

УДК 631.315.592

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДОБРОТНОСТЬ ТВЕРДОГО РАСТВОРА В $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 10$)

АЛИЕВ Ф.Ф.¹, ЭМИНОВА В.И.¹, ДАМИРОВ Г.М.¹,
АБДУРАХМАНОВА У.М.², АЛИГАЕВ А.Х.², ДЖАББАРЛЫ У.В.²

¹Институт Физики НАН Азербайджана, г.Баку, пр. Г. Джавида 131, Аз-1143,
e-mail: f.aliyev@physics.science.az; vusaleeminova84@gmail.com.

²Бакинский Инженерный Университет, Азербайджан.
e-mail: amileliqayev@mail.ru.

На основании температурных зависимостей электропроводности (σ), коэффициента Холла (R), термоэдс (α) и теплопроводности (χ) рассчитаны термоэлектрическая добротность (Z) и ее безразмерная комбинация (ZT) в широком интервале температур и концентрации дырок в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Установлено, что рост число атомов иттрия до $x=0.10$ замещающих атомы индия приводит к росту Z и ZT в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ в сравнении с $TlInTe_2$ обусловлен в основном, рассеянием фононов и дырок на дефектах, а также возрастанием в них подвижности дырок при замещении иттербия индиймом.

Ключевые слова: термоэдс, электропроводность, теплопроводность, эффективная масса носителей заряда, термоэлектрическая добротность, рассеяния на дефектах.

По критерию А.Ф.Иоффе [1], увеличение μ/χ_{ph} (μ - подвижности носителей заряда, χ_{ph} - фононная доля теплопроводности) вызвано изменением кинетических свойств материалов, на том основании, что в процессе искажения кристаллической решетки образуется дополнительное количество дефектов. Для таких объектов характерны интересные физические процессы: высокая подвижность носителей заряда, низкая фононная теплопроводность и перспективы функционирования о широком температурном интервале [2]. Это означает, что снижение интенсивности рассеяния фононов на фонах полностью компенсируется возрастанием рассеяния на примесях (или дефектах) [2]. Так как длина волны электронов больше, чем длина волны фононов, то это приводит к общему увеличению μ/χ_{ph} .

Перечисленные особенности могут обеспечить весьма высокую термоэлектрическую добротность Z в твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ при высоких температурах. Известно [1], что эффективность термоэлектрического преобразователя определяется.

$$Z = \alpha^2 \sigma / \chi_{tot} \quad (1)$$

Где, χ_{tot} - общая теплопроводность. При расчете погрешности температурной зависимости χ_{tot} - учитывались тепловой поток интегрального излучения. Экспериментальные данные о $\chi_{tot}(T)$ даны на таблице. Еще чаще пользуются в виде безразмерной комбинации

$$ZT = \frac{\alpha^2 \sigma T}{\chi_{tot}} \quad (2)$$

Из приведенной формулы (1) и (2) видно, что высококачественный термоэлектрический материал должен одновременно иметь высокую электропроводность, большую термоэдс и низкую теплопроводность. Термоэдс и электропроводность определяются только электронными свойствами материала, и

поэтому их часто объединяют в величину $P=\alpha^2\sigma$, которую называют “фактором мощности”. В этом аспекте одним фундаментальным параметром электронного спектра в полупроводнике является ширина запрещенной зоны E_g . Другим важным параметром в формуле термоэлектрической добротности (Z) является эффективная масса носителей заряда m^* . Связь между E_g и m^* очень слабая. Рост Z связано с высоким значением α , и получается за счет большой эффективной массы носителей заряда, а большая m^* приводит к уменьшению σ (высокая подвижность носителей заряда не может быть получена при большой эффективной массе). Поэтому реализация всех этих условия в одном материале затруднена. В общем виде зависимость Z от температуры и концентрации носителей заряда достаточно сложна. Однако при определенном приближении связь между Z_{\max} и параметров носителей заряда описываются как [1]

$$Z'_{\max} = 1,2 \cdot 10^{-7} \frac{(m^*)^{3/2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}}{\chi_{ph}} e^r, \quad (3)$$

где $T_0=300\text{K}$. r - параметр механизма рассеяния.

Для соединения PbTe и твердых растворов на его основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}$ материал является p-типом [3]. Температурные зависимости электропроводности (σ) и термоэдс (α) показаны на рис.1-2. Как видно из рис.1 при $x=0 \div 0,02$ $\sigma(T)$ с ростом x увеличивается, а при $x=0,05 \div 0,10$ сначала $\sigma(T)$ до $T \sim 700\text{K}$ уменьшается, а после $T \sim 700\text{K}$ оно увеличивается. Значит уменьшение $\sigma(T)$ до $T \sim 700\text{K}$ происходит за счет уменьшения подвижности носителей заряда, а после $T \sim 700\text{K}$ рост $\sigma(T)$ связано с ростом концентрации носителей заряда с появлением собственной проводимости. В работе [3] установлено, что в $\text{Pb}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}$ валентная зона параболическая. Как известно, в этой модели спектра связь между эффективной массой носителей заряда и шириной запрещенной зоны не имеется. В этом случае температурная и концентрационная зависимость эффективной массы дырок почти остается постоянной. Значения ширины запрещенной зоны E_g [3] до $T \sim 700\text{K}$ в $\text{Pb}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}$ не превосходит k_0T . Эта приводит к тому, что при такой ширине запрещенной зоны уровня Ферми, лежащем вблизи потолка валентной зоны, концентрация неосновных носителей и их вклад в транспорте становятся пренебрежимо малыми. А это приводит к возрастанию термоэдс до $T \sim 700\text{K}$.

Общая теплопроводность определяется суммой фононной χ_{ph} и дырочной теплопроводностью χ_h ,

где $\chi_h=L_0\sigma T$ (где $L_0=(\pi/3)(k_0/e)^2 = 2,44 \cdot 10^{-8} \text{Вт}\cdot\text{Ом}/\text{K}$) как

$$\chi_{\text{tot}} = \chi_{ph} + L_0\sigma T \quad (4)$$

Согласно теоретическим расчетам Лейбфрида и Хаазена [4] при температуре $T > \theta$ (θ -характеристическая температура) фононная теплопроводность

$$\chi_{ph} = \frac{12}{5} \cdot \left(\frac{k}{h}\right)^3 \cdot \frac{\bar{M}\delta\theta^3}{\gamma_0^2 T} = 5,7 \frac{\bar{M}\delta\theta^3}{\gamma_0^2 T} \quad (5)$$

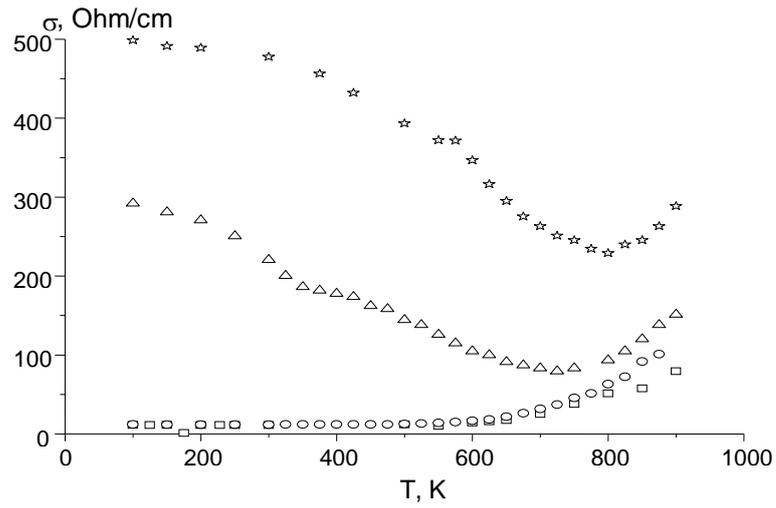


Рис.1. Температурные зависимости электропроводности в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$; - ($x=0$), o- ($x=0.02$), Δ - ($x=0.05$), *- ($x=0.10$) [3].

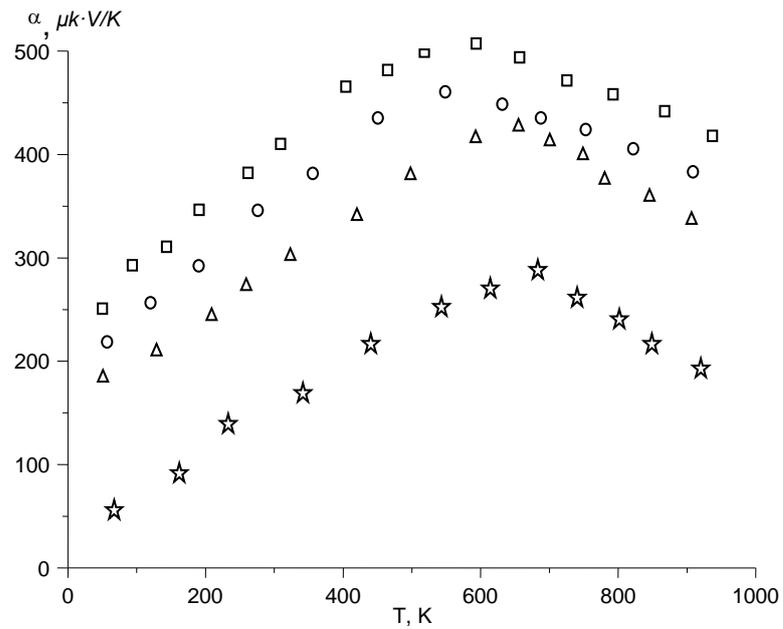


Рис.2. Температурные зависимости термоэдс в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ [3]. Обозначение те же, что на рис.1.

Таблица

Зонные и тепловые параметры твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$

Образцы	α_1	E_{g_0}	T	E_g (Т)	m_n^*	m_p^*	χ_{ph}	χ_{tot}	ΔW_i	Γ		
X=0	1.2	0.70	100	0.70	0.040	0.55	0.98	0.98				
			300	0.66	0.040	0.53	0.95	0.95				
			500	0.64	0.040	0.53	0.79	0.80				
			600	0.63	0.039	0.52	0.73	0.78				
			700	0.62	0.038	0.51	0.68	0.75				
			800	0.60	0.037	0.51	0.62	0.76				
			900	0.59	0.036	0.50	0.60	0.78				
X=0,02	1.23	0.66	100	0.65	0.036	0.52	0.86	0.87	14	2.9		
			300	0.62	0.036	0.52	0.82	0.83	16			
			500	0.60	0.035	0.51	0.64	0.67	29			
					600	0.59	0.035	0.51	0.60	0.66	50	
					700	0.57	0.034	0.50	0.58	0.68	58	
					800	0.56	0.033	0.49	0.54	0.70	69	
					900	0.55	0.032	0.48	0.47	0.74	78	
X=0,05	1.28	0.62	100	0.61	0.034	0.48	0.76	0.83	29	7.1		
			300	0.58	0.034	0.47	0.63	0.78	35			
			500	0.56	0.033	0.47	0.58	0.72	49			
			600	0.54	0.032	0.46	0.56	0.70	58			
			700	0.53	0.031	0.45	0.55	0.72	69			
			800	0.52	0.030	0.45	0.51	0.74	76			
			900	0.50	0.029	0.44	0.46	0.78	84			
X=0,10	1.3	0.54	100	0.53	0.031	0.47	0.66	0.78	49	12.3		
			300	0.52	0.031	0.47	0.42	0.75	133			
			500	0.50	0.030	0.46	0.37	0.76	143			
			600	0.48	0.029	0.46	0.32	0.78	183			
			700	0.46	0.028	0.46	0.30	0.85	200			
			800	0.44	0.027	0.45	0.29	0.88	237			
			900	0.42	0.026	0.45	0.24	0.94	255			

где \mathcal{V}_0 - постоянная Грюнайзена, которая, как обычно для большинства твердых тел порядка 2; $\bar{M} = \frac{(1-x)\bar{M}_{\text{TlInTe}_2} + x\bar{M}_{\text{TlYbTe}_2}}{2}$ - средняя масса атомов соединения (где $\bar{M}_{\text{TlInTe}_2} = 143.60$, $\bar{M}_{\text{TlYbTe}_2} = 158.15$), δ - кубический корень из среднего объема атом. Для

твердого раствора $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ $\theta=200K$ [4] , $\delta = \sqrt[3]{\frac{\Omega_0}{N}}$. Здесь N определяется рентгенографически, как

$$N = d_{xr} / \bar{M} = az\Omega_0 \quad (6)$$

z -число формульных единиц, a -число атомов в ней, $\Omega_0 = a^2c$ - объем тетрагональных ячеек [5]. Подставляя эти значения в (5) получились $\chi_{ph}(T)$ для образцов $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ ($0 \leq x \leq 0,10$) (см. таб.).

Для определения влияния точечных дефектов на χ_{ph} была использована теория Клеменса [6], учитывающая трехфононные процессы перебросов и рассеяния фононов на точечных дефектах, согласно которой

$$\chi_{ph} = \chi_{tot}(\omega_0/\omega_d) \arctg(\omega_d/\omega_0) \quad (7)$$

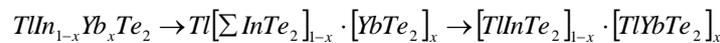
$$\text{где, } \omega_0/\omega_d = K_0 / (2\pi^2 \chi_{tot} \omega_d A) \text{ и } A = (1/4V^2 N) \cdot \Gamma$$

Здесь, χ_{tot} - теплопроводность стехиометрического состава при отсутствии влияния дефектов, $\omega_d = K_0/\eta$ дебаевская частота фононов, ω_0 - частота, при которой значения времени релаксации для U - процессов переброса и рассеяния на дефектах, V - средняя скорость звука в кристалле, Γ -параметр неупорядоченности, равный [7]

$$\Gamma = x \cdot (1-x) \left[\left(\frac{\Delta \bar{M}}{\bar{M}} \right)^2 + \varepsilon (\Delta \gamma / \gamma)^2 \right] \quad (8)$$

и учитывающей совместное влияние локального изменения плотности и упругих свойств. В (8) ε -характеризует упругие свойства среды, $\Delta \bar{M}/\bar{M}$ - относительное изменение массы при замене атомов основы с атомами примеси.

При оценке Γ число атомов в единичном объеме соответствующего состава N определяется по формулам (6). Поскольку в исследованных нами твердых растворах



$$\text{То } \Delta \bar{M}/\bar{M} = \frac{\bar{M}_{TlYbTe_2} - \bar{M}_{TlInTe_2}}{(1-x)\bar{M}_{TlInTe_2} + x\bar{M}_{TlYbTe_2}} .$$

Согласно [7], величина $\Delta \gamma / \gamma$ - может быть вычислена из разности параметров элементарной ячейки основы a_{TlInTe_2} и a_{TlYbTe_2} :

$$\frac{\Delta \gamma}{\gamma} = \left[\frac{(a_{TlInTe_2} - a_{TlYbTe_2})}{a_{TlInTe_2}} \cdot (\eta / (1 + \eta)) \right], \quad (9)$$

где, $\eta = (1 + \nu) / [2(1 - 2\nu)]$, ν - коэффициент Пуассона. Необходимые для расчета параметры для компонентов взяли из (ν, ε, ν) [5] и $(a_{TlInTe_2}, a_{TlYbTe_2})$ [8-9] и линейно экстраполированы для $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Полученные данные для $\chi_{ph}(T)$ по формулам (5) и

(7) отличаются незначительно. Рассчитанные значения параметра Γ для $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ при $x=0.02, 0.05$ и 0.10 даны в таблице. Из сравнения стехиометрического состава TlInTe_2 и составов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ получается, что при комнатной температуре за счет значения параметра неупорядоченности Γ , значение χ_{ph} от зависимости x уменьшается почти в от 1.3 до 4.3 раза. Это свидетельствует о том, что при других равных параметрах тепловое сопротивление возникающее вследствие неупорядоченности в TlInTe_2 должно быть намного меньше чем в $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Это дает основание полагать, что найденное значение Γ правильно отражает действительное соотношение основных факторов, ответственных за дополнительное рассеяние фононов (рассеяния на дефектах) [2]. Это приводит к дополнительному теплосопротивлению, определяемое как [7].

$$\Delta W_i = \frac{1}{\chi_{ph}} - \frac{1}{\chi_V}$$

Полученные данные о ΔW_i даны в таблице. Как видно из таблицы рост концентрации дефектов приводит к увлечению ΔW_i и Z . Как отмечалось выше, при этом рост концентрации дефектов происходит только за счет замещения атомов индия атомами иттербия в $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Это дает основание сказать, что теплопроводность наряду с другими кинетическими свойствами определяется природой собственных дефектов и характером их поведения [2].

На рис.3 приведены рассчитанные на основании экспериментальных $\sigma(T), \alpha(T)$ и $\chi_{tot}(T)$ величина Z твердых растворов $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ при температурах 300, 500 и 800К. Как видно из таблицы, рост x в твердых растворах $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ приводит к увеличению Z . Из рис.3 видно, что $Z(T)$ для всех образцов с ростом температуры увеличивается, Увеличение $Z(T)$ наблюдается также с уменьшением концентрации дырок. Получено, что минимальным значением Z обладает образец с $x=0$ при $T=300\text{K}$.

Известно, что увеличение α , σ и уменьшение χ_{tot} приводят к увеличению коэффициента мощности P и Z , однако самолегирование Yb сильно влияет на значение Z , несомненно это связано с изменением числа собственных дефектов [2]. При этом $\chi_{ph}(T)$ характерно для достаточно дефектных материалов[2]. Сравнение изменения теплопроводности и ее дырочной составляющей в $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ имеет общую закономерность, так как в $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$ в твердом состоянии всегда $\chi_{ph} > \chi_n$. Однако дырочная теплопроводность с ростом температуры растет, а $\chi_{ph}(T)$ уменьшается.

Как видно из таблицы, общая теплопроводность чувствительна к замещением атомов индия атомами иттербия. Это может быть связано с тем, что замещение атомов In с атомами Yb дырочная теплопроводность увеличивается более интенсивно, чем уменьшается фононная доля теплопроводности. Такая сильная зависимость χ_{ph} от концентрации дефектов указывает на возможность их участия в теплопереносе как рассеивающие центры.

Как видно из рис.1,3, в интервале температур 300-700К с ростом температуры σ уменьшается, а α увеличивается. А концентрации дырок для всех образцов в указанном интервале температур изменяются незначительно (рис.2) [3]. Значит, в этом интервале температур с ростом температуры уменьшение σ происходит в основном за счет уменьшения подвижности дырок $\mu_h(T)$. А уменьшение $\mu_h(T)$ происходит за счет рассеяния дырок на тепловых колебаниях решетки и на дефектах по закону $\mu_h \propto T^{-0.7}$ [3]. В этих кристаллах вакансии атомов Yb больше, чем вакансии атомов In . Причиной этого является большая экранировка атомов Yb (ионной радиус $R_{\text{Yb}}=1.93\text{\AA}, R_{\text{In}}=1.57\text{\AA}$) в $\text{TlIn}_{1-x}\text{Yb}_x\text{Te}_2$. Поэтому за счет фонон- фононного и фонон-

дефектного рассеяния уменьшается χ_{ph} . так как $\chi_{ph} \propto T^{-1.2}$. С ростом x уменьшает значение χ_{ph} и показатель степени n^I ($\chi_{ph} \propto T^{-n^I}$). В результате чего при $x \geq 0.05$ μ_h/χ_{ph} с

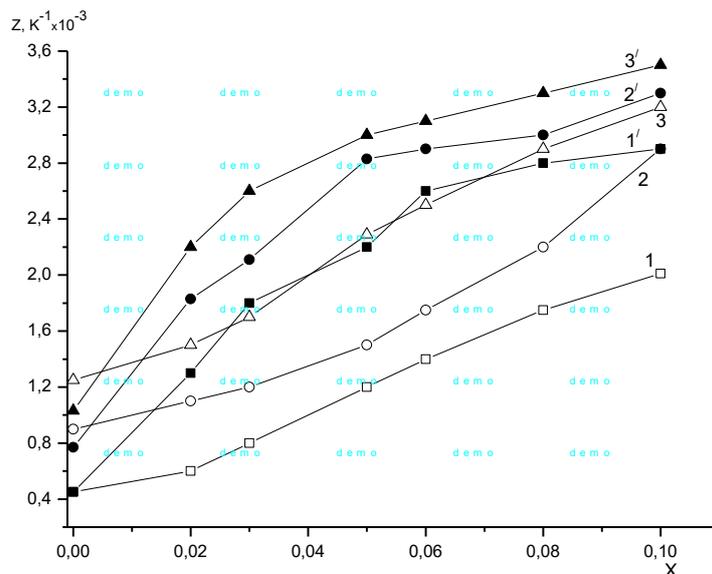


Рис.3. Зависимости термоэлектрические добротности от состава при различных температурах в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Расчеты 1-3 по формулам (1), а 1'-3' по формулам (3) (1,1'-300; 2,2'- 500; 3,3'-800K).

ростом температуры изменяется по закону $\mu_h/\chi_{ph} \propto T^{0.5}$. Поэтому до $T \approx 700K$ увеличение Z с температурой происходит только за счет линейного увеличения $\alpha(T)$ (рис.3). А после $T \approx 700K$ возрастанием Z связано наступлением собственной области, так как увлечение электропроводности с температурой сильнее, чем общая теплопроводность χ_{tot} .

Особый интерес представляет значение безразмерной величины ZT в этих твердых растворах (рис.3). Как известно, при комнатной температуре величина ZT для большинства термоэлектрических материалов не превышает единицы [10]. Имеются материалы, в которых ZT достигает до 2-3[11]. В данных твердых растворах образца для $x=0.10$ ZT при температуре $T \approx 800K$ достигает до ~ 3.4 (рис.3). Это согласуется с данными [11]. При исключении высокого значения температуры, причина $ZT \geq 2$ может быть происходит по двумя причинами: 1) при интервале температур $700 \div 1000K$ эффективная масса дырок уменьшается температурой по закону $m_p^* \propto T^{-0.20}$, что указывает на непараболичность валентной зоны, так как параболичность в сильно вырожденных образцах не приводит к значительному температурному росту эффективной массы. В этом же интервале температур за счет наступления области собственной проводимости увеличивается общая теплопроводность по законом $\chi_{tot} \propto T^{0.15}$. Из этих рассуждений видно, что температурное поведение эффективной массы в твердом растворе $TlInYb_xTe_2$ в указанном интервале температур $m_p^*(T)$ не ослабывает и приводит к росту ZT в виде $ZT \propto T^{1.2}$. Поэтому версия за счет зависимости $m_p^*(T)$ проходящему к росту ZT при высоких температурах не оправдывает себя; 2) вторая версия состоит в том, что при $T > 700K$ за счет наступлением собственной области проводимости, из-за зонных переходов электропроводности увеличивается с

ростом температуры как $\sigma \propto T^{1.5}$, а термоэдс уменьшается по закону $\alpha \propto T^{-0.7}$. В тоже время за счет фонон- фононного и фонон –дефектного рассеяния $\chi_{ph}(T)$ уменьшается в виде $\chi_{ph} \propto T^{-1.2}$. В результате чего при $x \geq 0,5$ и $T > 700K$ ZT с ростом температуры изменяется по закону $ZT \propto T^{1.3}$. Итак, из выше указанных двух версии вытекает, что за счет зонных переходов носителей заряда увеличение $\sigma(T)$ и уменьшение $\chi_{ph}(T)$ приводит к увеличению ZT при $T > 700K$.

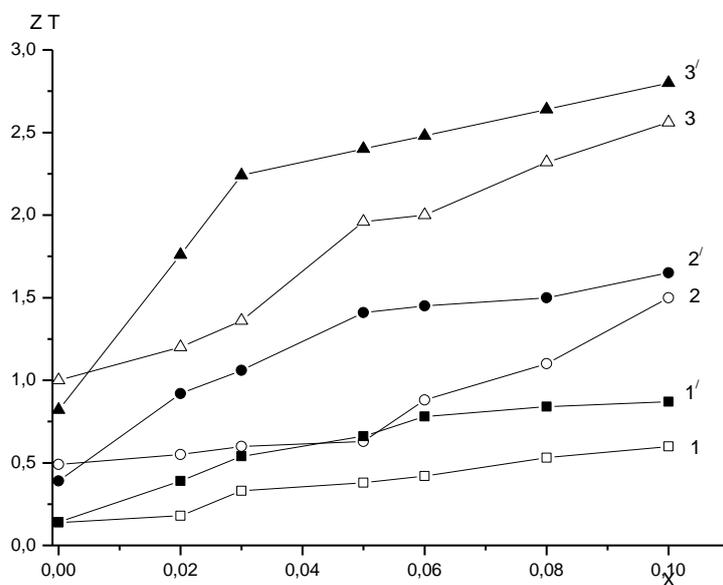


Рис.4. Зависимости безразмерного термоэлектрические добротности от состава при различных температурах в $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$. Обозначение те же, что на рис.4.

Из рис.3-4 видно, что при исследованном интервале температур, расчеты по формулам (1-3) отличают значение Z и ZT . Причина этого может быть связан с тем, что в этих материалах: 1-имеет большую погрешность при определением значения эффективной массы дырок, 2- не однозначно определены параметры механизма рассеяния.

Из таблицы видно, что в области температур 80-700K уменьшение x вносит меньше теплосопротивления, чем такое же количество $TlYbTe_2$. Это скорее всего связано рассеянием фононов на беспорядках сплавов. Из таблицы также видно, что при $T > 700K$ увеличение x приводит к увеличению $\chi_{tot}(T)$. Причиной того является преобладающая роль в теплопроводности биполярной составляющей теплопроводности (χ'). При температуре $T > 700K$ в зависимости от состава она возрастает от 18% до 60% от χ_{tot} , тогда по формулам (4) общая теплопроводность имеет вид $\chi_{tot} = \chi_{ph} + \chi'$, где $\chi' = (\sigma_n + \sigma_h)L_0T$.

Итак, для использования на практике в качестве перспективного материала с высокой эффективностью $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ удовлетворяет следующим условиям:

1. В твердых растворах $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ длина волны дырок больше, чем длина волны фононов. Это приводит к общему увеличению Z .
2. Для достижения максимальной Z , обеспечивается условие распространения носителей заряда и фононов для получения $\mu_h/\chi_{ph} \gg 1$.
3. Рост замещения атомов индия атомами иттербия приводит к достаточно высоким значениям Z и ZT .

1. *Иоффе А.Ф.* Избранные труды, Наука, Л. 1975, 470с.
2. *Оскотский В. С., Смирнов И.И.* Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Наука, Л. 1972, 220с.
3. *Алиев Ф. Ф., Агаева У. М., Зарбалиев М. М.* // ФТП-2016, №10, в.50,с.1297.
4. *Leibfried G.I., Haasen P.* // Zum mechanismus der plastischen verformune. J.Phys-1954, 137, 1, с.67.
5. *Гаджиев В. А., Курбанов М.М. и др.* // Неорг. матер.-1990, №6, в.26, с.1325.
6. *Klemens P.G.* // Phys.Rev-1960, №5, в.119.
7. *Abdes B.*// Phys.Rev-1963, №2, в.131, с.507.
8. *Зарбалиев М.М.* // Неорг. Матер-1999, №5, в.35,с.560.
9. *Nolas G.S., Sharp I., Goldsmid H.I.* //Fiz. Thermoelectrics-2002, Springer, Berlin, v.45, p.78.
10. *Ohta H.* // Materials Today, 10, issue 10, 44 (2007).

TLIn_{1-x}Yb_xTe₂ (0≤x≤10) BƏRK MƏHLULLARINDA TERMOELEKTRİK EFFEKTİVLİYİ

**ƏLİYEV F.F., EMİNOVA V.I., DƏMİROV F.M.,
ABDURƏHMANOVA Ü.M., ƏLİQAYEV A.X., CABBARLI Ü.V.**

TlIn_{1-x}Yb_xTe₂ bərk məhlullarında elektrikkeçirmə (σ), Holl əmsalı (R), termoelektik hərəkət qüvvəsi (α) və istilikkeçirmənin (χ) temperatur asılılıqları əsasında termoelektrik effektivliyi (Z) və onun adsız kombinasiyası (ZT) geniş temperatur və dəşik konsentrasiyası intervalında öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, itterbium atomlarının sayı $x=0.10$ qədər artdıqca əvəzedici indium atomları ilə Z və ZT -in qiymətləri TlInTe₂ bərk məhluluna nəzərən TlIn_{1-x}Yb_xTe₂ bərk məhlulunda fononlardan və defektlərdən səpilməyə əsasən daha çox artmasına səbəb olur, eləcə də itterbium atomlarının indium atomları ilə əvəz edilməsi halında onlarda dəşiklərin yüüklüyünün artması baş verir.

Açar sözlər: termoelektrik effektivliyi, elektikkeçirmə, istilikkeçirmə, yükdaşıyıcıların effektiv kütləsi, defektlərdən səpilmə.

THERMOELECTRIC FIGURE OF MERIT IN SOLID SOLUTION OF TLIn_{1-x}YB_xTE₂ (0≤x≤10).

**ALIYEV F.F., EMİNOVA V.I., DAMİROV Q.M.,
ABDURAHMANOVA U.M., ALIQAYEV A.X., JABBARLI U.V.**

According to temperature dependences of the electrical conductivity (σ), the Hall coefficient (R), thermopower (α) and thermal conductivity (χ), the thermoelectric figure of merit (Z) and its dimensionless combination (ZT) were calculated over a wide temperature range and hole concentration in TlIn_{1-x}Yb_xTe₂ solid solutions. It is established that, increasing number of yttrium atoms up to $x = 0.10$ substituting indium atoms leads to rising of Z and ZT in TlIn_{1-x}Yb_xTe₂. In comparison with TlInTe₂ mainly due to the scattering of phonons and holes on defects, as well as increasing the hole mobility of them when replacing ytterium to indium.

Keywords: thermoelectric figure of merit, electrical conductivity, thermal conductivity, effective mass of charge carriers, thermoelectric figure of merit, scattering on defects.