

## КИНЕТИКА ТОКА, ОГРАНИЧЕННОГО ОБЪЕМНЫМ ЗАРЯДОМ, В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ $n^+ - p - p^+$ -СТРУКТУРАХ

Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б.

Теория переходных токов, ограниченных объемным зарядом, развитая для изоляторов и полностью обедненных полупроводников, обобщается на случай недообедненных структур с блокирующими контактами при условии, что времена максвелловской релаксации в области пространственного заряда и в электронейтральной области совпадают. Показано, что в такой структуре одновременно с индукцией поля в базу в ней происходит дрейф равновесных носителей, приводящий к значительной экранировке поля. Прослежены основные особенности протекания процесса.

Кинетика переходного тока, ограниченного объемным зарядом (ПТООЗ), детально исследована в изоляторах [1]. Имеются также работы по изучению ПТООЗ в родственных изоляторам полностью обедненных полупроводниковых структурах [2-4]. Отметим, что основные закономерности протекания тока

во всех рассмотренных случаях качественно соответствуют выводам теоретической работы [5]. Однако результаты не затрагивают процессов в сравнительно

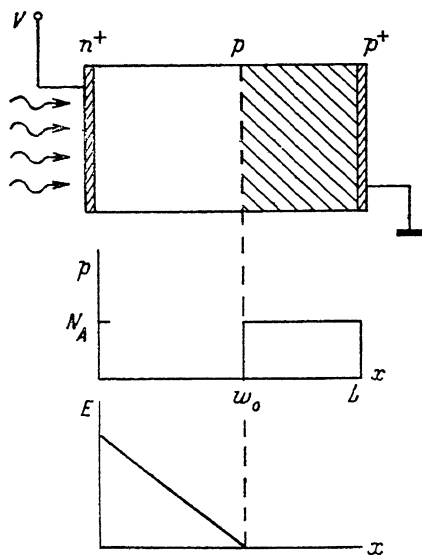


Рис. 1. Исходное распределение электрического поля  $E$  и концентрации дырок  $p$  в рассматриваемой структуре.

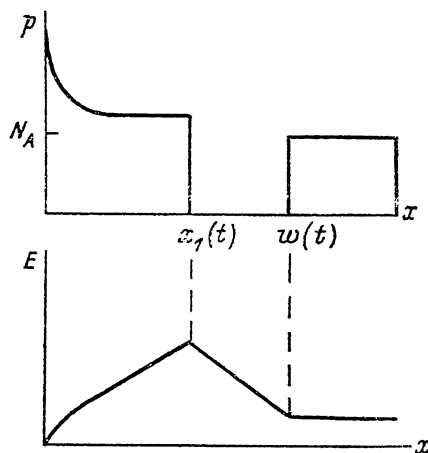


Рис. 2. Схематическое изображение профиля электрического поля  $E$  и концентрации дырок  $p$  при протекании ПТООЗ.

низкоомных и поэтому не полностью обедненных структурах, нашедших наиболее широкое практическое применение.

Этому случаю посвящена экспериментальная работа [6], где рассмотрена кинетика быстродействующих фотодиодов, представлявших собой  $p^+ - n - n^+$ -структуры в режиме неполного обеднения. Были обнаружены качественно новые особенности процесса — индукция неравновесного поля в ранее электроней-

тральную часть структуры и, как следствие, протекание в ней тока по дрейфовому механизму.

В настоящей работе на основании качественных особенностей процесса в недообедненных структурах получены аналитические выражения для величины нестационарного поля в электронейтральной области и кинетики переходного тока, ограниченного объемным зарядом. Показано, что форма тока имеет особенности, позволяющие использовать режим ПТООЗ для измерения подвижности носителей заряда.

Рассмотрим переходный ток в обратно смещенной, но не полностью обедненной структуре с двумя сильно легированными контактами к полупроводнику  $p$ -типа проводимости (рис. 1). Исходное распределение электрического поля у  $n^+$ -контакта и ширина области пространственного заряда (ОПЗ)  $w_0$  определяются концентрацией акцепторов  $N_A$ :  $w_0 = (2\epsilon\epsilon_0 V / eN_A)^{1/2}$ , где  $V$  — приложенное напряжение,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  — диэлектрические проницаемости материала и вакуума. Параметр  $a = w_0 / L$ , где  $L$  — расстояние между  $n^+$ - и  $p^+$ -контактами, характеризует степень обеднения структуры.

Пусть в начальный момент у  $n^+$ -контакта инжектируется плазма электронов и дырок в виде плоского слоя с высокой поверхностной плотностью носителей. Как известно, истечение дырок из образованного резервуара происходит по механизму ТООЗ и приводит к возникновению нестационарного электрического поля в базе [6, 7]. Обратим внимание на то, что понятие «база» относится к той части структуры  $[w(t), L]$ , где сохраняется электронейтральность, т. е. концентрация дырок  $p = N_A$ .

Концентрация  $p(x, t)$  в процессе дрейфа подчиняется уравнению непрерывности

$$\frac{\partial j_p}{\partial x} = -e \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (1)$$

где, пренебрегая диффузией и зависимостью подвижности дырок  $\mu$  от электрического поля  $E(x, t)$ , для тока имеем  $j_p(x, t) = e\mu p(x, t)E(x, t)$ .

$E(x, t)$  определяется уравнением Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (p - N_A) \quad (2)$$

и нормировкой

$$\int_0^L E dx = V. \quad (3)$$

Начальное распределение дырок имеет вид  $p(x, 0) = 0$  при  $0 \leq x \leq w_0$ ;  $p(x, 0) = N_A$  при  $w_0 < x \leq L$ .

1. Прежде чем перейти к формальному анализу системы уравнений (1)–(3), рассмотрим качественные особенности распределения дрейфующих дырок и деформации электрического поля на стадии переходного тока.

Во-первых, отметим, что поле, проникающее в базу, однородно по координате, так как в целом она электронейтральна. Следовательно, все дырки в базе смещаются к  $p^+$ -контакту с одинаковой скоростью. При этом движение границы области базы  $w(t)$  сопровождается уходом дырок в контакт.

Во-вторых, в этом процессе фронт пакета инжектированных дырок  $x_1(t)$  дрейфует в более сильном поле, чем граница базы  $w$ . Разность их скоростей, согласно (2), пропорциональна расстоянию между ними:

$$\frac{dx_1}{dt} - \frac{dw}{dt} = \frac{\mu e N_A}{\epsilon\epsilon_0} (w - x_1). \quad (4)$$

Следовательно, инжектированный пакет «догоняет» базу, а ширина зазора между ними спадает со временем экспоненциально:

$$w(t) - x_1(t) = w_0 \exp(-t'), \quad (5)$$

где  $t' = t/\tau$ ,  $\tau = \epsilon\epsilon_0/e\mu N_A$ . Отметим, что постоянная времени, характеризующая этот процесс, не зависит от приложенного к структуре напряжения и совпадает с временем максвелловской релаксации.

Наконец, в работе [2] показано, что зависимость от времени концентрации дырок в произвольном слое инжектированного пакета описывается выражением

$$p(t) = N_A [1 - \exp(-(t' - t'_0))]^{-1}, \quad (6)$$

где  $t'_0$  — начальный момент времени, соответствующий отрыву рассматриваемого слоя от  $n^+$ -контакта. В выражение (6) не входит зависимость от координаты. Оно имеет смысл интеграла по траектории, когда «наблюдатель» движется вместе с пакетом.

Сопоставляя отмеченные выше особенности, можно представить общую картину протекания переходного процесса. Инжектированные носители дрейфуют в поле, экранируют его у  $n^+$ -контакта и «выталкивают» в область базы. Фронт пакета догоняет базу, при этом концентрация в дрейфующем пакете подстраивается к равновесной в области базы. Мгновенная «фотография» профиля концентрации носителей и электрического поля приведена на рис. 2.

2. Для строгого решения задачи о кинетике переходного тока, ограниченного объемным зарядом, используем прием, предложенный в работе [5], и проинтегрируем полный ток

$$j(t) = e\mu p(x, t) E(x, t) + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \quad (7)$$

по структуре  $[0, L]$ . Тогда, опуская, согласно (3), последнее слагаемое и подставляя  $p(x, t)$  из (2), получаем

$$\int_0^L j dx = \mu\epsilon\epsilon_0 \int_0^L E \frac{\partial E}{\partial x} dx + \mu e N_A \int_0^L E dx. \quad (8)$$

После элементарных преобразований выражение для  $j$  тока через мгновенные значения напряженностей поля у контактов принимает вид

$$j = j_0 \left[ \frac{a^2}{4E_0^2} (E^2(L, t) - E^2(0, t)) + 1 \right], \quad (9)$$

где  $E_0 = V/L$ ,  $j_0 = e\mu N_A E_0$ .

Отметим, что (9) имеет более общий смысл, чем следует из трактовки аналогичного выражения в работе [4]. Оно справедливо также для структур с неполным обеднением при условии, что времена максвелловской релаксации в ОПЗ и в базе совпадают. Последнее выполняется в полупроводниках, легированных мелкими примесями.

Для режима ПТООЗ с неистопаемым источником характерно, что  $E(0, t) = 0$  в течение всего процесса. Сопоставляя (7) при  $x=L$  и (9), получаем уравнение для определения  $E(L, t)$

$$\frac{dE(L, t)}{dt} = \frac{E_0}{\tau} \left[ \frac{a^2 E^2(L, t)}{4E_0^2} - \frac{p(L, t) E(L, t)}{N_A E_0} + 1 \right]. \quad (10)$$

Выделим в кинетике переходного тока две стадии. Первая стадия ( $0 \leq t < t_1$ ) соответствует истеканию в  $p^+$ -контакт равновесных носителей из области базы. В этот промежуток времени  $p(L, t) = N_A$ . Вторая стадия ( $t_1 \leq t < t_2$ ) наступает после ухода последних носителей из базы и длится до тех пор, пока инжектированный пакет не коснется  $p^+$ -контакта, т. е. пока  $p(L, t) = 0$ .

Для каждого из выделенных промежутков времени уравнение (10) имеет аналитическое решение:

$$E(L, t) = \begin{cases} \frac{2E_0(1 - \exp(-bt'))}{(1+b) - (1-b)\exp(-bt')}, & 0 \leq t' < t'_1, & (11a) \\ \frac{E(L, t'_1) + \frac{2E_0}{a} \operatorname{tg}(2(t' - t'_1)/a)}{1 - \frac{aE(L, t'_1)}{2E_0} \operatorname{tg}(2(t' - t'_1)/a)}, & t'_1 \leq t' < t'_2, & (11b) \end{cases}$$

где  $b=(1-a^2)^{1/2}$ ,  $t'_{1,2}=t_{1,2}/\tau$ . Полученная зависимость (11а) количественно описывает основную особенность рассматриваемого процесса — «выталкивание» движущимся зарядом поля из ОПЗ в базу.

Момент времени  $t_1$  может быть определен из условия  $w(t_1)=L$ , где  $w(t)$  — решение уравнения  $dw/dt=\mu E(L,t)$  с начальным условием  $w(0)=w_0$  и  $E(L,t)$  из (11а). Здесь учтено, что поле в базе однородно и, следовательно,  $E(w,t)=E(L,t)$ .

Аналогично момент времени  $t_2$  определяется из условия  $x_1(t_2)=L$ , где  $x_1(t)$  — решение уравнения  $dx_1/dt=\mu[E(L,t)+(eN_A/\varepsilon_0)(L-x_1)]$ , при написании которого учтено (2).  $E(L,t)$  берется из (11б), а в качестве начального условия удобно взять  $x_1(t_1)=L-w_0 \exp(-t_1)$ , получающееся, согласно (5), при  $w(t_1)=L$ .

Для последующих моментов времени ( $t > t_2$ ) решение уравнения (10) не выражается через элементарные функции. Зависимость  $E(L,t)$  может быть получена численным интегрированием системы уравнений (1)–(3).

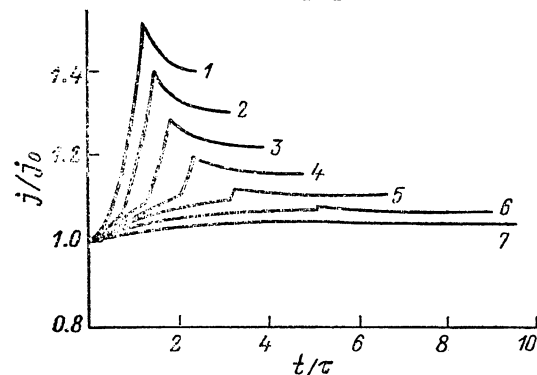


Рис. 3. Кинетика переходного тока  $j(t)$  для разных степеней обеднения структуры.

Параметр  $a$ : 1 — 1.0, 2 — 0.9, 3 — 0.8, 4 — 0.7, 5 — 0.6, 6 — 0.5, 7 — 0.4.

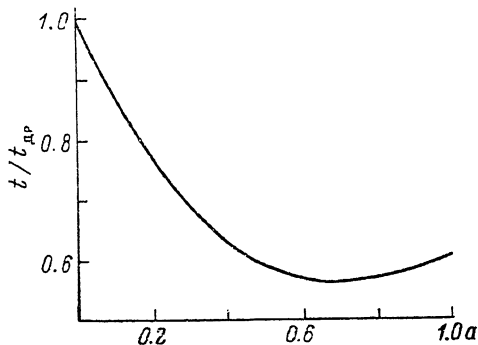


Рис. 4. Зависимость момента пикового тока от степени обеднения структуры  $a$ .

Время нормировано на величину  $t_{dp}=L^2/\mu V$ .

3. Зависимость переходного тока от времени может быть определена после подстановки (14) в (9). Кинетика ПТООЗ для различных степеней обеднения структуры  $a$  показана на рис. 3. Характерно, что при  $a > 0.5$  зависимость  $j(t)$  имеет ярко выраженный скачок. При  $a < 0.5$   $j(t)$  имеет монотонный характер. Это связано с тем, что слабое электрическое поле не успевает вытолкнуть равновесные носители из базы и дрейфующий пакет практически смыкается с ними (как было отмечено в п. 1, величина зазора между пакетом и областью базы убывает экспоненциально).

Замедление ПТООЗ на первой (выделенной в п. 2) стадии по сравнению со случаем полностью обедненной структуры может быть объяснено тем, что база играет роль своеобразного «буфера», который препятствует нарастанию поля на фронте дрейфующего пакета. Крутой подъем, следующий далее, соответствует стадии, когда дрейф пакета происходит как бы в режиме полного обеднения аналогично [4].

Момент касания  $p^+$ -контакта фронтом пакета соответствует пику на форме  $j(t)$ . Затем ток быстро выходит на стационарное значение, соответствующее хорошо разработанной теории ТООЗ для полностью обедненных структур [1].

На рис. 4 приведена зависимость момента пикового тока от степени обеднения структуры. Полученный график позволяет определять дрейфовую подвижность носителей заряда для структур, в которых не удается достигнуть полного обеднения. Это расширяет область применения время-пролетных методов измерения подвижности носителей на случай некомпенсированных низкоомных полупроводников [9].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [2] Taroni A., Zanarini G. // J. Phys. Chem. Sol. 1969. V. 30. N 7. P. 1861—1871.
- [3] Tove P. A., Andersson G., Eriasson G., Lidhold R. // IEEE Trans. 1970. V. ED-17. N 5. P. 407—412.

- [4] Seibt W. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 5. P. 1017—1028.  
[5] Many A., Rakavy G. // Phys. Rev. 1962. V. 126. N 6. P. 1980—1988.  
[6] Еремин В. К., Строкан Н. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 143—146.  
[7] Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1096—1100.  
[8] Андреев В. М., Еремин В. К., Ломашевич С. А., Строкан Н. Б. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1856—1860.  
[9] Даргис А. Ю. Измерение дрейфовой скорости в твердых телах. Вильнюс, 1987. 204 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 7.06.1988  
Принята к печати 27.10.1988