

05;07;10;12

Негомогенное распределение поглощенной энергии в высокоомных материалах при воздействии импульсного электронного пучка

© В.Ф. Штанько, В.Г. Глыбин, В.М. Толмачев

Томский политехнический университет,
634004 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 28 ноября 1996 г.)

Приведены экспериментальные результаты изменения оптических характеристик фторида лития после воздействия на него пучком электронов переменной плотности с энергией импульса близкой к порогу разрушения материала. Исследовано пространственное распределение центров окраски, в частности, вблизи каналов пробоя. Обсуждаются механизмы неоднородного накопления дефектов и основные причины, определяющие негомогенное распределение энергии при воздействии сильноточного электронного пучка. Приведены конкретные результаты расчета распределения напряженности поля в кристалле LiF в процессе облучения в модели "однородного" и неоднородного заряжения образца. Показано, что вблизи канала пробоя наблюдается резкое увеличение напряженности электрического поля.

Введение

Применение импульсного сильноточного электронного пучка (СЭП) позволяет, используя высокие уровни возбуждения, вплоть до разрушения материалов [1,2], получать концентрации короткоживущих продуктов, достаточные для детектирования и исследования механизмов дефектообразования в твердых телах [3,4]. В то же время СЭП одновременно с генерацией электронов и дырок формирует в облучаемом образце сильное электрическое поле и динамические механические напряжения, способные влиять на эффективность создания и распада первичных продуктов радиолиза, а также на пострadiационные процессы. Эффективность влияния этих факторов изучена недостаточно, что затрудняет их корректный учет при анализе экспериментальных результатов.

При плотностях энергии СЭП выше пороговой (0.1 J/cm^2 для щелочно-галогидных кристаллов (ЩГК) [5,6]) электрическое поле инжектированного заряда приводит к развитию многоканального электрического пробоя, что вызывает искажение профиля пространственного распределения радиационных дефектов и люминесценции [7], определяет тонкую структуру акустического импульса и один из механизмов хрупкого разрушения диэлектриков [8]. Эффективность электроразрядного канала диссипации энергии зависит от плотности энергии СЭП, свойства материала и геометрии облучения.

В настоящей работе основное внимание уделено теоретическому анализу пространственно-временного распределения объемного заряда, профиля энерговыделения, напряженности электрического поля в высокоомном материале при отсутствии или развитии многоканального электрического пробоя в процессе воздействия СЭП, а также экспериментальному изучению влияния пробоя на пространственное распределение и структуру дефектов в LiF.

Пространственное распределение поглощенных электронов

При расчетах распределения поглощенных электронов в кристалле применялся один из вариантов схемы "укрупненных" соударений [9] с использованием углового распределения Мольер–Бете. Ионизационные потери энергии определялись по формуле Бете–Блоха, а средний потенциал ионизации для составляющих элементов — по формуле Штернхаймера [10]. Формы импульсов ускоряющего напряжения и плотности тока $J(t)$ для ускорителя на базе ГИН-400 приведены в [11]. Плотность тока в максимуме импульса возбуждения варьировалась в пределах $J_{\text{max}} = 1-100 \text{ A/cm}^2$. Ускоряющее напряжение в максимуме импульса составляло 260 kV. При расчетах импульс возбуждения переменной плотности длительностью 23 ns разбивался на n моноэнергетических импульсов (в нашем случае $n = 23$ с длительностью $\Delta t = 1 \text{ ns}$ или $n = 230$ при $\Delta t = 0.1 \text{ ns}$) с энергией электронов в моноимпульсе E_i и плотностью тока $J_i = G_i J_{\text{max}}$, где G_i — форма импульса тока, нормированная в максимуме к единице.

В интервале интересующих нас энергий электронов (40–260 keV), распределение поглощенных электронов по глубине кристалла в пределах погрешности ($< 5\%$) не зависит от начальной энергии падающих электронов и в приведенных координатах описывается универсальной кривой распределения по глубине $F(U_{j,i})$, нормированной по максимуму ($F_{\text{max}} = 1$), где $U_{j,i} = Z_j/R(E_i)$ — приведенная j -координата для i -го импульса; $R(E_i)$ — расстояние полного пробега электрона с энергией E_i , рассчитываемое путем интегрирования функции Бете–Блоха [9]. В [11] для 10 материалов (KBr, KJ, KCl, KF, NaCl, NaI, LiF, CaF₂, CdS полиметилметакрилата (ПММА)) приведены подробные таблицы для $F(U_{j,i})$, $R(E_i)$ и для доли отраженных электронов $P_r = N_{\text{ref}}/N_{\text{in}}$, которая слабо зависит от E_i в интервале энергий 40–300 keV. Тогда в момент импульса возбуждения распределение

плотности объемного заряда $\rho(Z_i, t_m)$ в абсолютных координатах для различной плотности и произвольной формы импульса имеет вид ($m < n$)

$$\rho(Z_i, t_m) = \left[J_{\max}(1 - P_r)\Delta t \times \sum_{j=1}^m G_j F(U_{i,j})/R(E_i) \right] / \left[\int_0^1 F(U) dU \right]. \quad (1)$$

Формула (1) позволяет решать самосогласованную задачу учета тормозящего действия объемного заряда кристалла на падающий СЭП заменой в (1) $R(E_i)$ на $R(E_i - \Phi_{i-1})$, где Φ_{i-1} — потенциал на поверхности образца после $i - 1$ моноимпульса. Учет тормозящего действия поля приводит с ростом плотности тока пучка к смещению максимума плотности объемного заряда к облучаемой поверхности образца, а в конце импульса возбуждения электроны пучка могут полностью отражаться от образца. В дальнейшем все расчеты $\rho(Z, t)$ проводились с учетом тормозящего действия поля инжектированного заряда.

Расчет поля профиля энерговыведения в однородном образце при возбуждении СЭП

Для однородного плоского образца с известным $\rho(z)$ в квазистационарном случае для нахождения распределения потенциала $\Phi(z)$ и напряженности поля $E(z)$ достаточно решить методом двойной прогонки [12] трехдиагональное матричное уравнение Пуассона вида

$$\Phi_{j-1} - 2\Phi_j + \Phi_{j+1} = \Delta^2 W_j^0 = W_j \quad (2)$$

с граничными условиями $\Phi_0 = \Phi_J = 0$, где $0 < j < J$; Δ — шаг сетки (в нашем случае $\Delta \leq 10 \mu\text{m}$); $W_j^0 = \rho_j/(\epsilon_0 \epsilon)$; $J = L/\Delta$; L — расстояние между поверхностями с нулевым потенциалом; ϵ , ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образца и вакуума¹.

Расчеты показывают (рис. 1), что при $L = R_{\max}$ (R_{\max} — наибольший пробег электронов) максимальная напряженность поля реализуется на облучаемой поверхности.

Важной особенностью воздействия СЭП является сложное пространственно-временное изменение поглощенной энергии в образце. Временные зависимости объемной плотности энергии, выделяющейся в LiF на разных расстояниях (z) от облучаемой поверхности, представлены на рис. 2 (интегральный профиль энерговыведения в конце импульса облучения приведен на рис. 1).

Как следует из приведенных результатов, время облучения слоя кристалла уменьшается с удалением его

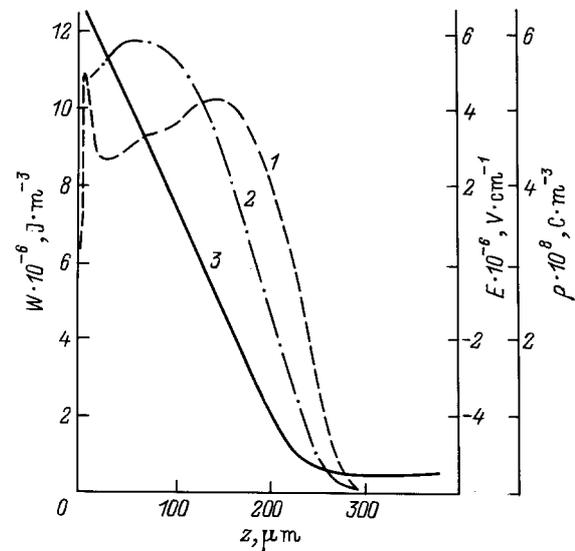


Рис. 1. Распределение плотности инжектированного заряда $\rho(z)$ (1), поглощенной энергии $W(z)$ (2) и напряженности поля $E(z)$ (3) после воздействия СЭП.

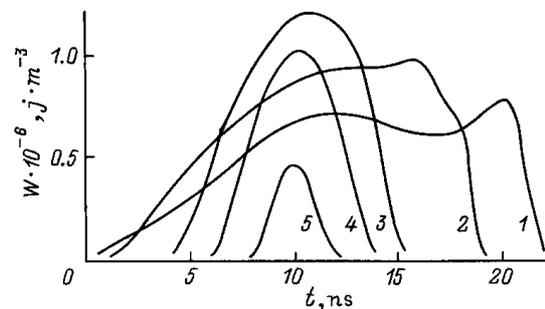


Рис. 2. Временные зависимости плотности энергии, поглощенной в LiF. z , μm : 1 — 10, 2 — 50, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250.

от облучаемой поверхности. Объемная плотность энергии, а соответственно и темп генерации неравновесных носителей максимальны для слоя, расположенного на глубине 150–200 μm . Таким образом, торможение СЭП приводит к пространственно-временной неоднородности энерговыведения при одновременном воздействии электрического поля.

Распределение $E(z)$ зависит от толщины образца. С увеличением толщины кристалла напряженность поля на облучаемой поверхности $E(0)$ растет и стремится к пределу $E_\sigma = Q_{\text{inj}}(1 - P_r)/(\epsilon \epsilon_0)$, где Q_{inj} — поверхностная плотность инжектируемого заряда, а на необлучаемой $E(L)$ падает. Нами предложены эмпирические выражения для определения $E(0)$, $E(L)$ и $V_e = dE_{\text{sef}}/dt$ (с погрешностью $< 10\%$) в любой момент импульса возбуждения при $L > R_{\max}$ в образце, у которого обе поверхности заземлены или когда расстояние между поверхностью образца и поверхностью с $\Phi = 0$ много меньше толщины

¹ Результаты расчетов, приведенные на рис. 1–3, выполнены при $J_{\max} = 100 \text{ A/cm}^2$ ($Q_{\text{inj}} = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ C/cm}^2$).

образца (плюс соответствует $E(0)$, а минус — $E(L)$, Z_{eff} — эффективный заряд ядра атомов в кристалле),

$$E_{\text{sef}} = (1 - P_r)Q_{\text{inj}} \times [(L - 2R_{\text{max}}/\text{Ln}(2Z_{\text{eff}}))/L \pm 1] / (2\varepsilon\varepsilon_0), \quad (3)$$

$$V_e(t) = (1 - P_r) \times [(L - 2R_{\text{max}}/\text{Ln}(2Z_{\text{eff}}))/L \pm 1] J(t) / (2\varepsilon\varepsilon_0), \quad (4)$$

Численные значения E_{sef} и V_e , рассчитанные по формулам (3) и (4) при $J_{\text{max}} = 20 \text{ A/cm}^2$ ($Q_{\text{inj}} = 2.4 \cdot 10^{-1} \text{ C/cm}^2$), более чем на порядок ниже критерия развития стримерного пробоя [13]. В то же время пробой экспериментально наблюдается при $J_{\text{max}} < 20 \text{ A/cm}^2$ [6,8]. Противоречие обусловлено отсутствием в рассматриваемой модели критериев иницирования пробоя, учета изменения распределения заряда, связанного с неоднородностью эмиссии электронов с поверхности и т.д.

Расчет поля в условиях неоднородного заряжения образца

Согласно [14], величина тока эмиссии из одного канала достаточна для полной компенсации инжектированного в объем заряда с облучаемой поверхности радиусом до $150 \mu\text{m}$. Поэтому расчет выполнен для образца радиусом $R_k = 150 \mu\text{m}$, в котором канал пробоя развивается перпендикулярно поверхности, а степень компенсации (G_k) может достигать 1.

При радиальной симметрии уравнение Пуассона в цилиндрических координатах имеет вид

$$d^2\Phi/dz^2 + d^2\Phi/dr^2 + (1/r)d\Phi/dr = -\rho(r, z)/(\varepsilon\varepsilon_0),$$

$$d^2\Phi/d\varphi^2 = 0; \quad 0 < r < R_k;$$

$$0 < z < Z_k; \quad d\Phi/dr|_{r=0} = 0. \quad (5)$$

Аппроксимируя операторы d^2/dz^2 , d^2/dr^2 , d/dr разностными операторами на сетке I, J с шагом $\Delta_j = Z_k/J$ и $\Delta_i = R_k/I$ (рассмотрен общий случай, когда $\Delta_i \neq \Delta_j$ и $\Delta_j = H \cdot \Delta_i$, где H — масштабный коэффициент) и считая, что в каждом узле сетки (i, j) функция $\rho_{i,j}$ определена, уравнение (5) преобразуем в пятиточечное матричное уравнение

$$\Phi_{i,j+1} - 2\Phi_{i,j} + \Phi_{i,j-1} + H^2[(1 + 1/2i)\Phi_{i+1,j} - 2\Phi_{i,j} + (1 - i)\Phi_{i-1,j}] = -\Delta_j^2 \rho_{i,j} / (\varepsilon\varepsilon_0), \quad (6)$$

с граничными условиями $\Phi_{i,0} = \Phi_{i,j} = 0$; $\Phi_{i-1,j} = \Phi_{i+1,j}$.

При выбранных граничных условиях потенциал $\Phi_{i,j}$ и $\rho_{i,j}$ можно разложить в ряд Фурье по синусам вдоль

столбцов сетки ($0 < j < J$)

$$\Phi_{i,j} = \sum_{k=1}^{J-1} \hat{\Phi}_i(k) \sin(\pi k j / J);$$

$$\rho_{i,j} = \sum_{k=1}^{J-1} \hat{\rho}_i(k) \sin(\pi k j / J), \quad (7)$$

где $\hat{\Phi}_i(k)$ и $\hat{\rho}_i(k)$ — коэффициенты ряда Фурье.

Подставляя выражения (7) в пятиточечное уравнение (6), получим

$$\sum_{k=1}^J \{ H^2[(1 + 1/2i)\hat{\Phi}_{i+1}(k) - 2\hat{\Phi}_i(k) + (1 - 1/2i)\hat{\Phi}_{i-1}(k)] + [2\cos(\pi k j / J) - 2] \hat{\Phi}_i(k) + (\Delta_j^2 / (\varepsilon\varepsilon_0)) \hat{\rho}_i(k) \} \sin(\pi k j / J) = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) справедливо в каждой точке j , что позволяет отдельно приравнять нулю амплитуду каждой гармоники Фурье. Тогда для каждого k имеем трехдиагональное матричное уравнение

$$A_i \hat{\Phi}_{i+1}(k) + B(k) \hat{\Phi}_i(k) + C_i \hat{\Phi}_{i-1}(k) = \hat{W}_i(k), \quad (9)$$

где $A_i = H^2(1 + 1/2i)$, $C_i = H^2(1 - 1/2i)$, $B(k) = 2(\cos(\pi k j / J) - 1 - H^2)$, $\hat{W}_i(k) = -[\Delta_j^2 / (\varepsilon\varepsilon_0)] \hat{\rho}_i(k)$, $\hat{\rho}_i(k) = (2/J) \sum_{j=1}^J \rho_i \sin(\pi k j / J)$, которое решается методом двойной прогонки [12] относительно $\{\hat{\Phi}_i(k)\}$. Далее по формуле (7) определяется потенциал и напряженность поля в каждой точке сетки (i, j) для любого момента импульса возбуждения.

На рис. 3 представлены результаты расчета распределения объемного заряда $\rho(z)$ и напряженности поля $E(z)$ в направлении падения электронов в процессе импульса облучения для кристалла LiF на расстоянии

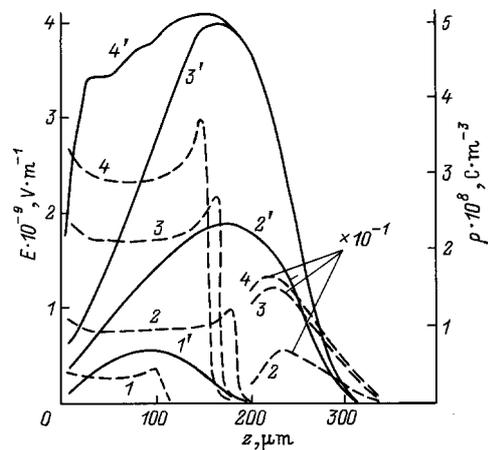


Рис. 3. Распределение плотности инжектированного заряда ($I'-4'$) и напряженности поля ($I-4$) в различные моменты времени импульса СЭП (в ns). $I, I' - 5$; $2, 2' - 10$; $3, 3' - 15$; $4, 4' - 23$.

$r = 1 \mu\text{m}$ от канала пробоя при $G_k = 0.5$, радиусе канала пробоя $r' = 1 \mu\text{m}$ и радиусе компенсируемого объема $R_k = 150 \mu\text{m}$. С увеличением степени компенсации до 1 величина $E(z)$ на фронте канала пробоя уже на первых наносекундах облучения превышает динамическую электрическую прочность LiF 3.2 MV/cm [15,16]. Рост $E(z)$ также наблюдается при уменьшении радиуса канала пробоя. Так, при $r' = 0.5 \mu\text{m}$ и $G_k = 1$ напряженность поля на фронте пробоя возрастает до 180 MV/cm , что значительно превышает электрическую прочность LiF и приближается к величине собственного кристаллического поля.

В радиальном направлении от канала пробоя напряженность поля $E(r)$ резко уменьшается вблизи канала, а затем на расстоянии $r > (3-4)r'$ скорость уменьшения $E(r)$ замедляется. При $G_k = 1$ высокое значение $E(r) > 10^6 \text{ V/cm}$ наблюдается при $r > 100 \mu\text{m}$ от канала пробоя.

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что при больших значениях G_k и малых радиусах канала пробоя r' условия развития электрического пробоя при $J_{\text{max}} = 100 \text{ A/cm}^2$ выполняются уже на первых наносекундах облучения, что согласуется с экспериментальными результатами.

Пространственное распределение дефектов в LiF

Как следует из представленных выше результатов, при облучении СЭП термализации неравновесных электронов и дырок, образование и распад экситонов, а также вторичные процессы преобразования первичных структурных дефектов в ионных кристаллах протекают в условиях воздействия ряда факторов: неоднородного во времени темпа генерации электронов и дырок, вызванного разными временными зависимостями удельной объемной плотности выделяемой энергии (рис. 2); электрического поля объемного заряда; механических напряжений, инициируемых импульсным нагревом области торможения электронного пучка. Развитие многоканального электрического пробоя при сверхпороговых плотностях тока СЭП приводит дополнительно к формулированию локальных динамических механических напряжений, сильного электрического поля с пространственно-временной неоднородностью распределения напряженности (рис. 3), теплового поля и электромагнитного излучения плазмы канала пробоя.

Для оценки влияния вышеперечисленных факторов воздействия СЭП нами изучено пострadiационное пространственное распределение электронных центров окраски в кристаллах LiF. Выбор объекта для исследований определен высокой механической прочностью LiF, что позволяет создавать визуально наблюдаемые следы многоканального пробоя без хрупкого разрушения и обеспечивает возможность определения координат зондируемой области. Кроме того, оптические характери-

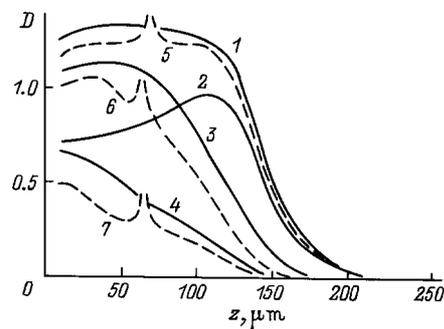


Рис. 4. Распределение в LiF оптической плотности в направлении по нормали к облучаемой поверхности. Линия зондирования не пересекает (1-4) и пересекает (5-7) след пробоя: 1, 5 — при $\lambda = 445 \text{ nm}$; 2 — F_2^- ; 3 — F_3^+ ; 2, 7 — F_4^- -полосы; 6 — при $\lambda = 480 \text{ nm}$.

стики электронных центров окраски, накапливающиеся в LiF при облучении, достаточно хорошо изучены [17]. Облучение кристаллов LiF при 295 К импульсным электронным пучком приводит к накоплению преимущественно F -центров [18]. Образование более сложных F -агрегатных центров определяется пострadiационными процессами. Согласно механизму, предложенному в [19], образование F_2^- -центра проходит через стадию образования F_2^+ -центра путем взаимодействия F -центра с анионной вакансией, который затем захватывает электрон. Проверка этого механизма для LiF выполнена в [20], где этот механизм распространен на образование более сложных F -агрегатных дефектов. При облучении кристаллов с предварительно накопленными электронными центрами преобразование электронных центров окраски возможно при их взаимодействии с неравновесными электронами и дырками [21,22]. В [17] предложен механизм образования F_3^+ - и F_3^- -центров путем миграции F_2^+ -центра и его взаимодействия с F -центрами. Таким образом, при облучении LiF при 295 К серией импульсов СЭП в образовании F -агрегатных центров участвует несколько механизмов, среди которых наиболее эффективным является вакансионный.

Измерение спектров оптического поглощения и зависимости оптической плотности на фиксированной длине волны λ от координат x, z зондируемой области $D(\lambda, x, z)$ проводилось светом, ориентированным нормально к облучаемой поверхности $D(\lambda, x)$ или параллельно $D(\lambda, z)$. Перед измерением образцы LiF облучались серией импульсов электронов до появления наблюдаемых с помощью микроскопа Д11У11, следов многоканального пробоя и выдерживались при 295 К до стабилизации окраски. Закономерности развития следа многоканального пробоя в LiF подробно изложены в [23].

Измерение распределения $D(\lambda, z)$ приведено для двух областей образца: в первой присутствует след канала пробоя (линия зондирования пересекает канал), вторая область свободна от канала (рис. 4). На рис. 5 приведены фрагменты спектра оптического поглощения в интерва-

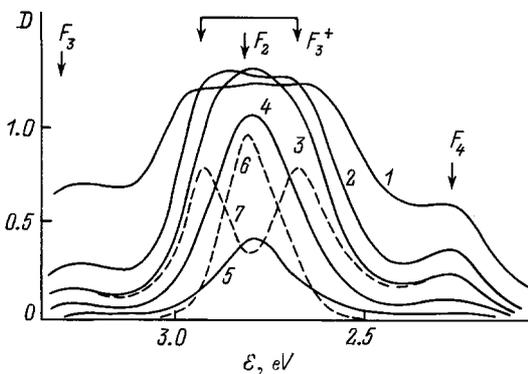


Рис. 5. Фрагменты спектра оптического поглощения. Расстояние z от облучаемой поверхности, $\mu\text{м}$: 1 — 30, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 130, 5 — 160. Спектры 6 и 7 демонстрируют состав полос спектра 3.

ле 2.0–3.3 eV для слоев кристалла, расположенных на различных расстояниях z от облучаемой поверхности. В спектрах глубоких слоев доминирует полоса поглощения с максимумом 2.8 eV, примерно совпадающая с F_2 -полосой. Однако при $z = 160 \mu\text{м}$ полоса 2.8 eV уширена (полуширина полосы составляет 0.24 eV против 0.176 eV для F_2 -полосы) вследствие перекрытия с полосами 2.93 и 2.65 eV, обусловленными F_3^+ -центрами. По мере приближения слоя к облучаемой поверхности наблюдается значительное усложнение спектра поглощения.

Для анализа спектрального состава полосы 2.8 eV использован метод Аленцева–Фока [24]. Установлено, что по мере уменьшения z наблюдается увеличение оптической плотности в полосах 3.3 (F_3 -полоса) и 2.26 eV (F_4 -полоса). Кроме того, при $z < 70 \mu\text{м}$ в спектрах поглощения нами выделены полосы на 2.43, 2.5 и 3.02 eV. Полоса 2.43 eV, согласно [25], обусловлена F_5 -центрами. По результатам анализа спектрального состава поглощения получено пространственное распределение по z действительной оптической плотности в полосах F_2 -, F_3^+ -, F_4 -центров (рис. 4), из которых следует, что максимум $D(\lambda, z)$ тем ближе к облучаемой поверхности, чем сложнее структура центра. В случае пересечения при зондировании следа пробоя обнаруживается некоторое снижение общего поглощения в указанном выше спектральном диапазоне. В непосредственной близости к следу канала пробоя наблюдается относительный рост оптической близости полос, обусловленных сложными F_3 -, F_3^+ -, F_4 -, F_5 -центрами.

Значительно более сложное изменение оптической плотности на 2.8 eV обнаружено при зондировании в направлении x при пересечении расходящихся следов каналов пробоя (рис. 6), расположенных в плоскости, параллельной облучаемой поверхности. Величина оптической плотности в этом случае испытывает явно выраженную модуляцию с чередованием максимумов через 35–40 $\mu\text{м}$. Кроме того, сопоставление спектров

поглощения для зондируемых областей вблизи каналов пробоя и на расстояниях 50, 100 и 150 $\mu\text{м}$ показало, что по мере приближения к каналу относительный вклад в поглощение на 2.8 eV F_2 -центров уменьшается, а F_3^+ -центров возрастает. При этом наблюдается также рост оптической плотности в максимумах F_3 - и F_4 -полос. Следует отметить, что обнаруженная пространственная модуляция поглощения на 2.8 eV характерна для тонкого слоя кристалла, содержащего след канала пробоя, и расположенного параллельно облучаемой поверхности.

Полученные результаты свидетельствуют, что при сверхпороговых плотностях энергии СЭП распределение накопленных F -агрегатных центров по облучаемому объему существенно неоднородно, причем каждый тип центра имеет свою характерную зависимость $D(\lambda, x, z)$. Возникновение пространственной неоднородности обусловлено по крайней мере двумя основными причинами. Первая из них заключается в том, что удельная объемная плотность поглощенной энергии является функцией времени для фиксированной координаты z (рис. 2), что соответственно приводит к различному пространственно-временному темпу генерации электронов и дырок в образце. Следовательно, при многократном облучении эффективность реакции образования F_2^+ -центров путем захвата дырки F_2 -центром, как и реакция образования анионной вакансии при взаимодействии F -центра с дыркой, будет зависеть от координаты z и количества импульсов предварительного облучения или, точнее, концентрации накопленных F - и F_2 -центров. Эффективность реакции преобразования F_2 -центров в F_2^+ -центры путем захвата автолокализованных дырок (Y_k -центров) при температурах выше их температуры делокализации также являются функцией координаты, поскольку относительная доля автолокализованных дырок за время импульса возбуждения зависит от доли зонных дырок, прореагировавших с F - и F_2 -центрами, точнее, от пространственно-временной функции генерации дырок и пространственного распределения предварительно накопленных элек-

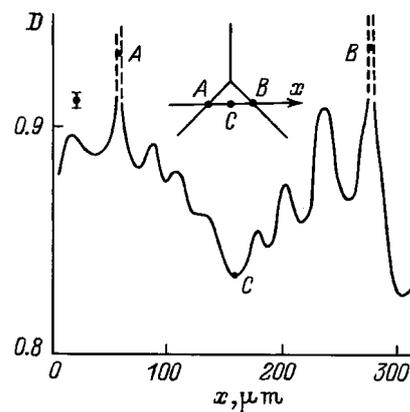


Рис. 6. Распределение оптической плотности ($\lambda = 445 \text{ нм}$) в LiF, облученного СЭП с поверхностной плотностью энергии 0.16 J/cm^2 ($J_{\text{max}} = 40 \text{ A}/\text{cm}^2$), измеренной в направлении x (см. схему измерения на вставке).

тронных дефектов. Качественно подобные процессы, по-видимому, следует ожидать и при накоплении более сложных электронных центров типа F_3^{+} -, F_3 -, F_4 -центров и т. д.

Вторым структурным элементом, участвующим в процессах преобразования электронных центров, является анионная вакансия, поэтому важно знать процессы их генерации и пространственное распределение. В области торможения электронов пучка анионные вакансии создаются вследствие захвата дырок F -центрами подобно процессу, обнаруженному в KBr [26]. Дополнительным каналом, обеспечивающим генерацию анионных вакансий, является создание вакансий вследствие возникновения динамических механических напряжений, вызванных импульсным нагревом зоны торможения электронов и достигающих 10^7 N/m^2 [27]. Действительно, согласно данным [28], при напряжениях деформирования 10^7 N/m^2 [27] концентрация анионных вакансий достигает 10^{18} cm^{-3} , причем дефект плотности возрастает с увеличением скорости нагружения. Логично полагать, что столь высокие концентрации анионных вакансий, создаваемые динамическими нагрузками, должны участвовать в процессах преобразования электронных центров.

Второй причиной, приводящей к пространственной неоднородности накопленных эффектов, является развитие многоканального электрического пробоя, а точнее, его факторов: пространственно неоднородного электрического поля; динамических механических напряжений; теплового поля, возникающего вследствие диссипации энергии, выделенной в канале пробоя; электромагнитного излучения в видимом и ИК диапазонах. Следует отметить, что каждый из действующих факторов имеет собственную временную зависимость, поэтому определение эффективности влияния каждого из факторов на агрегатизацию электронных центров затруднено. Однако представляется закономерным усложнение структуры электронных центров по мере приближения зондируемой области к каналу пробоя, поскольку именно приканальный объем подвержен воздействию динамических механических напряжений и температуры, обеспечивающих как повышенную концентрацию анионных вакансий, так и увеличение скорости диффузионных процессов. Следует учитывать, что усложнение характера движения анионных вакансий определяется электрическим полем, напряженность которого в этой области максимальна (рис. 3).

Значительно сложнее процессы, обеспечивающие пространственную модуляцию концентрации сложных электронных дефектов относительно канала пробоя (рис. 6). Ранее в [29] было установлено, что при достижении СЭП некоторой пороговой величины плотности энергии в ионных кристаллах наблюдается образование периодических структур разрушения (ПСР). В [30] показано, что формирование ПСР происходит синхронно со временем воздействия СЭП и, по-видимому, определяется возбуждением разрушающих напряжений при по-

глощении электромагнитного излучения, генерируемого автоколебаниями плазмы в канале пробоя. Совпадение между максимумами в модулированном распределении F -агрегатных дефектов с периодичностью чередования зон разрушения в ПСР позволяет сделать заключение, что в обоих случаях модулированное выделение энергии обусловлено одним механизмом. Данное заключение подтверждается тем, что при увеличении плотности энергии СЭП степень модуляции оптического поглощения возрастает.

Наконец, нельзя не отметить тот момент, что развитие канала пробоя в LiF в плоскости, параллельной облучаемой поверхности, должно приводить вследствие действия сильного электрического поля к изменению условий торможения электронного пучка и, следовательно, к изменению профиля энерговыделения.

Заключение

Представленные выше экспериментальные данные и результаты расчетов позволяют конкретизировать основные причины, определяющие неомогенное выделение энергии при воздействии СЭП на высокоомные материалы.

При плотностях энергии СЭП ниже пороговой для инициирования многоканального пробоя основной причиной, приводящей к неомогенному выделению энергии, является зависимость тока и спектра электронного пучка от времени. При многократном облучении это вызывает пространственную неоднородность эффективности вторичных реакций преобразования электронных центров и, как следствие, сложную зависимость $D(\lambda, z)$.

При плотностях энергии (тока) СЭП, превышающей пороговую для развития многоканального пробоя, воздействие факторов пробоя приводит к дополнительному искажению $D(\lambda, x, z)$, заключающемуся в том, что по мере приближения к каналу деструкции накапливаются более сложные F -агрегатные дефекты. Обнаруженная периодическая модуляция $D(\lambda, x)$ обусловлена, по нашему мнению, возбуждением собственных колебаний решетки вследствие поглощения электромагнитного излучения, источником которого является автоколебания электронно-дырочной плазмы канала пробоя. Более подробный анализ этого механизма энерговыделения будет дан в отдельной работе. Здесь мы лишь отметим, что при увеличении плотности энергии (тока) СЭП модулированное выделение энергии приводит к образованию периодических структур разрушения в LiF, KI, NaCl, KCl [29,30]. Отсюда следует, что данный механизм энерговыделения является общим для ряда щелочно-галогенидных кристаллов и связан с развитием многоканального пробоя. Низкий порог развития многоканального пробоя в ионных кристаллах обусловлен благоприятными условиями для инициирования термо- и автоэлектронной эмиссии вследствие большой концентрации

неравновесных электронов в приповерхностной области кристалла и низкого поверхностного потенциального барьера для выхода неравновесных электронов из ионных кристаллов [18].

Список литературы

- [1] *Oswald R.B.* // JEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. Vol. NS-13. N 6. P. 63–69.
- [2] *Высокоэнергетическая электроника твердого тела* / Под ред. Д.И. Вайсбурда. Новосибирск: Наука, 1982. 227 с.
- [3] *Пиков А.К., Кабакичи С.А., Макаров И.Е.* и др. Импульсный радиолиз и его применение. М.: Атомиздат, 1980. 279 с.
- [4] *Алукер Э.Д., Гаврилов В.В., Дайч Р.Г.* и др. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галлоидных кристаллах. Рига: Зинатне, 1987. 183 с.
- [5] *Олешко В.И., Штанько В.Ф.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1857–1858.
- [6] *Штанько В.Ф., Олешко В.И., Инякин В.Н.* // ФХОМ. 1988. № 6. С. 11–13.
- [7] *Штанько В.Ф., Олешко В.И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 99–105.
- [8] *Олешко В.И., Штанько В.Ф.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 2. С. 320–324.
- [9] *Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А.* Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата: Наука, 1972. 163 с.
- [10] *Sternheimer R.M.* // Phys. Rev. 1966. Vol. 145. N 1. P. 247–250.
- [11] *Штанько В.Ф., Толмачев В.М., Глыбин В.Г.* Деп. в ВИНТИ, 1995. 3452-В95. 35 с.
- [12] *Поттер Д.* Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975. 392 с.
- [13] *Гурский А.Л., Луценко Е.В., Яблонский Г.П.* Препринт ИФ АН БССР. № 607. Минск, 1990. 47 с.
- [14] *Олешко В.И., Штанько В.Ф.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 2. С. 185–186.
- [15] *Воробьев А.А.* Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Томск: ТГУ, 1960. 232 с.
- [16] *Воробьев А.А., Воробьев Г.А.* Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высшая школа, 1966. 224 с.
- [17] *Nahut J.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 158. N 3. P. 814–825.
- [18] *Алукер Э.Д., Лусис Д.Ю., Чернов С.А.* Электронные возбуждения и радиолуминесценция щелочно-галлоидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [19] *Delbecq C.J.* // Phes. 1963. Vol. 171. N 3. P. 560–581.
- [20] *Farge Y., Lambert M., Smoluchowski R.* // Sol. St. Commun. 1966. Vol. 4. N 7. P. 333–336.
- [21] *Адуев Б.П., Вайсбурд Д.И.* // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 12. С. 3739–3740.
- [22] *Адуев Б.П., Вайсбурд Д.И.* // ФТТ. 1981. Т. 23. Вып. 6. С. 1869–1871.
- [23] *Олешко В.И., Штанько В.Ф.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1235–1236.
- [24] *Фок М.Б.* // Тр. ФИАН им. П.Н. Лебедева. 1972. Т. 59. С. 3–24.
- [25] *Okada M., Atobe K., Nakogawa M.* // Intern. Conf. on Defects in Jnsul. Crystals. Gatlinburg (USA), 1977. P. 321.
- [26] *Kondo Y., Hivai M., Ueta M.* // J. Phys. Soc. Jap. 1972. Vol. 151. P. 33–37.
- [27] *Штанько В.Ф., Олешко В.И., Толмачев В.М.* // ФХОМ. 1991. № 2. С. 53–56.
- [28] *Смирнов Б.И.* // ФТТ. 1991. Т. 33. Вып. 9. С. 2513–2526.
- [29] *Лисицын В.М., Олешко В.И., Штанько В.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 181. Вып. 24. С. 1478–1481.
- [30] *Олешко В.И., Штанько В.Ф.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2401–2403.