

06; 07; 12

© 1991

БЕСКОНТАКТНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ТВЕРДОГО РАСТВОРА $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$

Л.Е. Воробьев, Д.Г. Летенко,
А.Б. Федорцов

Твердый раствор $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$ свое основное применение находит в качестве исходного материала для создания фотоприемников, работающих в спектральном диапазоне 3–5 мкм. Рекомбинационные характеристики этого материала, определяющие основные параметры фотоприемника, весьма чувствительны к разнообразным технологическим факторам [1–3]. Поэтому весьма актуальным является определение параметров рекомбинационных центров в образцах, полученных по различным технологиям. В настоящей работе концентрация M и энергия активации E_a рекомбинационных центров, а также сечения захвата на них электронов μ_n и дырок μ_p определялись нами из экспериментальных температурных зависимостей времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p , измеренных в диапазоне температур от 300 до 77 К. Эти зависимости были получены предложенным нами ранее бесконтактным методом лазерной интерферометрии [4]. Достоинством метода является то, что он позволяет получить отдельно значения τ_n и τ_p в каждом конкретном образце, причем сделать это локально (в данных опытах диаметр области зондирования составлял 100 мкм), и при этом не возникает затруднений в соотношении измеренного значения τ тому или иному типу носителей [5].

Исследуемые образцы представляли собой более или менее плоскопараллельные пластины толщиной от 1 до 1.5 мм и имели следующие характеристики: значение параметра x от 0.302 до 0.316, равновесную концентрацию (при $T=77$ К) $n_0 = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, подвижность электронов $\mu_n = 5.3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

В качестве оптического зонда, для которого образец прозрачен и представляет собой интерферометр Фабри-Перо, использовался лазер на углекислом газе ЛГ-23 ($\lambda = 10.6$ мкм), стабилизированный по длине волны и мощности излучения. Для генерации в полупроводниках электронно-дырочных пар в качестве оптического инжектора служили либо гелий-неоновый лазер ЛГ-126, имеющий три возможные длины волны излучения: 0.63, 1.15, 3.39 мкм, либо лазер на угарном газе оригинальной конструкции, перестраиваемый по длине волны в пределах от 5.3 до 6.3 мкм. Модуляция инжектирующего излучения производилась электрооптическим модулятором МЛ-7. При измерениях, которые производились при непрерывном и

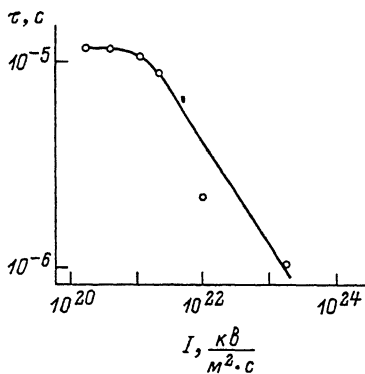


Рис. 1. Зависимость измеряемого значения времени жизни неравновесных носителей тока от интенсивности генерирующего их излучения.

достаточно плавном охлаждении образца от 300 до 77 К, он помещался в вакуумном криостате с брукстеровскими окнами из BaF_2 . Уровень возбуждения электронно-дырочных пар выбирался достаточно низким, чтобы не наблюдалось зависимости измеренной величины времени жизни τ от интенсивности инжектора (см. рис. 1). При этом интенсивность инжектора не превышала $3 \cdot 10^{21}$ квант/м²·с, а неравновесная концентрация $\Delta n = 4 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что примерно равно собственной концентрации n_i при температуре 77 К.

Эффективные значения τ^* времен жизни, полученные при использовании различных длин волн инжектора $\lambda_{\text{и}}$ и рассчитанные по этим данным в соответствии с методикой, изложенной нами в [6], объемные времена жизни неравновесных носителей и скорость их поверхностной рекомбинации приведены в табл. 1. Полученные результаты в общем коррелируют с данными других авторов для образцов состава $x = 0.3$, имеющих полированную поверхность и протравленных в 8% спиртовом растворе Br_2 [3]. На рис. 2 приведены температурные зависимости объемного значения времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p , определенные из экспериментальных данных. Там же показаны пунктиром температурные зависимости τ , рассчитанные теоретически для случаев излучательной рекомбинации τ_R , Оже-рекомбинации с участием одного электрона и двух дырок τ_{12} и двух электронов и одной дырки τ_{21} . Расчет выполнен по формулам из книги [7] с учетом данных работ [8, 9]. Как видно, согласие экспериментальных и теоретических данных в диапазоне от 300 до 200 К весьма хорошее. В соответствии с расчетами при комнатной температуре преобладает Оже-рекомбинация с участием двух электронов и дырки. При снижении температуры от 300 до 200 К начинает преобладать излучательная рекомбинация, о чем свидетельствует величина тангенса для угла наклона зависимости $\ln \tau$ (1/T), равная половине ширины запрещенной зоны E_g .

Т а б л и ц а 1

Значения эффективного времени жизни при различных длинах волн инжектора, объемного времени жизни τ и скорости поверхностной рекомбинации S_x в образцах

№ образца	Длина волны инжектора			τ , мкс	$S_x \times 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$
	0,63 мкм	1,15 мкм	3,39 мкм		
Л90-288-5	1,25	4,0	4,0	4,0	10
Л90-288-7	0,86	2,7	2,8	3,0	8
6 кб-8	2,6	6,8	7,0	8,0	2

В диапазоне температур от 200 до 100К различие расчетных и опытных данных зависимостей показывает, что в этом диапазоне преобладает не учтенная в расчетных зависимостях, приведенных на рис. 2, рекомбинация Шокли-Рида через уровни в запрещенной зоне. Действительно, экспериментальные зависимости времен жизни при $T < 200\text{К}$ носят выраженный активационный характер, особенно для электронов. Это позволяет считать, что реализуется механизм рекомбинации Шокли-Рида через один акцепторный уровень и определить из наклона зависимости $\ln \tau_n (1/T)$ значение его энергии активации $E_a = E_V + 0,066 \text{ эВ}$, что хорошо согласуется с данными других авторов для растворов с $x = 0,3$ [1, 3, 10], которые дают значения E_a в диапазоне от 0,6 до 0,7 эВ.

Используя полученное значение E_a , возможно рассчитать плотности состояний в зонах, приведенные к уровню ловушек N_{CM} и P_{VM} (здесь и далее используются обозначения из книги [11]). С учетом реальных соотношений между равновесными концентрациями n_0, p_0 , неравновесными концентрациями $\Delta n, \Delta p$, N_{CM} и P_{VM} (см. табл. 2) общие формулы для расчета τ_n и τ_p из книги [8] упрощаются. В частности, для τ_n получаем:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n n_0} \left(1 + \frac{P_{VM}}{M} \right). \quad (1)$$

При $T < 100\text{К}$ вторым членом в скобках можно пренебречь по сравнению с 1. Это объясняет низкотемпературное плато на экспериментальной зависимости $\ln \tau_n (1/T)$. Так как n_0 известно, то по значению τ_n при $T < 100\text{К}$ определяем сечение захвата электронов на рекомбинационный уровень $\gamma_n = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Из наклона зависимости $\ln \tau_n (1/T)$ в диапазоне температур

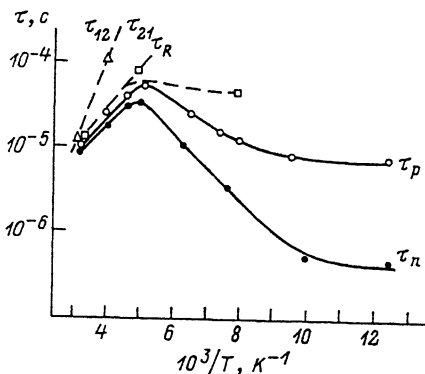


Рис. 2. Температурные зависимости экспериментальных объемных значений времени жизни электронов τ_n и времени жизни дырок τ_p , а также расчетных значений для излучательной рекомбинации τ_R и Оже-рекомбинации с участием одного электрона и двух дырок τ_{12} и двух электронов и одной дырки τ_{21} .

от 200 до 100 K при известных n_0 , ρ_{VM} и μ_n находим концентрацию центров рекомбинации $M = 2.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Упрощенное с учетом реальных значений входящих величин выражение для τ_p имеет вид (при $T < 200 \text{ K}$):

$$\tau_p = \frac{1}{\mu_p M} \left(1 + \frac{M \cdot N_{CM}}{n_0 (n_0 + \Delta p)} \right). \quad (2)$$

Здесь второе слагаемое в скобках сравнимо с единицей, что и обуславливает более плавный ход опытной зависимости $\ln \tau_p (1/T)$ по сравнению с аналогичной для τ_n при $T < 200 \text{ K}$. Из (2) по опытному значению τ_p с учетом уже определенных остальных величин определяется сечение захвата дырок на рекомбинационный уровень $\mu_p = 1.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Таким образом, показано, что бесконтактный метод лазерной интерферометрии позволяет определить основные рекомбинационные характеристики материала путем измерения времени жизни носителей заряда обоих знаков в широком интервале температур, причем сделать это на каждом образце локально, с разрешением по площади порядка $100 \times 100 \text{ мкм}$.

Характерные значения концентраций в исследуемых образцах

Концентрация	n_0	ρ_0	Δn	$\Delta \rho$	N_{cm}	P_{cm}
Значение, см ⁻³	$1.8 \cdot 10^{14}$	$1.0 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{14}$	$1.0 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{15}$

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гарягдыев Г., Любченко А.В., Султанмуратов С., Шуйгар Д.М. // Изв. вузов, физика. 1988. Т. 31. № 2. С. 42-46.
- [2] Schilz T., Nimitz G., Geibel C., Ziegler I. // Journ. of Cryst. Growth. 1988. Т. 86. № 1-4. С. 677-681.
- [3] Барышев Н.С., Гельмонт Б.Л., Ибрагимова М.И. // ФТП. 1990. Т. 24. № 2. С. 209-244.
- [4] Федорцов А.Б., Чуркин Ю.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 321-327.
- [5] Летенко Д.Г., Комаровских К.Ф., Попов Ю.Г., Федорцов А.Б., Чуркин Ю.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 8. С. 52-56.
- [6] Воронков В.Б., Иванов А.С., Летенко Д.Г., Комаровских К.Ф., Федорцов А.Б., Чуркин Ю.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 2. С. 104-112.
- [7] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964.
- [8] Гельмонт Б.Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2(8). С. 536-544.
- [9] Schmit I.L., Stelzer S.L. // J. Appl. Phys. 1969. Т. 40. № 12. С. 4812-4869.
- [10] Chen M.S., Goodwin M.W., Polgreen T.L. // Journ. of Cryst. Growth. 1988. Т. 86. № 1-4. С. 484-489.
- [11] Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963.

Поступило в Редакцию
6 июля 1991 г.