообразования в кристалле  $KBr-Tl, In$  при комнатной температуре // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1986. № 4. С. 25.
60. **Plavina I., Tale A.** Luminescence responses of  $KBr:In$  at room temperature in the case of electron irradiation // Latvian Journ. Phys. and Techn. Sci. 2000. N 5.
61. **Nagata S., Fujiwara K., Nishimura H.** Dynamical aspects of excitons in  $NaI$  // Journ. Lumin. 1991. 47. P. 147.
62. **Тринклер М. Ф.** О сложной структуре нижнего возбужденного состояния щелочно-галогидных кристаллов, активированных таллием // Радиационная физика, VI. Рига: Зинатне, 1970. С. 6.
63. **Trinkler M. F., Plyavin I. K.** On the kinetics of the luminescence in  $KCl:Tl, KBr:Tl$  and  $KI:Tl$  // Phys. Stat. Sol. 1965. 11. P. 277.
64. **Тале А. К.** О внутрицентральной люминесценции щелочно-галогидных кристаллов, активированных индием // Радиационная физика, VI. Рига: Зинатне, 1970. С. 49.
65. **Черняк В. Г., Плявинь И. К.** Малоинерционная передача энергии в щелочно-галогидных кристаллах, активированных ртутеподобными ионами // Там же. С. 93.
66. **Compton W. D., Rabin H.**  $F$ -aggregate centers in alkali halide crystals // Solid State Phys. 1964. 16. P. 121.

67. Черняк В. Г., Павлова Н. В., Малахов В. Ф. Фотосцинтилляции и малоинерционная оптическая вспышка в кристалле КСl–Tl // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1970. № 4. С. 90.
68. Калнинь А. Э., Плявинь И. К., Попов А. И., Тале А. К. Спектры фотостимуляции люминесценции активатора при низкоэнергетическом экситонном создании электронных центров  $F$ -типа в KBr–In // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1989. № 5. С. 9.
69. Лийдья Г. Г., Яэк И. В. Создание  $F$ -центров в щелочно-галлоидных фосфорах ультрафиолетовой радиацией // Тр. ИФА АН ЭССР. 1961. 14. С. 212.
70. Reyher H. J., Hahn K., Vetter Th., Winnacker A. Electron spin resonance and the extension of the relaxed excited state of the  $F$ - and  $F_A$ -centers // Z. Phys. 1979. В33, N 4. P. 357.
71. Mollenauer L. F. Quantum Electronics. В. /Ed. C. L. Tang. N. Y.: Academic Press, 1979. P. 1.
72. Калниньш Р. А., Обьедков В. П., Плявинь И. К. Спектр стимулированной в  $F$ -полосе люминесценции KI–Tl // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1969. № 4. С. 72.
73. Plavina I., Tale A. Spectra of the Photostimulated luminescence of KBr : Tl // Abstracts of the 16th Sci. Conf., University of Latvia, Institute of Solid State Physics. Riga, 2000.
74. Калнинь А. Э., Плявинь И. К., Попов А. И., Тале А. К. Проявление различных электронных центров окраски в светосуммах, накапливаемых экситонами в KBr–In при комнатной температуре // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1990. № 4. С. 31.
75. Neubert T. Y., Susman Sh.  $M$ -center in potassium bromide // Journ. Chem. Phys. 1965. 43, N 8. P. 2819.
76. Smith D. Y., Dexter D. L. Optical absorption strength of defects in insulators. The  $f$ -sum rule, Smakula's equation, effective fields and application to color centers in alkali halides // Progress Optics. 1972. 10. P. 167.
77. Кристопсон Я. Ж. Радиационные коллоидальные центры в щелочно-галлоидных кристаллах // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1970. № 1. С. 34.

*Институт физики твердого тела  
Латвийского университета,  
E-mail: plavin@latnet.lv*

*Поступила в редакцию  
15 августа 2000 г.*