

РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЧЕРЕЗ АКЦЕПТОРНЫЕ УРОВНИ СОБСТВЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, ПОДВЕРГНУТЫХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКЕ

Любченко А. В., Мысливец К. А., Олих Я. М.

Исследовано влияние ультразвуковой обработки (УЗО) на характеристики шоклиридовской рекомбинации через акцепторные уровни собственных дефектов в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0.226$).

На основании экспериментальных температурных (77–180 К) зависимостей времени жизни ННЗ τ и холловских измерений при 77 К электрофизических параметров (n_0 , μ_n) показано, что в зависимости от режимов УЗО наблюдаются как уменьшение числа рекомбинационных центров (рост τ), так и их увеличение (падение τ).

Время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) τ является одним из наиболее структурно чувствительных параметров полупроводниковых материалов. В узкозонных твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) n -типа состава $x=0.2 \div 0.22$ величина τ и фоточувствительность в области собственной проводимости ограничены междузонным оже-процессом, зависящим от фундаментальных параметров материала, в примесной области при $T \geq 77$ К — шоклиридовским (Ш—Р) механизмом рекомбинации через глубокие уровни собственных акцепторных дефектов (двухзарядные вакансии ртути V_{Hg}^{\pm}) [1, 2]. Последнее предоставляет возможность управлять величиной τ путем таких внешних воздействий, как термоотжиг, радиационное облучение, механическая обработка и т. д., которые приводят к различного рода структурным дефектам в матрице КРТ. Эффективным способом воздействия на систему структурных дефектов в реальных кристаллах КРТ (наличие дислокаций, включений второй фазы, сетки малоугловых границ — МУГ) является также и ультразвуковая обработка (УЗО). При достаточной интенсивности вводимого в образец звука наблюдаются изменения акустических (коэффициента поглощения α и скорости распространения v) и электрических (равновесной концентрации n_0 и подвижности μ_n электронов) характеристик материала [3, 4]. Механизм взаимодействия ультразвука с кристаллом в режиме остаточных эффектов, безусловно, дислокационный и определяется вынужденными колебаниями в поле внешнего звука протяженных структурных дефектов типа дислокаций и МУГ [5, 6]. Однако сопутствующие этому процессы преобразований в системе электрически активных точечных дефектов во многом не ясны. Одни лишь холловские измерения с учетом сложной природы электропроводимости материала не дают полного представления о механизме дефектообразования в КРТ при УЗО. Дополнительная информация может быть получена, как это показано далее, при исследовании характеристик рекомбинации ННЗ.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния УЗО на параметры Ш—Р рекомбинации по температурным зависимостям времени жизни ННЗ τ в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Исходные образцы размерами $1 \times 1 \times 7$ мм вырезались из пластины $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x=0.226 \pm 0.005$ с параметрами при 77 К: $n_0 \approx 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n \approx 1.8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Измерение τ проводилось в интервале 77–180 К методом

релаксации фотопроводимости на длине волны $\lambda=10.6$ мкм. УЗО осуществлялась при комнатной температуре в течение 30 мин на продольных волнах по методике [3]. Одна группа образцов подвергалась УЗО последовательно на частоте $f_1=5$ МГц, а затем на частоте $f_2=17.5$ МГц. Интенсивность вводимого звука была приблизительно одинаковой на этих частотах и составляла $W \approx 10^3$ Вт/м². Другая группа обрабатывалась на одной частоте $f_3=16.2$ МГц, но интенсивность звука при этом увеличивалась последовательно от $W_1 \approx 0.8$ до $W_3 \approx 3.2 \cdot 10^3$ Вт/м². Выбор частоты УЗО определялся средними размерами субблоков структуры каждого образца. Поскольку для исследованных образцов плотность МУГ $N_{МУГ} \approx 27 \div 33$ см⁻¹, частоты их собственных колебаний $f_0 = N_{МУГ} l / 2$ лежат в диапазоне $4.5 \div 5.5$ МГц [4, 5]. Для УЗ волны частотой $f_1=5$ МГц, близкой к f_0 , определяющим является взаимодействие с колеблющимися границами субблоков. В случае же высоких частот УЗО (16.2 и 17.5 МГц) преобладает взаимодей-

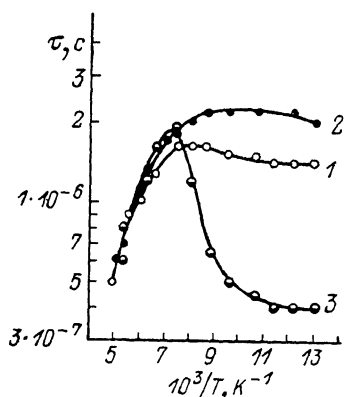


Рис. 1. Температурные зависимости времени жизни τ для образца первой группы до (1) и после УЗО (2, 3).

$f_1=5$ МГц, $W_1 \approx 0.8 \cdot 10^3$ Вт/м²; 3 — $f_2=17.5$ МГц, $W_2 \approx 10^3$ Вт/м².

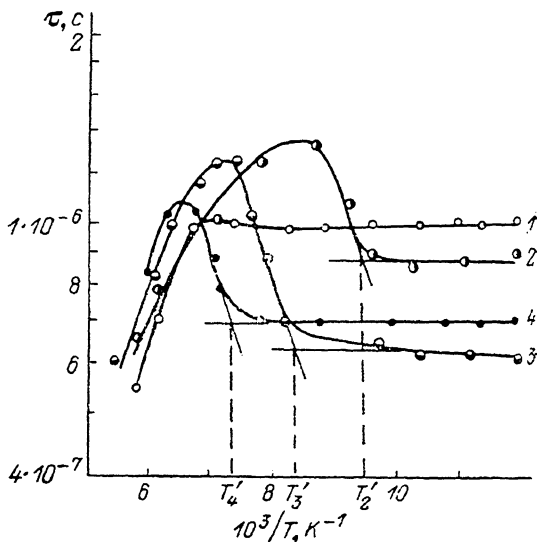


Рис. 2. Температурные зависимости времени жизни τ для образца второй группы до (1) и после УЗО (2) на $f_3=16.2$ МГц.

$W \cdot 10^{-3}$, Вт/м²: 2 — 0.8, 3 — 2.1, 4 — 3.2.

ствием с колеблющимися дислокациями матрицы [4]. Отметим, что выбранные интенсивности УЗО соответствуют начальному линейному участку амплитудно-зависимых кривых внутреннего трения для данных образцов [3, 5]. После каждой УЗО травлением удалялся нарушенный поверхностный слой [7] и холловским методом проводился контроль параметров n_0 и μ_n образцов при 77 К.

На рис. 1 и 2 представлены экспериментальные температурные зависимости $\tau(T)$ для двух образцов *n*-КРТ до и после УЗО. В исходных образцах время жизни при 77 К в основном определяется оже-процессом. Оценка величины τ в примесной области проводилась по формуле $\tau_{оже} = (Bn^2)^{-1}$, что при $B = 10^{-24}$ см³/с [8] и $n_0 = (6 \div 10) \cdot 10^{14}$ см⁻³ дает $\tau_{оже} \approx (1 \div 3) \cdot 10^{-6}$ с. УЗО не вносит существенных изменений в температурный ход τ в области собственной проводимости ($T > 150$ К), т. е. фундаментальные параметры (n_i , E_g , x), как и следовало ожидать, не изменяются при используемых режимах. Значительное изменение зависимости $\tau(T)$ происходит в области примесной проводимости — появляется характерный для III—Р механизма термоактивационный участок с энергией $E \approx 60$ мэВ (рис. 1, кривая 3), причем начало активации (температура T') растет с увеличением W (рис. 2, кривые 2—4). Отметим, что в зависимости от режима УЗО могут наблюдаться при 77 К как уменьшение τ (рис. 2), так и его увеличение (рис. 1, кривая 2).

Ограничение $\tau(T, n)$ может быть описано в рамках статистики III—Р рекомбинации с учетом специфики кристаллов *n*-КРТ ($x=0.2 \div 0.3$) — большая

концентрация рекомбинационных a -уровней ($N_a \gg n_0$), глубокие их энергетическое положение относительно потолка v -зоны $E_a \approx 45 \div 70$ мэВ [9, 10], преобладание электронной компоненты в фоточувствительности ($b = \mu_n/\mu_p \sim 10^2$), малый коэффициент захвата электронов ($C_a/C_p \ll 1$) в силу отрицательной зарядности a -уровней [11] и др. При этих условиях электронное время жизни описывается выражением

$$\tau_n \approx \frac{1}{C_n N_a} \frac{N_{va} + N_n}{n(N_a, N_a)}, \quad (4)$$

где $N_{va} = N_a \exp(-E_a/kT) \approx 10^{15}$ см⁻³ (77 К). В результате УЗО могут происходить изменения величин n , N_a и N_d , которые можно записать в виде

$$n = n_0 \pm \Delta n = \beta_d N_d - \beta_a N_a, \quad N_a = N_a^0 \pm \Delta N_a, \quad N_d = N_d^0 \pm \Delta N_d, \quad (2)$$

где n_0 , N_a^0 , N_d^0 — исходные значения, β — зарядность уровней. Для двухзарядных a -уровней $\beta_a = 2$, доноры предполагаются однозарядными ($\beta_d = 1$, фоновая примесь). В том случае, когда Ш—Р механизм рекомбинации является доминирующим, становится возможным определение ряда параметров на основе (1), (2) по экспериментальным зависимостям τ (T) [12]: концентрации a -уровней N_a по началу участка термоактивации ($T = T'$) $N_a = N_a(T') \exp(-E_a/kT')$; их глубины залегания E_a по термоактивационному наклону зависимости $\lg \tau$ ($10^3/T$) при $T > T'$; величины $C_n = 1/\tau n$ ($T < T'$) по значению τ на низкотемпературной полке. Затем при известных n и N_a с помощью (2) можно рассчитать и концентрацию доноров N_d .

Экспериментальные и расчетные значения этих параметров для одного из образцов второй группы (рис. 2) приведены в таблице. Видно, что при увеличении интенсивности УЗО N_a в образце растет, что при слабой зависимости n (W)

Параметры	До УЗО	УЗО (1)	УЗО (2)	УЗО (3)
$W \cdot 10^{-3}$, Вт/м ²	0	0.8	2.1	3.2
τ 77 К $\cdot 10^6$, с	1.0	0.9	0.6	0.7
n 77 К $\cdot 10^{-14}$, см ⁻³	11.8	5.9	5.5	5.9
E_a , мэВ	—	59.7	61.7	60.3
$N_a \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	—	1.5	4.3	12.6
$N_d \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	—	3.6	9.2	25.8
$C_n \cdot 10^9$, см ³ /с	—	2.0	2.6	2.7

требует насыщения объема донорами. Концентрация этих дефектов растет с ростом частоты и интенсивности УЗО. После УЗО ($f_1 = 5$ МГц) наблюдаемое увеличение τ (рис. 1, кривая 2) связано с уменьшением n_0 (предполагается, что определяющим здесь является оже-процесс рекомбинации). С повышением частоты УЗО до 17 МГц (рис. 1, кривая 3; рис. 2, кривая 2) эффективность генерации дефектов акцепторного типа возрастает, концентрация их увеличивается и наблюдается переход к преимущественной рекомбинации ННЗ через уровни этих дефектов. Отметим, что подобный частотно-зависимый характер понижения порога генерации сигналов акустической эмиссии в p -CdHg_{1-x}Te при УЗО наблюдался в работе [6].

Анализ найденных параметров (E_a , C_n) рекомбинационных уровней, образующихся в результате УЗО, показывает, что они типичны для КРТ и связаны с собственными дефектами кристалла, преимущественно с V_{Hg}'' [2, 9-12]. Что же касается увеличения N_d (см. таблицу), то пока затруднительно сказать что-либо определенное. Для этого потребуются дополнительные исследования.

Таким образом, ввиду сложного характера реальной дефектной структуры исследованных образцов и того факта, что часть дефектов и примесей в КРТ находится в электрически и фотоэлектрически не активном (связанном) состоянии, механизм акустоактивации такого типа дефектов в зависимости от режимов УЗО заключается в следующем: при небольших интенсивностях или преимущественном поглощении звука на МУГ (в резонансном режиме $f \approx f_0$) это «очистка» объема путем геттерирования электрически активных дефектов

к стокам (увеличение μ_n и τ). При больших интенсивностях и высоких частотах УЗО возможен обратный процесс, с этим связаны рост концентрации акцепторов и падение величин μ_n и τ .

В заключение авторы благодарят Е. А. Салькова за обсуждение результатов и интерес к работе, а также И. С. Вирта за помощь при измерениях.

Список литературы

- [1] Kinch M. A., Braus M. J., Simmons A. // Phys. St. Sol. 1973. V. 44. N 4. P. 1649—1663.
- [2] Liscka K. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 133. N 1. P. 17—46.
- [3] Любченко А. В., Олих Я. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 8. С. 2505—2507.
- [4] Баранский П. И., Мысливец К. А., Олих Я. М. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 9. С. 278—281.
- [5] Олих Я. М., Сальков Е. А., Курбанов К. Р. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 4. С. 762—765.
- [6] Калитенко В. А., Олих Я. М., Перга В. М. // УФЖ. 1988. Т. 33. В. 5. С. 788—790.
- [7] Баранский П. И., Городничий О. П., Олих Я. М. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1104—1106.
- [8] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотозлектроники. Киев, 1984. 254 с.
- [9] Баженов Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 109—112.
- [10] Jones C. E., Nair J., Polla D. L. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 3. P. 248—250.
- [11] Баженов Н. Л., Гасанов С. И., Иванов-Омский В. И. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 333—335.
- [12] Гарягдыев Г., Любченко А. В., Шунтар Д. М. и др. // Изв. вузов СССР. Физика. 1988. № 2. С. 42—46.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 13.06.1989
Принята к печати 19.09.1989