

ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ СЛАБОКОМПЕНСИРОВАННОГО КРЕМНИЯ В УСЛОВИЯХ ДЕЛОКАЛИЗАЦИИ $D^-(A^+)$ -СОСТОЯНИЙ

Л. А. Ворожцова, Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич,
Ф. М. Исмаилова, Л. Б. Литвак-Горская,
А. П. Мельников

Исследована примесная фотопроводимость (ФП) Si с $N^{1/2}a_0 > 6 \cdot 10^{-2}$ и $K = 10^{-3} - 10^{-2}$, где N — концентрация основной примеси, a_0 — ее борковский радиус, K — степень компенсации. Обнаружена ФП по D^- -зоне, которая в определенных условиях может превышать ФП по свободной зоне в десятки раз. Изучены зависимости времен жизни свободных носителей (τ_c) и носителей в D^- -зоне (τ_d) от T , N , N^+ , W_Φ , где $N^+ = KN$ — концентрация притягивающих центров, NW_Φ — интенсивность примесного фотовозбуждения. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что определяющую роль в рекомбинации свободных носителей на притягивающих центрах играет новый непрямой канал — через D^- -зону.

I. Введение

Проблема примесной проводимости зонного типа (ϵ_2 -проводимости) уже около 30 лет привлекает внимание исследователей [1–3]. Обычно ϵ_2 -проводимость наблюдается в гальваномагнитных измерениях в равновесных условиях при концентрациях примесей N ($0,1 - 1$) N_M , где N_M — концентрация, соответствующая переходу Мотта [2, 3]. В настоящее время принятым объяснением ϵ_2 -проводимости является модель проводящей D^- -зоны — аналога верхней зоны Хаббарда (ВЗХ) [4], но в неупорядоченной системе. Обнаружение $D^-(A^+)$ -состояний [5–7] и изучение их эволюции с ростом N от изолированных до значительно перекрытых [8, 9 и ссылки там], проведенное в основном спектральными методами в неравновесных условиях, позволило доказать, что ϵ_2 -зона образована перекрытыми $D^-(A^+)$ -состояниями, и определить влияние концентрации нейтральных и заряженных центров на энергетическое положение нижнего «края подвижности» D^- -зоны [9].

Исследования в основном проводились при концентрациях примесей, близких к порогу делокализации $N \leq 10^{-2} N_M$. В таких образцах значения ϵ_2 близки к $\epsilon_0 - \epsilon_i$, а равновесная проводимость полностью определяется s -зоной (зоной проводимости), ϵ_0 и ϵ_i — энергии связи электрона на нейтральном доноре и D^- -центре; для определенности здесь и ниже будем говорить о материале n -типа. Упоминание о p -типе встречается только при описании рисунков. В экспериментах заселение D^- -состояний осуществлялось при низких температурах через s -зону примесным подсветом. Исследовались оптические переходы носителей из делокализованных и локализованных состояний в s -зону. (Локализованные состояния — это комплексы типа $D^- - D^+$, энергетически расположенные в щели Мотта — Хаббарда [9].) Изучалось энергетическое положение тех и других состояний и изменение степени локализации с N , T , флуктуационным разбросом уровней Δ_U , вызванным наличием заряженных центров. Было обнаружено, что при $N^{1/2} > 7 \cdot 10^{-2}$ ($N \geq 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в Si:В при $K \leq 10^{-3}$) существуют как локализованные, так и делокализованные состояния; отношение их заселенностей n_d/n_n определенным образом меняется с N , T , уровнем подсвета W_Φ .

При низких температурах носители вымораживаются в локализованные состояния ($n_x/n_n < 1$). Сравнительно большие подсветы ($W_\phi = 10-250 \text{ с}^{-1}$), необходимые при спектральных измерениях для уменьшения сопротивления образца, шумов, а также создания достаточно большого числа избыточных локализованных и делокализованных носителей, приводят к ситуации, когда разброс Δ_{ij} , мешающий делокализации охватить более глубокие состояния, определяется не заряженными центрами, а $D^- - D^+$ -комплексами [9].

Комплексы с такими межцентровыми расстояниями R , при которых энергия ионного термина примесной молекулы ($\epsilon = \epsilon_i + e^2/\kappa R$) не слишком близка к энергии E_n гомеополярных термов — возбужденных состояний примеси, являются «долгоживущими». С повышением температуры носители из комплексов выбрасываются в D^- -зону, по которой могут приблизиться к другому притягивающему центру (ПЦ), вблизи которого есть нейтральный центр (НЦ) на характерном расстоянии R_n , таком, что

$$\epsilon_i + e^2/\kappa R \approx E_n,$$

и возможна быстрая рекомбинация. Таким образом, с повышением температуры сокращается число комплексов $D^- - D^+$, уменьшается флуктуационный разброс Δ_{ij} и энергетическое положение «края подвижности» смещается вниз; при значениях T , больших некоторой критической температуры T_k , преобладают делокализованные носители ($n_x/n_n > 1$).

Наблюдение делокализации носителей в спектрах субмиллиметровой фотопроводимости (ФП) при $\hbar\omega < \epsilon_0$ и $T > T_k$ вместе с одновременным падением магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ при $T > T_k$ указывает на возможность появления ФП по D^- -зоне (σ_d) [9]. Возникает задача обнаружения и исследования этой ФП.

В настоящей работе, являющейся продолжением и развитием [10], впервые, насколько нам известно, подробно изучается ФП в условиях делокализации D^- -состояний. В качестве объекта исследования выбран слабокомпенсированный n - и p -Si с $N^{1/2}a_0 = 6,2 \cdot 10^{-2} - 1,1 \cdot 10^{-1}$, в котором, согласно [9], уже существенно делокализация, а энергия ϵ_0 еще не уменьшилась ($\epsilon_0 = 45 \text{ мэВ} = \text{const}$). Для увеличения относительного вклада ФП по D^- -зоне (σ_d) измерения проводились на образцах с рекордно малой компенсацией: $10^{-5} < K < 10^{-4}$. Создание схем с сопротивлением утечек $R_{ут} > 10^{12} \text{ Ом}$ позволило выполнить исследования при значительно меньших (в $10^3 - 10^5$ раз по сравнению с [9]) подсветах — $W_\phi \approx 10^{-4} - 1 \text{ с}^{-1}$. В этих условиях число комплексов $D^- - D^+$ мало и, как показывают оценки, прямым захватом свободных носителей на них, равно как и на ПЦ, следует пренебречь. Таким образом можно считать, что все фотовозбужденные с НЦ носители, прежде чем они захватываются на ПЦ, завершая тем самым процесс рекомбинации, попадают в D^- -зону.

Параметры образцов

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
примесь	В	В	В	В	В	В	В	В	В	Ga	P	As
$N_a, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	2,4	2,8	3,0	4,2	5,9	5,2	7,8	12	8	9	9	12
$N_d, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	3	7	12	21	22	600	260	24	16	9	72	
$K, 10^{-5}$	1,25	2,5	4	5	3,7	110	33	2	2	1	6	

Предположение о наличии двух видов зонной ФП — σ_c по c -зоне и σ_d — делало целесообразным использование методики, позволяющей отдельно изучать зависимости σ_d и σ_c от $N N^+ = KN$, T , W_ϕ . Простейшим и наиболее адекватным способом является измерение ЭДС Холла при примесном воз-

буждении (фотохолл) с последующей обработкой результатов по двузонной модели.

Отметим, что исследование неравновесных процессов в условиях де-локализации, с одной стороны, важны для изучения свойств D^- -зоны — плотности состояний $\rho_d(\epsilon)$, где ϵ — энергия электрона, подвижности μ_d , времени жизни τ_d — о которых на сегодняшний день известно очень мало. С другой стороны, изучение механизма рекомбинации в этих условиях прямо связано с задачей получения максимальной фоточувствительности материала.

Статья построена следующим образом: в разд. II изложены методика эксперимента, результаты измерений и их обработки, в разд. III рассмотрена схема электронных переходов и проводится обсуждение результатов, в разд. IV даны основные выводы.

II. Экспериментальные результаты и их обработка по двузонной модели

Исследовались T -зависимости проводимости (σ) и постоянной Холла (R_H) при примесном фотовозбуждении в Si : B, Si : Ga, Si : As и Si : P с $N^{1/2}a_0 = 6,2 \cdot 10^{-2} - 1,1 \cdot 10^{-1}$ и $K < 10^{-2}$. Параметры образцов определялись из измерений зависимости $R_H(T)$ в равновесных условиях. Они представлены в таблице. Измерения $R_H(T)$ и $\sigma(T)$ по фотохоллу выполнены в диапазонах $T = 2 - 20$ К, электрических и магнитных полей $E = 2 - 70$ В/см и $H = 3 - 25$ кЭ. Фотовозбуждение носителей осуществлялось фоновым излучением в диапазоне $\lambda = 8 - 12$ мкм. В ряде экспериментов использовался подсвет от CO_2 -лазера ($\lambda \approx 10,6$ мкм) и InAs фотодиода ($\lambda \approx 3$ мкм). Приведенные ниже результаты в основном получены при малых интенсивностях фотовозбуждения $W_\phi N \approx (10^{-2} - 1)/N$. Градуировка подсвета осуществлялась по значению ФП эталонного образца Si : B с $N = 4 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $K = 0,15$.

На рис. 1 приведены зависимости $\sigma(T)$ и

$$\mu^*(T) = R_H(T)\sigma(T)$$

для образцов Si : Ga, Si : P, Si : As и Si : B при малых значениях W_ϕ . (Для Si : B $W_\phi \approx 0,25$ с $^{-1}$; для других материалов ввиду различных частотных зависимостей сечений фотоионизации значения W_ϕ при одном и том же фоновом под свете в диапазоне $\lambda \approx 8 - 12$ мкм несколько отличаются.) Образцы подобраны так, чтобы для них значения K и $N^{1/2}a_0$ были по возможности одинаковыми. Обратим внимание, что при высоких температурах зависимости $\sigma(T)$ близки к экспоненциальным с энергией активации порядка энергии связи $D^-(A^+)$ -центров $\epsilon_i \approx 2$ мэВ [8]. С понижением температуры зависимости $\sigma(T)$ ослабевают. Зависимость

$$\mu^*(T) = R_H(T)\sigma(T)$$

немонотонна: при высоких температурах μ^* постоянна и соответствует подвижности свободных носителей при рассеянии на НЦ (μ_c). С понижением температуры μ^* проходит через минимум; глубина минимума растет с уменьшением K и W_ϕ (см. ниже).

На рис. 1 для сравнения приведены зависимости $\sigma(T)$ и $\mu^*(T)$ для образца Si : B с тем же значением N , но большим K ($K \approx 10^{-3}$) — кривые 5 и 5'. Видно, что

$$\mu^*(T) = \mu_c = \text{const},$$

а зависимость $\sigma(T)$ степенная: $\sigma(T) \propto T^n$, где $n \approx 2$ [10].

Укажем теперь, что для всех образцов с $N^{1/2}a_0 \geq 7 \cdot 10^{-2}$, $K \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ имеет место делокализация D^- -состояний, о чем свидетельствуют спектральные измерения [9] и оценки, сделанные согласно [11]. Последнее

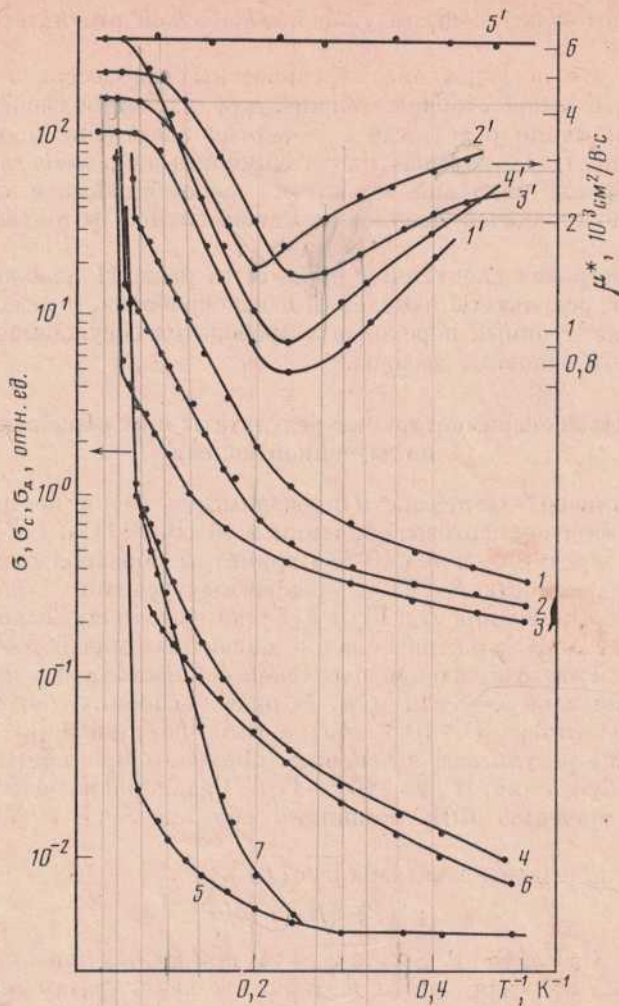


Рис. 1. Температурные зависимости σ и μ^* при малых W_Φ для образцов Si : B, Si : Ga, Si : P и Si : As. Для образца № 10 $\sigma(T) - I$, $\mu^*(T) - I'$, для образцов: № 11 - соответственно 2 и 2'; № 9 - 3 и 3'; № 5 - 4 и 4'; № 6 - 5 и 5'. Кривые 6 и 7 - расчетные значения $\sigma_d - 6$ и $\sigma_c - 7$ для образца № 5. Значения σ нормированы на единицу при $T = 15 \text{ K}$ и смещены для различных материалов в $\sqrt{10}$ раз

обстоятельство и наличие минимума $\mu^*(T)$ позволяет предположить, что кроме проводимости по c -зоне существует проводимость по примесной зоне, т.е. носителям примесной зоны с концентрацией n_d можно приписать некоторую подвижность μ_d , которая меньше μ_c . В общем случае при изменении соотношения между σ_c и σ_d μ^* может меняться от μ_c до μ_d .

Для расчета σ_c и σ_d мы будем пользоваться, как уже говорилось, соотношениями для двузонной модели [12]. В эти соотношения входят четыре величины: σ_c , μ_c , σ_d и μ_d . Из экспериментальных результатов следует, что при малых W_Φ μ^* может быть меньше μ_c по крайней мере на порядок, причем, как показывают оценки, в этих условиях еще $\sigma_c \sim \sigma_d$, следовательно, можно предположить, что $b = \mu_d / \mu_c < 2 \cdot 10^{-2} - 10^{-3}$. Оценки другого рода (см. ниже) дают $b \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Тогда в используемых нами полях $H \mu_d^2 H^2 / c^2 \ll 1$, и при не слишком больших σ_d / σ_c ($\sigma_d / \sigma_c < b^{-1}$), когда можно пренебречь вкладом носителей D^- -зоны в холловское поле, соотношения для двузонной модели приобретают вид

$$\mu_c(T) = \text{const}(T)/N, \quad (1)$$

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_d, \quad (2)$$

$$R_H = \frac{\sigma_c \mu_c}{(\sigma_c + \sigma_d)^2 + \sigma_d^2 \mu_c^2 H^2 / c^2}. \quad (3)$$

В дальнейшем мы ограничимся изложением результатов для Si:V. Наряду с экспериментальными значениями μ^* и σ будут приводиться также значения σ_c и σ_d , вычисленные по формулам (2) и (3). На рис. 1 результаты расчета для Si:V изображены кривыми 6 и 7.

На рис. 2 приведены зависимости $\sigma_c(T)/W_\Phi$, $\sigma_d(T)/W_\Phi$ и $\mu^*(T)$ при разных W_Φ для образца № 3. Для зависимости $\sigma_c(T)/W_\Phi$ характерно: при $T > T_K$ ($T \approx 4,2-5$ К) $\sigma_c \propto \exp(-\varepsilon_x/kT)$, а при $T < 3,5$ К σ_c практически не зависит от T . Отметим, что существует диапазон температур, где σ_d может быть больше σ_c , причем отношение σ_d/σ_c возрастает с уменьшением W_Φ , о чем свидетельствует и увеличение глубины минимума $\mu^*(T)$; при этом $\sigma_c/W_\Phi \approx \text{const}$ во всем рассматриваемом диапазоне T , а σ_d/W_Φ увеличивается с уменьшением W_Φ при $T < 7$ К, а при $T > 7$ К σ_d/W_Φ также const.

На рис. 3 показаны зависимости $\sigma_c(T)$ и $\sigma_d(T)$ для образцов №№ 2-5 при $W_\Phi = 0,25$ с⁻¹ и $E = 50$ В/см. Отметим, что экспоненциальная (при $T > T_K$) зависимость $\sigma_c(T)$ имеет увеличивающуюся с N энергию активации

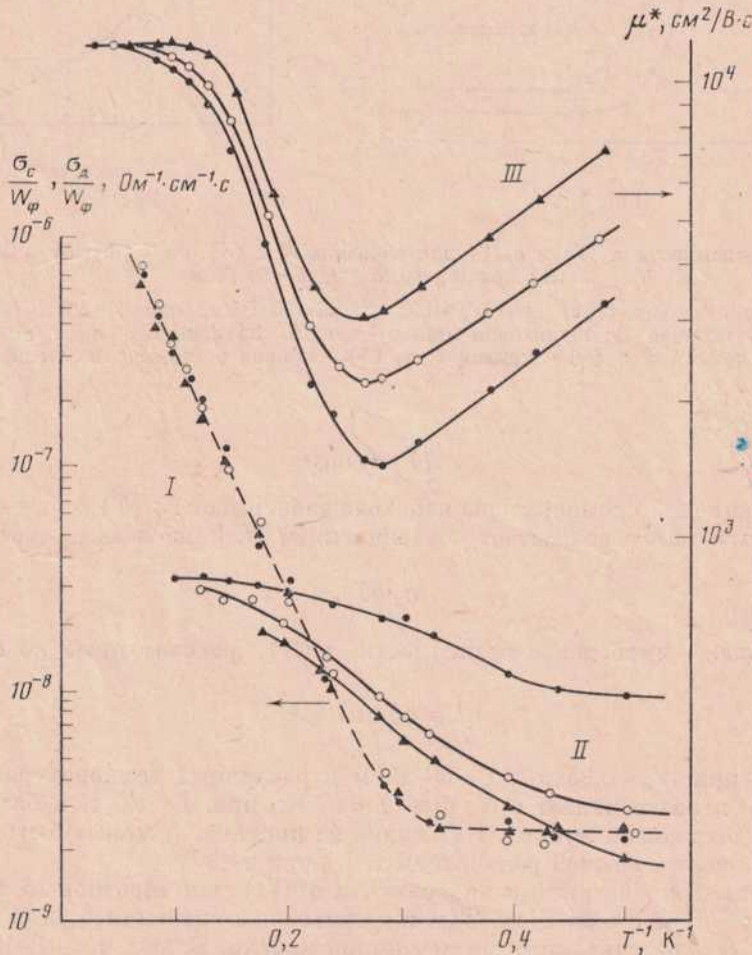


Рис. 2. Температурные зависимости σ_c/W_Φ (I), σ_d/W_Φ (II) и μ^* (III) для образца № 3 при различных уровнях подсвета W_Φ , с⁻¹: ● — $3 \cdot 10^{-2}$, ○ — 0,25, ▲ — 1

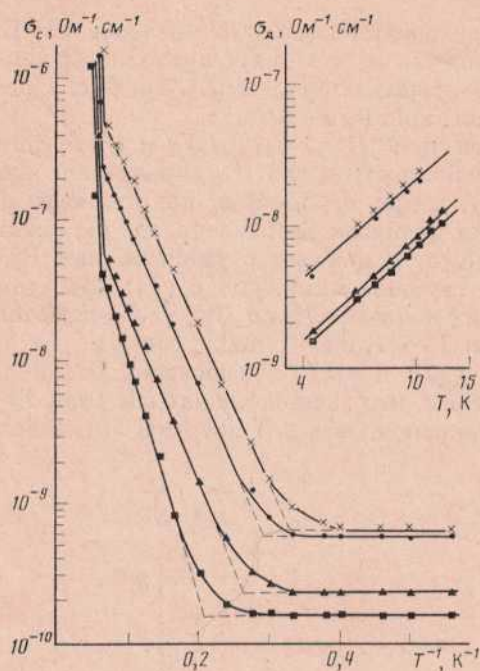


Рис. 3

Рис. 3. Зависимости $\sigma_d(T)$ и $\sigma_c(T)$ для образцов № 2 (×), № 3 (●), № 4 (▲) и № 5 (■) при $W_\phi=0,25 \text{ с}^{-1}$, $E=50 \text{ В/см}$

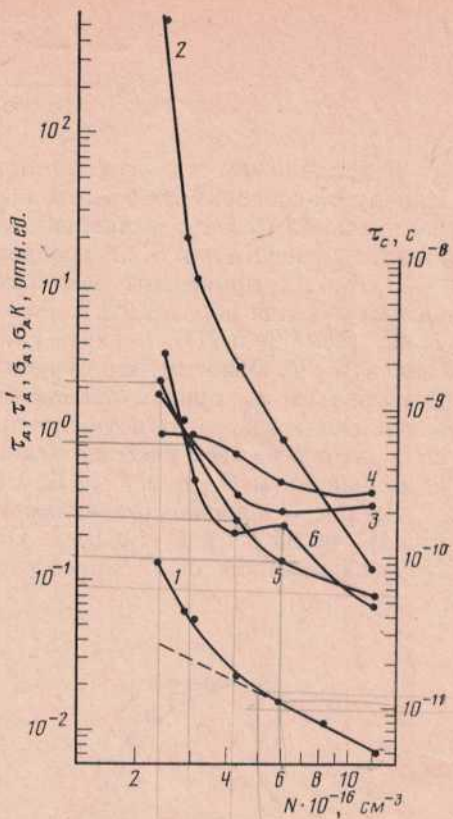


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость $\tau_c(N)$ при $W_\phi \approx 0,25 \text{ с}^{-1}$, $E=50 \text{ В/см}$, при $T=1,5 \text{ К}$ (кривая 1) и $T=10 \text{ К}$ (кривая 2); штриховая линия — $\tau_c \propto 1/N$. Зависимости $\sigma_d(N)$ — кривая 3; $\sigma_d K$ — кривая 4; $\tau_d(N)$ — кривая 5; $\tau_d'(N)$ — кривая 6 приведены для $T=4,2 \text{ К}$

ϵ_x ; при $T < T_k$

$$\sigma_c(T) = \text{const.}$$

Значение T_k — температуры перехода зависимости $\sigma_c(T)$ от $\sigma_c \propto \exp(-\epsilon_x/kT)$ к $\sigma_c \approx \text{const}$ — возрастает с увеличением N . Зависимость $\sigma_d(T)$ — степенная:

$$\sigma_d \propto T^n,$$

где $n \approx 2$.

На рис. 4 приведены зависимости $\tau_c(N)$, рассчитанные по формуле

$$\tau_c = \sigma_c / e \mu_c W_\phi N$$

и $\sigma_d(N)$ при $W_\phi=0,25 \text{ с}^{-1}$, $E=30 \text{ В/см}$ и различных температурах. Отметим, что τ_c резко падает с N при $T=10 \text{ К}$; при $T=1,5 \text{ К}$ и больших N $\tau_c \propto 1/N$ (штриховая линия). Как видно из рисунка, τ_c может быть меньше времени энергетической релаксации $\tau_\epsilon(\epsilon)$ при $\epsilon \approx kT$.

На рис. 5 представлены зависимости $\sigma(W_\phi)$ для образцов № 1 и № 5 при $T=1,5 \text{ К}$ и $E=30 \text{ В/см}$. Там же приведены значения σ_d и σ_c при некоторых W_ϕ , рассчитанные по двухзонной модели. Видно, что $\sigma_c \propto W_\phi$, а отношение σ_d/σ_c с уменьшением W_ϕ возрастает вплоть до $\sigma_d/\sigma_c \approx 20-30$ для образца № 5.

III. Рекомбинационная модель и обсуждение экспериментальных результатов

Обычно время жизни электронов τ , возбужденных с НЦ, определяется каскадным захватом на ПЦ [13]

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

где α^+ и N^+ — коэффициент захвата и концентрация ПЦ; α^+ и N^+ не зависят от N^0 -концентрации НЦ. В нашем случае τ^+/τ достигает значений ≈ 40 при $T=10$ К и $\sim 10^4$ при $T \leq 4,2$ К; это нельзя объяснить возрастанием N^+ по сравнению с KN [10].

В легированных материалах свободный электрон может захватиться на комплекс $D^- - D^+$ размером

$$R \approx R_c = (3\pi N/4)^{1/3} = 0,45 \cdot N^{1/3} = 2,4 \cdot 10^5$$

Коэффициент захвата на комплекс α^k меньше α^+ [13]:

$$\alpha^+/\alpha^k \approx e^2/\kappa R_c kT > 1.$$

Так, для образца с $N=3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при $T=4,2$ К $\alpha^+/\alpha^k \approx 17$. Для того чтобы τ при захвате на комплексы соответствовало экспериментальным значениям $\tau_c \approx 10^{-10}$ с при $T=4,2$ К, концентрация комплексов N_k должна быть 10^{15} см $^{-3}$. Оценим максимально возможное значение N_k , предположив, что разрушение комплексов происходит только при термической реэмиссии электронов в s -зону, т. е. когда мы пренебрегаем более вероятным выбросом в D^- -зону [9]. При $T=4,2$ К, $W_\phi \approx 0,25$ с $^{-1}$ для образца № 3 с $N=3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ значение $N_k \approx 10^{12}$ см $^{-3}$ оказывается на три порядка меньше требуемого. С увеличением T N_k будет еще меньше. Если $T < 4,2$ К, то комплексы не могут определять захват хотя бы потому, что при таких T $\tau_c < \tau_c$. Согласно [13], при захвате на диполи это неравенство не может иметь места.

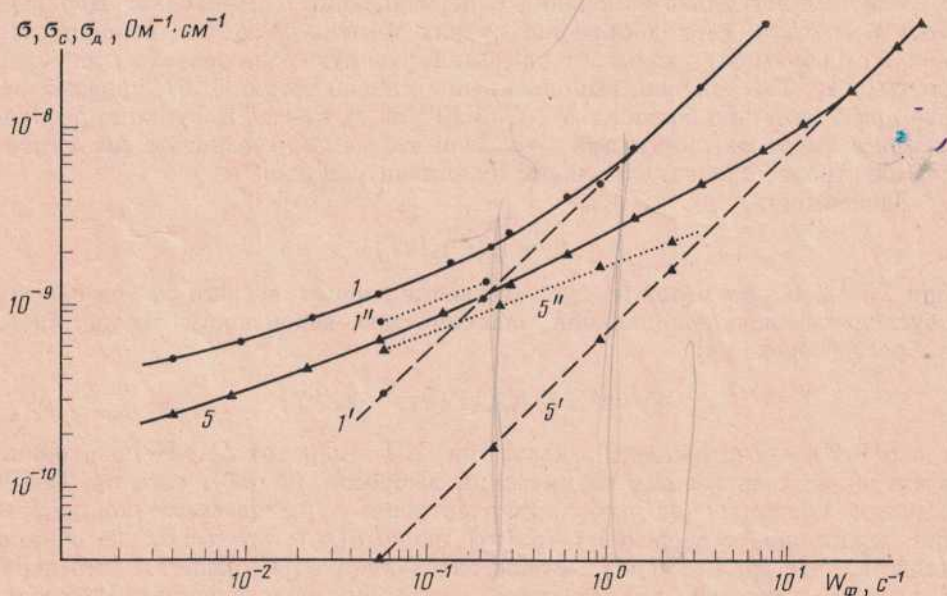


Рис. 5. Зависимости σ , σ_c , σ_d от W_ϕ при $T=1,5$ К и $E=10$ В/см для образцов: № 1 — соответственно кривые 1, 1', 1'' и № 5 — кривые 5, 5', 5''

Таким образом, для исследуемых образцов характерны следующие экспериментальные результаты: существуют делокализованные Д⁻состояния; $\mu^*(T)$ имеет минимум; зависимость $\sigma_c(T)$ при $T > 4,2$ К экспоненциальная; отношение τ^+/τ достигает больших значений (до 10^4 при $T=1,5$ К); τ_c определяется в основном величиной N . Как указывалось выше, минимум $\mu^*(T)$ свидетельствует о наличии двух механизмов ФП. Из экспоненциального характера $\sigma_c(T)$ следует, что при $T > 4,2$ К носители c -зоны находятся в равновесии с носителями Д⁻зоны. Наличие сильной зависимости $\sigma_c(N)$ и слабой $\sigma_c(N^+)$ позволяет предположить, что рекомбинация свободных электронов на ПЦ идет через Д⁻зону.

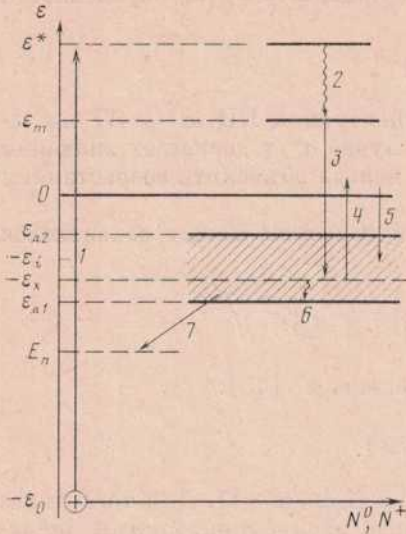


Рис. 6. Схема электронных переходов

энергетической релаксации $\tau_e(\epsilon_m)$ (переход 2). Затем электрон захватывается на ПЦ (коэффициент захвата $\alpha^0(\epsilon_m)$, переход 3). Захваченный электрон может быть термически выброшен в c -зону (переход 4), после чего он снова захватывается Д⁻зоной (переход 5); или может спускаться вниз по энергии (остывать) в Д⁻зоне в состояния, достаточно глубокие, откуда нет термического выброса за время τ_d' (переход 6). Остывающий носитель может двигаться во внешнем электрическом поле и создавать проводимость по Д⁻зоне, пока не будет захвачен на ПЦ (переход 7).

Сделаем несколько замечаний о перечисленных переходах. Неравенство $\tau_c < \tau_e(kT)$ (при достаточно низких температурах оно выполняется для всех образцов) указывает на доминирующую роль захвата носителей на ПЦ [14, 15]. Анализ, выполненный согласно теории [16], показывает, что при достаточно больших N ($N \geq 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³) $\epsilon_m \gg kT$ и функция распределения имеет максимум при $\epsilon \approx \epsilon_m$, так что можно говорить о совокупности электронов с $\epsilon \approx \epsilon_m$. Обозначим их концентрацию n_1 .

Зависимость

$$\sigma_c \propto \exp(-\epsilon_x/kT)$$

при $T \geq 4,2$ К указывает на существование энергетического зазора ϵ_x . Она обусловлена экспоненциальной зависимостью вероятности термического выброса (переход 4)

$$W_{\tau} \propto \alpha^0(kT) N_c(kT) \exp(-\epsilon_x/kT),$$

где $\alpha^0(kT)$ — коэффициент захвата на ПЦ (переход 5). Концентрация электронов, создаваемых термическим выбросом ($\epsilon \sim kT$), есть n_2 . Таким образом, концентрация свободных электронов n_c равна сумме концентраций электронов с энергией $\epsilon \approx \epsilon_m$ (n_1) и $\epsilon \approx kT$ (n_2): $n_c = n_1 + n_2$. То обстоятельство, что время жизни в c -зоне определяется ПЦ, означает, что переход 5 не является единственным каналом опустошения Д⁻состояний. Должен существовать отток электронов в глубь Д⁻зоны, откуда нет теплового выброса. Поэтому выше был введен переход 6, характеризующийся временем τ_d' . По своему смыслу τ_d' есть время, за которое

электрон D^- -зоны уходит вниз от уровня с энергией $(-\epsilon_x)$ на энергию $\sim kT$.

С учетом сказанного выше для рекомбинационно-генерационных потоков можно записать следующую систему уравнений:

$$W_\phi N^0 = n_1 \alpha^0(\epsilon_m) N^0, \quad (4)$$

$$N^- W_\tau = n_2 \alpha^0(kT) N^0, \quad (5)$$

$$n_1 \alpha^0(\epsilon_m) N^0 = N^- (\tau_d')^{-1}, \quad (6)$$

где N^- — концентрация D^- -центров в полосе $\sim kT$ вблизи $\epsilon = \epsilon_x$, $N^0 = N^- - N^+ \simeq N$. Из уравнений (4)–(6) находим

$$\sigma_c = e n_c \mu_c = e \mu_c W_\phi (1/\alpha^0(\epsilon_m) + W_\tau \tau_d' / \alpha^0(kT)). \quad (7)$$

Опираясь на рассмотренную модель, обсудим экспериментальные результаты.

А. Из (7) следует, что $\sigma_c \propto W_\phi$. Это соответствует эксперименту в выбранном диапазоне W_ϕ , как при низких (см. рис. 4), так и при высоких (см рис. 2) температурах. В области высоких температур

$$W_\tau > \alpha^0(kT) / \alpha^0(\epsilon_m) \tau_d'$$

и, согласно (7),

$$\sigma_c = e \mu_c W_\phi N_c \tau_d' \exp(-\epsilon_x/kT) \propto \exp(-\epsilon_x/kT), \quad (8)$$

что соответствует эксперименту при $T \geq 4,2$ К (см. рис. 1–3).

Из (8) получаем

$$\tau_c = N_c \exp(-\epsilon_x/kT) \tau_d' / N. \quad (9)$$

При $T=10$ К, как видно из рис. 4, $\tau_c(N)$ падает сильнее, чем $1/N$. Это можно объяснить увеличением ϵ_x с N (см. рис. 3), а также уменьшением τ_d' с ростом N . Величины ϵ_x и τ_d' будут обсуждены в пункте В.

При низких температурах, когда

$$W_\tau < \alpha^0(kT) / \alpha^0(\epsilon_m) \tau_d'$$

(захваченные носители не возвращаются в c -зону), имеем

$$\sigma_c = e \mu_c W_\phi / \alpha^0(\epsilon_m), \quad (10)$$

$$\tau_c = 1 / \alpha^0(\epsilon_m) N. \quad (11)$$

Отсюда следует, что в области низких T σ_c и τ_c не зависят от T и от N^+ , что подтверждается измерениями при $T < T_R$ (см. рис. 1, 2), а зависят только от N и $\alpha^0(\epsilon_m)$ (кривая 1 рис. 4). С ростом N ϵ_m растет [16], $\alpha^0(\epsilon_m)$ сперва возрастает, а затем перестает зависеть от ϵ_m [15]. В последнем случае ($N \geq 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$) $\tau_c \propto N^{-1}$ (см. рис. 4). Подчеркнем, что зависимость $\tau_c \propto N^{-1}$ справедлива не только для образцов с $K \approx 10^{-4} - 10^{-5}$, но и для образцов с большими K ($K < 10^{-2}$) (см. рис. 1).

Б. Согласно принятой модели, все фотоэлектроны, перед тем как захватиться на ПЦ, попадают в D^- -зону, где могут давать вклад в ФП. Выражение для σ_d имеет вид

$$\sigma_d = e \mu_d W_\phi N \tau_d, \quad (12)$$

где τ_d — время жизни в D^- -зоне. Если ввести эффективный коэффициент захвата из D^- -зоны на ПЦ α_d^+ ($\tau_d = 1/\alpha_d^+ N^+$), то

$$\sigma_d = eW_\phi \frac{\mu_d}{\alpha_d^+} \frac{N}{N^+} = eW_\phi \frac{\mu_d}{\alpha_d^+} \frac{1}{K}. \quad (13)$$

Следует ожидать, что произведение $\sigma_d K$ зависит от N слабее, чем σ_d . На рис. 4 приведены зависимости σ_d и $\sigma_d K$ от N ; видно, что действительно $\sigma_d K$ зависит от N значительно слабее, чем σ_d . Зависимость $\sigma_d(T)$, близкая к степенной ($\sigma_d \propto T^n$, где $n \approx 2$), имеет определенное сходство с T -зависимостью коэффициента захвата свободного электрона на ПЦ. Отметим, что в наших образцах возможно также прыжковое движение вакансий по основным состояниям примеси. Вследствие этого с понижением T и W_ϕ притягивающие центры вымораживаются в диполи $D^+ - A^-$. По этой причине, на наш взгляд, $\tau_d (\sim \sigma_d / W_\phi)$ возрастает с уменьшением W_ϕ в области низких T (см. рис. 5), в то время как при $T \geq 7$ К $\sigma_d \propto W_\phi$.

Таким образом, все основные экспериментальные результаты находят естественное объяснение в рамках обсуждаемой модели. При использованной экспериментальной методике разделить τ_d и μ_d нельзя. Для дальнейшей детализации необходимы независимые измерения τ_d (например, из исследований времени релаксации ФП при $\sigma_d > \sigma_c$) или μ_d (например, при прямом возбуждении носителей в D^- -зону $\hbar\omega < \epsilon_0$).

В. Остановимся теперь на некоторых дополнительных деталях, касающихся свойств D^- -зоны.

1. В выражении для τ_c (9) были введены величины ϵ_x и τ_d . Энергия ($-\epsilon_x$) по своему смыслу представляет собой верхнюю границу распределения

$$n_d(\epsilon) = \rho_d(\epsilon) F_d(\epsilon)$$

электронов D^- -зоны по энергии ($\rho_d(\epsilon)$ — плотность состояний в D^- -зоне, $F_d(\epsilon)$ — функция распределения, за нуль энергии принято дно c -зоны). τ_d — время спуска электрона в D^- -зоне от уровня $\epsilon \approx -\epsilon_x$ на глубину $\approx kT$ в состоянии, откуда термический выброс маловероятен.

Интересно сопоставить τ_d' с τ_d , где τ_d — введенное выше время жизни электрона D^- -зоны в проводящем состоянии. Величины τ_d и τ_d' не тождественны, но между ними должна существовать некоторая корреляция, поскольку они обе связаны с процессом релаксации энергии в D^- -зоне.

Мы оценили значения τ_d для разных образцов при $T = T_n$, приравняв друг другу два слагаемых в формуле (7). Результаты оценки показаны на рис. 4. Отчетливо видно, что корреляция между $\tau_d(N)$ и $\tau_d'(N)$ действительно имеется. Предположим далее, что $\tau_d' = \tau_d$ и вычислим значения n_d , μ_d , α_d^+ при $T = T_n$. Так, для образца № 3 ($N^+ = 1.2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$) при $W_\phi = 0.25$ с $^{-1}$ имеем $\tau_d' = \tau_d = 1.5 \cdot 10^{-6}$ с, так что $\alpha_d^+ \approx 5.8 \cdot 10^{-7}$ см 3 с $^{-1}$ и

$$\mu_d = \sigma_d / eW_\phi N \tau_d = 3 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1},$$

т. е. $b = \mu_d / \mu_c = 2.5 \cdot 10^{-4}$, а $\alpha^+ / \alpha_d^+ \approx 30$. Такие значения μ_d и α_d^+ представляются разумными.

2. Обозначим положение нижнего и верхнего краев подвижности D^- -зоны соответственно как ϵ_{d1} и ϵ_{d2} . Очевидно, что $\epsilon_{d1} \ll \epsilon_x < \epsilon_{d2}$. Точное положение уровня ($-\epsilon_x$) зависит от вида $F_d(\epsilon)$, которая неизвестна. Если зона узкая, то все эти энергии близки к уровню изолированного D^- -центра ($-\epsilon_i$). В согласии с этим при малых N $\epsilon_x \approx \epsilon_i = 2$ мэВ (см. рис. 7). С ростом N ϵ_x увеличивается. Это свидетельствует о том, что уровень ϵ_{d1} опускается.

На рис. 7 экспериментальные значения $\epsilon_x(N^{-1/2})$ сопоставлены с расчетной зависимостью положения дна D^- -зоны согласно работе Нишимуры

[17] (кривая 1) и положением нижнего края подвижности D^- -зоны (кривая 2) по работе [9]. Отметим качественное подобие расчетных кривых 1, 2 и экспериментальной зависимости $\epsilon_x(N^{-1/4})$. Расчет края подвижности проводился по формуле $\epsilon_{d1} = -(\epsilon_i + I)$, где $I = A \exp(-\beta N^{1/4}/a_i)$, $\beta \approx 1,73$, $a_i = 100$ А. Привязка сделана по образцу Si : В с $N \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, для которого значение ϵ_2 было определено из равновесных гальваномагнитных измерений: $\epsilon_2 = -22$ мэВ, т. е. $\epsilon_{d1} = \epsilon_0 - \epsilon_2 - \epsilon_i = 21$ мэВ. Упомянутая оценка $\epsilon_{d1}(N^{-1/4})$ с успехом использовалась в [9] для определения зазора между локализованными и делокализованными D^- -состояниями.

Отметим, что спектральные измерения свидетельствуют о том, что полоса делокализованных состояний простирается значительно глубже края подвижности. Так, для образцов Si : В с $N \approx (3-8) 10^{16} \text{ см}^{-3}$ оказывается, что делокализованные носители находятся в основном по энергии ниже первого возбужденного состояния примесного центра ($E_2 \approx -14,5$ мэВ). Концентрация электронов в этих состояниях оценивалась в [9] как $n_d \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Трудно представить себе, что величина подвижности $\mu_d(\epsilon)$ для столь «глубоких» носителей может быть значительной. По-видимому, спектрально наблюдались носители, делокализованные в кластерах конечных размеров. Отметим, что сам факт наличия в таких образцах делокализованных состояний с достаточно большой плотностью при ϵ ниже E_2 резко расходится с представлениями о D^- -зоне, изложенными в [17].

3. Сопоставление результатов измерений фотохолла со спектральными показывает, что плотность состояний в D^- -зоне $\rho_d(\epsilon)$ сравнительно монотонно падает с уменьшением ϵ . В формировании функции распределения $F_d(\epsilon)$ кроме процесса остывания, скорость которого $(\tau_d'(\epsilon))^{-1}$, по-видимому, падает с уменьшением $\rho_d(\epsilon)$, существенную роль играет рекомбинация электронов D^- -зоны через возбужденные состояния примесей; вероятность этого процесса $\tau_d^{-1}(\epsilon)$ немонотонно меняется с энергией и резко падает, когда ϵ становится меньше E_2 [9]. За счет этого зависимость $n_d(\epsilon)$ также немонотонна. При $\epsilon_x > |E_2|$ существует один максимум функции $n_d(\epsilon)$, а при $\epsilon_x < |E_2|$ возможны два максимума.

IV. Заключение

Проведенное исследование показывает, что проводимость по D^- -зоне в слабокомпенсированных полупроводниках ($K \approx 10^{-3} - 10^{-4}$) возникает при концентрации примесей $N \leq 10^{-2} N_m$. Даже вблизи порога делокализации фотопроводимость по D^- -зоне может в десятки раз превышать ФП по свободной зоне. Появление проводящей полосы делокализованных состояний кардинально меняет привычную схему и закономерности рекомбинации фотовозбужденных носителей: теперь захваченные на НЦ носители имеют возможность остывать в D^- -зоне, обеспечивая при этом ФП

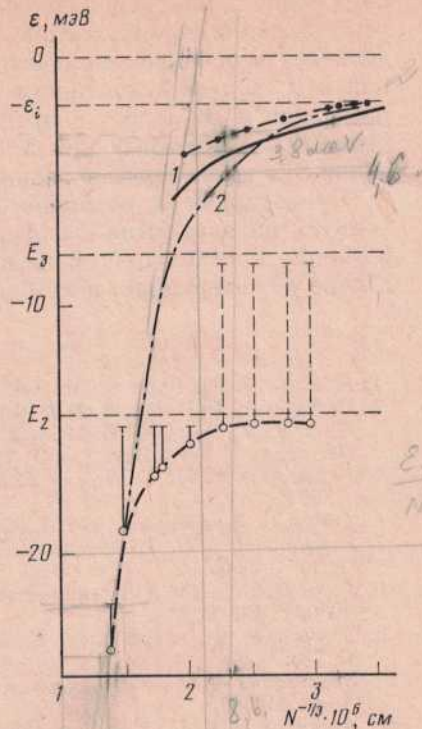


Рис. 7. Изменение с концентрацией примеси положения дна D^- -зоны согласно [17] (кривая 1); расчетная зависимость «края подвижности» [9] (кривая 2); экспериментальные значения Σ_x (●); энергетическое положение максимума делокализованных носителей согласно [9] (○)

по D^- -зоне и, наконец, захватываться на ПЦ, завершая тем самым процесс рекомбинации. Время жизни в c -зоне τ_c в условиях делокализации определяется в основном концентрацией НЦ и отношением скорости остывания в D^- -зоне к вероятности термического выброса из нее. Время жизни носителей в D^- -зоне τ_d определяется концентрацией ПЦ N^+ . Резкое падение ФП с ростом N при $N^{1/2}a_0 > 5 \cdot 10^{-2}$ следует учитывать при использовании Si в высокочувствительных фотоприемных устройствах.

Проведенные в неравновесных условиях исследования дали существенную, на наш взгляд, информацию о свойствах D^- -зоны. Тем не менее изучение проблемы D^- -зоны и ϵ_2 -проводимости на сегодняшний день еще далеко от завершения и требует дальнейшего комплексного исследования.

Литература

1. Fritzsche H. // J. Phys. Chem. Sol. 1958. V. 6. P. 69.
2. Davis E. A., Compton W. D. // Phys. Rev. 1965. V. 140. P. 2183.
3. Morr H., Tuz J. // УФН. 1963. Т. 79. С. 691.
4. Hubbard J. // Proc. Roy. Soc. A. 1964. V. 277. P. 237.
5. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Мельников А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 281.
6. Годиц Э. Э., Курицын Ю. А., Синис В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 377.
7. Гершензон Е. М., Ладыжинский Ю. П., Мельников А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 380.
8. Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Серебрякова Н. А. // УФН. 1980. Т. 132. С. 353.
9. Банная В. Ф., Гершензон Е. М., Мельников А. П. и др. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 746.
10. Ворожцова Л. А., Гершензон Е. М., Гурвич Ю. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 480.
11. Anderson P. W. // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1452.
12. Смит Р. Полупроводники. М.: НИЛ, 1962. Гл. 5. § 2.
13. Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясиевич П. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. С. 3.
14. Гершензон Е. М., Мельников А. П., Рабинович Р. И., Смирнова В. Б. // ФТП. 1983. Т. 17. С. 499.
15. Гольдур Е. Б., Рабинович Р. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1109. ФТТ. 1984. Т. 26. С. 1705.
16. Ладыжинский Ю. П. // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 2282.
17. Nishimura H. // Phys. Rev. A. 1965. V. 138. P. 845.

Московский государственный
педагогический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
19.II.1987

IMPURITY PHOTOCONDUCTIVITY OF WEAKLY COMPENSATED SILICON UNDER CONDITIONS OF DELOCALIZATION OF THE $D^- (A^+)$ STATE

L. A. Vorozhtsova, E. M. Gershenzon, Yu. A. Gurvich, F. M. Ismagilova,
L. B. Litvak-Gorskaya, A. P. Melnikov

The impurity photoconductivity of Si with $N^{1/2}a_0 > 6 \cdot 10^{-2}$ and $K = 10^{-5} - 10^{-3}$ is investigated (N is the concentration of the major impurity, a_0 its Bohr radius and the K the degree of compensation). Photoconductivity in the D^- region is observed which under certain conditions may exceed the photoconductivity in the free band by more than tens of times. The dependences of the lifetimes of the free carriers (τ_c) and carriers in the D^- band (τ_d) on T , N , N^+ and W_ϕ are studied; here $N^+ = KN$ is the concentration of the attracting centers and NW_ϕ is the intensity of impurity photoexcitation. The experimental results indicate that the decisive role in recombination of free carriers at the attracting centers is played a new indirect channel via the D^- band.