

ПРОЦЕССЫ РЕКОМБИНАЦИИ В $n\text{-Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$

Ф.Н.КАЗИЕВ, Ш.М.КУЛНОВ, А.К.МАМЕДОВ, Г.С.СЕНДЛИ

Институт Физики АН Азербайджана
Баку-143, пр.Г.Джавида, 33

В работе исследовались электрические свойства, спектры и кинетика фототока в монокристаллах $n\text{-Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$, отожженных в парах ртути, с высокими значениями времени жизни носителей заряда (для данного состава). Показано, что в области примесной проводимости (80-180 К) время жизни определяется совместным действием двух процессов - межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации через локальные уровни в запрещенной зоне. Относительная эффективность каждого из механизмов рекомбинации зависит от температуры. Определены основные параметры рекомбинационных центров.

Исследованию рекомбинации носителей заряда в монокристаллах $n\text{-Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ с $x=0,3$ n -типа посвящено довольно много работ [1-7]. Было установлено, что в чистых некомпенсированных кристаллах межзонная излучательная рекомбинация является основным механизмом как в области собственной (200-300 К) проводимости, так и в примесной области, т.е. при более низких температурах [1-3]. В кристаллах же с высокой степенью компенсации и более низкой подвижностью температурная зависимость времени жизни носителей заряда в области примесной проводимости определяется рекомбинацией через локальные уровни в запрещенной зоне [4,5]. Вместе с тем, в определении глубины залегания рекомбинационных уровней наблюдается значительный разброс - от 10 - 30 мэВ от дна зоны проводимости [6,7], до 18-100 мэВ от потолка валентной зоны [1,4,5], что обусловлено как различиями в технологии получения кристаллов, так и неконтролируемыми примесями в полупроводниковом материале.

Исследовались специально нелегированные монокристаллы $n\text{-Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ с $x=0,3$ n -типа проводимости, полученные методом направленной кристаллизации с последующим длительным отжигом в насыщенных парах ртути. После механических и химических обработок образцы имели размеры $\sim 3 \times 1 \times 0,15$ мм³. Измерения времени жизни в интервале температур 80-300 К производились из релаксационных кривых фототока. Кинетика фототока исследовалась при низком уровне оптического возбуждения. В качестве источника излучения и модулятора использовался ОКГ ЛГ-126 ($\lambda=3,39$ мкм) и электрооптический модулятор МЛ-3, соответственно. Питание модулятора осуществлялось от генератора Г5-54. Установка позволяла облучать образцы прямоугольными световыми импульсами с временем фронта $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ с. Релаксация фототока происходила по экспоненциальному закону.

На рис.1 представлены спектры фотопроводимости образца при температурах 80 К (кривая 1) и 300 К (кривая 2). При $T=80$ К максимум зависимости $U_i(\lambda)$ расположен при $\lambda \approx 4,3$ мкм. Кроме основного максимума наблюдается примесный пик при $\lambda \approx 6,2$ мкм. При $T=300$ К основной максимум расположен в районе 3,5 мкм.

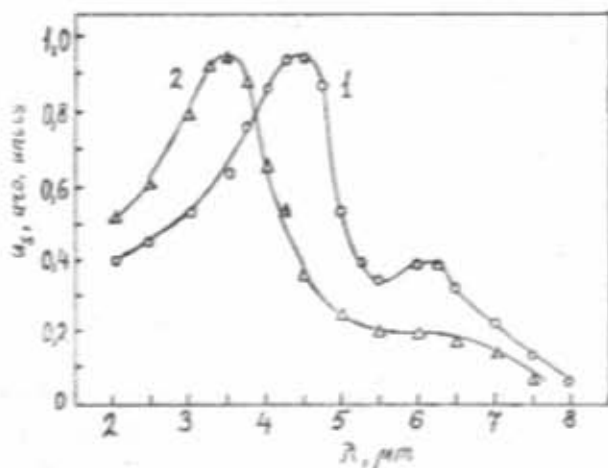


Рис.1. Спектральные характеристики фотосигнала образца $n\text{-Hg}_{0,7}\text{Cd}_{0,3}\text{Te}$ при $T=80$ К (кривая 1) и $T=300$ К (кривая 2).

На рис.2 приведена температурная зависимость коэффициента Холла R_H (кривая 1). В области температур 80-180 К коэффициент Холла почти не зависит от температуры, т.е. примесные центры находятся в полностью ионизованном состоянии. В области собственной проводимости ($T > 200$ К) зависимость $R_H(T)$ определяет ширину запрещенной зоны для данного состава $E_g \approx 0,27$ эВ. Концентрация некомпенсированных доноров $N_D - N_A$, найденная из измерений коэффициента Холла при $T=80$ К составила $N_D - N_A \approx 1,4 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Темпе-

ратурная зависимость подвижности электронов $\mu_n(T)$ представлена кривой 2 на рис.2.

В области температур 80÷300 К зависимость $\mu_n(T)$ следует закону $\mu_n \sim T^{-2.1}$. Величина подвижности ($\mu_n \approx 8 \cdot 10^4$ см²/Вс при 80 К) и указанная температурная зависимость позволяют предположить, что доминирующим механизмом рассеяния электронов в изученном интервале температур является полярное оптическое рассеяние с небольшим вкладом от рассеяния на ионизованных примесных центрах [8].

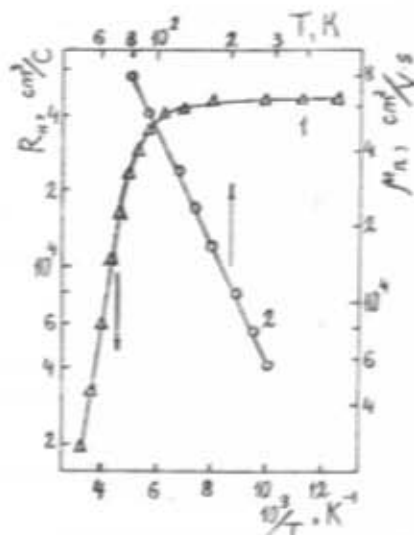


Рис.2. Температурная зависимость коэффициента Холла (кривая 1) и подвижности электронов (кривая 2).

На рис.3 приведена экспериментально полученная температурная зависимость времени жизни носителей заряда (кривая 3). Как видно из рис.3, с понижением температуры от комнатной время жизни экспоненциально увеличивается, достигая максимального значения в области перехода от примесной к собственной проводимости. Причем, наклон на этом участке зависимости $\tau_{exp}(T)$ соответствует приблизительно половине ширины запрещенной зоны. В области примесной проводимости (80÷180 К) τ_{exp} уменьшается с понижением температуры. На этом же рисунке представлены расчетные зависимости $\tau(T)$ для различных механизмов рекомбинации. При этом времена жизни, ограниченные межзонной излучательной рекомбинацией τ_R (кривая 1), и межзонной ударной Оже-рекомбинацией с участием двух электронов и тяжелой дырки τ_A (кривая 2), рассчитывались на основе результатов работ [9,10]. Как видно из рис.3, в области температур 200÷300 К расчетная зависимость $\tau_R(T)$ хорошо согласуется с экспериментальной

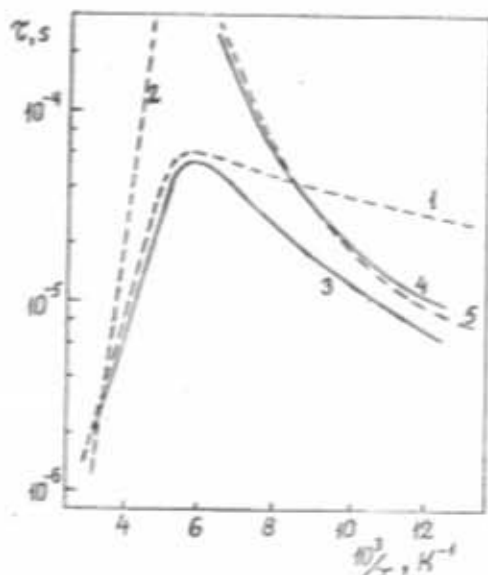


Рис.3. Температурная зависимость времени жизни в n-Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te. Расчетные зависимости: 1 - τ_R , 2 - τ_A , 3 - экспериментальная кривая, 4 - $\tau_1 = (\tau_{exp}^{-1} - \tau_R^{-1})^{-1}$, 5 - расчет по теории Шокли-Рида.

кривой $\tau_{exp}(T)$. Это указывает на то, что из межзонных механизмов доминирующим процессом в области 200÷300 К является межзонная излучательная рекомбинация. В районе $T \approx 300$ К значения τ_A и τ_R оказываются близкими. При $T > 300$ К вклад межзонной ударной рекомбинации резко возрастает. В области же примесной проводимости (80÷200 К) расчетные значения τ_A оказались в 20÷50 раз выше экспериментальных значений времени жизни. Таким образом, при низких температурах межзонные Оже процессы в исследуемых кристаллах n-Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te не существенны. Расчетные значения σ_R близки к σ_{exp} в районе температур 170÷190 К (рис.3), однако, с понижением температуры до 80 К τ_R уменьшается примерно в 2 раза, тогда как τ_{exp} падает в 7÷8 раз в том же диапазоне температур. Такое поведение $\tau_{exp}(T)$ указывает на то, что при низких температурах рекомбинация носителей заряда происходит с участием примесных уровней в запрещенной зоне.

Расчеты показывают, что при температуре перехода от примесной к собственной проводимости ($T \approx 180$ К) уровень Ферми расположен в верхней половине запрещенной зоны ($E_F \approx 0,27$ эВ, $E_C \approx 0,07$ эВ). При $T = 80$ К уровень Ферми располагается на 0,04 эВ ниже дна зоны проводимости. С другой стороны, наклон зависимости $\tau_{exp}(T)$ на рис.3 в области температур 120÷160 К составляет около 0,025 эВ. Из анализа данных по Холловским измерениям и времени жизни следует, что реком-

бинационные уровни располагаются в нижней половине запрещенной зоны.

В предположении одного типа рекомбинационных уровней (γ) с концентрацией N_r , расположенных на расстоянии E_{vr} от валентной зоны и при низком уровне оптического возбуждения, выражения для времени жизни электронов τ_n и дырок τ_p в теории Шокли-Рида имеет вид [11]

$$\tau_n = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{p0} \left[p_0 + p_1 + N_r \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_r \left(1 + \frac{p_0}{p_1} \right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{p_1}{p_0} \right)^{-1}} \quad (1)$$

$$\tau_p = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{n0} \left[n_0 + n_1 + N_r \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \right]}{n_0 + p_0 + N_r \left(1 + \frac{n_0}{n_1} \right)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right)^{-1}} \quad (2)$$

где $\tau_{n0} = (\gamma_n N_c)^{-1}$, $\tau_{p0} = (\gamma_p N_v)^{-1}$,

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_g - E_{vr}}{kT}\right), \quad p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_{vr}}{kT}\right); \quad \gamma_n$$

и γ_p - коэффициенты захвата электронов и дырок на γ -центры рекомбинации, N_c и N_v - эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно.

В рассматриваемом случае материала p -типа и рекомбинационных уровней, расположенных в нижней половине запрещенной зоны, имеем $n_0 \gg p_1$, $p_1 \gg p_0$ и $n_0 \gg p_0$. С другой стороны, для центров Шокли-Рида акцепторного типа имеет место неравенство $\tau_{n0} \gg \tau_{p0}$ [12]. Тогда (1) и (2) для температурной области примесной проводимости запишутся в виде

$$\tau_n \approx \tau_{n0} \frac{p_1 + N_r}{n_0} \approx \frac{\tau_{n0}}{n_0} \left[N_v \exp\left(-\frac{E_{vr}}{kT}\right) + N_r \right] \quad (3)$$

$$\tau_p \approx \tau_{n0} \frac{p_1}{n_0} \approx \frac{N_v}{n_0} \exp\left(-\frac{E_{vr}}{kT}\right) \quad (4)$$

Для области повышенных температур ($p_1 \gg N_r$) из соотношений (3) и (4) получаем

$$\tau_n \approx \tau_p \approx \frac{\tau_{n0}}{n_0} N_v \exp\left(-\frac{E_{vr}}{kT}\right) \quad (5)$$

Для выяснения относительной эффективности различных механизмов рекомбинации в области примесной проводимости и определения параметров рекомбинационных центров была рассчитана и построена температурная зависимость вспомогательной величины - "остаточного" времени жизни, определяемого как $\tau_1^{-1} = \tau_{eff}^{-1} - \tau_R^{-1}$ (рис.3, кривая 4).

Зависимость $\tau_1(T)$ в области температур 100-160 К, как видно из рис.3, получается более резкой по сравнению с $\tau_{eff}(T)$. В районе $T \approx 115$ К зависимости $\tau_1(T)$ и $\tau_R(T)$ пересекаются.

Для области повышенных температур ($p_1 \gg N_r$), согласно (5) имеем $\tau_n \approx \tau_p$ и, следовательно, $\Delta n \approx \Delta p$. Эффективное время жизни определяется при этом выражением:

$$\tau_{eff}^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_{SR}^{-1} \quad (6)$$

где τ_{SR} - время жизни для рекомбинации Шокли-

Рида.

Температурная зависимость $\tau_1(T)$ была проанализирована на основе модели Шокли-Рида, полагая $\tau_1^{-1} = \tau_{eff}^{-1} - \tau_R^{-1} = \tau_{SR}^{-1}$, в соответствии с выражением (6).

Измерения τ_1 при двух различных температурах позволили определить, используя формулы (3) и (5), параметры E_{vr} , τ_{n0} и N_r . По наклону зависимости $\tau_1(T)$ в области повышенных температур ($p_1 \gg N_r$) найдена глубина залегания γ -уровня рекомбинации от края валентной зоны $E_{vr} = 0,08$ эВ. По формуле (5) найдено значение параметра $\tau_{n0} \approx 6 \cdot 10^{-6}$ с. Концентрация центров рекомбинации N_r определялась из формулы (3) при значении параметра τ_1 для температуры $T \approx 115$ К, соответствующей пересечению зависимостей $\tau_R(T)$ и $\tau_1(T)$. Найденное значение составило $N_r \approx 1,5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Расчетная температурная зависимость времени жизни по теории Шокли-Рида $\tau_{SR}(T)$ при вышеуказанных значениях параметров удовлетворительно согласуется с зависимостью $\tau_1(T)$, как видно из рис.3 (кривые 4 и 5).

Полученное значение E_{vr} удовлетворительно коррелирует с энергетическим интервалом между собственным и примесным максимумом в спектре фотопроводимости излучаемых кристаллов (около 0,09 эВ, рис.1).

Используя значения параметров τ_{n0} и N_r было определено сечение захвата электрона на γ -центр рекомбинации из соотношения $\tau_{n0}^{-1} = \gamma_n N_c = \langle v_T \rangle S_{\gamma n} N_r$, где $\langle v_T \rangle$ - тепловая скорость носителя заряда. Найденное значение $S_{\gamma n} \approx 2 \cdot 10^{-16}$ см² характерно для захвата электрона на нейтральный (после захвата дырки) центр, т.е. γ -центр, вероятно, однозарядный акцептор.

Выявленные рекомбинационные центры могут быть связаны с собственными дефектами решетки - вакансиями ртути (второе зарядовое состояние ртутной вакансии), либо с атомами остаточной примеси. Однако в монокристаллах $Hg_{0,9}Cd_{0,1}Te$ p -типа, отожженных в парах ртути, концентрация

вакансий в металлической подрешетке мала. Вероятно, γ -центры рекомбинации связаны с фоновой примесью, замещающей вакансии ртути.

Таким образом, в исследованных кристаллах n - $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ температурная зависимость времени жизни в области $80\div 180$ К определяется совместным действием двух механизмов рекомбинации. В области $80\div 110$ К, выше относительная эффективность рекомбинации Шокли-Рида через уровень акцепторного типа, расположенный на $0,08$ эВ от валентной зоны. Однако, из-за большого значения

эффективной плотности состояний в валентной зоне (эффективная масса дырки $m_h \approx 0,6 m_0$, а электрона $m_e \approx 0,02 m_0$) рекомбинационное время Шокли-Рида (3) уже в районе $T \approx 115$ К сравнивается с межзонным излучательным временем рекомбинации τ_R , а при $T > 120$ К заметно превышает его (рис.3, кривые 1 и 5). В результате, начиная уже с $T \approx 120$ К основной вклад вносит межзонная излучательная рекомбинация, которая остается доминирующим процессом вплоть до $T \approx 300$ К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Л.Баженов, Б.Л.Гельмонт, В.И.Иванов-Омский, А.А.Малькова, В.К.Огородников, Т.Ц.Тотиева, ФТП, 1982, т.16, в.1, с.109-112.
2. J.Allegre, J.Calas, C.Fau, Infrared Phys., 1982, v.22, p. 65-75.
3. J.Schilz, G.Nimtz, C.Geibel, J.Ziegler, J.Crystal Growth, 1988, v.86, p.677-681.
4. М.Г.Андрухив М.Г., В.И.Иванов-Омский, В.А.Мальцева, В.К.Огородников, Т.Ц.Тотиева, ФТП, 1979, т.13, в.2, с.362-364.
5. Л.А.Бовина, Д.В.Соболев, В.И.Стафеев. Тезисы докл. II Респ. конфер. по фотоэлектрическим явл. в полупроводниках. Одесса, 1982, с.56.
6. R.Pratt, J.Hewet, P.Capper, C.Jones, M.Quelch, J.Appl. Phys., 1983, v.54, N 9, p.5152-5157.
7. P.Capper, J.Crystal Growth, 1982, n.57, N 2, p.280-299.
8. M.Kinch, M.Brau, A.Simmons, J.Appl.Phys., 1973, v.44, N 4, p.1649-1663.
9. J.Baker, F.Capocci, D.Charlton, J.Wotherspoon, Sol.St.Electron, 1978, v.21, p.1475-1480.
10. P.Petersen, "Semicond. and Semimetals", 1981, v.18, chap. 4, p.121.
11. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников, "Физика полупроводников", М.: 1977, гл.IX, с.312.
12. M.Pines, O.StafSudd, Infrared Phys., 1980, v.20, N 2, p.73.

F.N.QAZIYEV, Ş.M.QULIYEV, A.K.MƏMMƏDOV, Q.S.SEİDLİ

n - $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ KRİSTALLARINDA REKOMBİNASİYA PROSESLƏRİ

Məqalə, n - $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ monokristallarının elektrik və fotoelektrik xassələrinin tədqiqinə həsr olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, aşqar keçicilik oblastında yükdaşıyıcıların yaşama müddəti iki prosesin birgə təsirinin nəticəsidir.

F.N.KAZIEV, Sh.M.KULIEV, A.K.MAMEDOV AND G.S.SEİDLİ

RECOMBINATION PROCESSES IN n - $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ SINGLE CRYSTALS

Electrical properties, spectra, and the kinetics of photocurrent in monocrystals of Hg Cd Te with high lifetime of charge carriers were studied. It was shown that in the range of impurity conductivity ($80\div 180\text{K}$) lifetime is defined by simultaneous effect of two processes, inter-band radiative recombination via local levels in the gap.