

УДК 621.315.592

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКОБАЗНЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СВЕТОВОЙ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Аношин Ю. А., Базин В. М., Даревский А. С.

Получено аналитическое выражение для световой ВАХ высокоэффективных фотоэлектрических преобразователей (ФП) со структурой типа $n^+ - p - p^+$, справедливое в широком диапазоне уровней инжекции. На основе анализа этого выражения разработан метод экспериментального определения вкладов различных источников рекомбинационных потерь в различных областях ФП. Метод успешно апробирован на ФП с двухсторонней чувствительностью при варьировании удельного сопротивления p -базы ($3 \div 100$ Ом·см), температуры измерения ($25 \div 60$ °C) и освещенности ($0 \div 0.7$ Вт/см²).

Один из наиболее распространенных методов анализа свойств полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФП) на основе $p-n$ -структур базируется на снятии световой вольтамперной характеристики (ВАХ) путем измерения плотности тока короткого замыкания ($J_{кс}$) и напряжения холостого хода ($V_{хх}$) при различной интенсивности стационарного освещения [1]. Преимущество этого метода по сравнению с методом темновых ВАХ заключается в устранении влияния последовательного сопротивления ФП, зависящего от уровня фотоинжекции, и, как следствие, в упрощении интерпретации результатов ввиду отсутствия омического падения напряжения вне потенциальных барьеров. Однако этот метод до сих пор не использовался для определения рекомбинационных параметров различных полупроводниковых областей ФП из-за значительных трудностей, связанных с получением и анализом аналитических выражений, описывающих световую ВАХ в общем виде.

В данной работе показано, что в случае высокоэффективных тонкобазных кремниевых ФП со структурой типа $n^+ - p - p^+$ представляется возможность получить компактное аналитическое выражение для световой ВАХ. Эта возможность связана с тем, что высокоэффективные кремниевые ФП со структурой типа $n^+ - p - p^+$ обладают рядом особенностей, которые позволяют провести приближенный теоретический расчет световой ВАХ, удовлетворительно описывающий экспериментальные зависимости. Такими особенностями в режиме холостого хода являются малые рекомбинационные потери в областях пространственного заряда (ОПЗ) $n^+ - p$ - и $p - p^+$ -переходов (начиная с определенных уровней инжекции), большая диффузионная длина неравновесных носителей заряда (ННЗ) в базе, превосходящая толщину базовой области, и малые (при 25 °C $\leq 5 \cdot 10^{-12}$ А/см²) токи насыщения легированных n^- - и p^+ -слоев. Эти особенности приводят к почти однородному распределению носителей заряда в базе и, как следствие, к пренебрежимо малому вкладу ЭДС Дембера в величину $V_{хх}$. На основе анализа полученного выражения разработан метод определения источников рекомбинационных потерь в различных областях ФП исходя из измерений зависимости $J_{кс} = f(V_{хх})$ в широком диапазоне уровней инжекции.

Вывод аналитического выражения для зависимости основывается на том, что в режиме холостого хода полная плотность тока через ФП равна нулю, и, следовательно, имеет место равенство

$$q \int G(x) dx = q \int R(x) dx, \quad (1)$$

где, по определению, $q \int G(x) dx$ — плотность фототока $q \int R(x) dx$ — плотность полного рекомбинационного тока, $G(x)$ и $R(x)$ — функции генерации и рекомбинации ННЗ, q — заряд электрона, а интегрирование проводится по всей толщине ФП. Интегрирование правой части формулы (1) приводит к соотношению

$$J_{\phi} = q \int_0^{d_1} \frac{\Delta p(x)}{\tau_p} dx + q \int_0^d \frac{\Delta n(x)}{\tau} dx + \int_0^a F(x) dx + q \int_0^{d_2} \frac{\Delta n(x)}{\tau_n} dx, \quad (2)$$

где $\Delta n(x)$ и $\Delta p(x)$ — избыточные концентрации электронов и дырок, τ_p — время жизни дырок в n^+ -слое толщиной d_1 , τ — время жизни электронов в p -базе толщиной d ($1/\tau = 1/\tau_{\text{прх}} + 1/\tau_{\text{оже}}$, где $\tau_{\text{прх}}$ — время жизни, обусловленное рекомбинацией по механизму Шокли—Ридга—Холла, $\tau_{\text{оже}}$ — время жизни, связанное с оже-рекомбинацией), $F(x)$ — результирующий темп рекомбинации ННЗ в ОПЗ $n^+ - p$ -перехода толщиной w , τ_n — время жизни электронов в p^+ -слое толщиной d_2 . Второй член в формуле (2) описывает рекомбинацию через ловушки и оже-рекомбинацию в базе, первый и четвертый члены — рекомбинацию в n^+ - и p^+ -слоях (включая рекомбинацию на контактах и свободных поверхностях), третий член представляет собой рекомбинационный ток в ОПЗ $n^+ - p$ -перехода.

Получение выражения для световой ВАХ сводится, таким образом, к нахождению зависимости правой части формулы (2) от напряжения V_{xx} . Величина V_{xx} равна сумме напряжений на $n^+ - p$ - и $p - p^+$ -переходах, которые, в свою очередь, зависят от концентрации носителей заряда на краях ОПЗ [2]. При бальцмановском распределении носителей заряда в ОПЗ условие электронейтральности на краях ОПЗ $n^+ - p^+$ -перехода приводит к следующему уравнению, связывающему концентрацию электронов $n(0)$ и дырок $p(0)$ на краю ОПЗ со стороны p -базы и напряжение V_{n+p} на $n^+ - p$ -переходе:

$$n(0)p(0) = n_i^2 \left[\left(1 + \frac{n_i^2}{N_A^2} \right) \exp \left(\frac{qV_{n+p}}{kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV_{p-p^+}}{kT} \right), \quad (3)$$

где N_A — концентрация акцепторов в p -базе, n_i — собственная концентрация носителей в кремнии, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Уравнение (3) справедливо при $p(0) \ll N_D$ (N_D — концентрация доноров в n^+ -области). Аналогичным образом можно получить соотношение, связывающее концентрации $n(d)$, $p(d)$ на краю ОПЗ $p - p^+$ -перехода со стороны p -базы и напряжение V_{pp^+} на $p - p^+$ -переходе:

$$n(d)p(d) = N_A^2 \left[\left(1 + \frac{n_i^2}{N_A^2} \right) \exp \left(\frac{qV_{pp^+}}{kT} \right) - 1 \right] \exp \left(\frac{qV_{p-p^+}}{kT} \right). \quad (4)$$

Учитывая то, что $n_i \ll N_A$, соотношение (4) преобразуется к виду

$$n(d)p(d) \approx N_A \left[\exp \left(\frac{qV_{pp^+}}{kT} \right) - 1 \right] \exp \left(\frac{qV_{p-p^+}}{kT} \right). \quad (5)$$

В результате с помощью формул (3) и (5) напряжение V_{xx} можно выразить через концентрации электронов $n(0)$ и $n(d)$ на краях p -базы:

$$V_{\text{xx}} = \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left[\frac{N_A^2}{n_i^2} \frac{n(0)}{N_A} \left(1 + \frac{n(d)}{N_A} \right) \right]. \quad (6)$$

Эта формула при высоких уровнях инжекции [$n(0)$, $n(d) \gg N_A$] переходит в соответствующую формулу в работе [3].

Используя соотношения между концентрациями носителей заряда по обеим сторонам ОПЗ $n^+ - p$ - и $p - p^+$ -переходов [2, 3], уравнение (2) можно переписать в виде

$$J_{\phi} = J_{0n^+} \frac{n(0)p(0)}{n_i^2} + q \int \frac{\Delta n(x)}{\tau} dx + \int F(x) dx + J_{0p^+} \frac{n(d)p(d)}{n_i^2}, \quad (7)$$

где, по определению, J_{0n^+} — ток насыщения n^+ -слоя,

$$J_{0n^+} = \frac{qn_i^2}{N_D \tau_p} \int_{d_1}^{d_2} f_1(x, L_p, S_1) dx, \quad (8)$$

J_{0p^+} — ток насыщения p^+ -слоя,

$$J_{0p^+} = \frac{qn_i^2}{N_A^+ \tau_n} \int_{d_1}^{d_2} f_2(x, L_n, S_2) dx, \quad (9)$$

N_D — концентрация доноров в n^+ -слое, N_A^+ — концентрация акцепторов в p^+ -слое, f_1, f_2 — функции координат, зависящие от диффузионных длин L_p, L_n и скоростей поверхностной рекомбинации S_1, S_2 дырок и электронов в n^+ - и p^+ -слоях.

Можно показать, что в высокоэффективных ФП с тонкой базой (диффузионная длина электронов в базовой области превышает толщину базы), в которых токи насыщения J_{0n^+} и J_{0p^+} малы и отсутствуют заметные шунтирующие токовые утечки, имеет место почти однородное распределение неравновесных электронов в p -базе, следовательно, $n(0) \simeq n(d) \simeq n_0 + \Delta n \simeq \Delta n$ и $p(0) \simeq p(d) \simeq p_0 + \Delta p \simeq N_A + \Delta p$, где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок, Δn — средняя концентрация избыточных электронов. В этом случае формулы (6) и (7) значительно упрощаются и сводятся к виду

$$V_{xx} = \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left[\left(\frac{N_A}{n_i} \right)^2 \xi (1 + \xi) \right], \quad (10)$$

$$J_{\phi} = (J_{0p} + J_{0w} + J_{0n^+} + J_{0p^+}) \left[\left(\frac{N_A}{n_i} \right)^2 \xi (1 + \xi) \right], \quad (11)$$

где $\xi = \overline{\Delta n} / N_A$ — уровень инжекции электронов в p -базе, J_{0p} — по определению, ток насыщения базовой области,

$$J_{0p} = \frac{qn_i^2 d}{N_A (1 + \xi) \tau}, \quad (12)$$

а J_{0w} — по определению, ток насыщения ОПЗ $n^+ - p$ -перехода,

$$J_{0w} = J_p \left[\left(\frac{N_A}{n_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{m} - 1} \frac{\xi^{\frac{1}{m} - 1}}{1 + \xi}, \quad (13)$$

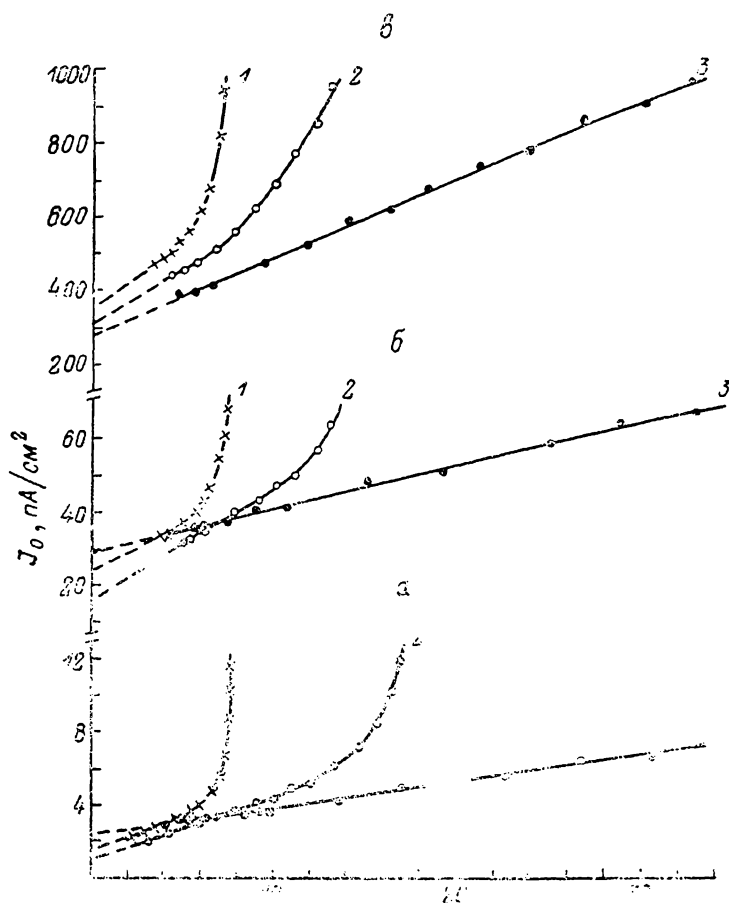
представленный в таком виде с учетом выражения для рекомбинационного тока в ОПЗ асимметричного $n^+ - p$ -перехода, $J_{0w} = J_p \exp(qV_{n^+p}/m kT)$, где J_p — слабая функция V_{n^+p} [4].

Из соотношений (7) и (8) следует искомая зависимость $J_{\phi} = f(V_{xx})$:

$$J_{\phi} = (J_{0p} + J_{0w} + J_{0n^+} + J_{0p^+}) \exp\left(\frac{qV_{xx}}{kT}\right), \quad (14)$$

анализ которой показывает, что в связи с различной зависимостью составляющих полного тока насыщения $J_0 = J_{0p} + J_{0w} + J_{0n^+} + J_{0p^+}$ от уровня инжекции появляется возможность разделения вкладов этих составляющих. Действительно, путем подбора диапазона изменений интенсивности стационарного светового потока можно создать условия, при которых вклады оже-рекомбинации в p -базе и рекомбинации в ОПЗ малы (возможность значительного снижения вклада рекомбинационных потерь в ОПЗ асимметричных $n^+ - p$ -переходов при повышенных напряжениях V_{n^+p} предсказывается теорией [4]), а время жизни τ_{sprx} не зависит от уровня инжекции. Из-за сильного легирования n^+ - и p^+ -слоев токи насыщения J_{0n^+} и J_{0p^+} практически постоянны в широком диапазоне уровней инжекции. Тогда зависимости $J_0 = f(1/(1 + \xi))$ или $J_0 = f(1/N_A(1 + \xi))$, в ко-

торых величина J_0 находится с помощью формулы (14) по измеренным значениям $J_{вз}$ ($\approx J_\phi$) и V_{xx} , а уровни инжекции ξ — с помощью формулы (10) по измеренным значениям V_{xx} , становятся линейными. Это позволяет по пересечению прямой с осью J_0 найти суммарный ток насыщения легированных слоев $J_{0n^+} + J_{0p^+}$, а по наклону — время жизни $\tau_{шрх} = \text{const}$, соответствующее рекомбинации через ловушки при относительно высоком уровне инжекции [5]. После нахождения параметров $J_{0n^+} + J_{0p^+}$ и $\tau_{шрх} = \text{const}$ можно с помощью формулы (12) найти $\tau_{0ж}$ в области высоких уровней инжекции, а с помощью формул (12) и (13) разделить экспериментально вклады рекомбинации Шокли—Рида—



Зависимости суммарного тока насыщения J_0 от уровня инжекции ξ для трех двухсторонних ФП со структурой $n^+ - p - p^+$ с различными концентрациями акцепторов N_A в p -базе. $T, ^\circ\text{C}$: а — 25, б — 40, в — 60. $N_A, \text{см}^{-3}$: 1 — $1.3 \cdot 10^{18}$, 2 — $5.0 \cdot 10^{14}$, 3 — $7.4 \cdot 10^{13}$. Экспериментальные точки при $2 < [N_A(1 + \xi)]^{-1} \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} < 4$ ($V_{xx} = 600 + 650$ мВ) получены на импульсной установке только при 25 $^\circ\text{C}$.

Холла в базе и ОПЗ $n^+ - p$ -перехода в области средних и низких уровней инжекции.

С целью подтверждения этих выводов при различных температурах были проведены измерения ВАХ двухсторонних ФП со структурой $n^+ - p - p^+$, изготовленных по стандартной технологии [6] из пластин монокристаллического кремния p -типа с удельным сопротивлением, которое варьировалось в интервале $\rho = 3 - 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Толщины легированных n^+ - и p^+ -слоев во всех структурах не превышали 0.5 мкм. Измерения световых ВАХ осуществлялись на установке со стационарным световым потоком, в состав которой входят имитатор солнечного излучения спектрального состава АМО, цифровые измерительные приборы постоянного тока и система термостатирования, и на установке с им-

№ ФП	$N_A, \text{см}^{-3}$	$d, \text{мкм}$	$J_{0n^+} + J_{0p^+}, \text{пА/см}^2$			$\tau, \text{мкс}$			СВЧ метод		Метод [7], $\tau, \text{мкс}$
			25 °C	40 °C	60 °C	25 °C	40 °C	60 °C	$J_{0n^+} + J_{0p^+}, \text{пА/см}^2$	$\tau, \text{мкс}$	
1	$1.3 \cdot 10^{15}$	228	1.4	30	350	170	320	370	1.6	160	180
2	$5.0 \cdot 10^{14}$	255	1.0	16	310	180	220	400	1.2	200	210
3	$7.4 \cdot 10^{13}$	278	2.4	29	280	480	610	610	2.4	520	550

пульсным световым потоком, содержащей лампу-вспышку с длительностью импульса 40 мс и систему регистрации на основе импульсных цифровых вольтметров. Концентрация акцепторов N_A в базе ФП определялась методом вольт-фарядных характеристик при обратных смещающих напряжениях до 10 В с помощью универсального цифрового моста.

На рисунке представлены типичные зависимости $J_0 = f(1/N_A(1 + \xi))$, полученные при трех различных температурах для трех ФП с различными концентрациями акцепторов в базе. Наличие линейного участка на этих зависимостях свидетельствует о выполнении условий, при которых рекомбинация в ОПЗ уже не сказывается, оже-рекомбинация еще не проявляется, а $\tau_{\text{шрх}} = \text{const}$. Это дает возможность экспериментально определить сумму $J_{0n^+} + J_{0p^+}$ по пересечению линейного участка с осью J_0 и величину $\tau_{\text{шрх}} = \text{const}$ по тангенсу угла наклона прямолинейного участка. Соответствующие результаты обработки зависимостей представлены в таблице, причем при нахождении $\tau_{\text{шрх}} = \text{const}$ использовались значения n_i , равные при 25, 40 и 60 °C соответственно $1.23 \cdot 10^{10}$, $4.08 \cdot 10^{10}$ и $17.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В этой же таблице для сравнения приведены результаты независимого определения величин $J_{0n^+} + J_{0p^+}$ при 25 °C модуляционным СВЧ методом, основанным на измерении спада фотопроводимости p -базы тех же ФП, и результаты независимого измерения $\tau_{\text{шрх}} = \text{const}$ при 25 °C как модуляционным СВЧ методом, так и методом, основанным на измерении спада фотопроводимости в пластинах, погруженных в электролит, снижающий скорость поверхностной рекомбинации до сверхнизких значений [7, 8]. В последнем случае с ФП удалялись просветляющие покрытия и легированные n^+ - и p^+ -слои. Хорошее совпадение величин $J_{0n^+} + J_{0p^+}$ и $\tau_{\text{шрх}} = \text{const}$, определенных принципиально различными методами, служит независимым подтверждением корректности определения рекомбинационных параметров предложенным методом. Как и следовало ожидать, более высокоомным образцам отвечают более высокие значения $\tau_{\text{шрх}}$. Рост $\tau_{\text{шрх}}$ при увеличении температуры соответствует известным экспериментальным результатам [9] и теоретическим расчетам [4, 5]. Возрастание суммы $J_{0n^+} + J_{0p^+}$ с ростом температуры обусловлено в соответствии с (8) и (9) в основном увеличением n_i , а небольшие отклонения отношений величин $(J_{0n^+} + J_{0p^+})_{25^\circ\text{C}} : (J_{0n^+} + J_{0p^+})_{40^\circ\text{C}} : (J_{0n^+} + J_{0p^+})_{60^\circ\text{C}}$ от соответствующих отношений $n_i^2(25^\circ\text{C}) : n_i^2(40^\circ\text{C}) : n_i^2(60^\circ\text{C})$ связаны, по-видимому, с зависимостью τ_p и τ_n от температуры.

Отклонения от линейности и значительное увеличение суммарного тока насыщения J_0 при малых уровнях инжекции [на рисунке уменьшению уровня инжекции ξ соответствует рост $1/N_A(1 + \xi)$] отвечают в соответствии с соотношениями (12) и (13) увеличению вклада рекомбинации Шокли—Рида в базе и ОПЗ $n^+ - p$ -перехода. Этот вклад поддается количественной оценке при каждом уровне инжекции. Как нами установлено, во всех трех образцах при всех температурах коэффициент m , характеризующий рекомбинацию в ОПЗ, равен 2.9. Значения $m > 2$ предсказываются теорией для асимметричных $n^+ - p$ -переходов [4]. Как показывают оценки и подтверждает эксперимент (см. рисунок), даже уровней инжекции, создаваемых лампой-вспышкой (освещенности $\leq 0.7 \text{ Вт/см}^2$), недостаточно для заметного вклада оже-рекомбинации в полный ток насыщения.

Таким образом, на примере исследования высокоэффективных ФП мы показали возможность получения количественной информации о рекомбинационных параметрах слоев структуры типа $n^+ - p - p^+$ с разными уровнями легирования,

исходя из анализа световой ВАХ. Метод позволяет экспериментально определить диапазон уровней инжекции, при которых мало влияние ОПЗ и корректны измерения времени жизни неравновесных носителей в базе ФП (например, методом спада V_{xx} [10]).

В заключение авторы выражают искреннюю признательность сотруднику ИРЭ АН СССР В. А. Сабликову за полезные замечания и уточнения в теоретической части работы.

Список литературы

- [1] Колтуя М. М. Оптика и метрология солнечных элементов. М., 1985. 280 с.
- [2] Hauser J. R. // Sol. St. Electron. 1971. V. 14. N 2. P. 133—139.
- [3] Sinton R. A., Swanson R. M. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1987. V. ED-34. N 6. P. 1380—1389.
- [4] Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. М., 1987. 280 с.
- [5] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [6] Аношин Ю. А., Бордина Н. М., Зайцева А. Р. // Гелиотехника. 1979. № 2. С. 3—8.
- [7] Yablonovitch E., Allara D. L., Chang C. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 2. P. 249—252.
- [8] Аношин Ю. А., Базин В. М., Даревский А. С. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1988. № 10. С. 119—122.
- [9] Agakwala A. // Sol. St. Electron. 1980. V. 23. N 10. P. 1021—1028.
- [10] Roze B. H., Weaver H. T. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 3. P. 247—249.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт источников тока
Москва

Получена 21.04.1988
Принята к печати 10.01.1989