

01;06

## Характер зависимости времен жизни электронов и дырок от концентрации основной рекомбинационной примеси при наличии побочных центров захвата носителей

© В.А. Холоднов, П.С. Серебренников

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

Поступило в Редакцию 30 июля 1997 г.

Показано, что эффект сильного роста времен жизни носителей с ростом в некотором диапазоне значений концентрации рекомбинационной примеси может реализоваться и при наличии побочной (фоновой) глубокой примеси. Могут возникнуть даже два максимума.

В работах [1–3] теоретически показано, что при примесной рекомбинации неравновесных носителей в полупроводниках [4–7] времена жизни как электронов  $\tau_n$ , так и дырок  $\tau_p$  могут возрастать на несколько порядков при увеличении концентрации рекомбинационных центров  $N$ . Существенно, что положение максимумов функций  $\tau_n(N)$  и  $\tau_p(N)$  совпадает со значением  $N$ , при котором амбиполярная подвижность носителей обращается в ноль, о чем впервые сообщалось в трудах симпозиума [8]. Вследствие этого даже при сильной рекомбинации носителей на токовых контактах устраняется [9] известное отрицательное свойство собственной фотопроводимости полупроводника [10–12] — насыщение фотоэлектрического усиления с ростом напряженности электрического поля  $E$ .

Эти результаты получены в простейшей модели, когда имеются мелкие, полностью ионизованные доноры с концентрацией  $N_D$  и минусодозарядные и нейтральные глубокие акцепторы с концентрациями  $N_-$  и  $N_0 = N - N_-$  (одноуровневое приближение). На участках роста времен жизни [2,3]  $\sigma \equiv N_-^e / N_0^e \gg 1$ , где  $N_-^e$  и  $N_0^e$  — соответствующие равновесные концентрации. Это неравенство означает, что может

оказаться существенным захват электронов заряженными центрами, что в [1–3] не учитывалось. Такой учет проведен в [13], где в приближении двухуровневой рекомбинационной примеси показано, что зависимости  $\tau_n(N)$  и  $\tau_p(N)$ , как и для одноуровневой задачи [1–3], могут иметь участок гигантского роста. По той же причине может оказаться существенным захват электронов побочной (фоновой) примесью. Поэтому актуально выяснить, могут ли быть функции  $\tau_n(N)$  и  $\tau_p(N)$  сильно не-монотонными при наличии побочных центров захвата, чему и посвящено данное сообщение. Рассмотрено, как и в [1–3,13], слабое отклонение от равновесного состояния, что реализуется, например, при регистрации на основе полупроводников слабого оптического излучения. В отличие от работ [1–3] считается, что есть еще одна (побочная) глубокая примесь, допустим акцепторная, которая может находиться в тех же зарядовых состояниях, что и основная, и имеет концентрацию  $\tilde{N} \ll N_D$  (параметры побочной примеси обозначаются верхним знаком  $\sim$ ).

Пусть неравновесные электроны и дырки с концентрациями  $\Delta n = n - n_e$  и  $\Delta p = p - p_e$  возникают либо за счет межзонной генерации, либо за счет инжекции из контактов ( $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок, а  $n_e$  и  $p_e$  — их равновесные значения). Нейтральные атомы основной и побочной примесей захватывают электроны с вероятностями  $w_n$  и  $\tilde{w}_n$ , а также термически генерируют дырки; заряженные центры захватывают дырки с вероятностями  $w_p$  и  $\tilde{w}_p$ , а также термически генерируют электроны. Поэтому скорости рекомбинации электронов  $R_n = \mathcal{R}_n + \tilde{\mathcal{R}}_n$  и дырок  $R_p = \mathcal{R}_p + \tilde{\mathcal{R}}_p$  состоят из соответствующих парциальных составляющих

$$\mathcal{R}_n = w_n n N_0 - w_n \delta^{-1} n_e N_-, \quad \tilde{\mathcal{R}}_n = \tilde{w}_n n \tilde{N}_0 - \tilde{w}_n \tilde{\delta}^{-1} n_e \tilde{N}_-, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_p = w_p p N_- - w_p \delta p_e N_0, \quad \tilde{\mathcal{R}}_p = w_p p \tilde{N}_- - w_p \tilde{\delta} p_e \tilde{N}_0, \quad (2)$$

где  $\tilde{\delta} = \tilde{N}_-^e / \tilde{N}_0^e = \delta \cdot (n_t / \tilde{n}) = \delta \cdot (\tilde{p}_t / p_t)$ ;  $n_t$ ,  $p_t$  и  $\tilde{n}_t$ ,  $\tilde{p}_t$  — равновесные концентрации носителей при совпадении энергий уровня Ферми  $\mathcal{E}_F$  и соответствующего глубокого уровня  $\mathcal{E}_t$  или  $\tilde{\mathcal{E}}_t$ . В стационарном случае

$$\mathcal{R}_n = \mathcal{R}_p, \quad \tilde{\mathcal{R}}_n = \tilde{\mathcal{R}}_p. \quad (3)$$

Следуя работам [2,3,13], запишем, что

$$N = \frac{n_t(1 + \delta)}{2\delta^2} \left( 4 \frac{p_t}{n_t} + 2 \frac{N_D}{n_t} \delta - \delta^2 \right) - \frac{\tilde{\delta}(1 + \delta)}{\delta(1 + \tilde{\delta})} \tilde{N}. \quad (4)$$

При малых отклонениях концентраций носителей и их центров захвата от равновесных значений можно произвести линеаризацию соотношений (1), (2) относительно этих отклонений. Тогда, учитывая уравнение Пуассона, аналогично работам [3,13] получим, что

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \operatorname{div}(\Delta E), \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} + a_p \operatorname{div}(\Delta E), \quad (5)$$

где

$$\frac{1}{\tau_n(\delta)} = \frac{\delta n_t}{2} \left[ w_n \left( x_1 - \frac{x_2}{\delta} \right) + \tilde{w}_n \left( x_3 - \frac{x_4}{\tilde{\delta}} \right) \right] + \frac{w_n N}{1 + \delta} + \frac{\tilde{w}_n \tilde{N}}{1 + \tilde{\delta}}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{\tau_p(\delta)} = \frac{2p_t}{\delta x_5} \left[ w_p (x_2 - \delta x_1) + \tilde{w}_p (x_4 - \delta x_3) \right] + \frac{w_p \delta N}{1 + \delta} + \frac{\tilde{w}_p \tilde{\delta} \tilde{N}}{1 + \tilde{\delta}}, \quad (7)$$

зависимости  $x_1, x_2, x_3, x_4$  и  $x_5$  от  $\delta$  определяются системой уравнений

$$x_1 + x_2 = x_3 + x_4 = 0, \quad x_5 - x_2 - x_4 = 1, \quad (8)$$

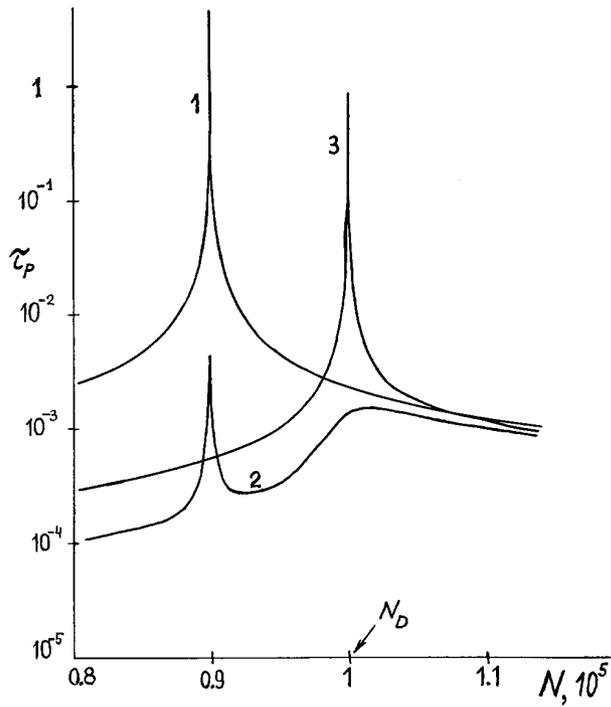
$$\left( \frac{w_n n_t}{2} + \frac{2w_p p_t}{\delta} \right) (\delta x_1 - x_2) = \frac{N}{1 + \delta} (\delta w_p x_5 - w_n), \quad (9)$$

$$\left( \frac{\tilde{w}_n \tilde{n}_t}{2} + \frac{2\tilde{w}_p \tilde{p}_t}{\tilde{\delta}} \right) (\delta x_3 - x_4) = \frac{\tilde{N}}{1 + \tilde{\delta}} (\tilde{\delta} \tilde{w}_p x_5 - \tilde{w}_n), \quad (10)$$

$a_n(\delta)$  и  $a_p(\delta)$  — некоторые коэффициенты,  $\Delta E$  — изменение напряженности электрического поля за счет отклонения  $n, p, N_0, N_-, \tilde{N}_0$  и  $\tilde{N}_-$  от своих равновесных значений. Как и в [2,3,13], за  $\tau_n$  и  $\tau_p$  мы сохраняем терминологию времен жизни и при нарушении квазинейтральности.

Соотношения (4), (6)–(10) позволяют с помощью компьютера легко определить характер зависимостей  $\tau_p(N)$  и  $\tau_n(N)$ . Нами рассмотрен также случай побочной донорной глубокой примеси. Зависимости  $\tau_p(N)$  для обоих случаев показаны на рис. 1 и 2. Видно, что функция  $\tau_p(N)$  и при наличии побочных центров захвата может быть сильно немонотонной. В отличие от задачи с одной глубокой примесью [1–3] значение  $N = N_{\max}$  в максимуме может заметно отличаться от  $N_D$ . Могут быть даже два максимума, хотя при этом уменьшается их величина  $\tau_p^{\max}$ . Кратко поясним результаты расчета.

Рост  $\tau_p$  при увеличении  $N$  обусловлен более быстрым по сравнению с  $N_-^e$  увеличением концентрации неравновесных нейтральных

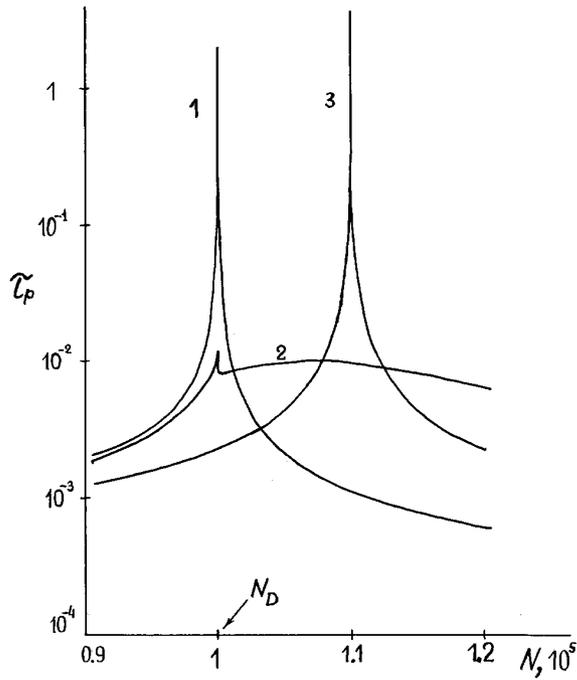


**Рис. 1.** Зависимость времени жизни дырок  $\tau_p$  от концентрации основной рекомбинационной примеси  $N$  при наличии побочной рекомбинационной примеси акцепторного типа: 1 —  $\tilde{n}_t/n_t = 10^{-1}$ , 2 —  $\tilde{n}_t/n_t = 10^3$ , 3 —  $\tilde{n}_t/n_t = 10^9$ . Принято:  $n_t = 10^{-4}n_i$ ,  $N_D = 10^5 n_i$ , концентрация побочной примеси  $\tilde{N} = 10^{-1}N_D$ ,  $w_p/w_n = 10^2$ ,  $w_p = \tilde{w}_p$ ,  $w_n = \tilde{w}_n$ . Время жизни измерено в единицах  $1/(n_i w_p)$ ,  $N$  — в единицах  $n_i$ ,  $n_i$  — собственная концентрация носителей.

атомов основной глубокой примеси  $\Delta N_0$ , термически генерирующих дырки [2,3]. Из физики роста  $\tau_p$  [2,3] следует, что в точке максимума можно записать

$$N_D + \tilde{N}_+^e(N) = N + \tilde{N}_-^e(N), \quad (11)$$

где  $\tilde{N}_+^e$  — концентрация равновесных заряженных атомов побочной донорной примеси. Если  $\tilde{n}_t/n_t$  примерно меньше порядка, то при



**Рис. 2.** Зависимость времени жизни дырок  $\tau_p$  от концентрации основной рекомбинационной примеси  $N$  при наличии побочной рекомбинационной примеси донорного типа, которая может находиться в нейтральном и плюс-однозарядном состояниях. Заряженные атомы побочной примеси захватывают электроны с вероятностью  $\tilde{w}_n$  и термически генерируют дырки, а нейтральные атомы захватывают дырки с вероятностью  $\tilde{w}_p$  и термически генерируют электроны: 1 —  $\tilde{n}_t/n_t = 10^{-1}$ , 2 —  $\tilde{n}_t/n_t = 50$ , 3 —  $\tilde{n}_t/n_t = 10^9$ . Принято:  $n_t = 10^{-4}n_i$ ,  $N_D = 10^5 n_i$ , концентрация побочной примеси  $\tilde{N} = 10^{-1}N_D$ ,  $w_p/w_n = 10^2$ ,  $w_p/\tilde{w}_p = 10^2$ ,  $w_p = \tilde{w}_n$ . Время жизни измерено в единицах  $1/(n_i w_p)$ ,  $N$  — в единицах  $n_i$ ,  $n_i$  — собственная концентрация носителей.

$N = N_{\max}$  всегда  $\mathcal{E}_F > \tilde{\mathcal{E}}_t$ . Поэтому при акцепторной побочной примеси (ситуация "а")  $N_{\max} = N_D - \tilde{N} \equiv N_1$ , а при донорной (ситуация "д")  $N_{\max} = N_D$  (кривая 1). Если же  $\tilde{n}_t$  очень велико, то при  $N = N_{\max}$  всегда  $\mathcal{E}_F < \tilde{\mathcal{E}}_t$ . Поэтому  $N_{\max} = N_D$  в ситуации "а" и  $N_{\max} = N_D + \tilde{N} \equiv N_2$  в ситуации "д" (кривая 3).

При промежуточных значениях  $\tilde{n}_t$  (кривая 2) в точке 1-го максимума  $\mathcal{E}_F > \tilde{\mathcal{E}}_t$ , а в точке 2-го  $\mathcal{E}_F < \tilde{\mathcal{E}}_t$ . Поэтому  $N_{\max}^{(1)} = N_1$ ,  $N_{\max}^{(2)} = N_D$  в ситуации "а" и  $N_{\max}^{(1)} = N_D$ ,  $N_{\max}^{(2)} = N_2$  в ситуации "д". Уменьшение  $\tau_p^{\max}$  обусловлено тем, что опускание  $\mathcal{E}_F$  ниже  $\tilde{\mathcal{E}}_t$  вызывает интенсивный захват неравновесных электронов на побочный уровень и тем самым ослабление роста совокупной (основной плюс побочной) концентрации неравновесных центров тепловой генерации дырок. Последнее не происходит при очень больших значениях  $\tilde{n}_t$  из-за малой вероятности термической генерации дырок в этом случае.

Картина, аналогичная изображенной на рис. 1 и 2, имеет место и для зависимости  $\tau_n(N)$ .

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

## Список литературы

- [1] Другова А.А., Холоднов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 1. С. 23–27.
- [2] Другова А.А., Kholodnov V.A. // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. N 6. P. 1247–1252.
- [3] Холоднов В.А. // ФТП. 1996. Т. 30. N 6. С. 1011–1025.
- [4] Блекмор Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [5] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
- [6] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [7] Блейкмор Дж. Физика твердого тела. М.: Мир, 1988. 608 с.
- [8] Другова А.А., Kholodnov V.A. // Proceed. of International Semicond. Device Research Symp. Charlottesville. USA. 1995. V. 1. P. 197–200.
- [9] Холоднов В.А., Другова А.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 2. С. 80–87.
- [10] Chachat-Diamandy J., Kidron I. // Infr. Phys. 1981. V. 21. N 2. P. 105–115.
- [11] Beneking H. // IEEE Trans. on Elec. Devic. 1982. V. ED-29. N 9. P. 1420–1430.
- [12] Rogalski A. with contrib. by Kimata M., Kocherov V.F., Piotrovski J., Sizov F.F., Taubkin I.I., Tubouchi N., Zaletaev N.B. Infrared photon detectors. Bellingham-Washington USA: SPIE Optical Engineering Press, 1995. 644 p.
- [13] Холоднов В.А., Серебrenников П.С. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 7. С. 39–45.