



# Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9  
İyun  
June 2005  
Июнь

№76  
səhifə  
page 273-276  
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $PbTe$ и $Pb_{1-x}Mn_xTe$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

АГАЕВ З.Ф., БАГИЕВА Г.З., АЛЛАХВЕРДИЕВ Э.А.,  
ИСМАЙЛОВА Р.А., ЮСИФОВ В.В., АБДИНОВ Д.Ш.

*Институт Физики НАН Азербайджана,  
Баку AZ-1143, пр. Джавида 33*

Приведены результаты исследований по влиянию магнитного поля на  $\rho$ ,  $R_x$  и  $\alpha$  монокристаллов  $Pb_{1-x}Mn_xTe$ , прошедших и не прошедших отжиг после их выращивания. Полученные результаты объяснены существованием в этих кристаллах двух валентных зон и изменением расстояний между этими зонами с температурой и концентрацией атомов марганца.

Кристаллы  $PbTe$  и твердые растворы на его основе используются для изготовления различных приборов, в частности термоэлектрических устройств и приемников инфракрасного излучения и поэтому интенсивно исследуются [1]. Однако, в основном, исследования проведены в системах аналогов, таких как  $PbTe-SnTe$ ,  $PbTe-GeTe$  и т.д. [2,3], в которых наблюдается уменьшение ширины запрещенной зоны при образовании твердого раствора. В последние годы интенсивно исследуются полумангнитные твердые растворы на основе  $PbTe$ , в том числе  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  [4]. При образовании указанного твердого раствора сильно возрастает ширина запрещенной зоны  $E_g$  ( $dE_g/dx=3,4$  эВ) и в магнитном поле происходит изменение энергетического спектра носителей заряда благодаря их обменному взаимодействию с электронами магнитных ионов марганца [5]. В связи с этим исследования влияния магнитного поля на физические свойства монокристаллов  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  представляют определенный научный и практический интерес.

В данной статье приводятся данные по влиянию магнитного поля на удельное сопротивление  $\rho$ , коэффициенты Холла  $R_x$  и термоэдс  $\alpha$  монокристаллов  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  ( $0 \leq x \leq 0,4$ ) при  $\sim 77$  К и 300 К.

На рис. 1 представлены данные по зависимости  $\Delta\rho/\rho_0$  (магнетосопротивление) от индукции магнитного поля  $B$  для различных образцов монокристаллов  $PbTe$  до и после отжига, соответственно. Кривые 2 и 3 на рис. 1 (а) соответствуют образцам, обладающими при 77 К  $p$ - типом проводимости, а кривая 3  $n$ - типом проводимости. После отжига при  $\sim 400^\circ$  С в

атмосфере спектрально чистого аргона в течение  $\sim 120$  часов все образцы обладали  $n$ - типом проводимости.

В таблице 1 приведены исходные параметры исследованных образцов. Концентрация и подвижность электронов и дырок вычислены из данных коэффициента Холла ( $R_x$ ), измеренного при  $B=0,55$  Тл по формуле для одного типа носителей заряда.

Из данных рис. 1 и таблицы 1 следует, что в образцах  $p$ - типа проводимости магниторезистивный эффект при  $B \leq 0,55$  Тл незначителен (в порядке  $\sim 2-3\%$ ). Образцы же с  $n$ - типом проводимости обладают достаточно высоким магниторезистивным эффектом. Это обусловлено, в первую очередь, высокой подвижностью электронов относительно дырок в образцах  $PbTe$ . После отжига все образцы становятся полупроводниками с  $n$ - типом проводимостью и в них усиливается магниторезистивный эффект.

В  $PbTe$  существует вторая валентная зона с относительно большой эффективной массой (около  $1,2m_0$ ). Энергетический зазор между краями зон легких и тяжелых дырок при 0К равен  $\sim 0,17$  эВ и с ростом температуры уменьшается со скоростью  $4 \cdot 10^{-4}$  эВ/К так, что расстояние между краями зоны проводимости и зоны тяжелых дырок остается неизменным. При температуре  $\sim 450$ К энергетический зазор между валентными зонами исчезает (при  $\sim 300$ К он равен  $\sim 0,04$  эВ), а при дальнейшем росте температуры край зоны тяжелых дырок находится выше края зоны легких дырок и ширина запрещенной зоны, равная теперь энергетическому расстоянию между краями зоны проводимости и зоны тяжелых

дырок, не зависит от температуры и равна  $\sim 0,36$  эВ.

С введением атомов марганца в PbTe происходит расширение ширины запрещенной зоны, т.е. атомы Mn влияют на  $E_g$  так же, как и температура, и  $E_g$  в этом случае растет за счет уменьшения зазора между краями зон легких и тяжелых дырок [6]. Таким образом, с введением Mn в PbTe растет концентрация тяжелых дырок и средняя эффективная масса дырок. В результате в составах  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  магниторезистивный эффект становится меньше (в порядке ошибки эксперимента), чем в образцах PbTe.

В области слабых магнитных полей ( $\mu^2 B^2 \ll 1$ ) с ростом поля коэффициент Холла уменьшается пропорционально  $B^2$  и эта зависимость выражается соотношением [7]:

$$R_B = R_0 \left[ 1 - m_d^2 B^2 \left( A^2 - 2C - \frac{D}{A} \right) \right]$$

здесь

$$A = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} = \frac{\langle \Phi^2 \rangle}{\langle \Phi \rangle^2};$$

$$C = \frac{\langle M^3 \rangle}{\langle M \rangle^3} = \frac{\langle \Phi^3 \rangle}{\langle \Phi \rangle^3};$$

$$D = \frac{\langle M^4 \rangle}{\langle M \rangle^4} = \frac{\langle \Phi^4 \rangle}{\langle \Phi \rangle^4}$$

где  $\tau$  - время свободного пробега носителей заряда.

Видно, что коэффициент пропорциональности в зависимости  $R_x$  от  $B$  зависит от квадрата подвижности и механизма рассеяния. Следовательно, исследуя зависимость  $R_x$  от  $B$  при слабых полях можно получить информацию о механизме рассеяния носителей заряда.

На рис. 2 представлены зависимости  $R_x$  от квадрата индукции магнитного поля ( $B^2$ ) при  $\sim 77K$  (рис.2.a) и  $\sim 300K$  (рис. 2.b) для образцов, прошедших и не прошедших термообработку.

В таблице 2 приведены значения  $R_0$  и коэффициента пропорциональности  $\text{tg } \varphi = m^2 \left( A^2 - 2C + \frac{D}{A} \right)$ . Из этих

данных следует, что для всех исследованных образцов PbTe выполняется зависимость  $R_x \sim B^2$  при магнитных полях до  $\sim 0,55$  Тл. При  $\sim 77K$  значения  $\text{tg } \varphi$  для образцов больше, чем при 300К. Кроме того, после термообработки значение  $\text{tg } \varphi$  при  $\sim 77K$  несколько растет. Рост  $\text{tg } \varphi$  при уменьшении температуры от 300 до 77К обусловлен ослаблением рассеяния носителей заряда от колебаний решетки и усилением рассеяния на ионизированных точечных дефектах.

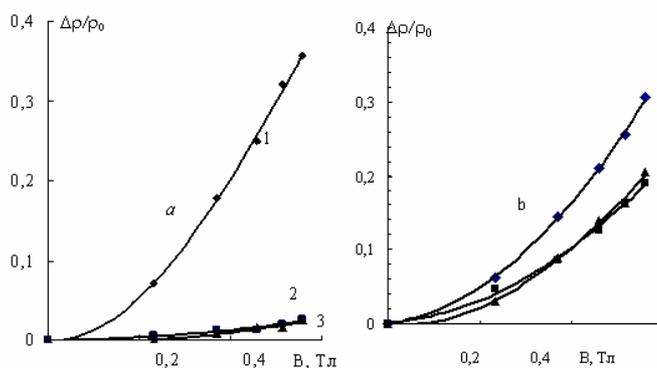


Рис.1. Зависимость  $\Delta\rho/\rho_0$  от индукции магнитного поля  $B$ , для образцов PbTe, не прошедших (a) и прошедших (b) термическую обработку при  $400^\circ C$  в течении 120 часов в атмосфере спектрально чистого аргона.

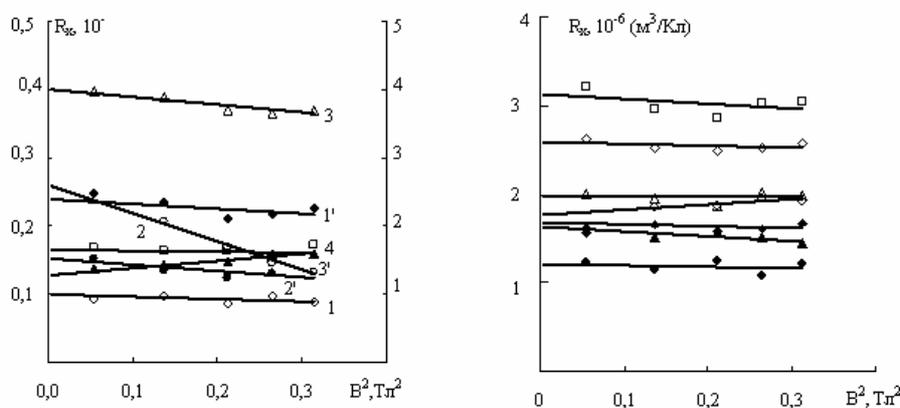


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла в магнитном поле от квадрата индукции магнитного поля при 77K(a) и 300K(б) для различных образцов PbTe, не прошедших (кривые 1 – 4) и прошедших (кривые 1' - 3') отжиг.

## Электrofизические параметры образцов РbТе до и после термообработки.

## До термообработки

Образцы РbТе	Тип проводимости	77К					Тип проводимости	300К				
		$\sigma$ Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$\alpha$ мкВ/К	$R_x$ см <sup>3</sup> /Кл	$n \times 10^{-18}$ см <sup>-3</sup>	$\mu$ см <sup>2</sup> /(В·с)		$\sigma$ Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$\alpha$ мкВ/К	$R_x$ см <sup>3</sup> /Кл	$n \times 10^{-18}$ см <sup>-3</sup>	$\mu$ см <sup>2</sup> /(В·с)
№1	<i>n</i>	2603	114,4	0,95	6,6	2473	<i>n</i>	58.8	270.5	2.5	2.5	147
№2	<i>p</i>	3,5	144,6	13	0,5	45,5	<i>p</i>	221.5	277	1.95	3.2	432
№3	<i>p</i>	21.3	31.9	3.9	1.61	83.1	<i>p</i>	55.9	275.2	2	3.14	111.8

## После термообработки

Образцы РbТе	Тип проводимости	77К					Тип проводимости	300К				
		$\sigma$ Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$\alpha$ мкВ/К	$R_x$ см <sup>3</sup> /Кл	$n \times 10^{-18}$ см <sup>-3</sup>	$\mu$ см <sup>2</sup> /(В·с)		$\sigma$ Ом <sup>-1</sup> см <sup>-1</sup>	$\alpha$ мкВ/К	$R_x$ см <sup>3</sup> /Кл	$n \times 10^{-18}$ см <sup>-3</sup>	$\mu$ см <sup>2</sup> /(В·с)
№1	<i>n</i>	443.6	73.2	2.3	2.73	1019	<i>n</i>	42	162.5	1.7	3.7	71.4
№2	<i>n</i>	926.6	66	1.3	4.8	1204	<i>n</i>	80	99	1.2	5.23	96
№3	<i>n</i>	1157	80.7	1.6	3.93	1851	<i>n</i>	99	143.4	1.5	4.2	148.5

При термообработке происходит диффузия и равномерное распределение избыточных атомов теллура по всему объему и их частичное улетучивание (несмотря на то, что отжиг проводится в атмосфере аргона), вследствие чего образцы становятся полупроводниками с *n* – типом проводимости. Образовавшиеся дефекты усиливают процесс рассеяния носителей заряда от ионов, и соответственно, значение  $\text{tg}\varphi$  при 77 К растет.

На рис. 3 показано влияние магнитного поля на коэффициент термоэдс  $\alpha$  монокристаллов РbТе при температуре  $\sim 100$  К. Образцы, не прошедшие термообработку при  $\sim 100$  К обладают *p* – типом проводимости. Образец №3 до 100 К обладает *n* – типом проводимости. Из рис. 3 также следует, что заметное влияние магнитного поля на  $\alpha$  наблюдается только в случае образца РbТе №3, не прошедшего термообработку. В других случаях изменение  $\alpha$  под действием магнитного поля не превышает 5–6 %. При температуре 300 К изменение  $\alpha$  в магнитном поле в порядке  $\sim 2$ -3% (порядка погрешности эксперимента).

При воздействии на образец магнитного поля, перпендикулярного направлению движения электронов, носители заряда отклоняются под действием силы Лоренца. При этом, носители которые слабее рассеиваются и поэтому имеют большее время свободного пробега в магнитном поле, отклоняются больше, чем сильно рассеивающиеся носители. В образцах РbТе при 100 К преимущественный вклад

имеет рассеяние электронов и дырок на акустических фоновых, которому быстрые носители подвержены в большей степени, чем медленные. Поэтому магнитное поле в основном отклоняет носители с меньшей энергией, и их вклад в ток уменьшается.

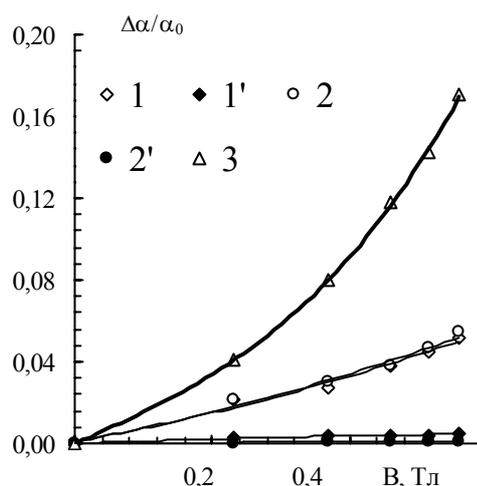


Рис. 3. Зависимость коэффициента термоэдс от индукции магнитного поля для различных образцов РbТе *n* – (кривая 1) и *p* – типов (2, 3, 1', 2'), не прошедших термическую обработку. Кривые 1 – 3 при 77К, кривые 1' – 2' при 300К.

Таблица 2

Значения  $R_0$  и  $\text{tg}\varphi$  для различных образцов PbTe.

Образцы PbTe	77К				300К			
	До термообработки		После термообработки		До термообработки		После термообработки	
	$\text{tg}\varphi$	$R_0$	$\text{tg}\varphi$	$R_0$	$\text{tg}\varphi$	$R_0$	$\text{tg}\varphi$	$R_0$
№1	$-4 \cdot 10^{-7}$	$10^{-6}$	$-7 \cdot 10^{-7}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$-2,6 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$-4,1 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$
№2	$-4,3 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$-8,2 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$-5,2 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$-2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
№3	$-1,1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$-9,3 \cdot 10^{-6}$	$9,3 \cdot 10^{-6}$	$-6 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$-6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$

Подвижность носителей заряда с большей энергией в исследованных образцах PbTe мала, влияние магнитного поля на среднюю энергию носителей и следовательно, на коэффициент термоэдс невысокое. Судя по значению коэффициента Холла  $R_x$ , образец

№3 обладает более совершенной структурой и подвижностью дырок при  $\sim 100$  К. Этим и обусловлено заметное (до  $\sim 18\%$ ) увеличение  $\alpha$  в этом образце под действием магнитного поля.

- 
- [1]. Гавалешко Н.П., Горлей П.Н., Шендеровский В.Л. Узкозонные полупроводники. Получение и физические свойства. Киев.: Наукова Думка. 1984. 287 с.
- [2]. Патли Е. Сульфид, селенид и теллурид свинца. В сб. Материалы используемые в полупроводниковых приборах. Под ред. К.Хогарта. М.: Мир.1968. С. 99-143.
- [3]. Равич Ю.И. О свойствах халькогенидах свинца. В сб. Материалы используемые в полупроводниковых приборах. Под ред. К.Хогарта. М.: Мир.1968. С. 273-301.
- [4]. Gorska M., Anderson I.R. Phys. Rev. B. 1988. V.38.№13. P. 9120-9126.
- [5]. Засавицкий И.И., Ковальчик Л., Мацонашвили Б.Н., Сазонов А.В. ФТП. 1988. Т.22. №12. С. 2118-2123.
- [6]. Агаев З.Ф., Аллахвердиев Э.А., Муртузов Г.М., Абдинов Д.Ш. Неорганические материалы. 2003. Т.39. №5. С.543-545.
- [7]. Киреев П.С. Физика полупроводников. М.: Высшая школа. 1975. 584с.