

РАСЧЕТ ДИНАМИКИ ФОТООТКЛИКА ДИОДОВ С РЕЗКИМ ПЕРЕХОДОМ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ

Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, Н. В. Фетисов

Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия
(Получено 22.06.1992. Принято к печати 31.07.1992)

В последние годы в связи с широким применением мощных лазерных источников излучения, повышением требований к быстродействию полупроводниковых устройств и поиском новых принципов их функционирования, интенсивно исследуются нелинейные фотоэлектрические процессы в полупроводниковых элементах при высоких уровнях фотовозбуждения. Интерес к данным явлениям обусловлен также проблемами разработки полупроводниковых приборов, функционирующих в условиях радиационного воздействия, солнечных элементов, работающих в режиме с концентрацией солнечной энергии и ряда других устройств. Из экспериментальных и численных исследований видно, что при высоких уровнях фотовозбуждения (таких, где концентрация фотогенерированных неравновесных носителей сравнима с равновесной концентрацией основных носителей), фототок растет надлинейно с ростом темпа генерации электронно-ионных пар, а при сверхвысоких уровнях зависимость сублинейная. Два основных эффекта обуславливают такое поведение фототока: влияние высоких концентраций неравновесных носителей заряда (ННЗ) на время жизни неравновесных носителей и появление индуцированных электрических полей. Анализу фотоклики диодных структур при высоких уровнях фотовозбуждения посвящено значительное количество работ [1-6]. В работе [1] представлена аналитическая модель для расчета переходных характеристик диодных структур типа p^+-n (n^+-p) при воздействии непрерывного излучения. В данной модели учтены только механизмы диффузии и линейной рекомбинации. По сути модель [1] является обобщением на случай конечной базы подхода, разработанного ранее Верзом и Роджерсом [2]. Влияние зависимости фототока от интенсивности ионизирующего излучения при учете механизмов нелинейной рекомбинации и диффузии исследовалось в [3]. В работе [4] задача о фотоклике диода с резким $p-n$ -переходом на импульсное фотовозбуждение решена в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом зависимости эффективного времени жизни ННЗ от темпа фотогенерации и влияния напряженности индуцируемого электрического поля в однородно легированных p - и n -областях. Однако в силу особенностей определения величины напряженности электрического поля, подход, предложенный в [4], может быть использован только для расчета фотоклики структур P^+-N - или N^+-P -типа. Численное и аналитическое исследование ионизационной реакции полупроводниковых диодов при воздействии интенсивных ионизирующих излучений проведено в [5]. Найден критерий применимости линейной теории слабого фотовозбуждения. В работе [6] получены аналитические соотношения, описывающие фотоклик диода при непрерывном фотовозбуждении для случая «короткого» диода: $\theta_p = (L_n/W_p) \gg 1$, $\theta_p = (L_p/W_n) \gg 1$ (W_p , W_n — толщины соответственно p - и n - областей, L_n , L_p — диффузионные длины неосновных носителей в n - и p -областях). Показано, что с ростом величины темпа генерации G в p - и n -областях диода изменяется доминирующий механизм переноса неосновных носителей от диффузионного при малых уровнях G , до диффузионно-дрейфового при высоких уровнях G и дрейфового при сверхвысоких уровнях. Получены выражения для пороговых значений темпа фотогенерации G_n , G_p и значений G^* , при котором снимается потенциальный барьер $p-n$ -перехода. В

данной работе модель, разработанная в [6], обобщается для случая расчета динамики фототока как «коротких», так и «длинных» диодов ($\theta_n \ll 1$, $\theta_p \ll 1$) при импульсном однородном фотовозбуждении.

Динамика неосновных носителей, рожденных в результате фотовозбуждения (для определенности рассмотрим p -область), описывается следующим уравнением непрерывности:

$$\partial \Delta n / \partial t = D_n \partial^2 \Delta n / \partial x^2 + \mu_n E_p \partial \Delta n / \partial x + G - \Delta n / \tau. \quad (1)$$

Здесь Δn — плотность электронов, рожденных в результате фотогенерации, μ_n и D_n — их подвижность и коэффициент диффузии соответственно, E_p — характерное значение напряженности электрического поля в p -области, τ — время жизни электронов. Граничные и начальные условия для уравнения (1) имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta n(0, t) &= \Delta n(W_p, t) = 0, \\ \Delta n(x, 0) &= 0, \quad 0 \leq x \leq W_p, \end{aligned} \quad (2)$$

где W_p — длина p -области. В предположении квазинейтральности напряженность электрического поля постоянна в p -области. Находя решение задачи (1)–(2) и подставляя его в выражение для тока неосновных носителей в точке p – n -перехода $x = W_p$ получим

$$\begin{aligned} j_n(W_p, t) &= qG\tau D_n [A\alpha_1 \exp(\alpha_1 W_p) + B\alpha_2 \exp(\alpha_2 W_p) + \\ &+ \exp\{- (a_n^2 D_n + 1/\tau) t \exp(a_n W_p) (\pi/W_p) \times \\ &\times \sum_{k=1}^{\infty} C_k k \exp\{ - (\pi^2 k^2 D_n / W_p^2) t \} (-1)^k \}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\alpha_{1,2} = -\mu_n E_p / 2D_n \pm [(\mu_n E_p / 2D_n)^2 + 1/(D_n \tau)]^{1/2} = a_n \pm [a_n^2 + 1/(D_n \tau)]^{1/2},$$

$$A = [\exp(\alpha_2 W_p) - 1] / [\exp(\alpha_1 W_p) - \exp(\alpha_2 W_p)], \quad B = -A - 1,$$

$$a_n = -\mu_n E_p / 2D_n,$$

$$\begin{aligned} C_k &= -2[A \cdot F_k([a_n^2 + 1/(D_n \tau)]^{1/2}) + \\ &+ B \cdot F_k(-[a_n^2 + 1/(D_n \tau)]^{1/2}) + F_k(-a_n)], \end{aligned}$$

$$F_k(\xi) = (1 - (-1)^k e^{\xi}) / (1 + \xi^2 / (\pi k)^2).$$

Выражение (3) параметрически зависит от полного фототока I_Φ через характерное значение напряженности электрического поля E_p . Последнее можно определить исходя из того, что главный вклад в фототок вносят основные носители, поток которых имеет доминирующую дрейфовую компоненту, то есть в p -области $I_\Phi \approx j_p \approx q\mu_p N_A E_p$. Отсюда

$$E_p = I_\Phi / (q\mu_p N_A), \quad (4)$$

где N_A — концентрация ионизированных примесей (акцепторов). Ток неосновных носителей в n -области (дырок) в точке p – n -перехода находится аналогично. После этого, исходя из принципа непрерывности полного тока, можно определить его значение

$$I_\Phi = j_p(W_p, t) - j_n(W_p, t). \quad (5)$$

В выражении (5) опущен ток смещения ввиду его малости. Величина полного фототока находится из выражений (3)—(5) (формула для $j_p(W_p, t)$, получаемая аналогично (3), не приводится ввиду ее громоздкости).

В уравнении (1) время жизни НЗ (электронов) n является параметром, зависящим от n . Данную зависимость можно учесть следующим образом. В предположении, что рекомбинация происходит через примесный центр с энергетическим уровнем, находящимся в середине запрещенной зоны, скорость рекомбинации описывается выражением вида (рекомбинация по Шокли—Риду—Холлу)

$$R = (np - n_i^2)/(\tau_n^0(p + n_i) + \tau_p^0(n + n_i)), \quad (6)$$

где n_i — собственная концентрация носителей. При малых уровнях фотовозбуждения, когда $\Delta n \ll N_A$, выражение (6) можно упростить

$$R = \Delta n / \tau_n^0. \quad (7)$$

Формула (7) записана для неосновных носителей в p -области. В n -области она записывается аналогично.

При высоких уровнях фотовозбуждения $\Delta n \sim N_A$ выражение (6) можно представить в следующем виде (далее будем предполагать, что $\tau_n^0 = \tau_p^0 = \tau_0$):

$$R = \Delta n (N_A + \Delta n) / \tau_0 (2\Delta n + N_A). \quad (8)$$

Приводя выражение (8) к виду (7), зависимость времени жизни НЗ от Δn представим в виде

$$\tau = \tau_0 (2\Delta n + N_A) / (\Delta n + N_A). \quad (9)$$

Для определения времени жизни τ от Δn по формуле (9) необходимо вычислить значение Δn . Это можно сделать либо в процессе решения уравнения (1), подставляя в (9) оценку значений Δn на предыдущем временном шаге, либо оценив значение Δn из решения уравнения непрерывности (1), но без учета рекомбинации. Сравнение расчетов по этим двум алгоритмам показывает, что способ нахождения τ (Δn) слабо влияет на результат.

Изложенным выше методом были рассчитаны характеристики тестовой кремниевой диодной структуры со следующими параметрами: $W_p = W_n = 50$ мкм, $N_A = N_D = 10^{16}$ см⁻³ при воздействии непрерывного фотовозбуждения (рис. 1) и импульса фотовозбуждения $G = G_0 \eta(t)$, где $\eta(t) - \theta$ -функция Хэвисайда, $G_0 = 4 \cdot 10^{23}$ см⁻³·с⁻¹ (что соответствует воздействию γ -излучения с мощностью дозы $P_\gamma = 10^{10}$ рад/с).

На рис. 1 представлены графики зависимости фототока насыщения (непрерывное фотовозбуждение), отнесенного к темпу фотогенерации G от темпа фотогенерации. В соответствии с результатами линейной теории при малых уровнях фотовозбуждения фототок линейно зависит от темпа фотогенерации и его значение в случае «короткого» диода (кривые 1) равно $eGL/2$, а в случае «длинного» диода (кривые 2) $eG(L_n + L_p)$. С ростом уровня фотовозбуждения включаются основные механизмы собирания неравновесных носителей: дрейфовый в случае «короткого» диода и рекомбинационно-дрейфовый в случае «длинного» диода, что приводит к сверхлинейному росту зависимости фототока от G . Сравнение кривой 1, полученной из расчетной модели, с кривыми 1', 1'', полученными путем численного решения задачи на основе полной диффузионно-дрейфовой модели (методика численного решения изложена в [7]), показывает, что при темпе генерации G меньшем критической величины $G^*(U_0)$, где U_0 — приложенное напряжение, теоретический расчет с хорошей точностью соответствует

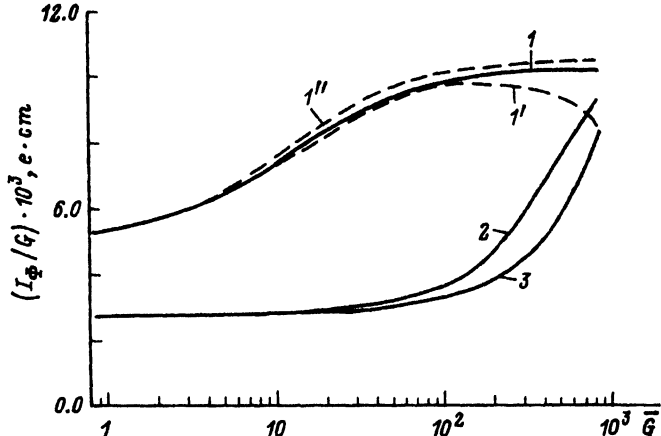


Рис. 1. Зависимость фототока насыщения (непрерывное фотовозбуждение), отнесенного к темпу фотогенерации $\bar{G} = G/G_0$, $G_0 = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ от темпа фотогенерации. 1—1'' — «короткий» диод ($\tau_0 = 10^{-5} \text{ с}$), $U_0, \text{ В}$: 1 — -5, 1' — 0, 1'' — -5. 2, 3 — «длинный» диод ($\tau_0 = 10^{-7} \text{ с}$); 2 — с учетом зависимости $\tau (\Delta n)$, 3 — без учета зависимости $\tau (\Delta n)$. Сплошные линии — расчетная модель, штриховые — численный расчет задачи в полной постановке.

результатам численного расчета (кривые 1, 1'' и 1, 1'' при $G < G^* (U_0 = 0 \text{ В}) = 8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). При $G > G^* (U_0)$ снимается потенциальный барьер $p-n$ -перехода, что приводит к сублинейному росту фототока в зависимости от G (кривая 1'). В расчетной же модели (3)—(5), (9) предполагается, что потенциальный барьер $p-n$ -перехода не исчезает, поэтому ее применимость ограничивается докритическими уровнями G . Сами значения $G^* (U_0)$ также не могут быть определены из данной модели. Для их определения можно воспользоваться выражениями, полученными в [6]. Отметим, что данное обстоятельство не учитывается в расчетной модели [5]. Из сравнения расчетных зависимостей I_ϕ для случая «длинного» диода, полученных с учетом (кривая 2) и без учета (кривая 3) влияния зависимости времени жизни НЗ от их концентрации, следует, что

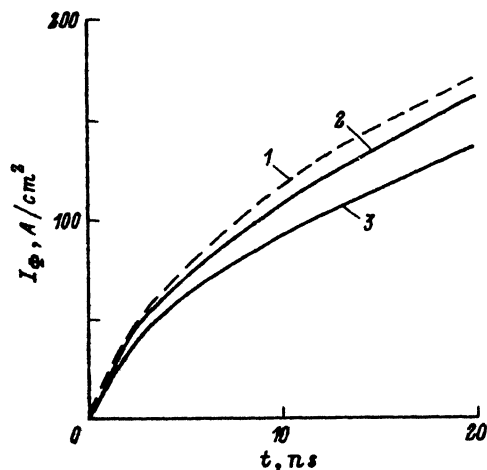


Рис. 2. Зависимость фототока от времени для случая «длинного» диода ($\tau_0 = 10^{-7} \text{ с}$), $G = 4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. 1 — численный расчет задачи в полной постановке, 2 — расчетная модель с учетом $\tau (\Delta n)$, 3 — расчетная модель без учета $\tau (\Delta n)$.

учет увеличения времени жизни NH_3 приводит лишь к незначительному увеличению I_ϕ (из-за выбора модели рекомбинации предельное значение τ (Δn) равно $2\tau_0$, фототок зависит от τ (Δn) как $I_\phi \sim (\tau (\Delta n))^{1/2}$). Поэтому сверхлинейный рост I_ϕ от G главным образом определяется возникновением индуцированных электрических полей и для случая «длинного» диода.

На рис. 2 приведены зависимости фототока от времени для случая «длинного» диода. Сравнение расчетных зависимостей (кривые 2, 3) с зависимостью, полученной из численного решения задачи в полной постановке (кривая 1), показывает, что предлагаемая расчетная модель с хорошей точностью описывает динамику фотоотклика диода. При этом вычислительные затраты на расчет фотоотклика по модели (3)—(5), (9) на несколько порядков меньше затрат на решение задачи в полной постановке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] D. M. Long, J. R. Florian, R. H. Casey. IEEE Trans., NS-30, 4131 (1983).
- [2] J. L. Wirth, S. C. Rojers. IEEE Trans., NS-11, 24 (1964).
- [3] A. Ishaque, M. Becker, R. C. Block. IEEE Trans., NS-34, 1376 (1987).
- [4] E. W. Enlow, D. R. Alexander. IEEE Trans., NS-35, 1467 (1988).
- [5] С. П. Андреев, Е. Р. Аствацатурьян, А. В. Головин, Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко и др. ФТП, 25, 128 (1991).
- [6] Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко. ФТП, 25, 1128 (1991).
- [7] Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, Ю. И. Съсько. Мат. моделирование, 1, 1 (1989).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

ОБРАТНЫЕ ТЕМНОВЫЕ ТОКИ В СТРУКТУРАХ ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК С ТОНКИМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

А. Т. Дидейкин, Н. И. Немчук

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
Санкт-Петербург, Россия
(Получено 11.09.1992. Принято к печати 11.09.1992)

Введение. Структуры металл—диэлектрик—полупроводник широко применяются в полупроводниковой электронике. Толщина диэлектрического слоя в классических МДП структурах в большинстве случаев составляет $d > 1000$ нм и его проводимость считается пренебрежимо малой. Наличие сквозного тока в структурах с тонким диэлектриком ($d < 300$ нм) делает возможным создание на структурах металл—диэлектрик—полупроводник и полупроводник—диэлектрик—полупроводник фотоприемников большой площади с высокой чувствительностью и однородностью чувствительности по площади [1].

Благодаря реализации в таких структурах режима стационарного неравновесного обеднения [2] фотоприемники на их основе при работе не требуют периодического снятия напряжения смещения и в отличие от классических МДП фотоприемников могут работать в непрерывном режиме.

Одним из важнейших параметров, определяющих возможность использования фотоприемника, является уровень собственного шума, а следовательно, и определяющая его величина темнового тока.