

05;07

Эволюция фотоиндуцированного заряда в фоторефрактивном кристалле при импульсной фотоинжекции

© Ю.И. Кузьмин, С.А. Ктиторов, И.В. Плешаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: yurk@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 мая 2011 г.

Рассмотрены явления, происходящие при импульсной записи информации в фоторефрактивном кристалле. Получено решение нелинейной задачи о релаксации заряда, образующегося в фотопроводящем материале при поглощении светового импульса. Найдено пространственно-временное распределение электрического поля, создаваемого фотоиндуцированным зарядом при плавающем потенциале освещаемой поверхности. Исследована эволюция интегрального импульсного отклика при продольной электрооптической модуляции. Полученные результаты могут быть использованы для анализа оптической записи информации, а также для определения дрейфовой подвижности и параметров ловушек в высокоомных материалах.

Исследование динамики фотоиндуцированного заряда в фоторефрактивных материалах является актуальным по двум причинам. Во-первых, фоторефрактивные материалы представляют интерес для использования в системах оптической обработки и хранения информации (включая голографическую память) [1–8]. Во-вторых, процессы фотоинжекции и переноса неравновесных зарядов в этих материалах приводят к возникновению фоторефрактивных волн, представляющих самостоятельный интерес [1,9–11].

В данной работе рассматривается импульсная запись в плоско-параллельном образце, одна поверхность которого заземлена, а другая заряжена до начального потенциала, который оставлен плавающим. Преимущество такой схемы записи состоит в том, что выполняется условие разомкнутой цепи (режим холостого хода), и электрическое поле полностью сосредоточено внутри образца [12]. При этом для хранения информации не требуется дополнительного внешнего источника

питания. Потенциал освещаемой поверхности меняется при записи информации. Схема с плавающим потенциалом освещаемой поверхности обычно используется в электрофотографии [13] и в устройствах для преобразования изображений [14].

В отсутствие инжектированных носителей заряда образец является идеальным изолятором (время максвелловской релаксации значительно превосходит время пролета носителей через образец). Фотоинжекция осуществляется коротким импульсом сильно поглощаемого света, глубина поглощения которого существенно меньше толщины образца. Длительность светового импульса, которая определяет время инжекции, существенно меньше времени пролета. Носители инжектируются со стороны поверхности с плавающим потенциалом. Световой импульс генерирует электронно-дырочные пары, которые разделяются электрическим полем — носители одного знака движутся в глубь образца по направлению к заземленному электроду, тогда как носители другого знака остаются на заряженной поверхности, нейтрализуя первичный заряд.

Кристалл содержит ловушки двух типов: мелкие ловушки захвата, находящиеся в тепловом равновесии с зоной проводимости, и глубокие ловушки, время жизни носителей на которых существенно превосходит время пролета. Предполагается, что захват на глубокие ловушки произошел до освещения образца в ходе предварительной зарядки и после освещения происходит термическая генерация носителей с этих ловушек. Дрейф неравновесных носителей ограничен пространственным зарядом, создаваемым ими самими. Из-за этого процесс переноса нелинеен: закон Ома здесь не выполняется, так как заряд движется в самосогласованном поле.

Влияние мелких ловушек на процесс переноса учитывается в приближении быстрого перезахвата [15]. Предполагается, что $\tau_i \ll \tau_f$, где τ_i — время захвата (время жизни носителя в делокализованном состоянии), τ_f — время освобождения (время жизни на ловушечном уровне). В этом случае уравнение, описывающее захват и освобождение носителей с мелких ловушек, $\partial n_{st}/\partial t = n_f/\tau_i - n_{st}/\tau_f$ сводится к соотношению $\tau_f/\tau_i = n_{st}/n_f$, где n_f и n_{st} — концентрации свободных и захваченных носителей соответственно. Это позволяет вместо переноса свободных носителей с подвижностью μ_0 , определяющей проводимость по делокализованным состояниям, рассматривать движение квазисво-

бодных носителей с концентрацией $n = n_f + n_{st}$ и с эффективной дрейфовой подвижностью $\mu = \mu_0 n_f / (n_f + n_{st})$.

Процесс релаксации фотоиндуцированного заряда описывается следующей системой уравнений (в безразмерных переменных):

$$\frac{\partial}{\partial x}(n(x, t)E(x, t)) + \frac{\partial}{\partial t}(n(x, t) + n_t(x, t)) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}E(x, t) = n(x, t) + n_t(x, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}n_t(x, t) = -\frac{n_t(x, t)}{\tau}, \quad (3)$$

где (1) — уравнение непрерывности (без учета диффузного тока), (2) — уравнение Пуассона, уравнение (3) описывает освобождение носителей с глубоких ловушек (τ — время жизни носителя на глубоких ловушках). При переходе к безразмерным переменным использована следующая нормализация:

$$x \equiv x'/L, \quad (t, \tau) \equiv (t', \tau')/t_T, \quad E \equiv \varepsilon \varepsilon_0 E' / (\sigma + \sigma_t),$$

$$(n, n_t) \equiv (n', n'_t)qL / (\sigma + \sigma_t),$$

где соответствующие размерные переменные отмечены штрихом; $t_T \equiv \varepsilon \varepsilon_0 L / \mu (\sigma + \sigma_t)$ — время пролета, L — толщина образца, q — заряд носителя, ε — диэлектрическая проницаемость для поляризации с временами релаксации, значительно меньшими времени пролета, $\sigma \equiv q \int_{0-0}^L n(x, 0) dx$ и $\sigma_t \equiv q \int_{0-0}^L n_t(x, 0) dx$ — поверхностные плотности сводного и захваченного заряда.

Начальные условия соответствуют сосредоточению носителей в бесконечно тонком слое на освещаемой поверхности

$$n(x, 0) = \alpha(\alpha + 1)^{-1} \delta(x), \quad n_t(x, 0) = (\alpha + 1)^{-1} \delta(x),$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, где α — эффективность инжекции, определяющая соотношение между свободным и захваченным зарядом: $\sigma = \alpha \sigma_t$.

Система уравнений (1)–(3) сводится к квазилинейному уравнению для электрического поля

$$\frac{\partial}{\partial x} E(x, t) + \frac{1}{E(x, t)} \frac{\partial}{\partial t} E(x, t) = 0 \quad (4)$$

с начальным условием $E(x, 0) = 1$ и граничными условиями

$$E(0 - 0, t) = 0, \quad E(0 + 0, 0) = 1, \quad E(0 + 0, t) = (\alpha + 1)^{-1} \exp(-t/\tau).$$

Уравнения для характеристик уравнения (4), по которым распространяются слабые разрывы электрического поля (разрывы первой производной), имеют вид: $x_1(t) = t$, $x_2(t) = t/(\alpha + 1)$, где x_1 — координата лидирующего фронта инжектированных носителей; x_2 — координата фронта, замыкающего пакет движущихся носителей.

Интегрируя по характеристикам, получим решение уравнения (4) в неявном виде:

$$E(x, t) = (\alpha + 1)^{-1} \exp(-\xi/\tau) H(\xi) + H(-\xi), \quad (5)$$

где $\xi \equiv \xi(x, t) = t - x/E(x, t)$, $H(\xi)$ — функция Хэвисайда:

$$H(\xi) \equiv \begin{cases} 1 & \xi > 0 \\ 0 & \xi < 0 \end{cases}.$$

Координаты слабых разрывов разделяют образец на три области: $0 < x < x_2(t)$ — область, через которую уже прошли носители заряда, свободные в начальный момент времени (здесь находятся носители, освободившиеся с глубоких ловушек уже после поглощения светового импульса); $x_2(t) < x < x_1(t)$ — область, в которой находится пакет фотоинжектированных носителей; и $x_1(t) < x < 1$ — область, до которой еще не дошел пакет носителей. В соответствии с уравнением (5), распределение электрического поля имеет вид:

$$\xi > 0, \quad 0 < x < x_2, \quad E(x, t) = (\alpha + 1)^{-1} \exp\left(-\frac{1}{\tau} \left(t - \frac{x}{E(x, t)}\right)\right); \quad (6)$$

$$\xi = 0, \quad x_2 < x < x_1, \quad E(x, t) = x/t, \quad (7)$$

$$\xi < 0, \quad x_1 < x < 1, \quad E(x, t) = 1. \quad (8)$$

Возможность использования фоторефрактивного материала для оптической записи информации определяется дифракционной эффективностью при считывании. Для рассматриваемой геометрической схемы записи дифракционная эффективность определяется интегральным импульсным откликом при продольной электрооптической модуляции, который пропорционален поверхностному потенциалу $U(t) = \int_0^1 E(x, t) dx$. Интегрирование распределения электрического поля (6)–(8) дает следующую временную зависимость поверхностного потенциала:

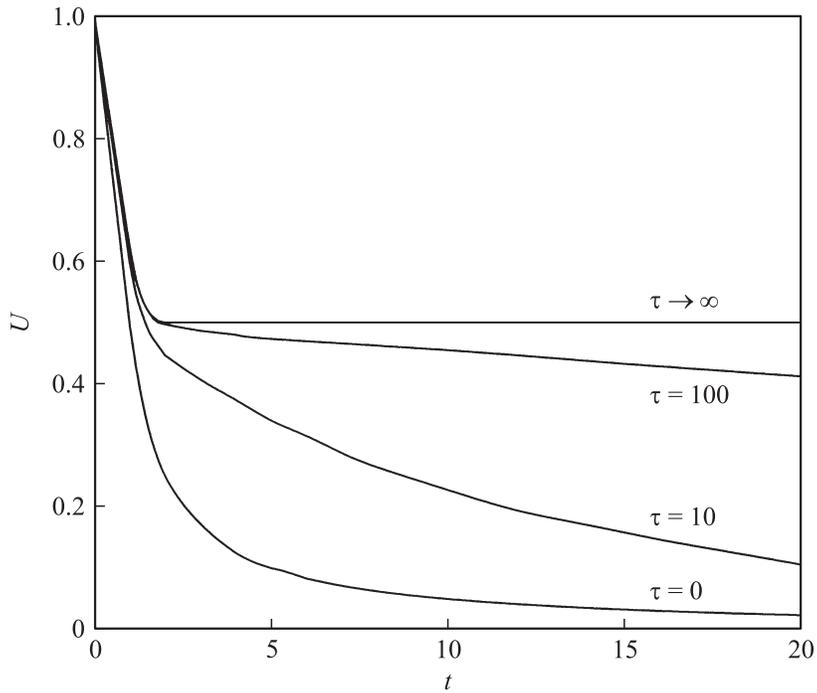
$$0 < t < 1, \quad U(t) = 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau \exp(-t/\tau) \sinh(t/\tau)}{(\alpha + 1)^2} - t \right),$$

$$1 < t < \alpha + 1, \quad U(t) = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau \exp(-t/\tau) \sinh(t/\tau)}{(\alpha + 1)^2} + \frac{1}{t} \right),$$

$$t > \alpha + 1, \quad U(t) = \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{2} \left(E^2(1, t) - \frac{\exp(-t/2\tau)}{(\alpha + 1)^2} \right) + E(1, t) \right).$$

На рисунке показана эволюция импульсного отклика для различных времен жизни носителей на ловушках при эффективности инжекции $\alpha = 1$ (концентрации свободных и захваченных носителей в начальный момент времени равны).

На графике заметны два характерных участка — быстрого и медленного спада. Стадия быстрого разряда длится с момента освещения записывающим импульсом до времени пролета лидирующего фронта фотоинжектированных носителей ($0 < t < 1$). При этом поверхностный потенциал меняется практически линейно во времени со скоростью, зависящей от эффективности инжекции α . (Зависимость является строго линейной при $0 < t < 1$ в предельных случаях бесконечного $\tau \rightarrow \infty - U(t) = 1 - t\alpha(\alpha + 2)/(2(\alpha + 1)^2)$ и нулевого времени жизни на глубоких ловушках: $\tau = 0 - U(t) = 1 - t/2$). По углу наклона разрядной характеристики в размерном времени на этом участке можно определить дрейфовую подвижность носителей (с учетом нормировки безразмерного времени $t \equiv t'/t_T$ относительно времени пролета, которое зависит от подвижности: $t_T \equiv \varepsilon \varepsilon_0 L / \mu(\sigma + \sigma_i)$). Подобная методика определения подвижности представляет интерес для высокоомных ма-



Спад поверхностного потенциала после поглощения записывающего импульса при эффективности инжекции $\alpha = 1$ и различных временах жизни на глубоких ловушках.

териалов, для которых холловские измерения затруднены. Изменение потенциала на начальном участке разряда обусловлено перераспределением электрического поля, происходящим до выхода носителей из образца. Пакет фотоинжектированных носителей расплывается по мере движения, поскольку вследствие ограничения пространственным зарядом его границы (лидирующий и замыкающий фронты) движутся в разных полях (уравнения (6) и (8)) и соответственно с различной скоростью.

Выход фотоинжектированных носителей из образца происходит в период $1 < t < \alpha + 1$. После прохождения через образец замыкающего фронта носителей поверхностный потенциал меняется лишь за счет

опустошения глубоких ловушек с последующим дрейфом носителей. По наклону разрядной характеристики на этом участке можно определить время жизни носителей на ловушках. Именно заряд, захваченный на глубоких ловушках, создает электрическое поле, по которому можно считать записанную информацию. Уровень потенциала на „плато“ разрядной характеристики определяется эффективностью инжекции.

Таким образом, эволюция заряда, фотоиндуцированного в фоторефрактивном кристалле при импульсной инжекции, имеет нелинейный самосогласованный характер — дрейф неравновесных носителей ограничен полем пространственного заряда. Полученные результаты могут быть использованы для анализа оптической записи информации в схеме с плавающим потенциалом освещаемой поверхности в предельном случае сильного поглощения, а также для определения дрейфовой подвижности и параметров ловушек в высокоомных материалах. Эффективность записи информации характеризуется временными зависимостями потенциала освещаемой поверхности, пропорционального импульсному отклику при продольной электрооптической модуляции.

Работа выполнена в рамках программы президиума РАН П-03.

Список литературы

- [1] *Petrov M.P., Stepanov S.I., Khomenko A.V.* Photorefractive Crystals in Coherent Optical Systems. Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. 275 p.
- [2] *Frejlich J.* Photorefractive Materials: Fundamental Concepts, Holographic Recording and Materials Characterization. Hoboken, New Jersey: John Wiley and Sons, Inc., 2007. 336 p.
- [3] *Gunter P., Huignard J.-P.* Photorefractive Materials and Their Applications 1: Basic Effects. Berlin: Springer, 2006. 426 p.
- [4] *Van Heerden P.J.* // *Appl.Opt.* 1963. V. 2. N 4. P. 393–400.
- [5] *Близнецов А.М., Кузьмин Ю.И., Хоменко А.В.* // *ЖТФ.* 1988. Т. 58. В. 3. С. 618–621.
- [6] *Кузьмин Ю.И.* // *Письма в ЖТФ.* 1997. Т. 23. В. 18. С. 37–43.
- [7] *Gamaly E.G., Juodkazis S., Mizeikis V., Misawa H., Rode A.V., Krolikowski W.* // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. N 5. P. 054113 (1–10).
- [8] *Hernandez-Garay M.P., Martinez-Matos O., Izquierdo J.G., Calvo M.L., Vaveliuk P., Cheben P., Banares L.* // *Optics Express.* 2011. V. 19. N 2. P. 1516–1527.

- [9] Кузьмин Ю.И. // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 6. С. 71–79.
- [10] Fujihara T., Sassa T., Muto T., Umegaki S., Wada T. // Optics Express. 2009. V. 17. N 16. P. 14150–14155.
- [11] Kang H.Z., Zhang T.H., Ma H.H., Lou C.B., Liu S.M., Tian J.G., Xu J.J. // Optics Letters. 2010. V. 35. N 10. P. 1605–1607.
- [12] Batra I.P., Kanazawa K.K., Schechtman B.H., Seki H. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 3. P. 1124–1130.
- [13] Pai D.M., Sprigett B.E. // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 65. N 1. P. 163–211.
- [14] Sommers, Jr. H.S. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 10. P. 2923–2934.
- [15] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 1. М.: Мир, 1982. 368 с. [Mott N.F., Davis E.A. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Oxford: Clarendon Press, 1979. 590 p.]