

УДК 621.315.592

СХЕМА ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ И ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛЬНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ α -ZnP₂

И. С. Горбань, А. В. Любченко, А. К. Ткаченко,
И. И. Тычина

Проведено детальное исследование процесса рекомбинации (характеристик фотопроводимости, фото- и катодолуминесценции и термостимулированной проводимости) в высокоомных кристаллах ZnP₂ тетрагональной модификации. Установлена схема наиболее эффективных фото- и термоэлектронных переходов в различных интервалах температур, механизмы излучательного захвата носителей на центры. Определены параметры очувствляющих m - и r -центров рекомбинации и t -центров прилипания: глубины залегания $E_{cm}=0.34\div 0.36$, $E_{cr}=0.70\div 0.73$ эВ, сечение захвата дырки $S_{pm}=(1\div 5)\cdot 10^{-18}$, $S_{pr}=(1\div 6)\cdot 10^{-19}$ и электрона $S_{nm}=(2\div 8)\cdot 10^{-15}$, $S_{nr}=(3\div 8)\cdot 10^{-14}$ см², сечение захвата фотона на r -центр, $\gamma=(2\div 8)\cdot 10^{-16}$ см²; $E_{\gamma t}=0.19\div 0.22$, $E_{\gamma l}=0.44\div 0.47$ эВ, $\mathfrak{N}_{t_1}=(0.2\div 0.8)\cdot 10^{16}$, $\mathfrak{N}_{t_2}=(0.1\div 0.5)\cdot 10^{16}$ см⁻³. Обсуждаются влияние центров прилипания на процесс рекомбинации и возможная природа центров свечения и прилипания.

В в е д е н и е

Из фотоэлектрических свойств монокристаллов α -ZnP₂ (тетрагональной модификации) исследовалось лишь спектральное распределение фотопроводимости [1]. В поляризованном свете обнаружены максимумы при энергиях квантов 1.65, 2.19, 2.55 при $E \parallel C$ и 1.85, 2.19, 2.58 эВ при $E \perp C$. Общая же картина рекомбинации носителей заряда и детали этого процесса в кристаллах ZnP₂ остаются невыясненными. В частности, подлежат определению механизмы захвата носителей, параметры центров фоточувствительности, влияние центров прилипания на процесс рекомбинации.

Монокристаллы α -ZnP₂ были получены методом статической пересублимации в вакууме 10^{-4} Па [2]. Исследования проводились на образцах с размерами $1.0 \times 0.2 \times 0.2$ см. Омические контакты были получены путем сплавления олова с примесью цинка в атмосфере водорода при температуре 520 К.

Напряженность электрического поля в образцах не превышала 5 В/см. Спектральные зависимости фототока и люминесценции были сняты на монохроматоре ДМР-4 и СПМ-2. Кинетика фототока исследовалась в линейном режиме при освещении кристалла короткими импульсами света $(2\div 3)\cdot 10^{-6}$ с, а также методом «светового удара» [3]. Люминесценция возбуждалась азотным лазером ЛГИ-21, приемником излучения служило охлаждаемое PbS сопротивление. Сигнал модулировался с частотой 80 Гц, после усиления и синхронного детектирования регистрировался потенциометром ЭПП-0.9 М.

1. Темновая и термостимулированная проводимость

Из исследований гальваномагнитных свойств были определены концентрация основных носителей заряда (дырок) и их подвижность: $p_0 = (4 \div 7) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 15 \div 20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 К). Установлено, что доминирующим в интервале 150–400 К является рассеяние дырок на ионизированных центрах. По температурным зависимостям $p_0(T)$ в кристаллах с различной степенью компенсации (рис. 1) определено положение двух акцепторных уровней: $E_v + 0.20$ и $E_v + 0.47$ эВ. Возможно, что одной из

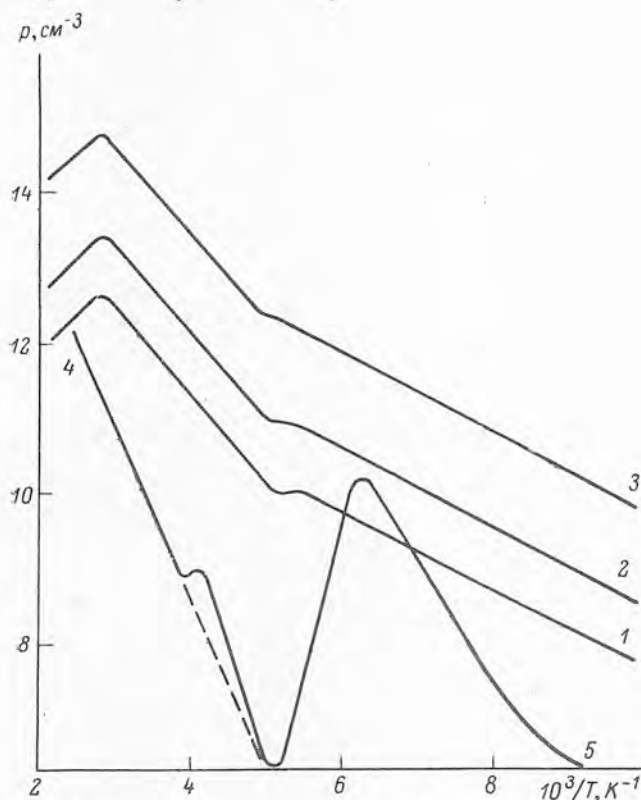


Рис. 1. Температурные зависимости фототока при различной интенсивности возбуждения (1–3), темнового (4) и термостимулированного токов (5).

компенсирующих примесей являются глубокие доноры $E_c - 0.36$ эВ, обнаруженные при исследовании электрических свойств кристаллов $\alpha\text{-ZnP}_2$, отожженных в парах цинка. Такой отжиг приводит к изменению типа проводимости и наклона температурной зависимости темновых носителей. По насыщению зависимости $\lg p = f(10^3/T)$ с использованием известных законов [4] определены концентрации доноров $N_d = (1 \div 6) \cdot 10^{15}$ и акцепторов $N_A = (2 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В интервале 150–550 К наблюдается два максимума термостимулированного тока (ТСТ). Энергетическое положение центров прилипания, ответственных за ТСТ, было определено по максимуму ТСТ, а также по наклону начального участка ТСТ [5] и оказалось равным $E_v + 0.21$ и $E_v + 0.44$ эВ. Эти величины совпадают с энергиями активации p_0 в исследованных кристаллах. Оценка концентрации центров прилипания t_1 и t_2 известными методами [6] дает соответственно $N_{t_1} = 8.0 \cdot 10^{15}$ и $N_{t_2} = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.¹

¹ Корректное определение N_{t_i} может быть проведено лишь при условии постоянства времени жизни в области ТСТ, что в исследуемых кристаллах [не всегда реализуется (см. раздел 4)].

Анализ результатов исследования температурных зависимостей темного тока, ТСТ и подвижностей дырок позволяет сделать вывод о том, что центры t_1 скомпенсированы полностью, а центры t_2 — значительно (уровень Ферми совпадает с t_2 при 290 К), и они определяют зависимость $p_0(T)$.

2. Стационарные характеристики фототока

Спектральные зависимости фототока $I_\phi(h\nu)$ приведены на рис. 2. Подъем кривой при $h\nu \geq 2.0$ эВ связан с собственным поглощением (ширина запрещенной зоны кристаллов α -ZnP₂ при 300 К равна $E_g = 2.15$ эВ). Пороги примесных фотоэффектов наблюдаются при значениях энергии 1.16, 1.45 и 1.85 эВ (290 К). Понижение температуры приводит к их сме-

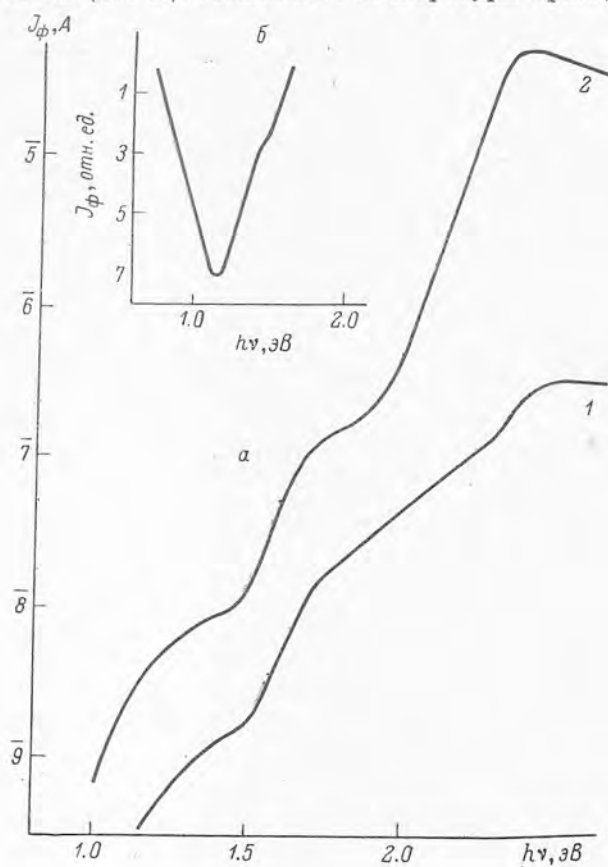


Рис. 2. Спектральные распределения фототока (а) и оптического гашения фототока (б).

T , К: а) 1 — 100, 2 — 300; б) 200.

щению в коротковолновую часть спектра, скорость смещения (-5.5×10^{-4} эВ/К) совпадает с зависимостью dE_g/dT [7]. Знак фотоносителей при примесном возбуждении — дырочный, что свидетельствует о генерации основных носителей с локальных центров в v -зону.

В фоточувствительных кристаллах наблюдается оптическое гашение (ОГ) фототока, обусловленное генерацией неосновных носителей (электронов) в c -зону (рис. 2). Длинноволновая граница гашения расположена при $E_c = 0.72$ эВ.

При низких температурах наблюдается две области (I и II) температурной активации (ТА) фототока с энергиями процесса $E_I = 0.11$ и $E_{II} = 0.23$ эВ (рис. 3). Температура, соответствующая концу области I, с ро-

стом интенсивности возбуждения L смещается в область более высоких температур. Конец второй области ТА и начало следующей за ней области температурного гашения (ТГ) фототока практически не зависят от L (рис. 3). Зависимость $J_{\phi}(1/T)$ в области ТГ экспоненциально с энергией активации 0.11 эВ. Кратность ТГ невелика (~ 10).

ТГ сопровождается увеличением показателя α люксамперной характеристики (ЛАХ, $J_{\phi} \sim L^{\alpha}$). Зависимость $\alpha(T)$ при фиксированной вели-

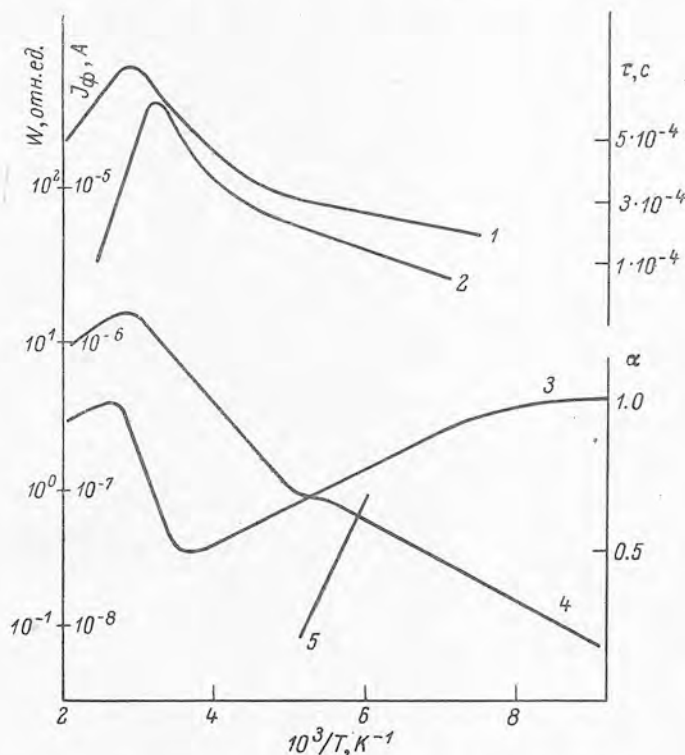


Рис. 3. Температурные зависимости для кристаллов α -ZnPr₂ времени релаксации τ носителей (1), интенсивности полосы люминесценции с $h\nu=1.20$ эВ (2), показателя ЛАХ (для кривой 1, рис. 1) (3), фототока (4), интенсивности полосы люминесценции с $h\nu=1.90$ эВ (5).

чине L имеет δ -образный характер с максимумом ($\alpha \rightarrow 1$) в области интенсивного гашения (рис. 3).

При низких температурах ($T < 120$ К) и использованных интенсивностях возбуждения ЛАХ линейна ($\alpha=1$). Повышение температуры приводит к появлению на них низких и высоких L сублинейных участков ($\alpha=0.5$). В областях ТА фототока показатель ЛАХ уменьшается до 0.5 (рис. 3).

3. Стационарные характеристики фотолюминесценции

Спектры катодолюминесценции представлены на рис. 4. Узкие спектральные линии, расположенные в областях 2.15 и 1.51 эВ, обусловлены, по-видимому, излучательной аннигиляцией экситонов, связанных на мелких изоэлектронных центрах (азот) и глубоких донорах. Для наиболее длинноволновой полосы (1.35 эВ) характерна зависимость положения максимума и формы от интенсивности возбуждения, что позволяет связать ее при 4 К с излучением в донорно-акцепторных парах (переход 1 на рис. 5).

Межпримесную природу свечения имеет и достаточно широкая полоса при 1.90 эВ.

В спектре фотолюминесценции при 80 К наблюдаются две полосы с максимумами 1.86 и 1.28 эВ, при комнатной температуре — лишь одна 1.20 эВ с полушириной, равной 0.30–0.35 эВ (рис. 4).

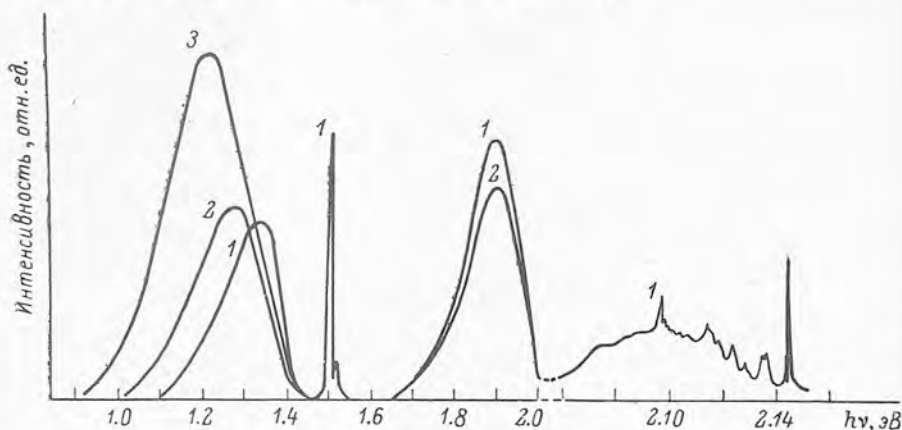


Рис. 4. Спектральные распределения катодолюминесценции (1) при 4.2 К и фотолюминесценции при 80 (2) и 300 К (3).

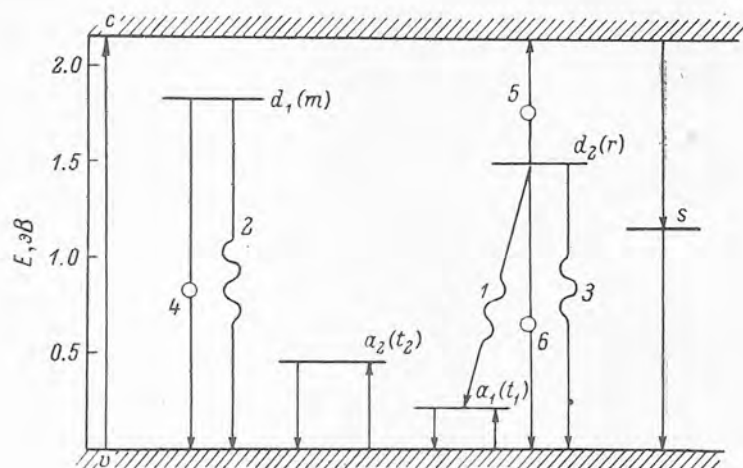


Рис. 5. Схема локальных центров и электронных переходов в монокристаллах α -ZnP₂.

Указаны излучательные (1–3) и примесные оптические (4–6) переходы.

Типичные температурные зависимости интенсивности W различных полос фотолюминесценции приведены на рис. 3. Температурное тушение полосы 1.9 эВ происходит с энергией активации $E=0.22$ эВ, что совпадает с глубиной залегания t_1 -центров прилипания. Для интенсивности W полосы 1.20 эВ характерна корреляция с температурной зависимостью фототока (рис. 3) — ее ТА до 310 К, а затем ТГ, однако с большим наклоном, чем зависимость $J_\phi(T)$.

4. Кинетика фототока

Для получения более полной информации о процессах рекомбинации носителей заряда в ZnP₂ проведены исследования кинетики фототока. При низких температурах кривая релаксации в линейном режиме состоит

из двух и более участков с различными характеристическими временами t_i ($i=1, 2, 3$; $10^{-6} < t_i < 10^{-3}$ с), зависящих от L в области комнатных температур.

В области ТА фототока происходит удлинение медленной компоненты релаксации τ_2 (рис. 3) и увеличение полной амплитуды импульса фототока.

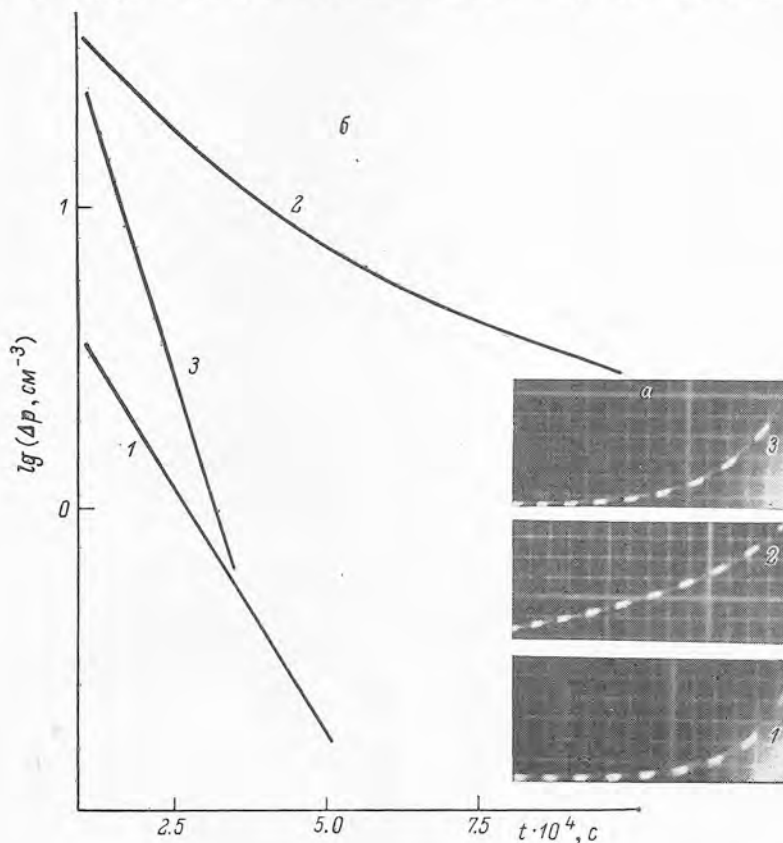


Рис. 6. Осциллограммы импульса фототока (а) и кривые убывания концентрации (б) при различных температурах.

T , К: 1 — 160, 2 — 300, 3 — 420.

В области ТГ фототока величина τ_2 уменьшается по идентичному с p (T) закону, т. е. между медленной компонентой релаксации τ_2 и временем жизни дырок τ_p имеется прямое соответствие.

Для исследованных кристаллов специфична и форма кривой релаксации в режиме «светового удара» в нелинейном режиме возбуждения фототока ($\Delta p \gg p_0$). При 160 К закон спада экспоненциален, затем к концу области ТА он переходит в гиперболический. В области ТГ вновь становится экспоненциальным, причем скорость спада зависит от температуры (рис. 6).

5. Схема электронных переходов

Приведенные выше характеристики фототока, ТСТ и люминесценции позволяют предложить следующую схему локальных центров и фотоэлектронных переходов для исследованных кристаллов (рис. 5). Она включает несколько типов локальных центров: рекомбинации и свечения (r , m , s), прилипания (t_1 , 2), компенсированные акцепторы (a_1 , 2), компенсирующие центры — мелкие и глубокие доноры (d_1 , 2). В кристаллах p -типа центры фоточувствительности при освещении должны быть

полностью заполнены дырками и иметь малое сечение захвата основных носителей. В качестве таких центров могут выступать глубокие доноры (d_2 , s), нейтральные после захвата неравновесного электрона (в притягивающем кулоновском поле) и с излучательным захватом дырки (полосы излучения при 1.9 и 1.35 эВ). Большая асимметрия сечения захвата обоих процессов $S_{ni} \gg S_{pi}$ (до $10^4 \div 10^6$ в фоточувствительных кристаллах A^{11}BVI [8]) обуславливает сильную монополярность и фоточувствительность ($\tau_p \gg \tau_n$). Рекомбинационное взаимодействие между этими центрами и быстрым s -каналом рекомбинации обуславливает явления ОГ и ТГ фототока [9, 10].

Глубина залегания r -центров может быть определена по границам соответствующих фотоэффектов: величина E_{cr}^0 из спектрального распределения ОГ, E_{sr}^0 из спектра примесного фотоэффекта. Сумма энергий $E_{cr}^0 + E_{sr}^0 = 2.18$ эВ близка к ширине запрещенной зоны $\alpha\text{-ZnP}_2$ при 300 К, что подтверждает высказанное предположение. Возможно, что с r -центрами (доноры d_2) связана экситонная полоса люминесценции 1.51 эВ при 4.2 К. Эти центры образуют донорно-акцепторные пары с мелкими акцепторами (t_1) и формируют межпримесное свечение 1.35 эВ при 4 К. При более высоких температурах, когда захват на t_1 -центры невозможен, свечение возникает при захвате свободной дырки на d_2 -донор. ТГ этого свечения (равно как и фототока) наступает при $T > 360$ К в связи с термическим выбросом неравновесного электрона из d_2 -центра в s -зону. Со вторым типом центров фоточувствительности (m) связана более коротковолновая полоса примесного фотоэффекта с границей $E_{cm}^0 = 1.82 \div 1.85$ эВ и свечение 1.86 эВ при $T > 100$ К. Эти центры можно обнаружить по спектрам термостимулированной люминесценции в кристаллах $\alpha\text{-ZnP}_2$.

При низких температурах рекомбинация в основном контролируется m - и r -центрами (две полосы в спектре). В дальнейшем m -центры (как менее глубокие доноры) исключаются из этого процесса в результате термического выброса электрона в s -зону, что сопровождается ТГ соответствующей полосы. Поскольку m -центры имеют большее сечение захвата дырки и фоточувствительность определяется в основном r -центрами, этот термический переход не сопровождается ТГ фототока.

Следует заметить, что процесс рекомбинации в исследованных кристаллах существенно осложнен центрами прилипания (t_1 и t_2), неравновесное заполнение которых сказывается на заполнении центров рекомбинации и характеристиках фототока и люминесценции.

6. Влияние центров прилипания

Если температура достаточно низка и можно пренебречь тепловыми переходами даже с наименее глубоких центров (рис. 5), освещение приведет к электронному заполнению центров рекомбинации (компенсированные доноры), а соответствующий дырочный заряд локализуется в основном на центрах прилипания (компенсированные акцепторы) — происходит оптическая перезарядка центров [11]. Учитывая высокоомность и p -монополярность кристаллов, условие электронейтральности в анализированной модели (рис. 5) можно записать в следующем виде:

$$\sum_i \Delta N_i = p + \sum_j \Delta p_j, \quad i = m, r, s, \quad j = t_1, t_2, \quad (1)$$

где p — концентрация неравновесных дырок, ΔN_i , Δp_j — изменение электронного и дырочного заполнения различных типов центров. Ниже области ТГ условие (1) связано в основном с r -центрами чувствительности ($\Delta N_r \gg \Delta N_{m,s}$) [8]. При этом величина $\Sigma \Delta p_j$ образует некоторую исходную (после перелокализации) концентрацию электронов на них — N_r^0 . При низких температурах $N_r^0 = \Sigma N_t$ из-за сильной компенсации акцепторов. С увеличением температуры величина N_r^0 будет зависеть от заполнения t -центров, стремясь при высоких температурах к 0. С учетом изложенных выше

соображений условие (1) определяет величину и температурную зависимость времени жизни основных носителей

$$\tau(T) = g_r(T) [C_{nr}(p + \Delta N_r^0)]^{-1}, \quad (2)$$

где выход рекомбинационного потока на r -центры $g_r \sim C_{nr}(\mathfrak{N}_r - N_r)$ также зависит от T при их сильном электронном заполнении. Таким образом, температурная зависимость фототока имеет сложный характер и на ней можно выделить две области ТА, совпадающие с пиками ТСТ (рис. 1), в которых время жизни и g_r растут в результате уменьшения величины N_r^0 .

Количественное описание такой зависимости весьма сложно и для упрощенной модели ($g_r = \text{const}$) проведено в работе [12]. В анализируемом случае, если концентрация фотовозбужденных дырок $p < \mathfrak{N}_{t_1}$ и $\mathfrak{N}_{t_2} < \mathfrak{N}_{t_1}$, фототок будет экспоненциально возрастать с наклоном $E_{t_1}/2$ [13]. Экспериментально найденные наклоны кривых $p = f(T)$ в области I действительно вдвое отличаются от $E_{v_{t_1}}$. По температуре T^I , соответствующей концу области ТА, определяется величина \mathfrak{N}_{t_1} . Параметры центров прилипания, определенные различными методами, приведены в табл. 1.

Таблица 1
Параметры центров прилипания

Тип центра	E_{v_t} , эВ				\mathfrak{N}_t , см ⁻³		S_p , см ²
	$p_0(T)$	ТСТ	ТСЛ	$p(T)$	ТСТ	$p_\Phi(T)$	ТСТ
t_1	0.19	0.20	0.22	0.2	$6 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{-18}$
	0.20	0.20	0.20	0.22	$2 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{-18}$
	0.21	0.22	0.21	0.23	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{-18}$
	0.22	0.20	0.19	0.23	$3 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{-18}$
t_2	0.44	0.45			$2 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{-17}$
	0.46	0.44			$1 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{-17}$
	0.46	0.48			$5 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{-17}$
	0.47	0.46			$3 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{-17}$

Таблица 2
Параметры центров рекомбинации

Тип центра	E_{v_i} , эВ		E_{c_i} , эВ		S_{p_i} , см ²		S_{n_i} , см ²	S_Φ , см ²	\mathfrak{N} , см ⁻³
	$J_\Phi(h\nu)$	$h\nu_m$	ОГ	$n(T)$	$Z(L)$	$\Delta p(L)$	ФП	ФП	ФП
r	1.46	1.51	0.70		10^{-19}	$3 \cdot 10^{-19}$	$8 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$8 \cdot 10^{14}$
	1.47	1.50	0.72		$4 \cdot 10^{-19}$	$2 \cdot 10^{-19}$	$6 \cdot 10^{-14}$	$8 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{15}$
	1.44	1.50	0.73		10^{-19}	$2 \cdot 10^{-19}$	$7 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{15}$
	1.45	1.51	0.72		$3 \cdot 10^{-19}$	$6 \cdot 10^{-19}$	$3 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-16}$	$1 \cdot 10^{15}$
m	1.84			0.34	$2 \cdot 10^{-18}$		$7 \cdot 10^{-15}$		
	1.85			0.36	$4 \cdot 10^{-18}$		$2 \cdot 10^{-15}$		
	1.83			0.35	$5 \cdot 10^{-18}$		$6 \cdot 10^{-15}$		
	1.86			0.36	$2 \cdot 10^{-18}$		$8 \cdot 10^{-15}$		

Вторая область ТА фототока связана уже с термическим отлипанием дырок с центров t_2 . В результате происходит дальнейшее возрастание τ_2 с энергией активации $E_i = E_{v_{t_2}}/2$ (рис. 1). В отсутствие ТГ зависимость $\tau(T)$ прекратилась бы при выполнении условия $p > \mathfrak{N}_{t_2}$, где величина τ определяется только уровнем возбуждения, а характер рекомбинации становится чисто бимолекулярным ($\alpha = 0.5$). В области низких T в зависимости от соотношения между p и $\Sigma \mathfrak{N}_i$ ЛАХ может быть как линейной, так и сублинейной (см. раздел 2).

Известно [14], что в этих условиях ТГ происходит по экспоненциальному закону с энергией активации $E_i \geq E_{cr}$. В исследуемом случае наклон зависимости $J_\phi = f(10^3/T)$ в области ТГ существенно меньше величины E_{cr} (табл. 1). Такое расхождение связано с тем, что активация фототока не прекращается и в области ТГ. Для описания зависимости $p(T)$ в этих условиях можно воспользоваться следующим выражением:

$$p^2 = g_r L \frac{N_v \mathfrak{N}_{t_2}}{(1 - g_r) C_{nr} N_r} \exp\left(-\frac{E_{vt_2} - E_{cr}}{kT}\right), \quad (3)$$

т. е. при $E_{cr} > E_{vt_2}$ (табл. 1, 2) будет преобладать ТГ с энергией активации $|E_i| = \frac{1}{2}(E_{vt_2} - E_{cr}) = 0.12$ эВ, что близко к наблюдаемой на опыте.

Прилипанием искажается и ТГ люминесценции [13]

$$W = \beta \frac{C_{k\infty}}{\mathfrak{N}_i} (g_r L)^2 \frac{N_v}{[(1 - g_r) C_{nr} N_c]^2} \exp\left(-\frac{E_{vt} - 2E_{cr}}{kT}\right). \quad (4)$$

Однако это влияние значительно меньше, чем для p (3) (в экспоненту входит величина $2E_{cr}$), и ТГ свечения происходит с большим наклоном $E_c \simeq 0.4$ эВ. Заметим, однако, что экспериментально определяемые величины E_i для W (4) уступают рассчитанным значениям для известных глубин залегания t_2 - и r -центров (табл. 1).

Одна из возможных причин лежит в температурной зависимости выхода $g_r(T)$: возрастание g_r , равно как и пропорциональная ей интенсивность свечения в r -полосе (рис. 3), может сохраниться и в области ТГ фототока и люминесценции (3), (4), уменьшая наклон зависимости $W(T)$ (4).

Сильная температурная зависимость электронного заполнения r -центров сказывается и на форме кривых релаксации фототока при «световом ударе» (см. раздел 4). После окончания импульса возбуждения скорость рекомбинации неравновесных дырок в монопольном полупроводнике ($\tau_n \ll \tau_p$) описывается следующим выражением:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -C_p \Delta p (N_r^0 + \Delta p) - C_n N_c \exp\left(-\frac{E_{rr}}{kT}\right) (N_r^0 + \Delta p). \quad (5)$$

В области $T < 160$ К, когда ТГ можно пренебречь [второй член в (5) и r -центры полностью заполнены ($N_r^0 \simeq \mathfrak{N}_r$)], закон спадаания будет экспоненциальным. К концу области активации $J_\phi(\Delta p \geq N_r^0)$ он переходит в гиперболический. В области сильного ТГ величина $d\Delta p/dt$ определяется уже скоростью термической генерации электронов с r -центров в c -зону. Кривая релаксации вновь становится экспоненциальной.

7. Параметры локальных центров

Сложность рекомбинационной модели требует большой осторожности при использовании аналитических выражений для определения параметров локальных центров. Глубина залегания t_1 -центров E_{t_1} определяется достаточно точно как по максимумам кривых ТСТ и ТСЛ [6], так и по наклону ТА фототока. Их концентрация определяется корректно лишь по концу области активации [13]. Использование площади под кривой не является корректным, так как время жизни зависит от температуры (см. раздел 5). Это же замечание относится и к методу определения сечения захвата дырок [6]. Параметры t_2 -центров определяются менее надежно, так как на кривые ТА фототока накладываются эффекты, связанные с влиянием t_1 -центров, при низких и ТГ при высоких температурах.

Глубины залегания центров рекомбинации (табл. 2) определяются из спектральных характеристик фототока (оптические значения величин E_{rr} , E_{vm} , E_{cr}) по порогам соответствующих фотоэффектов. Термическое значение E_{cr} , определяемое по ТГ фототока и люминесценции, существенно искажается прилипанием носителей (3), (4). Для определения E_{cr} необходимо знать механизм рекомбинации (моно- или бимолекулярный) и ве-

личину E_{vt} (табл. 1). Концентрация r -центров \mathcal{N}_r и сечение захвата ими дырок S_{pr} могут быть определены методом «светового удара»^[3] лишь в узкой области T , предшествующей ТГ фототока, где релаксация носителей носит гиперболический характер (см. раздел 6). Так же можно определить величины S_{pr} и S_{ps} по зависимости $\tau_{1,2}(p)$ — соответствующих времен релаксации при высоком уровне стационарного фонового возбуждения, когда уровни прилипания заполнены дырками и не играют существенной роли в процессе рекомбинации^[4]. Для s -центров величина S_{ps} равна $(1 \div 3) \cdot 10^{-15}$ см². По зависимости τ ($1/T$) в области ТГ определялось сечение захвата неосновных носителей S_{nt} ^[15], из ОГ фототока — сечение захвата фотона r -центрами^[8] (табл. 2).

Исходя из результатов термического отжига и исследования электрических и фотоэлектрических свойств кристаллов n - и p -типов, можно высказать следующее предположение о химической природе центров. Так, с центрами прилипания могут быть связаны одно- или двухзарядные вакансии цинка, с глубокими локальными центрами (m , r) — вакансии фосфора и кислорода в узлах фосфора.

Л и т е р а т у р а

- [1] В. С. Соболев, И. Н. Сырбу. ФТП, 5, 681 (1971).
- [2] А. К. Ткаченко. В сб.: Исследования физических свойств композиционных материалов. КГПИ им. А. М. Горького, Киев (1978).
- [3] Е. А. Сальков, М. К. Шейнкман. ФТТ, 5, 397 (1963).
- [4] Дж. Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках. «Мир», М. (1964).
- [5] G. F. Garlick, A. F. Gibson. Proc. Phys. Soc., 60, 547 (1948).
- [6] Г. А. Бордовский, В. Г. Бойцов, Б. А. Демидов. ФТП, 8, 1913 (1974).
- [7] А. В. Федотовский. Автореф. канд. дис. Киев (1974).
- [8] В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. ФТТ, 7, 1717 (1965).
- [9] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. ИЛ, М. (1962).
- [10] A. Rose. Phys. Rev., 97, 322 (1955).
- [11] С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз, М. (1963).
- [12] В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. УФЖ, 12, 774 (1967).
- [13] Г. Б. Абдуллаев, А. В. Любченко, М. Х. Алиев, Т. И. Алиев, М. К. Шейнкман. Изв. АзССР, сер. физ., техн. и матем. наук, 2, 29 (1972).
- [14] А. В. Любченко, М. К. Шейнкман. УФЖ, 8, 132 (1973).
- [15] V. E. Lashkarev, M. K. Sheinkman. Phys. St. Sol., 11, 429 (1965).

Киевский государственный
педагогический институт
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
5 декабря 1978 г.