

Обнаружение и интерпретация низкотемпературных особенностей фононной теплопроводности кристаллов селенида ртути с примесями переходных $3d$ -элементов

А.Т. Лончаков, В.И. Окулов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: lonchakov@imp.uran.ru

С.Ю. Паранчич

Черновицкий национальный университет, ул. Коцюбинского, 2, г. Черновцы, 58012, Украина

Статья поступила в редакцию 25 июля 2008 г.

Проведено экспериментальное исследование температурной зависимости теплопроводности селенида ртути с примесями железа и кобальта. При анализе фононных вкладов в теплопроводность при низких температурах в кристаллах HgSe:Fe обнаружена обусловленная примесями значительная аномалия фононной теплопроводности — провал в ее температурной зависимости вблизи 15 К. На основе предложенного теоретического описания показано, что такая аномалия объясняется вкладом в теплопроводность от рассеяния фононов на электронах в гибридизированных примесных состояниях.

Проведено експериментальне дослідження температурної залежності теплопровідності селеніду ртуті з домішками заліза та кобальту. При аналізі фононних внесків у теплопровідність при низьких температурах у кристалах HgSe:Fe виявлено значну аномалію фононної теплопровідності, яка обумовлена домішками — провал у її температурній залежності поблизу 15 К. На основі запропонованого теоретичного опису показано, що така аномалія пояснюється внеском в теплопровідність від розсіювання фононів на електронах у гібридизованих домішкових станах.

PACS: 61.72.Vv Легирование и примесная имплантация в полупроводниках III-V и II-VI;
63.20.Kg Фонон-электронное и фонон-фононное взаимодействие;
72.15.Eb Электро- и теплопроводность кристаллических металлов и сплавов.

Ключевые слова: примеси переходных элементов, фононная теплопроводность, резонансное рассеяние, точечные дефекты.

Введение

Интерес к исследованию кристаллов HgSe, содержащих примесные $3d$ -ионы, связан со спецификой их физических свойств — кинетических, магнитных и акустических. Такая специфика обусловлена наличием в полосе проводимости кристалла резонансного донорного уровня $3d$ -примеси и связанной с этим гибридизацией электронных состояний [1]. Теория эффектов, обусловленных проявлениями резонансного рассеяния электронов и гибридизированных электронных состояний, была развита в [2]. В работе [1] приведены результаты количественной интерпретации на основе этой

теории наблюдаемых особенностей ряда кинетических и термодинамических свойств кристаллов HgSe: $3d$. В частности, обнаружена и объяснена температурная аномалия электронной теплопроводности полупроводника HgSe:Fe с концентрацией железа, отвечающей окрестности концентрационного максимума подвижности электронов.

Настоящая работа посвящена изучению решеточной теплопроводности кристаллов HgFeSe и HgCoSe, которая до сих пор не была исследована в этих системах. Решеточная теплопроводность κ_L является, наряду с электронной составляющей κ_e , частью измеряе-

мой в эксперименте общей теплопроводности: $\kappa_{\Sigma} = \kappa_L + \kappa_e$. Ее знание позволяет извлечь сведения о фононном спектре, механизмах рассеяния акустических фононов, получить информацию об особенностях различных дефектов кристаллической решетки [3].

Эксперимент

Монокристаллы HgSe, HgFeSe и HgCoSe, исследованные в настоящей работе, были выращены методом Бриджмена. Все образцы вырезали из средней части монокристаллических слитков. Основные характеристики исследованных образцов приведены в табл. 1. Концентрацию электронов n определяли из эффекта Холла в классически сильном магнитном поле, l , b , d — соответственно длина, ширина и толщина образцов, $L_C = 1,12(bd)^{1/2}$ — длина, определяющая скорость релаксации фононов на границах кристалла, l_{TP} и l_{TM} — расстояния между спаями термопар и термометрами.

Измерение теплопроводности проводили стандартным методом стационарного продольного теплового потока в области температур 2–130 К. Для измерения градиента температуры и средней температуры образца в интервале 2–12 К использовали пару германиевых термометров, а в интервале 10–130 К — две термопары (Au + 0,012%Fe)Cu. Исследованные образцы были специально не ориентированы, за исключением образцов 4 и 5, в которых градиент температуры был направлен вдоль кристаллографической оси [100]. Максимальная погрешность измерения теплопроводности не превышала 10%.

На образцах, номера которых отмечены в табл. 1 звездочкой, выделялась электронная составляющая теплопроводности [1]. Процедура выделения основана на независимом определении числа Лоренца из измерений продольного эффекта Нернста–Эттинггаузена (НЭ) и удельного сопротивления [4].

Результаты измерений

В работе [1] представлены кривые $\kappa_e(T)$ в области температур 2–50 К. На рис. 1 приведена зависимость $\kappa_e(T)$ для образцов HgSe:Fe в более широком, чем в [1], интервале температур и концентраций железа. Температурная зависимость измеренной теплопроводности κ_{Σ} для образцов HgSe и HgSe:Fe приведена на рис. 2. Видно, что легирование селенида ртути железом существенно влияет на теплопроводность $\kappa_{\Sigma}(T)$. В кристаллах HgSe:Fe она приобретает хорошо выраженную резонансную особенность в виде прогиба кривой $\kappa_{\Sigma}(T)$ при $13 \text{ К} \leq T \leq 15 \text{ К}$. Наблюдается также значительное уменьшение величины теплопроводности: при температурах, соответствующих максимуму $\kappa_{\Sigma}(T)$ чистого HgSe, с повышением уровня легирования до $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ κ_{Σ} падает в примерно в 65 раз. Такой эффект не наблюдался в кристаллах HgSe, легированных серой до концентраций $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [5]. Отметим, что впервые резонансную особенность на зависимости $\kappa_{\Sigma}(T)$ в $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ наблюдали в работе [6] на образце с $x = 0,03$ мол.%. Однако авторы работы [6] не связали эту аномалию с наличием железа, а интерпретировали ее, как и в [5], существованием в селениде ртути собственных дефектов неизвестной природы.

Таблица 1. Основные параметры исследованных образцов

№ Обр.	Легир. $3d$ примесь	Состав x , ат.%	$N_i \cdot 10^{-19}$, см^{-3}	$n \cdot 10^{-18}$, см^{-3}	$\mu \cdot 10^{-4}$ $\text{см}^2/(\text{Вс})$ (4,2К)	l , мм	b , мм	d , мм	L_C , мм	l_{TP} , мм	l_{TM} , мм
1	–	0	0	2,5	2,3	9,88	2,32	1,56	2,13	4,3	4,8
2	Fe	0,25	0,5	4,1	6,1	9,82	2,3	1,34	1,96	4,1	4,3
3	Fe	0,05	1,0	4,7	8,65	9,25	2,26	1,30	1,92	5,0	5,0
4	Fe	0,1	2,0	4,4	8,65	10,7	2,21	1,60	2,11	5,8	6,1
5	Fe	0,35	7,0	4,5	6,49	9,0	1,58	1,20	2,54	4,2	4,7
6	Fe	1,0	20,0	4,95	4,6	11,2	2,90	1,50	2,34	4,5	4,8
7	Fe	2,0	40,0	6,10	2,5	8,2	1,62	0,85	1,31	3,0	3,5
8	Co	0,25	5,0	1,66	2,36	10,5	1,90	1,52	1,9	4,7	5,1
9	Co	1,0	20	1,1	2,47	8,7	2,29	1,06	1,74	4,1	4,2

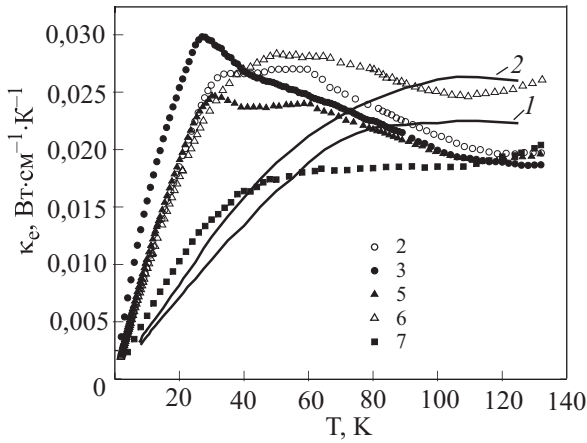


Рис. 1. Температурные зависимости электронной теплопроводности κ_e кристаллов HgSe:Fe. Номера кривых на этом и других рисунках совпадают с номерами образцов в табл. 1. Сплошные линии – зависимость $\kappa_e(T)$ для образцов селенида ртути с $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) и $n = 4,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (кривая 2) [5].

Температурные кривые решеточной теплопроводности $\kappa_L(T)$ легко получить вычитанием зависимостей $\kappa_e(T)$ на рис. 1 из соответствующих зависимостей $\kappa_\Sigma(T)$ на рис. 2. Для чистого HgSe при получении $\kappa_L(T)$ использовались данные [5] для $\kappa_e(T)$ образца с $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 1). Зависимости $\kappa_L(T)$ для серии образцов HgSe и HgSe:Fe представлены на рис. 3. Видно, что резонансная особенность, свойственная зависимости $\kappa_\Sigma(T)$, сохраняется и на кривых $\kappa_L(T)$.

Обсуждение результатов эксперимента

Вопрос, который требует детального рассмотрения, заключается в том, какой механизм резонансного рассеяния фононов может реализоваться в HgSe:Fe.

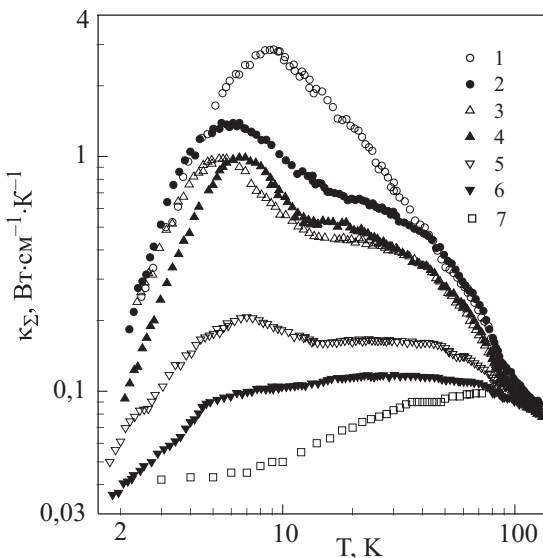


Рис. 2. Температурные зависимости общей теплопроводности κ_Σ образцов HgSe и HgSe:Fe.

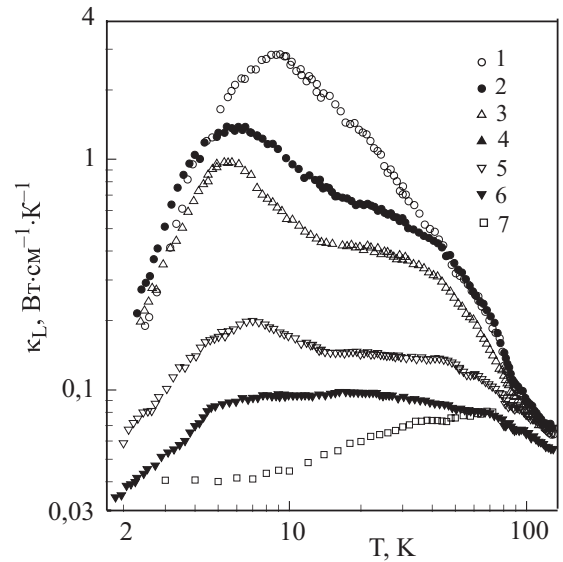


Рис. 3. Температурные зависимости решеточной теплопроводности κ_L кристаллов HgSe и HgSe:Fe.

Резонансное рассеяние на локальных колебаниях атомов железа (механизм Вагнера)

Проявление механизма Вагнера [7] в зависимости $\kappa_L(T)$ вызывает обоснованные сомнения из-за большой разницы атомных масс ртути и замещающего ее железа. Поскольку атом Fe приблизительно в 4 раза легче атома Hg, энергия локального колебания ϵ_{Fe} может заметно превысить температуру Дебая $T_D = 150 \text{ K}$ для HgSe. Справочные данные по ϵ_{Fe} в HgSe отсутствуют, но можно предположить, что $\epsilon_{Fe} > T_D$, поскольку известно [8], что примесь Cd, который примерно в два раза тяжелее атома Fe, создает в халькогенидах ртути локальное колебание с энергией $\epsilon_{Cd} \geq T_D$. С другой стороны, резонансное рассеяние в HgSe:Fe проявляется при достаточно низких (до 15 K) температурах. В этой области энергии возбужденных акустических фононов слишком малы, чтобы выполнялось условие резонанса Вагнера, которое для железа в HgSe фактически сведется к условию $\hbar\omega_r \approx \hbar\omega_M/2 \sim k_B T_D$, где ω_r — частота резонанса, ω_M — частота локального колебания.

Убедиться в том, что резонансная аномалия на кривых $\kappa_L(T)$ не связана с рассеянием фононов на локальных колебаниях, а обусловлена спецификой примеси железа в HgSe, можно экспериментальным путем. Для этого, очевидно, нужно заменить ион железа на другой 3d-ион с близкими параметрами (атомной массой, электроотрицательностью, ионным радиусом). В качестве такой примеси был выбран кобальт. Исследование гальваномагнитных свойств кристаллов HgSe:Co выполнено в работах [9–11]. Предполагалось, что ионы Co^{2+} формируют примесный донорный уровень в зоне проводимости HgSe, расположенный на расстоянии приблизительно 150 мэВ от ее дна [10]. Одна-

ко, в отличие от кристаллов HgSe:Fe, примесь кобальта не приводит к известной аномалии подвижности электронов и температуры Дингла. Обнаружено лишь незначительное влияние атомов Со на подвижность и концентрацию электронов.

Для измерения теплопроводности нами были выбраны два образца HgSe:Со с концентрациями кобальта $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (образцы 8 и 9 в табл. 1). Их подвижности и электронные концентрации мало отличались [10]. Температурные зависимости общей теплопроводности образцов HgSe:Со представлены на рис. 4 вместе с теплопроводностью чистого HgSe. Видно, что никаких признаков резонансного рассеяния фононов на кривых $\kappa_{\Sigma}(T)$ этих образцов не обнаруживается. Наблюдается типичная картина уменьшения теплопроводности с ростом концентрации примеси, свидетельствующая о заметном вкладе в рассеяние фононов ионов Co^{2+} как статических точечных дефектов.

Для образцов HgSe:Со не удается провести систематическое определение электронной компоненты теплопроводности тем способом, каким это было сделано для HgSe:Fe [1]. Причина заключается в наличии фактора, искажающего магнитополевою зависимость термоэдс — значительного отрицательного вклада в продольный эффект НЭ, который мог даже приводить к смене знака эффекта при низких температурах. Предположительно, эта особенность была обусловлена обменным вкладом в термоэдс [12]. Обменное взаимодействие свободных электронов с магнитными ионами Co^{2+} было также выявлено авторами работы [10]. Оценить величину κ_e в HgSe:Со удалось при $T \approx 70 \text{ К}$, когда относительный вклад обменной составляющей в общую термоэдс уменьшился. Оценка дала $\kappa_e \approx 0,008 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$ и $\kappa_e \approx$

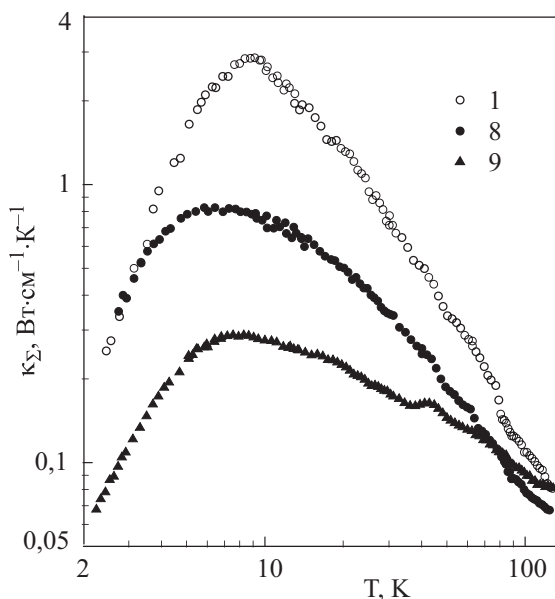


Рис. 4. Температурная зависимость общей теплопроводности κ_{Σ} образцов HgSe и HgSe:Со.

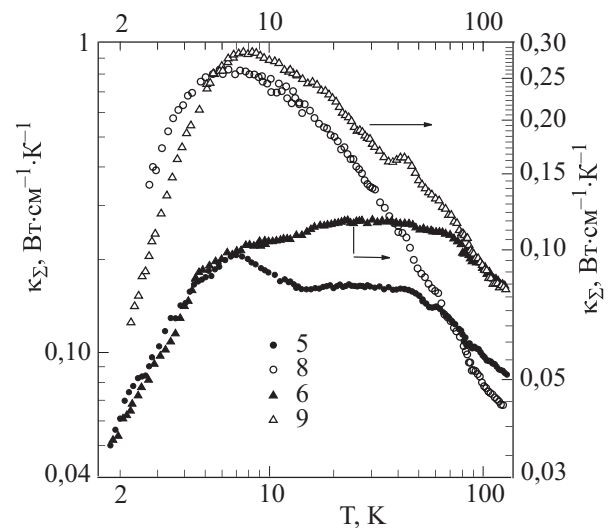


Рис. 5. Температурные зависимости общей теплопроводности κ_{Σ} для образцов HgSe:Fe и HgSe:Со с близкими значениями концентрации $3d$ примеси.

$\approx 0,005 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$ для образцов 8 и 9 соответственно, что составляет (4–5)% от измеренной при этой температуре теплопроводности. Поскольку с понижением T относительный вклад $\kappa_e(T)$ в $\kappa_{\Sigma}(T)$ уменьшается, то в HgSe:Со им можно пренебречь в широком интервале температур.

Как видно на рис. 4, теплопроводность HgSe в районе максимума с увеличением концентрации Со до 1 ат.% (образец 9) падает примерно на порядок. Тогда следует предположить, что рэлеевское рассеяние фононов на ионах железа во столько же раз уменьшает и теплопроводность образца 6 относительно максимума теплопроводности чистого HgSe. На рис. 2 видно, что $\kappa_{\Sigma}(T)$ при этом уменьшается примерно в 30 раз. Следовательно, резонансное рассеяние фононов в HgSe:Fe при увеличении N_{Fe} примерно до $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ обеспечивает падение теплопроводности всего в 3 раза. Особенно наглядно это видно на рис. 5, на котором приведены кривые $\kappa_{\Sigma}(T)$ для образцов HgSe:Fe и HgSe:Со с близкими концентрациями $3d$ -примесей.

Таким образом, применение Со в качестве примеси в HgSe позволяет сделать два важных заключения.

1. Обнаруженное в кристаллах HgSe:Fe резонансно-подобное изменение $\kappa_L(T)$ не связано с релаксацией фононов на локальных колебаниях атомов железа.

2. Основной вклад в уменьшение теплопроводности HgSe:Fe с ростом N_{Fe} приблизительно до $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ вносит рассеяние на ионах железа как на статических точечных дефектах.

Рассеяние фононов на системе энергетических уровней ионов железа

Следует напомнить, что резонансное рассеяние фононов на системе спиновых уровней иона Fe^{2+} наблюда-

ли в полупроводнике CdTe:Fe²⁺ [13] и количественно интерпретировали в работе [14] с помощью теории Клейна [15]. Отметим, что в кристаллах HgSe:Fe зарядовое состояние Fe²⁺ реализуется для наиболее легированного железом образца 7. Только при достаточно больших концентрациях железа доля локализованной на примеси электронной плотности будет значительной и можно считать ионы железа нейтральными по отношению к решетке HgSe [2]. Поэтому не случайно, что зависимость $\kappa_L(T)$ для образца 7 (рис. 3) обнаруживает очевидное сходство с зависимостью $\kappa_L(T)$ образца CdTe:Fe²⁺ с $N_{Fe} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ из работы [13]. Если при этом учесть, что T_D для CdTe и HgSe близки (158 и 150 К соответственно), то можно полагать, что в HgSe:Fe в предельном случае больших N_{Fe} реализуется ожидаемый механизм резонансного рассеяния фононов на спиновых состояниях Γ_i ($i = 1-5$), свойственных иону Fe²⁺ в тетраэдрическом окружении [14].

Однако при меньших концентрациях Fe (образцы 2–6) говорить о проявлении в HgSe:Fe такого типа резонансного рассеяния уже нельзя, поскольку нельзя считать, что ионы железа являются двухвалентными. Действительно, при таких N_{Fe} электронные состояния 3d-примеси необходимо рассматривать с учетом их гибридизации с проводящими (зонными) состояниями. Это означает, что эффективный заряд ионов железа, являясь функцией N_{Fe} , будет отличаться от (+2) в сторону увеличения, соответствуя заряду частично ионизованного донора [2]. Об этом свидетельствуют данные по магнитной восприимчивости [16], а также наблюдаемый концентрационный максимум подвижности в HgSe:Fe [1].

Таким образом, в кристаллах HgSe:Fe в области гибридизации примесных и проводящих состояний ни одним из известных механизмов резонансного рассеяния фононов невозможно объяснить наблюдаемую резонансную особенность на зависимости $\kappa_L(T)$. Для ее интерпретации требуется привлечение особого механизма релаксации фононов, который учитывал бы наличие в зоне проводимости HgSe резонансного донорного уровня железа.

Релаксация фононов на гибридизированных электронах

К рассмотрению этой проблемы имеют отношение изложенные в работе [17] результаты исследования эффектов взаимодействия ультразвуковых волн с электронами в гибридизированных состояниях в селениде ртути с примесями железа. В экспериментах при низких температурах около 5 К был обнаружен резкий максимум в температурной зависимости коэффициента поглощения медленной поперечной ультразвуковой волны и соответствующая аномалия в скорости распространения. Эти эффекты имеют место для тех

же концентраций примесей, что и обсуждаемые здесь аномалии теплопроводности. Было показано, что такие аномалии, вызванные примесями железа, объясняются возможным существованием под действием ультразвука квантовых переходов между гибридизированными состояниями с различной долей локализации. Плотность состояний донорных электронов с данной энергией в условиях гибридизации имеет в окрестности резонансного донорного уровня энергии ε_r узкий пик шириной Δ в резонансном интервале протяженностью Γ . Электронные состояния в этом интервале содержат доли свободного движения и локализации, что и отвечает явлению гибридизации. Связанные с ним эффекты проявляются, когда энергия Ферми электронов ε_F расположена в том же интервале. Именно такая ситуация осуществляется в селениде ртути при концентрациях донорных примесей железа выше $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, причем энергия Ферми оказывается выше резонансной энергии. Концентрационную зависимость энергии Ферми, отсчитываемой от ε_r ($\varepsilon_0 = \varepsilon_F - \varepsilon_r$), можно описать следующей простой формулой:

$$\varepsilon_0 = 2\varepsilon_\Delta / [1 + (1 + 4\varepsilon_\Delta^2 / \Gamma^2)^{1/2}], \quad (1)$$

где $\varepsilon_\Delta = \Delta \text{ctg}(\pi n_0 / n_d)$, n_d — концентрация донорных примесей, n_0 — предельная концентрация донорных электронов проводимости, достигающаяся с ростом концентрации примесей и отсчитываемая от концентрации собственных электронов кристалла. Величина ε_0 обращается в нуль при резонансе ($n_d = 2n_0$, $\varepsilon_F = \varepsilon_r$) и с ростом концентрации примесей приближается к границе резонансного интервала $\varepsilon_0 = \Gamma$, не достигая ее. Если энергия Ферми больше резонансной, то с ростом температуры возбуждаются электроны с большей долей локализации. Число таких электронов максимально, когда энергия теплового движения близка к ε_0 , а при последующем росте температуры уменьшается. В связи с этим в коэффициенте поглощения звука имеется вклад с немонотонной, обладающей максимумом зависимостью от температуры. Было показано, что этим объясняется максимум в температурной зависимости коэффициента поглощения медленной поперечной волны в селениде ртути с примесями железа с концентрациями порядка 10^{19} см^{-3} .

Нетрудно понять, что закономерности, подобные тем, которые проявляются в поглощении ультразвука, действуют и для механизмов релаксации длинноволновых фононов, возбуждающихся при низких температурах. Наиболее сильно возбуждаются как раз медленные поперечные волны в силу сравнительной малости частот, поэтому можно ожидать, что они вносят значительный вклад в решеточную теплопроводность кристалла при низких температурах. В связи с этим есть основания для рассмотрения такого вклада

с целью объяснения низкотемпературных аномалий теплопроводности. Запишем соответствующее выражение для него в следующем виде:

$$\kappa_L = AT^3 \int dx x^4 [\operatorname{sh}(x/2)]^{-2} \tau(\omega). \quad (2)$$

Это известное выражение для фононной теплопроводности при низких температурах, в котором A — постоянный коэффициент, T — температура, $\tau(\omega)$ — время релаксации фононов, зависящее от частоты ω , $x = \omega/T$. Мы полагаем, что частота и энергия измеряются в единицах температуры, не выписывая для простоты постоянные Больцмана и Планка. Интегрирование в формуле (2) распространяется на положительные значения x . Для вычисления частоты релаксации $\tau^{-1}(\omega)$ применим тот же подход, что и в работе [17] при рассмотрении поглощения звука гибридизированными электронными состояниями. В соответствии с изложенным выше выделяем вклад тех процессов рассеяния фононов на электронах, в которых происходят переходы между электронными состояниями с различной долей локализации. В итоге получено следующее выражение:

$$\tau^{-1}(\omega) = B \int dy [2\operatorname{ch}(y/2)]^{-2} \omega \gamma [F^{-1}(\omega) + F^{-1}(-\omega)]/2, \quad (3)$$

где B — константа, $F(\omega) = (\varepsilon_0 - yT - \omega)^2 + \gamma^2$, частота γ характеризует релаксацию в системе гибридизированных состояний, интегрирование выполняется по всем значениям y . При изучении поглощения звука в силу малости частоты по сравнению с ε_0 и γ можно было положить $F(\omega) \approx F(0)$. Тогда выражение (3) имеет резкий максимум в зависимости от температуры и описывает наблюдаемый максимум коэффициента поглощения ультразвука. Частотная зависимость не изменяет факт наличия резкого максимума и может усилить максимум с ростом частоты. Имея в виду подстановку величины $\tau(\omega)$ в формулу (2), для грубой оценки можно заменить частоту в функции $F(\omega)$ на температуру, умноженную на значение x в точке максимума подынтегральной функции в (2). Тогда видно, что рассматриваемый вклад в теплопроводность может иметь аномалию в виде провала в температурной зависимости, определяемую произведением множителя T^2 на обратную величину суммы в (3). Множитель T^2 обеспечивает сдвиг аномалии $\kappa_L(T)$ в сторону высоких температур относительно положения максимума коэффициента поглощения ультразвука, который отвечает экспериментально наблюдаемому сдвигу. В итоге становится ясной возможность объяснения наблюдаемых аномалий фононной теплопроводности взаимодействием фононов с электронами в гибридизированных примесных состояниях. Для детального количественного описания данных эффектов необходимо, кроме совершенствования основ теории, проанализировать всю совокупность

вкладов в теплопроводность, которые могут влиять на температурную зависимость. Однако в основе своей предлагаемая интерпретация, скорее всего, найдет всеобщее обоснованные подтверждения, поскольку она естественно вписывается в совокупность уже достаточно полно исследованных эффектов гибридизированных состояний электронов.

Заключение

В настоящей работе обнаружены значительные аномалии низкотемпературных зависимостей фононной теплопроводности селенида ртути с примесями железа. С привлечением полученных данных по теплопроводности селенида ртути с примесями кобальта установлено, что наблюдаемые аномалии обусловлены особенностями фононной релаксации на примесях железа. Проведено обсуждение возможных механизмов эффекта, приведены формулы, описывающие вклад в теплопроводность от рассеяния фононов на примесных гибридизированных электронных состояниях. В итоге показано, что именно учет вклада релаксации на гибридизированных состояниях объясняет обнаруженные закономерности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 06-02-16919.

1. В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, В.В. Гудков, И.В. Жестовских, А.В. Королев, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **33**, 282 (2007).
2. В.И. Окулов, *ФНТ* **30**, 1194 (2004).
3. В.С. Оскотский, И.А. Смирнов, *Дефекты в кристаллах и теплопроводность*, Наука, Ленинград (1972).
4. И.Г. Кулеев, И.И. Ляпилин, А.Т. Лончаков, И.М. Цидильковский, *ЖЭТФ* **106**, 1205 (1994).
5. С.Р. Whitsett, D.A. Nelson, J.G. Broerman, and E.C. Pahlia, *Phys. Rev.* **B7**, 4625 (1973).
6. B. Tieke, R. Fletcher, J.C. Maan, W. Dobrowolski, A. Mucielski, and A. Wittlin, *Phys. Rev.* **B54**, 10565 (1996).
7. M. Wagner, *Phys. Rev.* **131**, 1443 (1963).
8. *Физика соединений A^{II}B^{VI}* (Под редакцией А.Н. Георгобиани, М.К.Шейнкмана), Наука, Москва (1986).
9. И.М. Цидильковский, Н.К. Леринман, Л.Д. Сабирзянова, С.Ю. Паранчич, Ю.С. Паранчич, *ФТП* **26**, 1894 (1992).
10. I.M. Tsidilkovskii, N.K. Lerinman, L.D. Sabirzyanova, S.Yu. Paranchich, and Yu.S. Paranchich, *Phys. Status Solidi* **B171**, 153 (1992).
11. M. Averous, C. Fau, S. Charar, M.El Kholdi, and D. Ribes, *Phys. Rev.* **B47**, 10261 (1993).
12. J. Kondo, *Solid State Phys.* **33**, 183 (1969).
13. G.A. Slack and S. Galginatis, *Phys. Rev.* **133**, A253 (1964).
14. P.N. Ram, R.D. Bijalwan, P.D. Semalty, and M. Israel, *Phys. Status Solidi* **B132**, 365 (1985).
15. M.V. Klein, *Phys. Rev.* **186**, 839 (1969).

16. В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, В.Л. Константинов, А.В. Королев, Е.А. Памятных, С.Ю. Паранчич, *ФНТ* **30**, 558 (2004).
17. В.И. Окулов, В.В. Гудков, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, С.Ю. Паранчич, *ФТТ* **49**, 1971 (2007).

Observation and interpretation of the phonon thermal conductivity low temperature peculiarities in mercury selenide crystals doped with 3d transition element impurities

A.T. Lonchakov, V.I. Okulov, and S.Yu. Paranchich

The experimental study into temperature dependence of thermal conductivity of mercury selenide doped with iron and cobalt impurities has been carried out. It is found that in the HgSe:Fe crystals the

phonon thermal conductivity component has an essential anomaly (a pronounced dip) in its temperature dependence near 15 K due to the impurities. On the basis of the suggested theoretical description it is shown that this anomaly may be attributed to the behaviour of the contribution to thermal conductivity from phonon–electron scattering in the hybridized impurity states.

PACS: 61.72.Vv Doping and impurity implantation in III-V and II-VI semiconductors;
63.20.Kr Phonon-electron and phonon-phonon interactions;
72.15.Eb Electrical and thermal conduction in crystalline metals and alloys.

Keywords: transition elements impurities, phonon thermal conductivity, resonance scattering, point defects.