

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТЕЙ $Bi_{1-x}Sb_x$ ПРИ УПРУГОМ РАСТЯЖЕНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Бодюл П. П.^{1,2}, Попов И. А.², Молошник Е. Ф.², Драгуцан Н.И.¹, Котыршев С.И.¹,
Грицко Р.Н.¹

¹Технический Университет Молдовы

²Институт Электронной Инженерии и Промышленных Технологий
cdmicola@gmail.com

Abstract. *In this work we studied the combined effect of longitudinal magnetic field and elastic strain on the thermoelectric properties of thin filaments $Bi_{0.88}Sb_{0.12}$, obtained by the method of Ulitovskogo, and doped with donor and acceptor impurities. The measurements were made at temperature 4,2 – 300 K, in magnetic fields up to 14 T. The maximum value of elongation at the elastic tension was 1,3% at $T = 4,2 – 200$ K. The diameter of the samples ranged from 200 nm to 5 μ m and was controlled by SEM microscope. It was found that at a temperature of 120 K, in magnetic fields up to 0,4 T an increase in the thermoelectric power of 14 – 20%. With the help of elastic strain failed to suppress a sharp rise in resistance in the magnetic fields of 0,4 T, typical for bulk samples of bismuth and fibers in the undeformed state. This led to a significant increase in power factor at temperatures higher than 120 K.*

Ключевые слова: измерения термоэдс, сопротивления, нити, растяжения, магнитное поле

I. Введение

Известно, что сплавы $Bi_{1-x}Sb_x$, образующие непрерывный ряд твёрдых растворов, являются перспективными термоэлектрическими материалами при температуре ниже 200К [1,9]. Плавное увеличение концентрации сурьмы ведёт к перестройке зонного спектра висмута, сопровождающейся переходом полуметалл – полупроводник и обратно.

На рис. 1 представлена схема перестройки энергетического спектра висмут - сурьма с увеличением концентрации сурьмы [1-6] по модели Лэкса – Голина. Прямая щель которая разделяет дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в чистом висмуте в точке L зоны Бриллюэна (термы L_a и L_s) и составляет приблизительно 15 мэв, при добавлении сурьмы начинает быстро уменьшаться. Когда концентрация сурьмы достигает приблизительно 4 ат%, зоны в L соприкасаются. С увеличением концентрации сурьмы, термы L_a и L_s одновременно инвертируют [3] и далее расходятся. Щель в точке L начинает монотонно увеличиваться и достигает 100 мэв у чистой сурьмы.

Потолок валентной T зоны, образующий в чистом висмуте перекрытие около 40 мэв, так же начинает быстро смещаться вниз по шкале энергии с ростом концентрации сурьмы (x). При концентрации около 6,5 ат.% перекрытие между дном зоны проводимости в L и потолком валентной T зоны исчезает, и состав переходит в полупроводниковое состояние [4,5]. В дальнейшем при достижении значения $x \sim 0,09$ ат.% потолок валентной зоны в T спускается ниже потолка валентной зоны в L. Величина энергетической щели в дальнейшем определяется расхождением L_a и L_s термов. Она постепенно увеличивается, достигая своего наибольшего значения около 25 мэв при $x = 0,12 - 0,15$ ат.% [7]. С дальнейшим увеличением концентрации сурьмы энергетическая щель уменьшается вследствие быстрого повышения потолка валентной зоны H, и полностью исчезает при концентрации сурьмы примерно 22 ат.% [4,6]. Известно, что сплавы висмут – сурьма с наибольшей шириной запрещённой зоны

имеют максимальную термоэлектрическую эффективность при низких температурах. Это имеет место при концентрациях 12 – 15 ат. % сурьмы.

Такая контролируемая зонная структура позволяет успешно решать задачу получения материала с заданными свойствами. В частности зонная структура оказывает большое влияние на поведение кинетических коэффициентов таких как термоэдс и сопротивление в полупроводниковой области составов сплавов висмут – сурьма.

В валентной зоне составов вблизи 12 ат.% сурьмы близко по энергии располагаются экстремумы L, T и Σ (H) зоны (см. рис. 1).

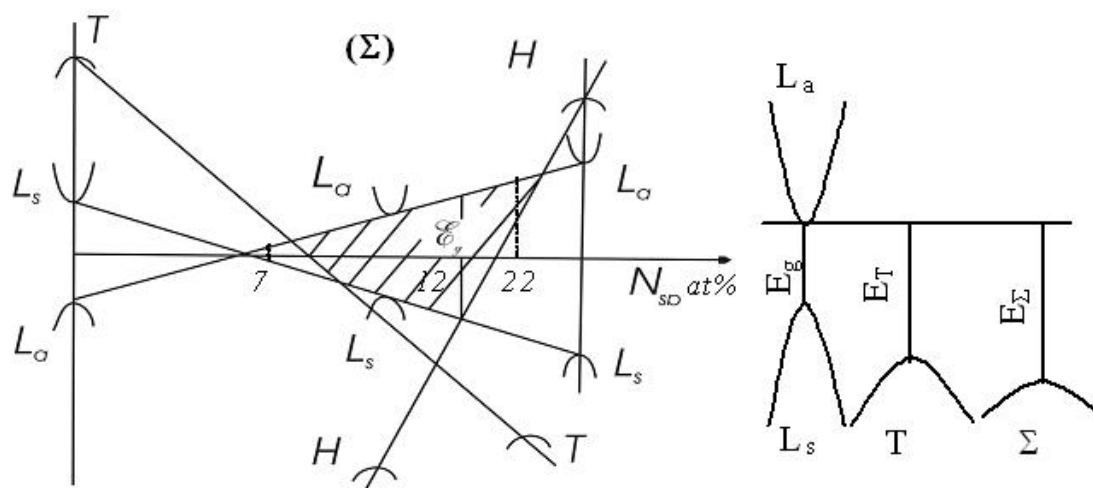


Рис. 1. Изменение зонного спектра сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ с увеличением концентрации сурьмы согласно [4]. Справа представлена зонная структура сплава $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$.

В теоретической работе Дрессельхауз [10] предсказывался значительный рост ZT для нитевидных образцов висмут – сурьма при $d \sim 10$ нм и ниже, при температуре вблизи 77К. В этом плане определяющим фактором является наличие экстремумов валентной подзоны, для трёх L точек, T точки и шести точек Σ (H) зоны Бриллюэна. Повышение ZT наблюдается вблизи соединения краёв, 10 дырочных эллипсоидов вдоль границы между двумя непрямыми зонами полупроводниковой фазы. Это ведёт к росту плотности состояний вблизи уровня Ферми при размерном квантовании в валентной зоне в нанонитях p – типа, что приводит к росту ZT. Другой фактор оказывающий влияние на увеличение ZT данного материала - это величина подвижности основных носителей. ZT образцов n – типа висмут – сурьма, где основными носителями являются L – электроны выше, чем у образцов p – типа, где различные носители осуществляют вклад в явления переноса. Таким образом вклад L – эллипсоидов в увеличение ZT наиболее важен.

Анизотропные деформации кристаллов дают возможность наблюдения эффектов, которые не могут быть получены под действием всестороннего сжатия или легирования, действие которых изотропно. Для значительного изменения энергетического спектра носителей необходимо использование больших нагрузок. В массивных образцах такие нагрузки реализовать сложно[11]. Анизотропные деформации приводят к изменению симметрии решётки и эквивалентности L экстремумов при значительно меньших нагрузках. В этом плане наибольший интерес представляют тонкие, монокристаллические нити в стеклянной оболочке, которые выдерживают упругие одноосные деформации 2,5 – 3% относительного удлинения в чистом висмуте, что соответствует нагрузке 0,6 ГПа[12]. Это позволяет для выбранного состава сплава висмут – сурьма осуществить тонкую перестройку зонного спектра – плавно изменить ширину запрещённой зоны, и оценить влияние

изменения перекрытия зон на электрические и термоэлектрические свойства сплавов висмут – сурьма на одном образце определённого состава.

II. Эксперимент

Тонкие нити Вi и сплавов BiSb с различной концентрацией сурьмы были получены литьём из жидкой фазы по методу Улитовского [13]. Навески соответствующего состава помещались в ампулу, выполненную из пирексового стекла, и расплавлялись под действием высокочастотного поля индуктора. Расплавленный материал в свою очередь расплавлял дно ампулы, которое с помощью специальной стеклянной палочки вытягивалось в виде заполненного капилляра на приёмное устройство представляющую собой систему вращающихся бобин. Благодаря хорошей адгезии материал навески последовательно увлекался в получаемый капилляр. Возможность изменения скорости вращения приёмного устройства позволила получать нити, диаметром начиная от 0,2 мкм и выше. Диаметр образцов контролировался на SEM микроскопе. Ориентация образцов была одинакова во всех случаях. Бисекторная ось C_1 была наклонена к оси нити под углом примерно 20° . Монокристалличность образцов и их ориентация подтверждались угловых диаграмм вращения поперечного магнитосопротивления, а также с помощью осцилляций Шубникова де Гааза в легированных образцах.

Деформация [12,14] монокристаллических нитей сплавов висмут – сурьма выполнялось с помощью специального приспособления, изображённого на рис. 2. Нитевидные образцы фиксировались в кольце из берилеевой бронзы. Установка образца осуществлялась непосредственно перед измерениями. Приспособление крепилось в нижней части держателя так, чтобы с помощью специального устройства можно было передать на него растягивающее усилие. Такая конструкция позволяла проводить измерения от 4,2К до 300К и осуществлять упругие деформации до 2 – 3% относительного удлинения. Величина деформации определялась по числу оборотов специального барабана, который прикладывал усилие к металлическому пруту. Градуировка этой системы производилась при комнатной температуре под микроскопом МИМ – 7.

Измерение температурных зависимостей термоэдс и сопротивления в интервале от 4,2 до 300К было выполнено на специальной автоматизированной установке, созданной на базе криоохладителя фирмы Leybold “Coolpower 4.2 GM”. Температурный градиент менялся линейно от 0,5К при температуре жидкого гелия до 3К при комнатной температуре. Значение температуры ниже 80К контролировалось термопарой Cu – CuFe, выше 80К термопарой медь – константан. Полевые зависимости термоэдс и сопротивления были исследованы во Вроцлаве (Польша) в сильных магнитных полях до 14Т в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур.

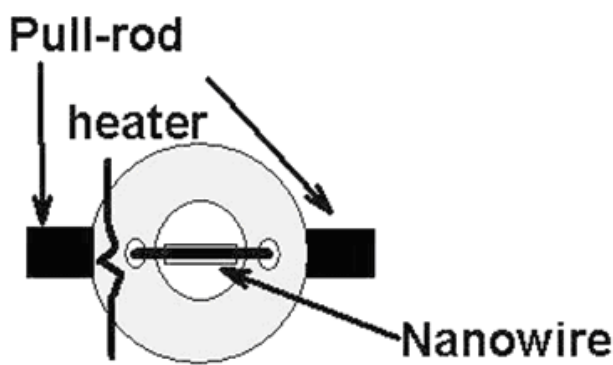


Рис. 2. Приспособление для измерения термоэдс и сопротивления нитей при растяжении.

III. Результаты и обсуждения

В настоящей работе изучались температурные зависимости удельного сопротивления и термоэдс в интервале температур 4,2 – 300К в нитях $Bi - 12 \text{ at\% } Sb$ p и n – типов, легированных оловом и теллуром. А также гальваномагнитные и термомагнитные эффекты в продольных магнитных полях до 14 Т и упругом растяжении до 1,5 % относительного удлинения. Были проведены исследования эффекта Шубникова де Газа в магнитных полях до 14 Т при НИУ с целью оценки положения уровня Ферми при легировании оловом и теллуром.

Необходимо отметить, что в области примесной проводимости поведение кинетических коэффициентов определяется как лёгкими L дырками, так и тяжёлыми из T и Σ зоны. Однако, по причине малой подвижности, вклад тяжёлых дырок из T или Σ зоны в термоэдс и проводимость невелик.

При температуре $T \leq 30\text{K}$, в явлениях переноса участвуют в основном L – дырки, имеющие малую эффективную массу. По достижении определённой температуры вследствие теплового размытия уровня Ферми, расположенного вблизи T и Σ зон, и соответственно, рассеяния в них носителей из L зоны, роль L – дырок в поведении термоэдс и сопротивления уменьшается. Тяжёлые дырки в T или Σ зоне не вносят значительного вклада в величину термоэдс и проводимости из – за их малой подвижности. Рост термоэдс замедляется в сравнении со случаем однозонных сплавов, а сопротивление возрастает. В области собственной проводимости (переход к этой области на температурных зависимостях соответствует резкому уменьшению значений термоэдс и сопротивления с ростом температуры после достижения максимальных значений), определяющий вклад в поведение кинетических коэффициентов вносят L – электроны. Основной причиной этого является значительный рост их концентрации в этой температурной области. Подвижность электронов значительно выше, чем у дырок в T или Σ – зоне. Концентрация лёгких L – дырок, имеющих высокую подвижность незначительна, по причине описанного выше эффекта межзонного рассеяния. Как следствие наблюдается уменьшение сопротивления и термоэдс. В дальнейшем последнее меняет знак и растёт в отрицательную область. Для многозонных сплавов, когда уровень Ферми находится вблизи потолка тяжёлой дырочной подзоны, в области примесной проводимости, наблюдается локальное уменьшение значений сопротивления и термоэдс и даже смена знака термоэдс (см. рис. 3а). Это соответствует интервалу от температуры жидкого гелия до значения 10 – 15К, в зависимости от состава [15]. Данная аномалия в поведении термоэдс также связывается [15] с межзонным рассеянием носителей.

Общий вид температурной зависимости термоэдс нитей диаметром более одного мкм, до 20К такой же как и в однозонных сплавах массивных образцов. Т. е. в этом температурном интервале не наблюдается аномалий поведения, как например смена знака и минимум термоэдс, наблюдаемый в массивных образцах этого состава. Происходит рост термоэдс с увеличением температуры. Далее, при $20\text{K} < T < 60\text{K}$ термоэдс проходит через максимум.

В отличие от массивных образцов, где такое поведение наблюдалось ранее [16], величина максимума, в нитях невелика. А для образцов $d \leq 1.0 \mu\text{m}$ он вообще отсутствует. Это связано с тем, что в области низких температур (менее 20К) большое влияние может оказать механизм рассеяния основных носителей L – дырок, обладающих большой подвижностью. А в нитевидных образцах имеет место значительный вклад поверхностного рассеяния (классический размерный эффект). Данный эффект наиболее сильно проявляется в образцах меньшего диаметра. В этом случае при увеличении температуры от 4,2К до, примерно, 30К имеет место ограничение подвижности основных носителей L – дырок вследствие поверхностного рассеяния, которое усиливается с уменьшением диаметра образца. Как

следствие в нитях малого диаметра мы не можем получить столь же большие значения термоэдс в максимуме как в массивах [8], или же рост термоэдс вообще не наблюдается, как например в образцах диаметром меньше микрона (см. рисунок 3).

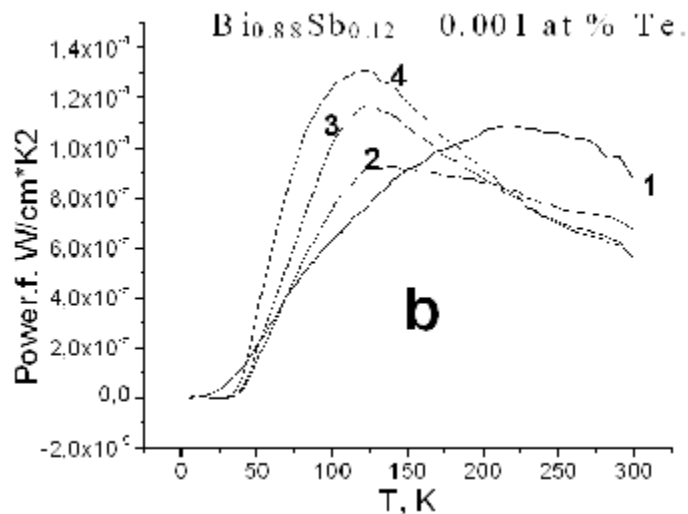


Рис. 3. Температурные зависимости power factor тонких нитей $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ а) с теллуром 1) $d = 0.4$ мкм; 2) $d = 0.7$ мкм; 3) $d = 1.5$ мкм; 4) $d = 6.8$ мкм.

Когда температура превышает 30К, в нитевидных образцах включается механизм межзонного рассеяния.

При переходе к области собственной проводимости ($T > 30\text{K}$), как и в массивах, основную роль в эффекте термоэдс начинают играть другие носители L – электроны по причине их более высокой подвижности. На их подвижность так же начинает оказывать ограничивающее влияние классический размерный эффект. Как следствие в образцах $d < 1\text{мкм}$ экстремум в отрицательной области значений термоэдс сглажен.

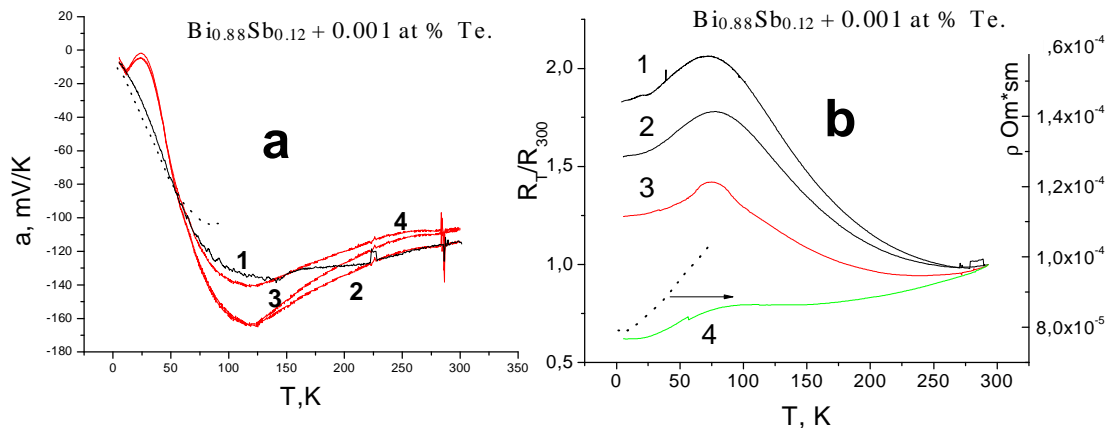


Рис. 4. Температурные зависимости термоэдс (а), и сопротивления (b) тонких нитей $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12} + 0.001$ ат. % Те. 1) $d = 0.4$ мкм; 2) $d = 0.7$ мкм; 3) $d = 1.5$ мкм; 4) $d = 6.8$ мкм.

Пунктирной линией показан массив $\text{Bi}_{0.87}\text{Sb}_{0.13} + 0.001$ ат. % Те [14].

У образцов нитей n – типа, легированных теллуром, (рис. 4а) не наблюдается максимума по абсолютному значению термоэдс в низкотемпературной области, или он очень незначительный. Для всего интервала температур от 4,2К до 300К α принимает отрицательные значения. Такой ход зависимости в целом совпадает с поведением массивных образцов $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ имеющих n – тип проводимости, легированных теллуром [17] $\Delta T \parallel C_1$.

В этом случае в явлениях переноса участвуют только электроны L – зоны, а уровень Ферми электронов находится выше потолка валентной T – зоны.

Установлено, что на данных образцах наблюдается рассеяние на ионизированных примесях и акустических фонах. При температурах ниже 10К имеет место рассеяние на ионизированных примесях, а при $T > 10\text{K}$ преобладает смешанный тип рассеяния. Наличие экстремума при 25К на образцах 2 – 4 и его отсутствие на образце 1 не может быть связано с влиянием размерного эффекта, поскольку для трёх различных диаметров он имеет практически одни и те же значения. Однако его наличие может указывать на несколько большую величину концентрации T_e в этих образцах [17]. В этом случае уровень Ферми находится ближе к дну T – зоны проводимости. Что с ростом температуры может привести к межзонному рассеянию. Зависимость значения термоэдс от диаметра можно наблюдать в области более высоких температур $T \geq 60\text{K}$. Причём наибольшие значения соответствуют меньшим значениям диаметра, что не соответствует наблюдавшимся ранее закономерностям [18]. Кроме того, значения термоэдс для тонких нитей превосходят величину термоэдс массивного образца того же состава, при температурном градиенте направленном вдоль оси C_1 . Для образца диаметром 0,7 мкм рост значения термоэдс составил до 160мкВ/К в отрицательную область при 100К, что на 50% выше, чем в массивном образце. Отличие в поведении образца 1 можно так же связать с несколько иной концентрацией легирующей примеси.

На основе полученных температурных зависимостей термоэдс и сопротивления данных образцов были рассчитаны и построены температурные зависимости power factor ($\alpha^2\sigma$). Для образцов висмут – сурьма как n так и p – типа имеют место общие закономерности отображённые на рис. 6. Для образцов всех составов характерно наличие широкого максимума в интервале температур 80К – 250К. Кроме того, наибольшие значения $\alpha^2\sigma$ соответствуют образцам большего диаметра. Максимальное полученное значение power factor составило $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ W/sm} \cdot \text{K}^2$ для образца $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12} + 0,01 \text{ at\% Sn}$ $d=2.4 \text{ мкм}$ (140К) и $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12} + 0,001 \text{ at\% Te}$ $d=6.8 \text{ мкм}$ (125К). Учитывая, что величина теплопроводности в интервале температур 40 – 300К слабо меняется [19] и составляет, для образцов p – типа и n – типа $5 \cdot 10^{-2} \text{ W/sm} \cdot \text{K}$ были рассчитаны значения термоэлектрической эффективности. В обоих случаях оно составило около $2,4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. У массивных образцов, этих составов наибольшие значения получены при 100К, примерно $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Таким образом результаты, полученные на тонких нитях находятся в близком согласии с результатами полученными на массивных кристаллах [19].

Из этих экспериментов видно, что даже небольшая неоднозначность в оценке состава и процентного содержания примесей образцов, приводит к существенному изменению особенностей на температурных зависимостях сопротивления и термоэдс. Из этого следует, что наиболее ценны и однозначны в исследовательском плане результаты, полученные на образце одного конкретного состава при воздействии упругого растяжения, и магнитного поля.

Были проведены исследования в широком интервале температур 4,2 – 300К состава $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ легированного теллуром до 0,001 at%. Наибольшее внимание было уделено области температур, где значение термоэдс максимально, т. е. области 100 – 130К. На рис. 5а и рис. 5б представлены зависимости термоэдс и сопротивления нитей данного состава от продольного магнитного поля. Измерения были выполнены при фиксированной температуре в 110К и различных значениях упругой деформации до 1,3% относительного удлинения. Из рисунка 6б видно, что сопротивление возрастает с увеличением магнитного поля, проходит через максимум вблизи 1 – 2 Т, затем падает и выходит на насыщение. Такая зависимость $\alpha(H)$ в целом качественно соответствует результатам, полученным в массивах [3] и плёнках [18] соответствующего состава. Диаметр образцов составлял 1 мкм.

При увеличении нагрузки упругого растяжения рост сопротивления замедляется, зависимость становится относительно менее крутой и, соответственно, величина максимума уменьшается. Одновременно с этим максимум сдвигается в область более сильных магнитных полей. В отсутствии нагрузки он расположен вблизи 1Т, а при максимальной нагрузке магнитное

поле максимума составляет почти 2Т. Кроме того с ростом ξ в нулевом магнитном поле происходит некоторое уменьшение сопротивления при растяжении. В слабых магнитных полях до 0,1 – 0,4Т, в зависимости от величины нагрузки (см. вставку рис. 5b) рост сопротивления не наблюдается. В этом интервале значение сопротивления остаётся неизменным. Причём, с увеличением растягивающего усилия, увеличивается значение магнитного поля до которого проявляется данный эффект. При величине относительного удлинения 1,3% сопротивление не изменяется до магнитных полей значением 0,4Т.

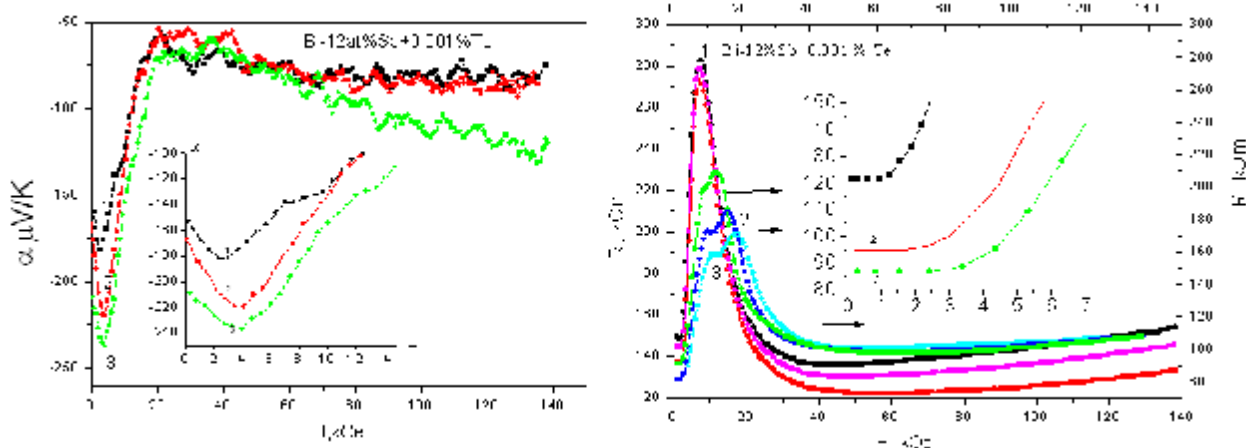


Рис. 5. Полевые зависимости термоэдс и сопротивления тонких нитей $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$ легированных теллуром 0,001 ат.%, при различных упругих деформациях. 1) $\xi = 0,2$, 2) $\xi = 0,8$, 3) $\xi = 1,3$. При температуре 110К. $d = 1\mu\text{м}$.

Термоэдс возрастает по модулю с увеличением магнитного поля от 0 до 0,4Т на 15 – 20%. При значении поля в 0,4Т наблюдается максимум термоэдс. Это совпадает с той областью магнитных полей, где сопротивление постоянно и не зависит от магнитного поля. Увеличение упругих деформаций также вызывает некоторый рост термоэдс в область отрицательных значений. Данный рост происходит как в отсутствие магнитного поля так и в слабых магнитных полях до $\sim 0,5\text{T}$. Такое поведение кинетических коэффициентов – термоэдс и сопротивления, в одном интервале от 0 до 0,4 Т имеет большое значение для термоэлектрической эффективности материала.

По результатам измерений, проведённых в магнитном поле, были рассчитаны и построены полевые зависимости power factor рис. 8. Необходимо отметить, что на кривых зависимостей power factor от магнитного поля имеется чётко выраженный максимум в магнитных полях 0,3 – 0,4 Т. Данный максимум по положению относительно магнитного поля практически совпадает с максимумом термоэдс. Наибольшее значение power factor соответствует максимальному растяжению $\xi = 1,3\%$ и достигает величины $4 \cdot 10^{-4} \text{ W/sm} \cdot \text{K}^2$ при значении магнитного поля 0,4Т. Согласно [10] с увеличением магнитного поля или уменьшением поперечных размеров образца значение χ уменьшается. Если принять значение теплопроводности χ , как и в массивных образцах аналогичного состава, в этом случае величина термоэффективности Z тонких нитей $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12} + 0,001 \text{ at\% Te}$ составляет минимум $8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, при 110К. Максимальное значение термоэлектрической добротности для массивных образцов Z_{331} такого же состава, с градиентом вдоль оси C_3 согласно [10] составляет $7,5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Результат получен при 82К и в поле около 0,1Т $H \parallel C_1$. При той же ориентации и температуре в поле 0,4Т на составе $\text{Bi}_{0.88}\text{Sb}_{0.12} + 0,002 \text{ at\% Te}$ получено $Z 10^{-2} \text{ K}^{-1}$. По данным той же работы при иных комбинациях градиента температур и поля ($Z_{112}Z_{221}Z_{332}$) поле не приводит к увеличению добротности. Термоэлектрическая эффективность массивных образцов $n - \text{Bi}_{0.93}\text{Sb}_{0.07}$ при 100К и температурном градиенте на правленом вдоль C_1 $Z_{22} \approx 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [10]. В слабых магнитных полях до 0,2Т термоэлектрическая

эффективность может возрасти ещё в 1,5 – 2 раза [10], около $5 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. Это примерно в 1,5 раза ниже, чем результат полученный на нитях при упругом растяжении.

IV. Выводы

Были получены тонкие монокристаллические нити высокого структурного совершенства $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12}$ n – типа, диаметром 0,4 – 7 мкм методом литья из жидкой фазы в стеклянной оболочке. Показано, что упругая деформация нитей $\text{Bi}_{0,88}\text{Sb}_{0,12} + 0,001 \text{ ат.}\% \text{ Te}$ приводит к подавлению роста сопротивления в классической области магнитных полей (до 0,4Т). Одновременно при этом возрастает магнитотермоэдс в область отрицательных значений. В совокупности эффект упругого растяжения нитей Bi – Sb, легированных теллуром, и воздействие магнитного поля приводит к возрастанию power factor до значения $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ W/sm} \cdot \text{K}^2$ при $T \geq 110\text{K}$. Это превосходит величину power factor этого же состава, при тех же магнитных полях, но без растяжения на 35 – 40%. Если значение теплопроводности принять равным значению теплопроводности массивных образцов, $Z \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, при 110К.

V. Список литературы

1. G. E. Smith, R. Wolhe. J. Appl. Phys., 33, 941, 1962.
2. Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Каширский Ю. Г., Лынько Л. В. // Ж.Э.Т.Ф. 1969. т.56. в.1. с. 65-72.
3. Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Семёнов М. В. // Ж.Э.Т.Ф. 1970. т.59. в.2. с.434-444.
4. Golin S. Phys. Rev. v. 176. N3. 1968. p 830 – 832.
5. Миронова Г. А., Судакова М. В., Пономарёв Я. Г. ФТТ. 1980. т. 22. №12. с 3628 – 3634.
6. Kraak W., Oelgart C., Schneider G., Herrmann R. Phys. Stat. Sol. (b) 1978. v. 88. N1. p. 105 – 110.
7. Sain A. L. Phys. Rev. 1959.114. p 1518-1539.
8. Редько Н. А., Белицкий В. И., Косарев В. В., Родионов Н. А., Польшин Н. А.// ФТТ, 1986, 23, 12, с. 3746-3748.
9. Иванов Г. А, Куликов В. А, Налётов В. Л, Панарин А. Ф, Регель А. Р//ФТП, 1972, с. 1296-1299.
10. Oded Rabin, Yu – Ming Lin and Mildred S. Dresselhaus. Appl. Phys. Lett., v. 79, №1, 2001. p. 81.
11. Брандт Н.Б., Кептя В. Ф., Кульбачинский В. А., Минаина Н. Я.//ПТЭ. 1977, 2, с. 205 – 207.
12. A. Nicolaeva, A. Burchakov, D Gitsu, S. Materials Science and engineering, A 288, 2000, p. 298 – 302.
13. Брандт Н.Б., Гицу Д.В., Йойшер А. М., Котрубенко Б.П., Николаева А.А., Получение тонких монокристаллических нитей Bi в стеклянной изоляции. ПТЭ 1976 v3 с 256-259.
14. D. Gitsu, T. Huber, L. Konopko, A. Nikolaeva. "Properties of Bi Quantum Wires Under Elastic Stretch." 22 nd International Conference on Thermo electrics. Grand – Motte France. 2003. p. 413 – 416.
15. Грязнов О. С., Иванов Г. А., Мойжес Б. Я., Наумов В. Н., Немчинский В. А., Родионов Н. А., Редько Н. А.//ФТТ, 1982, т. 24, №8, с. 2335 – 2343.
16. Редько Н. А., Родионов Н. А., // Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, №6, с. 246-249.
17. Бойко М. П., Редько Н. А., Родионов Н. А., Польшин Н. А.//ЖЭТФ, т. 43, вып. 1, 1986, с. 41 – 43.
18. 3rd International Conference on materials science and condensed matter physics, october 3 –6 2006. I. Popov. Behavior termopower, specific resistance and power factor thin wires of bismuth and alloys b11-xsBx ($0 \leq x \leq 0,12$) at change temperature and thickness.
19. Комаров В. А., Попов И. А., Грозав А. Д. //Известия АН ССРМ физика и техника, 1991, №2.
20. Родионов Н. А., Редько Н. А., Иванов Г. А. //ЖЭТФ, 1979, т. 21, №9, с. 2556-2562.