

©1994

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
КРИСТАЛЛОВ  $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}:\text{Cr}$   
И ЛЮКС-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА  
СТАЦИОНАРНОГО ФОТОТОКА  
В ПРИМЕСНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*С.А.Басун, А.А.Каплянский, С.П.Феофилов,  
О.К.Мельников, Б.К.Севастьянов*

Стационарный фототок  $j$ , связанный с двухступенчатой фотоионизацией примесных ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в решетке  $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$  (LGO), измерен в зависимости от мощности оптической накачки  $P$  ( $T=77$  К). В кристаллах LGO:Cr  $j \sim P^2$ , в то время как в кристаллах с соактиватором LGO:Cr,Mg  $j \sim P^{3/2}$ . Это различие в ходе  $j(P)$  связывается с различием в исходной концентрации  $n_+^0$  центров рекомбинации для фотоэлектронов (ионы  $\text{Cr}^{4+}$ ). В LGO:Cr  $n_+^0 \gg n^*$ , а в LGO:Cr,Mg  $n_+^0 \ll n^*$ , где  $n^*$  — концентрация  $\text{Cr}^{4+}$ , образуемых при оптическом возбуждении за счет фотоионизации  $\text{Cr}^{3+}$ . При этом в отличие от случая LGO:Cr в случае LGO:Cr,Mg чрезвычайно важны захват и оптическое возбуждение фотоэлектронов в глубоких ловушек. Проанализирован ход стационарного фототока  $j(P)$  для примесных диэлектриков в зависимости от содержания примесных ионов в разном зарядовом состоянии и от различных условий прилипания фотоносителей на ловушках.

Исследования фототока, возникающего при ионизации светом примесных ионов в диэлектриках, дают ценную информацию об энергетической схеме всей системы «кристалл плюс примесь», о процессах фотоионизации примеси, об электронном транспорте фотоносителей в решетке и их рекомбинации. Эти исследования представляют интерес для многих применений диэлектриков, использующих процессы фотоионизации примесей (фоторефрактивные среды для записи голограмм, проблема стабильности активированных лазерных кристаллов в условиях сильной оптической накачки, выжигание узких спектральных провалов в неоднородно-уширенных спектрах примесей и т.д.). Одним из наиболее прямых экспериментальных методов изучения фотоэлектрических свойств диэлектриков является измерение стационарного фототока при приложении постоянного напряжения. Важнейшей экспериментальной характеристикой стационарного фототока является его зависимость от мощности оптической накачки (люкс-амперная характеристика), которая в принципе содержит информацию о всех этапах сложного фотоэлектрического процесса.

В настоящей работе (см. также [1]) исследуется стационарная фотопроводимость диэлектрических кристаллов гептагерманата лития

$\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ , активированных ионами  $\text{Cr}^{3+}$ . Ионы  $\text{Cr}^{3+}$  в ромбической решетке LGO замещают ионы  $\text{Ge}^{4+}$  в октаэдрическом ( $6\text{O}^{2-}$ ) окружении и имеют [2] характерные оптические спектры  $\text{Cr}^{3+}$ , находящегося в сильном кристаллическом октаэдрическом поле: широкие полосы поглощения  $U(^4A_2 \rightarrow ^4T_2)$ ,  $Y(^4A_2 \rightarrow ^4T_1)$ , узкие  $R$ -линии ( $^4A_2 - ^2E$ ), наблюдаемые в поглощении и в люминесценции. В спектрах LGO: $\text{Cr}^{3+}$  ранее исследовался ряд интересных явлений: псевдоштарковское расщепление  $R$ -линий в электрическом поле [3], эффекты фазового перехода  $D_{2h} - C_{2v}$  [4,5], влияние неравновесных фононов [3].

В [2] была обнаружена весьма сильная для диэлектриков фотопроводимость кристаллов LGO: $\text{Cr}^{3+}$  при возбуждении в полосы поглощения  $\text{Cr}^{3+}$ . При возбуждении в  $^4T_2$ ,  $^4T_1$  полосы наблюдался стационарный фототок, квадратично зависящий от интенсивности накачки. Этот результат, а также кинетика фототока [6] показывали, что фотоионизация  $\text{Cr}^{3+}$  связана с двухквантовыми процессами, в основном — с последовательной двухступенчатой оптической ионизацией ионов  $\text{Cr}^{3+}$  через метастабильное возбужденное  $^2E$ -состояние.

Большая фотоэлектрическая чувствительность LGO: $\text{Cr}^{3+}$  делает эти кристаллы весьма удобными для изучения общих свойств фотоэлектрических процессов в диэлектриках с примесными ионами. Эти процессы существенно связаны с фотостимулированной перезарядкой примесных ионов и зависят от содержания в кристалле примесных ионов в разном валентном (зарядовом) состоянии (см., например, [7,8]). Исходя из этого, в настоящей работе исследованы фотоэлектрические свойства кристаллов LGO: $\text{Cr}$ , отличающихся соотношением концентрации примесных ионов разной валентности.

## 1. Зависимость фототока от интенсивности оптического возбуждения

**Экспериментальные результаты.** В работе использовались монокристаллы LGO: $\text{Cr}$  (0.05%) и монокристаллы LGO: $\text{Cr}$  (0.02%),  $\text{Mg}$  (0.02%), содержащие наряду с  $\text{Cr}$  добавку соактиватора  $\text{Mg}$ . Образцы представляли собой тонкие ( $d = 0.2 \text{ mm}$ ) пластинки, на грани которых нанесены прозрачные  $\text{SnO}_2$  электроды. Образцы помещались в жидкий азот ( $T=77 \text{ K}$ ) или откачиваемый жидкий гелий ( $T=2 \text{ K}$ ). К электродам прикладывалось постоянное напряжение, создающее в образце однородное электрическое поле  $E \sim 10^5 \text{ V/cm}$ . Образец возбуждался через электроды светом непрерывного лазера. Стационарный фототок измерялся с помощью электрометрического усилителя с постоянной времени 10 с. Темновая проводимость была неизмеримо малой.

В образцах обоих типов LGO: $\text{Cr}$  и LGO: $\text{Cr,Mg}$  наблюдалась фотопроводимость при возбуждении  $\text{Ar}$  лазером (линии в области 457.9–514.5 nm), а также  $\text{He-Ne}$  лазером (632.8 nm) и лазером на красителе в районе  $R$ -линий ( $\sim 700 \text{ nm}$ ). При возбуждении  $\text{Ar}$  лазером зависимость фототока от длины волны линии возбуждения в общем коррелируют со спектром возбуждения люминесценции  $\text{Cr}^{3+}$  для обоих типов образцов.

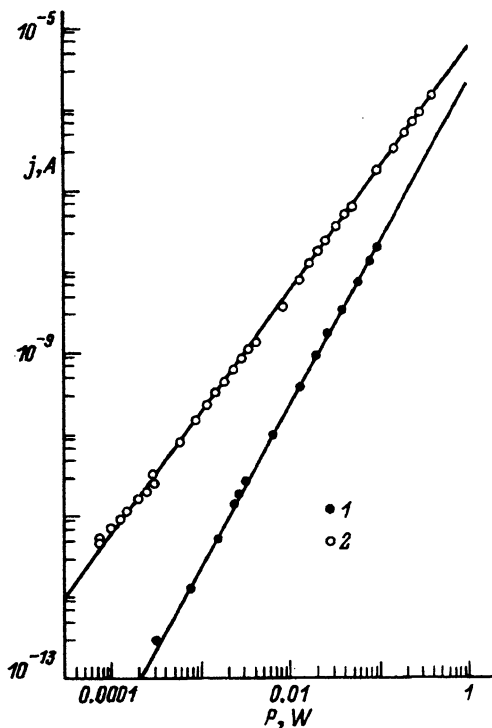


Рис. 1. Зависимость величины фототока  $j$  от интенсивности оптической накачки  $P$ .

1 — образец LGO:Cr. Прямая линия —  $j \sim P^2$ .  $T=77$  К,  $E=100$  кВ/см, возбуждение 514.5 нм, диаметр лазерного луча 0.2 мм; 2 — образец LGO:Cr,Mg. Прямая линия —  $j \sim P^{3/2}$ .  $T=77$  К,  $E=100$  кВ/см, возбуждение 514.5 нм, диаметр лазерного луча 0.5 мм.

В образцах LGO:Cr при возбуждении в области  $U$  и  $Y$  полос в соответствии с [3] наблюдается квадратичная зависимость стационарного фототока  $j$  от плотности оптического возбуждения  $P$  ( $j \sim P^2$ ; рис. 1). При этом стационарный ток в этих образцах устанавливается при изменении накачки за времена порядка постоянной времени измерительной схемы ( $\approx 10$  с).

В образцах LGO:Cr,Mg при возбуждении в области  $U$  и  $Y$  полос зависимость  $j(P)$  оказывается существенно иной. В области больших и средних плотностей наблюдается зависимость  $j \sim P^{3/2}$  (рис. 1). Следует отметить, что в измерениях  $j(P)$ , проводимых при продвижении от больших плотностей возбуждения к малым, значение (меньшее) стационарного тока устанавливается достаточно долго, причем время достижения стационарного значения тока тем больше, чем меньше накачка  $P$ . Это обстоятельство не позволило продолжить измерения хода  $j(P)$  в область малых накачек ( $\sim 10^{-4}$  W, линия 514.5 нм при диаметре возбуждаемого объема  $\sim 1$  мм), где время установления стационарного тока достигает уже многих десятков минут.

Таким образом, фототок в образцах LGO:Cr и LGO:Cr,Mg, будучи несомненно связанным с возбуждением ионов  $Cr^{3+}$ , принципиаль-

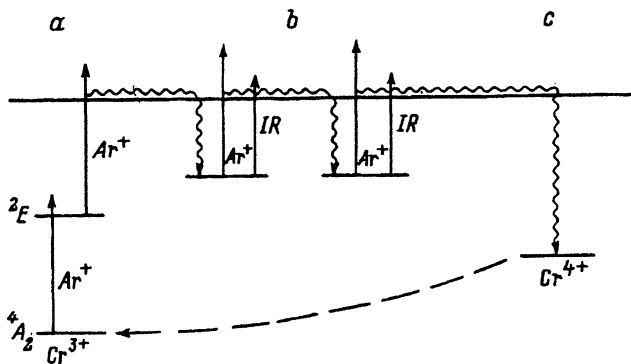


Рис. 2. Схема динамических процессов, происходящих в кристаллах LGO с Cr в условиях их стационарного оптического возбуждения: двухступенчатая генерация электронов ( $G \sim P^2$ ) (a), захват на глубоких ловушках и фотовысвобождение (b), рекомбинация на  $\text{Cr}^{4+}$  (c).

но отличается как по своим люкс-амперным характеристикам ( $j \sim P^2$  и  $j \sim P^{3/2}$  соответственно),<sup>1</sup> так и по кинетике установления стационарного тока: в LGO:Cr кинетика быстрая, в LGO:Cr,Mg — длинная и зависящая от плотности накачки.

Обсужден и е. Ниже обсуждается модель, объясняющая основные экспериментальные результаты работы.

На рис. 2 схематически изображены динамические процессы, происходящие в кристаллах LGO с Cr в условиях их стационарного оптического возбуждения. Наблюдение фототока в области  $U$ ,  $Y$  полос и  $R$ -линий  $\text{Cr}^{3+}$  показывает, что свет вызывает фотоионизацию ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , в результате чего электрон попадает в зону проводимости, а ион  $\text{Cr}^{3+}$  превращается в  $\text{Cr}^{4+}$ . При этом фотоионизация  $\text{Cr}^{3+}$  осуществляется в результате двухступенчатого процесса через возбужденное метастабильное  ${}^2E$  состояние иона  $\text{Cr}^{3+}$ . Находясь в зоне проводимости, оторванный от  $\text{Cr}^{3+}$  электрон рассеивается на дефектах и колебаниях решетки. Он также может захватываться на ловушки — «мелкие», с которых возможно термическое высвобождение электрона, и «глубокие», из которых электрон может быть высвобожден только оптически в результате поглощения кванта света (в том числе света, вызывающего рассматриваемую двухступенчатую фотоионизацию  $\text{Cr}^{3+}$ ). Мы считаем, что в исходном кристалле, не подвергаемом оптическому возбуждению, все ловушки пусты — они заполняются только фотоэлектронами, возникающими при двухступенчатой фотоионизации  $\text{Cr}^{3+}$ . Замыкающим цикл процессом является рекомбинация фотоэлектрона на ионе  $\text{Cr}^{4+}$  с превращением последнего в  $\text{Cr}^{3+}$  ( $e + \text{Cr}^{4+} \rightarrow \text{Cr}^{3+}$ ). В условиях стационарной оптической накачки (мощность  $P$ ) устанавливается ди-

<sup>1</sup> Известно, что на вид люкс-амперных характеристик в принципе могут влиять также процессы в приконтактных областях. В связи с этим отметим, что вольт-амперные характеристики для обоих типов образцов линейны от 0 до 10 В и слегка сверхлинейны в области больших приложенных напряжений. Таким образом, свойства  $\text{SnO}_2$ -электродов, напыленных на кристаллы LGO, весьма близки к омическим и не оказывают заметного влияния на форму люкс-амперных характеристик.

намическое равновесие, характеризуемое (зависящими от  $P$ ) концентрациями электронов, находящихся в зоне проводимости и на уровнях ловушек, а также концентрациями ионов  $\text{Cr}$  в разных зарядовых ( $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{4+}$ ) и энергетических ( $\text{Cr}^{3+} \text{ } ^4A_2, {}^2E$ ) состояниях.

Фотоэлектрические измерения, очевидно, детектируют фотоэлектроны, находящиеся в «зонном» состоянии, поскольку дрейф этих свободных электронов в приложенном к образцу электрическом поле приводит к измеряемому фототоку. Зависимость стационарного фототока  $j$  от интенсивности оптической накачки  $P$  в различных условиях прилипания и рекомбинации фотоносителей может быть в принципе получена из решения системы балансных уравнений, описывающих заселенность зонных и ловушечных состояний и зарядовый состав  $\text{Cr}$  ( $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{4+}$ ) в условиях оптической накачки. Однако для получения качественной функциональной зависимости  $j(P)$  мы используем ниже несколько иной подход, основанный на рассмотрении элементарного замкнутого цикла микроскопических процессов с участием одного фотоэлектрона — от его генерации при двухступенчатой фотоионизации иона  $\text{Cr}^{3+}$  до его рекомбинации на ионе  $\text{Cr}^{4+}$ .

В рамках этого подхода величину стационарного фототока определяет важнейший параметр упомянутого цикла — среднее время  $T$ , которое фотовозбужденный электрон проводит как свободный (зонный) электрон и которое пропорционально (см., например, [9]) среднему пути  $S$ , проходимому электроном в кристалле от точки фотоионизации  $\text{Cr}^{3+}$  до точки рекомбинации электрона  $e + \text{Cr}^{4+} \rightarrow \text{Cr}^{3+}$

$$T \sim S = (\sigma_r n_+)^{-1}, \quad (1)$$

где  $n_+$  — концентрация центров рекомбинации (ионов  $\text{Cr}^{4+}$ ), а  $\sigma_r$  — сечение рекомбинации электронов на этих центрах. Именно в течение времени  $T$  возможен дрейф фотогенерированного электрона под действием электрического поля. При стохастической траектории движения электрона, обусловленной как процессами рассеяния, так и процессами перзахвата на ловушках, средний сдвиг  $L$  фотоэлектрона в пространстве под действием электрического поля  $E$   $L = \mu ET$  ( $\mu$  — дрейфовая подвижность электрона, время  $T$  не зависит от  $E$ ). Связанная с этим сдвигом плотность фототока

$$j = eGL \sim G\mu ET \sim GE(n_+)^{-1}, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $G$  — темп фотоионизации, который пропорционален концентрации  $n_0$  ионов  $\text{Cr}^{3+}$  ( $G \sim n_0$ ) и может также зависеть от поля  $E$ .

Как видно из (2), фототок обратно пропорционален концентрации центров рекомбинации  $n_+$ , которая в общем случае равна

$$n_+ = n_+^0 + n_+^*, \quad (3)$$

где  $n_+^0$  — исходная постоянная концентрация ионов  $\text{Cr}^{4+}$ , существующая в образце;  $n_+^*$  — зависящая от оптической накачки концентрация

$\text{Cr}^{4+}$ , дополнительно созданная в кристалле за счет фотоионизации ионов  $\text{Cr}^{3+}$ .

В одном крайнем случае  $n_+^0 \gg n_+^*$  исходная концентрация центров рекомбинации  $\text{Cr}^{4+}$  велика и намного превышает созданную при оптической накачке. В этой ситуации в (2) концентрация  $n_+ = n_+^0 = \text{const}$  и фототок пропорционален темпу генерации фотоэлектронов

$$j \sim G(P), \quad (4)$$

который целиком определяет характер зависимости тока от интенсивности возбуждения  $j(P)$ . Мы полагаем, что эта ситуация реализуется для кристаллов LGO:Cr, причем фотоионизация ионов  $\text{Cr}^{3+}$  осуществляется двумя квантами света через возбуждение в  ${}^2E$ -состояние [3], из-за чего в (4) темп ионизации  $G \sim P^2$  и  $j \sim P^2$ , что наблюдается на опыте (рис. 1).

В другом крайнем случае, когда  $n_+^0 \ll n_+^*$ , можно считать, что ионы  $\text{Cr}^{4+}$  в исходном материале вообще отсутствуют и центры рекомбинации  $\text{Cr}^{4+}$  образуются исключительно за счет оптической фотоионизации  $\text{Cr}^{3+}$ . В этом случае (2) имеет вид

$$j(P) \sim G(P)n_+^*(P)^{-1} \quad (5)$$

и зависимость  $j(P)$  определяется зависимостью от  $P$  как  $G$ , так и  $n_+^*$ . Мы полагаем, что этот случай имеет место для кристаллов LGO:Cr, Mg при двухфотонной фотоионизации ионов  $\text{Cr}^{3+}$  через промежуточное  ${}^2E$ -состояние ( $G \sim P^2$ ) и в условиях, когда концентрация  $n_+^* \sim P^{1/2}$ . В этом случае формула (5) дает  $j \sim P^{3/2}$ , что и наблюдается на опыте.

Покажем теперь, что предполагаемая зависимость  $n_+^* \sim P^{1/2}$  имеет место в ситуации, когда электрон в промежутке между генерацией и рекомбинацией эффективно захватывается на очень глубокие ловушки, на которых он проводит основное время и из которых он освобождается только оптически при однофотонном поглощении кванта света накачки. В этих условиях, когда вероятность захвата электрона на глубокие ловушки велика по сравнению с вероятностью его фотоосвобождения, концентрация свободных электронов  $n_e \sim Pn_e^l$ , где  $n_e^l$  — концентрация ловушек, захвативших электрон, которая равна  $n_e^l \approx n_+^*$  (почти полное залипание на ловушках фотоэлектронов, концентрация которых равна числу  $n_+^*$  фотоионизованных ионов  $\text{Cr}^{3+}$ ). В рассматриваемом стационарном случае свободные электроны в зоне проводимости создаются в основном за счет однофотонной ионизации заполненных глубоких ловушек, а не за счет двухфотонной фотоионизации ионов  $\text{Cr}^{3+}$ . Из уравнения баланса между генерацией и рекомбинацией электронов, определяющего стационарную (для данного уровня возбуждения  $P$ ) концентрацию  $n_+^*$ , следует

$$G(n_0) \sim n_e n_+^* \sim n_e^l P n_+^* \sim P(n_+^*)^2, \quad (6)$$

где  $n_0$  — концентрация ионов  $\text{Cr}^{3+}$  ( $n_0 + n_+^* = N$  — полная концентрация ионов хрома). При не слишком сильных накачках, когда  $n_+^* \ll N$  и

$n_0 \approx N$ , можно считать, что генерация  $G$  не зависит от степени ионизации ансамбля ионов Cr. Из (6) тогда следует, что  $G \sim (n_+^*)^2 P$ , и для случая двухфотонной ионизации ионов  $\text{Cr}^{3+}$  ( $G \sim P^2$ ) выражение для  $n_+^*$  приобретает вид

$$n_+^* \sim (G/P)^{1/2} \sim P^{1/2}, \quad (7)$$

что объясняет наблюдаемую на опыте зависимость  $j \sim P^{3/2}$ .

Таким образом, различие в основном характере зависимостей фототока от накачки  $j(P)$  у образцов LGO:Cr ( $j \sim P^2$ ) и LGO:Cr,Mg ( $j \sim P^{3/2}$ ) объясняется различием в исходной концентрации  $n_+^0$  центров рекомбинации  $\text{Cr}^{4+}$  в образцах двух типов. В LGO:Cr  $n_+^0$  намного больше концентрации  $n_+^*$ , создаваемой при оптическом возбуждении. В LGO:Cr,Mg ситуация обратная: исходно центры рекомбинации  $\text{Cr}^{4+}$  отсутствуют и только оптическое возбуждение приводит к образованию конечной концентрации центров ( $n_+^*$ ).

Предположение о малой исходной концентрации  $\text{Cr}^{4+}$  в кристаллах LGO:Cr,Mg согласуется с представлениями о роли заряда соактиватора в регулировании соотношения концентрации разнозаряженных ионов основной активирующей примеси в кристалле. В LGO ионы  $\text{Cr}^{3+}$  замещают ионы  $\text{Ge}^{4+}$  и требуется зарядовая компенсация — локальная или нелокальная. Локальная компенсация обеспечивается, например, нестехиометрическим  $\text{Li}^+$  в междоузлии [3,10]. При этом часть ионов хрома может входить в кристалл LGO:Cr в виде  $\text{Cr}^{4+}$ . В двухактивированном LGO:Cr,Mg за счет зарядовой компенсации концентрация  $\text{Cr}^{4+}$  может быть в принципе подавлена до нуля, если ионы  $\text{Mg}^{2+}$ , привнося лишней положительный заряд, замещают  $\text{Li}^+$  (как это естественно считать исходя из величин ионных радиусов  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Mg}^{2+}$  и  $\text{Ge}^{4+}$ ).

Следует отметить, что в принятой схеме объясняется не только различие в ходе  $j(P)$  в кристаллах LGO:Cr и LGO:Cr,Mg, но и существенное различие в кинетике установления стационарного тока. Действительно, в случае LGO:Cr,Mg эта кинетика должна быть намного длиннее, так как требуется определенное время для создания стационарной концентрации  $n_+^*$ . Это время должно укорачиваться с интенсивностью накачки  $P$ , поскольку освещением, делocalизуя электроны из ловушек, способствует их продвижению к центрам рекомбинации  $\text{Cr}^{4+}$  и тем самым убыстряет рекомбинацию. Именно эта закономерность — замедление кинетики установления стационарного фототока с уменьшением  $P$  — наблюдалась на опыте у образцов LGO:Cr,Mg.

Важно подчеркнуть совершенно различную роль в образовании фототока процессов прилипания фотоэлектронов на ловушках в рассматриваемых двух случаях LGO:Cr,Mg и LGO:Cr, отвечающих крайним вариантам соотношения исходной концентрации  $n_+^0$  центров рекомбинации  $\text{Cr}^{4+}$  и их фотоиндуцированной концентрации  $n_+^*$ , образующейся в кристалле при оптической накачке за счет фотоионизации  $\text{Cr}^{3+}$ . Действительно, оптическая накачка в случае LGO:Cr,Mg ( $n_+^* \gg n_+^0$ ) играет двойную роль: свет ионизует ионы  $\text{Cr}^{3+}$  в двухфотонном процессе с образованием фотоэлектронов и, кроме того, высвобождает в однофотонном процессе фотоэлектроны из глубоких ловушек. Послед-

ний процесс делокализации электронов убыстряет рекомбинацию фотоэлектронов на ионах  $\text{Cr}^{4+}$ , что уменьшает, очевидно, стационарную концентрацию  $n_+^*$  самих центров рекомбинации, существенно определяющую величину фототока (2). В противоположность LGO:Cr,Mg в кристаллах LGO:Cr, где концентрация центров рекомбинации  $n_+^0$  исходно велика и мало меняется при накачке ( $n_+^0 \gg n_+^*$ ), процессы прилипания на глубоких ловушках и оптического высвобождения фотоэлектронов, вообще говоря, никак не влияют на средний путь ( $S$ ), проходимый электроном от точки рождения (фотоионизация  $\text{Cr}^{3+}$ ) до точки рекомбинации на  $\text{Cr}^{4+}$ , и, таким образом, эти процессы не должны влиять на определяемую (2) величину фототока.

Сделанные выше выводы относительно различной роли процессов прилипания и оптического высвобождения фотоносителей из глубоких ловушек в LGO:Cr и LGO:Cr,Mg нашли прямое подтверждение в обнаруженном недавно принципиальном различии воздействия ИК-подсветки ( $1.06 \mu$ ) на возбуждаемый Ag лазером фототок в LGO:Cr и LGO:Cr,Mg [1,11]. В LGO:Cr,Mg, наблюдалось сильное возрастание фототока при ИК-подсветке, что связано с ИК-высвобождением электронов из глубоких ловушек, увеличивающим темп рекомбинации, и уменьшением вследствие этого концентрации центров рекомбинации. Наоборот, в LGO:Cr ИК-подсветка практически не влияет на фототок. Опыты с ИК-возбуждением прямо подтвердили и справедливость утверждения о незаполненности глубоких ловушек в LGO:Cr,Mg в отсутствие накачки.

## 2. Люкс-амперные характеристики стационарного фототока в примесных диэлектриках

Результаты исследований фототока в кристаллах LGO с регулируемым содержанием разнозарядных ионов Cr подтверждают принятую в работе картину явления фотопроводимости. В число микроскопических элементарных процессов, определяющих стационарный фототок, входят 1) фотоионизация примесного иона, находящегося в «основном» для него зарядовом состоянии; 2) дрейф в электрическом поле носителя в зоне, прерываемый актами захвата-освобождения на ловушках (которые пусты в исходном кристалле, не подвергнутом оптическому возбуждению); 3) рекомбинация носителя на ионизованной примеси, концентрация которой  $n_+$  определяется как ее исходной концентрацией  $n_+^0$ , так и концентрацией  $n_+^*$ , созданной при фотоионизации основной примеси. При этом зависимость величины стационарного фототока от оптической накачки является, как видно, чувствительной характеристикой отдельных процессов триады, составляющей элементарный цикл. Представляет интерес рассмотреть ход  $j(P)$  не только для случая двухфотонной фотоионизации примеси, когда темп генерации  $G \sim P^2$  (как это имеет место здесь для  $\text{Cr}^{3+}$  в LGO), но и для случая однофотонной фотоионизации примеси ( $G \sim P$ ).

Результаты рассмотрения для одно- и двухфотонной ионизации примеси представлены в таблице. В первом столбце таблицы рассмотрен крайний случай большой исходной концентрации центров реком-



	$n_+^0 \gg n_+^*$	$n_+^0 \ll n_+^*$	
		фотовысвобождение ловушек	термовысвобождение ловушек
	1	2	3
Двухфотонная генерация, $G \sim P^2$	$j \sim P^2$	$j \sim P^{3/2}$	$j \sim P$
Однофотонная генерация, $G \sim P$	$j \sim P$	$j \sim P$	$j \sim P^{1/2}$

бинации  $n_+^0 \gg n_+^*$ , который отвечает практически фиксированной концентрации центров рекомбинации. В этом случае зависимость тока от накачки определяется по формуле (4) исключительно зависимостью от  $P$  темпа генерации носителей при фотоионизации примеси:  $j \sim P^2$  для двухфотонной и  $j \sim P$  для однофотонной ионизации; стационарный ток не зависит, вообще говоря, от процессов прилипания фотоэлектронов на ловушках. Второй и третий столбцы таблицы соответствуют противоположному крайнему случаю, когда центры рекомбинации в исходном кристалле практически отсутствуют и создаются лишь при оптическом возбуждении за счет фотоионизации примеси. В этом случае для зависимостей  $j(P)$  существенны процессы прилипания фотоэлектронов на ловушках и высвобождения, поскольку эти процессы влияют на темп рекомбинации фотоносителей и тем самым на концентрацию создаваемых светом центров рекомбинации.

Второй столбец таблицы отвечает ситуации (аналогичной рассмотренной выше для LGO:Cr,Mg) эффективного захвата фотоэлектронов на глубокие ловушки, из которых носители оптически освобождаются в однофотонных переходах тем же светом, который производит фотоионизацию примеси. Эта ситуация описывается формулой (5) с концентрацией  $n_+$  из (7), что приводит к общему выражению для тока

$$j \sim (GP)^{1/2}, \tag{8}$$

для двухфотонной ионизации  $j \sim P^{3/2}$ , для однофотонной  $j \sim P$ .

Третий столбец таблицы отвечает наличию только «мелких ловушек», освобождение из которых происходит термически и не требует оптического возбуждения, что практически эквивалентно случаю свободных носителей. В этом случае (хорошо известном для полупроводников) концентрация центров рекомбинации  $n_+^* \sim G^{1/2}$  и в соответствии с (5)

$$j(P) \sim G^{1/2}, \tag{9}$$

что дает  $j \sim P$  для двухфотонной и  $j \sim P^{1/2}$  для однофотонной ионизации примеси.

Как видно из таблицы, зависимость стационарного фототока от накачки является весьма информативной характеристикой физических

процессов, определяющих явление фотопроводимости в примесном диэлектрике. В таблице рассмотрены крайние случаи соотношения исходной концентрации центров рекомбинации  $n_+^0$  и создаваемой при фотоионизации  $n_+^*$ . Очевидно, что это соотношение само зависит от мощности накачки, увеличивающей  $n_+^*$ . Реально это должно проявиться на опыте в переходе с ростом  $P$  от зависимости  $j(P)$  (см. таблицу, первый столбец) к более плавному ходу  $j(P)$ , соответствующему второму или третьему столбцу (кроме случая однофотонной ионизации и оптически ионизируемых ловушек, где всегда  $j \sim P$ ).

Авторы благодарны В.И.Перелю, М.И.Дьяконову и М.Б.Мельникову за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] Basun S.A., Feofilov S.P., Kaplyanskii A.A. // J. Lumin. (in press); Proc. of IX Int. Conf. on the Dynamical Processes in Excited States of Solids. Cambridge, MA, USA, 1993.
- [2] Powell R.C. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 4517-4521; Phys. Rev. 1968. V. 173. P. 358-366.
- [3] Basun S.A., Feofilov S.P., Kaplyanskii A.A., Bykov A.V., Sevastyanov B.K., Sharonov M.Yu. // J. Lumin. 1992. V. 53. P. 24-27.
- [4] Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. № 1. С. 49-54; Basun S.A., Feofilov S.P., Kaplyanskii A.A. // Ferroelectrics. 1993. V. 143. P. 163-170.
- [5] Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 11. С. 3377.
- [6] Kaplyanskii A.A., Basun S.A., Feofilov S.P. // Proc. of the XII Int. Conf. on Defects in Insulating Materials (Nordkirchen, Germany, Aug. 1992) / Ed. O. Kanert and J-M. Spaeth. World Scientific, Singapore, 1993. V. 1. P. 386-388.
- [7] Kratzig E. // Ferroelectrics. 1978. V. 21. N 1-4. P. 635-636.
- [8] Sommerfeldt R., Holtman L., Kratzig E. // Ferroelectrics. 1989. V. 92. P. 219-225.
- [9] Мотт Н., Герни Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. М.: ИЛ, 1950.
- [10] Галеев А.А., Хасанов Н.М., Быков А.В., Винокуров В.М., Низамутдинов Н.М., Булка Г.Р. Спектроскопия, химия и реальная структура минералов и их аналогов. Казань, Казанский университет, 1990. С. 77-92.
- [11] Басун С.А., Каплянский А.А., Феофилов С.П., Мельников О.К., Севастьянов Б.К. // ФТТ. 1994. Т. 36, в печати.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
13 декабря 1993 г.