

$Z(Y\bar{Y})\bar{Z}$ , в которой запрещены как  $LO(\Gamma)$ - и  $TO(\Gamma)$ -колебания. Характерно, что в конфигурации  $Z(Y\bar{Y})\bar{Z}$  линия с максимумом при  $142\text{ см}^{-1}$  становится одной из наиболее интенсивных в спектре. Четко видна также линия с максимумом при  $226\text{ см}^{-1}$ , которая проявляется в спектре  $Z(YX)\bar{Z}$  (рис. 2) в виде слабого низкочастотного плеча линии с максимумом  $233\text{ см}^{-1}$ . Линия  $315\text{ см}^{-1}$ , слабо различимая в спектре  $Z(YX)\bar{Z}$  (рис. 2) на фоне линии  $321\text{ см}^{-1}$ , также проявляется в спектре  $Z(Y\bar{Y})\bar{Z}$ .

Таким образом, в эпитаксиальном твердом растворе  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  наблюдается трехмодовый характер спектра КРС. Значительное уширение линий КРС на оптических фононах, соответствующих элементарным ячейкам трех типов  $\text{InSb}$ ,  $\text{InAs}$ ,  $\text{InP}$ , обусловлено нарушением правил отбора КРС по импульсу вследствие отсутствия трансляционной симметрии в твердом растворе. Обнаружена широкая интенсивная линия с максимумом при  $142\text{ см}^{-1}$ , обусловленная активированными беспорядком  $LA(X, L)$ -фононами [ $DALA(X, L)$ -фононы]. Наблюдались также линии с максимумами при  $226$  и  $315\text{ см}^{-1}$ , обусловленные, по-видимому, активированными беспорядком оптическими фононами ( $DAO$ -фононы). Эти факты свидетельствуют о существенном вкладе эффекта беспорядка в формирование спектра КРС твердого раствора  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ .

Автор выражает благодарность А. А. Копылову за предоставление образцов, а также А. М. Минтаирову за обсуждение результатов работы.

#### Список литературы

- [1] Зингер Г. М., Ипатова И. П., Рыскин А. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 24—48.
- [2] Белов А. Г., Зингер Г. М., Ильин М. А., Корчагин Ю. Н., Рашевская А. И., Рыскин А. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. В. 5. С. 1439—1442.
- [3] Баранов А. Н., Васильев В. А., Копылов А. А., Шерстнев В. В. // Тез. докл. XII Всес. конф. по физике полупроводников. Киев, 1990. Ч. 1. С. 79.
- [4] Landolt-Börnstein. New Series / Ed. by O. Madelung. Heidelberg, 1982. Gr. 3. N. 17.
- [5] Jusserand B., Sapriel J. // Phys. Rev. 1981. V. B59. N 12. P. 7194—7205.
- [6] Wang Xiao-jun, Zhany Xiu-ju // Sol. St. Commun. 1986. V. 59. N 12. P. 869—872.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 30.01.1991  
Принято к печати 6.02.1991

ФТП, том 25, вып. 6, 1991

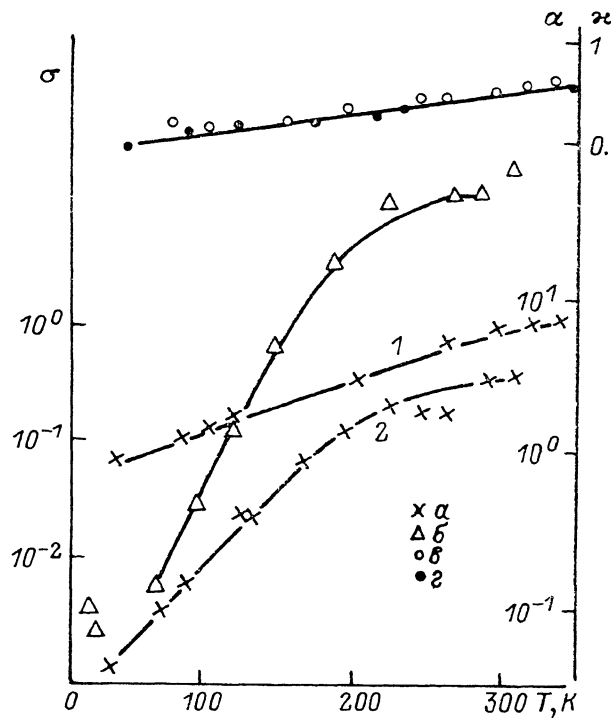
## ТЕПЛОВЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $\text{CuInSe}_2$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ИСПАРЕНИЯ ИЗ ОДНОГО ИЛИ ДВУХ ИСТОЧНИКОВ

Магомедов М.-Р. А., Абдуллаев М. А., Амирханова Дж. Х.

Тонкие пленки тройного полупроводника диселенида индия меди перспективны в солнечной фотоэнергетике [1]. Наряду с публикациями по их оптическим и фотоэлектрическим характеристикам в литературе практически отсутствуют данные о тепловых и электрических свойствах при низких температурах [2, 3]. В работе предлагаются результаты измерений теплопроводности  $\kappa$  (Вт/мК), электропроводности  $\sigma$  ( $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ ), магнитосопротивления и термоэдс  $\alpha$  (мкВ/К) пленок  $\text{CuInSe}_2$ , толщиной  $0.2\text{—}2.5\text{ мкм}$  в интервале температур  $4.2\text{—}350\text{ К}$ .

Пленки были получены термическим напылением в вакууме  $10^{-5}\text{—}10^{-6}$  мм рт. ст. из одного или двух автономных источников. Исходный материал готовился сплавлением в откачанных кварцевых ампулах очищенных компонент,

взятых в стехиометрическом соотношении. Пленки осаждались на стеклянные или тонкие слюдяные подложки с температурой 150–300 °С. Контактные площадки наносились из золота или меди. Для облегчения пайки выводов и сохранения контактов на контакты из золота и меди наносились слои индия. Величина сопротивления, отнесенная к квадрату площади пленки, изменялась при 300 К в разных образцах в широких пределах (от 0.10 до 1 МОм) и зависела в основном от степени нарушения стехиометрии, уменьшаясь в пленках с избытком меди или индия [4]. Совершенные крупноблочные слои при изучении макроструктуры пленок имели проводимость, близкую к  $10^{-3}$  Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ , однако химический состав таких пленок при рентгеноспектральном анализе оказался обедненным медью. Пленки, полученные испарением из одного источ-



Температурные зависимости электропроводности  $\sigma$  (а), термоэда  $\alpha$  (б, образец 2) и теплопроводности  $\kappa$  (в, образец 1; г, образец 2) в пленках  $CuInSe_2$ .

Цифры у кривых — номера образцов.

ника, были  $n$ -типа и имели недостаток по селену. Пленки, полученные испарением из двух источников и отожженные в вакууме, были  $n$ - и  $p$ -типа и близки к стехиометрии.

На рисунке приводятся графики  $\kappa$ ,  $\sigma$ ,  $\alpha$  для двух исследованных образцов с шириной запрещенной зоны, определенной из эффекта Холла  $R$  и оптического поглощения, близкой к объемным монокристаллам [5].

Теплопроводность пленок измерялась видеоизмененным методом Кольрауша [6] с погрешностью до 15 %, которая уменьшалась при понижении температуры. На изотермических контактах в области гелиевых температур применялись золото-железные термодары с чувствительностью  $\sim 11$  мкВ/К. Градиент температуры задавался термочувствительной никелевой пленкой толщиной до 20 мкм. Характерной особенностью  $\kappa$  являются слабая зависимость от температуры и возрастание  $\kappa$  при  $T > 320$  К. Вычисленные значения  $L\sigma T$ , где  $L$  — постоянная Лоренца, не превышают долей процента от  $\kappa_{\text{эксп}}$ , поэтому малые значения решеточной  $\kappa$  связываются нами с рассеянием фононов на размерах кристаллитов и их разориентацией в неотложных пленках.

Концентрация носителей заряда, по данным  $R$ , в области истощения равна  $n = 1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  в образце 1 и  $p = 3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  в образце 2. Для эффективной

массы электронов  $0.09 m_0$  и дырок  $0.68 m_0$  [5] это позволяет заключить, что образец 1 находится с металлической стороны, а образец 2 — с диэлектрической стороны перехода Мотта.

Температурная зависимость  $\sigma$  образца 1 близка к линейной от 35 до 300 К, а малые значения магнитосопротивления (МС) (0.01 %) при 77 К, измеренные в магнитных полях до 30 кЭ в поперечном и продольном направлениях, отрицательны по знаку и близки по величине.

Проводимость в  $s$ -зоне ниже 20 К незначительна, поскольку уровень Ферми фиксируется на 0.1 эВ и отрицательное МС наблюдается при  $\tau_\varphi > \tau$ , где  $\tau_\varphi$  — время сбоя фазы электронной волны в процессах неупругого рассеяния [7]. При  $T < 100$  К значение  $\tau_\varphi \sim 10^{-14}$  с более чем на 2 порядка превышает время упругой релаксации  $\tau$ .

В образце 2  $\sigma$  уменьшается по экспоненте, а значения  $\alpha$  от 65 мкВ/К при 300 К уменьшаются до 0.4 мкВ/К при 4.5 К, проходя через минимум в области температур 18—65 К ( $\alpha < 0.05$  мкВ/К). Термоэдс зонных электронов, вычисленная для одного знака носителей заряда при рассеянии на нейтральных дефектах, меньше экспериментальных значений  $\alpha_s$ . Полагая, что в области гелиевых температур  $\alpha_s$  складывается из вкладов зонных  $\alpha_1$  и примесных  $\alpha_2$ , оцениваем их значение по формуле

$$\alpha = \frac{a_1 b p_1 + a_2 p_2}{b p_1 + p_2}, \quad (1)$$

где  $b$  — отношение подвижностей,  $p_1$  и  $p_2$  — концентрации электронов валентной и примесной зоны, вычисленные по  $R$  и  $\sigma$ . При  $p_1 = 1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$   $u_1 = 0.2$  см $^2$ /В·с,  $p_2 = 3 \cdot 10^{17}$   $u_2 = 0.01$ . Тогда  $\alpha_2 = 0.14 \alpha_1$ , а уменьшение  $\alpha_s$  при  $T > 4.5$  К можно объяснить температурной зависимостью  $\alpha_2$  [8]:

$$\alpha^2 \simeq \left( \frac{\Delta E}{T} \right)^3 \left( \frac{d \ln g(E)}{dE} \right) \Big|_{E=E_f}, \quad (2)$$

где  $g(E)$  — плотность состояний на уровне Ферми  $E_f$ , а  $\Delta E$  — энергия прыжка в проводимости по акцепторам.

Выражаем благодарность И. К. Камиллову за помощь и содействие в работе.

#### Список литературы

- [1] Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики / Под ред. Т. Котуса, Дж. Микина. Пер. с англ. под ред. М. М. Колтуна. М., 1988. 307 с.
- [2] Медведкин Г. А., Рудь Ю. В., Таиров М. А. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. 1988. № 1272.
- [3] Saman A. N. Y., Yaidhyathath R., Noufi R., Tomlinson K. D. // Sol. Sells. 1986. V. 16. P. 181—198.
- [4] Магомедов М.-Р. А., Рудь Ю. В., Медведкин Т. А. и др. // Транспортные и магнитные явления в полупроводниках и металлооксидах. Махачкала, 1989. С. 65—71.
- [5] Neumann H., Kühn G., Möller W. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 144. N 2. P. 565—573.
- [6] Пленочные термоэлементы. Физика и применение / Под ред. Н. С. Лидоренко. М., 1985. 232 с.
- [7] Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 3—32.
- [8] Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 368 с.

Институт физики АН СССР  
Дагестанский филиал  
Махачкала

Получено 28.09.1990  
Принято к печати 7.02.1991