

УДК 621.315.592

А. Г. Белов  
Е. П. Рашевская

СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ  
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ  
 $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  В ДАЛЕКОЙ  
ИК-ОБЛАСТИ

В работе исследовались спектры отражения монокристаллических образцов  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  и эпитаксиальных пленок  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  на подложке из  $PbTe$  в диапазоне длин волн  $20 \div 200$  мкм при температурах 300 и 115 К. Проведен расчет статистики свободных носителей для кейновских зон, постоянной Холла и плазменной частоты в зависимости от положения уровня Ферми.

В литературе имеются лишь отрывочные сведения, касающиеся спектров отражения твердых растворов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ . В настоящей работе проведено систематическое исследование спектров отражения  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  в далекой ИК-области в широком интервале концентраций свободных носителей при различных температурах и определены соответствующие оптические параметры.

В работе исследовались спектры отражения монокристаллических образцов  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  и эпитаксиальных пленок  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  на подложках из  $PbTe$  в диапазоне длин волн  $20 \div 200$  мкм при температурах 300 и 115 К. Для проведения измерений использовался однолучевой спектрофотометр FIS-21 (фирма «Хитачи», Япония), приспособленный нами для исследований спектров отражения. Образец в криостате помещался в монохроматический пучок позади диспергирующего элемента. Конструкция криостата позволяла заменять образец эталонным зеркалом без нарушения вакуума внутри прибора и без изменения режима работы спектрофотометра, что существенно повышало точность измерений и убыстряло сам процесс снятия спектров отражения.

Монокристаллические образцы полировались пастой АСМ-1 и промывались в спирте, поверхность эпитаксиальных пленок получалась достаточно хорошей уже в процессе роста и никакой обработки не требовала. Исследованные эпитаксиальные пленки имели толщину  $50 \div 70$  мкм. Контрольные измерения показали, что при такой толщине пленок подложка не оказывает влияния на спектры ИК-отражения. Для проведения холловских измерений пленки  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  отделялись от подложек из  $PbTe$  и переносились на изолирующие подложки.

**Экспериментальные результаты.** В работе [1] было показано, что для образцов с концентрацией носителей  $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  спектр ИК-отражения обусловлен коротковолновым фронтом полосы остаточных лучей. Была определена частота ЛО-фонона для  $T=115$  К:  $\omega_{LO} = (111 \pm 2) \text{ см}^{-1}$ . При концентрациях свободных носителей  $\geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  влиянием кристаллической решетки можно пренебречь: спектр отражения в этом случае определяется свободными носителями (плазменный резонанс). Для промежуточных концентраций при анализе спектров ИК-отражения необходимо учитывать плазмон-фононное взаимодействие.

На рис. 1 приведены спектры отражения некоторых исследованных образцов при  $T=300$  и  $T=115$  К (параметры образцов представлены в табл. 2). Концентрация свободных носителей изменялась в широких пределах:  $10^{16} \div 10^{18}$  см $^{-3}$ . Из рис. 1 видно, что при понижении температуры от 300 до 115 К спектры отражения образцов

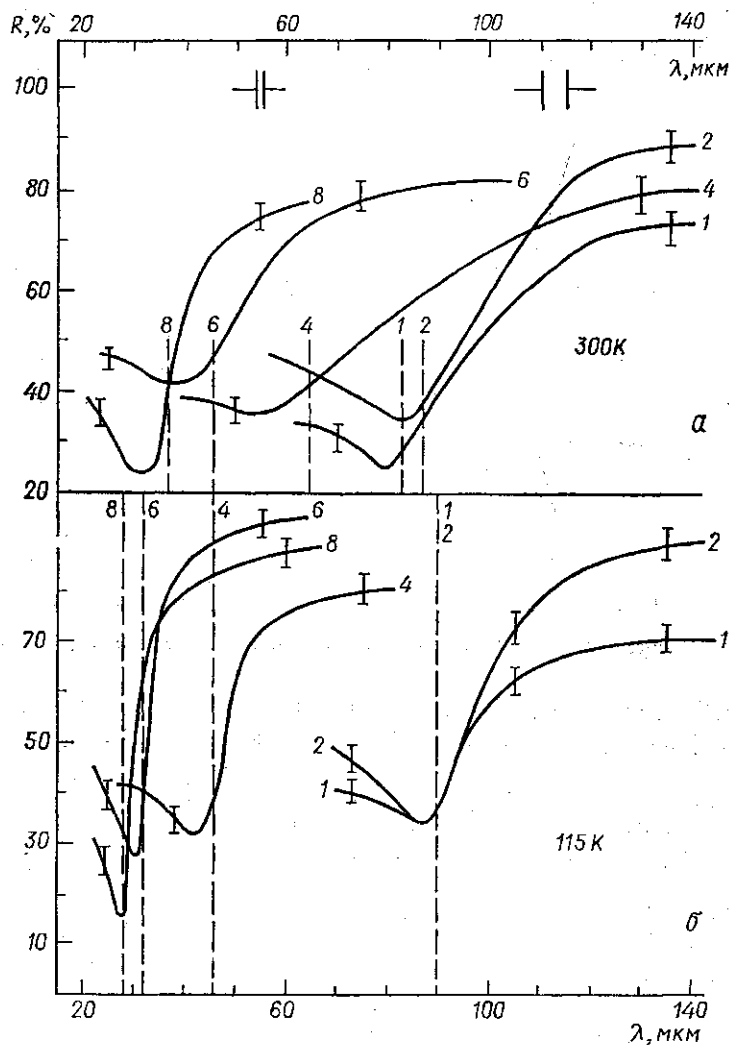


Рис. 1. Спектры отражения образцов № 1, 2, 4, 6, 8 при  $T=300$  К (а) и  $T=115$  К (б). Штриховыми линиями обозначены  $\lambda_{\text{экс}}$ . Цифры соответствуют номерам образцов таблицы 2

№ 1 и 2 сдвигаются в длинноволновую область, а спектры отражения образцов № 4, 6, 8 — в коротковолновую. Кривые  $R(\lambda)$  обрабатывались на ЭВМ «Мир-1» с помощью дисперсионных соотношений Крамерса — Кронига. Характеристические частоты плазмонов ( $\omega_{\text{р экс}}$ ) и смешанных плазмон-фононных мод ( $\omega_{\text{+ экс}}$ ) определялись по максимумам зависимостей  $\omega \text{Im} \left( -\frac{1}{\epsilon} \right) = f(\omega)$ .

**Модель зонной структуры и расчет статистики свободных носителей.** В настоящем разделе приводятся соотношения, по которым производились расчеты концентраций свободных носителей, а также плазменной частоты и частот смешанных плазмон-фононных мод при  $T=300$  и  $T=115$  К. За основу взята модель энергетического спектра твердых растворов  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ , предложенная в работе [2]. Если считать, что прямой зазор  $\epsilon_g$  меняется с температурой линейно ( $\frac{d\epsilon_g}{dT} \approx 0,4$  мэВ/град), а зазор  $\epsilon_g + \Delta$  остается постоянным ( $\epsilon_g + \Delta =$

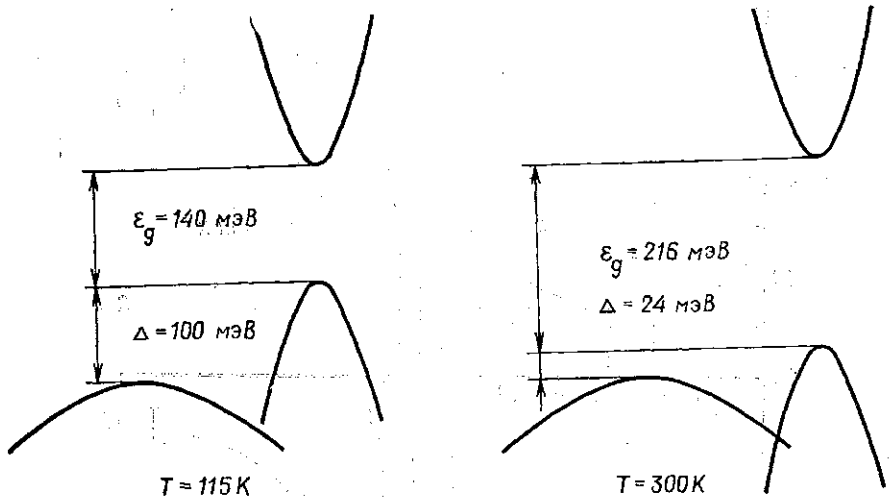


Рис. 2. Энергетический спектр сплава  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  (по данным работы [2])

$= 240$  мэВ), тогда для интересующих нас температур энергетический спектр твердого раствора  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$  примет вид, изображенный на рис. 2.

Принято считать (см., например, [3] или [4]), что зона проводимости и зона легких дырок сплавов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  имеют по 4 эквивалентных экстремума, а зона тяжелых дырок состоит из 12 долин. Зона тяжелых дырок считается изотропной и параболической, причем эффективная масса меняется при изменении состава: в [3] приводятся данные для эффективной массы плотности состояний  $m_{dT} = 1,6m_0$  для  $Pb_{0,5}Sn_{0,5}Te$  и  $m_{dT} = 1,4m_0$  для  $Pb_{0,7}Sn_{0,3}Te$  (экстраполируя эти величины, получим для  $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$   $m_{dT} \approx 1,3m_0$ ). Зона проводимости и зона легких дырок представляют собой сильно анизотропные эллипсоиды вращения: отношение продольной и поперечной эффективных масс  $K = m_l/m_t = 10$  [5, 6] и практически не зависит от состава.

Законы дисперсии в зоне проводимости и в зоне легких дырок заметно отличаются от параболического. Обычно используемые для узкозонных полупроводников модели Кейна и Коэна описывают энергетический спектр  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  лишь приближенно [7]; в данной работе, как и в работе [8], использовалась модель Кейна. Оценки показывают, что для интересующих нас энергий отличие использованной модели Кейна от более сложных, учитывающих влияние далеких зон, не превосходит 30%.

В модели Кейна эффективная масса плотности состояний на дне

зоны (в расчете на один эллипсоид)  $m_d^{(1)}(0)$  связана с шириной прямого зазора  $\epsilon_g$  соотношением

$$m_d^{(1)}(0) = \frac{3\hbar^2 \epsilon_g}{4P_{CV}^2}, \quad (1)$$

где  $P_{CV}$  — матричный элемент взаимодействия  $V$ - и  $C$ -зон, причем  $P_{CV}$  не зависит ни от температуры, ни от состава образцов:  $P_{CV} = 4,2 \cdot 10^{-8}$  эВ·см [9].

Если задано положение уровня Ферми  $\epsilon_F$ , то концентрации свободных электронов  $n$ , легких дырок  $p_L$  и тяжелых дырок  $p_T$  можно определить из следующих соотношений:

$$n = M_1 \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{(\kappa T \epsilon_g)^{3/2}}{P_{CV}^3} {}_0L_0^{3/2} \left( -\frac{\epsilon_F}{\kappa T}; \frac{\kappa T}{\epsilon_g} \right), \quad (2)$$

$$p_L = M_1 \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{(\kappa T \epsilon_g)^{3/2}}{P_{CV}^3} {}_0L_0^{3/2} \left( -\frac{\epsilon_F + \epsilon_g}{\kappa T}; \frac{\kappa T}{\epsilon_g} \right), \quad (3)$$

$$p_T = M_2 \frac{8\pi}{3\hbar^3} (2m_{dT}^{(1)} \cdot \kappa T)^{3/2} F_{3/2} \left( -\frac{\epsilon_F + \epsilon_g + \Delta}{\kappa T} \right), \quad (4)$$

где  $M_1 = 4$ ,  $M_2 = 12$  — число долин в соответствующей зоне,  $k$  — постоянная Больцмана. Здесь  $L_0^{3/2} \left( -\frac{\epsilon_F}{\kappa T}; \frac{\kappa T}{\epsilon_g} \right)$ ;  $F_{3/2} \left( -\frac{\epsilon_F + \epsilon_g + \Delta}{\kappa T} \right)$  — двух- и однопараметрические интегралы Ферми (протабулированы в [10]),  $m_{dT}^{(1)}$  — масса плотности состояний тяжелых дырок в расчете на один эллипсоид. Оптические эффективные массы электронов и легких дырок могут быть определены по формуле

$$m_{\text{опт}} = \frac{3K}{2K+1} K^{-1/3} \frac{{}_0L_0^{3/2}}{{}_0L_{-1}^{3/2}} m_d^{(1)}(0), \quad (5)$$

для тяжелых дырок  $m_{pT\text{опт}} = \frac{m_{dT}}{M_2^{2/3}} \approx 0,25m_0$ .

Для плазменной частоты  $\omega_p$  в случае трех типов носителей получаем

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty} \left( \frac{n}{m_{n\text{опт}}} + \frac{p_L}{m_{pL\text{опт}}} + \frac{p_T}{m_{pT\text{опт}}} \right), \quad (6)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость (считалась не зависящей от температуры и принималась равной  $\epsilon_\infty = 38$  для РbТе при 77 К [11]).

При 115 К вкладом зоны тяжелых дырок в постоянную Холла вплоть до концентраций дырок  $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$  можно пренебречь. В этом случае постоянную Холла  $R_x$  с точностью до холл-фактора можно представить в виде

$$R_x = -\frac{1}{ne} \quad (n\text{-тип}), \quad R_x = \frac{1}{pLe} \quad (p\text{-тип}). \quad (7)$$

Достоверные данные относительно холл-факторов в литературе отсутствуют; во всех дальнейших расчетах холл-факторы считаются равными единице.

Таблица 1

T=300 K

$\varepsilon_F/kT$	$n, \text{см}^{-3}$	$\rho_L, \text{см}^{-3}$	$\rho_T, \text{см}^{-3}$	$m_{n \text{ опт}}/m_0$	$m_{\rho_L \text{ опт}}/m_0$	$R_x, \text{см}^2/\text{Кул}$	$\omega_p, \text{см}^{-1}$
-8,3	$6,0 \cdot 10^{14}$	$2,3 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{18}$	0,063	0,077	+1,0	440
-7,8	$9,6 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^{18}$	$7,8 \cdot 10^{18}$	0,063	0,077	+1,5	360
-7,3	$1,6 \cdot 10^{15}$	$9,5 \cdot 10^{17}$	$4,9 \cdot 10^{18}$	0,064	0,076	+2,4	280
-6,8	$2,7 \cdot 10^{15}$	$6,0 \cdot 10^{17}$	$3,0 \cdot 10^{18}$	0,065	0,075	+3,7	220
-6,3	$4,4 \cdot 10^{15}$	$3,7 \cdot 10^{17}$	$1,8 \cdot 10^{18}$	0,068	0,074	+5,5	170
-5,8	$7,3 \cdot 10^{15}$	$2,3 \cdot 10^{17}$	$1,1 \cdot 10^{18}$	0,070	0,074	+7,0	130
-5,3	$1,2 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{17}$	$6,8 \cdot 10^{17}$	0,071	0,074	+2,6	110
-5,0	$1,9 \cdot 10^{16}$	$9,5 \cdot 10^{16}$	$5,8 \cdot 10^{17}$	0,073	0,073	-10	96
-4,8	$2,4 \cdot 10^{16}$	$8,5 \cdot 10^{16}$	$4,3 \cdot 10^{17}$	0,073	0,073	-19	87
-4,3	$4,0 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{17}$	0,073	0,073	-48	73
-4,0	$5,1 \cdot 10^{16}$	$4,0 \cdot 10^{16}$	$1,9 \cdot 10^{17}$	0,073	0,073	-56	69
-3,8	$6,5 \cdot 10^{16}$	$3,1 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{17}$	0,073	0,073	-58	67
-3,3	$9,5 \cdot 10^{16}$	$1,9 \cdot 10^{16}$	$1,0 \cdot 10^{17}$	0,073	0,073	-44	68
-3,0	$1,4 \cdot 10^{17}$	$1,2 \cdot 10^{16}$	$6,8 \cdot 10^{16}$	0,074	0,071	-41	75
-2,5	$2,3 \cdot 10^{17}$	$7,3 \cdot 10^{15}$	$4,6 \cdot 10^{16}$	0,074	0,070	-26	90
-2,0	$3,7 \cdot 10^{17}$	$4,4 \cdot 10^{15}$	$2,8 \cdot 10^{16}$	0,074	0,068	-17	110
-1,5	$6,0 \cdot 10^{17}$	$2,7 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{16}$	0,075	0,065	-10	140
-1,0	$9,5 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	0,076	0,064	-6,6	170
0	$2,3 \cdot 10^{18}$	$6,0 \cdot 10^{14}$	$3,8 \cdot 10^{15}$	0,077	0,063	-2,7	260

При  $T=300$  К необходимо учитывать влияние всех трех зон, тогда выражение для постоянной Холла примет вид

$$R_x = \frac{1}{e} \frac{(\mu_{\rho_L}/\mu_{\rho_T})^2 \rho_L + \rho_T - (\mu_n/\mu_{\rho_T})^2 n}{((\mu_{\rho_L}/\mu_{\rho_T}) \rho_L + \rho_T + n \mu_n/\mu_{\rho_T})^2} \quad (8)$$

Здесь  $\mu$  — соответствующие подвижности, причем  $\mu_n/\mu_{\rho_L} = 3,18$ ,  $\mu_{\rho_L}/\mu_{\rho_T} = 7,0$  [12].

В табл. 1 представлены вычисленные по формулам (2) — (8) значения  $n$ ,  $\rho_L$ ,  $\rho_T$ ,  $m_{\text{опт}}$ ,  $R_x$  и  $\omega_p$  для различных  $\varepsilon_F/kT$  при  $T=300$  К (нуль отсчета энергии совпадает с дном зоны проводимости). Частоты коротковолновых смешанных плазмон-фононных мод  $\omega_+$  вычислялись для различных значений  $\omega_p$  без учета затухания плазмонов и фононов по методу, предложенному в [13] ( $\omega_{LO}$  считалась не зависящей от температуры и равной  $111 \text{ см}^{-1}$  [1]).

**Обсуждение результатов.** Как видно из табл. 1, постоянная Холла при  $T=300$  К оказывается неоднозначно связанной с концентрацией свободных носителей: одному значению  $R_x$  могут соответствовать два набора концентраций  $n$ ,  $\rho_L$  и  $\rho_T$ . Сопоставление холловских данных с результатами измерений ИК-отражения позволяет в ряде случаев устранить эту неоднозначность. Рассмотрим для примера образец № 2 табл. 2. Зависимость постоянной Холла от температуры для этого образца представлена на рис. 3.

При  $T=80$  К указанный образец является дырочным: ( $\rho_L \approx 5,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), причем спектр отражения определяется в этом случае кристаллической решеткой ( $\omega_p = 60 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_{LO} = 111 \text{ см}^{-1}$ ). С повы-

шением температуры  $R_x$  уменьшается, проходит через нуль, а при  $T=300$  К  $R_x=-15$  см<sup>3</sup>/Кул. Этому значению  $R_x$  могут соответствовать два набора концентраций свободных носителей (см. табл. 1):

$n=6,0 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $p_L=2,7 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  
 $p_T=1,8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\omega_p=140$  см<sup>-1</sup>,  
 $\omega_+=170$  см<sup>-1</sup> ( $n$ -тип,  $\epsilon_F/kT=-2$ );  
 $n=1,9 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $p_L=9,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  
 $p_T=5,8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $\omega_p=90$  см<sup>-1</sup>,  
 $\omega_+=140$  см<sup>-1</sup> ( $p$ -тип,  $\epsilon_F/kT=-5$ ).

В обоих случаях  $\omega_p$  оказываются близки к  $\omega_{LO}=111$  см<sup>-1</sup>. Учет плазмон-фононного взаимодействия по [13] дает величину  $\omega_+=170$  см<sup>-1</sup> ( $n$ -тип) и  $\omega_+=140$  см<sup>-1</sup> ( $p$ -тип); последнее значение ближе к полученному экспериментально:  $\omega_{+эксп}=(115 \pm 3)$  см<sup>-1</sup>.

Точность расчетов  $\omega_+$  при указанных выше предположениях (приближение кейновских зон, холл-факторы равны единице) составляет  $\approx 30\%$ , однако даже такой точности достаточно для ответа на вопрос о типе проводимости образца: несмотря на то что  $R_x < 0$ , образец при  $T=300$  К оказывается дырочным, причем концентрация тяжелых дырок значительно превышает собственную.

Подобные сопоставления  $R_x$  и  $\omega_{+эксп}$ , проведенные для всех исследованных образцов при  $T=300$  К, позволили устранить неоднозначность в определении концентрации свободных носителей по холловским данным. Результаты расчета и экспериментальные данные приведены в табл. 2. Постоянная Холла измерена при  $T=80$  К, а спектры

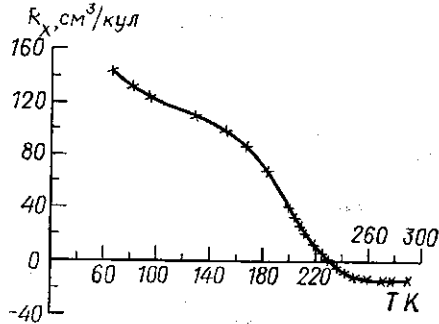


Рис. 3. Зависимость постоянной Холла от температуры для образца № 2 (см. табл. 2)

Таблица 2

№ образца	$R_x$ , см <sup>3</sup> /Кул	$\lambda_p$ , мкм	$\lambda_+$ , мкм	$\lambda_{+эксп}$ , мкм	$n$ , см <sup>-3</sup>	$p_L$ , см <sup>-3</sup>	$p_T$ , см <sup>-3</sup>
T=300 К							
1 монокр.	-38	130	80	83±2	1,5·10 <sup>17</sup>	1,3·10 <sup>16</sup>	6,9·10 <sup>18</sup>
2 монокр.	-15	110	72	87±2	1,9·10 <sup>16</sup>	9,5·10 <sup>16</sup>	5,8·10 <sup>17</sup>
3 пленка	+4,0	90	64	80±5	2,7·10 <sup>15</sup>	6,0·10 <sup>17</sup>	3,0·10 <sup>18</sup>
4 пленка	+4,8	82	61	65±2	9,5·10 <sup>15</sup>	1,9·10 <sup>17</sup>	9,0·10 <sup>17</sup>
5 пленка	+8,6	70	56	45±2	7,3·10 <sup>15</sup>	2,3·10 <sup>17</sup>	1,1·10 <sup>18</sup>
6 пленка	+2,7	40	37	46±2	1,3·10 <sup>15</sup>	1,2·10 <sup>18</sup>	6,5·10 <sup>18</sup>
7 пленка	-2,6	37	35	31±1	2,3·10 <sup>18</sup>	—	—
8 пленка	-1,8	32	31	37±1	3,5·10 <sup>18</sup>	—	—
T=80 К							
1 монокр.	-670	400	90	90±1	9,3·10 <sup>15</sup>	—	—
2 монокр.	+110	170	90	90±1	—	5,7·10 <sup>16</sup>	—
3 пленка	+28	85	62	58±2	—	2,3·10 <sup>17</sup>	—
4 пленка	+5,2	41	37	46±1	—	1,2·10 <sup>18</sup>	—
5 пленка	+4,3	36	34	37±1	—	1,5·10 <sup>18</sup>	—
6 пленка	+2,0	27	27	32±1	—	3,1·10 <sup>18</sup>	—
7 пленка	-2,6	30	29	25±1	2,4·10 <sup>18</sup>	—	—
8 пленка	-2,4	28	28	28±1	2,6·10 <sup>18</sup>	—	—
T=115 К							
1 монокр.	-670	400	90	90±1	9,3·10 <sup>15</sup>	—	—
2 монокр.	+110	170	90	90±1	—	5,7·10 <sup>16</sup>	—
3 пленка	+28	85	62	58±2	—	2,3·10 <sup>17</sup>	—
4 пленка	+5,2	41	37	46±1	—	1,2·10 <sup>18</sup>	—
5 пленка	+4,3	36	34	37±1	—	1,5·10 <sup>18</sup>	—
6 пленка	+2,0	27	27	32±1	—	3,1·10 <sup>18</sup>	—
7 пленка	-2,6	30	29	25±1	2,4·10 <sup>18</sup>	—	—
8 пленка	-2,4	28	28	28±1	2,6·10 <sup>18</sup>	—	—

$R_x$ ;  $\lambda_{+эксп}$  — экспериментальные данные;  $\lambda_p$ ,  $\lambda_+$ ,  $n$ ,  $p_L$ ,  $p_T$  — результаты расчета.

отражения — при  $T=115$  К, вносимая при этом ошибка не превышала 10%, что значительно меньше погрешности расчетов ( $\approx 30\%$ ). Для удобства сравнения с экспериментом в табл. 2 представлены не частоты, а соответствующие длины волн:  $\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}$ ;  $\lambda_+ = \frac{2\pi c}{\omega_+}$  (где  $c$  — скорость света).

Выше уже упоминалось о том, что спектры отражения образцов с концентрациями носителей  $\geq 10^{17}$  см $^{-3}$  (№ 4, 6, 8) сдвигаются при охлаждении образца в сторону коротких волн. Подобный аномальный сдвиг кривых  $R(\lambda)$  для сильнолегированных образцов  $Pb_{1-x}Sn_xTe$   $p$ -типа ( $p \geq 10^{19}$  см $^{-3}$ ) с  $x=0,12 \div 0,28$  отмечался в работе [14]. Мы наблюдали смещение  $R(\lambda)$  в сторону коротких волн на образцах не только  $p$ -, но и  $n$ -типа (см. рис. 1). По нашему мнению, оно связано с тем, что при охлаждении образца оптическая эффективная масса уменьшается быстрее, чем концентрация свободных носителей, так что отношение  $n/m_{n \text{ опт}}$  возрастает. Например, для образца № 8:

$$T=300 \text{ К}, n=3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, m_{n \text{ опт}}=0,079 m_0, \lambda_+=31 \text{ мкм};$$

$$T=80 \text{ К}, n=2,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, m_{n \text{ опт}}=0,049 m_0, \lambda_+=28 \text{ мкм}.$$

Для образцов № 1 ( $n$ -тип) и № 2 ( $p$ -тип), у которых наблюдается сильная зависимость концентрации от температуры (см. табл. 2), спектр отражения сдвигается при охлаждении в сторону длинных волн.

Как видно из табл. 2, результаты расчета ( $\lambda_+$ ) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными ( $\lambda_{+ \text{ эксп}}$ ), что доказывает правомерность использования зонной модели, предложенной в [2], для вычисления статистики свободных носителей. Сравнение холловских данных с результатами измерений ИК-отражения дает возможность определять концентрации свободных носителей в образце при комнатной и азотной температурах.

В заключение отметим одно обстоятельство, важное в практическом отношении. В работе [15] на примере системы  $Cd_xZn_{1-x}Te$  было показано, что в случае чисто решеточного отражения точки перегиба графиков  $R(\omega)$  соответствуют частотам оптических фононов. Для исследованных нами образцов влияние свободных носителей было существенным, однако и в этих случаях абсциссы точек перегиба графиков  $R(\omega)$  в пределах ошибки эксперимента совпадали с частотами плазмонов или смешанных плазмон-фононных мод. Указанное соответствие позволяет определять частоты плазмонов и плазмон-фононных мод непосредственно из спектров отражения, не прибегая к помощи ЭВМ.

Авторы приносят благодарность В. А. Морозовой и А. Г. Миронову за ценные замечания при обсуждении результатов измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Белов А. Г., Рашевская Е. П., Николаев М. И., Коновалов А. А. Получение и свойства полупроводниковых соединений типа  $A^{IV}B^{VI}$  и  $A^{IV}B^{VI}$  в твердых растворах на их основе. Тезисы докладов 1-й Всесоюзной научно-технической конференции. Ч. 2. М., 1977, с. 249.
2. Орлецкий В. Б., Сизов Ф. Ф., Лашкарев Г. В., Товстюк К. Д. «Физика и техника полупроводников», 1975, 9, 269.
3. Осю М., Албану Н. J. «Phys. Lett.», 1969, 30A, 169.
4. Вейс А. Н., Виноградова М. Н. и др. «Физика и техника полупроводников», 1974, 8, 2243.
5. Melngailis I., Harman T. C. et al. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1969, 14, 330.
6. Melngailis I., Harman T. C. et al. «Phys. Rev.», 1971, B3, 370.

7. Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS: М., 1968.
8. Сизов Ф. Ф., Лашкарев Г. В. и др. «Укр. физ. журн.», 1974, 19, 2063.
9. Сизов Ф. Ф., Лашкарев Г. В. и др. «Физика и техника полупроводников», 1974, 8, 2074.
10. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., 1970.
11. Ravich Yu. I., Efimova B. A., Tamarchenko V. I. «Phys. Stat. Sol. (b)», 1971, 43, 11.
12. Ohtsuki O., Shinohara K., Ryuzau O. «Jap. J. of Appl. Phys.», 1970, 9, 1180.
13. Varga B. V. «Phys. Rev.», 1965, 137, 6A, 1896.
14. Несмелова И. М., Барышев Н. С. и др. «Физика и техника полупроводников», 1975, 9, 991.
15. Виноградов Е. А., Водопьянов Л. К. «Краткие сообщения по физике», 1972, 11, 29.

Поступила в редакцию  
20.5 1977 г.  
Кафедра  
физики полупроводников