

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ GaSe

К. Р. Allakhverdiev¹, В. Бикбаевас², В. Гривицкас², А. П. Одрииский³,
Е. Yu. Salaev¹, М. И. Тарасик⁴, А. К. Федотов⁴

¹Marmara Research Centre of TUBTAK, Materials Institute, Gebze/Kocaeli, Turkey

²Vilnius University, Vilnius, Lithuania,

³Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь,

⁴Белорусский государственный университет, fedotov@bsu.by

Обладающие ярко выраженной анизотропией физических свойств кристаллы GaSe перспективны для применений в нелинейной оптике, фотоэлектронике, фотовольтаике и т. д. Электрически активные дефекты в низкоомном GaSe исследованы достаточно подробно [1–4], в то время как требующиеся в ряде случаев для практического использования высокоомные кристаллы изучены значительно меньше. В настоящей работе представлены результаты исследований электрически активных дефектов в высокоомных монокристаллах GaSe методом фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (PICTS [5]).

Кристаллы GaSe имели p -тип проводимости с концентрацией носителей заряда $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при 300 К. Омические контакты формировались серебряной пастой на лицевой (освещаемой) поверхности кристалла – плоскости скола. Качество контактов оценивали по вольтамперной характеристике, которая была линейна при комнатной температуре. Световое возбуждение падало перпендикулярно поверхности кристалла, параллельно оси c . Спектральный диапазон возбуждения выбирался из условия получения максимального фотоотклика и соответствовал энергии фотонов $h\nu = 1,9\text{--}2,0 \text{ эВ}$. Плотность потока фотонов на поверхности образца составляла $10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для исключения влияния зависимости от температуры подвижности и времени жизни свободных носителей заряда при расчете спектров сигнал фотоотклика нормировался на величину стационарного фотоотклика.

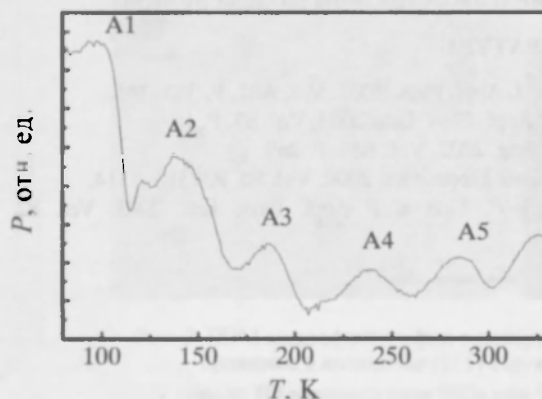


Рис. 1. Спектр, соответствующий характеристическому времени релаксации 0,01 с

На рисунке 1 приведен образец PICTS спектра с хорошо различимыми максимумами, обозначенными A1–A5. Смещение положения максимума на шкале температур в наборе спектров позволяет определить скорость термоэмиссии e_t с ловушек, заполняемых при фотовозбуждении. Соответствующие графики Аррениуса для скоростей термоэмиссии представлены на рис. 2. В таблице приведены области температур регистрации термоэмиссии с ловушек, определенные из графика Аррениуса значения энергии термоактивации ловушек E_t и эффективного сечения захвата S_t .

В области температур регистрации максимумов A2 и A5 наблюдаемые сигналы давали расчетные значения энергий термоактивации и эффективного сечения захвата ловушек, близкие к полученным в нелегированных кристаллах GaSe методом PICTS [1], а также в кристаллах GaSe:In для метода DLTS [2]. Вероятно, такой тип ловушек является характерным для любых монокристаллов GaSe. Природу ловушки A2 связывают с вакансией в подрешетке галлия [1], обладающую значительной величиной эффективного сечения захвата. Ловушку A5 в работе [1] приписывают протяженным дефектам – дислокациям либо дефектам упаковки.

В области температур регистрации пика A4 в образцах GaSe:Me ($Me = Cd, Cu, Mn, In$) наблюдался сигнал от ловушек с энергией термоактивации, зависившей от легирующей типа примеси Me и изменявшейся от 0.14 эВ для GaSe:Cu [3] до 0.44 эВ для GaSe:In [2]. По мнению авторов [2], данная ловушка связана с комплексом из вакансии галлия и атома примеси металла. Поскольку мы исследовали нелегированный кристалл, наблюдавшийся нами центр A4 можно также интерпретировать как комплекс вакансии галлия – атом примеси металла, характерный для данного способа выращивания кристалла. Не наблюдавшиеся ранее центры A1 и A3 вероятно также связаны с примесями, характерными для данного способа выращивания кристалла, либо с собственными дефектами (в [4] наблюдали акцептор в той же области температур, что A3, но с существенно иной энергией термоактивации). Следует отметить, что на температурной зависимости стационарного фототока (кривая 1 на рис. 1) наблюдается участок термического гашения фототока, сопоставимый с областью температур интенсивной перезарядки при освещении центра A1. Следовательно, можно предположить, что данный центр, являясь ловушкой неосновных носите-

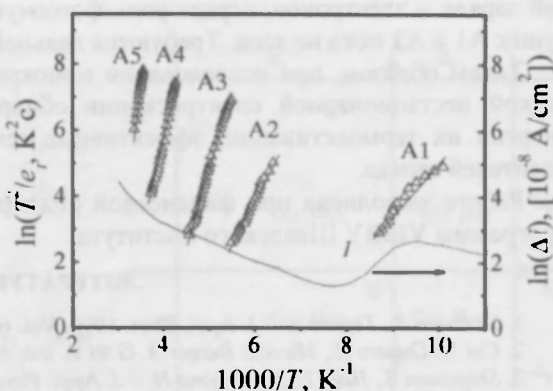


Рис. 2. Зависимости Аррениуса для скорости термоэмиссии e_r ловушек (соответствуют оси слева) и зависимость стационарного фототока от температуры (соответствует правой оси) – кривая 1. Прямые A1-A5 построены используя МНК

Параметры ловушек

	T, K	Тип	E_n эВ	S_p, cm^{-2}	Природа ловушки
A1	100–115	донор	0,13	$7 \cdot 10^{-17}$	
A2	140–180	акцептор	0,17	$1 \cdot 10^{-17}$	V_{Ga} [1]
A3	180–220	акцептор	0,39	$2 \cdot 10^{-13}$	
A4	230–270	акцептор	0,53	$6 \cdot 10^{-13}$	$V_{Ga} + Me$ [1]
A5	280–300	акцептор	0,75	$4 \cdot 10^{-11}$	Дислокации / дефект упаковки [2]

лей заряда – электронов, играет роль фотоочувствляющего центра [6]. Природа ловушек А1 и А3 пока не ясна. Требуются дальнейшие исследования.

Таким образом, при исследовании монокристаллов GaSe методом фотоэлектрической нестационарной спектроскопии обнаружено пять ловушек и определены энергии их термоактивации, эффективные сечения захвата и знак захватываемых носителей заряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (контракт № ТО-225) и программы VISBY Шведского института.

ЛИТЕРАТУРА

1. Siciliano P., Tepore A. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. P. 6581–6582.
2. Cui Y., Dupere R., Micocci Burger A. G. et al. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 013710.
3. Shigetomi S., Ikari T., Nakashima H. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 80. № 8. P. 4779–4781.
4. Hsu Y. K., Chang C. S., Huang W. C. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96(3), P. 4125–1563.
5. Ch. Hurter, M. Boilou, A. Mitonneau, D. Bois // Appl. Phys. Lett. 1978 Vol. 32, P. 821.
6. Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. М.: Иностран. лит., 1962. 560 с.

ТОЧНЫЙ РАСЧЕТ СОГЛАСОВАННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

В. В. Корнейчик

УП «МИНСКИЙ НИИ РАДИОМАТЕРИАЛОВ», korneichikvv@ya.ru

В работе показано, что для расчета электромагнитных полей в согласованных структурах эффективно применение метода разделения переменных [1]. При этом расчет реальной двух- или трехмерной структуры сводится к расчету виртуальных одномерных структур. Особенно отчетливо преимущества метода проявляются при анализе периодических структур, используемых в фотонике, – фотонных кристаллов.

Условия согласования (разделения переменных) для E_z -поляризации суть $n^2(x, y) = n_x^2(x) + n_y^2(y)$ и $\mu(x, y) = \mu_x(x) \cdot \mu_y(y)$. Точное E_z -поляризованное решение для двумерной структуры рис. 1, а с периодами $d_{xy} = a_{xy} + b_{xy}$, имеет вид

$$V^E(x, y, k, \phi, s_x, s_y) = A^E(k, \phi, s_x, s_y) \cdot \sum_i X_i^E(x, k, \phi, s_x) \cdot \sum_j Y_j^E(y, k, \phi, s_y), \quad (1)$$

где

$$X_i^E(x, k, \phi, s_x) = \begin{cases} s_x' [\exp[ikn_{xa} [x - Id_x]] + B_x(k, \phi, s_x) \exp[-ikn_{xa} [x - Id_x]]] & \text{если } -a_i + Id_x < x < Id_x \\ s_x' [C_x(k, \phi, s_x) \exp[ikn_{xb} [x - Id_x]] + D_x(k, \phi, s_x) \exp[-ikn_{xb} [x - Id_x]]] & \text{если } Id_x < x < b_{xy} + Id_x, \end{cases} \quad (2)$$