13,15

Влияние магнитного поля на термоэлектрические свойства композита на основе $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ с ферромагнитным наполнителем (Co)

© А.Б. Батдалов[1], А.А. Мухучев[1], М.Н. Япрынцев[2], О.Н. Иванов[2], В.В. Ховайло[3]

[1] Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН,
Махачкала, Россия
[2] Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, Россия
[3] Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“,
Москва, Россия

E-mail: mukhuch87@mail.ru

Поступила в Редакцию 27 июня 2025 г.
В окончательной редакции 21 октября 2025 г.
Принята к публикации 22 октября 2025 г.

Приведены результаты исследования влияния магнитного поля на теплопроводность, термоэдс и электросопротивление композита на основе термоэлектрика $Bi_2Te_{2.1S}e_{0.9}$ (матрица) и магнитоупорядоченного наполнителя (кобальт). Показано, что введение небольшого количества атомов Co (0.33 wt.%) в матрицу термоэлектрика приводит к значительному росту термоэлектрической добротности ZT ($\sim 40\,\%$). Анализ температурной и магнитополевой зависимости электросопротивления композита указывает на электрическую неоднородность композита. Магнитное поле приводит к росту электросопротивления, уменьшению термоэдс и теплопроводности, которые в итоге приводят к незначительному уменьшению термоэлектрической добротности.

Ключевые слова: Термоэлектрики, магнитное поле, температура, термоэлектрическая добротность.

DOI: 10.61011/FTT.2025.10.61981.171-25

1. Введение

В настоящее время термоэлектрические преобразователи энергии находят применение только в специфических случаях, когда другие способы получения энергии трудно реализуемы. Это обусловлено прежде всего тем, что существующие термоэлектрические устройства имеют низкий коэффициент полезного действия (КПД) $6-8\,\%$ и по этой причине их применение является экономически невыгодным. Для того, чтобы термоэлектрические устройства стали востребованными на практике, необходимо существенно повысить их эффективность, которая прямо связана с так называемой термоэлектрической добротностью ZT, имеющей следующий вид $ZT = S^2\sigma T/(k_p + k_e)$, где S — коэффициент Зеебека или термоэдс, σ — электропроводность, T — абсолютная температура, k_p и k_e — решеточная и электронная составляющие полной теплопроводности, соответственно. Произведение $S^2\sigma$ называется фактором мощности PF. В настоящее время применяемые на практике (например, в радиоизотопных термоэлектрических генераторах) термоэлектрические материалы имеют значения $ZT \leq 1$. Увеличение ZT до $2-3$ позволило бы увеличить КПД преобразователя до значений, оправдывающих их коммерческое производство. По оценке авторов [1], при $ZT = 3-4$ стоимость энергии, полученной с помощью термоэлектрических преобразователей, будет сопоставима по стоимости с энергией, вырабатываемой по традиционным технологиям.

Поиску путей повышения эффективности термоэлектрических преобразователей исследователи уделяют огромное внимание на протяжении последних десятилетий, и несколько исследовательских групп сообщили о достижении $ZT \geq 2$ в халькогенидных термоэлектрических материалах (см. обзорные работы [2,3]). Необходимо отметить, однако, что эти разработки все еще находятся на стадии лабораторных исследований. Современное состояние исследований широкого спектра термоэлектрических материалов регулярно обобщается в обзорных работах (см. например [3–7]).

Из выражения для ZT следует, что термоэлектрическая добротность может быть повышена как за счет увеличения фактора мощности $S^2\sigma$, так и путем уменьшения теплопроводности материала. Однако параметры, характеризующие эффективность термоэлектрика, невозможно оптимизировать отдельно: они взаимосвязаны и при улучшении одного параметра второй, как правило, ухудшается. К настоящему времени предложен ряд подходов, которые позволяют значительно понизить теплопроводность решетки k_p без существенного уменьшения фактора мощности PF. Одним из эффективных методов уменьшения k_p является введение металлических или полупроводниковых наночастиц в термоэлектрическую матрицу, которые эффективно вза-

имодействуют с фононами. Такие неоднородности (наночастицы) могут эффективно рассеивать фононы, длины волн которых также лежат в нанометровом диапазоне, что приводит к значительному уменьшению k_p. Такой подход позволил существенно повысить ZT некоторых термоэлектриков [8–10].

Однако возможности улучшения ZT путем уменьшения теплопроводности решетки не безграничны: существуют предельные минимальные значения решеточной теплопроводности твердого тела, которые определяются его структурой. Поэтому параллельно надо искать и другие пути повышения ZT. Как отмечалось выше, наноструктурирование является одним из эффективных способов увеличения термоэлектрической добротности материалов. При этом добротность растет не только за счет усиления рассеяния фононов на границах раздела, но и благодаря механизму энергетической фильтрации носителей заряда, приводящей к увеличению коэффициента Зеебека. К такому же результату приводит и изменения плотности состояния электронов проводимости вблизи уровня Ферми в результате локализации носителей зарядов [11].

Экспериментальные результаты, опубликованные в ряде недавних работ [12–20], свидетельствуют о том, что магнитные взаимодействия могут оказывать положительный эффект на термоэлектрические свойства материалов. Так, в работе [12] было показано, что взаимодействие между носителями заряда и магнитными моментами в халькопирите $CuFeS_2$ приводит к росту коэффициента Зеебека S за счет увеличения эффективной массы носителей заряда, что в свою очередь ведет к существенному росту как PF, так и ZT. Кроме того, в ряде работ [13–20] было показано, что если в качестве наполнителя, внедряемого в термоэлектрическую матрицу, использовать магнитоупорядоченные включения, то наблюдается существенный рост термоэлектрической добротности. Необходимо, однако, отметить, что физический механизм, предложенный для объяснения увеличения ZT в данном случае, до конца не выяснен. Внести некоторую ясность в этот вопрос помогут исследования термоэлектрических свойств в магнитных полях. В силу того, что все параметры, определяющие ZT (теплопроводность, термоэдс, электропроводность), могут зависеть от магнитного поля естественно ожидать, что магнитное поле окажет определенное воздействие на ZT. Наглядным подтверждением данного предположения являются результаты работы [21], в которой показано, что в монокристаллических образцах сплава Bi−Sb наблюдается значительный рост ZT в относительно слабых (до 7 kOe) магнитных полях при низких (азотных) температурах. Отметим, что существенное влияние магнитной подсистемы на термоэлектрические свойства хорошо известно для оксидных соединений, таких как Na_xCoO_2 и $Ca_3Co_4O_9$, но эти исследования ограничивались измерениями термоэдс и электропроводности в магнитных полях (см. обзорные работы [22,23]). Исключение составляет публикация [24], в которой приводятся результаты исследования влияния магнитного поля на термоэлектрическую добротность ZT Cr-замещенных манганитов $La_{0.65}Bi_{0.2}Sr_{0.15}CoO_3$. Было показано, что ZT сильно зависит от содержания Cr, но влияние магнитного поля на ZT оказалось слабым.

Теллурид висмута и соединения на его основе являются лучшими низкотемпературными термоэлектриками и поэтому исследователи продолжают уделять большое внимание композитам на их основе. Целью данного исследования является установление характера влияния магнитного поля на термоэлектрическую добротность композита, в котором в качестве матрицы выступает соединение $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$, а в качестве наполнителя — ферромагнитный кобальт. Результаты таких исследований будут способствовать лучшему пониманию физических процессов, определяющих термоэлектрическую добротность композитов и влияния на них магнитоупорядоченных включений.

2. Образцы и эксперимент

Для получения композита $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co вначале синтезировали исходные порошки материалов матрицы $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ и наполнителя Co. Для синтеза порошка $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ применяли полиольный метод. Прекурсоры Bi_2O_3, $NaHSeO_3$ и TeO_2 высокой степени чистоты брали в необходимом стехиометрическом соотношении и растворяли в этиленгликоле с добавлением KOH, действующим как щелочной агент. Для удаления воды, полученный раствор переливали в колбу и нагревали до температуры кипения при постоянном перемешивании. Колбу с раствором герметично закрывали обратным холодильником, выдерживали при температуре 458 K в течение 4 h и затем охлаждали до комнатной температуры. Для отделения порошка $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$, полученную суспензию центрифугировали, промывали изопропиловым спиртом и ацетоном и затем высушивали в вакуумном шкафу при температуре 373 K в течение 12 h. Для синтеза исходного порошка Co использовали метод восстановления из $Co(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$. $Co(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ и координирующий агент этиленгликоль брали в соотношении 1 : 1.5 и растворяли с добавлением щелочи KOH. Смесь нагревали до температуры 353 K до полного растворения прекурсоров и затем охлаждали полученный раствор до комнатной температуры. Далее в раствор медленно вводили восстанавливающий агент гидразингидрат $N_2H_4 \cdot H_2O$, реакционную смесь нагревали до температуры 353 K и выдерживали 6 h до завершения процесса восстановления $Co^{2+} \rightarrow Co^0$. Для полного удаления примесей, синтезированный порошок Co промывали изопропиловым спиртом и ацетоном. Для получения объемных образцов исследуемого композита исходные порошки материалов матрицы и наполнителя, взятые в необходимом соотношении, тщательно перемешивали в

Значения коэффициента Холла R_x, концентрации носителей заряда n, электросопротивления ρ и подвижности носителей заряда μ при $T = 77$ и 300 K

	R_x, cm^3/C		n, $10^{19}\,cm^{-3}$		ρ, $\mu\Omega \cdot cm$		μ, $cm^2/V \cdot s$	
	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K
$Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$	0.086	0.096	7.2	6.5	435	974	197	98
$Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33\,\%\,Co$	0.103	0.107	6	5.8	472	1034	218	103

планетарной мельнице в течение 30 min и консолидировали методом искрового плазменного спекания с помощью установки SPS-25/10 при давлении 40 MPa в течение 5 min при температуре спекания 598 K. В результате были получены образцы в виде цилиндров с размерами $\varnothing 20\,mm \times 15\,mm$. Результаты структурных исследований образцов $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ и $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co приведены в работах [25,26].

Образцы для измерений представляли собой плоскопараллельные прямоугольные пластины размерами $1.5 \times 3 \times 10\,mm^3$, к одному из концов которых для создания градиента температуры припаивался нагреватель, а другой конец контактировал с медным блоком, служащим теплоотводом. Нагреватель представлял собой медную катушку с плотно намотанной на нее бифилярно тонкой константановой проволокой диаметром 0.05 mm и сопротивлением 120 Ω.

Теплопроводность измерялась методом стационарного теплового потока, подробности которой описаны в монографии [27]. В качестве датчиков температуры использовались медь-константановые термопары (диаметр проволок 0.05 mm). Регулировка температуры и процесс измерения теплопроводности проводились в автоматическом режиме по программе, разработанной в лаборатории. Для уменьшения влияния излучения на результаты измерений образец помещался в радиационный экран цилиндрической формы, температура которого примерно соответствует температуре образца.

Медные ветви термопар одновременно служили для измерения термоэдс и электросопротивления. Электросопротивление измерялось четырехзондовым методом. Магнитное поле до 80 kOe генерировалось сверхпроводящим магнитом замкнутого цикла. Перепад температуры на образце в процессе измерений составлял 4–6 K. Во время измерений в камере поддерживался вакуум $\sim 1.33 \cdot 10^{-2}$ Pa.

По нашим оценкам, ошибка при измерении электросопротивления не превышала $\sim 1\,\%$, термоэдс $\sim 3\,\%$, теплопроводности $\sim 5\,\%$. Во время экспериментов магнитное поле было всегда направленно перпендикулярно направлению электрического тока и теплового потока.

3. Результаты и обсуждение

Обсудим сначала результаты исследования термоэлектрических характеристик композита $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co и матрицы $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$. Композиты представляют собой существенно неоднородные системы, состоящие из матрицы, в которую внедрены включения наполнителя. Структурно матрица представляет из себя гексагональные пластинки с размерами ~ 500 nm и толщиной ~ 100 nm, а включения типа „ядро–оболочка“ имеют характерные размеры $\sim 2-8\,\mu m$ и равномерно распределены по всему объему образца [25,26]. Принимая во внимание содержание Co в матрице 0.33 wt.%, что соответствует ~ 4 at.%, толщину оболочки $CoTe_2$ порядка $1\,\mu m$ [26], и предполагая, что усредненный диаметр включений равен $5\,\mu m$, можно предположить, что в формировании соединения $CoTe_2$ задействовано меньше половины всего кобальта.

Как видно из рис. 1, *a*, введение включений Co в матрицу ожидаемо увеличило электросопротивление по величине. Отметим, что в случае существенного недостатка Te в матрице композита за счет формирования оболочки $CoTe_2$ следовало бы ожидать понижения электросопротивления так как недостаток теллура в Bi_2Te_3 приводит к росту концентрации носителей заряда, и, как следствие, росту электропроводимости [28,29]. Зависимость $\rho(T)$ носит металлический характер, и объясняется, как и в металлах, уменьшением подвижности электронов благодаря рассеянию на фононах, концентрация которых растет с увеличением температуры. Измерения эффекта Холла при $T = 77$ K и $T = 300$ K показали, что концентрация носителей заряда слабо меняется с температурой ($n = (6.5-7.2) \cdot 10^{19}\,cm^{-3}$ для $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ и $n = (5.8-6) \cdot 10^{19}\,cm^{-3}$ для $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co), но подвижность μ уменьшается примерно в два раза (см. таблицу). Эти данные подтверждают, что рост сопротивления в данных композитах связан с уменьшением подвижности носителей заряда.

На рис. 1, *b* приведены экспериментальные кривые $k(T)$ для матрицы $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ и композита $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co. Там же приведена рассчитанная на основе соотношения Видемана–Франца электронная теплопроводность $k_e = L_0 T/\rho$, где $L_0 = 2.44 \cdot 10^{-8}\,V^2/K^2$ — Зоммерфельдовское значение числа Лоренца. На самом деле число Лоренца L для

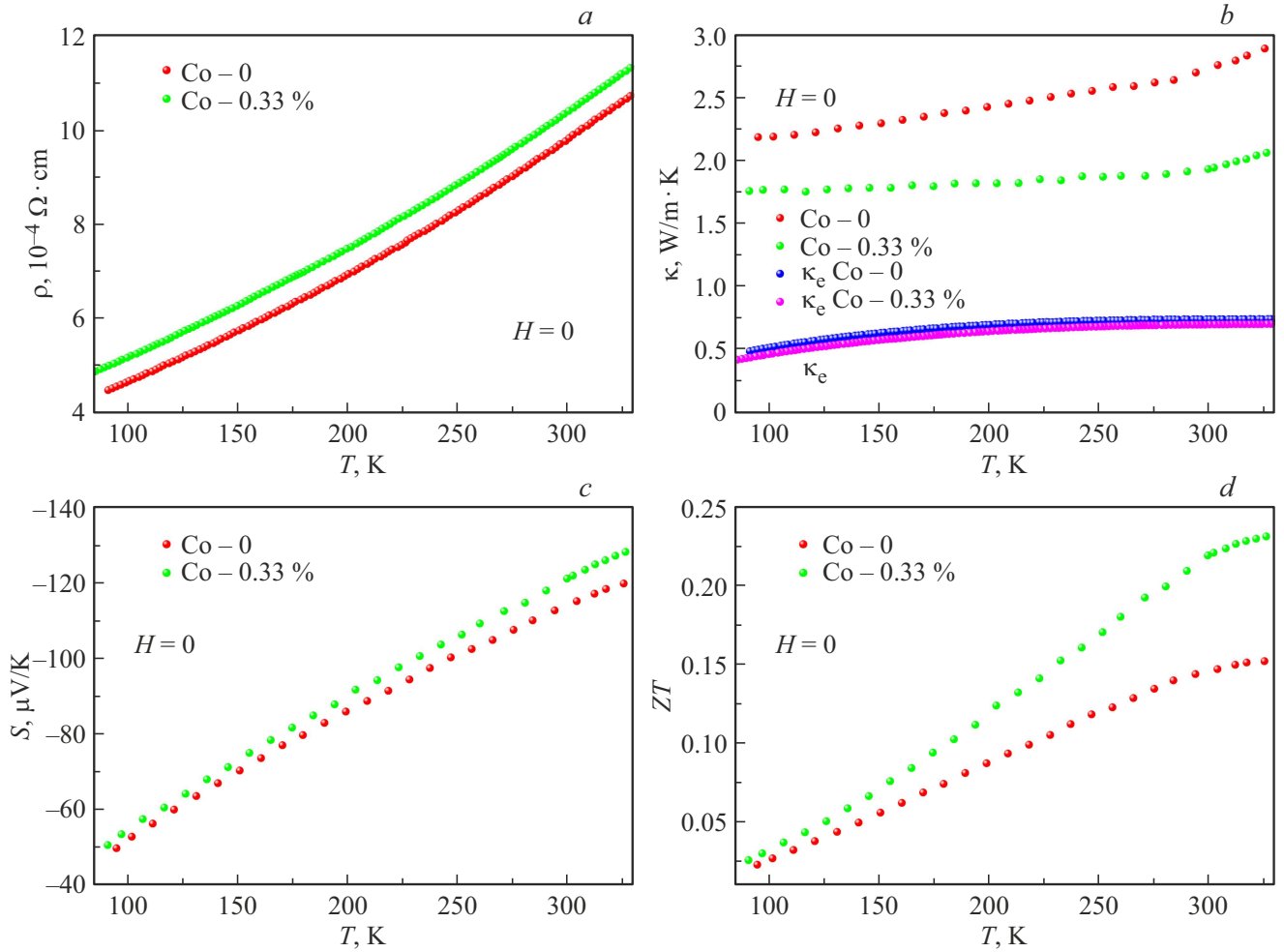

Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления (a), теплопроводности (b), термоэдс (c) и термоэлектрической добротности (d) для матрицы $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ (Co–0) и композита $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ + 0.33 wt.% Co (Co–0.33 %).

термоэлектриков может иметь несколько меньшую величину, чем L_0, и реальные значения k_e могут отличаться от приведенных нами на рис. 1, b, которые по сути являются максимальными значениями k_e. Правомочность использования соотношения Видемана–Франца для оценки k_e в термоэлектриках обсуждалась также в обзоре [1]. Эти возможные отклонения k_e от экспериментальных данных не оказывают существенного влияния на ход наших рассуждений. Из рис. 1, b также следует, что электронная доля теплопроводности составляет значительную долю от $k_{общ}$, достигая $\sim 40\,\%$ для композита и $\sim 30\,\%$ для матрицы.

Существенное понижение теплопроводности в композите Co–0.33 % по сравнению с исходным образцом Co–0 может быть обусловлено несколькими факторами: 1) усилением процессов рассеяния фононов на включениях $Co/CoTe_2$ и 2) рассеянием фононов на вакансиях теллура, которые образуются в процессе получения композита. О существенной роли вакансий в ограничении теплопроводности термоэлектрика указывали авторы работы [30]. Мы исходим из предположения, что небольшое количество вводимого наполнителя (0.33 wt.% Co) не создает достаточно высокую концентрацию вакансий, чтобы они оказывали заметное влияние на теплоперенос в композите и основной причиной понижения теплопроводности в композите Co–0.33 % является рассеяние фононов на включениях $Co/CoTe_2$.

Наноструктурирование может одновременно с уменьшением фононной теплопроводности привести и к росту коэффициента Зеебека благодаря эффекту фильтрации электронов по энергиям, заключающемся в увеличении доли носителей заряда, средняя энергия которых превышает энергию Ферми. На рис. 1, c приведен график зависимости термоэдс от температуры для обоих образцов, откуда видно, что введение маломерных ферромагнитных частиц в матрицу приводит к росту S, который наиболее очевиден в окрестности комнатной температуры.

И, наконец, на рис. 1, d приведена зависимость термоэлекрической добротности от температуры для обоих образцов. Комбинированное воздействие трех параметров, определяющих ZT и по-разному влияющих на доб-

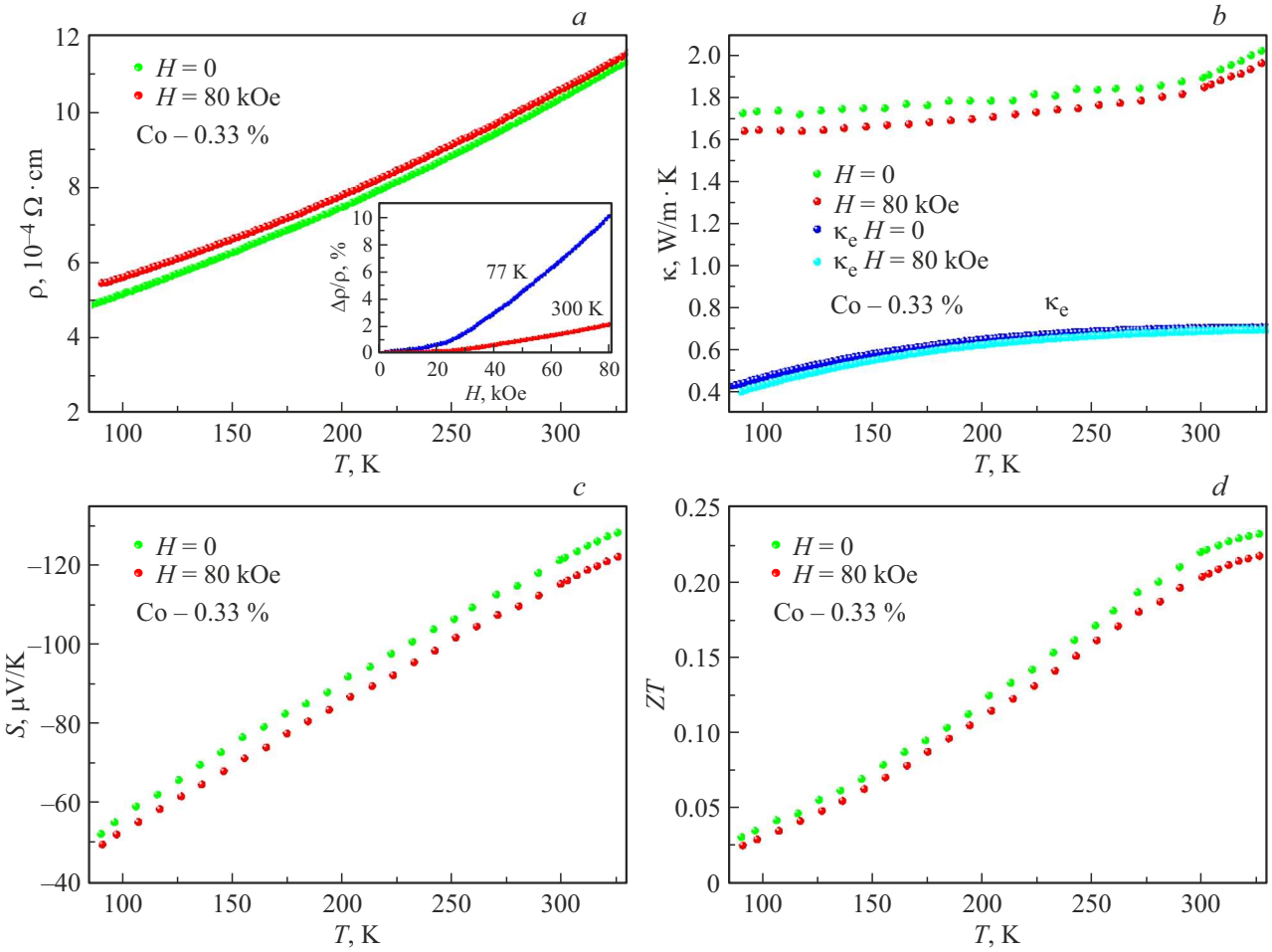

Рис. 2. График зависимости $\rho(T)$, $k(T)$, $S(T)$ и $ZT(T)$ для композита $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co в магнитном поле 80 kOe и без поля. На вставке рис. 2, *a* показаны зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ от магнитного поля, измеренные при $T = 77$ и 300 K.

ротность, приводит к значительному увеличению ZT по сравнению с матрицей без ферромагнитных включений, хотя сами значения ZT не очень высокие: 0.14 и 0.23, соответственно.

Перейдем к обсуждению результатов по выявлению влияния магнитного поля термоэлектрическую добротность композита $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9} + 0.33$ wt.% Co и собственно матрицы $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$. Выше было показано, что введение магнитоупорядоченных включений в матрицу приводит к значительному росту ZT композита. Здесь же рассмотрим, как магнитное поле влияет на ZT композита. Результаты таких исследований приведены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, *a*, во всем исследованном интервале температур наблюдается положительный магниторезистивный эффект. В общем, это ожидаемый результат: магнитное поле должно действовать на движущийся электрический заряд. Более интересным представляется магнитополевая зависимость сопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H)$, представленная на рис. 2, *a* (вставка) для двух температур. В работе [31] было показано, что введение атомов Ni в матрицу термоэлектрика Bi_2Te_3 приводит к сильной электрической неоднородности образца, соответствующая модели Париша–Литтвульда [32] (чередования областей с высокой и низкой проводимостью): положительный магниторезистивный эффект, кроссовер зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$ от квадратичной к линейной с ростом H, уменьшение величины $\Delta\rho/\rho_0$ с ростом температуры. В данном случае мы видим аналогичное поведение $\Delta\rho/\rho_0(H)$ от температуры, что может также указывать на электрическую неоднородность композита.

На рис. 2, *b* показано, как магнитное поле влияет на теплопроводность композита. Магнитное поле прямо не сказывается на фононной составляющей теплопроводности, и, очевидно, изменения k связаны с проявлением эффекта Маджи–Риги–Ледюка — уменьшением электронной составляющей теплопроводности под действием магнитного поля. Оцененное из соотношения Видемана–Франца изменение электронной теплопроводности $L_0T(1/\rho_0 - 1/\rho_H)$ и экспериментальные значения теплопроводности в магнитном поле 80 kOe и без поля являются сопоставимыми величинами и соответствуют существующим представлениям о природе влияния магнитного поля на электронную теплопроводность.

На рис. 2, *c* приведен график зависимости термоэдс от температуры в поле и без поля. Знак S указывает на электронную природу носителей тока, а вид зависимости $S(T)$ соответствует общим представлениям о зависимости диффузионной термоэдс от температуры, согласно которым S растет линейно с T. Под влиянием магнитного поля термоэдс несколько меняется (уменьшается по абсолютной величине).

Построенная на основании вышеприведенных экспериментальных данных зависимость ZT от температуры приведена на рис. 2, *d*. Из рисунка видно, что магнитное поле приводит к незначительному уменьшению ZT, что скорее всего является результатом превалирования влияния S на ZT в магнитном поле. Влияние магнитного поля на ZT матрицы $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ носит примерно такой же характер.

4. Заключение

Проведены измерения теплопроводности, термоэдс и электросопротивления композита на основе термоэлектрика $Bi_2Te_{2.1}Se_{0.9}$ и магнитоупорядоченного наполнителя (кобальт). Показано, что введение атомов Co в матрицу термоэлектрика приводит к значительным изменениям измеряемых свойств: электросопротивление растет, термоэдс растет, теплопроводность существенно уменьшается в основном благодаря появлению дополнительных центров рассеяния. Итогом таких изменений является значительный рост термоэлектрической добротности примерно на $\sim 40\,\%$. Оценки показывают, что электронный вклад в теплопроводность составляет существенную долю ($\sim 30\,\%$ для матрицы и $\sim 40\,\%$ — для композита).

Магнитное поле оказывает существенное влияние на измеряемые свойства: вызывает рост электросопротивления, уменьшение термоэдс и теплопроводности. Результатом такого воздействия является незначительное уменьшение термоэлектрической добротности.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта РНФ, № 25-29-00410.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J.R. Szczech, J.M. Higins, S. Jin. J. Mater. Chem. **21**, 4037–4055 (2011).
[2] J. He, T.M. Tritt. Science **357**, 1369 (2017).
[3] B. Hinterleitner, I. Knapp, M. Poneder, Y. Shi, H. Müller, G. Eguchi, C. Eisenmenger-Sittner, M. Stöger-Pollach, Y. Kakefuda, N. Kawamoto, Q. Guo, T. Baba, T. Mori, S. Ullah, X.-Q. Chen, E. Bauer. Nature (London) **576**, 85–90 (2019).
[4] P. Baskaran, M. Rajcesekar. RSC Adv. **14**, 21706 (2024).
[5] A.S. Ivanova, A.S. Khanina, P.A. Gostishchev, D.S. Saranin. Nanobiotechnol. Rep. **19**, S1 (2024).
[6] J. Wang, Y. Yin, C. Che, M. Cui. Energies **18**, 2122 (2025).
[7] X.-L. Shi, N.-H. Li, M. Li, Z.-G. Chen. Chem. Rev. **125**, 7525 (2025).
[8] А.В. Дмитриев, И.П. Звягин. УФН **180**, 821 (2010).
[9] Л.П. Булат, И.А. Драбкин, В.В. Каратаев, В.Б. Освенский, Д.А. Пшенай-Северин. ФТТ **52**, 1712 (2010).
[10] Л.П. Булат, Д.А. Пшенай-Северин. ФТТ **52**, 452 (2016).
[11] T. Zhu, Y. Liu, C. Fu, J.P. Heremans, J.G. Snyder, X. Zhao. Adv. Mater. **29**, 1605884 (2017).
[12] N. Tsujii, T. Mori. Appl. Phys. Express **6**, 043001 (2013).
[13] W. Zhao, Z. Liu, Z. Sun, Q. Zhang, P. Wei, X. Mu, H. Zhou, C. Li, S. Ma, D. He, P. Ji, W. Zhu, X. Nie, X. Su, X. Tang, B. Shen, X. Dong, J. Yang, Y. Liu, J. Shi. Nature (London) **549**, 247 (2017).
[14] W. Zhao, Z. Liu, P. Wei, Q. Zhan, W. Zhu1, X. Su, X. Tang, J. Yang, Y. Liu, J. Shi, Y. Chao, S. Lin, Y. Pei. Nat. Nanotech. **12**, 55 (2017).
[15] L. Xing, W. Cui, X. Sang, F. Hu, P. Wei, W. Zhu, X. Nie, Q. Zhang, W. Zhao. J. Materiomics **7**, 998 (2021).
[16] S. Ma, C. Li, P. Wei, W. Zhu, X. Nie, X. Sang, Q. Zhanga, W. Zhao. J. Mater. Chem. A **8**, 4816 (2020).
[17] О.Н. Иванов, М.П. Япрынцев, А.Е. Васильев, Н.И. Репников. Российские нанотехнологии **16**, 348 (2021).
[18] R. Lu, J.S. Lopez, Y. Liu, T.P. Bailey, A.A. Page, S. Wang, C. Uher. PFP Poudeu. J. Mater. Chem. A **7**, 11095 (2019).
[19] S. Chandra, P. Dutta, K. Biswas. ACS Appl. Energy Mater. **3**, 9051 (2020).
[20] Y. Zheng, T. Lu, Md. M.H. Polash, M. Rasoulianboroujeni, N. Liu, M.E. Manley, Y. Deng, P.J. Sun, X.L. Chen, R.P. Hermann, D. Vashaee, J.P. Heremans, H. Zhao. Sci. Adv. **5**, 9461 (2019).
[21] W.M. Yim, A. Amith. Solid State. Electr. **15**, 1141(1972).
[22] G. Yang, L. Sang, C. Zhang, N. Ye, A. Hamilton, M.S. Fuhrer, X. Wang. Nat. Rev. Phys. **5**, 466 (2023).
[23] D.P. Dubey, R. Chatterjee, Mater. Res. Express **11**, 072002 (2024).
[24] D.P. Dubey, M.K. Majee, R.Y. Umetsu, V. Khovaylo, R. Chatterjee. J. Mater. Chem. A **11**, 25626 (2023).
[25] М. Жежу, А.Е. Васильев, О.Н. Иванов. Известия РАН. Серия физическая **87**, *6*, 780 (2023).
[26] M. Zhezhu, A. Vasilev, M. Yaprinsev, O. Ivanov, V. Novikov. J. Solid State Chem. **305**, 122696 (2022).
[27] А.Б. Батдалов, Д.Х. Амирханова. Теплопроводность твердых тел в магнитном поле. Монография, издательство Дагестанского филиала АН СССР, Махачкала, (1989). 256 с.
[28] Q. Han, P.-A. Zong, H. Liu, Z. Zhang, K. Shen, M. Liu, Z. Mao, Q. Song, S. Bai. ACS Appl. Mater. Interfaces **16**, 27541 (2024).
[29] T. Gong, L. Gao, L. Kang, M. Shi, G. Hou, S. Zhang, D. Meng, J. Li, W. Su. Adv. Sci. **11**, 2403845 (2024).
[30] Д.А. Пшенай-Северин, А.А. Шабалдин, П.П. Константинов, А.Т. Бурков. ФТП **55**, 1144 (2021).
[31] O. Ivanov, M. Yaprinsev, A. Vasilev, M. Zhezhu, V. Novikov. Chin. J. Phys. **77**, 24 (2022).
[32] J. Hu, H.M. Parish, T.F. Rosenbaum. Phys. Rev. B **75**, 214203 (2007).

Редактор Т.Н. Василевская