

13,15

## Влияние магнитного поля на термоэлектрические свойства композита на основе $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$ с ферромагнитным наполнителем (Co)

© А.Б. Батдалов<sup>1</sup>, А.А. Мухучев<sup>1</sup>, М.Н. Япрынцев<sup>2</sup>, О.Н. Иванов<sup>2</sup>, В.В. Ховайло<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН,  
Махачкала, Россия

<sup>2</sup> Белгородский государственный национальный исследовательский университет,  
Белгород, Россия

<sup>3</sup> 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  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  (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 магнитопольевой 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,  $\sigma$  — 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 сопоста-

вима 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-

имоделят 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  $\text{CuFeS}_2$  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  $\text{Bi-Sb}$  наблюдается значительный рост  $ZT$  в относительно слабых (до 7 кОе) магнитных полях при низких (азотных) температурах. Отметим, что существенное влияние магнитной подсистемы на термоэлектрические свойства хорошо известно для оксидных соединений, таких как  $\text{Na}_x\text{CoO}_2$  и  $\text{Ca}_3\text{Co}_4\text{O}_9$ , 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  $ZT$   $\text{Cr}$ -замещенных манганитов  $\text{La}_{0.65}\text{Bi}_{0.2}\text{Sr}_{0.15}\text{CoO}_3$ . Было показано, что  $ZT$  сильно зависит от содержания  $\text{Cr}$ , 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  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$ , 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  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.}\% \text{Co}$  вначале синтезировали исходные порошки материалов матрицы  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  и наполнителя  $\text{Co}$ . Для синтеза порошка  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  применяли полиольный метод. Прекурсоры  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{NaHSeO}_3$  и  $\text{TeO}_2$  высокой степени чистоты брали в необходимом стехиометрическом соотношении и растворяли в этиленгликоле с добавлением КОН, 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 К в течение 4 ч и затем охлаждали до комнатной температуры. Для отделения порошка  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$ , полученную суспензию центрифугировали, промывали изопропиловым спиртом и ацетоном и затем высушивали в вакуумном шкафу при температуре 373 К в течение 12 ч. Для синтеза исходного порошка  $\text{Co}$  использовали метод восстановления из  $\text{Co}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ .  $\text{Co}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  и координирующий агент этиленгликоль брали в соотношении 1:1.5 и растворяли с добавлением щелочи КОН. Смесь нагревали до температуры 353 К до полного растворения прекурсоров и затем охлаждали полученный раствор до комнатной температуры. Далее в раствор медленно вводили восстанавливающий агент гидразингидрат  $\text{N}_2\text{H}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ , реакционную смесь нагревали до температуры 353 К и выдерживали 6 ч до завершения процесса восстановления  $\text{Co}^{2+} \rightarrow \text{Co}^0$ . Для полного удаления примесей, синтезированный порошок  $\text{Co}$  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  $\rho$  и подвижности носителей заряда  $\mu$  при  $T = 77$  и  $300$  К

	$R_x, \text{cm}^3/\text{C}$		$n, 10^{19} \text{cm}^{-3}$		$\rho, \mu\Omega \cdot \text{cm}$		$\mu, \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	
	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K
$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$	0.086	0.096	7.2	6.5	435	974	197	98
$\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33\% \text{Co}$	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 МПа в течение 5 min при температуре спекания 598 К. В результате были получены образцы в виде цилиндров с размерами  $\varnothing 20 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ . Результаты структурных исследований образцов  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  и  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$  приведены в работах [25,26].

Образцы для измерений представляли собой плоскопараллельные прямоугольные пластины размерами  $1.5 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$ , 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  $\Omega$ .

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 К. Во время измерений в камере поддерживался вакуум  $\sim 1.33 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ .

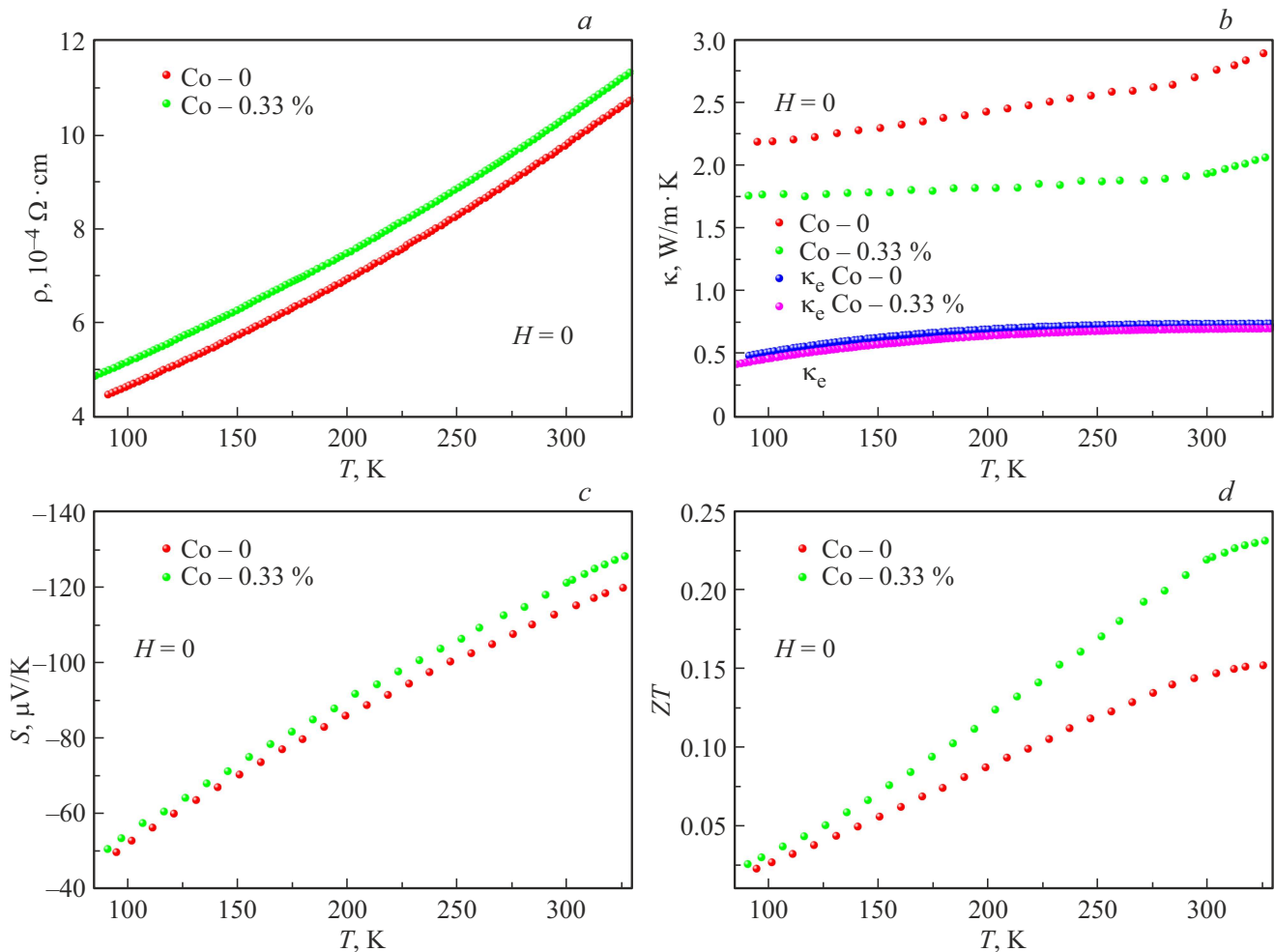
По нашим оценкам, ошибка при измерении электросопротивления не превышала  $\sim 1\%$ , термоэдс  $\sim 3\%$ , теплопроводности  $\sim 5\%$ . Во время экспериментов магнитное поле было всегда направленно перпендикулярно направлению электрического тока и теплового потока.

### 3. Результаты и обсуждение

Обсудим сначала результаты исследования термоэлектрических характеристик композита  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$  и матрицы  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$ . Композиты представляют собой существенно неоднородные системы, состоящие из матрицы, в которую внедрены включения наполнителя. Структурно матрица представляет из себя гексагональные пластинки с размерами  $\sim 500 \text{ nm}$  и толщиной  $\sim 100 \text{ nm}$ , а включения типа „ядро–оболочка“ имеют характерные размеры  $\sim 2\text{--}8 \mu\text{m}$  и равномерно распределены по всему объему образца [25,26]. Принимая во внимание содержание Co в матрице 0.33 wt.%, что соответствует  $\sim 4 \text{ at.\%}$ , толщину оболочки  $\text{CoTe}_2$  порядка  $1 \mu\text{m}$  [26], и предполагая, что усредненный диаметр включений равен  $5 \mu\text{m}$ , можно предположить, что в формировании соединения  $\text{CoTe}_2$  задействовано меньше половины всего кобальта.

Как видно из рис. 1, а, введение включений Co в матрицу ожидаемо увеличило электросопротивление по величине. Отметим, что в случае существенного недостатка Te в матрице композита за счет формирования оболочки  $\text{CoTe}_2$  следовало бы ожидать понижения электросопротивления так как недостаток теллура в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  приводит к росту концентрации носителей заряда, и, как следствие, росту электропроводности [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  $T = 77 \text{ K}$  и  $T = 300 \text{ K}$  показали, что концентрация носителей заряда слабо меняется с температурой ( $n = (6.5\text{--}7.2) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  для  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  и  $n = (5.8\text{--}6) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  для  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$ ), но подвижность  $\mu$  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, б приведены экспериментальные кривые  $k(T)$  для матрицы  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  и композита  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$ . Там же приведена рассчитанная на основе соотношения Видемана–Франца электронная теплопроводность  $k_e = L_0 T / \rho$ , где  $L_0 = 2.44 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{K}^2$  — Зоммерфельдовское значение числа Лоренца. На самом деле число Лоренца  $L$  для



**Рис. 1.** Температурная зависимость электросопротивления (а), теплопроводности (б), термоэдс (с) и термоэлектрической добротности (д) для матрицы  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  (Co—0) и композита  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$  (Co—0.33 %).

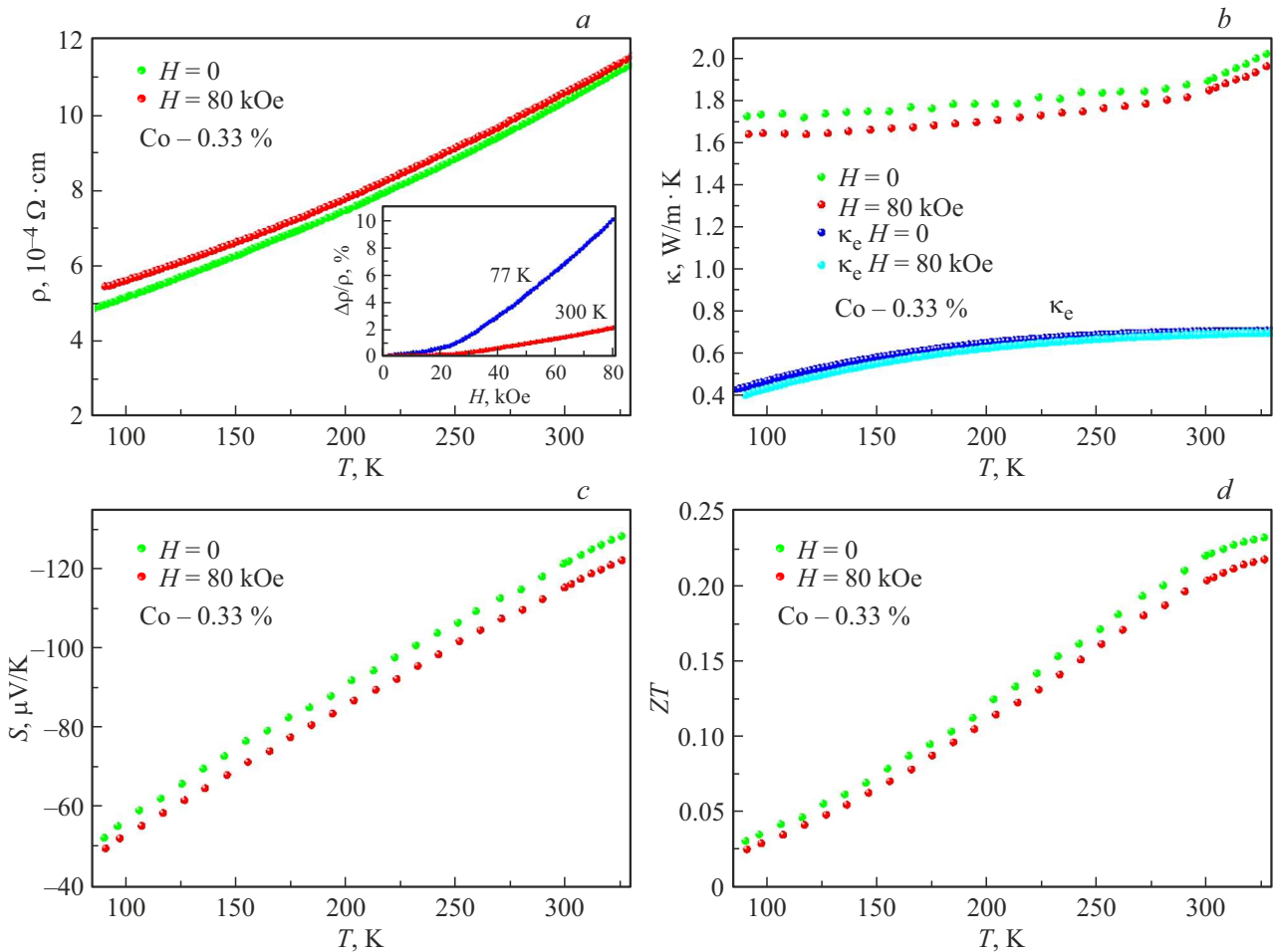
термоэлектриков может иметь несколько меньшую величину, чем  $L_0$ , и реальные значения  $k_e$  могут отличаться от приведенных нами на рис. 1, б, которые по сути являются максимальными значениями  $k_e$ . Правомочность использования соотношения Видемана–Франца для оценки  $k_e$  в термоэлектриках обсуждалась также в обзоре [1]. Эти возможные отклонения  $k_e$  от экспериментальных данных не оказывают существенного влияния на ход наших рассуждений. Из рис. 1, б также следует, что электронная доля теплопроводности составляет значительную долю от  $k_{\text{общ}}$ , 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<sub>2</sub> 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 неболь-

шое 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<sub>2</sub>.

Наноструктурирование может одновременно с уменьшением фоновой теплопроводности привести и к росту коэффициента Зеебека благодаря эффекту фильтрации электронов по энергиям, заключающемуся в увеличении доли носителей заряда, средняя энергия которых превышает энергию Ферми. На рис. 1, с 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, д приведена зависимость термоэлектрической 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  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$  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.

ротнось, 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  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9} + 0.33 \text{ wt.\% Co}$  и собственно матрицы  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$ . 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  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  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  $L_0 T (1/\rho_0 - 1/\rho_H)$  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  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  носит примерно такой же характер.

#### 4. Заключение

Проведены измерения теплопроводности, термоэдс и электросопротивления композита на основе термоэлектрика  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.1}\text{Se}_{0.9}$  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. Higgins, 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. Poner, 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. Zhu, 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. Mater. Chem.* **7**, 998 (2021).
- [16] S. Ma, C. Li, P. Wei, W. Zhu, X. Nie, X. Sang, Q. Zhang, 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. Vashae, 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. Yaprincev, 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. Yaprincev, 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