

05;07;10;12

Генерация носителей заряда в кристалле КВг в предпробойных импульсных электрических полях

© В.Д. Куликов

Томский политехнический университет

E-mail: kulikov@list2.epd.tpu.edu.ru

Поступило в Редакцию 11 сентября 2001 г.

Исследовано влияние внешнего импульсного электрического поля напряженностью $\sim 4.6 \cdot 10^4$ V/cm на генерацию свободных носителей в ионном кристалле КВг. Обнаружено образование F -центров окраски вблизи положительно заряженного электрода. Предполагается, что источником электронов являются каскадные Оже-переходы в валентной зоне диэлектрика.

Обнаружено и исследовано явление генерации F -центров окраски в КВг в предпробойном импульсном электрическом поле. В работе использовались монокристаллы КВг, выращенные из расплава соли марки ОСЧ. Электронный пучок ускорителя (максимальная энергия ~ 0.3 MeV, длительность импульса на полувысоте $t_i \sim 18$ ns, плотность тока $J \sim 100$ A/cm²) служил одновременно для создания сильного электрического поля и рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение получалось при воздействии пучка электронов на Al мишень толщиной 1 mm и диаметром 17 mm. На мишень устанавливались последовательно исследуемый образец и заземленный электрод. В этом случае при облучении формируется конденсатор с отрицательным зарядом в Al мишени и наведенным положительным зарядом в верхнем электроде. Для максимального накопления заряда Al шайба крепилась на диэлектрической подставке. Облучение проводилось в вакууме (0.13 Pa) при комнатной температуре.

Для измерения напряженности электрического поля в диэлектрике использовалась методика с применением линейного электрооптического эффекта. Электрооптическим кристаллом служил образец высокоомного, кубического ZnSe с размерами 10×15 mm и толщиной $d_1 = 6$ mm [1]. Пороговая чувствительность установки $\sim 2 \cdot 10^3$ V/cm, временные разре-

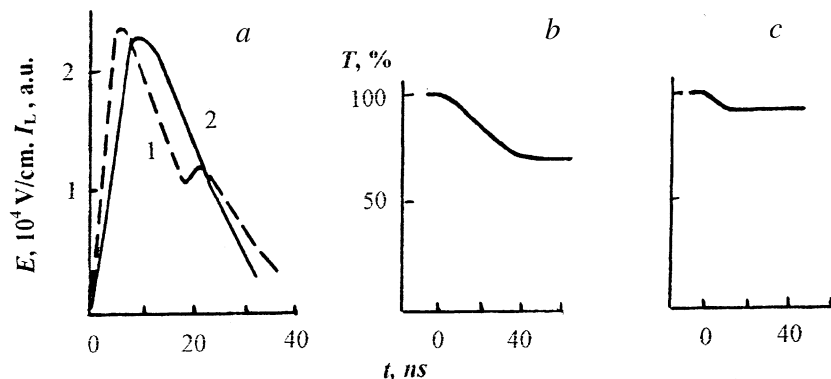


Рис. 1. Кинетики релаксации напряженности электрического поля E (1) и люминесценции I_L (2) в кристалле ZnSe (a). Осциллограммы оптического пропускания на длине волны $0.63 \mu\text{m}$ в КВг без поля при рентгеновском возбуждении у отрицательного электрода (b), при действии электрического поля у положительного электрода (c). Плотность тока пучка $\sim 100 \text{ A/cm}^2$.

шение $\sim 3 \text{ ns}$. Пиковая напряженность поля E_1 в ZnSe при увеличении плотности тока пучка меняется незначительно от $1.8 \cdot 10^4$ до $2.3 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ при $J = 1.4 \text{ A/cm}^2$ и $J = 100 \text{ A/cm}^2$, однако растет крутизна переднего фронта импульса поля. При $J = 100 \text{ A/cm}^2$ реализуется максимальная скорость нарастания импульса напряженности поля $\sim 10^{13} \text{ V/cm} \cdot \text{s}$. Кинетики релаксации E (кривая 1) и рентгенолюминесценции I_L (кривая 2) образца ZnSe показаны на рис. 1, a.

В квазистационарном приближении зависимость накопленного заряда Q на обкладках конденсатора от плотности тока пучка можно представить в виде $Q = J\tau$, где $\tau = RC$ — время релаксации заряда (R — сопротивление утечки, $C = \epsilon\epsilon_0 s/d_2$ — емкость образца с электродами, s — площадь электрода, d_2 — толщина образца КВг, $\epsilon\epsilon_0$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость). Квазистационарное приближение справедливо при условии $t_i > \tau$, что наблюдается на опыте. Учитывая, что $Q = \epsilon\epsilon_0 E$, для оценки объемной средней напряженности поля E_2 в исследуемом кристалле можно воспользоваться зависимостью $E_2 = E_1 d_1/d_2$.

Неполный пробой (длина канала пробоя меньше толщины образца) наблюдался в образцах КВг при $d_2 \sim 2$ мм, что соответствует $E_2 \sim 6.9 \cdot 10^4$ В/см. Поглощение центров окраски исследовалось в пластинке толщиной ~ 3 мм ($E_2 = 4.6 \cdot 10^4$ В/см). При таких значениях d_2 каналов неполного пробоя не наблюдалось. Действие электрического поля на поглощение в F -полосе оценивалось в двух режимах: в "отсутствие" поля, при заземленной Al мишени и при его наложении. В обоих случаях интенсивность рентгеновского излучения определялась плотностью тока пучка ускорителя и не отличалась от импульса к импульсу более чем на 5–7%.

С помощью He-Ne-лазера проведено зондирование уровня поглощения, обусловленного F -центрами в объеме образца. В отсутствие поля поглощение у положительного электрода практически не фиксировалось, а максимум поглощения находился у отрицательного электрода (рис. 1, *b*). Наоборот, поглощение, вызванное приложением поля, наблюдалось около краев положительно заряженного верхнего электрода и составляло $\lg I_0/I \approx 0.033$ на глубине 0.5–0.7 мм от верхней грани образца (рис. 1, *a*). Из сравнения хода кривых на начальных стадиях (рис. 1, *b*, *c*) видно, что при рентгеновском облучении интенсивность поглощения увеличивается в течение всего импульса, а при приложении поля нарастание концентрации F -центров ограничено временным отрезком ~ 10 нс. В обоих случаях постоянная времени релаксации наведенного поглощения имеет близкие значения.

В работе исследовался спектр поглощения F -центров окраски при облучении светом по всей толщине образца КВг. На рис. 2 приведены спектры поглощения, измеренные в момент действия импульса тока: без поля (кривая 1) и с полем (кривая 2). Видно, что наложение поля напряженностью $\sim 4.6 \cdot 10^4$ В/см приводит к возрастанию интенсивности поглощения образца в 1.22 раза. По спектральному положению и полуширине полоса с максимумом на 1.98 eV удовлетворительно согласуется с имеющимися литературными данными по поглощению F -центров в КВг [2]. За границей F -полосы поглощения изменения пропускания света не обнаружено. По данным спектров поглощения с помощью формулы Смакулы определена концентрация F -центров, генерированных рентгеновским излучением $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$, и в области положительного электрода $n_F \approx 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$.

Основным механизмом создания F -центров окраски в щелочно-галоидных кристаллах является безызлучательный распад автолокали-

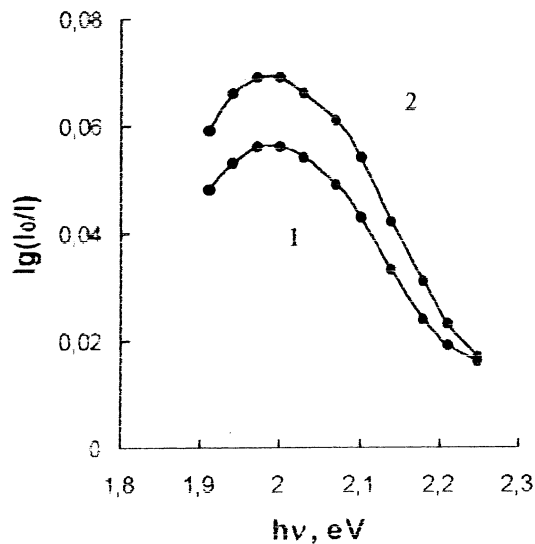


Рис. 2. Спектры оптического поглощения F -центров в образце KBr без (1) и при действии (2) электрического поля.

зованных экситонов. В свою очередь экситоны создаются при захвате электронов проводимости на свободное состояние автолокализованных дырок [3]. Следовательно, наблюдаемый эффект генерации F -центров, скорее всего, связан с генерацией в электрическом поле электронно-дырочных пар.

Исходя из вышесказанного, к характерным особенностям такого процесса образования свободных носителей в электрическом поле можно отнести следующие: 1. Высокие значения напряженности поля ($> 10^5$ V/cm). На этот факт указывает область генерации носителей вблизи краев электрода и ограничение во времени длительностью максимума пика поля (рис. 1, а). 2. Средняя концентрация носителей достаточно велика и составляет $n_F \eta^{-1} \approx 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, где $\eta = 0.093$ — выход F -центров на одну электронно-дырочную пару в KBr [2]. Такая концентрация электронов способна обеспечить плотность тока ~ 1.6 А/см 2 при $E = 10^4$ V/cm. 3. Процесс генерации достаточно малоинерционен ($< 10^{-9}$ s). Из рис. 1, с видно, что образование F -центров происходит за

время менее длительности импульса поля ($3 \cdot 10^{-8}$ s). Некоторые оценки можно сделать, если рассматривать процесс генерации носителей как начальную стадию формирования канала пробоя. Так, в работе [4] начало свечения плазмы разряда канала пробоя фиксируется (с точностью временного разрешения) одновременно с началом приложения поля. В [5] получен канал пробоя длиной ~ 9.5 см в образце KCl при приложении импульса напряжения длительностью ~ 5 ns.

Появление свободных носителей в зоне проводимости диэлектрика в сильном электрическом поле может быть связано с эффектом Зинера, процессом ударной генерации носителей [6]. Возможно, образование электронно-дырочных пар происходит по механизму каскадных Оже-переходов в валентной зоне диэлектрика с переводом электронов в зону проводимости [7]. Механизм объясняет анодную и кристаллографическую направленность пробоев. Согласно [7], изгиб зон на межатомном расстоянии должен быть не менее ширины запрещенной зоны, что соответствует полям $E \sim 10^8$ V/cm. Высокая скорость нарастания поля исключает шунтирующее действие поверхностных токов, вследствие чего значения напряженности поля вблизи краев электрода могут значительно превышать средние в объеме. Сказанное подтверждает упомянутая ранее работа [5], где при напряжениях $2.5 \cdot 10^5$ V и скорости нарастания поля $\sim 10^{15}$ V/s пробивались образцы KCl, NaCl при средних полях $\sim 2.6-3.8 \cdot 10^4$ V/cm.

Таким образом, импульсное электрическое поле напряженностью $\sim 5 \cdot 10^4$ V/cm и крутизной переднего фронта $\sim 10^{13}$ V/cm·s приводит в кристалле KBr к образованию F -центров окраски. Факт генерации F -центров в предпробойных электрических полях свидетельствует о наличии эффективного механизма образования первичных электронов. Такие электроны необходимы для развития процесса ударной ионизации при пробое твердых диэлектриков.

Список литературы

- [1] Куликов В.Д. // Изв. вуз. Физика. 1995. № 5. С. 26–34.
- [2] Лисицын В.М., Корепанов В.И., Яковлев В.Ю. // Изв. вуз. Физика. 1996. № 11. С. 5–29.
- [3] Williams R.T., Bredford J.N., Faust W.L. // Phys. Rev. B-Solid State. 1978. V. 18. N 12. P. 7038–7057.
- [4] Лисицын В.М., Олешко В.И. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 1. С. 15–18.

- [5] *Миронов А.Л., Зубарев А.И., Шпак В.Г., Быков В.В.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 11. С. 203–206.
- [6] *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков (Область сильных полей). М.: Физматгиз, 1958.
- [7] *Куликов В.Д.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 4. С. 77–82.