

ЭФФЕКТ ИНДУЦИРОВАННОЙ СОБСТВЕННЫМ СВЕТОМ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{TlInS}_{1,6}\text{Se}_{0,4}$

В.А. АЛИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана
Баку-143, пр. Г. Джавида, 33
(Поступило 12.03.96)

В монокристаллах $\text{TlInS}_{1,6}\text{Se}_{0,4}$ впервые зарегистрирован и систематически исследован эффект индуцированной собственным светом фотопроводимости. Эффект связан с возбуждением дырок длинноволновым светом с уровней прилипания, заполненных в результате предварительного облучения светом из области собственного поглощения.

Кристаллы $\text{TlInS}_{1,6}\text{Se}_{0,4}$ отличаются высокой фото-чувствительностью, ибо, при $h\nu_{\text{max}}$ отношении $R_f/R_c=582$. Интегральная фото- и токовая чувствительности составляют $S_{\phi}=13,2$ мкА/лм·В и $S_I=132$ мкА/лм, соответственно. Это свидетельствует о наличии в этих кристаллах чувствительных центров, обладающих высокой асимметрией сечений захвата электрона и дырки.

На рис. 1 представлено спектральное распределение фотопроводимости монокристаллов $\text{TlInS}_{1,6}\text{Se}_{0,4}$ без предварительной засветки (кривая 1) и после предварительной засветки из области собственного поглощения с энергией фотонов 2,4 эВ (кривые 2 и 3). Сравнение кривых показывает, что предварительное освещение в течении 15+30 сек. приводит к росту фототока в 10+100 раз. Измерения проводились в омическом режиме, что исключает заполнение уровней прилипания инжектированными в объем кристалла неравновесными носителями тока. Глубина залегания центров, ответственных за примесную фотопроводимость, составляет 0,85 и 1,6 эВ от верхнего края валентной зоны. В момент включения длинноволнового света из области 0,85+1,6 эВ релаксация фототока имеет "вспышечный" характер. На рис. 2 показана кривая релаксации фототока при освещении кристалла светом с энергией фотонов 1,6 эВ после предварительного освещения собственным светом в течении 30 сек. Спад индуцированного фототока существенно замедляется задолго до достижения уровня темновой проводимости. В отличие от этого, при освещении кристалла светом 1,9 эВ наблюдается кинетика, характерная для обычной стационарной примесной фотопроводимости.

Следует отметить, что без предварительного освещения кристаллов собственным светом имеет место примесная фотопроводимость в области 0,85+1,6 эВ, что свидетельствует о наличии в равновесном состоянии кристалла на дырочных уровнях прилипания пустых мест, количество которых должно соответствовать количеству электронов на рекомбинационных центрах. Таким образом, мы имеем дело с полупроводниковым кристаллом, содержащим один тип уровней прилипания и центры рекомбинации одного сорта.

Взаимодействие света с захваченным на ловушке носителем тока характеризуется сечением захвата фотона этим центром q_f (см²). Тогда количество актов возбуждения дырок с уровней прилипания в зону проводимости в секунду может быть представлено в виде произведения $q_f \cdot I \cdot P_c$, где I - интенсивность длин-

новолнового света, P_c - концентрация заполненных ловушечных центров.

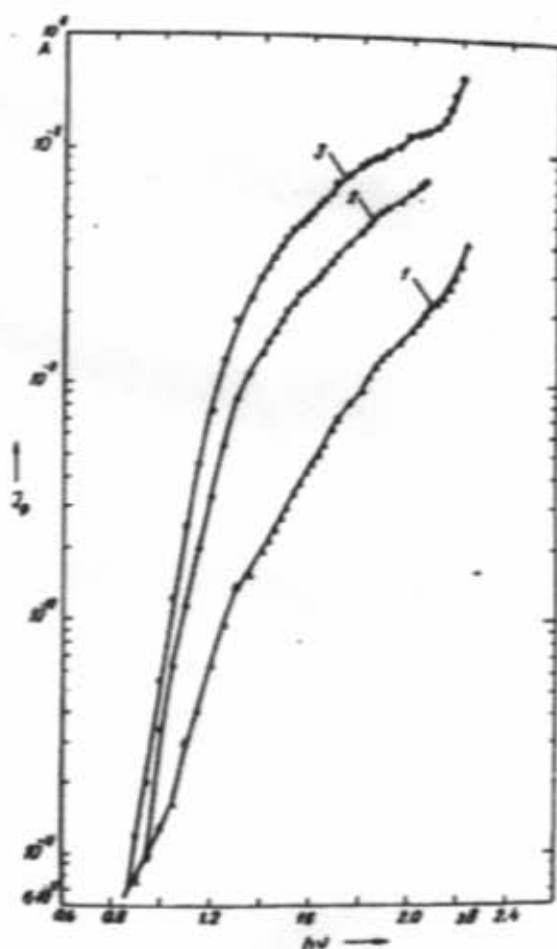


Рис. 1. Спектральное распределение фотопроводимости монокристаллов $\text{TlInS}_{1,6}\text{Se}_{0,4}$
1 - без предварительной засветки;
2 - после засветки 15 сек светом с $h\nu=2,4$ эВ;
3 - после засветки 30 сек светом с $h\nu=2,4$ эВ.

На рис.3 приведена зонная схема, иллюстрирующая кинетику оптического опустошения дырочных центров захвата. Как следует из кинетики фототока (рис.2) абсолютное значение фототока при 1,9 эВ (переход 1 на рис.3) почти на порядок меньше, чем при 1,6 эВ, обусловленное переходами 2 на рис.3.

Поэтому естественно предположить, что в кристаллах $\text{PnSnS}_{1,6}\text{Se}_{0,4}$ имеются центры захвата для ды-

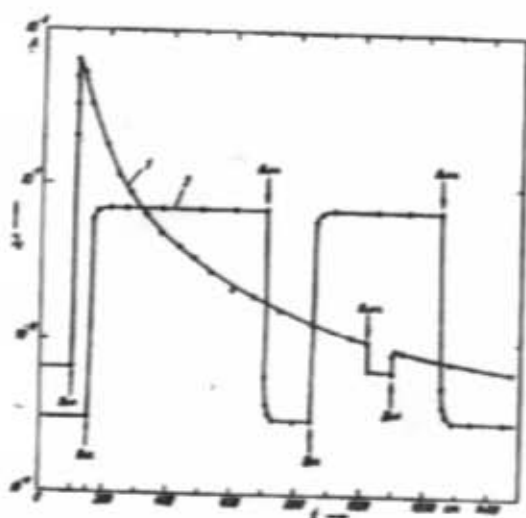


Рис. 2. Кривая релаксации фототока
1 - при включении света $h\nu=1,6$ эВ;
2 - при включении света $h\nu=1,9$ эВ.

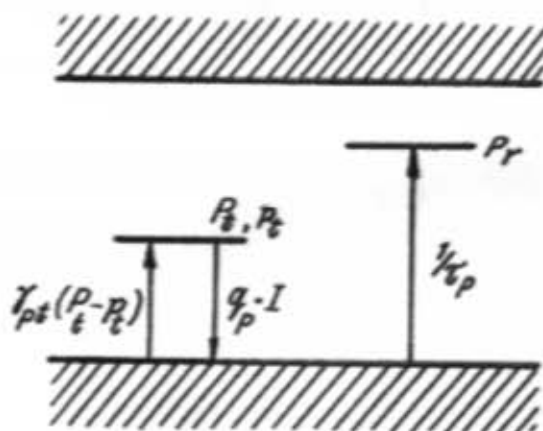


Рис. 3. Зонная схема, иллюстрирующая кинетику оптического опустошения дырочных центров захвата.

рок, концентрация которых намного превышает концентрацию всех других ловушек. Тогда условие зарядовой нейтральности кристалла после его возбуждения может быть записано в виде:

$$p + p_t = n_t$$

где p - концентрация свободных дырок в валентной зоне, p_t - концентрация дырок на рассматриваемых уровнях захвата, n_t - концентрация электронов на рекомбинационных центрах, определяющих время жизни свободных носителей. Если, как обычно, $p < p_t$, то можно считать, что в этом случае время жизни τ_p возрастает по мере оптического опустошения центров захвата, т.е. рекомбинация идет по бимолекулярному

механизму: (если $\tau_p = \frac{1}{P_t}$, то мы говорим о бимолеку-

лярной кинетике рекомбинации). При оптическом возбуждении дырок с уровней прилипания согласно схеме переходов, представленной на рис. 3, кинетические процессы могут быть описаны следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dp}{dt} = q_p I p_t - p \gamma_{pr} n_t - p \gamma_{pr} (P_t - p_t) \quad (1)$$

$$\frac{dp_t}{dt} = -q_p I p_t + p \gamma_{pr} (P_t - p_t) \quad (2)$$

здесь $\gamma_{pr} = v S_{pr}$ - коэффициент рекомбинации дырки на центре. Теперь из-за непрерывно изменяющихся условий оптического возбуждения и рекомбинации носителей невозможно достаточно просто получить зависимость $p(t)$, описывающую кривую релаксации фототока $I = I(t)$ на всех стадиях. Поэтому мы рассмотрим отдельно процессы нарастания и спада индуцированной фотопроводимости.

Если рекомбинация преобладает над повторным захватом (что наблюдается на начальных стадиях), то в уравнениях (1) и (2) можно опустить член $p \gamma_{pr} (P_t - p_t)$. Решая в этих условиях (2), получим зависимость концентрации захваченных носителей от времени:

$$p_t(t) = P_t \exp(-q_p I t) \quad (3)$$

Здесь P_t - начальное заполнение ловушек. Подставив (3) в уравнение (1), получим после интегрирования

$$p(t) = \frac{q_p I}{\gamma_{pr}} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{P_t \gamma_{pr}}{q_p I} (1 - e^{-q_p I t}) \right] \right\}$$

Представив экспоненту в виде ряда и ограничиваясь при малых t первыми двумя членами этого разложения, находим уравнение кривой нарастания фототока на начальных стадиях его релаксации

$$p(t) = \frac{q_p I}{\gamma_{pr}} (1 - e^{-\tau_p^{-1} t}) \quad (4)$$

Очевидно, условие малости t эквивалентно условию $P_t = \text{const}$. С возрастанием времени рекомбинация по-прежнему будет преобладать над повторным захватом, однако темп возбуждения дырок с уровней примерно сравняется с темпом их возвращения на эти же уровни.

В предположении, что к этому моменту уровни ловушек уже будут заполнены слабо ($p_t < P_t$), можно записать, что

$$q_p I P_t \approx p \gamma_{pr} P_t \quad \text{т.е.} \quad p = P_t \frac{q_p I}{\gamma_{pr} P_t} \quad (5)$$

Из уравнений (1) и (2), используя соотношение (5), получим выражение дальнейшего изменения концентрации захваченных носителей со временем:

$$\frac{dp_t}{dt} = -p_t^2 \frac{q_p I \gamma_{pc}}{E_c \gamma_{pc}} \quad (6)$$

Очевидно, переход от нарастания тока к его спаду произойдет за весьма короткий промежуток времени

$$t_{\max} \approx \frac{p}{dp/dt}$$

За этот период скорость рекомбинации, непрерывно увеличиваясь вследствие возрастания концентрации свободных носителей, станет равной скорости оптического опустошения дырок. Здесь $p = \frac{q_p I}{\gamma_{pc}}$, а

$\frac{dp}{dt} \approx E_c q_p I$. Следовательно,

$$t_{\max} \approx \frac{1}{\gamma_{pc} E_c} \quad (7)$$

Подставляя в эту формулу возможные значения γ_{pc} и E_c ($10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и $10^{13} + 10^{14} \text{ см}^{-2}$), легко убедиться, что t_{\max} очень мало. В течение этого промежутка времени, опустошаясь по экспоненциальному закону (3), дырочные уровни прилипания лишь незначительно изменяют свою заселенность. Поэтому к началу спада фототока концентрацию заполненных ловушек все еще можно считать равной E_c . Решая при этом условии уравнение (6), получим

$$p_t = \frac{1}{1 + E_c k t} \quad (8)$$

где

$$k = \frac{q_p I \gamma_{pc}}{E_c \gamma_{pc}} \quad (9)$$

Подставляя найденное значение p_t в соотношение (5), находим

$$P_t = \frac{q_p I \frac{E_c}{\gamma_{pc} p_t}}{1 + q_p I \frac{\gamma_{pc} E_c}{\gamma_{pc} p_t} t} \quad (10)$$

т.е. спад индуцированной примесной фотопроводимости со временем в этом случае подчиняется гиперболическому закону.

При сильном повторном захвате условие (5) выполняется с самого начала. Уже в первые мгновения после включения примесного света, возбуждающего дырки, между уровнями и валентной зоной устанавливается динамическое равновесие, изменяющееся лишь в результате одновременного протекания сравнительно медленного процесса рекомбинации. При этом спадающая ветвь релаксационной кривой также описывается гиперболой (10).

Из зависимости $I=I(t)$, представленной на рис. 2, была рассчитана зависимость $p=p(t)$ с точностью до множителя μ (подвижность дырок). Далее, при помощи соотношения (10) было определено среднее значение γ_{pc} , которое составляет $5,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Зная значение γ_{pc} , можно найти сечение захвата дырок на соответствующие рекомбинационные уровни. Согласно формуле $\gamma_{pc} = V_{pc} S_{pc}$, где V_{pc} - тепловая скорость дырок, получаем $S_{pc} = 10^{-20} \text{ см}^2$. Столь низкое значение S_{pc} обуславливает большое время жизни основных носителей (т.е. дырок). Этим объясняется наблюдаемое в экспериментах высокое значение фоточувствительности. Как следует из рис. 2, при включении света максимальное значение фототока достигается за $t_{\max} \approx 5$ сек. Подставляя в формулу (7) значения γ_{pc} и t_{\max} , можно определить E_c . Для кристаллов

$\text{TlInS}_{1.6}\text{Se}_{0.4}$ $E_c = 3,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, кристаллы $\text{TlInS}_{1.6}\text{Se}_{0.4}$ обнаруживают фоточувствительность в длинноволновом участке спектра, появляющуюся после предварительного освещения образцов при температуре жидкого азота светом из области собственного поглощения.

V.Ə. Əliyev

$\text{TlInS}_{1.6}\text{Se}_{0.4}$ MONOKRISTALLARINDA MƏXSUSİ İŞIQLA İNDUKSIYALANMIŞ FOTOKEÇİRİCİLİK

$\text{TlInS}_{1.6}\text{Se}_{0.4}$ monokristallarında ilk dəfə olaraq məxsusi işıqla induksiyalanmış fotokeçiricilik qeydə alınmış və sistemli surətdə tədqiq olunmuşdur. Bu effekt məxsusi işıqlanma nəticəsində dəşiklərlə dolmuş yarıqına səviyyələrinin infraqırmızı işıqla boşaldılması ilə əlaqədardır.

V.A. Alyev

THE EFFECT OF THE INDUCED PHOTOCONDUCTIVITY BY THE INTRINSIC LIGHT IN SINGLE CRYSTALS $\text{TlInS}_{1.6}\text{Se}_{0.4}$

At first the effect of the induced photoconductivity by the intrinsic light in single crystal $\text{TlInS}_{1.6}\text{Se}_{0.4}$ is registered and systematically investigated. This effect connects with the excitation of holes by the long-wave light from the attachment levels filled after the irradiation by the light from the intrinsic absorption region.

Редактор: Б.Г. Тазиев