

ДИФФУЗИОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ
В АМОРФНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Юшка Г., Томашиюнас Р., Юкюнис Г.

На основе анализа кинетики тока, возбужденного коротким импульсом сильнопоглощаемого света большой интенсивности, получены закономерности, обусловленные диффузионным механизмом рекомбинации: 1) в случае продольного фототока, ограниченного пространственным зарядом, диффузионная рекомбинация уменьшает величину стартующего заряда в ~ 2.5 раза; 2) в этом же случае начальное время релаксации тока в 3 раза превышает время пролета малым зарядом глубины поглощения; 3) в случае поперечного фототока собранный на электродах заряд пропорционален квадрату логарифма количества возбужденных пар. Данные аналитического расчета экспериментально подтверждены на примере аморфного селена.

Введение. В аморфных полупроводниках длины свободного пробега и длины рассеяния электронов и дырок значительно меньше, чем в кристаллических. Например, исследования свойств горячих носителей и ударной ионизации в аморфном селене показали, что длины рассеяния энергии носителей заряда (3.0 нм для дырок и 1.8 нм для электронов) меньше кулоновского радиуса (9 нм при комнатной температуре). Следствием этого является механизм фотогенерации, в котором квантовый выход обусловлен вероятностью диссоциации фотовозбужденной пары (парная рекомбинация Онзагера). Этим же обстоятельством обусловлен и диффузионный механизм рекомбинации между неравновесными носителями (рекомбинация Ланжевена), когда вероятность рекомбинации обусловлена вероятностью встречи частиц в координатном пространстве. При рекомбинации электронов и дырок этот механизм должен приводить к бимолекулярному характеру с определенным коэффициентом рекомбинации $\gamma = e\mu/\epsilon\epsilon_0$ [1], где μ — сумма подвижностей электронов и дырок, а $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость. Если онзагеровский механизм фотогенерации в аморфном селене экспериментально установлен надежно, то бимолекулярная рекомбинация экспериментально до сих пор не наблюдалась ни при двойной инжекции [2], ни при измерении люксамперных характеристик в широком интервале интенсивностей освещения [3].

В данной работе на основе исследования кинетики тока, возбужденного сверхкоротким импульсом света, указаны условия проявления диффузионного механизма рекомбинации и экспериментально доказано его наличие в аморфном селене.

Теоретические оценки. Известно, что в аморфном селене фотоактивное поглощение имеет место только при больших коэффициентах поглощения ($K > 10^5 \text{ см}^{-1}$) и что диффузия фотогенерированных носителей к поверхности с последующей неограниченной скоростью рекомбинации обуславливает гиперболический спад фотопроводимости с характерным временем, необходимым для диффузии носителей через глубину поглощения $\tau_d = e/(kT\mu K^2)$ [4]. Поэтому диффузионная рекомбинация должна преобладать только при больших интенсивностях света, а кинетику тока необходимо исследовать до времени диффузии $\tau_d \approx 10 \text{ нс}$.

Рассмотрим случай поперечного режима фотогенерации, когда фотогенерированные носители заряда дрейфуют параллельно освещаемой поверхности,

г. е. при планарной конфигурации электродов. До времени диффузии τ_f при начальных условиях моментальной фотогенерации, согласно закону фотопоглощения $p(x, 0) = n(x, 0) = \beta K L \exp(-Kx)$, из кинетического уравнения $dp(x, t)/dt = -\gamma p^2$ имеем

$$j(x, t) = e\mu E \left(\frac{\exp(Kx)}{\beta K L} + \gamma t \right)^{-1}.$$

Следовательно, заряд, индуцированный на электродах в результате дрейфа заряда при $Kd \gg 1$ и больших интенсивностях,

$$Q(L) = \int_0^{t^*} \int_0^\infty j(x, t) dx dt \approx \frac{\varepsilon_0 E}{2K} \ln^2 \left(\frac{e\beta K L \mu t^*}{\varepsilon_0} \right), \quad (1)$$

где β — квантовый выход, L — количество поглощенных фотонов, t^* — минимальное из следующих времен: времени RC аппаратуры измерения, времени захвата на локальные состояния, времени диффузии τ_d до поверхности, или времени пролета от места генерации до соответствующего электрода.

В случае продольного режима фотогенерации, когда градиент генерации параллелен направлению электрического поля, т. е. в случае полупрозрачных электродов для структур типа «сэндвич», в высокоомном полупроводнике фотогенерированные носители разделяются электрическим полем. Хотя в полях, превышающих $E_d = Kkt/e$, диффузией можно пренебречь [4], в общем случае из-за взаимосвязи между распределениями поля и носителей расчет кинетики рекомбинации достаточно сложен. В электрических полях, превышающих E_d , время разделения фотогенерированных носителей соизмеримо с временем пролета малым зарядом глубины генерации $t_K = (\mu EK)^{-1}$, т. е. меньше τ_d . Следовательно, бимолекулярная рекомбинация должна проявляться при еще больших интенсивностях, чем в поперечном случае, что приводит к токам, ограниченным пространственным зарядом (ТОПЗ). Поэтому для оценки влияния рекомбинации на кинетику тока приводим результаты расчета для случая генерации пар носителей, заряд которых больше заряда на электродах, и принимаем, что концентрация электронов не меняется во время дрейфа дырок. Это справедливо для начальной стадии кинетики или при слабом влиянии рекомбинации. При тех же начальных условиях в переносе тока участвует количество дырок, определяемое уравнением Пуассона $\int_{x'}^\infty p(x) dx = \varepsilon_0 U/ed$. Скорости

дрейфа дырок различны и зависят от места их генерации x : $\mu_p E(x) = (\mu_p U/d) \times [1 - \exp(-K(x-x'))]$ при $x > x'$, где x' соответствует координате полного экранирования внешнего поля зарядом дрейфующих дырок. Следовательно, начальное распределение дрейфующих дырок равно $p(x, 0) = (\varepsilon_0 UK/ed) \times \exp[-K(x-x')]$. Согласно принятым условиям, изменение концентрации электронов относительно дрейфующих дырок, генерированных в плоскости с координатой x , равно $n_x(t) = (\varepsilon_0 UK/ed) \exp[-K(x-x' - \mu E(x)t)]$, где μ — сумма подвижностей электронов и дырок. Решая задачу методом линий тока, применяемого при решении кинетики ТОПЗ, из кинетического уравнения $dp(x, t)/dt = -\gamma n_x(t) p(x, t)$ получаем

$$p(x, t) = \frac{\varepsilon_0 UK}{ed} \exp \left[\frac{\exp[(-K\mu t U/d)(1 - \exp(-Kx)) - 1] - Kx}{\exp(Kx) - 1} \right]. \quad (2)$$

Кинетика тока описывается выражением

$$j(t) = e\mu \int_{x'}^\infty p(x, t) E(x) dx,$$

из которого для начального времени релаксации тока, обусловленного рекомбинацией и определяемого по формуле

$$\tau_3 = -j \left(\frac{dj}{dt} \right)^{-1} \Big|_{t=0}, \quad (3)$$

получаем

$$\tau_p = 3 \frac{d}{\mu U K} = 3t_A. \quad (4)$$

Следовательно, начальное время релаксации тока равно трем временам пролета малым зарядом глубины генерации. Здесь $j_0 = \varepsilon \varepsilon_0 \mu_p U^2 / 2d^3$ — начальная величина тока, ограниченного пространственным зарядом. Из зависимости (2) оценена доля дырок, избежавших рекомбинации,

$$f = \frac{\int_{x'}^{\infty} p(x, \infty) dx}{\int_{x'}^{\infty} p(x, 0) dx} = 1 + e \operatorname{Ei}(-1) \approx 0.4. \quad (5)$$

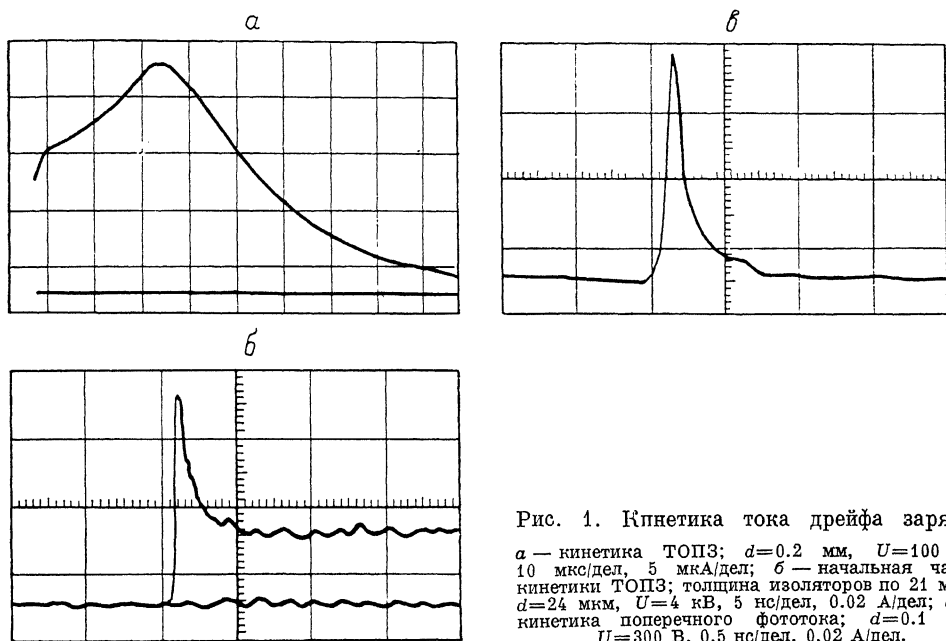


Рис. 1. Кинетика тока дрейфа заряда.

a — кинетика ТОПЗ; $d=0.2$ мм, $U=100$ В, 10 мкс/дел, 5 мкА/дел; *б* — начальная часть кинетики ТОПЗ; толщина изоляторов по 21 мкм, $d=24$ мкм, $U=4$ кВ, 5 нс/дел, 0.02 А/дел; *в* — кинетика поперечного фототока; $d=0.1$ мм, $U=300$ В, 0.5 нс/дел, 0.02 А/дел.

Отметим универсальность полученного результата: при больших интенсивностях света, достаточных для выполнения режима ТОПЗ, в переносе тока участвует только определенная доля заряда, создающего внешнее поле. Она не зависит ни от параметров вещества, ни от внешних условий. Заметим, что в отсутствие рекомбинации в ТОПЗ стартует $f=1$ дырок, но диффузионная рекомбинация приводит к определенному уменьшению количества стартующих дырок. Универсальность результата является следствием формальной общности коэффициента рекомбинации и времени максвелловской релаксации. Отметим, что полученный результат только оценочный, а учет уменьшения концентрации электронов из-за бимолекулярной рекомбинации увеличивает коэффициент f . Полученный результат объясняет, почему вплоть до тока, ограниченного пространственным зарядом, не наблюдалось отклонения от линейной люксамперной характеристики.

Из (5) также можно оценить значение тока в момент времени t_1 , когда фронт пакета дрейфующих носителей достигает тылового электрода. Согласно [5],

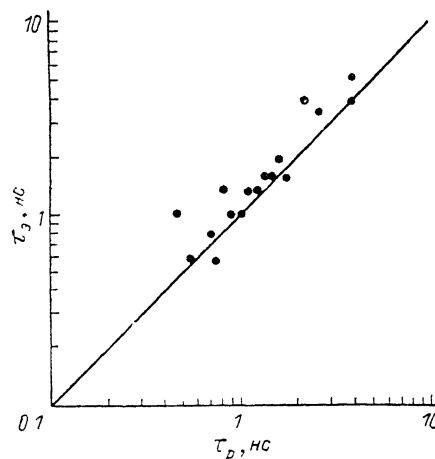
$$j(t) = 2j_0 f (1 - j/2) \exp(ft/t_0)$$

при $t < t_1$, где $t_0 = d^2 / \mu_p U$ — время пролета малым зарядом межэлектродного расстояния. Для $f=0.4$

$$t_1 = 0.865 t_0, \quad j(t_1)/j(0) = 1.41. \quad (6)$$

Отметим, что независимо от условий эксперимента получается $j(t_1)/j(0) \approx 1.6$ (см., например, [6] и рис. 1, а), тогда как в отсутствие рекомбинации должно быть $j(t_1)/j(0) = 2.72$ [5]. Это различие до сих пор не имело объяснения.

Эксперимент. Как было отмечено, для исключения поверхностной рекомбинации кинетику тока следует исследовать при временах $t < 10$ нс. Те же временные ограничения требуются для исключения влияния на кинетику тока захвата дырок на состояния, обуславливающие дрейфовую подвижность [7]. Для фотогенерации использовался импульс света длиной 17 пс лазера с энергией кванта 2.3 эВ и энергией до 0.7 мДж в импульсе. При этой длине волны коэффициент поглощения аморфного селена $K = 1.0 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Фототок наблюдался осцилло-



графии. Сравнение экспериментально измеренного начального времени релаксации ТОНЗ τ_r (точки) с рассчитанным временем по формуле (4).

Рис. 2. Сравнение экспериментально измеренного начального времени релаксации ТОНЗ τ_r (точки) с рассчитанным временем по формуле (4).

графом с полосой пропускания 0—5 ГГц в реальном времени с целью фиксирования единичных импульсов тока. Для исключения частотных ограничений образец селена как в планарном, так и в «сэндвич»-исполнении помещался в полосковую линию с волновым сопротивлением 50 Ом. В случае продольного режима фотогенерации между электродами и слоем находились изоляционные

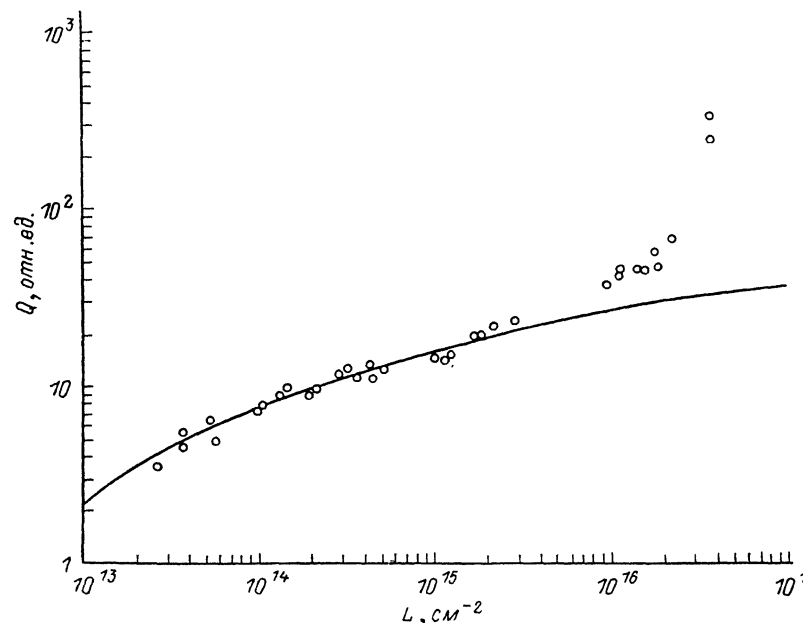


Рис. 3. Люкскунная зависимость собранного заряда в поперечном режиме. Точки — эксперимент, кривая — расчет по формуле (1).

слои из полиэтилентерефталата с целью исключения возможной инжекции из электродов в сильном поле. На рис. 1, б показана начальная стадия кинетики тока, ограниченного пространственным зарядом, на которой видна кинетика рекомбинации в области генерации. Из соотношения начального тока с током при $t > t_K$ экспериментально получено заниженное значение f , что

обусловлено влиянием захвата на дрейфовые состояния, который при электрических полях, применяемых в эксперименте, еще полностью не исключен. Определенные, согласно (3), из кинетики тока начальные времена рекомбинации в пределах погрешности эксперимента соответствуют рассчитанным по формуле (4) (рис. 2).

Кинетика тока в случае поперечного режима фотогенерации представлена на рис. 1, *в*. Видно, что время спада соизмеримо с частотными возможностями аппаратуры. Поэтому измерялась люкскулонная характеристика индуцированного на электродах заряда. На рис. 3 представлены экспериментально полученные точки и расчетная кривая, согласно (1), при $t^* = 10$ нс, что примерно соответствует времени диффузии τ_d . Хорошее согласие эксперимента с расчетами наблюдается до интенсивности импульса света $L = 10^{16}$ кв/см². Резкий рост характеристики при больших интенсивностях, по всей вероятности, связан с тепловым ударом света. Так как квантовый выход для энергии кванта 2.3 эВ в слабом поле составляет только доли процента, а люминесценция незначительна, то вся энергия светового импульса преобразуется в тепло. За время импульса света тепло не успевает отводиться из области поглощения. Поэтому получается, что освещаемая поверхность нагревается на $\Delta T = LKh\nu/C_v$, где $C_v = 1.98$ Дж/см³ — теплоемкость аморфного селена выше комнатной температуры. При $L = 1.2 \cdot 10^{16}$ кв/см² получено $\Delta T = 220$ К, т. е. выше температуры плавления кристаллического селена. Неопределенность кинетики охлаждения селена не позволяет количественно исследовать данную ситуацию.

Заметим, что наблюдаемый при увеличении интенсивности импульса света тепловой эффект ограничивает возможность получения времени диффузионной рекомбинации менее 0.1 пс.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизированных газах. М., 1967. 642 с.
- [2] Višćakas J., Gaidelis V., Matulionis A., Montrimas E., Šatas A. — Appl. Opt., 1969, v. S3, p. 27—29.
- [3] Tabak M., Warter P. — Phys. Rev., 1968, v. 173, N 3, p. 899—907.
- [4] Juška G., Vengris S. — Phys. St. Sol. (a), 1976, v. 35, p. 339—345.
- [5] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 144 с.
- [6] Batra I. P., Kanazawa K. K., Seki H. — J. Appl. Phys., 1970, v. 41, N 8, p. 3416—3422.
- [7] Юшка Г., Юконис Г., Томашюнас Р., Пятраускас М. — Лит. физ. сб., 1988, т. 28, № 3, с. 398.

Вильнюсский государственный университет им. В. Капсукаса

Получена 4.12.1987

Принята к печати 16.05.1988