

Термоэлектрические свойства и поверхностные состояния в слоях топологических изоляторов Bi_2Te_3

* А. А. Николаева^{a,b}, Л. А. Конопко^{a,b}, К. Рogaцкий^b, П.П. Бодюл^c, И. Гергишан^a

^aИнститут электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу АН Молдовы,
ул. Академическая, 3/3, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, *e-mail: A.Nikolaeva@nano.asm.md

^bИнститут низких температур и структурных исследований,

ул. Околна, 2, Вроцлав, 50950, Польша

^cТехнический университет,

пр. Штефана чел Маре, 168, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

Исследованы термоэлектрические свойства и осцилляции Шубникова-де-Гааза (ШдГ) монокристаллических слоев топологического изолятора (ТИ) теллурида висмута n -типа. Монокристаллические слои Bi_2Te_3 получались механическим отслаиванием слоев от монокристаллического слитка соответствующего состава. Из экспериментальных данных по осцилляциям ШдГ как в продольном ($H||I$), так и в поперечном ($H\perp I$) магнитных полях при температурах 2,1–4,2 К рассчитаны циклотронные эффективные массы, температура Дингла и квантовые подвижности носителей заряда. Обнаружено, что фазовый сдвиг индекса уровней Ландау имеет значение 0,5 как для параллельного, так и для перпендикулярного магнитных полей, что связано с фазой Берри поверхностных состояний. Из температурных зависимостей сопротивления и термоэдс рассчитан фактор мощности в интервале температур 2–300 К. Установлено максимальное значение фактора мощности $\alpha^2\sigma$ в интервале температур 100–250 К, который соответствует максимальным значениям для совершенных монокристаллов, имеющимся в литературе. Учитывая, что теплопроводность в тонких слоях существенно меньше, чем в массивных образцах, следует ожидать значительного возрастания термоэлектрической эффективности в широкой области температур, что является важным фактором для разработки новых высокоэффективных термоэлектрических материалов на базе более тонких слоев ТИ Bi_2Te_3 для практического использования их в термогенераторах и охладителях.

Ключевые слова: топологические изоляторы, теллурид висмута, монокристаллические слои, осцилляции Шубникова-де Гааза, термоэлектричество.

УДК 537.9, 53.06, 53.043

ВВЕДЕНИЕ

Теллурид висмута Bi_2Te_3 известен как один из лучших термоэлектрических материалов как n - так и p -проводимости, у которого термоэлектрическая эффективность $ZT \approx 1$ при $T = 300$ К [1–5].

Термоэлектрическая эффективность Z определяется выражением $Z = \alpha^2\sigma/\chi$, ($\chi = \chi_e + \chi_L$, χ_e – электронная и χ_L – решеточная теплопроводности), где α – коэффициент Зеебека; σ – удельная проводимость и χ – теплопроводность. Многочисленные исследования о влиянии различных факторов – легирования, структуры, кристаллографической ориентации, температуры, размеров, направленные на качество величин α , σ , χ , входящих в Z , проводились длительное время [6–10]. Одним из важных параметров является подвижность носителей заряда, зависящая от механизмов рассеяния. Управлять механизмами рассеяния можно с помощью легирования, температуры, совершенства структуры, размера образца, деформации и др. Многолетние попытки увеличить ZT пока не привели к прин-

ципальному прорыву. Поиску новых материалов и путей улучшения термоэлектрических параметров, связанных с новыми явлениями, в настоящее время уделяется большое внимание. К таким направлениям следует отнести топологические изоляторы (ТИ) [11–15] и размерноограниченные структуры [16–20].

Новый класс материалов – топологические изоляторы на базе полупроводников с инвертированным спектром носителей заряда – широко исследуются в последнее время как в теоретическом, так и экспериментальном аспектах [11–15] в связи с тем, что, с одной стороны, ТИ обладают уникальными свойствами, связанными со спином электрона и нетривиальной физикой, а с другой – им предсказывается повышение термоэлектрической эффективности [11, 15]. Теллуриды Bi_2Te_3 и селениды Bi_2Se_3 висмута, а также полупроводниковые сплавы $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ относятся к ТИ. Было показано, что в ТИ сильное спинорбитальное взаимодействие приводит к инверсии энергетического спектра и возникновению спин-расщепленных топологических поверхностных состояний с дисперсией Дираковского

типа [15], то есть линейной зависимости энергии от импульса $E = \hbar k v_F$, где v_F – Фермиевская скорость электронов, $v_F = \frac{\hbar k_F}{m}$. Благодаря этому

электроны не чувствительны к рассеянию на дефектах, не нарушающему симметрию обращения времени, то есть электроны в этих состояниях могут двигаться вдоль поверхности объемного материала без потери энергии. Значит, в ТИ поверхностные состояния более устойчивы и обеспечивают высокую поверхностную проводимость, в то время как в объеме материал имеет запрещенную зону и является практически диэлектриком.

Теоретические предсказания и экспериментальные результаты показывают, что в низкоразмерных термоэлектрических материалах может происходить повышение термоэлектрической эффективности как за счет возрастания фактора мощности $\alpha^2 \sigma$ вследствие проявления квантового размерного эффекта, так и за счет уменьшения теплопроводности из-за рассеяния фононов на границе [16–20].

В работе [21] экспериментально было показано уменьшение теплопроводности в нанослоях Bi_2Te_3 в сравнении с массивными кристаллами в 2,5–3,5 раза. Была обнаружена температурная зависимость χ , ограниченная рассеянием фононов на границе, что должно привести к повышению термоэлектрической эффективности (ZT), особенно в области низких температур. Цель представленной работы – комплексное исследование термоэлектрических свойств, осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШДГ) монокристаллических слоев Bi_2Te_3 , полученных методом механического отслаивания, выявление особенностей проявления поверхностных состояний, определение и анализ подвижностей носителей заряда и оценка термоэлектрической эффективности в слоях ТИ Bi_2Te_3 n -типа в интервале температур 2,1–300 К.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллические слои сплавов Bi_2Te_3 n -типа толщиной от 10 до 30 мкм были изготовлены методом механического отслаивания слоев от массивного монокристаллического слитка аналогичного состава, с использованием липкой ленты (скотча) подобно методике изготовления графеновых слоев с последовательным отделением слоев от обычного кристаллического графита [22]. Механическое скалывание слоев позволило получать тонкие слои высокого качества. X-гау дифракционные исследования показали, что слои были монокристаллические и плоскость скалывания слоя перпендикулярна тригональной оси C_3 . Слой размещался на специ-

ально изготовленной подложке из фольгированного медью стеклотекстолита. Четырехконтактный метод использовался для электрических измерений (рис. 1) в интервале температур 1,5–300 К.

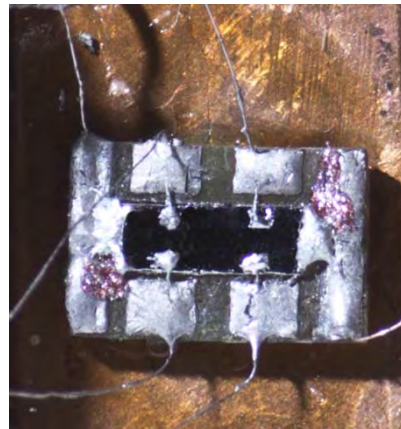


Рис. 1. Монокристаллический слой Bi_2Te_3 с припаянными четырьмя измерительными контактами.

Контакты прикреплялись холодной пайкой In или легкоплавким припоем (сплав Вуда). Омичность контактов проверялась снятием вольт-амперных характеристик. Исследовалось поперечное ($H \perp I$) и продольное ($H \parallel I$) магнитосопротивления в магнитных полях до 14 Тл в поле Биттеровского магнита, а также сверхпроводящего соленоида при температурах 2,1–4,2 К.

При измерениях термоэдс использовался двухконтактный метод. В данном случае контакты в торце слоя осуществлялись InGa – эвтектикой, хорошо смачивающей торцы исследуемого слоя. Слой крепился на подложку из фольгированного медью стеклотекстолита между двумя массивными медными блоками с вмонтированной и отградуированной дифференциальной термпарой на базе Cu-Fe. Градиент температуры в области низких температур не превышал 0,5–1 К, в области $T > 50$ К, $\Delta T \approx 2$ –3 К.

При измерениях осцилляций Шубникова-де-Гааза использовалась модуляционная методика, позволяющая в автоматическом режиме записывать полевые зависимости сопротивления $R(H)$ и их производные $\partial R / \partial H(H)$ [23]. Точность измерения термоэдс составляла 3–5%.

Измерения в сильных магнитных полях до 14 Тл были проведены в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ

Магнитосопротивление в поперечном ($H \perp I$) и продольном ($H \parallel I$) магнитных полях до 14 Тл исследовалось в монокристаллических слоях Bi_2Te_3 n -типа в интервале температур 1,5–300 К.

Экспериментальные полевые зависимости приведенного магнитосопротивления $\Delta R/R(H)$, где $\Delta R = \frac{R_H - R_0}{R_0}$, R_0 при 4,2 и 2,1 К, представлены на рис. 2 и 3. Было установлено, что осцилляции типа ШдГ наблюдались на продольном магнитосопротивлении $R_{xx}(H)$ в магнитных полях от 1 до 14 Тл (рис. 2). Наиболее четко осцилляции ШдГ видны на производных $\partial R/\partial H(H)$ как при $H||I$, так и при $H \perp I$ (рис. 2 и 3, кривые 2, 2'). Периоды квантовых осцилляций $\Delta(1/H)$ магнитосопротивления определялись на основе экспериментальных зависимостей условного квантового номера n осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля H^{-1} (вставки на рис. 2 и 3).

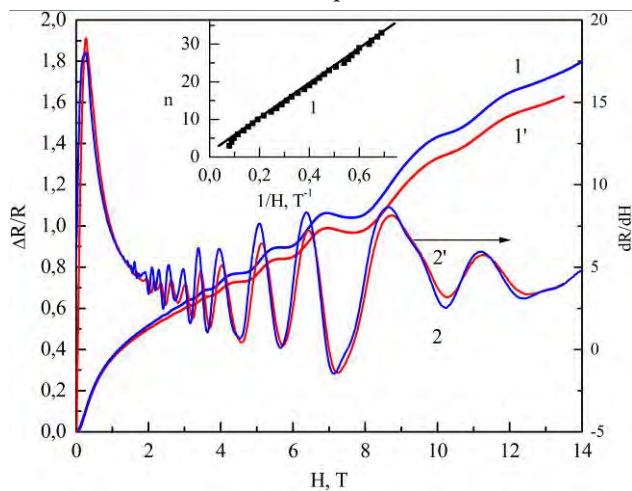


Рис. 2. Полевые зависимости приведенного продольного магнитосопротивления $\Delta R/R(H)$ (1) и производной $\partial R/\partial H(H)$ (2) при температурах 2,1 К (1, 2) и 4,2 К (1', 2') слоя Bi_2Te_3 , $d = 20$ мкм. Вставка: зависимость квантового номера n осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля H^{-1} .

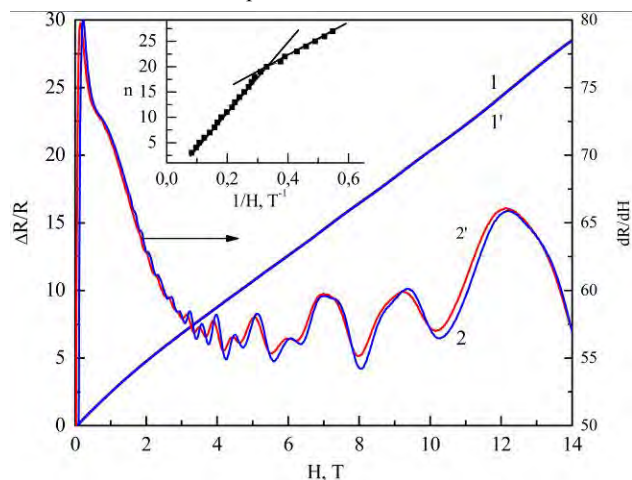


Рис. 3. Полевые зависимости приведенного поперечного магнитосопротивления $\Delta R/R(H)$ (1) и производной $\partial R/\partial H(H)$ (2) при температурах 2,1 К (1, 2) и 4,2 К (1', 2') слоя Bi_2Te_3 , $d = 20$ мкм. Вставка: зависимость квантового номера n осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля H^{-1} .

Частоты осцилляций $f = \Delta^{-1}$ составляют 22 Тл для продольного магнитосопротивления и 17,5 Тл – для поперечного. Обнаружено, что в

поперечном магнитном поле ($H \perp I$) переход к ультраквантовой области наступает в магнитном поле $H_{к.л.} = 2-3$ Тл, в то время как в продольном поле $H||I - H_{к.л.} \approx 9-10$ Тл, что отчетливо видно на кривых 2 (рис. 2 и 3). Удвоение периода осцилляций ШдГ на поперечном магнитосопротивлении в ультраквантовой области магнитных полей ($H > 2$ Тл) (рис. 3, вставка) свидетельствует о спиновом демпинге первой гармоники осцилляций ШдГ в поперечном магнитном поле [24].

Экспериментальное значение фазового сдвига индекса уровней Ландау определялось величиной n для предельного значения магнитного поля $H^{-1} = 0$ в результате линейной экстраполяции зависимости экспериментальных значений индекса n от обратного поля H^{-1} (рис. 4 и 5, вставки).

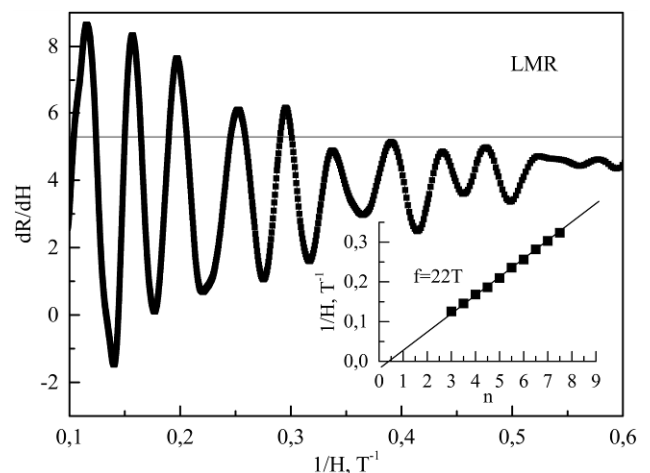


Рис. 4. Зависимости осцилляций ШдГ на производной продольного магнитосопротивления от обратного магнитного поля H^{-1} . На вставке: зависимости индекса n уровней Ландау от обратного магнитного поля и линейная экстраполяция значений n , определяющая фазовый сдвиг осцилляций ШдГ при $H||I$.

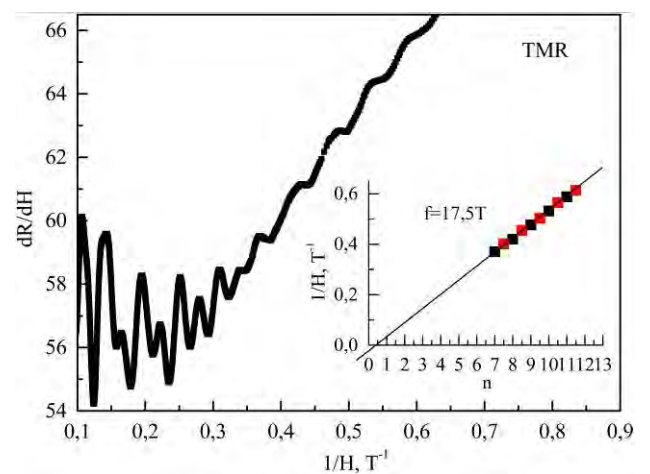


Рис. 5. Зависимости осцилляций ШдГ на производной поперечного магнитосопротивления от обратного магнитного поля H^{-1} . На вставке: зависимости индекса n уровней Ландау от обратного магнитного поля и линейная экстраполяция значений n , определяющая фазовый сдвиг осцилляций ШдГ при $H \perp I$.

Было обнаружено, что величина фазового сдвига составила значение 0,5 как в параллельном, так и в перпендикулярном магнитных полях. Известно, что фазовый сдвиг связан с фазой Берри, которая является интегральной характеристикой кривизны циклотронной орбиты и дисперсии электронов [25] и характерна для поверхностных состояний, что было обнаружено в работах [26, 27].

Данные, полученные из эффекта ШдГ, использовались для расчетов циклотронных эффективных масс и квантовых подвижностей носителей заряда.

Известно, что частота квантовых осцилляций магнитосопротивления f , согласно соотношениям Лифшица-Онзагера, пропорциональна площади сечения поверхности Ферми $S(k_F)$ [28]:

$$f = [\Delta(1/H)]^{-1} = \left(\frac{c}{2\pi e \hbar} \right) S(k_F), \quad (1)$$

где k – волновой вектор электрона; \hbar – приведенная константа Планка.

Зависимости амплитуды осцилляций ШдГ от температуры позволили рассчитать эффективные циклотронные массы m_c при $H||I$ и $H\perp I$.

Согласно [24], отношение амплитуд $A(T_1 H_n)$ и $A(T_2 H_n)$ составляет:

$$\frac{A(T_1, H_n)}{A(T_2, H_n)} = \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 m^* c k T_2}{|e| \hbar H_n} \right)}{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 m^* c k T_1}{|e| \hbar H_n} \right)}. \quad (2)$$

Данное выражение справедливо в том случае, если в интервале температур от T_1 до T_2 остается постоянной температура Дингла:

$$T_D = \frac{\hbar}{\pi k_B} \times \frac{1}{\tau}, \quad (3)$$

характеризующая уширение уровней Ландау в результате рассеяния носителей на статических дефектах.

При низких температурах время релаксации τ определяется примесями и несовершенствами кристаллической решетки и практически не зависит от T , то есть в области остаточного сопротивления, при $T \leq 4,2$ К. В нашем эксперименте данное условие выполнялось.

В случае, когда $T_1 = \frac{T_2}{2}$, выражение для циклотронной эффективной массы m^* имеет вид:

$$m^* = \frac{|e| \hbar H_n}{4\pi^2 c k T_1} \text{Arch} \left[\frac{A(T_1, H_n)}{A(2T_1, H_n)} \right]. \quad (4)$$

Циклотронные массы, рассчитанные согласно выражению (2) из зависимостей $\partial R / \partial H(H)$, при

температурах 4,2 К и 2,1 К (рис. 2 и 3) составляли $m_c^2 = 0,11m_0$ для продольного магнитосопротивления и $m_{c2} = 0,13m_0$ – для поперечного ($H\perp I$), что находится в хорошем согласии с данными [29, 30], полученными на массивных образцах и пленках Bi_2Te_3 из осцилляций ШдГ.

После определения циклотронных масс m_c определялась температура Дингла T_D . Температура Дингла, характеризующая уширение уровней Ландау в результате рассеяния носителей, эквивалентное повышению температуры на величину T_D , определялась из отношения амплитуд осцилляций ШдГ при двух последовательных значениях магнитных полей B_n и B_{n+1} .

Значения рассчитывались для 5–6 точек (максимумов) на осцилляциях ШдГ, и определялось среднее значение.

Отношение амплитуд равно:

$$\frac{A(T_1 H_n)}{A(T_1 H_{n+1})} = \left(\frac{H_{n+1}}{H_n} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 m^* c k T}{|e| \hbar H_{n+1}} \right)}{\text{sh} \left(\frac{2\pi^2 m^* c k T}{|e| \hbar H_n} \right)} \times \exp \left[\frac{2\pi^2 m^* c k T_D}{|e| \hbar} \right] \left(\frac{1}{H_{n+1}} - \frac{1}{H_n} \right), \quad (5)$$

откуда находилось T_D логарифмированием [24]. Температура Дингла, рассчитанная из осцилляций ШдГ на продольном магнитосопротивлении, составляла $T_D = 1,3$ К, а на поперечном – $T_D = 6$ К.

Из выражения (3) для температуры Дингла определялось время релаксации τ . Подвижность носителей заряда (квантовая подвижность) выводилась из соотношения:

$$\mu_s = \frac{\hbar e}{2\pi k_B} \times \frac{1}{m_e T_D} \quad (6)$$

и составляла для продольного магнитосопротивления $\mu^{\parallel} = 12,09 \cdot 10^3$ см²/В·сек и для поперечного $\mu^{\perp} = 2,32 \cdot 10^3$ см²/В·сек. Последнее совпадает со значениями, полученными из Холл-эффекта, для пленок n -типа Bi_2Te_3 при $H\perp I$. Квантовые подвижности μ^{\parallel} для продольного магнитосопротивления ($H||I$) значительно превышают значения, полученные в [30] при $H||I$ в массивных образцах.

Рассчитанные параметры поверхностных состояний носителей заряда представляют интерес, так как они оказывают существенное влияние на транспортные и термоэлектрические свойства Bi_2Te_3 .

Исследовались температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ и термоэдс $\alpha(T)$

Bi_2Te_3 слоев n -типа с $d = 20$ мкм, на базе которых рассчитывалась температурная зависимость фактора мощности $\alpha^2\sigma(T)$.

На рис. 6 представлены температурные зависимости приведенного сопротивления $\Delta R(T)/R(T_0)$ и термоэдс $\alpha(T)$ слоя Bi_2Te_3 n -типа с $d = 20$ мкм в интервале температур 4,2 К – 300 К. При повышении температуры от 4,2 до 300 К сопротивление возрастает почти экспоненциально более чем на порядок, выходя на насыщение (в область остаточного сопротивления) при $T < 10$ К.

Термоэдс отрицательна во всей области исследуемых температур и возрастает по абсолютному значению, достигая ≈ -300 мкВ/К при 300 К (рис. 6, кривая 2).

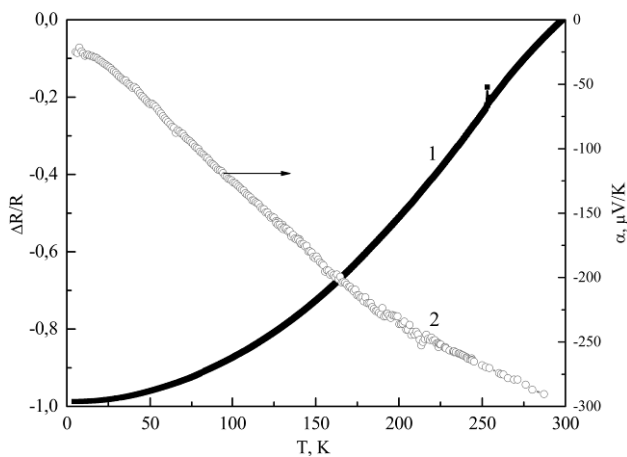


Рис. 6. Температурные зависимости относительного сопротивления (1) $\Delta R(T)/R(T_0)$ при $T_0 = 300$ К и термоэдс (2) $\alpha(T)$ монокристаллического слоя Bi_2Te_3 , $d = 20$ мкм.

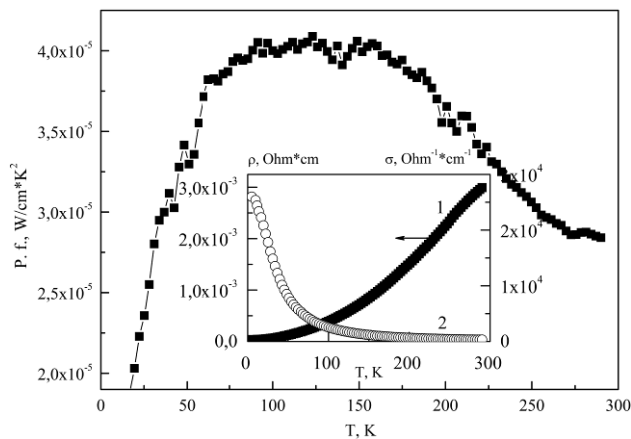


Рис. 7 Температурные зависимости фактора мощности $\alpha^2\sigma(T)$ слоя Bi_2Te_3 , $d = 20$ мкм. На вставке: температурные зависимости удельного сопротивления (кривая 1) и проводимости $\sigma(T)$ (кривая 2).

Удельное сопротивление, рассчитанное согласно выражению $\rho = R \frac{S}{l}$, где S – поперечное сечение слоя, а l – длина; R – сопротивление слоя при 300 К, составляло $3 \cdot 10^{-3}$ Ом·см (вставка на рис. 7), что хорошо согласуется с данными,

полученными на массивных кристаллах Bi_2Te_3 p -типа, а также на пленках Bi_2Te_3 n -типа, и существенно меньше, чем значения, полученные на массивных образцах [29–31].

Температурные зависимости фактора мощности $P.f. = \alpha^2\sigma$ определялись по данным термоэдс и удельного сопротивления. Максимальное значение $P.f.$ составляло $4 \cdot 10^{-5}$ Вт/см·К² в широкой области температур 75 К – 200 К.

Учитывая, что теплопроводность в массивных образцах сплавов Bi_2Te_3 составляет $1 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К², а в слоях менее $0,7 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·К² [21], оценка термоэлектрической эффективности ZT при 200 К и в области 300 К составляет $ZT \approx 0,8$ и $ZT = 1,2$ соответственно, что сравнимо с величинами, полученными на нитях Bi_2Te_3 [32], и находится на уровне максимальных значений фактора мощности, имеющих в литературе для совершенных монокристаллов Bi_2Te_3 n -типа. Как было показано в работе [21], уменьшение толщины слоев Bi_2Te_3 приводит к еще более существенному уменьшению теплопроводности, то есть следует ожидать возрастания ZT у слоев Bi_2Te_3 с толщиной менее 1 мкм.

ВЫВОДЫ

Методом механического скалывания получены монокристаллические слои топологического изолятора Bi_2Te_3 с толщиной 10–20 мкм. Из осцилляций ШДГ рассчитана их частота, оценены циклотронные массы, температура Дингла и подвижности носителей заряда при двух направлениях магнитного поля. Показано, что квантовые подвижности носителей заряда при 4,2 К при $H \parallel I$ превышают значения, полученные на массивных образцах и пленках соответствующего состава.

Обнаружено, что фазовый сдвиг индекса уровней Ландау составляет 0,5 как в параллельном, так и в перпендикулярном магнитных полях, что подтверждает наличие поверхностных состояний у слоев топологических изоляторов Bi_2Te_3 .

Рассчитанные значения температурной зависимости фактора мощности имеют широкий максимум в области температур 75–200 К, а оценка коэффициента термоэлектрической эффективности $ZT \approx 1,2$ в области 300 К является важным фактором и открывает пути для повышения термоэлектрической эффективности при уменьшении толщин монокристаллических слоев Bi_2Te_3 .

Работа выполнена при поддержке Институционального проекта 15.817.02.09А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе Л.Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1960. 188 с.

2. Tritt Terry M. *Annu Rev Mater Res.* 2011, **41**, 433–448.
3. Goldsmid H.J. *Thermoelectric refrigeration.* New York: Plenum Press, 1964. 240 p.
4. Rowe David M. *CRC Handbook of Thermoelectrics.* Boca Raton, FL: CRC Press, 1995. 701 p.
5. Kamran Behnia. *Fundamentals of Thermoelectricity.* Oxford: University, 2015. 256 p.
<http://ukcatalogue.oup.com/product/9780199697663.do>.
6. Mishra S.K., Satpathy S. and Jepsen O. *JPCM.* 1997, **9**(2), 461.
7. Kadel K., Kumari Latha, Li W.Z., Huang Jian et al. *Nanoscale Res Lett.* 2011, **6**(57), 1–7.
8. Silva L.W., Kaviany Massoud and Uher Ctirad. *J Appl Phys.* 2005, **97**, 114903.
9. Ovsyannikov S.V., Shchennikov V.V., Vorontsov G.V., Manakov A.Y. et al. *J Appl Phys.* 2008, **104**(5), 053713.
10. Meng J.F., Shekar N.V., Badding J.V., Chung D.Y. et al. *J Appl Phys.* 2001, **90**(6), 2836.
11. Fu L., Kane C.L. *Phys Rev B.* 2007, **76**, 045302.
12. Hasan M.Z., Kane C.L. *Rev Mod Phys.* 2010, **82**(4), 3045–3067.
13. Qu D.-X., Hor Y.S., Xiong J., Cava R.J. et al. *Science.* 2010, **329**(5993), 821.
14. Taskin A., Ren Z., Sasaki S., Segawa K. et al. *Phys Rev Lett.* 2011, **107**, 016801.
15. Ryuji Takahashi and Shuichi Murakami. *Semicond Sci Technol.* 2012, **27**(12), 124005.
16. Hicks L.D., Dresselhaus M.S. *Phys Rev B.* 1993, **47**(19), 12727.
17. Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Sun X., Zhang Z. et al. *Phys Solid State.* 1999, **41**(5), 679–682.
18. Heremans J.P., Thrush C.M., Morelh D.T. *Phys Rev B.* 2004, **70**, 115334.
19. Hicks L.D., Harman T.C., Dresselhaus M.S. *Appl Phys Lett.* 1993, **63**(23), 3230.
20. Venkatasubramanian Rama, Siivola Edward, Colpitts Thomas et al. *Nature.* 2001, **413**, 597–602.
21. Goyal V., Teweldebrhan D. and Balandin A.A. *Appl Phys Lett.* 2010, **97**, 133117.
22. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D. et al. *Science.* 2004, **306**(5696), 666–669.
23. Конопко Л.А., Николаева А.А., Хубер Т.Е. *Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies.* 2011, **9**(1), 67–75.
24. Брандт Н.Б., Чудинов С.М. *Экспериментальные методы исследования энергетических спектров электронов и фононов в металлах.* М.: Изд-во МГУ, 1983. 405 с.
25. Seeger K. *Semiconductor physics.* Springer: Softcover reprint of hardcover 9th ed. 2004 edition. 2010. 538 p.
26. He L., Xiu F., Yu X., Teague M. et al. *NanoLett.* 2012, **12**, 1486–1490.
27. Лукьянова Л.Н., Бойков Ю.А., Данилов В.А., Усов О.А. и др. *ФТТ.* 2014, **56**(5), 907–913.
28. Schoenberg D. *Magnetic Oscillations in Metals.* UK: Cambridge University Press, 2009. 96 p.
29. Rischau C.W., Leridon B., Fauqu´e B., Metayer V. and et al. arXiv:1312.0242v1 [cond-mat.mtrl-sci] 2013.
30. Ren Z., Taskin A.A., Sasaki S., Segawa K. and et al. *Phys Rev B.* 2010, **82**, 241306(R).
31. Бойков Ю.А., Грибанова О.С., Данилов В.А., Кутасов В.А. *ФТТ.* 1991, **11**, 3414.
32. Конопко Л.А., Николаева А.А., Huber T.E. and Meglei D.F. *Phys Status Solidi C.* 2014, **11**, 1377–1381.

Поступила 25.04.17

После доработки 29.05.17

Summary

Thermoelectric properties and Shubnikov de Haas (SdH) oscillations of single crystals layers of an *n*-type bismuth telluride topological insulator (TI) are investigated. The monocrystalline Bi₂Te₃ layers are prepared by the mechanical exfoliations of layers from a monocrystalline ingot with a respective structure. From experimental data on SdH oscillations both in longitudinal (*H*||*I*) and in perpendicular (*H*⊥*I*) magnetic fields at temperature of 2.1–4.2 K, the cyclotron effective mass, Dingle temperature and the quantum mobility of charge carriers are calculated. It is revealed that the phase shift of the Landau levels index is 0.5 both for the parallel and perpendicular magnetic fields; this finding is attributed to the Berry phase of the surface state. From temperature dependences of resistance and thermo-power, the power factor in a temperature range of 2–300 K was calculated. It is found that the maximum value of the power factor was observed in a temperature range of 100–250 K; it corresponds to the best maximum values available in literature at temperatures above 300 K for perfect single-crystals. Taking into account that heat conductivity in thin layers is essentially lower than in bulk samples, it is reasonable to expect considerable enhancement of thermoelectric efficiency over a wide temperature range, which is of great importance for the development of new highly effective thermoelectric materials based on thinner Bi₂Te₃ TI layers for practical applications in thermogenerators and coolers.

Keywords: topological insulator, bismuth telluride, single-crystal layers, SdH oscillations, thermoelectricity.