

19,03

Теплопроводность кристаллов антимонида галлия в условиях всестороннего сжатия

© С.М. Лугуев, Н.Л. Крамынина, Н.В. Лугуева

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ, РАН,
Махачкала, Россия

E-mail: luguev.if@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 августа 2016 г.)

Экспериментальные исследования теплопроводности монокристаллических и поликристаллических образцов антимонида галлия выполнены абсолютным методом при стационарном тепловом режиме в диапазоне температур 273–423 К и в условиях всестороннего сжатия при давлениях от атмосферного до 0.35 ГПа. Выявлены механизмы, ответственные за перенос тепла в указанных условиях. Определен параметр Бриджмена, характеризующий объемную зависимость теплопроводности. Показано, что различие в абсолютной величине коэффициента теплопроводности монокристалла и поликристаллов связано с процессами рассеяния фононов дефектами в приграничных слоях кристаллитов. Установлена корреляция между величиной коэффициента теплопроводности при всестороннем сжатии и изменением фононного спектра и упругой анизотропии кристаллов.

DOI: 10.21883/FTT.2017.03.44179.327

1. Введение

Антимонид галлия (GaSb) ввиду простой кубической структуры типа цинковой обманки и свойств его зонной структуры может рассматриваться как модельный материал для фундаментальных исследований, в частности для исследования процессов переноса тепла, связанных с динамикой кристаллической решетки. Особый интерес кристаллы GaSb вызывают в связи с изучением механизмов переноса тепла в условиях всестороннего сжатия, поскольку представляют собой соединение с хорошо изученным фононным спектром [1–8], упругими модулями [8–12] и их зависимостями от давления [3–5,9]. Кроме того, интерес к изучению GaSb поддерживается его востребованностью в производстве оптоэлектронных приборов инфракрасного диапазона, в термофотозлектрических генераторах и других технических устройствах [13–16]. Некоторые сведения о коэффициенте теплопроводности κ антимонида галлия под давлением содержатся в работах [17–19], однако недостаточно изучено влияние структуры материала на процессы переноса тепла и нет данных о влиянии особенностей фононного спектра на его теплопроводность.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальном исследовании коэффициента теплопроводности GaSb, его температурной зависимости и определении характера объемной зависимости теплопроводности в условиях всестороннего сжатия. Представляет также интерес изучение влияния особенностей фононного спектра GaSb и структуры материала на величину и температурную зависимость κ под давлением.

2. Методика эксперимента

Исследования выполнялись на монокристаллах GaSb n -типа проводимости с концентрацией свободных

носителей тока $3.58 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и поликристаллах p -типа проводимости с концентрацией носителей тока $1.18 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ при температуре $T = 300 \text{ K}$. Монокристаллы, выращенные методом Чохральского, были получены из НИИ „Гиредмет“ (Москва) с паспортными данными. Поликристаллы синтезированы в лабораторных условиях методом сплавления компонентов в горизонтальной муфельной печи в запаянных ампулах из кварцевого стекла, предварительно откачанных до 0.13 Па. Температура в муфельной печи поднималась постепенно со скоростью 6 К/мин до 1075 К, и при этой температуре расплав при вибрационном перемешивании выдерживался в течение 2 ч. Затем температура в печи снижалась до 670 К со скоростью 3 К/мин. При достижении 670 К печь отключалась, и в течение 12 ч температура печи с ампулой снижалась до комнатной. Полученные таким образом поликристаллы имели p -тип проводимости, концентрацию носителей тока $1.18 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ и подвижность носителей тока $682 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ при 300 К (поликристаллы I). Часть полученных кристаллов была подвергнута отжигу при 670 К в течение 30 суток (поликристаллы II). Фазовый состав и структура образцов контролировались с помощью металлографического, рентгеноструктурного и термического анализа. Для выявления микроструктуры использовались следующие травители: концентрированная азотная кислота или пятипроцентный раствор хлорного железа в разбавленной в соотношении 1 : 2 соляной кислоте. По данным металлографических измерений средний размер зерен поликристаллов I составлял $\sim 1 \text{ mm}$, а поликристаллов II — 3 mm. Рентгенографические исследования проводились на установке ДРОН-2.0. Образцы имели кубическую структуру типа сфалерита. Поликристаллические образцы исследовались непосредственно после кристаллизации (поликристалл I) и после гомогенизирующего отжига (поликристалл II).

Коэффициент теплопроводности антимонида галлия в зависимости от температуры и давления определялся нами абсолютным компенсационным методом при стационарном тепловом режиме [18,20]. Исследования κ осуществлялись как в изобарических условиях в температурном интервале 273–423 К, так и в изотермических условиях в интервале давлений от атмосферного до 0.35 ГПа. Измерения κ проводились как при повышении, так и при понижении давления в установке. Гистерезиса и остаточных явлений после снятия давления не обнаружено.

Суммарная средне-квадратическая погрешность измерения коэффициента теплопроводности на данной экспериментальной установке не превышает 4–6% в зависимости от среды, передающей давление, теплопроводности исследуемого материала и области температур.

Одновременно с измерениями теплопроводности на экспериментальной установке выполнялись измерения электропроводности σ и термоэдс α образцов GaSb, изготовленных из того же материала, что и для измерения κ .

3. Результаты и их анализ

Полученные экспериментальные данные о коэффициенте теплопроводности монокристаллов и поликристаллов I и II антимонида галлия при атмосферном давлении и давлении 0.35 ГПа представлены на рис. 1–3. Для выяснения механизмов теплопереноса в GaSb, как уже отмечалось, одновременно с измерениями теплопроводности выполнены измерения электропроводности и термоэдс. По этим данным оценивалось участие носителей тока в переносе тепла. Электронная компонента теплопроводности вычислялась по закону Видемана–Франца $\kappa_e = L\sigma T$. Число Лоренца L определялось по формуле для параболической зоны с привлечением экспериментальных данных по α в предположении, что рассеяние носителей тока происходит на акустических колебаниях кристаллической решетки. Расчеты электронной составляющей теплопроводности показали, что ввиду малой концентрации носителей тока в исследованном интервале температур и давлений ее величина не превышает 0.7% от общей теплопроводности. Следовательно, в изученных образцах GaSb основным механизмом теплопереноса, определяющим абсолютную величину, температурную и барическую зависимости теплопроводности, являются колебания кристаллической решетки, т.е. фононы. Соответственно данные на рис. 1–3 являются температурными и барическими зависимостями теплопроводности решетки.

Теплопроводность поликристаллов как при атмосферном давлении, так и при всестороннем сжатии значительно ниже, чем в случае монокристаллического образца, причем теплопроводность поликристалла II (отожженный образец) несколько выше, чем для поликристалла I. Как видно из рисунков 1–3, теплопровод-

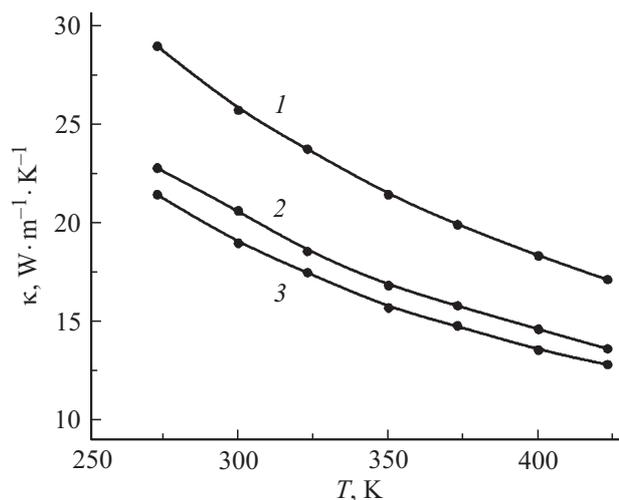


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента теплопроводности GaSb при атмосферном давлении. 1 — монокристалл, 2 — поликристалл II, 3 — поликристалл I.

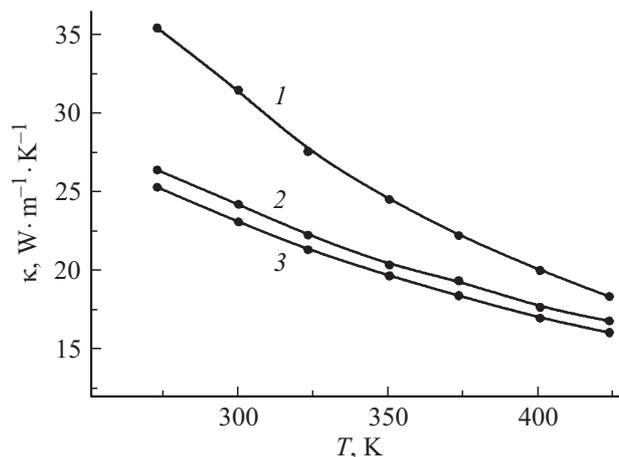


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента теплопроводности GaSb при давлении 0.35 ГПа. 1 — монокристалл, 2 — поликристалл II, 3 — поликристалл I.

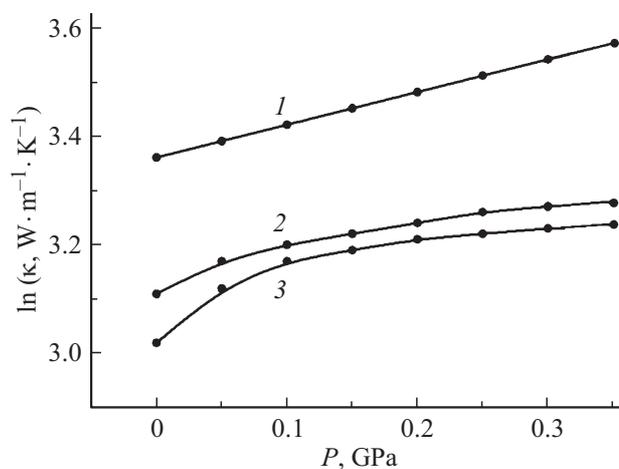


Рис. 3. Барические зависимости при 273 К коэффициента теплопроводности GaSb. 1 — монокристалл, 2 — поликристалл II, 3 — поликристалл I.

Таблица 1. Частоты, температуры Дебая, пики плотности состояний, скорости фононов, параметры Грюнайзена для различных фононных ветвей GaSb

Фононные ветви	Частота ν_{\max} , THz [1]	Температура Дебая θ_i , К	Пики плотности состояний, К [1]	Скорость фононов v , m/s [9]	Параметр Грюнайзена, γ_i [2]
TA	1.70	82	82	2770	0.49
LA	4.99	239	209	3970	1.41
TO	6.87	330	278		1.72
LO	7.20	476	320		1.72

ность монокристалла и поликристаллических образцов различной технологической предыстории во всем исследованном диапазоне температур с повышением температуры снижается, а при всестороннем сжатии значения κ образцов существенно выше, чем без приложенного давления. При атмосферном давлении температурная зависимость фононной теплопроводности исследованных образцов GaSb подчиняется закону $\kappa \propto T^{-n}$, где показатель степени близок к единице, что характерно для фонон-фононных процессов рассеяния в этой области температур. Рассеяние же фононов на дефектах при этих температурах вносит постоянный вклад в тепловое сопротивление.

Для анализа экспериментальных данных необходимы значения температур Дебая θ , параметра Грюнайзена γ , дисперсионных соотношений для фононов исследуемого соединения. Поскольку кристаллическая ячейка GaSb содержит два атома, в антимониде галлия существует шесть фононных ветвей: две поперечные акустические (ТА), продольная акустическая (ЛА), две поперечные оптические (ТО) и продольная оптическая (ЛО). Данные по частотам, групповой скорости, температуре Дебая и параметру Грюнайзена для различных ветвей фононного спектра GaSb приведены в табл. 1. Температуры Дебая рассчитаны по данным работы [1].

Проведена оценка длины свободного пробега фононов при фонон-фононных процессах рассеяния по формуле [21]

$$l_{\text{ph-ph}} = \frac{a}{\beta\gamma T}, \quad (1)$$

где a^3 — объем, приходящийся на один атом; β — коэффициент теплового расширения, γ — параметр Грюнайзена, усредненный для всех фононных ветвей. Данные для β взяты из работы [22]. Величина γ определена с помощью выражения [23]

$$\gamma = \frac{2\gamma_{\text{TA}}\theta_{\text{TA}} + \gamma_{\text{LA}}\theta_{\text{LA}} + 2\gamma_{\text{TO}}\theta_{\text{TO}} + \gamma_{\text{LO}}\theta_{\text{LO}}}{2\theta_{\text{TA}} + \theta_{\text{LA}} + 2\theta_{\text{TO}} + \theta_{\text{LO}}}. \quad (2)$$

Значения γ_i взяты из [2]. Полученное для $l_{\text{ph-ph}}$ значение равно $4 \cdot 10^{-8}$ м. Поскольку эта величина на несколько порядков меньше размеров кристаллитов в поликристаллах, более низкую теплопроводность поликристаллов невозможно объяснить рассеянием фононов границами. Низкая теплопроводность поликристаллов по сравнению с монокристаллическим образцом (рис. 1–3) может быть

обусловлена рассеянием фононов на дефектах в приграничных областях зерен поликристаллов. В результате длительного отжига в поликристалле II наблюдается некоторый рост размеров зерен, и при этом количество дефектов в образце уменьшается. В результате этого теплопроводность поликристалла II несколько выше, чем для поликристалла I.

Проанализируем участие в теплопереносе различных фононных ветвей, следуя модели, использованной в работах [23,24]. Предполагается, что не все акустические фононы имеют скорость v , указанную в табл. 1. Эту скорость имеют только фононы с длиной волны, большей некоторой граничной длины волны λ_b . Именно эта часть фононов переносит тепло. Фононы же с меньшей длиной волны имеют нулевую скорость и в теплопереносе не участвуют. Граничная длина волны для акустических фононов определяется выражением [23]

$$\lambda_b = \frac{v}{\nu_{\max}}, \quad (3)$$

где v — скорость фононов, ν_{\max} — максимальная частота данной акустической фононной ветви. Рассчитанная нами по этой формуле граничная длина волны составляет 16.4 \AA для ТА-фононов и 7.95 \AA для ЛА-фононов. Длине волны λ_b соответствуют волновой вектор $q_b = 2\pi/\lambda_b$, и переносящие тепло фононы должны находиться внутри сферы с центром, совпадающим с центром первой зоны Бриллюэна, и радиусом q_b . Средний радиус первой зоны Бриллюэна [23]

$$q_m = (3/\pi)^{1/3}(2\pi/a_0), \quad (4)$$

где a_0 — постоянная решетки. Число фононов пропорционально объему зоны Бриллюэна, в котором они расположены. Часть фононов, имеющих большую скорость и участвующих в теплопереносе, равна $(q_b/q_m)^3$. Из этого соотношения нами было рассчитано, что в GaSb часть фононов, переносящих тепло, составляет $\sim 5\%$ для ТА-ветви и $\sim 47\%$ для ЛА-ветви. Остальные акустические фононы имеют значительно меньшую скорость. Дополнительно необходимо учесть, что скорость ЛА-фононов выше, чем ТА-фононов. Таким образом, можно считать, что в антимониде галлия ЛА-фононы вносят преобладающий вклад в теплоперенос и определяют температурную и барическую зависимости коэффициента теплопроводности.

Влияние оптических фононов на теплоперенос определяется соотношением масс атомов в элементарной ячейке $\varepsilon = M_1/M_2$, которое определяет форму дисперсионной кривой для оптических фононов, а следовательно, их скорость и величину энергетической щели между акустическими и оптическими ветвями. Как показывают теоретические расчеты [7], при $\varepsilon < 2$ вклад оптических фононов в теплоперенос не превышает 4%. Для антимонида галлия $\varepsilon = 1.75$, и ввиду этого участие оптических фононов в теплопереносе незначительно. Из дисперсионных кривых для GaSb (см., например, [1]) также видно, что скорость оптических фононов близка к нулю, следовательно, тепло они не переносят. В то же время, как показано в [7,25,26], при $\varepsilon < 2$ важным является рассеяние акустических фононов на оптических.

Исходя из изложенного выше можно сделать вывод, что в исследованной области температур в GaSb пере-

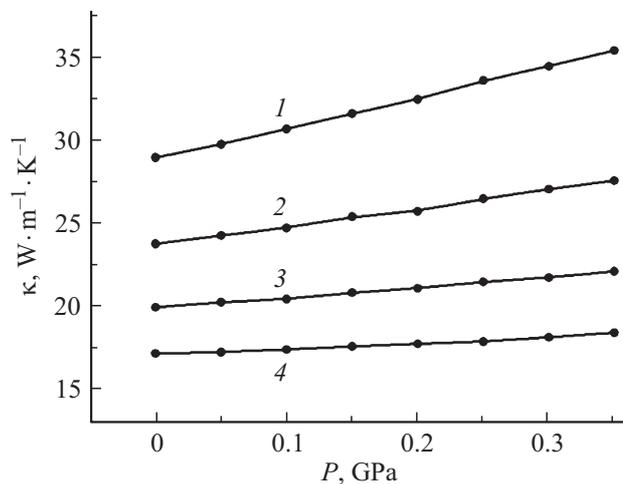


Рис. 4. Барические зависимости коэффициента теплопроводности монокристалла GaSb при фиксированных температурах. T, K : 1 — 273, 2 — 323, 3 — 373, 4 — 423.

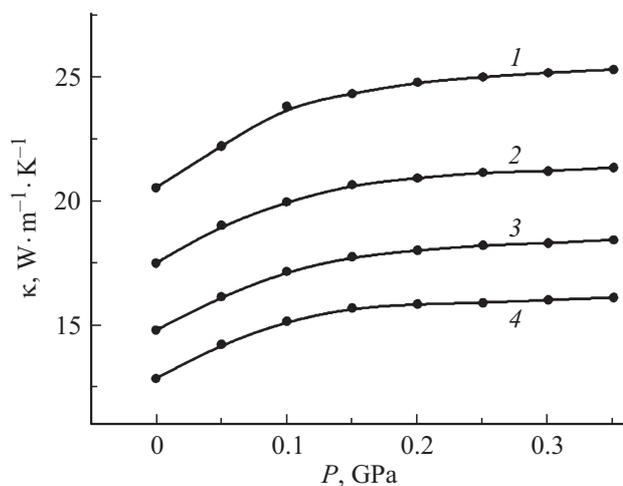


Рис. 5. Барические зависимости коэффициента теплопроводности поликристалла I антимонида галлия при фиксированных температурах. T, K : 1 — 273, 2 — 323, 3 — 373, 4 — 423.

Таблица 2. Параметр Бриджмена g для монокристалла и поликристаллов GaSb по данным эксперимента

T, K	Монокристалл	Поликристалл I	Поликристалл II
273	31	11	14
323	25	10	12
373	16	9	10
423	14	8	9

нос тепла осуществляется в основном LA-фононами, а роль TA- и оптических фононов сводится к рассеянию LA-фононов.

На рис. 3 представлены барические зависимости κ монокристалла и поликристаллов GaSb при 273 K. Как видно из этого рисунка, теплопроводность монокристалла и поликристаллов GaSb растет с повышением давления. Изменение теплопроводности кристаллов, подвергнутых всестороннему сжатию, происходит вследствие уменьшения объема кристалла и обусловленного этим изменения частот колебаний решетки, ангармонизма связей, увеличения сил взаимодействия между атомами. Объемная зависимость теплопроводности выражается параметром Бриджмена [24]

$$g = -\left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln V}\right)_T = B_T \left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial P}\right)_T, \quad (5)$$

где B_T — изотермический модуль объемного сжатия, V — объем, P — давление. На основе экспериментальных данных для барических зависимостей коэффициента теплопроводности (рис. 4 и 5) по этой формуле рассчитан параметр Бриджмена монокристалла и поликристаллов GaSb для четырех температур: 273, 323, 373 и 423 K. Полученные результаты приведены в табл. 2. Значения модуля объемного сжатия взяты из работы [9]. Величина параметра Бриджмена монокристаллического GaSb при 273 K равна 31. С повышением температуры величина g снижается и составляет 25, 16, 14 для температур 323, 373 и 423 K соответственно. В поликристаллах — как неотожженных, так и подвергнутых отжигу — в области давлений 0.15–0.35 GPa значение параметра Бриджмена близко к 10 и слабо зависит от температуры.

Сравним экспериментально полученную величину g с данными теоретических расчетов. Согласно формуле Лейбфрида–Шлемана [24] в области температуры Дебая и выше теплопроводность решетки может быть определена выражением

$$\kappa \propto a\theta^3\gamma^{-2}, \quad (6)$$

где a^3 — средний объем, занимаемый одним атомом, θ и γ — средние значения температуры Дебая и параметра Грюнайзена для всех фоновых ветвей, участвующих в теплопереносе. Дифференцирование формулы (6) дает

следующее выражение для параметра Бриджмена:

$$g = -\left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln V}\right)_T = -3\left(\frac{\partial \ln \theta}{\partial \ln V}\right)_T + 2\left(\frac{\partial \ln \gamma}{\partial \ln V}\right) - \frac{1}{3}, \quad (7)$$

где $\gamma = -(\partial \ln \theta / \partial \ln V)$, а объемная зависимость параметра Грюнайзена определяется как $q = (\partial \ln \gamma / \partial \ln V)_T$. Следовательно, $g = 3\gamma + 2q - 1/3$. Согласно [23], $q \approx \gamma$ и

$$g = 5\gamma - 1/3. \quad (8)$$

Поскольку теплоперенос в GaSb осуществляют LA-фононы, значения γ при расчетах g возьмем для этой же фононной ветви. Получается, что $g = 6.7$. Это значительно ниже величин g , полученных из экспериментальной зависимости $\ln \kappa = f(P)$ (табл. 2).

Как видно из табл. 2, параметр Бриджмена снижается с температурой, что отличается от температурной зависимости g для CuCl [23], солей щелочных металлов [25] и ZnS [27], в которых наблюдался рост g при возрастании температуры, объяснявшийся авторами увеличением участия LA-фононов в теплопереносе.

Аномально высокая величина g в монокристалле GaSb при температурах 273 и 323 К, а также ее температурная зависимость определяются особенностями фононного спектра этого соединения. В GaSb пики плотности состояний оптических фононов приходятся на 278 К (ТО-ветвь) и 320 К (ЛО-ветвь) [1]. Поскольку в GaSb оптические фононы рассеивают переносящие тепло акустические фононы, в температурной области $T > 270$ К это рассеяние сказывается на величине теплопроводности, снижая ее. При увеличении всестороннего давления частоты фононов смещаются: высокочастотные в область более высоких частот, низкочастотные в область низких частот [3–5]. Это приводит к увеличению энергетической щели между акустическими и оптическими фононами. В результате этого снижается вероятность рассеяния акустических фононов оптическими, теплопроводность возрастает с давлением, и параметр Бриджмена превышает значения, рассчитанные по формуле (8). При 273 и 323 К дополнительное увеличение теплопроводности с давлением происходит вследствие смещения частот оптических фононов в область более высоких энергий и снижения их числа. Этот эффект существеннее при 273 К, чем при 323 К, о чем свидетельствует изменение g с температурой. При 373 и 423 К смещение частот оптических фононов с давлением не снижает числа возбужденных оптических фононов, поскольку все оптические фононы уже возбуждены. Рассеяние с участием оптических фононов при этих температурах снижается только вследствие увеличения энергетической щели, и величина g , определенная по экспериментальным данным, выше значений, полученных из расчетов по формуле (8), но значительно ниже, чем при 273 и 323 К.

Формула (8) наряду со снижением фонон-фононного рассеяния ввиду смещения с давлением пиков плотности

состояний фононов не учитывает также существования в кристаллах упругой анизотропии $\xi = C_{11}/C_{44}$ и ее изменения с давлением. В работе [28] показано, что существует корреляция между теплопроводностью кристаллической решетки и величиной ξ , характеризующей преобладание осевой поляризации над продольно-поперечной поляризацией. При увеличении ξ снижается вероятность рассеяния акустических фононов акустическими, и теплопроводность возрастает [28]. Поскольку в GaSb производная по давлению для C_{11} почти в 5 раз выше, чем для C_{44} [9, 12], с ростом давления растет упругая анизотропия и соответственно теплопроводность, что приводит к росту параметра Бриджмена.

Барические зависимости κ для поликристаллов GaSb (рис. 5) немонотонны: максимальный рост теплопроводности происходит при возрастании давления до 0.10 ГПа. При дальнейшем росте давления теплопроводность возрастает почти линейно с более низким барическим коэффициентом, чем в монокристалле. Различие в абсолютной величине коэффициента теплопроводности и ее барической зависимости монокристаллов и поликристаллов определяется процессами рассеяния фононов в приграничных слоях кристаллитов, составляющих поликристалл. Искаженные зоны вблизи границ кристаллитов являются скоплениями, источниками и стоками дефектов [29]. При гидростатическом сжатии на межкристаллитных границах возникают напряженные состояния, связанные с наличием углов разориентации кристаллитов. Каналом релаксации таких состояний являются дислокации несоответствия [30]. Граница в условиях всестороннего сжатия становится источником дополнительных дислокаций, возникающих в результате деформаций и усиления термоактивационных процессов при росте давления. В результате появления на границах кристаллитов дополнительных дислокаций происходит усиление рассеяния фононов и ослабление роста теплопроводности в поликристаллах с ростом давления по сравнению с монокристаллами. В исследованных нами поликристаллах GaSb это проявилось в том, что барический коэффициент теплопроводности в них ниже, чем у монокристаллов GaSb. Отжиг способствует росту зерен поликристалла, снижению роли границ и дополнительного рассеяния фононов. Барический коэффициент теплопроводности отожженных поликристаллов GaSb несколько выше, чем у неотожженных (табл. 2).

4. Заключение

Экспериментальное исследование барической зависимости теплопроводности монокристаллов и поликристаллов GaSb в условиях всестороннего сжатия позволило определить параметр Бриджмена. Получение по экспериментальным данным более высоких значений g , чем рассчитанные из теоретических представлений, обусловлено уменьшением вклада процессов фонон-фононного рассеяния в тепловое сопротивление в результате сдви-

гов пиков плотностей состояний фононов и увеличения упругой анизотропии при всестороннем сжатии. Аномально высокие значения g монокристаллов при 273 и 323 К связаны с особенностями фононного спектра GaSb, приводящими с ростом давления к снижению числа оптических фононов, на которых рассеиваются переносящие тепло акустические фононы. Более низкая, чем у монокристалла, теплопроводность поликристаллов I и II связана с процессами рассеяния фононов в приповерхностных областях кристаллитов. Теплопроводность отожженного поликристалла II несколько выше, чем у поликристалла I. Уменьшение абсолютной величины барического коэффициента теплопроводности поликристаллов GaSb обусловлено появлением дополнительных дислокаций на границах кристаллитов с ростом всестороннего сжатия.

Список литературы

- [1] M.K. Farr, J.G. Traylor, S.K. Sinha. Phys. Rev. B **11**, 1587 (1975).
- [2] T. Soma, Y. Saito, H. Matsuo. Phys. Status Solidi B **103**, K173 (1981).
- [3] K. Aoki, E. Anastassakis, M. Cardona. Phys. Rev. B **30**, 681 (1984).
- [4] S. Klotz, M. Braden, J. Kulda, P. Pavone, B. Steininger. Phys. Status Solidi B **223**, 441 (2001).
- [5] S. Shinde, M. Talati, P.K. Jha, S.P. Sanyal. Pramana **63**, 425 (2004).
- [6] K.K. Mishra, K.S. Upadhyaya. Int. J. Sci. Eng. Res. **3**, 1 (2012).
- [7] A. Jain, A.J.H. McGaughey. J. Appl. Phys. **116**, 073503 (2014).
- [8] J. Buckeridge, D.O. Scanlon, T.D. Veal, A. Walsh, C.R.A. Catlow. Phys. Rev. B **89**, 014107 (2014).
- [9] H.J. McSkimin, A. Jayaraman, P. Andreatch, T.B. Bateman. J. Appl. Phys. **39**, 4127 (1968).
- [10] W.F. Boyle, R.J. Sladek. Phys. Rev. B **11**, 2933 (1975).
- [11] R.K. Singh, R.D. Singh. Phys. Status Solidi B **114**, 235 (1982).
- [12] A.R. Jivani, A.R. Jani. Turk. J. Phys. **36**, 215 (2012).
- [13] P.S. Dutta, H.L. Bhat, V. Kumar. J. Appl. Phys. **81**, 5821 (1997).
- [14] O.V. Sulima, A.W. Bett. Solar Energy Mater. Solar Cells **66**, 533 (2001).
- [15] L.M. Fraas, J.E. Avery, H.X. Huang. Semicond. Sci. Technol. **18**, S247 (2003).
- [16] В.П. Хвостиков, С.В. Сорокина, Н.С. Потапович, О.А. Хвостикова, А.В. Малевская, А.С. Власов, М.З. Шварц, Н.Х. Тимошина, В.М. Андреев. ФТП **44**, 270 (2010).
- [17] Х.И. Амирханов, Н.Л. Крамынина, С.Н. Эмиров. ФТТ **25**, 2486 (1983).
- [18] Sh.M. Ismailov, Ja.B. Magomedov, N.L. Kramynina. High Temp. High Press. **26**, 657 (1994).
- [19] С.Н. Эмиров, А.Э. Рамазанова. Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 317 (2013).
- [20] Н.Л. Крамынина, С.М. Лугуев, Н.В. Лугуева, С.Н. Эмиров. Методика ГСССД МЭ 250-2016. Деп. в ФГУП „ВНИИМС“ 09.06.2016 г. № 243а-2016 кк.
- [21] Р. Берман. Теплопроводность твердых тел. Мир, М. (1979). 286 с.
- [22] E.F. Steigmeier, I. Kudman. Phys. Rev. **141**, 767 (1966).
- [23] G.A. Slack, P. Andersson. Phys. Rev. B **26**, 1873 (1982).
- [24] G.A. Slack. In: Solid State Physics. Academic Press, N. Y. (1979). V. 34. P. 1.
- [25] G.A. Slack, R.G. Ross. J. Phys. C **18**, 3957 (1985).
- [26] Е.Д. Девяткова, И.А. Смирнов. ФТТ **4**, 2507 (1962).
- [27] Н.В. Лугуева, Н.Л. Крамынина, С.М. Лугуев. ФТТ **43**, 222 (2001).
- [28] Ю.А. Логачев, Б.Я. Мойжес, А.В. Петров, Н.С. Цыпкина. ФТТ **16**, 2489 (1974).
- [29] Ж.П. Сюше. Физическая химия полупроводников. Металлургия, М. (1969). 224 с.
- [30] Э.П. Фельдман, В.А. Стрельцов. ФТТ **24**, 466 (1982).