

# Явления переноса тепла в сплавах $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$

© С.А. Алиев<sup>¶</sup>, Р.И. Селим-заде, С.С. Рагимов

Институт физики им. Г.М. Абдуллаева Национальной академии наук Азербайджана,  
AZ-1143, Баку, Азербайджан

(Получена 3 марта 2010 г. Принята к печати 7 апреля 2010 г.)

Исследована фононная теплопроводность  $k_{\text{ph}}$  в сплавах  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  ( $x = 0.02-0.12$ ) в области температур 6–60 К. Результаты сопоставлены с теорией для твердых тел при низких температурах, выявлены основные источники рассеяния фононов. Показано, что рассеяние фононов на локальных изменениях масс превалирует над другими источниками. При температурах 60 и 90 К рассмотрены зависимости  $k_{\text{ph}}$  от состава, выявлено, что в этих условиях нормальные  $N$ -процессы оказывают существенное влияние на рассеяние фононов. Рассмотрено влияние донорных примесей на теплопроводность  $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ , выделено теллоспротивление, обусловленное рассеянием фононов примесными центрами.

## 1. Введение

Исследования явлений переноса тепла в твердых растворах дают сведения о механизмах рассеяния фононов, происходящих прежде всего на беспорядках сплава, на примесях, позволяют выявить роль параметра неупорядоченности, учитывающего локальное изменение масс  $\Delta M/M$  и локальное изменение упругих свойств, оценить роль нормальных процессов в рассеянии фононов. Температурная зависимость теплопроводности  $k$  при низких температурах дает дополнительные сведения о фононном спектре и о рассеянии фононов на границах кристалла, на примесях, на дислокациях при температурах ниже максимума  $k(T)$  и о рассеянии фононов на носителях заряда.

Известно, что  $\text{Bi}$  является уникальным объектом для изучения многих кинетических явлений. На его основе получены новые полупроводниковые соединения и сплавы. Многие его особенности отражаются и в сплавах. В частности, в  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  создаются условия для исследования многих кинетических явлений, выделения электронной, биполярной и фононной теплопроводностей, а также выявления вышеперечисленных механизмов рассеяния фононов.

Этим вопросам посвящен ряд работ [1–7]. В частности, в [6,7] содержатся много интересных результатов, среди которых привлекает внимание обнаружение на монокристаллическом  $\text{Bi}$  высокой чистоты экспоненциальной температурной зависимости фононной теплопроводности

$$k_{\text{ph}} \propto \exp(\theta_D/bT)$$

при  $T < \theta_D$ , подтверждающей теорию Пайерлса, созданной для химически чистых и изотопически однородных кристаллов ( $\theta_D$  — температура Дебая). Показано, что в составах с  $x = 0.001$   $k_{\text{ph}} \propto T^{-2.2}$ ,  $x = 0.03$   $k_{\text{ph}} \propto T^{-3/2}$  и  $x = 0.13$   $k_{\text{ph}} \propto T^{-4/3}$ . Были проанализированы температурные зависимости  $k_{\text{ph}}$  и после максимума ( $T \approx 20$  К). Показано, что в этой области температур для образца с  $x = 0.001$   $k_{\text{ph}} \propto T^{2.5}$ , с  $x = 0.13$   $k_{\text{ph}} \propto T^{0.9}$ , а в  $\text{Bi}$   $k_{\text{ph}} \propto T^3$ . Следует особо отметить результаты, связанные с размерным эффектом. Прохождение зависимости  $k_{\text{ph}}(T)$  через максимум свидетель-

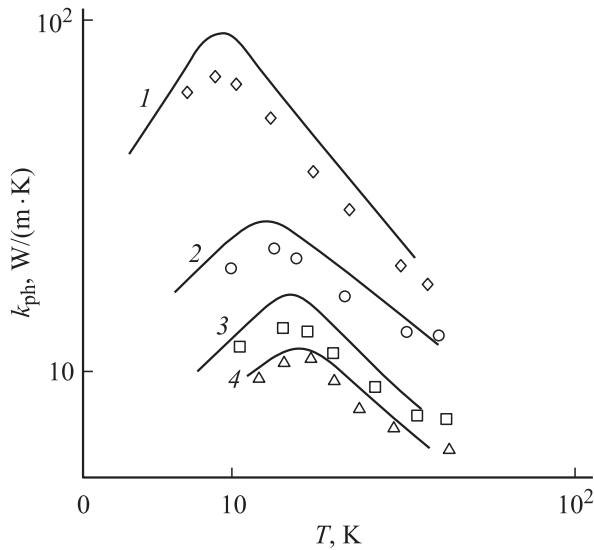
ствует о рассеянии фононов на границах кристалла. Специальный эксперимент был поставлен впервые для образцов с эффективными и поперечными сечениями  $d = (d_1 - d_2)^{1/2} = 3.2, 2.2, 1.24, 0.99$  и  $0.8$  мм. Все результаты сопоставлены с теорией, развитой авторами для полученных данных [6].

Цель данной работы заключалась в исследовании фононной теплопроводности в сплавах с  $x = 0.02, 0.04, 0.08$  и  $0.12$ , а также выявлении механизмов межфононного рассеяния — процессов переброса ( $U$ ) и влияния  $N$ -процессов на теплопроводность через  $U$ -процессы. Представляет также интерес анализ рассеяния фононов на беспорядках сплава с учетом влияния дефекта массы  $\Delta M/M$  и упругих свойств  $\text{Bi}$  и  $\text{Sb}$ , а также рассмотреть рассеяние фононов на ионизированных донорных примесях вплоть до  $N_d = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

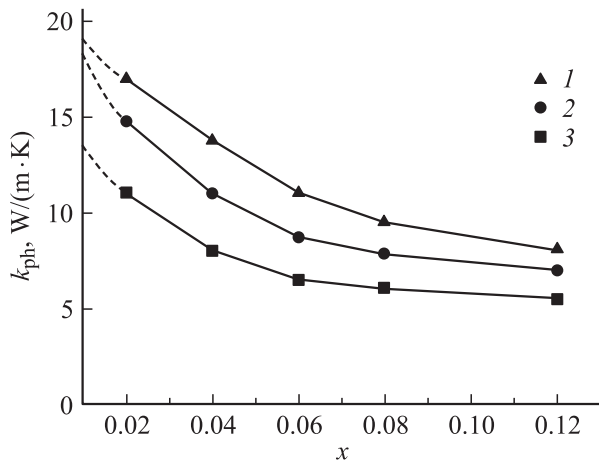
## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследование теплопроводности монокристаллических образцов  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  ( $x = 0.02, 0.04, 0.08$  и  $0.12$ ) с размерами  $2 \times 3 \times 14$  мм проводилось в интервале 6–60 К. Образец с  $x = 0.12$  был легирован  $\text{Te}$  до  $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Измерения температуры в интервале 6–30 К проводились термометрами сопротивления, а выше — медь-константановыми термопарами. На рис. 1 представлены температурные зависимости  $k_{\text{ph}}$ , из которых видно, что с понижением температуры теплопроводность возрастает, и при  $T \approx 8-12$  К  $k_{\text{ph}}$  проходит через максимум. В области  $T < \theta_D$  (до максимума) показатель степени в зависимости  $k_{\text{ph}} \propto T^{-n}$  принимает значения: для  $x = 0.02$   $n = -1.3$ ,  $x = 0.04$   $n = -0.9$ ,  $x = 0.08$   $n = -0.7$ ,  $x = 0.12$   $n = -0.6$ . При температурах  $T < T_{\text{max}}$  показатель степени  $n$  положителен: для  $x = 0.02$   $n = 3/2$ ,  $x = 0.04$   $n = 3/4$ ,  $x = 0.08$   $n = 1/2$ . Также видно, что возрастание содержания  $\text{Sb}$  приводит к сильному уменьшению  $k_{\text{ph}}$  (особенно при температуре максимума  $T_{\text{max}}$ ), температура максимума смещается в сторону высоких  $T$ . В сильно легированном образце ( $x = 0.12$ ) электронная составляющая теплопроводности составляла заметную долю от общей, она выделялась из  $k_{\text{ph}}$  методом, описанным в [8].

<sup>¶</sup> E-mail: Sadiyar@mail.ru



**Рис. 1.** Температурные зависимости  $k_{ph}(T)$  в  $Bi_{1-x}Sb_x$ . Сплошные линии рассчитаны по формуле (1) при  $x$ : 1 — 0.02, 2 — 0.04, 3 — 0.08, 4 — 0.12.



**Рис. 2.** Зависимости фоновой теплопроводности от состава  $Bi_{1-x}Sb_x$   $k_{ph}(x)$ : 1 — рассчитанная по формулам (2)–(4) при 60 К; 2 — рассчитанная по формуле (7) в сопоставлении с экспериментальными данными; 3 — экспериментальные данные в сопоставлении с рассчитанной кривой по формулам (2)–(4) с учетом (7) при 90 К.

Уменьшение показателя степени  $n$ , значения  $k_{ph}$  и смещение температуры максимума в сторону высоких  $T$  качественно указывают на сильное возрастание рассеяния фононов на беспорядках сплава. Прохождение  $k_{ph}(T)$  через максимум обусловлено рассеянием фононов на границах кристалла. Когда длина свободного пробега фононов  $l_{ph}$ , достигая эффективного размера поперечного сечения образца, становится постоянной величиной, т.е.  $k_{ph}(T) \approx c_p(T)$ , то  $l_{ph}$  проходит через максимум за счет  $c_p(T)$ , а показатель степени  $n$  становится положительным, что указывает на зависимость  $c_p(T) \propto T^n$ . В идеальном случае показатель  $n$  должен быть значительно больше, чем наблюдается в наших

экспериментах. Полагаем, что высокая концентрация дефектов сказывается на  $c_p(T)$ . Это более наглядно видно из данных для состава  $x = 0.12$ , обладающего большой концентрацией ионизованных примесей.

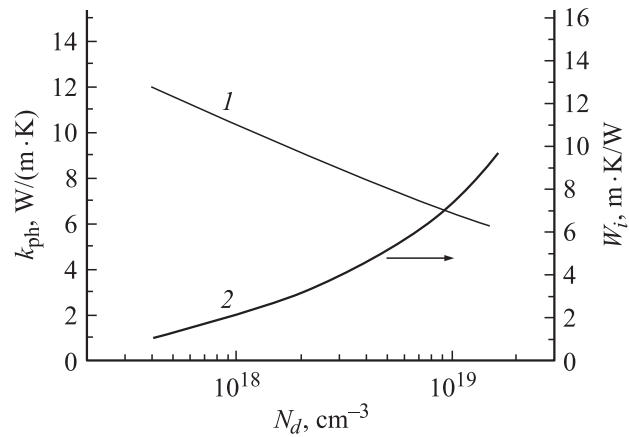
На рис. 2 представлены зависимости  $k_{ph}(T)$  от содержания  $Sb$  при 60 и 90 К. Видно, что с возрастанием  $x$  величина  $k_{ph}(x)$  при 60 и 90 К уменьшается почти в 2 раза, что указывает на значительную роль рассеяния фононов на беспорядках сплава. На рис. 3 приведена аналогичная зависимость  $k_{ph}$  от концентрации ионизованных доноров  $N_d$  для состава  $x = 0.12$  при 90 К. Как видно, и здесь рассеяние фононов на примесных центрах значительно.

Из вышеприведенных рассуждений следует, что исследование теплопроводности в диэлектриках, полупроводниках и сплавах позволяет выявить не только различного рода механизмы рассеяния фононов, но и природу различного рода дефектов в них.

Первые оценки времени релаксации межфононных взаимодействий, сделанных Померанчуком [9,10], указали на степенную (в том числе дробную) зависимость  $k_{ph} \propto T^{-n}$  при  $T \ll \theta_D$ ,  $\hbar\omega \ll k_0T$  и на дробную при  $T > \theta_D$  ( $n > 1$ ). Затем эти вопросы были развиты другими авторами. В частности, детали процесса теплопроводности при  $T > \theta_D$  были развиты Клеменсом [11], а теория фоновой теплопроводности при  $T \ll \theta_D$  Калловеем [12,13], учитывающая всевозможные механизмы рассеяния фононов:

$$k_{ph} = GT^3 \left\{ \int_0^{\theta_D/T} \frac{\tau_c x^4 dx}{\text{sh}^2(x/2)} + \int_0^{\theta_D/T} \frac{\tau_c x^4 dx}{\tau_N \text{sh}^2(x/2)} \right\} \times \left[ \int_0^{\theta_D/T} \frac{\tau_c dx}{\tau_N \tau_R \text{sh}^2(x/2)} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $G = \frac{\hbar}{2} (2\pi)^2 \omega \left( \frac{k_0}{\hbar} \right)$ ,  $x = \frac{\hbar\omega}{k_0T}$ ;  $\omega$  — частота фононов;  $\tau_c^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}$ ,  $\tau_R$  и  $\tau_N$  — времена релаксации ре-



**Рис. 3.** Зависимости фоновой теплопроводности  $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$  от концентрации примесей  $k_{ph}(N_d)$  (1) и теплового сопротивления  $W_i(N_d)$  (2) при 90 К.

зонансных и нормальных процессов,  $\tau_R^{-1} = \tau_{pp}^{-1} + \tau_b^{-1} + \tau_{pd}^{-1}$ ;  $\tau_{pp}$ ,  $\tau_b$ ,  $\tau_{pd}$  — времена релаксации фонон-фононных процессов переброса, граничного и фонон-дефектного рассеяния соответственно. При этом зависимости обратных времен релаксаций от  $x$  и  $T$  имеют вид

$$\begin{aligned}\tau_b^{-1} &= v/L, & \tau_{pp}^{-1} &= Ax^2T^4 \exp(-\theta_D/at); \\ \tau_{pd}^{-1} &= Bx^4T^4; & \tau_N^{-1} &= Cx^nT^4,\end{aligned}$$

где  $L$  — эффективный размер поперечного сечения образца (минимальный),  $v$  — средняя скорость звука. Параметры  $A, B, C, a$  и  $n$  численно определяются методом наименьших квадратов путем сравнения с экспериментальными данными.

Расчеты показывают (рис. 1), что вблизи максимума в образце с  $x = 0.02$  в рассеянии существенную роль играют фонон-фононные ( $\tau_{pp}$ ) процессы переброса ( $U$ -процессы), рассеяние на границах кристалла ( $\tau_B$ ) и рассеяние на дефектах ( $\tau_{pd}$ ). С возрастанием содержания  $Sb$  рассеяние на границах образца остается постоянным, фонон-фононные процессы изменяются незначительно, но существенно возрастает рассеяние фононов на дефектах. В частности, в  $Bi_{1-x}Sb_x$  с  $x = 0.02$  концентрация дефектов соответствует  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , и основной вклад в рассеяние вносит дефект масс  $\Delta M/M$   $Sb$  и  $Bi$ . Далее при расчетах все виды механизмов рассеяния принимались постоянными, а изменение происходило только для рассеяния на дефектах: для состава  $x = 0.04$  согласие с экспериментом достигается при  $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , для  $x = 0.08$  при  $N_d = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , для  $x = 0.12$  при  $N_d = 7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Итак, можно заключить, что рассеяние фононов на дефектах приводит не только к существенному уменьшению значения коэффициента теплопроводности  $k$ , но и существенному уменьшению показателя степени в зависимости  $k \propto T^{-n}$  до максимума, после него  $k \propto T^n$ , размытию максимума  $k$ , уменьшению его значения и смещению температуры максимума в сторону высоких  $T$ .

Как отмечалось выше, исследование фононной теплопроводности твердых растворов при более высоких температурах дает возможность выявить ряд физических явлений, имеющих значение для физики тепловых явлений и физики твердого тела. С этой целью следует анализировать не только зависимости  $k(T)$ , но и зависимости  $k$  от компонента твердого раствора. На рис. 2 точки представлены зависимости  $k_{ph}(x)$  при температурах 60 и 90 К, что наглядно указывает на сильное рассеяние фононов на беспорядках сплава. Эти данные следует сопоставить с теорией [11], согласно которой коэффициент теплопроводности с учетом  $U$ -процессов и рассеяния на точечных дефектах описывается соотношениями:

$$k_{ph} = k_U \frac{\omega_0}{\omega_D} \arctg \frac{\omega_D}{\omega_0}, \quad (2)$$

$$\left( \frac{\omega_0}{\omega_D} \right) = \frac{k}{2\pi^2 k_U v \omega_D A}. \quad (3)$$

Здесь  $k_U$  — теплопроводность в отсутствие дефектов,  $\omega_D$  — дебаевская частота, при которой значения времен

релаксации для процессов переброса и рассеяния на дефектах равны,  $A$  — параметр, учитывающий влияние изменения массы и упругих свойств при замещении одного атома другим. Этот параметр определяется выражением

$$A = \frac{x(1-x)}{4\pi v^3 N} \left[ \frac{(M_1 - M_2)^2}{M^2} + \varepsilon \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где  $\Delta\alpha/\alpha$  — локальное изменение постоянной решетки, связанное с замещением атомов основы,  $x$  — относительная доля атомов замещения,  $\varepsilon$  характеризует упругие свойства среды. В работе [14] проведено подробное исследование влияния этих факторов на тепловое сопротивление в  $PbTe-SnTe$ ,  $PbTe-GaTe$ ,  $PbTe-PbSe$  и  $PbTe-PbS$ . Получено, что отношение  $E(\Delta\alpha/\alpha)^2/(\Delta M/M)^2$  в них изменяется от 0.34, 0.9, 2.68 до 6.5 соответственно. Аналогичные исследования, проведенные в двойных и тройных твердых растворах на основе  $PbS$  [15], показали, что в тройных растворах на основе сульфида свинца также возникает большое тепло-сопротивление, обусловленное локальным изменением упругих свойств.

Изменение теплового сопротивления при образовании твердых растворов можно сопоставить с параметром неупорядоченности системы:

$$\Gamma = x(1-x) \left[ \frac{(M_1 - M_2)^2}{M^2} + \varepsilon \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right)^2 \right], \quad (5)$$

учитывающим локальные изменения массы  $\Delta M/M$  и локальное изменение упругих свойств среды, пропорциональное отношению изменения постоянной решетки

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \left( \frac{a_{imp} - a_{bas}}{a_{bas}} \right) \frac{\mu}{1 + \mu}. \quad (6)$$

Здесь

$$\mu = \frac{1 - \eta}{2(1 - 2\eta)},$$

$\eta$  — коэффициент Пуассона. Заметим, что множитель (6), связанный с  $\mu$ , близок к 1. Значения параметра неупорядоченности  $\Gamma$  для псевдобинарных твердых растворов системы  $Pb-S$  и  $PbS-PbSe$  сопоставлены с экспериментальными значениями дополнительных сопротивлений

$$W_i = \frac{1}{k_{ph}} - \frac{1}{k_U}.$$

Получено, что значения  $\Gamma$  для этих систем изменяются почти в 7 раз.

Расчеты, проведенные для  $Bi_{1-x}Sb_x$  по формулам (2)–(4) при 60 К, представлены на рис. 2 (кривая 1). Видно, что расчетная кривая также указывает на сильное рассеяние фононов на дефектах сплава. Получено, что в сплавах  $Bi_{1-x}Sb_x$  отношение составляет  $\varepsilon \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right)^2 \left( \frac{\Delta M}{M} \right)^{-2} \approx 0.1$ , что указывает на основное рассеяние фононов локальными изменениями масс  $\Delta M/M$ ,

поскольку в  $Bi$  и  $Sb$  постоянные решетки близки (4.746 и 4.506 Å соответственно) и рассеяние на локальном изменении упругих свойств не превышает 10%.

Однако оказалось, что расчетные кривые во всем интервале  $x$  проходят выше экспериментальных данных. Чтобы не загромождать рисунок, расчетная кривая при 90 К не представлена. Аналогичные результаты наблюдались в работах [14–18]; они нашли объяснение на основе теории Паррота [19], учитывающей влияние нормальных  $N$ -процессов на рассеяние фононов.

Согласно классическим представлениям,  $N$ -процессы, происходящие с сохранением общего импульса, не могут непосредственно создавать тепловое сопротивление. Однако  $N$ -процессы, являясь основным типом фонон-фононного взаимодействия (приводящие к перераспределению импульса между фононами), создают новые фононы, способные участвовать в  $U$ -процессах. Согласно теории [19], формула (2) с учетом  $N$ -процессов принимает вид

$$k_{ph} = k_U \frac{1}{1 + \frac{5\alpha}{9}} \times \left[ \frac{1}{y} \arctg y + \frac{(y - \arctg y)^2}{\frac{1+\alpha}{\alpha} \left[ y \left( y - \frac{y^3}{3} \right) - \arctg y \right]} \right]. \quad (7)$$

Здесь  $y^2 = (\omega_D/\omega_0)^2(1 + 5\alpha/9)^{-1}$ ,  $\alpha = B_N/B_U$ ,  $B_N$  и  $B_U$  — коэффициенты, указывающие зависимость времен релаксации от частоты фононов. Расчет проводился для каждого состава  $x$  в отдельности. Согласие расчетной кривой (1) с экспериментальными результатами достигнуто при значениях  $y = 0.8-0.7$ , соответствующих составам с  $x = 0.02-0.12$  (рис. 2, кривая 2). Такие значения  $\alpha$  означают, что влияние  $N$ -процессов на рассеяние фононов для состава  $x = 0.02$  составляет 20% по сравнению с  $U$ -процессами; для наибольшего состава  $x = 0.12-30\%$ . Это находится в согласии с выводом, сделанным в работах [14–18] о том, что в твердых растворах с возрастанием рассеяния фононов на дефектах создаются условия для интенсивного проявления  $N$ -процессов в рассеянии фононов.

Аналогичные расчеты были проведены для зависимостей  $k_{ph}(x)$  при  $T = 90$  К. Учет влияния нормальных процессов на  $k_{ph}(x)$  оказался заметно выше, чем при 60 К. Здесь доля  $N$ -процессов в рассеянии фононов достигает до 30–40% от вклада  $U$ -процессов в том же интервале  $x$ . Окончательная расчетная кривая представлена на рис. 2 (кривая 3).

Влияние примесных центров на рассеяние фононов следует изучать в сильно легированных полупроводниках с высокой теплопроводностью, к числу которых относятся  $Ge$ ,  $Si$ , кристаллы группы  $A^{III}B^V$  и ряд др. Такие исследования выполнены в [20,21]. В  $p$ - $InSb$  концентрация акцепторов меняется в диапазоне  $2 \cdot 10^{15}-2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , а доноров —  $2 \cdot 10^{15}-2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ; в  $n$ - $InAs$  концентрация доноров достигает до  $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

### 3. Заключение

Система  $Bi_{1-x}Sb_x$  относится к числу полуметаллов с относительно высокой теплопроводностью, она легко поддается легированию. Поэтому, для того чтобы дополнить вышеприведенные данные, целесообразно было рассмотреть и рассеяние фононов на ионизированных донорных примесях на примере  $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$ . Высокие значения концентраций доноров ( $5 \cdot 10^{18}$  и  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) были получены легированием его 0.01 и 0.1%  $Te$ . Электронная составляющая теплопроводности выделялась экспериментальным исследованием продольных и поперечных термомагнитных эффектов в сильных и слабых магнитных полях [8,22]. Полученные экспериментальные результаты по  $k_{ph}(N_d)$  при 90 К представлены на рис. 3, которые совпали с кривыми, рассчитанными на основе теории Клеменса по формулам (2)–(4). На рис. 3 представлена и концентрационная зависимость теплового сопротивления, возникающего вследствие рассеяния фононов на примесных центрах, рассчитанных как

$$W_i = \frac{1}{k_{ph}} - \frac{1}{k_U}.$$

Видно, что с уменьшением концентрации  $N_d$  теплосоппротивление, обусловленное рассеянием на примесных центрах, почти не заметно по сравнению с рассеянием  $U$ -процессов. Хорошее согласие с теорией Клеменса связано с тем, что теплосоппротивление, возникающее из-за рассеяния на примесях, значительно меньше, чем это наблюдалось в сплавах, где значение  $x$  больше чем на порядок.

### Список литературы

- [1] М.Е. Кузнецов, В.С. Оскотский, В.И. Польшин, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **57**, 1112 (1969).
- [2] И.Я. Коренблит, М.Е. Кузнецов, В.М. Муждаба, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **57**, 1867 (1969).
- [3] П.П. Бодюл, М.П. Байко, Н.А. Редько. ФТТ, **28**, 3182 (1986).
- [4] Н.А. Редько. Письма ЖТФ, **16** (22), 52 (1990).
- [5] Н.Б. Брант, Р.Г. Германи, Г.И. Гольшешева и др. ЖЭТФ, **88**, 2152 (1982).
- [6] В.Д. Каган, Н.А. Редько. ЖЭТФ, **100** (4), 1205 (1991).
- [7] В.Д. Каган, Н.А. Редько. ФТТ, **35** (6), 1686 (1993).
- [8] S.A. Aliev, A.A. Movsum-zade, F.M. Gashim-zade, S.S. Ragimov, B.A. Tairov. J. Fizika (Azerb.), **2**, 54 (1996).
- [9] I. Pomeranchuk. J. Phys., **7**, 197 (1943).
- [10] I. Pomeranchuk. J. Phys. Rev., **60**, 820 (1941).
- [11] P.G. Klemens. Proc. Royal Soc. A (London), **208**, 108 (1951).
- [12] J. Callaway. Phys. Rev., **113**, 1046 (1959).
- [13] J. Callaway, H.C. Balyer. Phys. Rev., **120**, 1149 (1960).
- [14] Г.Т. Алексеева, В.А. Ефимова, Л.М. Островская, О.С. Серебрянникова, М.И. Цынин. ФТП, **4** (7), 1322 (1970).
- [15] К.Ш. Кахраманов, С.А. Алиев. Неорг. матер., **18** (10), 1700 (1982).
- [16] С.А. Алиев, Т.Г. Гаджиев. ФТП, **9** (12), 2337 (1971).
- [17] С.А. Алиев, Т.Г. Гаджиев, М.И. Алиев. Неорг. матер., **9** (12), (1973).

- [18] С.А. Алиев. *Явления переноса заряда и тепла в узкощелевых и бесщелевых полупроводниках* (Баку, Элм, 2008).
- [19] J.E. Parrott. Proc. Phys. Soc. (London), **81**, 726 (1963).
- [20] З.А. Джафаров, С.А. Алиев, М.И. Алиев. Изв. АН АзССР. Сер. физ.-техн. и мат. наук, № 4, 12 (1970).
- [21] М.И. Алиев, С.А. Алиев, С.Г. Абдинова. Изв. АН АзССР. Сер. физ.-техн. и мат. наук, № 5, 25 (1974).
- [22] С.А. Алиев, А.А. Мовсум-заде, С.С. Рагимов. ФТП, **31** (5), 559 (1997).

*Редактор Т.А. Полянская*

## Heat transport phenomena in the alloys $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$

*S.A. Aliev, R.I. Selim-zade, S.S. Ragimov*

Abdullaev Institute of Physics,  
National Academic of Sciences of Azerbaijan,  
1143 Baku, Azerbaijan

**Abstract** It was investigated the phonon thermal conductivity  $k_{\text{ph}}$  of  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  ( $x = 0.02-0.12$ ) alloys in 6–60 K temperature interval. The obtained results were comprised with low temperature theory of solids; the main phonons scatterings origins are established. It was shown, that the phonons are scattered mainly on the mass change than on the others. The  $k_{\text{ph}}$  dependence from structure at 60 and 90 K was analyzed, and shown, that the  $N$ -processes are efficiently influence on phonons scattering. The donor impurities influence on thermal conductivity of  $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$  is considered, the thermal resistance related by phonons scattering by impurity centers is separated.