

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ И АНИЗОТРОПИИ
КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ СПЛАВОВ ВИСМУТ-СУРЬМА**

[Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ. Аналитическая ведомственная целевая программа «Развитие научного потенциала высшей школы» (грант № 2.1.1/3847)]

На основании анализа температурной зависимости кинетических коэффициентов в сплавах висмут-сурьма, легированных оловом, исследуется зависимость структуры валентной зоны сплавов висмут-сурьма от температуры. Подтверждение о заметном влиянии температуры на положение дырочных экстремумов не было получено. Обнаружено немонотонное изменение приведенного уровня химического потенциала T-дырочного экстремума от температуры, что может быть обусловлено вкладом межзонного рассеяния.

Ключевые слова: кристаллы, висмут-сурьма, валентная зона, легирование оловом, кинетические коэффициенты.

I. Khudiakova, T. Yakovleva

**USE OF DOPING AND KINETIC COEFFICIENTS ANISOTROPY
FOR INVESTIGATING THE ALLOYS BISMUTH-ANTIMONY
VALENCE BAND**

On the basis of an analysis of temperature dependence of kinetic effects in the alloys bismuth-antimony alloyed by tin, the dependence of structure of a valent zone of alloy bismuth-antimony on the temperature has been investigated. No evident influence of temperature on the position of hole extrema has been detected. A non-monotonic change of the reduction level of chemical potential T-hole extremum from temperature has been found which may be caused by the contribution interband dispersion.

Keywords: crystals, bismuth-antimony, valence band, tin doping, kinetic coefficients.

При легировании висмута сурьмой валентная зона висмута претерпевает существенную перестройку: перекрытие энергетических зон L -электронов и T -дырок уменьшается и образуется энергетическая щель, сплав становится узкощелевым полупроводником [2, с. 434–443]. В соответствии с литературными данными в валентной зоне сплавов висмут-сурьма наряду с T -, L -дырками, характерными для валентной зоны висмута, может также присутствовать группа H -дырок, характерная для валентной зоны сурьмы [10, р. 247–252]. Также можно предположить, что в сплавах Bi-Sb положение экстремумов носителей заряда в валентной зоне зависит не только от концентрации Sb , но и от температуры [3, с. 96–101].

В настоящей работе для исследования изменений в структуре валентной зоны сплавов Bi-Sb в зависимости от содержания сурьмы и от температуры используется легирование сплавов примесью олова, что приводит к смещению

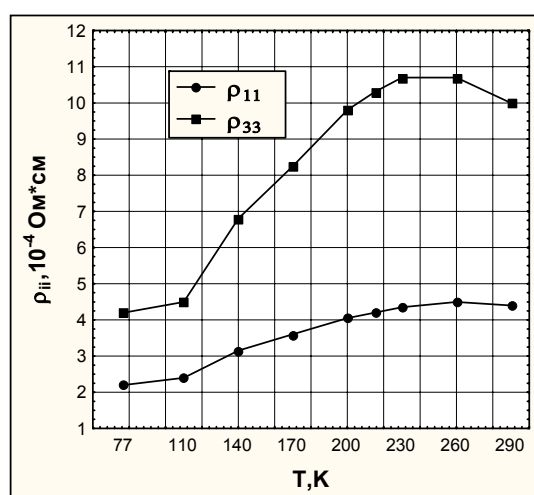


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления сплава $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$ от температуры

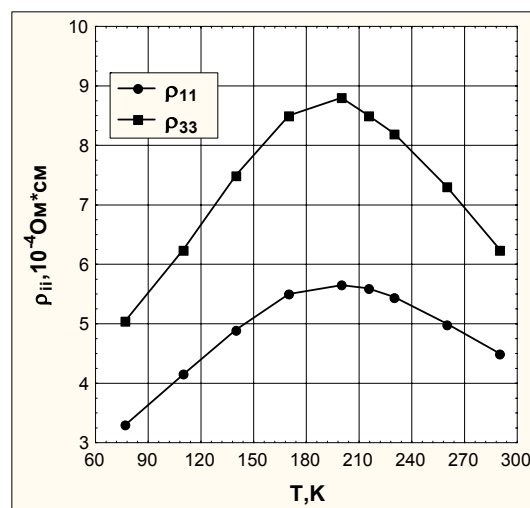


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления сплава $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$ от температуры

уровня химического потенциала в валентную зону и позволяет при определённых температурах избавиться от вкладов электронов в кинетические коэффициенты. В расчётах используются результаты экспериментальных измерений температурной зависимости коэффициентов дифференциальной термоЭДС α_{11}, α_{33} , удельного сопротивления ρ_{11}, ρ_{33} и коэффициента Холла R_{231}, R_{123} в интервале температур (77–290)К в сплавах $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$ и $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$ [5]. Температурные зависимости этих коэффициентов представлены на рис. 1–6.

В приближении изотропного времени релаксации с учетом вкладов указанных выше групп дырок удельная электропроводность (σ_{11}, σ_{33}) и холловская проводимость ($-\sigma_{123}, -\sigma_{231}$) могут быть представлены в виде (1)–(4) [6, с. 105]:

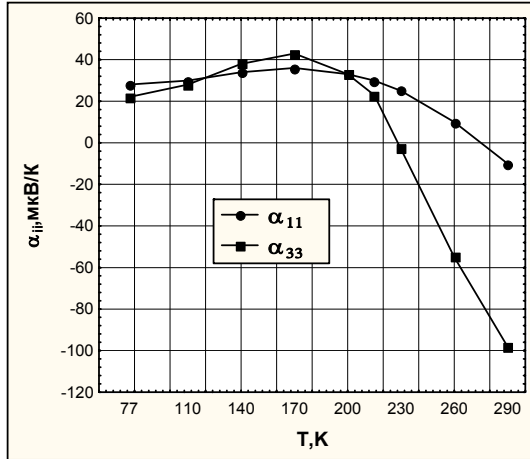


Рис. 3. Зависимость дифференциальной термоЭДС сплава $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$ от температуры

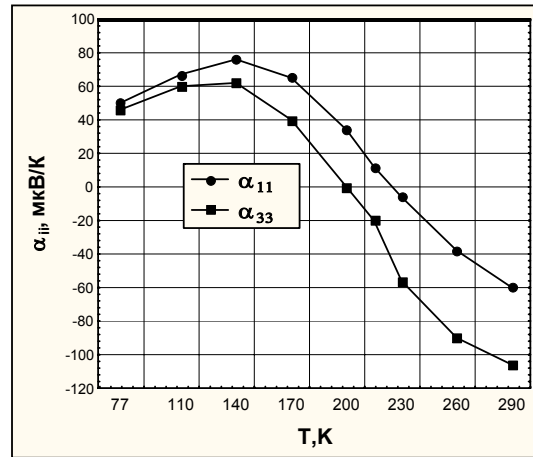


Рис. 4. Зависимость дифференциальной термоЭДС сплава $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$ от температуры

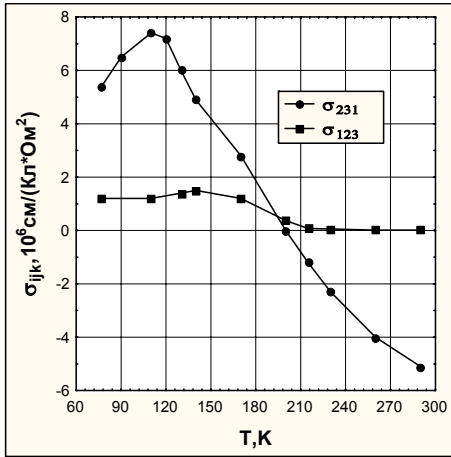


Рис. 5. Зависимость коэффициентов холловской проводимости сплава $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$ от температуры

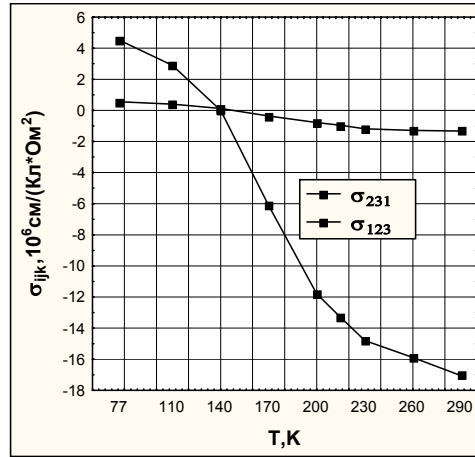


Рис. 6. Зависимость коэффициентов холловской проводимости сплава $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$ от температуры

$$\sigma_{11} = en^T u_{11}^T + \frac{en^L}{2} u_{11}^L \left(1 + \frac{u_{22}}{u_{11}} \cos^2 \theta + \frac{u_{33}}{u_{11}} \sin^2 \theta \right)^L + \frac{en^H}{2} u_{11}^H \left(1 + \frac{u_{22}}{u_{11}} \cos^2 \theta + \frac{u_{33}}{u_{11}} \sin^2 \theta \right)^H ; \quad (1)$$

$$\sigma_{33} = en^T u_{33}^T + en^L u_{11}^L \left(\frac{u_{33}}{u_{11}} \cos^2 \theta + \frac{u_{22}}{u_{11}} \sin^2 \theta \right)^L + en^H u_{11}^H \left(\frac{u_{33}}{u_{11}} \cos^2 \theta + \frac{u_{22}}{u_{11}} \sin^2 \theta \right)^H ; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} -\sigma_{123} = & D^T en^T (u_{11}^T)^2 + D^L en^L (u_{11}^L)^2 \left(\frac{u_{22}}{u_{11}} \cos^2 \theta + \frac{u_{33}}{u_{11}} \sin^2 \theta \right)^L + \\ & + D^H en^H (u_{11}^H)^2 \left(\frac{u_{22}}{u_{11}} \cos^2 \theta + \frac{u_{33}}{u_{11}} \sin^2 \theta \right)^H ; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 -\sigma_{231} = & D^T en^T u_{33}^T u_{11}^T + \frac{en^L}{2} (u_{11}^L)^2 D^L \left(\frac{u_{22}u_{33}}{u_{11}^2} + \frac{u_{22}}{u_{11}} \sin^2\theta + \frac{u_{33}}{u_{11}} \cos^2\theta \right)^L + \\
 & + \frac{en^L}{2} (u_{11}^H)^2 D^H \left(\frac{u_{22}u_{33}}{u_{11}^2} + \frac{u_{22}}{u_{11}} \sin^2\theta + \frac{u_{33}}{u_{11}} \cos^2\theta \right)^H,
 \end{aligned} \quad (4)$$

где n^T, n^H, n^L — концентрации дырок в T, H, L -зонах соответственно; u_{ii}^k — подвижность носителей тока k -зоны в i -м кристаллографическом направлении; θ — углы наклона эллипсоидов энергии. D — холл-фактор.

$$D = \frac{{}^0L_0^{3/2} \cdot {}^0L_{-2}^{3/2}}{\left({}^0L_{-1}^{3/2} \right)^2}, \quad (5)$$

где ${}^nL_k^m$ — интегралы Колодзейчика [12, р. 145–158]. Для T и H зон используется квадратичный закон дисперсии, холл-фактор берётся равным единице и предполагается рассеяние этих групп дырок на акустических фононах. Для L -зон предполагается независимость времени релаксации от энергии, $\tau = \tau_0$, и справедливость закона дисперсии Лэкса [13, р. 167].

$$\varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_g} \right) = \vec{p} \frac{\alpha}{2} \vec{p}, \quad (6)$$

здесь α — тензор обратных эффективных масс; \vec{p} — вектор квазиимпульса; ε_g — энергетический зазор между L -зонами электронов и дырок.

Далее, полагая независимость анизотропии эффективных масс и углов наклона энергетических эллипсоидов от температуры и заменяя выражения в скобках в уравнениях (1)–(4) численными значениями соответствующих величин, полученными из магнетоосцилляционных измерений [2, с. 1319–1335], представляем уравнения (1)–(4) в более удобном виде (7)–(10):

$$\sigma_{11} = en^T u_{11}^T + 0,522en^L u_{11}^L + 0,682en^H u_{11}^H; \quad (7)$$

$$\sigma_{33} = 0,072en^T u_{11}^T + 0,66en^L u_{11}^L + 0,694en^H u_{11}^H; \quad (8)$$

$$-\sigma_{123} = en^T (u_{11}^T)^2 + 0,044en^L (u_{11}^L)^2 D^L + 0,363en^H (u_{11}^H)^2; \quad (9)$$

$$-\sigma_{231} = 0,101en^T (u_{11}^T)^2 + 0,342en^L (u_{11}^L)^2 D^L + 0,368en^H (u_{11}^H)^2; \quad (10)$$

$$\alpha_{11} (\sigma_{11}^L + \sigma_{11}^T + \sigma_{11}^H) = \alpha^L \sigma_{11}^L + \alpha^T \sigma_{11}^T + \alpha^H \sigma_{11}^H; \quad (11)$$

$$\alpha_{33} (\sigma_{33}^L + \sigma_{33}^T + \sigma_{33}^H) = \alpha^L \sigma_{33}^L + \alpha^T \sigma_{33}^T + \alpha^H \sigma_{33}^H, \quad (12)$$

где α_{11}, α_{33} — дифференциальная термоЭДС.

Сложность расчетов заключается в разделении вкладов в кинетические коэффициенты разных групп носителей заряда. Для решения этой задачи в настоящей работе используется различие в анизотропии поверхностей ферми раз-

ных дырочных экстремумов. Как видно из выражений (7), (8), анизотропия вкладов в удельную электропроводность T -дырок $a^T = \frac{\sigma_{33}^T}{\sigma_{11}^T} = \frac{m_{11}}{m_{33}} \approx 0,072$, L - и

H -дырок $\left(\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{11}}\right)^L \approx \left(\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{11}}\right)^H \approx 1$. Экспериментальные значения анизотропии $\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{11}}$

мало зависят от температуры и для сплава $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$ приблизительно равны 0,65 (рис. 7, 8), что указывает на присутствие вклада в электропроводность разных групп дырок.

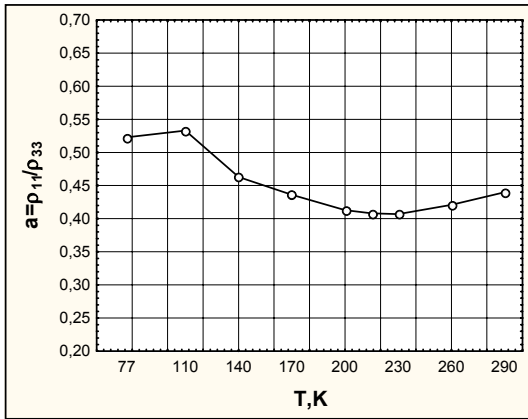


Рис. 7. Зависимость анизотропии удельного сопротивления сплава $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$ от температуры

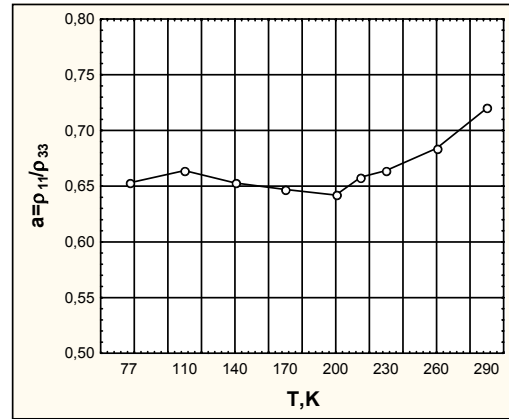


Рис. 8. Зависимость анизотропии удельного сопротивления сплава $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$ от температуры

Различия в анизотропии вкладов в удельное сопротивление позволяет через экспериментальные значения σ_{11} , σ_{33} , α_{11} , α_{33} рассчитать вклад в термоЭДС и в удельную электропроводность T -дырок (13)–(18):

$$\sigma_{11} = \sigma_{11}^{L+} + \sigma_{11}^T + \sigma_{11}^{H+}; \quad (13)$$

$$\sigma_{33} = \sigma_{33}^{L+} + \sigma_{33}^T + \sigma_{33}^{H+}; \quad (14)$$

$$\alpha_{11}\sigma_{11} = \alpha^{L+}\sigma_{11}^{L+} + \alpha^T\sigma_{11}^T + \alpha^{H+}\sigma_{11}^{H+}; \quad (15)$$

$$\alpha_{33}\sigma_{33} = \alpha^{L+}\sigma_{33}^{L+} + \alpha^T\sigma_{33}^T + \alpha^{H+}\sigma_{33}^{H+}. \quad (16)$$

Полагая $\sigma_{11}^L = \sigma_{33}^L$, $\sigma_{11}^{H+} = \sigma_{33}^{H+}$, $\sigma_{33}^T = \frac{\sigma_{11}^T}{13,8}$, получим:

$$\sigma_{11}^T = \frac{\sigma_{11} - \sigma_{33}}{0,928}; \quad (17)$$

$$\alpha^T = \frac{\alpha_{11}\sigma_{11} - \alpha_{33}\sigma_{33}}{\sigma_{11} - \sigma_{33}}. \quad (18)$$

Из рассчитанных по формуле (18) значений α^T в приближении рассеяния T -дырок на акустических фононах определяется положение приведенного уровня химического потенциала μ^T и рассчитывается концентрация (n^T) T -дырок.

Подвижность T -дырок определяется из отношения удельной электропроводности σ_{11}^T (17) к концентрации.

Далее представлена зависимость от температуры подвижности T -дырок, рассчитанной из отношения σ_{11}^T/n^T (сплошная линия) и теоретический график $u_{11}^T \sim 1/T$ (пунктирная линия). Как видно из рис. 9, 10, сплошная кривая практически согласуется с зависимостью $u_{11}^T \sim 1/T$ до температур < 110 К. При $T > 190$ К (рис. 9) и $T > 150$ К (рис. 10) сплошная кривая идет ниже пунктирной кривой, что указывает на появление дополнительных механизмов рассеяния.

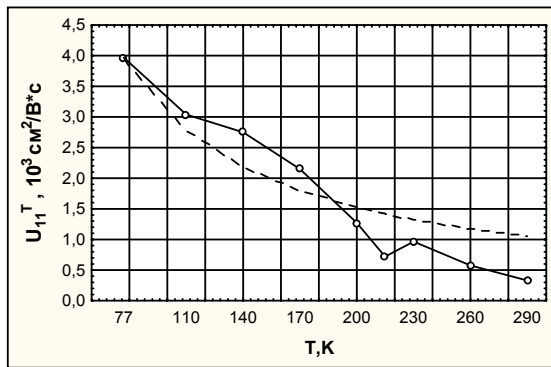


Рис. 9. Зависимость подвижности T -дырок от температуры для сплава $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$

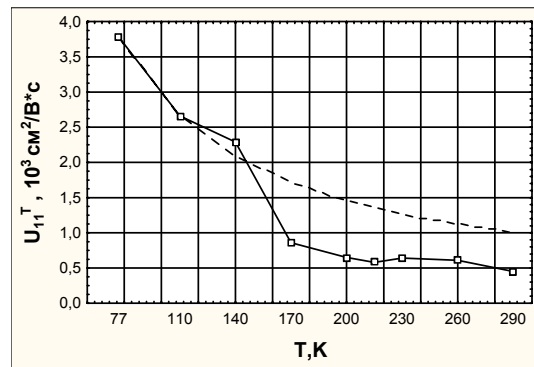


Рис. 10. Зависимость подвижности T -дырок от температуры для сплава $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$

Этот вывод согласуется с зависимостью от температуры величин приведенного уровня химического потенциала μ^T , определенных из значений α^T в приближении рассеяния T -дырок на акустических фонах (рис. 11–12). Как видно из рисунков, в области температур 140 К (рис. 11) и 200 К (рис. 12) в температурной зависимости кривых нарушается монотонность изменения μ^T с температурой.

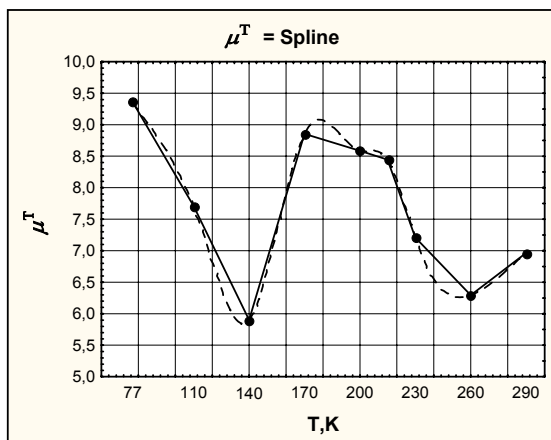


Рис. 11. Температурная зависимость приведенного уровня химического потенциала для T -дырок в $(\text{Bi}_{95}\text{-Sb}_5)\text{-Sn}_{0,31}$

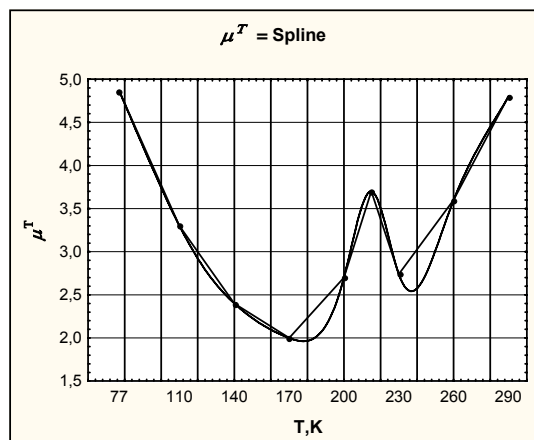


Рис. 12. Температурная зависимость приведенного уровня химического потенциала для T -дырок в $(\text{Bi}_{88}\text{-Sb}_{12})\text{-Sn}_{0,23}$

Можно предположить, что полученные «аномалии» обусловлены межзонным рассеянием носителей зарядов [4, с. 2335–2343].

Межзонное рассеяние носителей заряда может проявляться при близком расположении по энергетической шкале разных дырочных экстремумов в валентной зоне. Для проверки данного предположения были выполнены расчеты положения уровней химического потенциала также для L- и H-дырок для сплава (Bi88-Sb12)-Sn0,23. Для определения взаимного расположения экстремумов при разных температурах использовались формулы (19) [8, с. 8–11].

$$E_g^* = E_{g,T=77K}^* + \frac{1}{30} \Delta T; \quad \Delta E_{La-T}^* = 6,82 + 0,0117 \Delta T, \quad (19)$$

где ΔE_{La-T}^* — положения потолка T-зоны дырок, отсчитанные в приведенных единицах энергии от дна зоны L — электронов; E_g^* — прямой энергетический зазор в точке L-зоны Бриллюэна, $E_{gT=77K} = 15$ мэВ.

В табл. 1 представлены результаты расчета положений приведенного уровня химического потенциала в зонах T (μ_T), L (μ_{Lh}), H (μ_H)-дырок и L (μ_{Le})-электронов в зависимости от температуры.

Таблица 1

T, K	77	110	140	170	200	215	230	260	290
μ_T	4,84	3,26	2,34	2,055	2,62	3,66	2,70	3,58	4,76
μ_{Lh}	8,36	6,07	5,07	3,54	3,48	4,20	2,89	3,10	3,64
μ_{Le}	-11,66	-10,47	-9,90	-9,96	-10,88	-12,10	-11,32	-12,54	-14,06
μ_H	4,97	3,41	2,55	1,98	1,405	0,99	0,44	0,435	0,185

При расчетах концентрации носителей заряда и термоЭДС для L-зон вместо интеграла Ферми используются интегралы Колодзейчика, и эффективные массы $(\sqrt{m_{11}m_{22}m_{33}})^L = 0,39 \cdot 10^{-3} m_0^{3/2}$ [9, с. 601–602]. Для T- и H-дырок используются значения эффективных масс $0,052 m_0^{3/2}$, $0,056 m_0^{3/2}$ [1, с. 1319–1335].

Концентрация H-дырок и соответственно уровень химического потенциала оцениваются через концентрацию примеси олова: $n_H = n_{\text{примеси}} - n_T - n_{L+}$. Вклад H дырок в электропроводность и их подвижность определяются из экспериментальных значений $\sigma_{11}^{\text{экспер}}$:

$$\sigma_{11}^H = \sigma_{11}^{\text{экспер}} - \sigma_{11}^T - \sigma_{11}^{L+}; \quad u_{11}^H = \frac{\sigma_{11}^H}{0,682 \cdot q \cdot n_H}.$$

Для оценки подвижностей L-носителей заряда используются экспериментальные значения холловской проводимости. Экспериментальные значения анизотропии $\frac{\sigma_{123}}{\sigma_{231}}$ близки к анизотропии холловской проводимости L-носителей. При T = 77 К в исследуемых сплавах вкладом электронов в кинетические коэффициенты можно пренебречь. При этой температуре из совместного реше-

ния уравнений (6), (9), (10) для подвижностей L- и H-дырок получены значения:
 $u_L = 4,86 \cdot 10^3 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$, $u_H = 0,46 \cdot 10^3 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$.

Далее из значения $\sigma_{231} = 0$ при $T = 140 \text{ К}$ (рис. 6), в предположении $u_L \sim 1/T$, проведена оценка подвижности L-электронов и дырок:
 $u_{Le} = 1,57 \cdot 10^6 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$, $u_{Lдырок} = 2,67 \cdot 10^3 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$.

Таким образом, появилась возможность теоретически рассчитать суммарный вклад всех носителей в произведение $\alpha_{11} \cdot \sigma_{11}$. В табл. 2 представлены результаты таких расчетов. Во второй строке таблицы приведены результаты расчета в предположении независимости времени релаксации L-носителей от энергии, $\tau = \tau_0$. Значения $\sigma_{ii} \cdot \alpha_k$ даны в В/(Ом·см·К).

Таблица 2

T, К	77	110	140	170	200	215	230	260	290
$\left(\sum_k \sigma_{ii}^k \cdot \alpha_k \right)_{\text{расч.}}$	0,108	0,154	0,171	0,191	0,194	0,192	0,256	0,27	0,313
$\left(\sum_k \sigma_{ii}^k \cdot \alpha_k \right)_{\text{расч.}}$	0,107	0,145	0,167	0,174	0,169	0,151	0,179	0,28	0,33
$(\sigma_{11} \cdot \alpha_{11})_{\text{эксперим.}}$	0,152	0,161	0,155	0,118	0,06	0,021	-0,011	-0,076	-0,133

Как видно из табл. 2, для двух вариантов расчета получены примерно одинаковые результаты. В последней строке табл. 2 для сравнения приведены экспериментальные значения $(\sigma_{11} \cdot \alpha_{11})$. Для температур $T > 140 \text{ К}$ имеет место большое расхождение результатов расчета с экспериментом. Используемые в расчетах температурные зависимости (19) не позволяют получить при более высоких температурах (рис. 3–6) отрицательные значения коэффициента Холла и термоЭДС. Вклад электронов в кинетические коэффициенты должен быть больше. Полученные значения для подвижности L-электронов согласуются с литературными данными для «чистых» сплавов Bi88-Sb12 [7, с. 65–69]. Следовательно, должна быть больше концентрация электронов, n_{Le} , то есть уровень химического потенциала не должен очень низко опускаться в L-дырочную зону. Кроме того, при $T < 140 \text{ К}$ хорошее согласие с экспериментом получается в предположении, что основной вклад в σ и α вносят T- и H-дырки, вкладом L-дырок можно пренебречь (табл. 3).

Таблица 3

T, К	77	110	140
$\alpha_T \cdot \sigma_{11}^T + \alpha_H \cdot \sigma_{11}^H$	0,156	0,168	0,161
$(\sigma_{11} \cdot \alpha_{11})_{\text{эксперим.}}$	0,152	0,16	0,155

При $T = 200 \text{ К}$ $\alpha_{33} = 0$ (рис. 4), что означает полную компенсацию вклада дырок в термоЭДС электронным вкладом. В этом случае согласие результатов

расчета с экспериментом достигается при значении приведенного уровня химического потенциала в L-электронной зоне $\mu_e = -3,75$, ($E_g = 15$ мэВ). При этом для дырочных L-, T- и H-экстремумов приведенные уровни химического потенциала равны $\mu_L = 2,46$, $\mu_T = 2,62$, $\mu_H = 2,16$ соответственно. В приближении $\tau = \tau_0 u_{L\text{-дырок}} = 4,6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Для согласия полученных значений с экспериментальным значением $\sigma_{231} = 0$ при $T = 140$ К подвижность L-дырок должна быть $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Со значением $u_{11}^{L_0} \approx 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ также согласуются результаты расчета и эксперимента при $T = 290$ К. Уменьшение подвижности L-дырок может быть обусловлено межзонным рассеянием, так как L-, T- и H-экстремумы мало смещены по энергетической шкале относительно друг друга.

Заметим, что разногласие результатов, полученных в настоящей работе, с ранее полученными результатами [8, с. 8–11] можно объяснить тем, что в «чистых» сплавах Bi-Sb основной вклад в кинетические коэффициенты вносят электроны [7, с. 65–69], по этой причине сложно получить однозначную информацию об изменениях в структуре валентной зоны.

В ы в о д

Результаты расчета электропроводности хорошо согласуются с экспериментом в интервале температур 77...140 К. Различие при более высоких температурах, а также немонотонное изменение подвижности и химического потенциала T-дырок указывают на присутствие межзонного рассеяния носителей заряда. С вкладом межзонного рассеяния в кинетические коэффициенты могут быть связаны проблемы в использовании сплавов висмут-сурьма в термоэлектричестве для создания р-ветви [11, р. 609].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брандт Н. Б., Долголенко Т. Ф., Ступоченко Н. Н. Исследование эффекта де Гааза — ван Альфена у висмута при сверхнизких температурах // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. № 5(11).
2. Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Семенов М. В. Электронные переходы у сплавов висмут-сурьма с высокой концентрацией сурьмы в сильных магнитных полях // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 8.
3. Грабов В. М., Лужковский А. В., Яковлева Т. А. Температурная зависимость энергетических параметров зон кристаллов висмута и сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ($0 \leq x \leq 0,22$) в интервале температур 77–300 К // Термоэлектрики и их применения: Доклады VII Межгосударственного семинара (ноябрь 2000 г.). СПб., 2000.
4. Грязнов О. С., Иванов Г. А., Мойжес Б. Я., Наумов В. Н., Немчинский В. А., Родионов Н. А., Редько Н. А. Влияние межзонного механизма рассеяния на кинетические явления в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ // ФТТ. 1982. Т. 24. № 8.
5. Иванов Г. А., Худякова И. И. О валентной зоне сплавов висмут-сурьма, легированных оловом, в интервале температур 77–300 К // Физика твердого тела: Сб. научных трудов. Л.: ЛГПИ, 1973.
6. Худякова И. И. Изучение валентной зоны сплавов висмут-сурьма методом варьирования уровня химического потенциала путем легирования сплавов оловом: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л.: ЛГПИ, 1970. 149 с.
7. Яковлева Т. А. Движение экстремумов в сплавах Bi-Sb в зависимости от концентрации сурьмы и температуры // XXIV Герценовские чтения: Общая и экспериментальная физика. Л.: ЛГПИ, 1971.

8. Яковлева Т. А. О возможном движении зоны Т в сплавах Bi-Sb // XXIII Герценовские чтения: Общая и экспериментальная физика. Л.: ЛГПИ, 1971.
9. Antcliffe G. A. Band Structure of Bi₈₈Sb₁₂ // Phys. Lett. A. 1969. V. 28. № 9.
10. Datars W. R., Vanderkooy J. Cyclotron Resonance and the Fermi Surface of Antimony // IBM. J. Res. Dev. 1964. V. 8. № 3.
11. Heremans J. P. Low-Dimensional Thermoelectricity // Acta Physica Polonica A. 2005. V. 108. № 4.
12. Kolodziejczak J., Zukotynski S. Galvano- and Thermomagnetic Effects in Semiconductors with Njn-Spherical and Non-Parabolic Energy Bands // Physica Status Solidi. 1964. V. 5. № 1.
13. Lax B. A simple nonparabolic model for electrons in bismuth // Bull. Am. Phys. Soc. 1960. V. 5.

REFERENCES

1. Brandt N. B., Dolgolenko T. F., Stupochenko N. N., Issledovanie effekta de Gaaza — van Al'fena u vismuta pri sverhnizkih temperaturah // JTF. 1963. T. 45. № 5(11).
2. Brandt N. B., Svistova E. A., Semenov M. V. Elektronnye perehody u splavov vismut-sur'ma s vysokoi koncentraciei sur'my v sil'nyh magnitnyh polyah // JTF. 1970. T. 59. № 8.
3. Grabov V. M., Lujkovskii A. V., Yakovleva T. A. Temperaturnaya zavisimost' energeticheskikh parametrov zon kristallov vismuta i splavov Bi_{1-x}Sb_x (0 ≤ x ≤ 0,22), v intervale temperatur 77–300 K // Termoelektriki i ih primeneniya: Doklady VII Mejjgosudarstvennogo seminar (noyabr' 2000 g.). SPb., 2000.
4. Gryaznov O. S., Ivanov G. A., Moijes B. Ya., Naumov V. N., Nemchinskii V. A., Rodionov N. A., Red'ko N. A. Vliyanie mezzonnogo mehanizma rasseyaniya na kineticheskie yavleniya v Bi_{1-x}Sb_x // FTT. T. 24. № 8. 1982.
5. Ivanov G. A., Hudyakova I. I. O valentnoi zone splavov vismut-sur'ma, legirovannyh olovom, v intervale temperatur 77–300 K // Fizika tverdogo tela: Sb. nauchnyh trudov. L.: LGPI, 1973.
6. Hudyakova I. I. Izuchenie valentnoi zony splavov vismut-sur'ma metodom var'irovaniya urovnya himicheskogo potentsiala putem legirovaniya splavov olovom: Dis. ... kand. fiz.-mat. nauk. L.: LGPI, 1970. 149 s.
7. Yakovleva T. A. Dvijenie ekstremumov v splavah Bi-Sb v zavisimosti ot koncentracii sur'my i temperatury // XXIV Gercenovskie chteniya: Obschaya i eksperimental'naya fizika. L.: LGPI, 1971.
8. Yakovleva T. A. O vozmojnomo dvijenii zony T v splavah Bi-Sb // XXIII Gercenovskie chteniya: Obschaya i eksperimental'naya fizika. L.: LGPI, 1971.
9. Antcliffe G. A. Band Structure of Bi₈₈Sb₁₂ // Phys. Lett. A. 1969. V. 28. № 9.
10. Datars W. R., Vanderkooy J. Cyclotron Resonance and the Fermi Surface of Antimony // IBM. J. Res. Dev. 1964. V. 8. № 3.
11. Heremans J. P. Low-Dimensional Thermoelectricity // Acta Physica Polonica A. 2005. V. 108. № 4.
12. Kolodziejczak J., Zukotynski S. Galvano- and Thermomagnetic Effects in Semiconductors with Njn-Spherical and Non-Parabolic Energy Bands // Physica Status Solidi. 1964. V. 5. № 1.
13. Lax B. A simple nonparabolic model for electrons in bismuth // Bull. Am. Phys. Soc. 1960. V. 5.