

03,08

Термоэлектрические свойства пленок твердого раствора $p\text{-(Bi,Sb)}_2\text{Te}_3$ с учетом энергетической зависимости времени релаксации

© Л.Н. Лукьянова, О.А. Усов, В.А. Данилов

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: lidia.lukyanova@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 23 октября 2024 г.

В окончательной редакции 3 ноября 2024 г.

Принята к публикации 3 ноября 2024 г.

Исследованы температурные зависимости термоэлектрических свойств в поликристаллических слоистых пленках топологических изоляторов $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, сформированных на подложках полиимида и слюды методами дискретного осаждения и термического испарения. Показано, что повышение термоэлектрической эффективности пленок $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ зависит от величины эффективного параметра рассеяния r_{eff} , который определяет вид энергетической зависимости времени релаксации $\tau(E)$. Повышение эффективности до $Z_{\text{max}} = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 240 \text{ K}$ наблюдается при оптимальных величинах параметра r_{eff} в отожженных пленках, сформированных дискретным осаждением на подложки из полиимида и слюды. Рост Z в пленке на полиимиде определяется низкой теплопроводностью, а на подложке из слюды — увеличением параметра мощности за счет роста коэффициента Зеебека. Отклонение величин r_{eff} от оптимальных значений в неотожженных пленках на полиимиде при дискретном испарении приводит к снижению термоэлектрической эффективности до $3.75 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 260 \text{ K}$ из-за снижения электропроводности, несмотря на низкую теплопроводность.

Ключевые слова: халькогениды висмута и сурьмы, термоэлектрическая эффективность, топологический изолятор, параметр рассеяния.

DOI: 10.61011/FTT.2024.12.59603.289

1. Введение

Пленки на основе халькогенидов висмута и сурьмы известны не только как эффективные термоэлектрики, но и как перспективные трехмерные (3D) топологические изоляторы (ТИ) [1,2]. Топологические поверхностные состояния в ТИ возникают в результате инверсии краев запрещенной зоны вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия [3,4]. При этом объемная часть становится изолятором, а на поверхности возникает аномальная металлическая проводимость электронов с жесткой связью между спином и импульсом, характерная для фермионов Дирака [1,2].

Свойства фермионов Дирака, которые защищены симметрией относительно обращения времени от обратного рассеяния на немагнитных дефектах, определяют сильную зависимость времени релаксации от энергии [5–7]. Механизм рассеяния фермионов Дирака и зависимость $\tau(E)$ и в ТИ были исследованы в [6,7] в рамках неравновесной теории Больцмана. Для 3D-ТИ халькогенидов висмута и сурьмы зависимость времени релаксации от энергии соответствует короткодействующему дельта-рассеянию и в предельном случае $\tau(E) \propto E^{-1}$.

Усиление зависимости $\tau(E)$ сопровождается увеличением коэффициента Зеебека S [5–7]. Кроме того, рост коэффициента S определяется эффектом фильтрации носи-

телей заряда по энергиям [4,8]. Эффект энергетической фильтрации связан с возникновением на интерфейсах зерен потенциального барьера, через который проходят носители заряда с высокими энергиями, обеспечивая рост S , при этом низкоэнергетические носители отфильтровываются [9].

В ТИ могут формироваться каналы, которые обеспечивают увеличение подвижности вследствие отсутствия обратного рассеяния на немагнитных дефектах [10]. Однако, остаточная объемная проводимость из-за наличия объемных дефектов в ТИ [11,12] снижает вклад поверхностных состояний в общую проводимость. Частичная компенсация объемной проводимости достигается в результате оптимизации термоэлектрических свойств за счет изменения состава ТИ и технологических параметров [11].

Наибольший перенос тепла в рассматриваемых пленках осуществляется длинноволновыми фононами, которые в основном определяют уменьшение решеточной теплопроводности. При температурах ниже комнатной решеточная теплопроводность κ_L уменьшается вследствие рассеяния фононов на межкуристаллитных границах. Кроме того, уменьшение κ_L связано с рассеянием на собственных акцепторных антиструктурных дефектах висмута на местах теллура Bi_{Te} и на примесных дефектах при замещениях атомов $\text{Sb} \rightarrow \text{Bi}$ [13,14], а

вблизи комнатной температуры возрастает вклад фононо-фононного рассеяния [15,16]. Дополнительное уменьшение решеточной теплопроводности происходит за счет рассеяния фононов на границах слоев Te(1) ван-дер-ваальсовых щелей, которые образуют сверхрешетку [17].

Рассмотренные свойства ТИ, определяющие увеличение коэффициента Зеебека и снижение теплопроводности, обеспечивают рост термоэлектрической эффективности в халькогенидных пленках, несмотря на снижение электропроводности.

В настоящей работе исследованы термоэлектрические свойства пленок ТИ $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ субмикронной толщины, сформированных методами дискретного и термического испарения с использованием различных подложек и термической обработки. Анализ свойств, определяющих термоэлектрическую эффективность, проводился с учетом эффективного параметра рассеяния r_{eff} , который определяет зависимость времени релаксации от энергии.

2. Технология получения и структура пленок

Поликристаллические пленки твердых растворов $(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_3$ были сформированы на подложках из слюды и полиимида методами дискретного и термического испарения в изотермической камере, которая обеспечивала вакуум $1 \cdot 10^{-6}$ mmHg и однородность температуры в плоскости подложки. Для получения пленок методом термического испарения исходная шихта материала засыпалась в кварцевый тигель, разогреваемый излучением молибденовой спирали. Скорость осаждения пленок составляла 10–15 Å/s. При дискретном испарении порошок исходного материала с размерами зерен $10 \mu\text{m}$ подавался в разогретый кварцевый тигель малыми порциями и мгновенно испарялся. Оптимальными для получения пленок $(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_3$ являются температуры испарителя в интервале 800–850°C и температура подложки 250–300°C.

Термоэлектрики на основе Bi_2Te_3 имеют ромбоэдрическую кристаллическую структуру, которая состоит из плоских анизотропных слоев, образующих квинтеты, разделенные щелями ван дер Ваальса [18]. Квинтеты $(-\text{Te}^{(1)}-\text{Bi}-\text{Te}^{(2)}-\text{Bi}-\text{Te}^{(1)})$ связаны между собой слабыми силами ван дер Ваальса, что является причиной легкого расслоения термоэлектриков по плоскостям (0001), которые перпендикулярны кристаллографической оси третьего порядка c . В твердых растворах $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ атомы Sb замещают атомы Bi в квинтетах. В полученных поликристаллических пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ поверхность (0001) имеет минимальную величину свободной энергии, поэтому зародыши халькогенидов Bi и Sb формируются с преимущественной ориентацией по оси c перпендикулярно плоскости подложки [19,20].

Исследования термоэлектрических свойств пленок проводились в изотермической камере криостата при $P = 10^{-6}$ mmHg. Электропроводность измеряли в геометрии ван дер Пау при постоянном токе, направленном вдоль поверхности пленки (0001). При измерении коэффициента Зеебека дифференциальным методом рабочий градиент температуры был равен около 4°C/cm. При измерении коэффициента теплопроводности по методике, представленной в [21], сначала определяется теплопроводность подложки, на которую наносится вспомогательный слой с высоким тепловым сопротивлением, который имеет S-образную форму для уменьшения шунтирования теплового потока. Затем после напыления пленки на подложку такой же вспомогательный слой наносился на пленку. Коэффициент теплопроводности пленки рассчитывался по разности между теплопроводностями системы пленка-подложка и подложка.

3. Энергетическая зависимость времени релаксации

Анализ термоэлектрических свойств пленок $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ проводился с учетом эффективного параметра рассеяния носителей заряда, который определяет зависимость времени релаксации от энергии в виде $\tau = \tau_0 E^r$, где постоянная τ_0 не зависит от энергии E , а r — текущее значение эффективного параметра рассеяния r_{eff} [22]. Параметр r_{eff} вместе с приведенным уровнем Ферми η были определены методом наименьших квадратов из экспериментальных значений коэффициента Зеебека $S(r, \eta)$ и параметра вырождения $\beta(r, \eta)$. Параметр $\beta(r, \eta) = I_1^2 / (I_0 \cdot I_2)$ был рассчитан в рамках многодолинной модели энергетического спектра для изотропного рассеяния носителей заряда из выражений изотропных множителей проводимости I_0 , холловской проводимости I_1 и магнетопроводимости I_2 [22].

В пленках субмикронной толщины, исследованных в работе, существует вклад объемного квадратичного спектра в энергетическую зависимость времени релаксации $\tau(E)$ [22] и вклад линейной составляющей за счет поверхностных состояний [6,7], поэтому рассеяние носителей описывается параметром r_{eff} , который учитывает эффективную зависимость $\tau(E)$, включающую как квадратичный, так и линейный спектры.

Как показано на рис. 1, параметр $|r_{\text{eff}}|$ возрастает с ростом коэффициента Зеебека, что указывает на усиление зависимости $\tau(E) \propto E^{r_{\text{eff}}}$ в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, полученных при различных технологических параметрах.

Наиболее близкая к предельному значению ($\tau(E) \propto E^{-1}$) величина r_{eff} (рис. 1, кривая 1) была получена в неотожженной пленке $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при дискретном испарении на полиимидную подложку при $r_{\text{eff}} = (-0.925) - (-0.77)$. В подобных пленках точка Дирака располагается вблизи края валентной зоны по данным сканирующей туннельной спектроскопии [23]

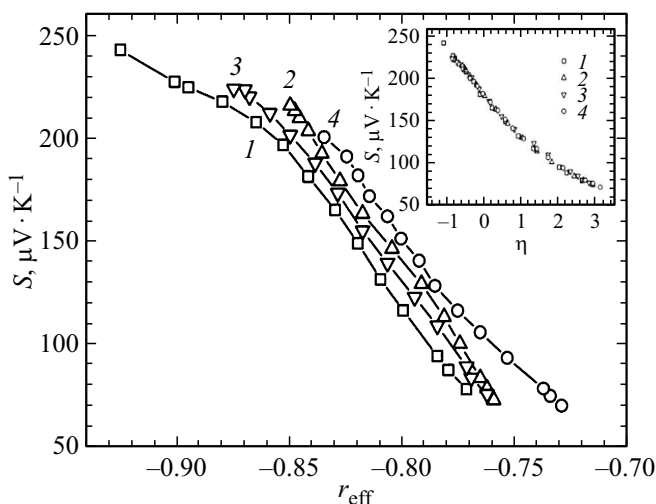


Рис. 1. Зависимости коэффициента Зеебека S от эффективного параметра рассеяния носителей заряда (r_{eff}) и приведенного уровня Ферми η (вставка) в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Кривая 1 — дискретное испарение, подложка полиимид, неотожженный; 2 — дискретное испарение, полиимид, отоженный; 3 — дискретное испарение, подложка слюда, отоженный; 4 — термическое испарение, полиимид, неотожженный.

и зависимость $\tau(E)$ становится близкой к предельной. Отличие r_{eff} от -1 в пленках на рис. 1 может быть связано с флуктуациями, возникающими из-за влияния объемных носителей [5,24]. При этом была обнаружена зависимость, согласно которой уменьшение параметра $|r_{\text{eff}}|$ сопровождается снижением коэффициента Зеебека в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, сформированных при различных способах осаждения и термической обработки (рис. 1).

4. Коэффициент Зеебека, электропроводность и фактор мощности

Исследования термоэлектрических свойств в зависимости от температуры проводились на пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ толщиной $t = (1.5\text{--}2)\ \mu\text{m}$. Поверхностные состояния фермионов Дирака могут наблюдаться в образцах толщиной в сотни нанометров [25] и даже в образцах толщиной в несколько микрон [5,26] вследствие большой величины квантовой фазовой когерентности l_ϕ по сравнению с длиной свободного пробега фермионов l_F . В исследованных пленках ТИ $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ существование поверхностных состояний фермионов Дирака подтверждено исследованиями дифференциальной туннельной проводимости методом сканирующей туннельной спектроскопии [23], согласно которым поверхностная концентрация фермионов достигает $n_s = 4 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-2}$.

На рис. 2, кривые 1–4 и 6–8, приведены температурные зависимости коэффициента Зеебека S и электропро-

водности σ в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, сформированных при различных технологических параметрах, и зависимости $S(T)$ и $\sigma(T)$ в объемном образце (рис. 2, кривые 5, 10) того же состава, полученном методом вертикального зонного выравнивания.

По сравнению с объемным образцом в пленках зависимости $S(T)$ ослабевают, особенно при температурах ниже T_D , а величины S возрастают (рис. 2). Наибольший коэффициент Зеебека S наблюдается в неотожженной слоистой пленке при дискретном испарении на полиимидную подложку (рис. 2, кривая 1). В отоженной пленке, полученной при тех же условиях (рис. 2, кривая 2), коэффициент Зеебека уменьшается во всем измеренном температурном интервале. Использование подложки из слюды при дискретном испарении в отоженной пленке приводит к небольшому снижению величины S (рис. 2, кривая 3). Значительное уменьшение коэффициента Зеебека было получено в неотожженной пленке осажденной термическим испарением на полиимидную подложку (рис. 2, кривая 4).

Температурные зависимости $S(T)$ (рис. 2) в пленках ТИ при изменении технологии определяются эффектом фильтрации носителей заряда по энергиям [4,5,9] при рассеянии носителей на интерфейсах зерен в поликристаллических слоистых пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. При этом величина $|r_{\text{eff}}|$ в выражении $\tau(E) \propto E^{r_{\text{eff}}}$ возрастает, что соответствует увеличению коэффициента Зеебека S (рис. 1 и 2).

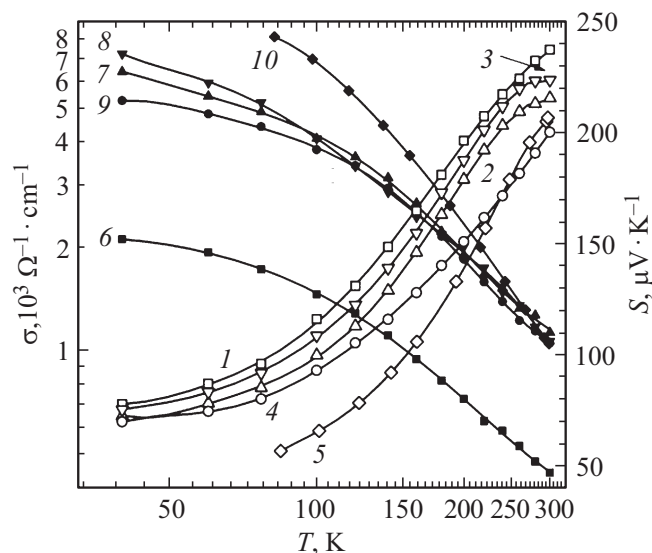


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Зеебека S (кривые 1–4) и электропроводности σ (6–9) в пленках твердого раствора $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и объемном образце того же состава S (5) и σ (10). 1, 6 — дискретное испарение, подложка — полиимид, неотожженный; 2, 7 — дискретное испарение, полиимид, отоженный; 3, 8 — дискретное испарение, подложка — слюда, отоженный; 4, 9 — термическое испарение, полиимид, неотожженный; 5, 10 — объемный образец, полученный методом вертикального зонного выравнивания.

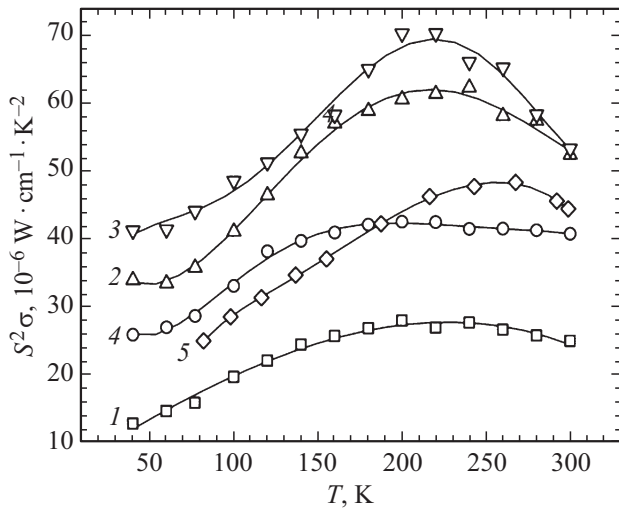


Рис. 3. Температурная зависимость фактора мощности $S^2\sigma$ в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Кривая 1 — дискретное испарение, подложка полиимид, неотожженный; 2 — дискретное испарение, полиимид, отоженный; 3 — дискретное испарение, подложка слюда, отоженный; 4 — термическое испарение, полиимид, неотожженный; 5 — объемный образец, полученный методом вертикального зонного выравнивания.

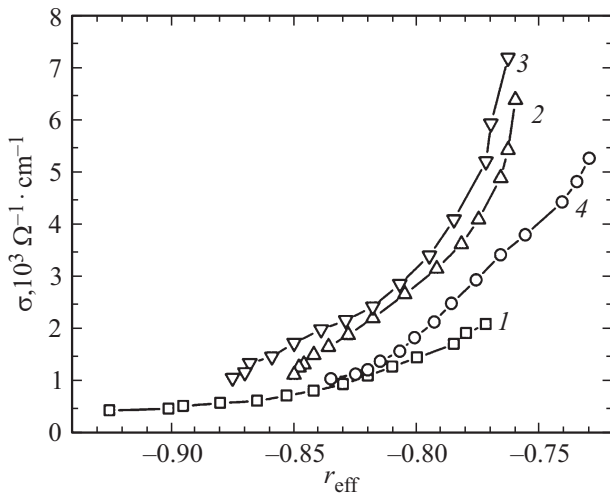


Рис. 4. Зависимости электропроводности σ от параметра рассеяния r_{eff} в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Обозначения образцов — как на рис. 1.

В пленке наиболее высокая электропроводность наблюдалась при дискретном осаждении на слюду и последующем отжиге (рис. 2, кривая 8). Коэффициент Зеебека в этой пленке снижался незначительно (рис. 2, кривая 3) по сравнению с неотоженной пленкой на полиимидной подложке (рис. 2, кривая 1). В объемном твердом растворе $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ электропроводность была выше и зависимость $\sigma(T)$ более резкая во всем температурном интервале, чем в пленках. (рис. 2, кривые 6–10).

Высокая электропроводность $\sigma(T)$ (рис. 2, кривая 8) обеспечивает повышение фактора мощности (рис. 3,

кривая 3) в отоженной пленке на слюде, в то время как в неотоженной пленке на полиимиде с низкой электропроводностью фактор мощности резко снижается (рис. 3, кривая 1). Варьирование технологических параметров формирования пленок приводит к оптимизации процессов рассеяния, влияя на зависимость электропроводности σ от параметра r_{eff} (рис. 4).

Высокую электропроводность и фактор мощности в отоженной пленке на слюде (рис. 2, кривая 8; рис. 3, кривая 3) при значениях r_{eff} от -0.763 до -0.875 , которые являются оптимальными (рис. 4, кривая 3), можно объяснить увеличением вклада поверхностной электропроводности в соответствии с [5,26]. Наибольшее увеличение r_{eff} по модулю от -0.772 до -0.925 (рис. 4, кривая 1) было получено в неотоженной пленке на полиимиде с низкими величинами σ и фактора мощности (рис. 2, кривая 6; рис. 3, кривая 1), объясняется уменьшением поверхностной электропроводности [5,26]. В объемном образце $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ параметр r_{eff} был ниже по модулю, чем в пленках и равен -0.75 и -0.78 при температурах 77 и 300 К [27].

5. Теплопроводность

Полная теплопроводность κ пленок $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ может быть представлена в виде $\kappa = \kappa_L + \kappa_e$, где κ_L и κ_e — теплопроводность кристаллической решетки и электронная теплопроводность соответственно. В соответствии с законом Видемана-Франца электронная теплопроводность κ_e и электропроводность σ связаны как $\kappa_e = L(r, \eta) \cdot \sigma T$, где $L(r, \eta)$ — число Лоренца. Расчеты $L(r, \eta)$ были выполнены с учетом параметра рассеяния $r_{\text{eff}}(\eta)$ (рис. 4).

Значительное уменьшение κ и κ_L в пленках, сопровождающееся ослаблением температурных зависимостей $\kappa(T)$ и $\kappa_L(T)$, наблюдалось при дискретном осаждении пленок $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ (рис. 5 и 6, кривые 1, 2) на полиимидную подложку. При этом наибольшее снижение κ и κ_L во всем исследованном диапазоне температур было получено в неотоженной пленке (рис. 5 и 6, кривые 1).

Величины κ и κ_L возрастают, и наклоны зависимостей $\kappa(T)$ и $\kappa_L(T)$ становятся более резкими в области низких температур в отоженных пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, нанесенных методом дискретного испарения на слюдяные подложки (рис. 5 и 6, кривые 3). Высокие значения κ и κ_L также наблюдались в неотоженных пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, сформированных термическим испарением на полиимидной подложке (рис. 5 и 6, кривые 4). Значения полной κ и решеточной κ_L теплопроводности (рис. 5 и 6) хорошо согласуются с данными для пленок, нанесенных на полиимидные подложки методом термического испарения [28], и для композиционных твердых растворов $p\text{-Bi}_{0.52}\text{Sb}_{1.48}\text{Te}_3$ [5].

Температурные зависимости электронной теплопроводности κ_e (рис. 6, вставка) определяются электропроводностью $\sigma(T)$ (рис. 2), которая состоит из поверхност-

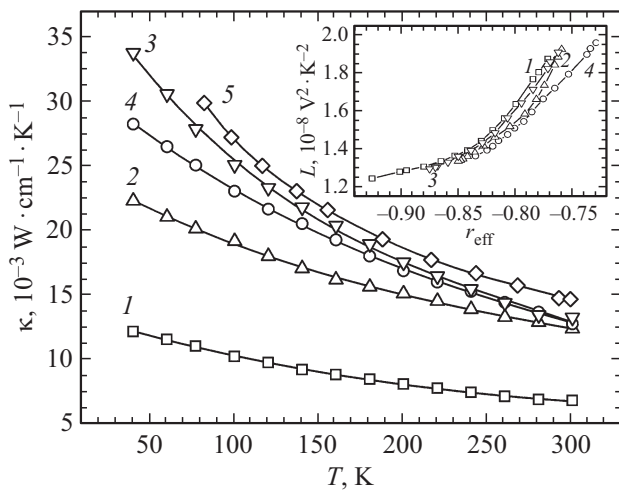


Рис. 5. Температурные зависимости полной теплопроводности κ пленок (кривые 1–4) и (5) объемного образца $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. На вставке — зависимость числа Лоренца L от параметра рассеяния r_{eff} в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Обозначения образцов — как на рис. 4.

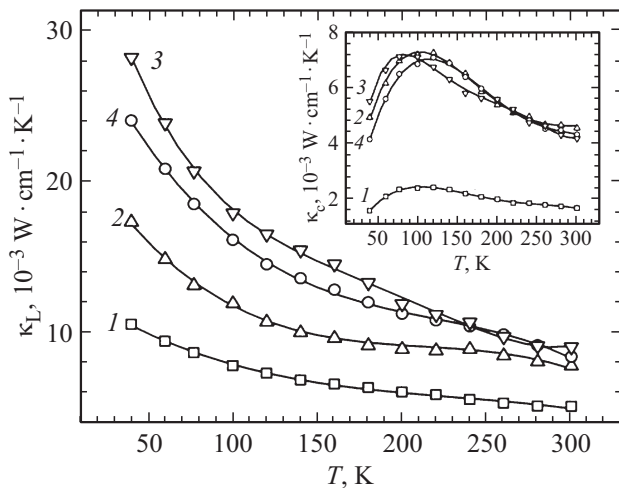


Рис. 6. Температурные зависимости решеточной κ_L (кривые 1–4) и электронной теплопроводности κ_e (1–4 на вставке) пленок $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Обозначения образцов — как на рис. 1.

ной металлической и объемной электропроводности, и также зависит от числа Лоренца $L(r_{\text{eff}}, \eta)$ (рис. 5, вставка). При низких температурах увеличение κ_e в интервале от 40 до 80 К (рис. 6, вставка, кривые 2–4) сопровождается значительным уменьшением наклонов зависимостей $\sigma(T)$ по сравнению с интервалом 100–300 К (рис. 2), при этом $d \ln \sigma / d \ln T = 0.1$ в интервале температур $T = (40\text{--}80)$ К и $d \ln \sigma / d \ln T = (1\text{--}1.2)$ при $T = (100\text{--}300)$ К.

Характер изменения $\sigma(T)$ объясняется увеличением вклада поверхностной металлической электропроводности вследствие оптимизации рассеяния электронов на

собственных антиструктурных дефектах Bi_{Te} и примесных дефектах замещения $\text{Sb} \rightarrow \text{Bi}$ в твердом растворе $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при изменении технологии формирования пленок. Кроме того, особенность на зависимостях $\kappa_e(T)$ при низких температурах в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ объясняется усилением энергетической зависимости времени релаксации τ за счет роста $|r_{\text{eff}}|$, который использовался при расчете числа Лоренца (рис. 3 и 5, вставки).

6. Термоэлектрическая эффективность

Наиболее высокая термоэлектрическая эффективность Z наблюдается в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, сформированных дискретным испарением на подложках полиимида (рис. 7, кривая 2) и слюды (рис. 7, кривая 3), которые подвергались термической обработке.

В интервале температур 200–300 К величины Z в этих пленках близки (рис. 7, кривые 2, 3), максимальное значение эффективности составляет $Z_{\text{max}} = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 240$ К, и среднее значение равно $\langle Z \rangle = 4.35 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Увеличение Z в интервале $T = (200\text{--}300)$ К в пленке на полиимиде определяются низкими полной κ и решеточной теплопроводностью κ_L , (рис. 5–7, кривые 2), а в пленке на слюде связано с ростом коэффициента Зеебека и параметра мощности во всем исследованном температурном интервале (рис. 2 и 4, кривые 3). С понижением температуры при $T < 200$ К эффективность Z увеличивается в пленке на полиимидной подложке из-за роста фактора мощности и значительного снижения величин κ и κ_L (рис. 4–7, кривые 2). Средние значения $\langle Z \rangle$ в интервале температур 100–200 К в пленках равны $(3.2 \cdot 2.8) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, соответственно (рис. 7, кривые 2, 3). При низких температурах $T < 160$ К близкие величины Z были получены при дискретном осаждении неотожженных пленок на

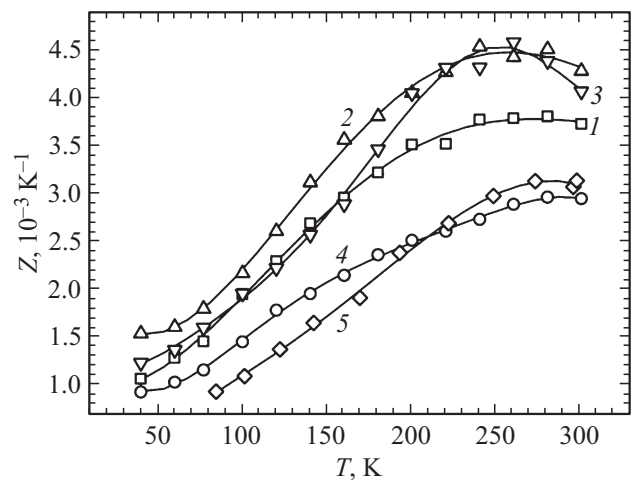


Рис. 7. Температурная зависимость термоэлектрической эффективности Z в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Обозначения образцов — в соответствии с рис. 4.

полиимиде и отожженных пленок на слюде (рис. 7, кривые 1, 3). Однако с повышением температуры в неотожженной пленке на полиимиде эффективность Z уменьшается до $Z_{\max} = 3.75 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 260 \text{ K}$ из-за снижения электропроводности, несмотря на низкую теплопроводность (рис. 2 и 5–7, кривые 1).

В неотожженной пленке на полиимиде, полученной термическим испарением, эффективность снижается до $Z_{\max} = 3.25 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$ (рис. 7, кривая 4) вследствие роста полной κ и решеточной κ_L теплопроводности, уменьшения коэффициента Зеебека и фактора мощности (рис. 2, 3, 5 и 6, кривые 4).

Проведенный анализ температурных зависимостей термоэлектрической эффективности показал, что значения Z возрастают в пленках $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при оптимальных значениях r_{eff} (рис. 1 и 4), которому соответствует оптимальная зависимость времени релаксации от энергии $\tau(E) \propto E^{r_{\text{eff}}}$. В интервале температур 200–300 К рост Z наблюдается в отожженных пленках, полученных дискретным испарением на подложках полиимида и слюды (рис. 7, кривые 2, 3) при оптимальных величинах $r_{\text{eff}} = (-0.875) - (-0.83)$. В области низких температур в интервале 100–200 К увеличение эффективности Z было получено в пленке $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ при дискретном осаждении на полиимид (рис. 7, кривая 2) при $r_{\text{eff}} = (-0.84) - (-0.785)$.

7. Заключение

В пленках ТИ $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, сформированных на подложках полиимида и слюды методами дискретного осаждения и термического испарения, проведены исследования термоэлектрических свойств в интервале температур 40–300 К. Установлен интервал изменения эффективного параметра рассеяния r_{eff} в энергетической зависимости времени релаксации $\tau(E) \propto E^{r_{\text{eff}}}$, в котором получено повышение термоэлектрической эффективности Z . Оптимальные величины параметра $r_{\text{eff}} = (-0.875) - (-0.83)$ для температурного интервала (200–300) К; в области низких температур 100–200 К параметр $r_{\text{eff}} = (-0.84) - (-0.785)$.

Показано, что при оптимальных величинах параметра r_{eff} наиболее высокая термоэлектрическая эффективность $Z_{\max} = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 240 \text{ K}$ наблюдается в отожженных пленках, сформированных дискретным осаждением на подложки из полиимида и слюды. В пленке на полиимиде рост Z при оптимальных значениях r_{eff} определяется низкой теплопроводностью, а в пленке на слюде — увеличением коэффициента Зеебека и параметра мощности. Рост коэффициента Зеебека, связанный с эффектом энергетической фильтрации носителей, сопровождается увеличением параметра рассеяния $|r_{\text{eff}}|$, на который оказывают влияние как объемные, так и поверхностные носители.

Увеличение параметра r_{eff} по сравнению с оптимальными значениями сопровождается снижением эффек-

тивности до $Z_{\max} = 3.75 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 260 \text{ K}$ за счет уменьшения электропроводности в неотожженной пленке при дискретном осаждении на полиимидную подложку. При величинах r_{eff} меньше оптимальных значений в неотожженной пленке на полиимиде, полученной термическим испарением, эффективность снижается до $Z_{\max} = 3.25 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ при $T = 300 \text{ K}$ из-за роста теплопроводности.

Конфликт интересов

Авторы декларируют отсутствие конфликтов интересов.

Список литературы

- [1] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 4, 3045 (2010).
- [2] Y.L. Chen, J.G. Analytis, J.-H. Chu, Z.K. Liu, S.-K. Mo, X.L. Qi, H.J. Zhang, H. Lu, X. Dai, Z. Fang, S.C. Zhang, I.R. Fisher, Z. Hussain, Z.-X. Shen. *Sci.* **325**, 5937, 178 (2009).
- [3] M.J. Gilbert. *Commun. Phys.* **4**, 1, 70 (2021).
- [4] J.P. Heremans, R.J. Cava, N. Samarth. *Nature Rev. Mater.* **2**, 10, 17049 (2017).
- [5] S.Y. Matsushita, K. Ichimura, K.K. Huynh, K. Tanigaki. *Phys. Rev. Mater.* **5**, 1, 014205 (2021).
- [6] K. Nomura, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 7, 076602 (2007).
- [7] K. Nomura, M. Koshino, S. Ryu. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 14, 146806 (2007).
- [8] T.-H. Liu, J. Zhou, M. Li, Z. Ding, Q. Song, B. Liao, L. Fu, G. Chen. *Proc. Natl. Acad. Sci.* **115**, 5, 879 (2018).
- [9] J. Zhou, X. Li, G. Ghen, R. Yang. *Phys. Rev. B* **82**, 11, 115308 (2010).
- [10] N. Xu, Y. Xu, J. Zhu. *npj Quantum Mater.* **2**, 1, 51 (2017).
- [11] J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, J. Wen, X. Feng, K. Li, M. Liu, K. He, L. Wang, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma, Y. Wang. *Nature Commun.* **2**, 1, 574 (2011).
- [12] T. Knispel, W. Jolie, N. Borgwardt, J. Lux, Z. Wang, Y. Ando, A. Rosch, T. Michely, M. Grüninger. *Phys. Rev. B* **96**, 19, 195135 (2017).
- [13] H. Nam, Y. Xu, I. Miotkowski, J.F. Tian, Y.P. Chen, C. Liu, M.Z. Hasan, W.G. Zhu, G.A. Fiete, C.-K. Shih. *J. Phys. Chem. Solids* **128**, 251 (2019).
- [14] J. Zheng, Y. Kodera, X. Xu, S. Shin, K.M. Chung, T. Imai, R.V. Ilnfeldt, J.E. Garay, R. Chen. *J. Appl. Phys.* **130**, 23, 235106 (2021).
- [15] P. Puneet, R. Podila, M. Karakaya, S. Zhu, J. He, T.M. Tritt, M.S. Dresselhaus, A.M. Rao. *Sci. Rep.* **3**, 1, 3212 (2013).
- [16] B. Poudel, Q. Hao, Y. Ma, Y. Lan, A. Minnich, B. Yu, X. Yan, D. Wang, A. Muto, D. Vashaee, X. Chen, J. Liu, M.S. Dresselhaus, G. Chen, Z. Ren. *Sci.* **320**, 5876, 634 (2008).
- [17] K.H. Park, M. Mohamed, Z. Aksamija, U. Ravaioli. *J. Appl. Phys.* **117**, 1, 015103 (2015).
- [18] M.H. Francombe. *Brit. J. Appl. Phys.* **9**, 10, 415 (1958).
- [19] D.L. Medlin, Q.M. Ramasse, C.D. Spataru, N.Y.C. Yang. *J. Appl. Phys.* **108**, 4, 043517 (2010).
- [20] N. Virk, O.V. Yazyev. *Sci. Rep.* **6**, 1, 20220 (2016).
- [21] Ю.А. Бойков, Б.М. Гольцман, С.Ф. Синенко. *ПТЭ* **2**, 230 (1975).

- [22] L.N. Lukyanova, Y.A. Boikov, V.A. Danilov, O.A. Usov, M.P. Volkov, V.A. Kutasov. *Semicond. Sci. Technol.* **30**, 1, 015011 (2015).
- [23] L.N. Lukyanova, I.V. Makarenko, O.A. Usov, P.A. Dementev. *Semicond. Sci. Technol.* **33**, 5, 055001 (2018).
- [24] T. Chiba, S. Takahashi. *J. Appl. Phys.* **126**, 24, 245704 (2019).
- [25] Y.L. Chen, J.-H. Chu, J.G. Analytis, Z.K. Liu, K. Igarashi, H.-H. Kuo, X.L. Qi, S.K. Mo, R.G. Moore, D.H. Lu, M. Hashimoto, T. Sasagawa, S.C. Zhang, I.R. Fisher, Z. Hussain, Z.X. Shen. *Sci.* **329**, 5992, 659 (2010).
- [26] Y. Xu, I. Miotkowski, C. Liu, J. Tian, H. Nam, N. Alidoust, J. Hu, C.-K. Shih, M.Z. Hasan, Y.P. Chen. *Nature Phys.* **10**, 12, 956 (2014).
- [27] Л.Н. Лукьянова, В.А. Кутасов, В.В. Попов, П.П. Константинов. *ФТТ* **46**, 8, 1366 (2004). [L.N. Lukyanova, V.A. Kutasov, V.V. Popov, P.P. Konstantinov. *Phys. Solid State* **46**, 8, 1404 (2004)].
- [28] L.M. Goncalves, C. Couto, P. Alpuim, A.G. Rolo, F. Völklein, J.H. Correia. *Thin Solid Films* **518**, 10, 2816 (2010).

Редактор Е.В. Толстякова