

УДК 621.315.592

Зингаєва Е. И., преподаватель. (Тел. +380 (44) 249 25 95. E-mail: lenazing1@gmail.com)

(Государственный университет телекоммуникаций, г. Киев)

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДИОДОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЯХ ПОВЕРХНОСТИ

Зингаєва О. І. Частотні характеристики фотодіодів при різних станах поверхні. З теоретичного аналізу кінетичних характеристик фотодіодів зроблено висновок, що інерційністю ФД можна істотно управляти, варіюючи станом поверхні. Проведено експериментальне дослідження та підтвердження основних результатів теорії впливу поверхні на кінетику фотодіодів. Показана перспективність використання фотодіодів в волоконно-оптичних системах передачі інформації.

Ключові слова: фотодіод, кінетика фотодіодів, оптичний зв'язок, вигин зон, стан поверхні, поверхнева рекомбінація

Зингаєва Е. И. Частотные характеристики фотодиодов при различных состояниях поверхности. Из теоретического анализа кинетических характеристик фотодиодов сделан вывод, что инерционностью ФД можно существенно управлять, варьируя состоянием поверхности. Проведено экспериментальное исследование и подтверждение основных результатов теории влияния поверхности на кинетику фотодиодов. Показана перспективность использования фотодиодов в волоконно-оптических системах передачи информации.

Ключевые слова: фотодиод, кинетика фотодиодов, оптическая связь, изгиб зон, состояние поверхности, поверхностная рекомбинация

Введение. Фотодиоды (ФД) различного типа используются в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) [1...5]. При разработке ФД в качестве приемников оптической информации большое внимание уделяется частотным характеристикам инерционности ФД. Для повышения граничной частоты ($f_{гр}$) необходимо уменьшать толщину базы h , поскольку, $f_{гр}=1500 \cdot h^{-2}$, МГц.

Между тем, расчеты показали, что инерционность ФД и соответственно величина $f_{гр}$ весьма сильно зависят от состояния освещаемой поверхности [6].

Однако, до настоящего времени соответствующие экспериментальные исследования не проводились. В настоящей работе изложены результаты проведенных исследований.

1. Основные результаты теории. Теория [6] была построена для модели ФД, энергетическая схема которого изображена на Рис. 1.

На рисунке отмечено поверхностное электронное состояние (ПЭС), изгиб зон на поверхности y_s , уровень Ферми ε_f , барьер n - p -перехода ϕ .

В общем случае кинетика фотодиодов, т.е. их инерционность, определяется рядом характеристических времен, часть из которых является функцией объемных параметров и конструкции схемы: временем пролета через n - p -переход $\tau_{пр}$, максвелловским временем релаксации в материале $\tau_m = \varepsilon_p \varepsilon_0 / \sigma$, постоянной времени RC-цепи, где C – эффективная емкость n - p -перехода и монтажа; R – эффективное сопротивление нагрузки, толщине материала и контактов.

Обычно $\tau_{пр}$ по порядку величины близко к τ_m . Эти времена, как правило, меньше 10^{-8} с и не лимитируют инерционности фотодиода. Величину RC также можно понизить до 10^{-9} с. Поэтому в реальных условиях собственная постоянная времени релаксации фотодиода, соответствующая наибольшему из всех характеристических времен, определяется

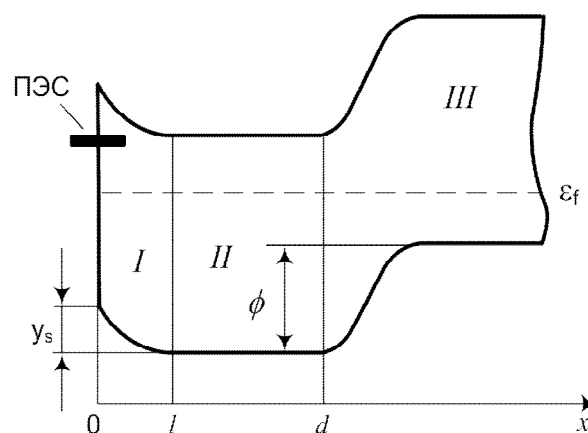


Рис. 1. Энергетическая схема фотодиода с короткой базой

временем диффузии неосновных носителей к n - p -переходу и временем их жизни, в дальнейшем будем рассматривать эти времена.

Как видно из Рис. 1, рассматриваемая структура состоит из следующих областей: I – область приповерхностного пространственного заряда, ток в которой замыкается поверхностным током; II – квазинейтральная базовая область, в которой полевой ток дырок можно не учитывать и рассматривать только диффузионный ток дырок p_n ; III – n - p -переход и p -область, не дающие вклада в фототок.

Для тока короткого замыкания ФД (фотодиодный режим) имеем:

$$J_{кз} = eI \frac{D}{L^*} \alpha_\omega \left(\frac{D}{L^*} \alpha_\omega \operatorname{ch} \frac{d}{L^*} + R_\omega \operatorname{sh} \frac{d}{L^*} \right)^{-1} e^{i\omega t}, \quad (1)$$

где e – заряд электрода; I – интенсивность света; D – коэффициент диффузии; ω – частота модуляции.

Величины, входящие в (1) подробно описаны в [3]. Приведем конечное выражение

$$R_\omega = S_{pp} e^{y_s} + S_{pn} (q_{s\omega} + 1) + \alpha_\omega v_d \operatorname{th} \frac{d}{L_d^*} + i\omega L_d L_- \left[1 + f_1 + f_2 (q_{s\omega} + 1) e^{-y_s} \right];$$

$$\alpha_\omega = 1 + (q_{s\omega} + 1) \exp(-2u_b - y_s); \quad L_- = \frac{1}{L_d} \int_0^l e^{-y} dx;$$

$$f_{1,2} = \frac{1}{2} \frac{L_3}{L_d L_-} e^{-2u_b} \int_0^{y_s} e^{-y} \int_{y_s}^{y'} \frac{\exp(\mp y') - 1}{F^3(y')} dy' dy.$$

Здесь $v_d = D_{\text{он}} / L_d^*$ – скорость рекомбинации в квазинейтральном объеме;

$$q_{s\omega} = \left[\alpha_p e^{-y_s} - \alpha_n + \frac{kT}{e^2} \frac{C_n}{n_v} (1 - e^{-y_s}) \right] / \left[\alpha_n + \frac{L_3}{F(y_s)} (e^{-y_s} - 1) + \frac{kT}{e^2} \frac{C_n}{n_v} e^{-y_s} \right];$$

$$F = \pm \left[\frac{n_e}{n_v} (e^{y^*} - y^* - 1) + \frac{p_e}{n_v} (e^{y^*} + y^* - 1) \right]^{1/2};$$

y^* – изгиб зон при освещении;

$$\alpha_p = \sum \frac{r_p t}{gt + i\omega}; \quad \alpha_n = \sum \frac{r_n t}{gt + i\omega}; \quad s_{pp} = \sum \frac{(g_n t + i\omega) r_p t}{gt + i\omega};$$

$$s_{pn} = \sum \frac{g_n t + r_n t}{gt + i\omega}; \quad r_n = v \langle C_n t \rangle N_t f_p t; \quad r_{pn} = v \langle C_p t \rangle N_t f_n t;$$

v – тепловая скорость; $C_n t$ и $C_p t$ – сечение захвата ПЕС.

Далее: $f_n t = 1 - f_p t = 1 + \exp(\varepsilon_t + U_B + y_s)$, где ε_t – энергетическое положение ПЕС; U_B – уровень Ферми в объеме.

Для вентильной фото-э.д.с. (фотогальванический режим)

$$\delta y_{\text{np}} = \frac{e \delta U_{xx}}{kT} = \frac{1}{p_n} \alpha_\omega \left(\frac{D}{L^*} \alpha_\omega \operatorname{sh} \frac{d}{L^*} + R_\omega \operatorname{ch} \frac{d}{L^*} \right)^{-1} e^{i\omega t}. \quad (2)$$

Анализ частных случаев. Рассмотрим случай, когда поверхностный уровень является уровнем быстрой рекомбинации [3]. В этой ситуации имеем практически моноэкспоненциальную релаксацию – как тока короткого замыкания фотодиода с временем τ_J и амплитудой A_J , так и вентильной фото-э.д.с. (τ_y, A_y).

При обогащающих изгибах зон выражения для времен релаксации можно упростить, поскольку в этом диапазоне изгибов зон можно пренебречь величинами $f_1, f_2, \exp(-2u_b - y_s)$, а также рекомбинацией в ОПЗ:

$$1/\tau_J = 2(D/d^2 + S/d), \quad (3)$$

где первый член описывает время диффузии неосновных носителей к $n-p$ -переходу, второй – время жизни неосновных носителей, S – эффективная скорость.

Из (3) следует, что при обогащающих изгибах зон, действию поверхностного уровня быстрой рекомбинации и достаточно тонкой базе при умеренных значениях S , обычно легко реализуемых в опыте ($D/(dS) \gg 1$), инерционность тока короткого замыкания фотодиода определяется временем пролета носителей через базу. Влияние поверхности будет сказываться лишь при очень больших скоростях поверхностной рекомбинации ($S \gg D/d$), которые позволяют уменьшить инерционность действия прибора в фотодиодном режиме. Однако при этом выигрыш за счет улучшения кинетических характеристик фотодиода сопряжен с проигрышем за счет уменьшения амплитуды сигнала.

При рассматриваемых условиях время релаксации вентильной фото-э.д.с. будет описываться формулой

$$1/\tau_y = 1/\tau_v + S/d. \quad (4)$$

Из (4) следует, что в вентильном режиме при разомкнутой цепи инерционность фотодиода определяется эффективным временем жизни неосновных носителей. Таким образом, при умеренных значениях S инерционность прибора будет меньше в фотодиодном режиме, чем в вентильном. При $S \rightarrow \infty$ кинетические характеристики двух режимов сближаются.

Перейдем далее к рассмотрению инверсионных изгибов зон, для поверхностного уровня быстрой рекомбинации получим

$$\frac{1}{\tau_j} = \frac{2(D/d + S)}{d + 2L_s \exp(2u_b)} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\tau_y} = \frac{d\tau_v^{-1} + S}{d + L_s \exp(2u_b)} \quad (6)$$

Подставляя эти выражения в (6), легко убедиться, что выполнение условия динамически тонкой базы облегчается при переходе от обогащающих к инверсионным изгибам зон.

Далее, из (5) следует, что полное время пролета (собираения) носителей в базе фотодиода состоит из суммы времен пролета через приповерхностный $p-n$ -переход ($\tau_{опз}$) и квазинейтральную область базы ($\tau_{онз}$). Время пролета через область I (Рис. 1) соответствует величине $L_s \exp(2u_b)$ в знаменателе (5), а время пролета через нейтральную часть базы II – величине d .

При типичных параметрах кремниевых фотодиодов ($|u_b| \geq 5$) время пролета через приповерхностный $p-n$ -переход существенно превышает время пролета через нейтральную часть базы II и практически определяет полное время собираения и неосновных носителей в базе. Резкое замедление движения неосновных неравновесных носителей в приповерхностной области приводит к значительному увеличению тока короткого замыкания фотодиода и одновременно к уменьшению быстродействия фотодиода в оптоэлектронном устройстве. Аналогичный результат предсказывается и для сильного истощения ОПЗ и иллюстрируется на Рис. 2.

После рассмотрения поверхностного уровня быстрой рекомбинации рассмотрим уровень *замедленной рекомбинации*, когда

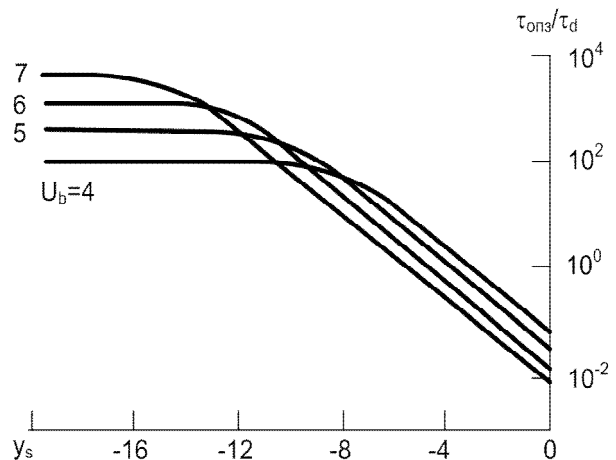


Рис. 2. Зависимость отношения времен пролета в ОПЗ и квазинейтральной области базы от поверхностного изгиба зон ($d=10^{-2}$ см, $L_{si}=2,8 \cdot 10^{-3}$ см – длина экранирования в собственном проводнике)

на поверхностном уровне может накапливаться значительный неравновесный заряд. При преобладающем захвате неосновных носителей, что для Si типично при обогащающих изгибах зон и слабом истощении, для времен релаксации фотодиода в фотодиодном и вентильном режиме имеем:

$$\tau_J^{-1} = 2(d_y^*)^{-1} [D/d + r_p \exp(-y_s)], \quad (7)$$

$$\tau_y^{-1} = 2(d_y^*)^{-1} [d\tau_v^{-1} + r_p \exp(-y_s)]. \quad (8)$$

В этом случае инерционность фотодиодов существенно уменьшается, поскольку вместо $S_{ст}$ проявляется $S_{кин}$ (см. [6...8]).

2. Экспериментальные результаты. Исследования были проведены на кремниевых и германиевых ФД. Величины y_s и S варьировались путем различных обработок поверхности. Соответствующие данные изображены в Табл. 1 и на Рис. 3.

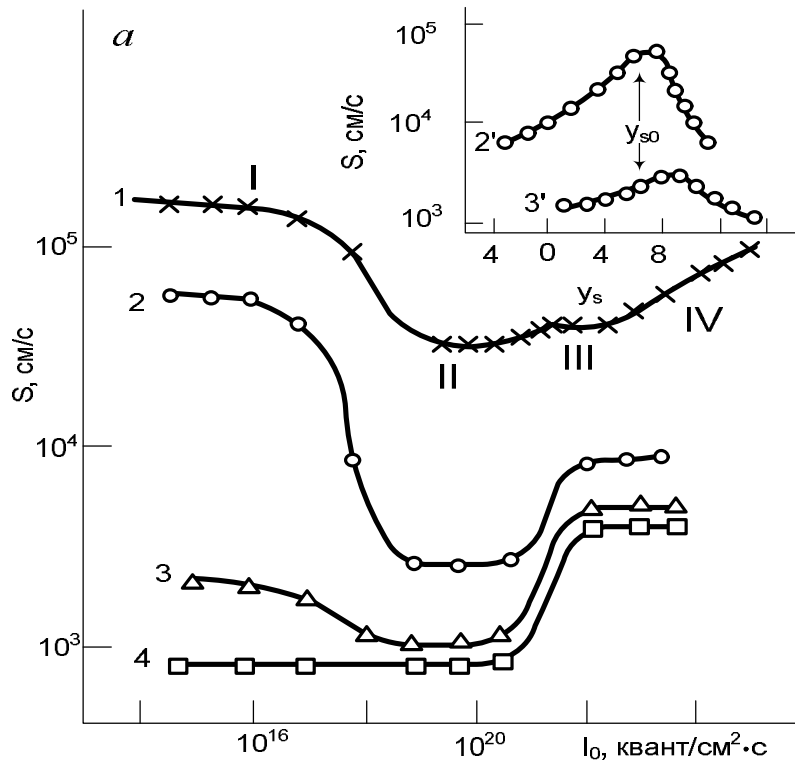


Рис. 3. Зависимость эффективной скорости поверхностной рекомбинации от интенсивности возбуждающего света (а) и изгиба зон y_s (б)

- 1) ионно-аргонная бомбардировка поверхности ($\varepsilon=1$ кэВ, $D=10^{-16}$ ион/см²);
- 2, 2') легирование золотом из травителя (10^{-7} вес. %);
- 3, 3') свежетравленная (СР-7) поверхность;
- 4) термическое окисление в присутствии паров C_2HCl_3 + прогрев $400^\circ C$ в вакууме, 1 ч.

Частотная зависимость фототока ФД имела стандартный вид [4, 7]: участок насыщения и медленный спад к граничной частоте $f_{гр}$. При минимальных величинах S величине $f_{гр}$ составляла 8 МГц. Постоянная (τ) времени ФД на основе Ge составляла $2 \cdot 10^{-5}$ с, при минимальных величинах S и уменьшилась до $6 \cdot 10^{-6}$ с при максимальных S . Переход в режим замедленной поверхностной рекомбинации (ионная бомбардировка) приводила к дальнейшему уменьшению τ (до $2 \cdot 10^{-6}$ с). Соответственно граничная частота увеличивается до 10 МГц.

При исследовании ФД [8...10] на основе Si типичные величины постоянной времени составляла $3 \cdot 10^{-6}$ с при минимальных S и использовании режима быстрой поверхностной рекомбинации.

Значения изгиба зон, определенные методом конденсаторной фото эдс

Табл. 1

Материал	u_b	$n_b \text{ см}^{-3}$	Обработка поверхности	y_s
<i>n</i> -Ge	0,7		Травление	-0,5
			Шлифовка	-0,1
<i>p</i> -Ge	-2,3		Травление	+3,0
			Шлифовка	0
<i>n</i> -Si	5		Травление	-5
			Шлифовка	+0,5
			Бомбардировка ионами He	-3,8
			Облучение лазером ($I_0 \approx 10^{26}$ квант/см·с)	-2,5
<i>p</i> -Si	-10		Травление	+7,0
			Шлифовка	+9,0
			γ -облучение 10^7 рад	+7,5
			γ -облучение 10^8 рад	+5,0

При максимальных величинах S и использовании режима замедленной поверхностной рекомбинации величина τ уменьшалась до $8 \cdot 10^{-7}$ с. Граничная частота при этом увеличивается от 20 МГц до 50 МГц.

Выводы. Из теоретического анализа кинетических характеристик ФД следует, что инерционностью ФД можно существенно управлять, варьируя состоянием поверхности.

Экспериментальное исследование влияния поверхности на кинетику ФД подтвердили основные результаты теории. Установлено, что при определенных состояниях поверхности постоянную времени ФД на основе Ge можно уменьшить до $2 \cdot 10^{-6}$ с, а постоянную времени ФД на основе Si до $8 \cdot 10^{-7}$ с.

Литература

1. Зи. С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – Москва: Мир, 1984. – 345с.
2. Астахов В. П. О влиянии сопротивления поверхностного канала на темновой ток квадрантных *p-i-n* фотодиодов на кремнии / В. П. Астахов, Д. А. Гиндин, В. В. Карпов, К. В. Сорокин // Прикладная физика. – 1999. – № 2. – С.79-85.
3. Носов Ю. Р. Фотоприемники в оптоэлектронике / Ю. Р. Носов // Электронная техника. – 1986. – № 4(183), сер. 2. – С. 33-36.
4. Фридман Р. Волоконно- оптические системы связи ; 3-е изд. ;пер. с англ / Р. Фридман. – Москва : Техносфера, 2006. – 478 с.
5. Sachenko A.V. Photocapcitike effect in MIS structures / A. V. Sachenko, V. A. Zuev, V. O. Litovchenko, P. Peikof // Phys. Stat. Sol (a). – 1974. – V.21, N1. – P.345-355.
6. Shepard F. D. A 1 to 2 μm silicon avalanche Photodiode / F. D. Shepard, A. C. Yang, R. M. Taylor // Pro. JEEF. – 1970. – V.58. N8. – P. 1160-1162.
7. Шевцов Э. А. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи / Э. А. Шевцов, М. Е. Белкин. – Москва: Радио и связь, 1992. – 224 с.
8. Зуев В. А. Фотоэлектрические МДП-приборы / В. А. Зуев, В. Г. Попов. – Москва: Радио и связь, 1983. – 160с.
9. Пароль Н. В. Фоточувствительные приборы и их применение / Н. В. Пароль, С. А. Кайдалов. – Москва: Радио и связь, 1991. – 204 с.
10. Кайдалов С. А. Приемники излучения и их применение / С. А. Кайдалов . – Москва: Радио и связь, 1995. – 139 с.

Дата надходження в редакцію: 09.04.2015 р.

Рецензент: д.т.н., проф. В. О. Зуев