

06.2;12

О подавлении эффекта насыщения усиления в пороговых собственных фоторезисторах с вытягивающими контактами при примесной рекомбинации фотоносителей за счет увеличения концентрации рекомбинационной примеси

© В.А. Холоднов, А.А. Другова

Теоретический отдел Государственного научного центра Российской Федерации государственного предприятия НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 5 ноября 1996 г.

В работе показано, что можно избежать известного отрицательного свойства собственных фоторезисторов с вытягивающими контактами — насыщения усиления с ростом электрического поля. Насыщение усиления очень сильно ограничивает фоточувствительность прибора. Это ограничение снимается при замене вытягивающих контактов блокирующими, но технологически это очень сложно сделать и практически не поддается надежному контролю. Возможность избежать насыщения, причем в условиях одновременного сильного возрастания времен жизни фотоносителей, представляет значительный интерес для экспериментаторов и разработчиков фотоприемников.

Собственные, т.е. работающие на основе межзонного поглощения излучения, фоторезисторы используются как эффективные фотоприемники с внутренним усилением, причем во многих случаях доминирующий канал рекомбинации фотоносителей в объеме фоторезистора обусловлен их захватом на глубокие примесные уровни [1–8]. Для усиления необходима такая напряженность электрического поля E , чтобы время жизни хотя бы фотодырок τ_p (либо фотоэлектронов τ_n) превышало их соответствующее время пролета $t_p = W/v_p$ (либо $t_n = W/v_n$) расстояния между контактами W , где дрейфовые скорости дырок $v_p = \mu_p E$ и электронов $v_n = \mu_n E$, а μ_p и $\mu_n = b\mu_p$ — их подвижности. На коэффициент фотоэлектри-

ческого усиления $I_{ph}/(qWg)$ [5], где I_{ph} и g — плотности фототока и скорости фотогенерации носителей, а q — заряд электронов, существенно влияет и интенсивность рекомбинации фотоносителей на токовых контактах ($x = 0$ и $x = W$). Желательно, конечно, чтобы рекомбинации на них вообще не происходило (блокирующие контакты [9,10]). Но создание таких идеальных контактов — далеко не простое дело, к тому же в каждой конкретной ситуации, как правило, достоверно неизвестны условия на них.

Более реален другой предельный случай: концентрация фотоэлектронов $\Delta n(x) = n - n_e$ и фотодырок $\Delta p(x) = p - p_e$ на контактах равны нулю (вытягивающие контакты [3,11,12]), где $n(x)$ и $p(x)$ — концентрации электронов и дырок, в n_e и p_e — их равновесные значения. Хорошо известно отрицательное свойство собственных фоторезисторов с вытягивающими контактами: насыщение усиления [3,4,11,12]. Оно состоит в том, что при увеличении E значение G сначала растет, а затем, когда оказывается $t_n < \tau_n$ и $t_p < \tau_p$, перестает зависеть от E еще тогда, когда полевой разогрев носителей несущественен.

О возможности подавления этого отрицательного эффекта в пороговых собственных фоторезисторах с примесной рекомбинацией носителей за счет увеличения концентрации атомов рекомбинационной примеси N ранее нами сообщалось в трудах международного симпозиума (США) [13]. В данной работе приводится краткое математическое обоснование такой возможности.

Пусть рекомбинационная примесь является акцептороной и находится в нейтральном и минус-однозарядном состояниях с концентрациями атомов N_0 и $N_- = N - N_0$. Нейтральные атомы захватывают электроны с вероятностью w_n и термически генерируют дырки, а заряженные — дырки с вероятностью w_p и термически генерируют электроны, что отвечает одному рекомбинационному уровню [14–16], который часто оказывается доминирующим [5–8,17,18]. Пусть имеются также мелкие, полностью ионизованные доноры с концентрацией N_D . В рассматриваемых условиях справедливо соотношение [19–21]:

$$N = n_t \frac{1 + \delta}{2\delta^2} f(\delta), \quad (1)$$

где

$$\delta = \frac{N^e}{N_0^e}, \quad f(\delta) = B + A\delta - \delta^2, \quad A = 2\frac{N_D}{n_t}, \quad B = 4\frac{p_t}{n_t}, \quad (2)$$

N^e и N_0^e — равновесные концентрации заряженных и нейтральных центров рекомбинации, n_t и p_t — равновесные концентрации электронов и дырок при совпадении энергий уровня Ферми и рекомбинационного уровня.

Как пороговые фотоприемники фоторезисторы работают при очень слабых засветках. Поэтому при вычислении G корректно обычное в теории пороговых фотоприемников [3,4,22,23] линейное по g приближение. В рассматриваемых условиях из выражений для электронной

$$\Delta I_n = q\mu_n \left(E\Delta n + n_e\Delta E \right) + qD_n \frac{d\Delta n}{dx} \quad (3)$$

и дырочной

$$\Delta I_p = I_{ph} - \Delta I_n = q\mu_p \left(E\Delta p + p_e\Delta E \right) - qD_p \frac{d\Delta p}{dx} \quad (4)$$

составляющих I_{ph} следует, что при заданном напряжении на фоторезисторе

$$I_{ph} = q \left(\vartheta_n \langle \Delta n \rangle + \vartheta_p \langle \Delta p \rangle \right), \quad (5)$$

где $\Delta E(x)$ — отклонение электрического поля от его значения E при отсутствии засветки, D_n и D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок, а

$$\langle \Delta n \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W \Delta n(x) dx, \quad \langle \Delta p \rangle = \frac{1}{W} \int_0^W \Delta p(x) dx. \quad (6)$$

Из линеаризованных соотношений для скоростей рекомбинации-генерации электронов R_n и дырок R_p [16,21], условия стационарности $R_n = R_p$, уравнений непрерывности электронного и дырочного токов, линеаризованного уравнения Пуассона [21] и выражений (3),

(4) можно получить уравнение (4-го порядка) для распределения $\Delta n(x)$. Как правило, справедливо следующее неравенство

$$\frac{\varepsilon w_n}{4\pi q \mu_n} \ll \min\{1, \delta\}, \quad (7)$$

где ε — диэлектрическая постоянная, которое, в частности при $n, p \ll N$, можно интерпретировать как условие экранирования объемного заряда примесными центрами [5,7,8]. Неравенство (7) позволяет свести это уравнение к привычному (по форме) в теории фоторезисторов уравнению 2-го порядка

$$D \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu E \frac{d \Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} + g = 0, \quad (8)$$

в котором

$$\frac{1}{\tau_n} = w_p n_t \frac{f(\delta)}{2\delta^2} \frac{\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3}{\theta f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)}, \quad \theta = \frac{w_p}{w_n}, \quad (9)$$

амбиполярная подвижность носителей

$$\mu = \frac{B\tau_n - \delta^2\tau_p}{(B + b\delta^2)\tau_n} \mu_n, \quad (10)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = w_p n_t \frac{f(\delta)}{2\delta} \frac{\delta A + (2 + \delta)B + \delta^3}{B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2}, \quad (11)$$

биполярный коэффициент диффузии носителей

$$D = \frac{(B\tau_n + \delta^2\tau_p)D_n + \varkappa \varepsilon (4\pi q)^{-1} w_p \tau_n \tau_p E^2}{(B + b\delta^2)\tau_n}, \quad (12)$$

$$\varkappa = (1 + \delta)f(\delta) \left[\frac{\delta}{\theta f(\delta) + (1 + \delta)(\theta B + \delta)} + \frac{B}{B + (A + \theta B)\delta + (\theta B + \delta)\delta^2} \right], \quad (13)$$

а в выражениях для R_n и R_p [21] пренебречь членами с производной от ΔE по x и поэтому записать, что $\tau_n \Delta p(x) = \tau_p \Delta n(x)$. Из решения уравнения (8) и соотношений (5), (6) следует, что в рассматриваемых условиях

$$G = \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \left\{ 1 - 4 \frac{L}{W} \sqrt{\left(\frac{l}{2L} \right)^2 + 1} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{W}{2L_1} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{W}{2L_2} \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{W}{2L_1} + \frac{W}{2L_2} \right)} \right\}, \quad (14)$$

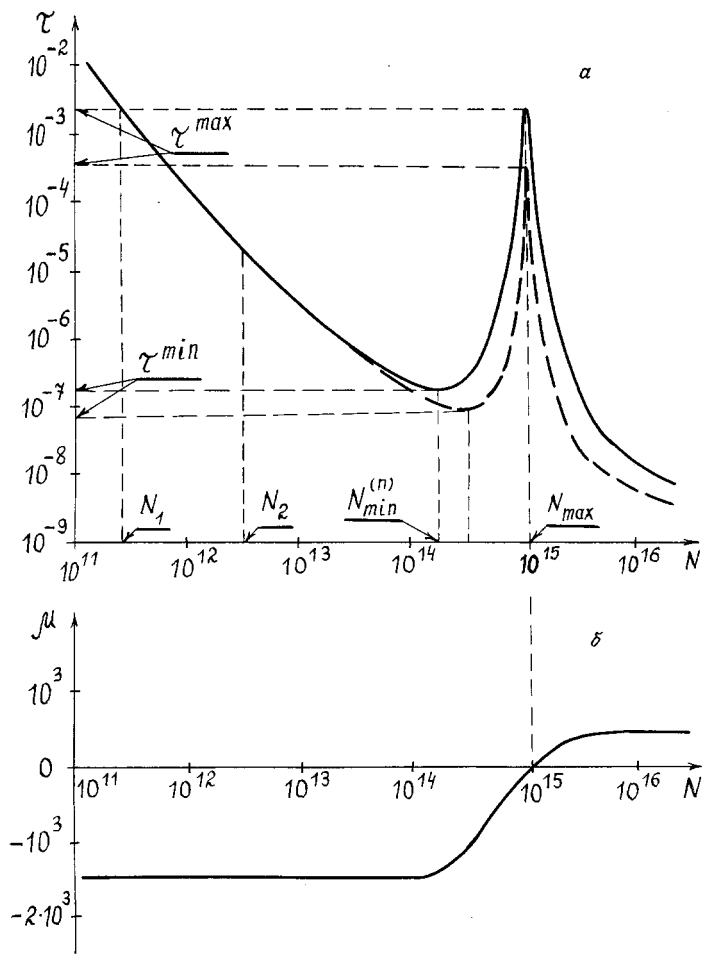


Рис. 1. Зависимость времен жизни электронов τ_n (—) и дырок τ_p (---), с (а) и амбиполяриной подвижности носителей μ , $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (б) от концентрации рекомбинационных центров N , cm^{-3} , при комнатной температуре. Для определенности взят кремний. Принято: $\mu_n = 1500$, $\mu_p = 450$, собственная концентрация носителей $n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $w_n = 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\theta = 10^2$ [8,17,18,22]; $n_i/n_t = 10^2$; $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

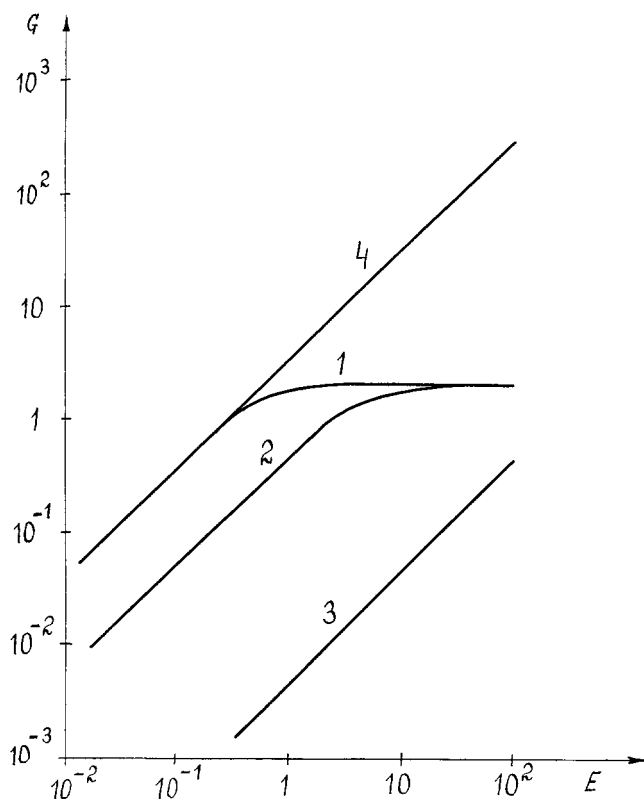


Рис. 2. Зависимость коэффициента фотоэлектрического усиления G от напряженности электрического поля E , В/см, при комнатной температуре. Для определенности взят кремний. 1 — $N = N_1$, 2 — $N = N_2$, 3 — $N = N_{\min}$, 4 — $N = N_{\max} \cong N_D$ (рис. 1, а). Принято: $\mu_n = 1500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $\mu_p = 450 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, собственная концентрация носителей $n_i = 1.45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $w_n = 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\theta = 10^2$ [8,17,18,22]; $n_i/n_t = 10^2$; $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $W = 10^{-1} \text{ см}$.

где $l = \mu\tau_n E$ и $L = \sqrt{D\tau_n}$ — биполярные дрейфовая и диффузионная длины носителей, а их обратные биполярные диффузионно-дрейфовые длины

$$\frac{1}{L_{1,2}} = \mp \frac{l}{2L^2} + \sqrt{\left(\frac{l}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}. \quad (15)$$

Соотношения (1), (2), (9)–(15) определяют в параметрической форме зависимость $G(N)$. Времена жизни τ_n и τ_p могут быть сильно немонотонными функциями N [20,21,23,24] (рис. 1, а). Это имеет место при [20,21]:

$$\xi_1 \equiv \frac{1}{\sqrt{A}} \ll 1, \quad \xi_2 \equiv \frac{\sqrt{B}}{A} \ll 1, \quad \xi_3 \equiv \frac{3}{\theta B} \ll 1, \quad \xi_4 \equiv \frac{4B}{A^2} \ll 1. \quad (16)$$

Анализ выражений (1), (2), (9)–(11) показывает, что μ обращается в нуль при некотором значении N (рис. 1, б), если выполняются неравенства (16). Существенно, что оно совпадает со значением N , в нулевом порядке по малым параметрам (16) равным N_D [20,21], при котором $\tau_n = \tau_n^{\max}$, $\tau_p = \tau_p^{\max}$ (рис. 1, а). Поэтому, как следует из (14), максимальный коэффициент усиления G_{\max} достигается не при малых $N \ll N_D$, как казалось бы, а при $N = N_D$, причем, в отличие от случая $N \ll N_D$, $G_{\max} \sim E$ (рис. 2) вплоть до особо больших полей E , когда за счет зависимости $D(E)$, обусловленной фотовозбуждением объемного, хотя и малого, заряда, может нарушиться неравенство $L < W$. Но для выяснения реальности такой ситуации требуется отдельный анализ.

Мы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку тематики данной работы (грант № 96-02-17196).

Список литературы

- [1] Downey P.M., Martin R.J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 4. P. 396–398.
- [2] Loepfe R., Schaelin A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 25. P. 2130–2132.
- [3] Фотоприемники видимого и ИК диапазонов / Под ред. Р.Дж. Киеса. М.: Радио и связь, 1985. 326 с.

- [4] *Rogalski A. et al.* Infrared photon detectors. Bellingham, Washington USA: SPIE Optical Engineering Press, 1995. 644 p.
- [5] *Роуз А.* Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966. 192 с.
- [6] *Бьюб Р.* Фотопроводимость твердых тел. М.: Иностран. лит. 1962. 558 с.
- [7] *Рыбкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
- [8] *Милян А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
- [9] *Smith D.L.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 6. P. 1663–1669.
- [10] *Shacham-Diamand Y.J., Kidron I.* // Infr. Phys. 1981. V. 21. P. 105–115.
- [11] *Smith D.L., Lo F.K., Genova J.D.* // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 21. N 1. P. 259–262.
- [12] *Elliott C.T.* // In: Handbook on Semiconductors / Ed. by C. Hilsum. Amsterdam: North—Holland, 1982. V. 4. P. 727–798.
- [13] *Другова А.А., Холоднов В.А.* // Proceed. of International Semicond. Device Research Symp. Charlottesville. USA. 1995. V. 1. P. 197–200.
- [14] *Hall R.N.* // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 2. P. 387.
- [15] *Shockley W., Read W.T.* // Phys. Rev. 1952. V. 87. N 5. P. 835–842.
- [16] *Осипов В.В., Холоднов В.А.* // ФТП. 1970. Т. 4. № 12. С. 2241–2252.
- [17] *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [18] *Блекмор Дж.* Физика твердого тела. М.: Мир, 1988. 608 с.
- [19] *Холоднов В.А.* К теории инжекционных явлений в компенсированных полупроводниках. Дис. на соиск. канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1973. 158 с.
- [20] *Другова А.А., Холоднов В.А.* // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. N 6. P. 1247–1252.
- [21] *Холоднов В.А.* // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011–1025.
- [22] *Техника оптической связи. Фотоприемники* / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 528 с.
- [23] *Холоднов В.А.* Теория пороговых полупроводниковых фотоприемников с внутренним усилением. Дис. на соиск. докт. физ.-мат. наук. М.: НИИ прикладной физики НПО "Орион", 1990. 362 с.
- [24] *Другова А.А., Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 1. С. 23–27.