

## МЕЖПРИМЕСНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ ДЫРОК ЧЕРЕЗ $A^+$ -СОСТОЯНИЯ В СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННОМ $p$ -Si

Ждан А. Г., Мельников А. П., Рыльков В. В.

Исследована кинетика примесной фотопроводимости (ПФП) образцов Si <B> с концентрацией бора  $N_a = (1 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и степенью компенсации  $K < 10^{-3}$ . Измерения ПФП проводились в области температур  $4.2 \div 18 \text{ К}$  при слабой фоновой подсветке полупроводника. Обнаружено, что в образцах Si <B> с  $N_a \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  нейтральные атомы бора играют роль как уровней прилипания, так и уровней непрямо́й рекомбинации; последняя доминирует в области температур  $4.2 \div 5 \text{ К}$ . В результате на кривых релаксации ПФП при  $T < 6 \text{ К}$  возникает область быстрого спада, амплитуда которого растет с понижением температуры. По величине постоянной времени медленной релаксации ПФП определены коэффициенты непрямо́й рекомбинации дырок через примесные  $A^+$ -состояния нейтральных атомов бора, а по соотношению амплитуд быстрой и медленной составляющих релаксации ПФП найдено отношение подвижностей дырок в валентной и примесной зонах.

При описании кинетики примесной фотопроводимости (ПФП) полупроводников, содержащих мелкие уровни прилипания, принято считать [1], что спад ПФП описывается экспоненциальным законом с постоянной времени (рассматривается дырочный полупроводник)

$$\tau_{rl} = \tau \left[ 1 + \frac{M}{N_v} \exp \left( -\frac{\epsilon}{kT} \right) \right], \quad (1)$$

где  $\tau$  — стационарное время жизни фотодырок,  $M$ ,  $\epsilon$  — концентрация и глубина уровней прилипания,  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Исследования кинетики ПФП, проведенные на  $p$ -Si с концентрацией бора  $N_a = (1 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и степенью компенсации  $K < 10^{-3}$ , показали, что в области температур  $7 \div 18 \text{ К}$  кинетика ПФП хорошо описывается соотношением (1) и что в качестве «быстрых» уровней прилипания выступают нейтральные акцепторы, образующие в результате захвата фотодырок  $A^+$ -центры [2].

В настоящей работе было обнаружено, что при понижении температуры измерений (вплоть до  $4.2 \text{ К}$ ) на кривых релаксации ПФП Si <B> с  $N_a \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  возникает область быстрого спада, амплитуда которого растет с понижением  $T$ , а зависимость  $\tau_{rl}(T)$ , следующая из (1), нарушается. Далее приводятся соответствующие экспериментальные данные, которые анализируются на основе уравнений кинетики ПФП, учитывающих непрямо́й канал рекомбинации дырок через примесные  $A^+$ -состояния, на возможность существования которого было указано в [3].

Из рис. 1, 2 видно, что четкая область быстрого спада фототока, а также особенности зависимости  $\tau_{rl}(T)$  проявляются в образцах с  $N_a \geq 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Наклоны линейных участков зависимостей  $\ln(\tau_{rl} T^{3/2} / J_s) - 1/T$  ( $J_s$  — стационарный фототок) для этих образцов заметно больше, чем для образца 1 с  $N_a = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (рис. 3). Поскольку  $\ln(\tau_{rl} T^{3/2} / J_s) = \text{const} + \ln(\tau_{rl} T^{3/2} / \tau) \cdot [2]$ , учитывая (1), можно заключить, что увеличение наклона графиков рис. 3 с возрастанием  $N_a$  связано с ростом глубины уровней прилипания  $\epsilon$ . Существенно заметить, что значение  $\epsilon = 1.75 \text{ мэВ}$  для образца 1 (рис. 3) близко к величине

энергии связи дырки в изолированном  $A^+$ -центре атома бора [4]. Наблюдаемый на кривых 2, 3 (рис. 3) с понижением температуры переход от линейной зависимости  $\ln(\tau_{r1} T^{3/2}/J_s) - 1/T$  к сублинейной указывает на несправедливость

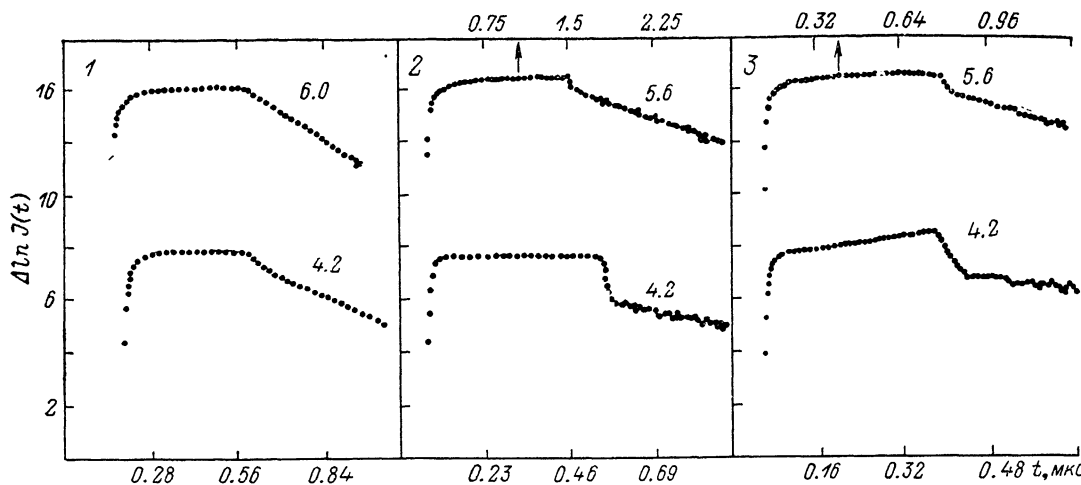


Рис. 1. Кинетика релаксации ПФП  $J(t)$  в кремнии, легированном бором, при различных температурах.

$N_d \cdot 10^{-16}$ , см $^{-3}$ : 1 — 1.3, 2 — 4.5, 3 — 7.1;  $N_B \cdot 10^{-12}$ , см $^{-3}$ : 1 — 2.9, 2 — 1.04, 3 — 2.2. Номера образцов указаны в левом верхнем углу рисунка. Цифры у кривых —  $T$ , К.

соотношения (1) в области низких температур ( $T < 7$  К). Следовательно, при  $T < 7$  К нейтральные акцепторы нельзя рассматривать как центры прилипания. На рис. 3 на примере образца 2 показана также слабая зависимость

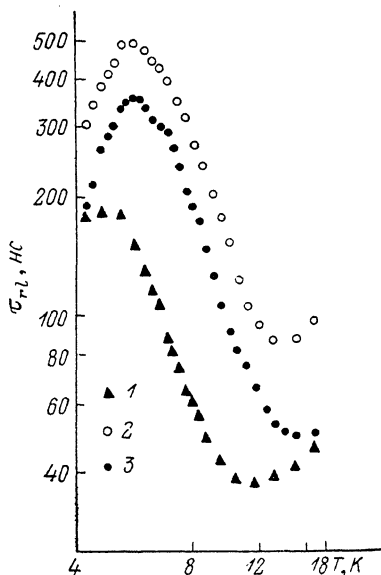


Рис. 2. Температурные зависимости времени релаксации ПФП для образцов 1—3 (см. рис. 1) в различных электрических полях.

$\mathcal{E}$ , В/см: 1 — 19, 2 — 50, 3 — 75.

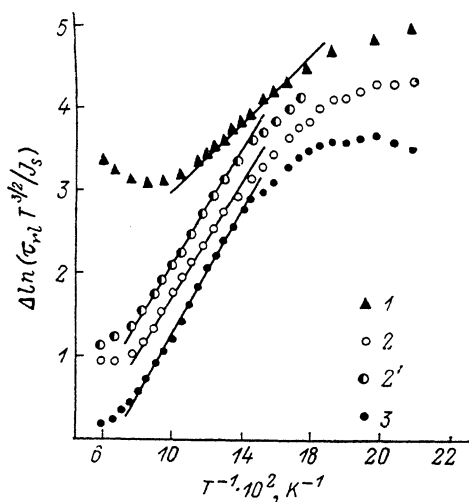


Рис. 3. Зависимости  $\ln(\tau_{r1} T^{3/2}/J_s) - 1/T$  для образцов 1—3 (см. рис. 1).

Кривая 2' (образец 2) получена при  $\mathcal{E} = 10$  В/см. Глубина уровней прилипания  $\epsilon$ , определенная по наклону линейных участков этих зависимостей, мэВ: 1 — 1.75, 2, 2' — 3.0, 3 — 3.3.

результатов измерений от приложенного к образцам электрического поля  $\mathcal{E}$ : температура перехода от линейного участка к сублинейному участку зависимости  $\ln(\tau_{r1} T^{3/2}/J_s) - 1/T$  и значение  $\epsilon$  практически не изменяются при увеличении поля в 5 раз. Тем не менее конкретные значения в каждом эксперименте

выбирались предельно низкими, допускаемыми чувствительностью измерительной установки [5].

Рассмотренные факты качественно коррелируют с развивавшимися в [2] представлениями о делокализации уровней прилипания ( $A^+$ -состояний) по мере увеличения  $N_a$ . Действительно, согласно [2, 4], делокализация  $A^+$ -состояний сопровождается увеличением  $\epsilon$ . С другой стороны, увеличение перекрытия волновых функций соседних состояний с ростом  $N_a$  облегчает перемещение дырок по этим состояниям к притягивающим  $A^-$ -центрам, что создает дополнительный канал рекомбинации — непрямой сток дырок на отрицательно заряженные акцепторы [3]. В результате отношение интенсивностей тепловой генерации дырок с  $A^+$ -состояний и оптической — с нейтральных центров уменьшается и при выключении фотовозбуждения на кривой релаксации ПФП возникает область быстрого спада, амплитуда которого с понижением температуры становится все больше за счет прогрессивного уменьшения термоактивационного потока дырок с  $A^+$ -состояний.

Уравнения кинетики ПФП с учетом наличия канала непрямой рекомбинации имеют вид

$$\begin{aligned} dp/dt &= G + p_t \alpha^0 p_1 - p \alpha^- (N_d + p + p_t) - p \alpha^0 N_a^0, \\ dp_t/dt &= p \alpha^0 N_a^0 - p_t \alpha^0 p_1 - p_t (N_d + p + p_t) \alpha_n, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $p$  — концентрация фотодырок,  $G$  — темп их оптической генерации,  $p_t$  — концентрация дырок, захваченных на нейтральные акцепторы,  $\alpha^0$ ,  $\alpha^-$  — коэффициенты захвата дырок на нейтральные и отрицательно заряженные акцепторы соответственно,  $N_d$  — концентрация компенсирующих доноров, равная концентрации отрицательно заряженных акцепторов,  $N_a^0 = N_a - N_d - p - 2p_t$  — концентрация нейтральных акцепторов ( $N_a^0 \simeq N_a$  вследствие малой степени компенсации полупроводника),  $\alpha_n$  — коэффициент непрямой рекомбинации,  $p_1 = N_a \exp(-\epsilon/kT)$ .

При низких уровнях фотовозбуждения ( $N_d \gg p + p_t$ ) решение системы уравнений (2) суть

$$\begin{aligned} p(t) &= P_1 \exp(-t/\tau_{rr}) + P_2 \exp(-t/\tau_{rl}), \\ p_t(t) &= P_{t1} \exp(-t/\tau_{rr}) + P_{t2} \exp(-t/\tau_{rl}), \\ (\tau_{rr}, i)^{-1} &= \frac{\alpha^- N_d + \alpha^0 N_a + \alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d}{2} \pm \\ &\pm \left[ \frac{(\alpha^- N_d + \alpha^0 N_a + \alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d)^2}{4} - \alpha^- N_d (\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d) - \alpha^0 N_a \alpha_n N_d \right]^{1/2}, \\ P_1 &= \frac{p_0 [N_d \alpha^- + N_a \alpha^0 - (\tau_{rl})^{-1}] - p_{t0} \alpha^0 p_1}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}, \\ P_2 &= \frac{p_0 [(\tau_{rr})^{-1} - N_d \alpha^- - N_a \alpha^0] + p_{t0} \alpha^0 p_1}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}, \\ P_{t1} &= \frac{p_{t0} [\alpha^0 p_1 + N_d \alpha_n - (\tau_{rl})^{-1}] - p_{t0} \alpha^0 N_a}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}, \\ P_{t2} &= \frac{p_0 \alpha^0 N_a - p_{t0} [\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d - (\tau_{rr})^{-1}]}{(\tau_{rr})^{-1} - (\tau_{rl})^{-1}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $p_0$ ,  $p_{t0}$  — начальные значения концентраций свободных и захваченных дырок:

$$\begin{aligned} p_0 &= G \left( \alpha^- N_d + \frac{\alpha^0 N_a \alpha_n N_d}{\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d} \right)^{-1}, \\ p_{t0} &= p_0 \frac{\alpha^0 N_a}{\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d}. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражения для постоянных времени спада ПФП («быстрого» —  $\tau_{rr}$  и «медленного» —  $\tau_{rl}$ ) можно упростить, если учесть, что скорость захвата дырок на нейтральные акцепторы ( $\alpha^0 N_a$ ) существенно превышает скорость их захвата на заряженные ( $\alpha^- N_d$ ). Об этом свидетельствуют, в частности, данные, представленные на рис. 1—3: в области температур 8–18 К кинетика ПФП практически следует экспоненциальному закону с единственной постоянной времени  $\tau_{rl}$ ,

а зависимость  $\tau_{rl}(T)$  описывается выражением (1). Разумно также полагать, что тепловая скорость свободных дырок превышает скорость их движения по  $A^+$ -состояниям в направлении к  $A^-$ -центрам, т. е.  $\alpha_n < \alpha^-$ . При этом

$$\tau_{rr} = (\alpha^0 N_a + \alpha^0 p_1)^{-1},$$

$$\tau_{rl} = \tau \left( 1 + \frac{\alpha^0 N_a}{\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где  $\tau \equiv p_0/G = [\alpha^- N_a + \alpha^0 N_a \alpha_n N_d / (\alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d)]^{-1}$  — стационарное время жизни фотодырок. Отсюда явствует, что при  $\alpha^0 p_1 \gg \alpha_n N_d$  нейтральные центры будут наблюдательно проявляться как быстрые уровни прилипания, поскольку  $P_1/P_2 = N_a (\alpha^0 N_a \alpha_n N_d + \alpha^- N_d \alpha^0 p_1) / p_1 (\alpha^0 N_a + \alpha^0 p_1)^2 \ll 1$ , и выражение для  $\tau_{rl}$  совпадает по форме с (1).

Если скорость теплового выброса дырок с уровней прилипания  $\alpha^0 p_1$  станет меньше или порядка скорости не прямой рекомбинации  $\alpha_n N_d$ , возникнет иная ситуация: отношение  $P_1/P_2 \simeq \alpha_n N_d / \alpha^0 p_1$  и на кривой кинетики релаксации ПФП должна проявиться область быстрого спада, амплитуда которого будет возрастать с уменьшением температуры. При этом на температурной зависимости  $\tau_{rl}(T) \simeq \alpha^0 N_n / (\alpha N_d \alpha^0 p_1 + \alpha_n N_d \alpha^0 N_n)$  возникнет область насыщения, которая с понижением температуры перейдет в область спада  $\tau_{rl}(T) \simeq [\alpha_n(T) N_d]^{-1}$ . Это подтверждается данными рис. 2; температура перехода от насыщения к спаду лежит вблизи 5 К;  $\alpha_n$  возрастает с уменьшением  $T$  приблизительно по закону  $\alpha_n \sim T^{-2.3}$ . Подчеркнем, что указанные обстоятельства позволяют непосредственно находить  $\alpha_n$  по измеренным в области низких температур значениям  $\tau_{rl}$  и концентрации компенсирующей примеси  $N_d$ . Найденные при 4.2 К таким путем значения  $\alpha_n$  для образцов 2, 3 примерно одинаковы и равны  $3.1 \cdot 10^{-6}$  и  $2.4 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>/с соответственно.

Таким образом, обнаруженные особенности кинетики ПФП хорошо объясняются с привлечением представлений о механизме не прямой рекомбинации дырок, включающем их захват на нейтральные акцепторы и движение по ним с последующим переходом на  $A^-$ -центры. Между тем необходимо отметить, что при количественном анализе температурной зависимости отношения амплитуды быстрой составляющей кинетики ПФП ( $C_r$ ) к амплитуде медленной ( $C_l$ ) возникают определенные противоречия. В частности, при 4.2 К отношение  $C_r/C_l$  оказывается явно заниженным по сравнению с отношением  $P_1/P_2$ , определяющим кинетику спада концентрации фотодырок  $p$  (т. е.  $P_1/P_2 \simeq \alpha N_d / \alpha^0 p_1$ ). Величину  $\alpha_n N_d / \alpha^0 p_1$  можно найти, экстраполируя линейную часть функции  $\ln(\tau_{rl} T^{3/2} / J_s) - 1/T$  в область низких температур и определяя в ней разность  $\Delta F$  между значениями экстраполированной и экспериментальной функций; это дает  $\alpha_n N_d / \alpha^0 p_1 = [\exp(\Delta F) - 1]$ . Полученные таким образом для образцов 2, 3 при 4.2 К отношения  $P_1/P_2$  составляют 7.8 и 21.3, тогда как измеренные по кривой кинетики спада ПФП отношения амплитуд  $C_r/C_l$  равны 3.7 и 3.4. Это может указывать на существенную роль дырочной проводимости по примесной  $A^+$ -зоне в кинетике релаксации ПФП. С учетом примесной проводимости, используя (3), имеем

$$\frac{C_r}{C_l} = \frac{\mu P_1 + \mu_{im} P_{l1}}{\mu P_2 + \mu_{im} P_{l2}} \simeq \frac{\alpha_n N_d}{\alpha^0 p_1 + \alpha^0 N_d \mu_{im} / \mu}, \quad (6)$$

где  $\mu$ ,  $\mu_{im}$  — подвижности дырок в валентной и примесной зонах соответственно. Подставляя в (6) значения  $P_1/P_2 = 7.8$  и 21.3 при 4.2 К, получим  $\mu_{im}/\mu = 1.5 \cdot 10^{-4}$  (образец 2) и  $\mu_{im}/\mu = 1.4 \cdot 10^{-4}$  (образец 3), что согласуется с известными данными [6].

Авторы выражают признательность Е. М. Гершензону за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Рыбкин С. М. Фотовольтаические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [2] Ждан А. Г., Лифшиц Т. М., Рыльков В. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 217—221.
- [3] Ворождова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А., Исмагилова Ф. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 10, с. 480—482.

- [4] Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. — УФН, 1980, т. 132, в. 2, с. 353—378.
- [5] Ждан А. Г., Засавицкий И. И., Лифшиц Т. М., Рыльков В. В., Шотов А. П. — ПТЭ, 1985, № 6, с. 177—180.
- [6] Врожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А., Исмагилова Ф. М., Литвак-Горская Л. Б., Мельников А. П. — ЖЭТФ, 1987, т. 93, в. 10, с. 1201—1211.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Москва  
Московский государственный  
педагогический институт им. В. И. Ленина

Получена 27.07.1987  
Принята к печати 9.10.1987