

## РЕКОМБИНАЦИЯ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ЛЕГИРОВАННОМ КРЕМНИИ С МАЛОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

Л. А. Ворожцова, Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич,  
Ф. М. Исмаилова, А. П. Мельников

Изучена рекомбинация свободных носителей в Si в диапазоне концентраций основной примеси  $N=10^{15}-10^{17}$  см $^{-3}$ , компенсаций  $K=10^{-5}-10^{-1}$  и уровней оптического возбуждения  $W_{\phi}N=(10^{-3}-10^3) \cdot N$  с $^{-1}$ см $^{-3}$ . Обнаружено, что в зависимости от величины указанных параметров и температуры могут осуществляться несколько механизмов рекомбинации: 1) прямой (каскадный) захват на притягивающие центры (ПЦ), 2) захват на комплексы  $D^-D^+$ , 3) непрямая рекомбинация на ПЦ: захват в  $D^-$ -состояния с последующим прыжковым (по нейтральным центрам) или дрейфовым (по  $D^-$ -зоне) стеканием носителя к ПЦ. Непрямая рекомбинация становится определяющей при больших  $N$  и малых  $K, T, W_{\phi}$ ; соответствующее время жизни  $\tau$  оказывается на несколько порядков меньше, чем при каскадном захвате на ПЦ. Дано качественное объяснение наблюдаемым зависимостям  $\tau$  от  $N$  и  $T$ , сделаны оценки  $\tau$ , совпадающие с экспериментальными значениями по порядку величины. При  $N>3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  наблюдались значения  $\tau$ , меньшие времени релаксации энергии, что свидетельствует о наличии инверсной функции распределения фотоносителей.

### 1. Введение

Обычно считается, что время жизни электронов (дырок)  $\tau$ , возбужденных с нейтральных центров (НЦ), определяется каскадным захватом на притягивающие центры (ПЦ) [1]:

$$\tau = \tau^+ = (\alpha^+ N^+)^{-1},$$

где  $\alpha^+$  и  $N^+$  — коэффициент захвата и концентрация ПЦ. При малых интенсивностях фотовозбуждения  $W_{\phi}N$  можно считать  $N^+ \approx KN$  ( $K$  — степень компенсации,  $N$  — концентрация НЦ; предполагается, что  $K \ll 1$ ) и соответственно

$$\tau^+ = \tau_0^+ = (\alpha^+ KN)^{-1}.$$

При низких температурах ( $kT < \epsilon_i \approx 1/20 \epsilon_0$ ,  $\epsilon_0$  — энергия ионизации НЦ) в полупроводнике возникают  $D^-(A^+)$ -центры [2] с энергией связи  $\epsilon_i$  и эффективным радиусом состояния «лишнего» носителя  $a_i \approx 4,2 a_0$ , где  $a_0$  — боровский радиус основного состояния. Образование некоторого количества  $D^-$ -центров (ниже все рассуждения ведутся для материала  $n$ -типа) приводит к появлению равного количества ПЦ:  $N^+ = KN + N^-$  ( $N^-$  — концентрация  $D^-$ -центров). В образцах с  $K < 5 \cdot 10^{-2}$  при понижении  $T$  ниже некоторой  $T_1$ , зависящей от  $W_{\phi}$ ,  $N^-$  становится больше  $KN$  и  $\tau^+$  уменьшается [3–5]. При  $N^{1/2} a_0 > 5 \cdot 10^{-2}$   $D^-$ -состояния становятся уже настолько перекрытыми, что возникает прыжковое движение захваченного электрона по НЦ в направлении ПЦ вплоть до расстояний  $R \approx R_c$  ( $R_c \approx 0,62 N^{-1/2}$  — среднее расстояние между примесями). При этом образуются комплексы  $D^-D^+$  — аналоги молекул водорода в ионном состоянии с энергией связи  $\epsilon(R) \approx \epsilon_i + e^2/\chi R$  [6, 7]. Образование комплексов приводит к росту  $T_1$ .

В рассмотренной ситуации НЦ выступают в роли центров прилипания; стационарное время жизни  $\tau = \tau^+$ , причем при  $T > T_1$   $\tau^+ = \tau_0^+$ . Однако наши измерения показали [8], что так дело обстоит не всегда. НЦ могут оказывать существенно более глубокое влияние на время жизни в Si. При очень малых  $K$  в широком диапазоне  $T$   $\tau$  оказывается значительно мень-

ше  $\tau_0^+$  даже при  $T > T_1$ . Отношение  $\tau_0^+/\tau$  может достигать  $10^4$ . При этом  $\tau$  зависит от  $N$  или даже полностью им определяется. Это свидетельствует о доминирующей роли иного механизма рекомбинации. Было показано, что таковым является захват на НЦ с последующим переходом на ПЦ (непрямая рекомбинация). Он становится определяющим в материалах с малыми  $K$  и достаточно легированных, где вследствие перекрытия  $D^-$ -состояний возможно либо прыжковое по НЦ, либо дрейфовое по  $D^-$ -зоне движение электрона к ПЦ. По этому признаку образцы были разделены на I и II группы.

Эти результаты позволили предположить, что в образцах второй группы должна наблюдаться фотопроводимость по  $D^-$ -зоне. Действительно, в работе [9] было обнаружено, что при  $N^{1/2}a_0 > 6 \cdot 10^{-2}$ ,  $K < 10^{-4}$  и при малых  $W_\phi$  ( $W_\phi = 10^{-3} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) существует фотопроводимость по  $D^-$ -зоне ( $\sigma_d$ ), которая может в десятки раз превышать фотопроводимость по свободной  $s$ -зоне ( $\sigma_c$ ).

В настоящей работе, являющейся дальнейшим развитием [8], изложены результаты исследования роли  $D^-$ -состояний в процессах рекомбинации свободных носителей в кремнии в широком диапазоне значений  $N$ ,  $K$  (соответственно  $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{-5} - 10^{-1}$ ) и  $W_\phi$  ( $10^{-3} - 10^3 \text{ с}^{-1}$ ). Показано, что в таких образцах в условиях эксперимента могут иметь место следующие механизмы захвата. 1) Обычный каскадный захват на ПЦ; 2) захват на комплексы  $D^- - D^+$ ; 3) захват в  $D^-$ -состояния с последующим прыжковым приближением к ПЦ — непрямая «прыжковая» рекомбинация 4) захват в  $D^-$ -состояния с последующим приближением к ПЦ по  $D^-$ -зоне — непрямая рекомбинация через  $D^-$ -зону. С ростом  $N$  и уменьшением  $K$  не прямые механизмы рекомбинации 3) и 4) определяют  $\tau$  во все более широком диапазоне  $T$  и  $W_\phi$ .

С изменением внешних условий один доминирующий механизм сменяется другим. При этом могут наблюдаться совершенно аномальные с обычной точки зрения зависимости  $\tau$  от  $N^+$  и  $T$ :  $\tau$  может существенно возрастать с ростом  $N^+$  и понижением  $T$ . Поскольку первым актом не прямой рекомбинации является захват на НЦ, в измерениях обнаруживаются характерные особенности последнего. Так, наблюдается значительное (на порядок) увеличение коэффициента захвата  $\alpha^0$  с ростом энергии носителя  $\epsilon$ . Функция распределения фотоэлектронов (ФР) в определенных условиях становится инверсной и  $\tau$  оказывается меньше времени энергетической релаксации.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 приведены методики эксперимента и результаты измерений, в разд. 3 рассмотрена схема электронных переходов, и на ее основе обсуждаются экспериментальные результаты, приведены основные выводы.

## 2. Методика и результаты экспериментов

Фотовозбуждение свободных носителей осуществлялось фоновым излучением комнатной температуры в диапазоне длин волн  $\lambda = 8 - 12 \text{ мкм}$  (интерференционный фильтр), что обеспечивало равномерность генерации в объеме образцов легированного Si, имевших в основном холловскую геометрию размером в направлении излучения  $d = 0,1 \text{ см}$ . Интенсивность возбуждения  $W_\phi N \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  изменялась под светом  $\text{CO}_2$ -лазера,  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  ( $W_\phi \approx 10^{-1} - 10^4 \text{ с}^{-1}$ ) и градуировалась по измерениям проводимости  $\sigma$  эталонного образца Si: В с известными параметрами  $N_A \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $K = 0,15$ . В ряде случаев использовалось излучение InAs-диода,  $\lambda \approx 3 \text{ мкм}$ ,  $W_\phi \approx 0 - 0,25 \text{ с}^{-1}$ ; при этом положение образца и излучателя было строго фиксировано. Таким образом, значения  $\sigma$  различных образцов привязывались к постоянному значению  $W_\phi$  при  $T = \text{const}$  ( $T = 4,2$  или  $1,5 \text{ K}$ ).

Измерялись значения  $\sigma$  и  $R_H$ . В случае, когда величина  $R_H \sigma = \mu^*$  соответствовала расчетному значению для рассеяния на нейтральных приме-

№ образца	$N_A, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$N_D, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$K, 10^{-4}$	№ образца	$N_A, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$N_D, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$K, 10^{-4}$
1	0,004	6	1500	21	3	9	3
2	0,30	12	40	22	3,1	140	45
3	0,38	163	429	23	3,5	4,7	1,3
4	0,5	1	2	24	4	12	3
5	0,5	70	140	25	4	1200	300
6	0,62	12,4	20	26	4,2	2,1	0,5
7	0,67	9,4	14	27	4,3	172	40
8	0,7	3,2	4,6	28	4,5	27	6
9	0,8	4,8	6	29	5	175	35
10	0,8	48	60	30	5,3	1590	300
11	0,89	5,8	6,5	31	5,9	2,2	0,37
12	1,3	74	57	32	6,8	136	20
13	1,35	6,75	5	33	7,3	43,8	6
14	1,6	7,3	4,6	34	7,8	26	3,3
15	2,2	6,6	3	35	8	2,4	0,3
16	2,4	1400	583	36	8	4000	500
17	2,5	0,31	0,125	37	9,4	188	20
18	2,6	19	7,3	38	12	2,4	0,2
19	2,8	0,7	0,25	39	12	36	3
20	3	1,2	0,4				

сях  $\mu_c$ , значение  $\sigma$  соответствовало проводимости по с-зоне  $\sigma_c$ . При меньших (по отношению к расчетным) значениях  $\mu^*$  и наличии зависимости  $\mu^*$  от  $T$  и  $W_\phi$  (это свидетельствует о существовании двух механизмов фотопроводимости — по с- и Д-зонам  $\sigma_d$  [9]) значения  $\sigma_c$  и  $\sigma_d$  рассчитывались по двухзонной схеме [9, 10].

При исследованиях зависимости  $\tau$  от энергии заброса  $\varepsilon^*$  ( $\varepsilon^* = \hbar\omega - \varepsilon_0$ ,  $\hbar\omega = 45-60$  мэВ) перед образцом устанавливался фильтр из Si:Ga и образцы имели толщину  $d \approx 0,02$  см. В качестве излучателя использовались монохроматоры ИКС-31, Fis-3, спектральное излучение которых градуировалось Ge-боллометром. Использовались образцы Si, легированные В, Ga, As, P с  $N = 10^{15}-10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; значения  $K$  варьировались от  $10^{-5}$  до  $10^{-1}$ . Результаты для Si с В, Ga, P, As при близких значениях  $K$  и  $N^{1/2}a_0$  оказываются подобными [9] и в дальнейшем иллюстрируются зависимостями для Si:В. Параметры образцов получены из стандартных равновесных гальваномангнитных измерений и приведены в таблице. При расчетах величин  $K$  и  $N$  использовались значения  $N_b \approx 2 \cdot 10^{15} T^{1/2} \text{ см}^{-3}$  [11]. Величина фактора Холла принималась равной 1.

На рис. 1 приведены зависимости  $\tau(T)$  для трех образцов Si:В (№ 1, 11, 15) с одинаковым содержанием компенсирующей примеси  $KN \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , но с разной концентрацией основной  $N$ . Видно, что с ростом  $N$  характер зависимостей  $\tau(T)$  меняется. Если для образца 1  $\tau(T) \propto T^{1,3-1,4}$  при  $T > 3$  К,  $\tau(T) \approx \text{const}$  при  $T < 3$  К и значения  $\tau \approx \tau^+$  не зависят от  $W_\phi$ , то для образца 2 при высоких температурах  $\tau \propto T^{2-2,2}$ , а значения  $\tau$  заметно меньше  $\tau^+$ ; с понижением  $T$  наблюдается переход от степенной зависимости  $\tau(T)$  к более сильной экспоненциальной с энергией активации, близкой к  $\varepsilon(R_c)/2$ ,  $\varepsilon(R_c) \approx 5,8$  мэВ. Значение температуры перехода  $T_1$  уменьшается с уменьшением  $W_\phi$ . При еще более низких  $T$  ( $T \leq T_2$ ) зависимость  $\tau(T)$  опять ослабевает. Для всех образцов с  $N = 3 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $T \leq T_2$   $\tau \approx \tau_c$ . Значение  $T_2$  также зависит от  $W_\phi$ . Для более легированного образца 3 при  $T = 4-20$  К  $\tau(T) \propto T^{2,5}$ , а значения  $\tau$  существенно меньше  $\tau^+$  при всех  $T$  и слабо зависят от  $W_\phi$ .

На рис. 2 приведены зависимости  $\tau(T)$  и  $\mu^* = R_H \sigma(T)$  для образца Si:В № 26 при  $E = 10$  В/см и различных  $W_\phi$ . Зависимость  $\mu^*(T)$  немонотонна и меняется с  $W_\phi$ . С увеличением  $W_\phi$  глубина минимума  $\mu^*(T)$  уменьшается вплоть до исчезновения зависимости  $\mu^*(T)$ :  $\mu^*(T) = \text{const} = \mu_c$ .

При низких  $T$  значения  $\tau$  могут быть меньше времени энергетической релаксации  $\tau_c$  при малых  $W_\phi$  и равны  $\tau_c$  при больших  $W_\phi$ . Это характерно

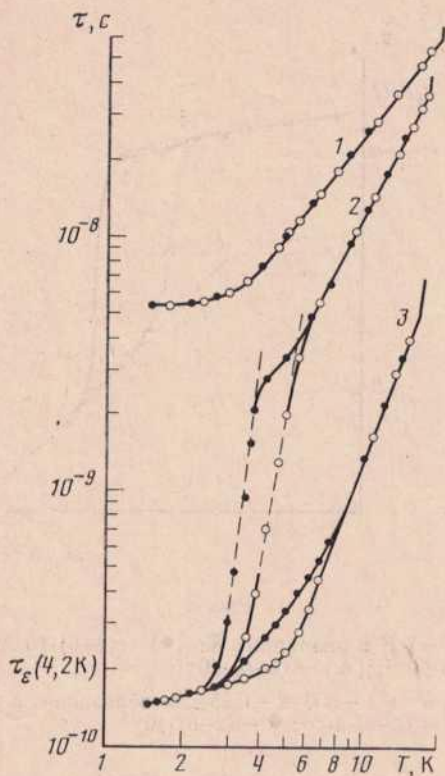


Рис. 1

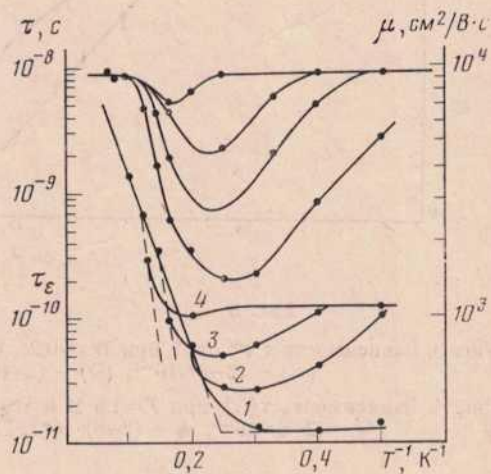


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости  $\tau(T)$  для образцов № 1, 11, 15 с одинаковыми значениями  $KN \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и различными  $N$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1 —  $4 \cdot 10^{13}$ ; 2 —  $8,9 \cdot 10^{15}$ ; 3 —  $2,2 \cdot 10^{16}$  при  $W_\phi \approx 0,25 \text{ с}^{-1}$  (●) и  $W_\phi = 30 \text{ с}^{-1}$  (○). Штриховые кривые — расчетные зависимости  $\tau(T)$  по формуле (7)

Рис. 2. Зависимость  $\tau(T)$  и  $\mu^* = \sigma R_H(T)$  для образца № 26 при  $W_\phi$ ,  $\text{с}^{-1}$ : 1 — 0,25, 2 —  $\approx 3$ , 3 —  $\approx 30$ , 4 —  $\approx 3 \cdot 10^2$ . Штриховые кривые — расчетные зависимости  $\tau(T)$  по формуле (7)

для образцов с  $K \approx 10^{-5} - 10^{-3}$  в узком диапазоне концентраций  $N \approx 2,5 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, что для этих образцов в определенном диапазоне  $W_\phi$  имеет место «аномальная» зависимость  $\tau$  от  $T$ :  $\tau$  возрастает с понижением  $T$  вплоть до значений  $\tau \approx \tau_\epsilon$ . При  $T > 3,5 \text{ К}$

$$\tau(T) \propto \exp(-\delta\epsilon/kT),$$

причем при малых  $W_\phi$   $\delta\epsilon = \epsilon_x \approx 2,8 \text{ мэВ}$  [9], а при больших появляется участок с большей энергией активации:  $\delta\epsilon \approx \epsilon(R_c)/2$ ,  $\epsilon(R_c) \approx 8 \text{ мэВ}$ . Переход от одной энергии активации к другой происходит при тем более высоких  $T$ , чем больше  $W_\phi$ .

На рис. 3 приведена зависимость  $\tau/\tau^+$  от  $N$  при  $W_\phi = 0,25 \text{ с}^{-1}$  и  $T = 7 \text{ К}$ . При выбранных значениях  $T$  и  $W_\phi$  для всех образцов значения  $\tau$  не зависят от  $W_\phi$  (по крайней мере при  $W_\phi = 0,1 - 1 \text{ с}^{-1}$ ). Видно, что с ростом  $N$  при  $N > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  значения  $\tau/\tau^+$  уменьшаются тем сильнее, чем меньше  $K$ . При малых  $K$  ( $K = 10^{-4} - 10^{-5}$ )  $\tau/\tau^+ \propto N^{-(2-3)}$  и достигает значений  $\approx 10^3$ . При увеличении  $K$  ( $K \rightarrow 10^{-2} - 10^{-1}$ )  $\tau/\tau^+ \rightarrow 1$ .

На рис. 4 приведены зависимости  $\tau(N)$ . При малых  $N$   $\tau \approx \tau_\epsilon$ , с увеличением  $N$  выше некоторого критического значения  $N^*$  (указано стрелкой), величина которого зависит от  $W_\phi$ , происходит резкое падение  $\tau$  вплоть до  $\tau \leq 10^{-11} \text{ с}$ . При  $W_\phi \approx 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$  (кривая 1) значения  $\tau$  не зависят от  $K$  и  $N^* \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . С понижением  $W_\phi$  до  $\approx 0,25 \text{ с}^{-1}$  при  $N \approx 2,5 - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

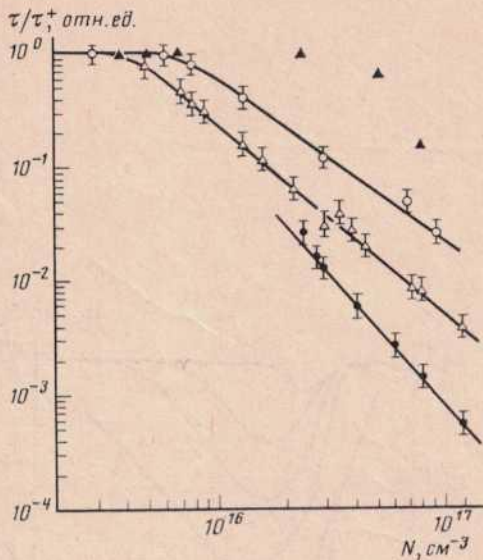


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость  $\tau/\tau^+$  от  $N$  при  $W_\phi \approx 0,25$ ,  $T=7$  К и значениях  $K$ : (●) —  $(2-6) \cdot 10^{-3}$ ; (△) —  $(2-6) \cdot 10^{-4}$ ; (○) —  $(2-6) \cdot 10^{-3}$ ; (▲) —  $(2-6) \cdot 10^{-2}$

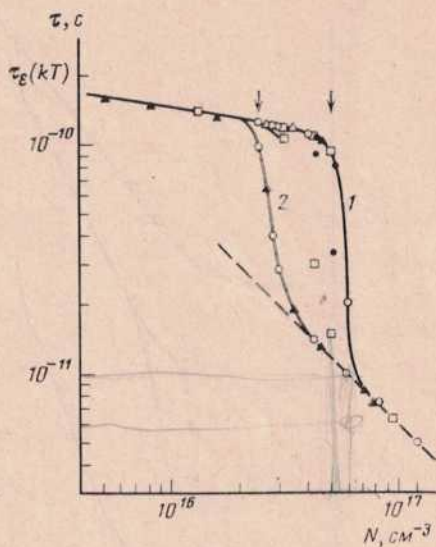


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость  $\tau(N)$  при  $T=1,5$  К и  $W_\phi$ , с<sup>-1</sup>: 1 — 300, 2 — 0,25 для образцов с  $K$ : ○ —  $(2-6) \cdot 10^{-5}$ ; ▲ —  $(2-6) \cdot 10^{-4}$ ; □ —  $(2-6) \cdot 10^{-3}$ ; ● —  $(2-6) \cdot 10^{-2}$

значения  $\tau$  уменьшаются тем сильнее, чем меньше  $K$ . При  $K < 10^{-3}$   $N^* \approx 2,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (кривая 2). Видно, что в этих условиях значения  $\tau$  растут с увеличением  $K$  (т. е.  $N^+$ ). Отметим, что при еще меньших  $W_\phi$  ( $W_\phi \approx 3 \cdot 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>) значения  $\tau$  для образцов с  $K > 10^{-3}$  приближаются к кривой 2.

На рис. 5 показана зависимость коэффициента захвата  $\alpha^0$  от энергии заброса электрона в образце № 28:

$$\alpha^0(\epsilon^*) \propto \frac{\delta\sigma}{\sigma}(\epsilon^*) \propto \tau^{-1}(\epsilon^*),$$

где  $\epsilon^* = \hbar\omega - \epsilon_0$ . Видно, что при  $T \approx 2$  К и  $W_\phi \approx 0,5$  с<sup>-1</sup>  $\tau^{-1}(\epsilon^*)$  растет с ростом  $\epsilon^*$  в диапазоне  $\epsilon^* \approx 1-10$  мэВ, при  $\epsilon^* > 10$  мэВ  $\tau^{-1}(\epsilon^*) \approx \text{const}$ . При больших  $T$  ( $T \approx 10$  К) или  $W_\phi$  ( $W_\phi \approx 300$  с<sup>-1</sup>)

$$\tau^{-1}(\epsilon^*) \approx \tau_\epsilon(kT) = \text{const}.$$

На рис. 6 приведена зависимость  $\tau(T)$  для образца № 17. Видно, что при  $T=3-10$  К  $\sigma_c \propto \exp(-\delta\epsilon/kT)$ , где  $\delta\epsilon \approx \epsilon_x \approx 2,5$  мэВ; при  $T \geq 10$  К  $\sigma_c \propto T^2$ . Увеличение электрического поля  $E$  от 10 В/см (кривая 1) до 70 В/см (кривая 3) приводит к установлению зависимости  $\tau \propto \exp(-\epsilon_x/kT)$  во всем диапазоне  $T$ . При  $T < 3$  К  $\tau \approx \tau_\epsilon$ .

### 3. Обсуждение результатов

Разобьем образцы на группы, для которых перенос захваченного носителя к ПЦ происходит по-разному: прыжками по НЦ (группа I), по Д<sup>-</sup>зоне (группа II).

1. К 1-й группе при  $N \approx 5 \cdot 10^{15} - 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> относятся образцы с  $K > 10^{-4}$ . Для них, по оценкам, делокализация Д<sup>-</sup>состояний незначительна: она либо отсутствует вовсе, либо охватывает относительно небольшое число НЦ. Сразу заметим, что разделение образцов на группы по  $N$  и  $K$  в определенной мере условно, так как с изменением внешних условий ( $T$ ,  $W_\phi$ ,  $E$ )

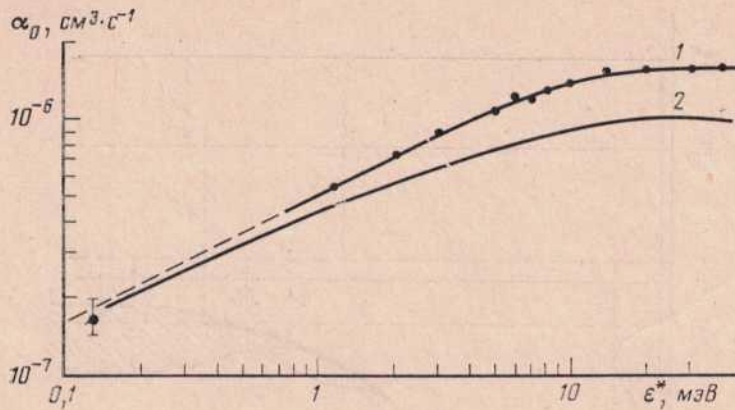


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость  $\alpha^0(\epsilon^*)$  для образца № 28 при  $T = 1,5$  К,  $W_\phi \approx 0,5$  с $^{-1}$  (кривая 1). Кривая 2 — расчетная зависимость  $\alpha^0(\epsilon^*)$

Рис. 6. Зависимость  $\tau(1/T)$  для образца № 17 при  $W_\phi = 0,25$  с $^{-1}$  и электрических полях  $E$ , В/см: 1 — 10, 2 — 30, 3 — 70

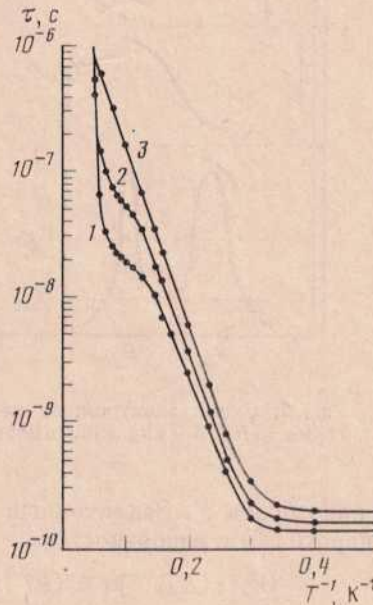


Рис. 6

способ переноса может меняться (см. п. 5). Принадлежность к группе I определяется следующими экспериментальными фактами: при высоких  $T$  зависимость  $\tau(T)$  степенная:  $\tau \propto T^{2-2,5}$  (рис. 1; кривые 2, 3);  $R_H \sigma = \mu^* = \mu_c = \text{const}$ . Кроме того, для них характерно значительное уменьшение  $\tau/\tau^+$  с ростом  $N$  (рис. 3) и понижением  $T$  (рис. 1); при  $N \approx \text{const}$   $\tau/\tau^+$  тем меньше, чем меньше  $K$  (рис. 3); при  $T < 3-5$  К и  $N < 3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$   $\tau \approx \tau_c$ ; при  $N > 3-6 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$   $\tau < \tau_c$  и  $\tau \propto N^{-1}$  (рис. 4). Схема электронных переходов для образцов группы I при примесном возбуждении выглядит следующим образом (рис. 7). При поглощении кванта излучения с  $\hbar\omega > \epsilon_0$  возникают свободный электрон с энергией  $\epsilon^* = \hbar\omega - \epsilon_0$  и притягивающий центр ПЦ (переход 1). Дальнейшая судьба электрона зависит от соотношения между обратным временем жизни относительно захвата на НЦ  $\alpha^0(kT)N$  и  $\tau_c(kT)$  [12]. При  $\alpha^0(kT)N < \tau_c^{-1}(kT)$  электрон остывает до дна  $s$ -зоны за время  $\sim \tau_c(kT)$  (переход 2) и захватывается либо непосредственно на ПЦ (переход 3), либо на НЦ (переход 4, коэффициент захвата  $\alpha^0(kT)$ ). При  $\alpha^0(kT)N > \tau_c^{-1}(kT)$  электрон остывает до энергии  $\sim \epsilon_m$ , определяемой из уравнения  $\alpha^0(\epsilon_m)N = 2\tau_c^{-1}(\epsilon_m)$ , если  $\epsilon_m < \epsilon^*$  (переход 2'), и затем захватывается на НЦ (переход 4'), коэффициент захвата  $\alpha^0(\epsilon_m)$ . Если  $\epsilon^* < \epsilon_m$ , то

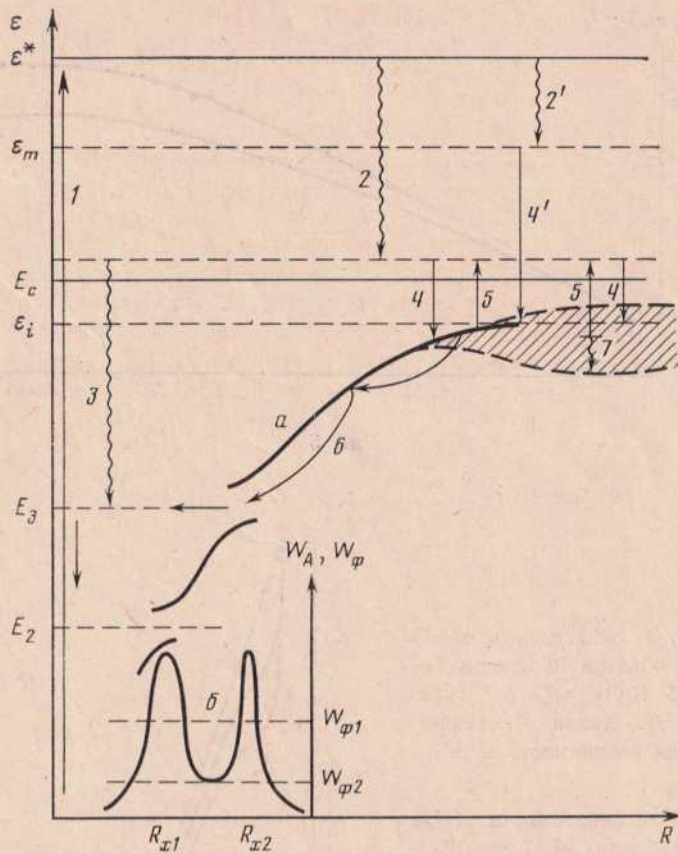


Рис. 7. Схема электронных переходов: *a* — энергия полного термина  $\epsilon(R)$ , *б* — вид зависимости  $W_A(R)$  для уровней  $E_2, E_3$

вместо  $\epsilon_m$  надо брать  $\epsilon^*$ . Захваченный электрон может быть выброшен в *s*-зону (переход  $\delta$ ) с вероятностью

$$W_T[\epsilon(R), T] = \alpha^0(kT) N_c \exp(-\epsilon(R)/kT)$$

( $N_c$  — плотность состояний в *s*-зоне) либо вследствие прыжков по НЦ приближаться к ПЦ вплоть до расстояний  $R \approx R_c$ , теряя свою энергию (переход  $\delta$ ).

Скорость потери энергии характеризуется величиной  $W_n$ , равной обратному времени, за которое энергия электрона уменьшается на величину  $\sim kT$  [7].  $W_n$  определяется главным образом перекрытием  $D^-$ -состояний:

$$W_n \propto \exp(-\beta R_c/a_i), \quad \beta \approx 2,$$

она зависит также от разности энергий  $\Delta$  начального и конечного  $D^-$ -состояний для типичного прыжка, а также от  $T$ . При  $R > R_c$  с уменьшением  $R$   $W_n$  растет (растет  $\Delta$  и соответственно возрастает объем фазового пространства испускаемых при прыжках фононов), а  $W_T$  падает из-за роста  $\epsilon(R)$ . При некоторых  $R = R_{эфф}$  ( $R_{эфф} = f(N, T)$ )  $W_T(R_{эфф}, T) = W_n \cdot (R_{эфф}, N, T)$ . Можно приближенно считать, что при  $R > R_{эфф}$  электроны в основном выбрасываются в *s*-зону; при  $R < R_{эфф}$  электрон подходит к ПЦ на  $R \approx R_c$  и образует комплекс  $D^- - D^+$  с энергией связи

$$\epsilon(R) \approx \epsilon_i + e^2/\kappa R,$$

где  $R$  варьируется около  $R_c$  в соответствии с распределением Пуассона.

В группе I образцов Д<sup>-</sup>-состояния вдали от ПЦ ( $R > R_{\text{эфф}}$ ) могут быть делокализованы (заштрихованная полоса на рис. 7). Но такие состояния не принимают существенного участия в рекомбинации. Электрон в комплексе может перескочить с НЦ на ПЦ (аннигиляция комплекса). Время жизни комплекса относительно аннигиляции ( $\tau_A = W_A^{-1}$ ) сильно зависит от  $R$ : при расстояниях, близких к  $R_x$ , когда энергии ионного ( $\varepsilon(R_x) = \varepsilon_i + e^2/\chi R_x$ ) и гомеоплярного ( $\varepsilon_n$ ) термов близки, существенны псевдопересечения термов [7] и  $\tau_A$  мало — порядка времени внутрицентровых переходов (короткоживущие или рекомбинационные комплексы). Если же  $R \neq R_x$ , комплексы оказываются долгоживущими и обеспечивают фотопроводимость (ФП) в субмиллиметровом диапазоне длин волн [7]. Такие комплексы могут разрушаться за счет термической ( $W_T$ ) или фоновой ( $W_{\text{ф}}^*$ ) реэмиссии в с-зону либо за счет захвата электрона на комплекс (диполь Д<sup>-</sup>-Д<sup>+</sup>). Следует учитывать, что кроме прямого фотоотрыва величина  $W_{\text{ф}}^*$  может определяться и ударной нейтрализацией Д<sup>-</sup>-центра электроном, остывающим по энергии в с-зоне. По оценкам в легированном Si при  $N \geq 10^{16}$  см<sup>-3</sup> этот процесс становится сравнимым с фотоотрывом. В результате электрон оказывается в с-зоне вблизи дна с  $\tau \approx \tau_c(kT)$ .

Таким образом, в зависимости от величины отношения  $W_A(R) / (W_T(R) + W_{\text{ф}}^*)$  комплексы могут быть либо центрами рекомбинации, либо центрами прилипания. Анализ спектров субмиллиметровой ФП образцов Si:V [7] показывает, что псевдопересечения существенны для глубоких возбужденных состояний  $E_2 = -14,5$  мэВ и  $E_3 = -10,5$  мэВ; по оценкам [7] полосы псевдопересечений при  $T = 1,5$  К и  $W_{\text{ф}} \approx 300$  с<sup>-1</sup> составляют  $13$  мэВ  $\leq E_2 \leq 16$  мэВ и  $9,5$  мэВ  $\leq E_3 \leq 11,5$  мэВ. Если предположить, что междоцентровые расстояния в комплексах соответствуют распределению Пуассона, относительное число рекомбинационных комплексов  $\xi$  для Si:V с увеличением  $N$  от  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> до  $5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> возрастает от 0,03 до 0,3.

Итак, в достаточно легированных материалах становится возможной непрямая трехступенчатая рекомбинация: захват электронов на НЦ с последующим прыжковым сближением с ПЦ и переходом в глубокие возбужденные состояния ПЦ. Для такой рекомбинации  $\tau$  можно представить выражением  $\tau = (\alpha_{\text{эфф}} N^+)^{-1}$ , где

$$\alpha_{\text{эфф}} = \alpha^+ + \xi \alpha^0(T) \cdot \frac{1}{3} \pi R_{\text{эфф}}^3 N. \quad (1)$$

При малых  $N$  значения  $\xi$ ,  $R_{\text{эфф}}^3$ ,  $N$  малы и  $\alpha_{\text{эфф}} \approx \alpha^+$  (см. рис. 3,  $N < 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и рис. 1, кривая 1). В этом случае при  $T > 3$  К  $\tau \propto T^{1,2-1,5}$ ; при  $kT \leq mS^2 \approx 2,8$  К  $\tau(T) = \text{const}$  ( $m$  — эффективная масса,  $S$  — скорость звука). С ростом  $N$  увеличиваются  $\xi$ ,  $R_{\text{эфф}}$ ,  $N$  и непрямая рекомбинация становится доминирующей. При этом  $\tau/\tau^+$  падает (см. рис. 3 и рис. 1, кривые 2, 3), а зависимость  $\tau(T)$  становится более сильной (см. рис. 1, кривая 3 и кривая 2 при  $T > 5$  К). С понижением  $T$  величина  $\alpha_{\text{эфф}}$  увеличивается в основном за счет  $R_{\text{эфф}}$ ;  $R_{\text{эфф}}$  не может превышать среднего расстояния между заряженными центрами  $R_c^+ \approx 0,62(N^+)^{-1/3}$ . При  $R_{\text{эфф}} \approx R_c^+$  сферы захвата перекрываются и  $\alpha_{\text{эфф}}(T) = \text{const}$  (рис. 1, кривая 3,  $T < 6$  К). При уменьшении  $R_c^+$  (т. е. при увеличении  $K$ )  $\alpha_{\text{эфф}} \rightarrow \alpha^+$  (рис. 3). Поскольку при больших  $N$  ( $N > N^*$ )  $\alpha^0/\alpha^+ \rightarrow 10^{-1}$  (см. ниже п. 4), то при малых  $K$  с понижением  $T$   $\alpha_{\text{эфф}}$  может достигать очень больших значений  $\alpha_{\text{эфф}}/\alpha^+ \approx \alpha^0/\alpha^+ K$ ; при  $K \approx 10^{-5}$   $\alpha_{\text{эфф}}/\alpha^+ = \tau^+/\tau \rightarrow 10^4$ .

Расчет  $\alpha_{\text{эфф}}$  — сложная самостоятельная задача. Прыжковое стекание «лишнего» электрона к ПЦ аналогично прыжковому вымораживанию в диполи Д<sup>+</sup>-А<sup>-</sup> вакансий по основным состояниям и отличается от прыжкового протекания носителя (вакансии) от контакта до контакта. Мы попытаемся грубо определить зависимость  $\alpha_{\text{эфф}}$  от  $T$  и  $N$  и оценить величину  $R_{\text{эфф}}$ . Напишем уравнение для определения  $R_{\text{эфф}}$ :

$$\frac{1}{4} \left( \frac{\varepsilon_i}{mS^2} \right)^2 \frac{\Delta}{mS^2} \left( \frac{a_i}{R_c} \right)^2 \frac{S}{l_0} \exp \left( -\frac{2R_c}{a_i} \right) =$$



$$= \alpha^0(T) \exp\left(-\frac{\varepsilon_i + e^2/\kappa R_{\text{эфф}}}{kT}\right) N_c(T). \quad (2)$$

Здесь  $l_0$  — характерная длина потерь энергии для свободного электрона. Слева стоит скорость потери энергии  $W_n$ , справа — вероятность выброса в зону в 1 с. Для получения  $W_n$  была вычислена по методу, изложенному в [13], вероятность прыжка между двумя НЦ<sup>1)</sup> (волновые функции изолированных центров  $\psi \propto r^{-1} \exp(-r/a_i)$ ), находящимися на расстоянии  $R_c$  друг от друга и на расстоянии  $R$  от ПЦ ( $\Delta \approx e^2 R_c / \kappa R^2$ ). Для оценки  $W_n$  вероятность прыжка надо умножить на  $(N_q + 1)$  ( $N_q$  — число фононов) и разделить на число прыжков  $\sim kT/\Delta$ , необходимое для спуска по энергии на величину  $\sim kT$ . В наших условиях (для  $T \sim 10$  К)  $\Delta < kT$ . Поэтому  $(N_q + 1)\Delta/kT \approx N_q \Delta/kT \approx 1$  и вероятность прыжка и  $W_n$  совпадают.

Такой способ оценки  $W_n$  является, разумеется, очень грубым. Все возможные длины прыжков заменяются на  $R_c$ , рассматриваются прыжки только вдоль линии, соединяющей НЦ и ПЦ. В этих условиях можно надеяться получить лишь правильный порядок величины предэкспоненциального множителя слева. (В действительности этот множитель, по-видимому, должен быть больше.)

Воспользуемся следующими значениями величин, входящих в (2):  $mS^2 = 2,8$  К,  $l_0 = 3 \cdot 10^{-4}$  см [1],  $\kappa = 12$ . Значение  $\alpha^0$  было взято из эксперимента [14]:  $\alpha^0(2 \text{ К}) \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ; с учетом температурной зависимости (см. ниже)  $\alpha^0(10 \text{ К}) \sim 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Значения прочих величин уже приводились выше.

После подстановки всех величин в (2) оказывается, что при  $T \sim 10$  К и  $N \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (высокотемпературный участок кривой 2 на рис. 1) предэкспоненциальные множители слева и справа в формуле (2) отличаются не более чем на порядок. Учитывая, что они гораздо слабее зависят от  $N$  и  $T$ , чем экспоненциальные, сделаем дальнейшее упрощение: положим их равными. Тогда уравнение (2) сведется к равенству показателей экспонент:

$$\frac{2R_c}{a_i} = \frac{\varepsilon_i}{kT} + \frac{e^2}{\kappa R_{\text{эфф}} kT} \quad (3)$$

В выбранном диапазоне  $N$  и  $T$  левая часть в (3) почти в три раза больше первого слагаемого справа. Пренебрегая последним, получим, что при изменении  $T$   $R_{\text{эфф}} T \approx \text{const}$ . Отсюда в области непрямого прыжкового захвата имеем ( $\alpha(T) \propto T^{+0,5}$ , см. ниже)

$$\alpha_{\text{эфф}} \approx \xi^{+4} / 3\pi R_{\text{эфф}} \alpha^0(T) \propto T^{-2,5} \quad (4)$$

и, значит,  $\tau \propto T^{2,5}$ . В действительности при  $6 \text{ К} < T < 18 \text{ К}$   $\tau \propto T^{2-2,5}$  (рис. 1, кривые 2, 3).

Обратимся теперь к зависимости  $\tau(N)$ . Снова пренебрегая первым слагаемым справа в (3), получим  $R_c R_{\text{эфф}} = \text{const}$ . Поэтому при  $\alpha_{\text{эфф}} \gg \alpha^+$  и  $\xi = \text{const}$

$$\alpha_{\text{эфф}} \propto R_c^{-3} N \propto N^2. \quad (5)$$

Следовательно,  $\tau \propto N^{-2}$ . Это очень близко к зависимости, приведенной на рис. 3. Таким образом, наша упрощенная модель дает зависимости  $\tau$  от  $T$  и  $N$ , близкие к экспериментальным. Следует оговориться, что мы считаем  $\xi$  не зависящим от  $T$  и  $N$ . На самом деле зависимость, по-видимому, существует, но является в рассматриваемом интервале значений  $T$  и  $N$  слабой.

Оценим теперь численное значение  $\tau$ . При  $T = 10$  К и  $N = (4\pi R_c^3/3)^{-1} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  из (3) получается  $R_{\text{эфф}} = 2,3 R_c$ . Из (1) найдем, опуская  $\alpha^+$ ,  $\alpha_{\text{эфф}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \xi \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Для  $N^+ = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1) получим  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-9} \xi^{-1}$  с. Взяв  $\xi = 0,1$ , получим  $\tau \approx 3 \cdot 10^{-8}$  с. Экспериментальное значение при 10 К,

<sup>1)</sup> Вычисления вероятности прыжка были выполнены Р. И. Рабиновичем.

согласно рис. 1 (кривая 2),  $\tau = 1,2 \cdot 10^{-8}$  с. Учитывая грубость сделанных приближений, такое соответствие следует считать вполне удовлетворительным.

Рассмотрим комплексы  $D^- - D^+$  с расстояниями  $R$ , не соответствующими полосам псевдопересечений. Их относительное число  $1 - \xi$ . Ясно, что с понижением  $T$  или увеличением  $W_\phi$  их концентрация возрастает и при  $T < T_1$  процесс рекомбинации определяется прямым захватом электронов на эти комплексы:  $N_K \alpha_K > N^+ \alpha_{\text{эфф}}$ . Расчет  $N_K(N, W_\phi, T)$  встречает те же трудности, что и величины  $\alpha_{\text{эфф}}$ . Однако для качественного понимания зависимости  $\tau$  от  $T, N, K, W_\phi$  и  $E$  можно воспользоваться моделью рекомбинации для случая изолированных  $D^-$ -центров [5] (т. е. малых  $N$ , когда  $W_n \approx 0$  и  $\epsilon \approx \epsilon_i$ ) с заменой значений  $\epsilon_i$  на  $\epsilon(R_0) = \epsilon_i + e^2/\chi R_0$  и  $\alpha^+$  на  $\alpha_K$ . При  $N_K \alpha_K > N^+ \alpha_{\text{эфф}}$  и  $\xi = 0$  из уравнений кинетики [5] для  $n$  и  $\tau$  получается

$$n \approx \left[ \frac{W_\phi (W_\phi^* + W_T)}{\alpha_K \alpha^0} \right]^{1/2}, \quad \frac{N^+}{N} \approx \left[ \frac{W_\phi \alpha^0 (kT)}{\alpha_K (W_\phi^* + W_T)} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $W_\phi^*$  — вероятность разрушения комплекса фоновым излучением. При  $W_\phi^* \approx W_\phi$  [5]

$$\tau \approx \frac{1}{N} \left[ \frac{(1 + W_T/W_\phi)}{\alpha_K \alpha^0} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

т. е. при  $W_T > W_\phi$

$$\tau \propto W_\phi^{-1/2} \exp[-\epsilon(R_0)/2kT]. \quad (8)$$

На рис. 1 расчетные зависимости для образца № 2 наложены на соответствующие экспериментальные и хорошо им соответствуют даже без подгонки величины  $\epsilon(R_0)$ . Отметим, что при захвате на комплексы  $D^- - D^+$ , так же как и при захвате на ПЦ,  $\tau$  не может быть меньше  $\tau_e$ . Для образца 3 увеличение  $W_\phi$  не приводит к значительному влиянию захвата на комплексы  $D^- - D^+$ , так как за счет не прямой рекомбинации  $\tau$  уже близко к  $\tau_e$ .

Отметим, что при  $N \geq 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и малых  $W_\phi$  зависимость  $\tau(T)$  с понижением  $T$  ослабляется (см., например, рис. 1, кривые 2, 3 при  $T < 5-7$  К), что связано, на наш взгляд, с вымораживанием заряженных центров в диполи  $D^+ - A^-$  [1]. С повышением  $N$  образование диполей  $D^+ - A^-$  становится существенным и при больших  $T$  и  $W_\phi$ . Об этом свидетельствует появление темновой прыжковой  $\sigma_3$ -проводимости в образцах с  $N \geq 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma_3 \propto \exp(-\epsilon_3/kT)$  [15]. Она становится сравнимой с ФП во все большем диапазоне  $W_\phi$  и  $T$ .

2. Рассмотрим образцы группы II с ( $N \geq 2,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $K < 10^{-4}$ ), для которых, по оценкам,  $D^-$ -состояния большинства НЦ делокализованы. При малых  $W_\phi$  для таких образцов характерны следующие результаты:  $\mu^*$  зависит от  $W_\phi$  и  $T$  (см. рис. 2), что свидетельствует о наличии двух механизмов ФП: ФП по  $s$ - и  $D^-$ -зонам [9]; при  $T > T^* \approx 3,5$  К  $\tau \propto \exp(-\epsilon_x/kT)$  (см. рис. 2), что позволяет считать, что электроны  $s$ -зоны находятся в равновесии с электронами  $D^-$ -зоны.

Будем считать, что вдали от ПЦ ширина  $D^-$ -зоны составляет по крайней мере несколько  $kT$ . Схема переходов (она приводится в [9]) получается из изображенной на рис. 7 исключением переходов 3 и добавлением переходов 7 — остывания в  $D^-$ -зоне. Остывающие электроны могут участвовать в проводимости. Согласно [9] в  $s$ -зоне может быть две группы электронов:  $n_1$  с энергией, близкой к  $\epsilon_m$ , и  $n_2$  с энергией, близкой к  $kT$ , появившиеся за счет термической реэмиссии из  $D^-$ -состояний (переходы 5):

$$n_c = n_1 + n_2 \approx W_\phi / \alpha^0 (\epsilon_m) + W_\phi W_T / \alpha^0 (kT) W_n. \quad (9)$$

При  $T > T^*$ , когда  $W_T/\alpha^0(kT)W_n \gg 1/\alpha^0(\epsilon_m)$ , электроны термализованы (рис. 2):

$$n_c \approx n_2 \approx \exp(-\epsilon_x/kT).$$

В противном случае  $n_0 \approx n_1 = W_\Phi/\alpha^0(\epsilon)$  и  $\tau = (\alpha^0(\epsilon)N)^{-1}$  (фоторазогрев). При больших  $W_\Phi$  (кривая 4, рис. 2) с понижением  $T$  при  $T < T_1$  существенным становится захват на комплексы  $D^- - D^+$ . Расчетные кривые по формуле (7), приведенные на рис. 2 штриховыми линиями, хорошо совпадают с экспериментальной зависимостью  $\tau(T)$  при  $\tau > \tau_c$ . При  $\tau < \tau_c$  с ростом  $W_\Phi$  значения  $\tau$  увеличиваются вплоть до  $\tau \approx \tau_c$ . Отметим, что обычно включение дополнительного механизма рекомбинации приводит к падению  $\tau$ :

$$\tau^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}.$$

В рассматриваемом случае включение в игру захвата на комплексы приводит к разрушению канала рекомбинации через  $D^-$ -зону (см. более подробно п. 4).

3. Для достаточно больших  $N$ , когда  $\tau \ll \tau_c$ , имеет смысл ввести время жизни для электронов с энергией  $\epsilon - \tau(\epsilon)$ . Экспериментально измеряемым временем жизни теперь является  $\tau(\epsilon)$ , усредненное по функции распределения электронов:  $\tau = \langle \bar{\tau}(\epsilon) \rangle$ . Из спектральных измерений следует (см. рис. 5), что  $\tau$  является при  $T < 2$  К функцией энергии заброса  $\epsilon^* = \hbar\omega - \epsilon_0$ :  $\tau = \tau(\epsilon^*)$ . С увеличением  $\epsilon^*$  до 10 мэВ  $\tau$  падает, а при  $\epsilon^* \geq 10$  мэВ  $\tau = \text{const}$ .

В работе [15] была рассчитана зависимость  $\alpha^0(\epsilon)$ . В окончательном выражении была допущена ошибка: правильное выражение для  $\alpha^0(\epsilon)$  имеет вид ( $\epsilon \ll \epsilon_0$ )

$$\alpha^0(\epsilon) = \frac{\pi^2}{8} \left( \frac{\hbar}{mS^2} \right)^3 \frac{S}{l_0} \frac{1}{\beta} \frac{(1-\beta)^2 + \epsilon/\epsilon_i}{1 + \epsilon/\epsilon_i}, \quad \sim 8 \sim \sqrt{T} \quad (10)$$

где  $\beta = 4\pi^{-1}(2mS^2/\epsilon_i)^{1/2}$  ( $\approx 0,64$  для дырок в Si); из (10) видно, в частности, что при  $T \sim 10$  К  $\alpha^0(kT) \propto T^{0,5}$ .

Согласно [12], при наличии «парциального» времени жизни  $\bar{\tau}(\epsilon)$  функция распределения фотоэлектронов может быть записана при  $\epsilon > kT$  как

$$F(\epsilon) \propto \epsilon^{-2} \exp \left[ - \int_{\epsilon}^{\epsilon^*} \frac{\tau_c(\epsilon') d\epsilon'}{\bar{\tau}(\epsilon') \epsilon'} \right], \quad (11)$$

где

$$[\bar{\tau}(\epsilon)]^{-1} = \alpha^0(\epsilon)N$$

и  $\tau_c(\epsilon) \propto \epsilon^{-1/2}$  (акустические фононы). Подынтегральное выражение  $N\alpha^0(\epsilon)\tau_c(\epsilon)\epsilon^{-1}$  убывает с ростом  $\epsilon$ . При  $N < N^*$ , где  $N^*\alpha^0(kT)\tau_c(kT) = 2$ ,  $\exp \approx 1$  и  $F(\epsilon) \propto \epsilon^{-2}$ , фоторазогрев отсутствует; при  $N > N^*$  фоторазогрев имеет место. В последнем случае вид  $F(\epsilon)$  меняется с ростом  $\epsilon^*$  следующим образом. При  $\epsilon^* < \epsilon_m$   $F(\epsilon)$  имеет максимум в точке  $\epsilon = \epsilon^*$ , при  $\epsilon^* > \epsilon_m$  максимум находится в точке  $\epsilon = \epsilon_m$ . При  $\epsilon^* < \epsilon_m$  основная масса электронов находится вблизи  $\epsilon = \epsilon^*$ :

$$\tau^{-1}(\epsilon^*) \approx \langle \bar{\tau}(\epsilon) \rangle^{-1} = N \langle \alpha^0(\epsilon) \rangle \approx N \alpha^0(\epsilon^*) \quad (12)$$

— зависимость  $\langle \alpha^0(\epsilon) \rangle$  от  $\epsilon^*$  должна быть близка к  $\alpha^0(\epsilon^*)$ .

На рис. 5 зависимость  $\alpha^0(\epsilon^*)$ , полученная по формуле (10) путем замены  $\epsilon \rightarrow \epsilon^*$  (кривая 2), наложена на соответствующую экспериментальную (кривая 1) и близка к ней. Экстраполяция экспериментальной зависимости  $\alpha^0(\epsilon^*)$  в область  $\epsilon \approx kT$  дает значение  $\alpha^0$ , совпадающее с измеренной величиной  $\alpha^0(kT) \approx 1,5 - 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  [14] в материалах с  $N \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $K < 10^{-2}$  при  $T \approx 1,5$  К.

Рассмотрим теперь зависимость  $\langle \alpha^0 \rangle(N)$ . Предположим, что  $\varepsilon^*$  достаточно велико. При  $N > N^*$  у  $F(\varepsilon)$  появляется максимум при  $\varepsilon = \varepsilon_m(N) > kT$ . Поэтому  $\langle \alpha^0 \rangle(N) \approx \alpha^0[\varepsilon_m(N)]$ . Таким образом, с ростом  $N$  при  $N = N^*$  коэффициент  $\langle \alpha^0 \rangle$  должен возрасти. Поскольку функция  $\alpha^0(\varepsilon)$ , согласно (10), при  $\varepsilon \approx 8-10$  мэВ выходит на насыщение, при дальнейшем увеличении  $N$  зависимость  $\langle \alpha^0 \rangle(N)$  ослабевает и исчезает совсем. В этой области  $\tau \propto N^{-1}$  (рис. 4). Используя экспериментальное значение  $\alpha^0(kT)$  ( $1.5-2 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup>), мы вычислили  $N^*$ :  $N^* = 2-2.6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Это очень близко к значению  $2.4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, при котором наблюдается резкое падение  $\tau(N)$  (рис. 4, кривая 2, для которой  $\xi = 1$ , см. ниже).

4. Из рис. 4 видно, что с увеличением  $N$  уменьшение  $\tau$  от  $\tau \approx \tau_c$  до  $\tau \approx 0.1\tau_c$  происходит достаточно резко. Критическое значение  $N^*$  зависит от  $KN$  и  $W_\phi$  и может меняться в диапазоне  $N \approx 2.5-5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. При этом имеют место аномальные с точки зрения обычного захвата на ПЦ зависимости  $\tau$  от  $T$  и  $N^+$  (см. рис. 2). Отметим, что, поскольку захват на ПЦ является промежуточным звеном в трехступенчатой схеме рекомбинации, для реализации  $\tau < \tau_c$  и инверсии  $F(\varepsilon)$  при  $N = N^*$  необходимо, чтобы все захваченные носители рекомбинировали на ПЦ без эмиссии обратно в с-зону (т. е. величина  $\xi$  должна быть  $\approx 1$ ). Действительно, при повышении  $T$ , когда  $n_2 > n_1$  ( $T > 4,2$  К), пропадает зависимость  $\tau(\varepsilon^*)$  и  $\tau \approx \tau_c$ . Отсутствие выброса в с-зону при низких  $T$  и  $R_c \approx R_x$  возможно в двух случаях. а) При малых  $W_\phi^*$ , таких, что  $W_A(R) > W_\phi^*$  в достаточно большом диапазоне  $R$ . Из того факта, что для образцов с  $N \approx 3-5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и  $K > 10^{-3}$   $\tau \approx 1/\alpha^0(\varepsilon_m)N$  лишь при  $W_\phi < 10^{-1}$  с<sup>-1</sup> следует, что величина  $W_A$  для комплексов с  $R$ , отличных от  $R_x$ , оказывается достаточно малой  $W_A \ll 10^{-1}$  с<sup>-1</sup>. б) При наличии развитой Д<sup>-</sup>зоны, по которой электрон из долгоживущего комплекса может перейти к другому ПЦ и образовать комплекс с таким  $R$ , что  $W_A > W_\phi + W_T$ . Действительно, энергетический зазор  $\delta E$  между состоянием в комплексе и дном Д<sup>-</sup>зоны значительно меньше, чем  $\varepsilon(R_c)$  [16], и переход в Д<sup>-</sup>зону более вероятен [16]. В результате Д<sup>-</sup>зона обеспечивает рекомбинацию на ПЦ всех захваченных электронов без эмиссии в с-зону. Это свойство Д<sup>-</sup>зона сохраняет за собой даже в отсутствие заметной проводимости по ней, что имеет место при  $K \approx 10^{-4}-10^{-3}$ . В этом случае при малых  $N$  область пространства, охваченного делокализацией, относительно невелика, однако ее наличие позволяет электронам при  $W_T + W_\phi \neq 0$  передвигаться от одного ПЦ к другому вплоть до рекомбинации. С ростом  $N$  (т. е.  $\Delta$ ) энергетическая полуса делокализованных состояний сокращается, зазор  $\delta E$  увеличивается и комплексы с  $R \neq R_x$  могут разрушаться либо за счет фонового излучения или термического выброса в с-зону, либо захвата свободного носителя на комплекс. Именно срывом канала быстрого переноса объясняется, на наш взгляд, необычное возрастание  $\tau$  с ростом  $N^+$ , наблюдаемое в узком диапазоне  $N$  и  $W_\phi$  ( $N = 2.5-5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) (рис. 4).

Влияние флуктуационного разброса  $\Delta$  на делокализацию можно смоделировать на одном образце, увеличивая интенсивность подсвета  $W_\phi$  (рис. 2, кривые 2-4). С ростом  $W_\phi$  и понижением  $T$  увеличивается число комплексов Д<sup>-</sup>-Д<sup>+</sup>, что приводит, с одной стороны, к увеличению относительного вклада захвата на эти комплексы (рис. 2), с другой — к сужению полосы делокализованных состояний [16]. При некоторых  $W_\phi$  (рис. 2) наблюдается даже возрастание  $\tau$  с понижением  $T$  от значений  $\tau \approx (\alpha^0(\varepsilon)_{\max}N)^{-1}$  до  $\tau \approx \tau_c$ . При еще больших  $W_\phi$   $\tau \approx \tau_c$ . Как известно, делокализация наступает при достаточно большом отношении  $I/\Delta$  [17]. Энергетический интеграл перекрытия  $I \propto \exp(-\alpha R_c/a_i)$ , величина  $\Delta$  увеличивается с ростом  $K$  слабо [13]. Поэтому с увеличением  $N$  делокализация наступает и в образцах с большими  $K$ , что приводит к резкому падению  $\tau$  (при больших  $N$ ). Образцы с  $N = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $K \approx 10^{-4}$  и  $N \approx 6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $K \approx 10^{-2}$  оказываются идентичными в том смысле, что для них значений  $I/\Delta$  по оценкам близки. С другой стороны, наличие Д<sup>-</sup>зоны без выполне-

$$\alpha^0(kT)N > 2\tau_e^{-1}(kT)$$

не приводит к инверсии  $F(\epsilon)$  и неравенству  $\tau < \tau_e$  (рис. 6).

5. Отметим, что для образца № 17 (рис. 6) экспоненциальная зависимость  $\sigma_c(T)$  при  $T > 7$  К и  $E \approx 10$  В/см сменяется степенной:  $\tau \propto T^{2,5}$ , что характерно для образцов группы I, т. е. когда перенос захваченного носителя к ПЦ происходит прыжками по НЦ. Образец № 17 относится к промежуточным в том смысле, что в зависимости от внешних условий ( $T, E, W_\phi$ ) перенос захваченного носителя к ПЦ происходит либо прыжками, либо по Д<sup>-</sup>-зоне. Выражение для времени жизни можно записать в виде

$$\tau^{-1} = \alpha_{\text{офф}} N^+ + \alpha^0 N \frac{W_n}{W_n + W_T}. \quad (13)$$

С увеличением  $N$  и уменьшением  $N^+$  возрастает роль второго слагаемого; наоборот, увеличение  $W_T$  с ростом  $T$  приводит к преобладанию первого слагаемого. И наконец, падение  $\alpha_{\text{офф}}$  с ростом  $E$  приводит к тому, что рекомбинация через Д<sup>-</sup>-зону определяет время жизни свободных носителей от низких ( $T \approx 1,5$  К) до высоких ( $T \approx 15-17$  К) температур, где существенна термическая ионизация примесей.

Итак, все экспериментальные результаты находят естественное объяснение в рамках рассмотренной модели рекомбинации с участием нейтральных центров. Подчеркнем еще раз, что в сравнительно узком диапазоне концентраций основной примеси в зависимости от  $N, K$  и внешних условий определяющими могут становиться несколько различных механизмов рекомбинации. Разумеется, обнаруженные и исследованные нами процессы должны иметь место не только в Si, но и в других полупроводниках (например, в Ge) при близких значениях  $N^{1/3}a$  и  $K$ . Полученные результаты имеют прямое отношение к задаче получения максимальной фоточувствительности ИК приемников излучения и могут быть полезны также для выяснения условий делокализации **H<sup>-</sup>-подобных состояний в неупорядоченной системе нейтральных атомов при наличии дальнедействующих кулоновских сил.**

#### Литература

1. Абакумов В. Н., Перель В. П., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. С. 3.
2. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Мельников А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 281.
3. Гершензон Е. М., Ладыжинский Ю. П., Мельников А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 380.
4. Годик Э. Э., Курицын Ю. П., Синис В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 377.
5. Александров В. Н., Гершензон Е. М., Серебрякова Н. А., Мельников А. П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. С. 586.
6. Александров В. Н., Гершензон Е. М., Мельников А. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. С. 573.
7. Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. // УФН. 1980. Т. 132. С. 353.
8. Ворожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 480.
9. Ворожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А. и др. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1419.
10. Смит Р. Полупроводники. М.: ИИЛ, 1962.
11. Банная В. Ф., Веселова Л. И., Гершензон Е. М. // Зав. лаб. 1983. Т. 49. С. 21.
12. Ладыжинский Ю. П. // ФТП. 1969. Т. 11. С. 2282.
13. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
14. Гершензон Е. М., Ладыжинский Ю. П., Мельников А. П. // ФТП. 1973. Т. 7. С. 1100.
15. Гольдгур Е. Б., Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1109. ФТТ. 1984. Т. 26. С. 1705.
16. Банная В. Ф., Гершензон Е. М., Мельников А. П. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 746.
17. Anderson P. W. // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1452.

Московский государственный педагогический институт им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию 8.VII.1987

## FREE CARRIER RECOMBINATION IN DOPED SILICON WITH SMALL COMPENSATION

*L. A. Vorozhtsova, E. M. Gershenson, Yu. A. Gurvich,  
F. M. Ismagilova, A. P. Melnikov*

The recombination of free carriers in Si is studied for concentrations of the major impurity  $N=10^{15}-10^{17}$   $\text{cm}^{-3}$ , compensations  $K=10^{-5}-10^{-1}$  and optical excitation levels  $W_{\phi}N=(10^{-3}-10^3)N$   $\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$ . It is found that depending on the magnitude of the above-mentioned parameters and the temperature, several different recombination mechanisms may be possible: 1) direct (cascade) trapping at the attracting centers (AC); trapping by  $D-D^+$  complexes; 3) indirect recombination at the AC, i. e. capture into the  $D^-$  state with subsequent hopping (along neutral centers) or drift (along the  $D^-$  zone) with flow of the carrier to the AC. Indirect recombination is predominant for large values of  $N$  and small values of  $K$ ,  $T$  and  $W_{\phi}$ . The corresponding lifetime  $\tau$  is found to be smaller by several orders of magnitude than on cascade trapping at the AC. The dependences of  $\tau$  on  $N$  and  $T$  are explained qualitatively. The estimates of  $\tau$  agree with the experimental values in order of magnitude. For  $N>3\cdot 10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$  values of  $\tau$  are observed which are smaller than the energy relaxation time. This indicates an inverse distribution function of the photocarriers.