

изменением поверхностной энергии для роста кристаллитов в этих направлениях.

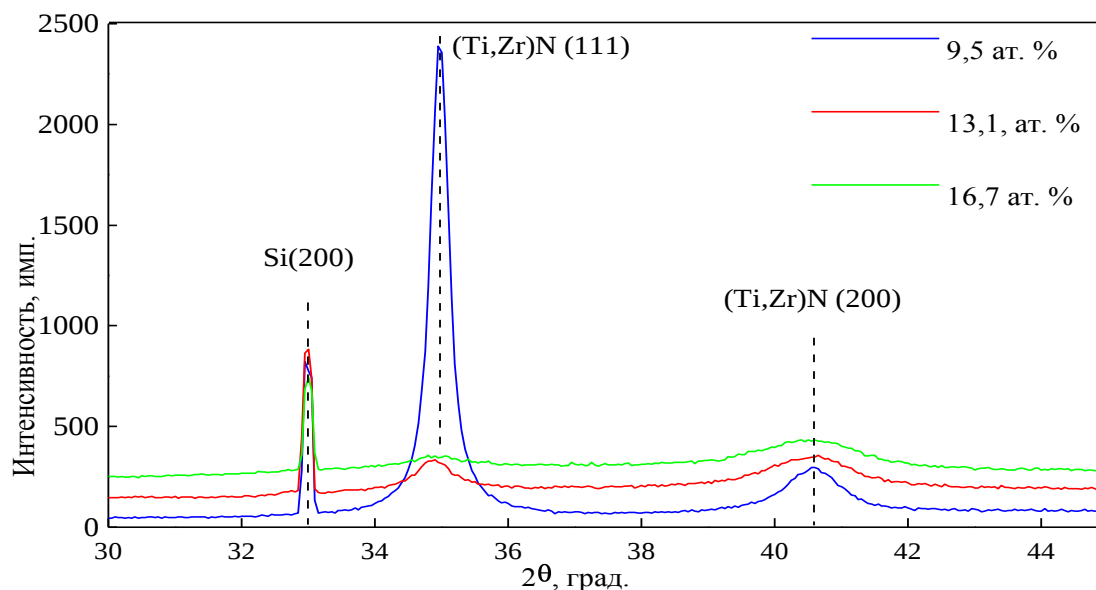


Рис. 2. Рентгенодифракционные спектры от покрытий TiZrSiN с разной концентрацией кремния

Также видно, что с ростом концентраций кремния происходит уширение дифракционных пиков, что говорит об уменьшении области когерентного рассеяния (ОКР) (рис. 3). Размеры ОКР оценивались по формуле Шеррера без учета напряжений:

$$D_{hkl} = \frac{0,94\lambda}{\beta \cos \theta_{hkl}}, \quad (2)$$

где D_{hkl} – размер ОКР,
 β – ширина дифракционного пика.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ВИСМУТА

А. С. Федотов, И. А. Свито, А. В. Мазаник

ВВЕДЕНИЕ

Висмут обладает низкой теплопроводностью, высокими значениями коэффициента Холла и магниторезистивного эффекта, благодаря чему широко используется для многих практических приложений. Монокристаллы висмута в настоящее время хорошо изучены [1,2], однако дороги в получении. Поли-кристаллические плёнки существенно дешевле,

сохраняя при этом многие из необычных свойств монокристаллов. Тем не менее, работ, посвященных детальному изучению гальваномангнитных и термо-электрических свойств поликристаллических плёнок висмута в широком интервале температур и магнитных полей, не много.

Данная работа посвящена изучению механизмов рассеяния носителей заряда в поликристаллических пленках чистого висмута, полученных двумя различными методами.

ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Для исследований было изготовлено две серии образцов: методами центробежного затвердевания (ЦЗ) и электрохимического осаждения (ЭО). В обоих случаях использовался висмут чистотой 99,9999 %.

В ЦЗ методе капля расплава висмута выплескивалась на внутреннюю полированную поверхность вращающегося с частотой 20 об/с медного цилиндра диаметром 20 см. Скорость охлаждения расплава при получении фольг толщиной около 30 мкм находилась в пределах $10^6 - 10^7$ К/с.

ЭО проходило в гальваностатическом режиме при плотности тока $2,5 \text{ А/дм}^2$. Исходными реагентами были выбраны гидроксид висмута марки ч.д.а. и концентрированный раствор хлорной кислоты (65 %, $\rho = 1,596 \text{ г/см}^3$). В нагретую до 60 °С кислоту при интенсивном перемешивании присыпался порошок Bi(OH)_3 . Перемешивание продолжалось до полного растворения Bi(OH)_3 и образования прозрачного раствора. Оптимизированный состав электролита для осаждения висмутовых покрытий составлял 0,174 моль/л $\text{Bi(ClO}_4)_3$ в 3 моль/л HClO_4 . Расстояние между анодом и катодом составляло 5 см.

ЗЕРЕННАЯ СТРУКТУРА

Исследование морфологии зеренной структуры образцов проводилось на электронном микроскопе LEO 1455VP. Как показали эксперименты, в ЦЗ образцах зёрна на порядок крупнее ($\sim 5 - 30 \text{ мкм}$), чем в ЭО образцах ($0,5 - 3 \text{ мкм}$), см. вставки на рис. 1. Линейная плотность межзеренных границ составила $\sim 0,11 \text{ мкм}^{-1}$ и $\sim 1,4 \text{ мкм}^{-1}$ для ЦЗ и ЭО пленок соответственно.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Электросопротивление ρ , постоянная Холла R_H и коэффициент Зеебека α измерялись в интервале температур 2 – 300 К и в магнитных полях до 8 Тл с помощью бескриогенной системы High Field Measurement System компании Cryogenic Ltd. Ток через образец задавался источником постоян-

ного тока Sub-Femtoamp Remote SourceMeter Keithley 6430, что позволяло измерять сопротивление образцов в диапазоне 100 мкОм – 20 ГОм с точностью 0,1 %. Температура образцов контролировалась термодиодами LakeShore, имеющими воспроизводимость не хуже 0,001 К и калиброванными с точностью 0,0005 К, что позволяло измерять и стабилизировать ее с точностью 0,005 К с помощью контроллера-измерителя LakeShore 331.

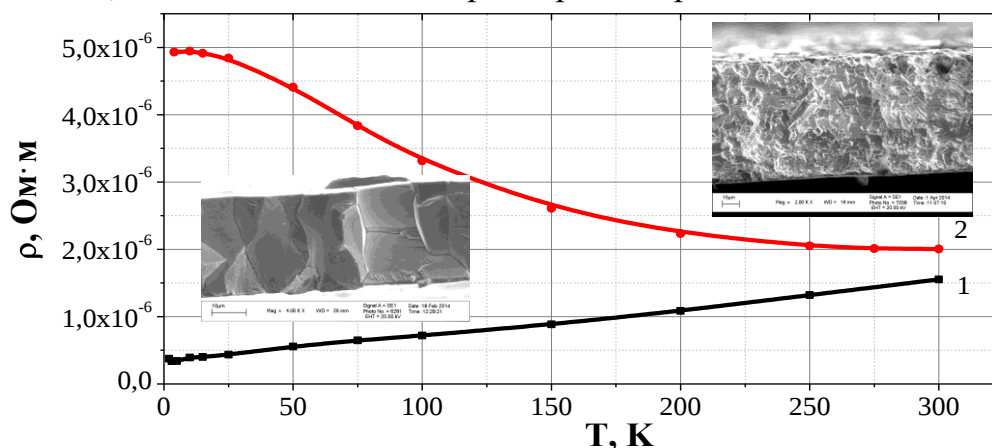


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов в отсутствии магнитного поля

(1)– ЦЗ плёнки (2) – ЭО плёнки.

На вставках представлены зеренные структуры образцов, полученных методами ЦО и ЭО соответственно.

Как показали исследования, в области гелиевых температур величина ρ в нулевом магнитном поле (рис. 1) для ЭО образцов (кривая 2), более чем на порядок выше, чем у ЦЗ пленок (кривая 1). При этом у ЦЗ пленок $\rho(T)$ линейно возрастает, а для ЭО пленок падает с ростом температуры.

При приложении магнитных полей ход $\rho(T)$ для ЦЗ образцов радикально меняется (рис. 2а), показывая наличие максимума при 25 К как в слабых, так и сильных магнитных полях. В то же время характер $\rho(T)$ во всем интервале полей у ЭО образцов (рис. 2б) сохраняется таким же, как и при $B = 0$. Как следует из вставок к рис. 2а и 2б, кривые $R_H(T)$ в ЦЗ образцах имеют минимум, смещающийся в область высоких температур при увеличении B . В ЭО пленках данный минимум отсутствует и ход $R_H(T)$ существенно слабее зависит от поля. Заметим, что $R_H < 0$ у обоих типов образцов, что указывает на определяющую роль электронов в процессах электропереноса.

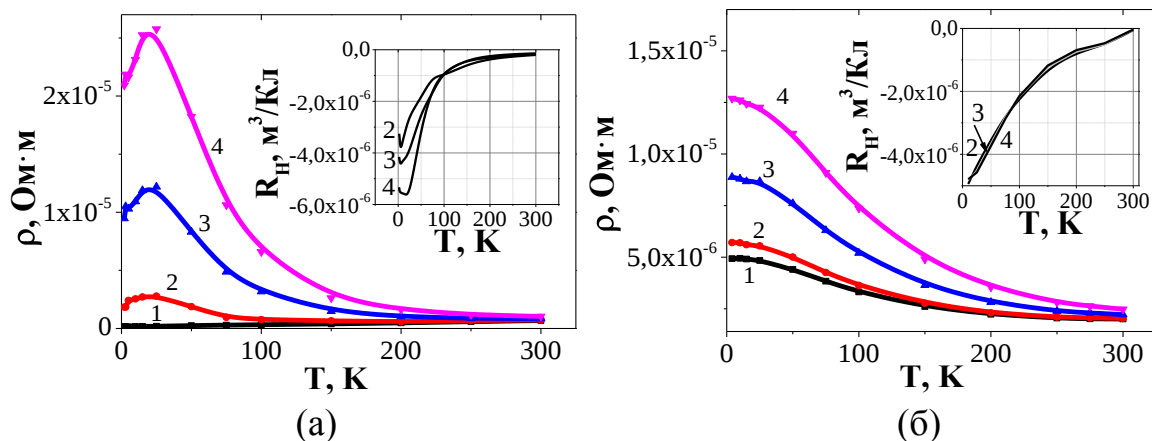


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ образцов пленок, полученных методом ЦО (а) и ЭО (б).

Кривые получены при индукции магнитного поля 0 (1), 0,25 (2), 0,75 (3) и 1,25 Тл (4).

На вставках представлены зависимости постоянной Холла при тех же значениях индукции.

ПАРАМЕТРЫ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

При расчете концентраций и подвижностей носителей заряда в плёнках (см. рис. 3), будем полагать, что для чистого висмута можно использовать условие собственности: $n = p$ (1), где n и p – концентрации электронов и дырок. Поскольку магнетосопротивление (МС) в слабых магнитных полях квадратично по B , это позволяет воспользоваться следующими соотношениями: для МС $\frac{\Delta\rho}{\rho_B B_z^2} = \frac{9\pi}{16} \mu_n^2 \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \left(1 + \frac{\pi/2 - 1}{1 - \pi/4} b^{-1} + b^{-2}\right)$

[3], для удельного сопротивления $1/\rho_0 = Ne(\mu_e + \mu_h)$, для коэффициента Холла в форме $R_H = \frac{r_H}{eN} \frac{\mu_h^2 - \mu_e^2}{\mu_h + \mu_e}$ [4], и коэффициентом Зеебека в виде

правила Матиссена $\alpha = \frac{\alpha_h \sigma_h + \alpha_e \sigma_e}{\sigma_h + \sigma_e}$ [5].

Расчет концентраций (N) и подвижностей (μ_h и μ_e) носителей заряда может быть осуществлен на основе любой из двух систем уравнений: (1) – (4) или (1)-(3), (5). При использовании второй системы для расчета парциальных коэффициентов Зеебека (5) для электронного вклада с параболическим законом дисперсии использовалась модель Лэкса [6].

При вычислении концентраций и подвижностей в качестве фактора рассеяния выбираем $r = -1/2$ (рассеяние на фононах). При этом следует отметить, что выражение (3) для коэффициента Холла в слабых полях существенно слабее зависит от r по сравнению с выражением (5) для определения коэффициента Зеебека.

Как видно из рис. 3, для ЦЗ плёнок расхождение между значениями подвижностей, рассчитанными на основе систем (1)-(4) и (1)-(3),(5) меньше, чем расхождение для плёнок, полученных методом ЭО. Это можно объяснить значительным влиянием дополнительного рассеяния на границах зерен (в особенности при низких температурах, когда длина свободного пробега сравнивается с размером зерен), в пленках, полученных методом ЭО, по сравнению с ЦЗ пленками (см. сказанное выше).

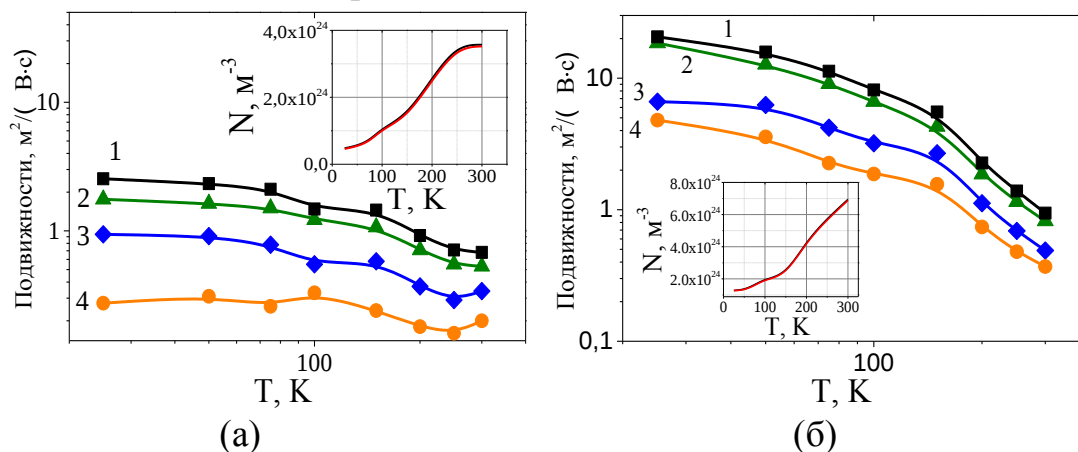


Рис. 3. Температурные зависимости подвижностей носителей заряда в образцах пленок, полученных методом ЦЗ (а) и ЭО (б).

(1)– подвижность электронов, рассчитанная с использованием коэффициента Зеебека, (2) – подвижность электронов, рассчитанная с использованием коэффициента Холла, (3) – подвижность дырок, рассчитанная с использованием коэффициента Зеебека, (4) – подвижность дырок, рассчитанная с использованием коэффициента Холла. На вставках представлены температурные зависимости концентрации носителей заряда в образцах.

Этой же причине, по-видимому, можно приписать обнаруженное ослабление температурной зависимости подвижности в ЦЗ фольгах при понижении температуры, когда длина свободного пробега увеличивается, и носители начинают все больше рассеиваться на границах зерен.

Отметим, что в ЭО образцах, значения подвижности растут при повышении температуры всего в 2 – 3 раза, тогда как в ЦЗ образцах подвижность увеличивается на порядок. Это позволяет высказать предположения относительно показанного на рис. 1 поведения кривых $\rho(T)$.

Поскольку в ЭО образцах подвижность падает с температурой медленно (эффективность рассеяния на границах зерен слабо зависит от температуры), определяющей для сопротивления является температурная зависимость концентрации носителей заряда. В ЦЗ образцах подвижность с ростом температуры уменьшается быстро (рассеяние на границах играет существенно меньшую роль, чем зависящее от температуры рассеяние на фононах), а концентрация возрастает так же, как и в пленках, полученных методом электрохимического осаждения. В этом случае определяющей для $\rho(T)$ должна быть температурная зависимость подвижности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Методом сканирующей электронной микроскопии обнаружено, что исследованные пленки двух типов существенно различаются средним размером зерен, который значительно больше для пленок, полученных центробежным затвердеванием (плотность границ $0,11 \text{ мкм}^{-1}$) по сравнению с пленками, полученными электрохимическим осаждением (плотность границ $1,4 \text{ мкм}^{-1}$).

2. Из полученных экспериментально температурных и магнитопольных зависимостей удельного электросопротивления, коэффициента Зеебека и постоянной Холла в слабом поле на основе расчетов температурных зависимостей концентрации и подвижностей электронов и дырок установлено, что в пленках, полученных методом электрохимического осаждения, подвижности носителей заряда возрастают при повышении температуры от 25 до 300 К всего в 2 – 3 раза, тогда как в образцах, полученных методом центробежного затвердевания, подвижности увеличиваются на порядок. При этом концентрации носителей в пленках обоих типов различаются незначительно и составляют $(5-30) \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ для образца, полученного ЭО и $(1-7) \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ для образцов, полученных ЦЗ.

3. Наблюдаемые различия электроннотранспортных свойств для двух изученных типов пленок висмута объясняются существенным влиянием границ зерен на рассеяние носителей заряда. В мелкозернистых образцах, полученных ЭО, рассеяние на границах играет значительную роль, что приводит к слабой температурной зависимости подвижности и уменьшению сопротивления с ростом температуры вследствие увеличения концентрации носителей заряда. В крупнозернистых образцах, полученных методом ЦЗ, возрастает вклад зависящего от температуры рассеяния на фононах, в результате чего происходит уменьшение подвижности и монотонный рост сопротивления с увеличением температуры.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы считают приятным долгом выразить глубокую благодарность профессору Шепелевичу В. Г. за приготовление пленок висмута методом ЦЗ, а также кандидату химических наук Позняку С. К. за приготовление пленок висмута методом ЭО.

Литература

1. *Абрикосов А. А.*, Некоторые вопросы теории полуметаллов / *А. А. Абрикосов.* – ЖЭТФ. – 1973. – Т. 65. – С. 2063-2078.
2. *Фальковский Л.А.* Физические свойства висмута / *Л.А. Фальковский* // УФН. – 1968. – Т. 94. – С. 3-28.

3. *Seeger K.* Semiconductor Physics: An Introduction, 6th ed. / *K. Seeger* - Springer, Berlin, 1997. - 605 p.
4. *Кучис Е.В.* Гальваномагнитные явления и методы их исследования / *Е.В. Кучис*. – М.: Радио и связь. – 1990. – 264 с.
5. *Nakamura D.* Thermoelectric properties for single crystal bismuth nanowires using a mean free path limitation model / *D.Nakamura, M. Murata, H. Yamamoto, Y. Hasegawa, T. Komine*// Journal of Applied Physics. – 2011. – V. 110. – P. 053702-1 – 053702-6.
6. *Lax B.* Infrared magnetoreflexion in bismuth. Highfields. / *B. Lax, J.G. Mavroides, H.J. Zeiger, R.J. Keyes* // Phys.Rev.Lett. – 1960. - V.5, nr.6. - P.241-246.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ ГЕПТАНА С КИСЛОРОДОМ И ВОЗДУХОМ В ДЕТОНАЦИОННОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

И. И. Чернухо

Перспективы использования детонационного сгорания топлива, открытые в последние десятилетия, существенно повысили интерес к двигателям периодического сгорания [2]. Это можно объяснить тем, что в детонационных волнах процесс сгорания топливно–воздушных смесей осуществляется практически мгновенно, обеспечивая значительное повышение давления в камерах сгорания, имеющих форму полужамкнутого объема; при этом отпадает необходимость в выпускных клапанах.

Преимущества цикла с детонационным сгоранием топлива определяется тем, что этот цикл является более термодинамически эффективным, чем цикл с дефлаграционным сгоранием топлива. Различие этих двух циклов состоит в том, что подвод тепла в детонационном сгорании происходит не по изохоре, а по адиабате Гюгонио.

В связи с развитием исследований по возможности применения пульсирующего детонационного режима в ракетных двигателях представляет интерес исследование параметров детонационных волн в практически важных жидких топливах. Целью данной работы является исследование термодинамических характеристик (скорость ДВ, давление на фронте ДВ и сила тяги) пульсирующего детонационного режима в смесях гептана с кислородом и воздухом в широком диапазоне начальной температуры ($T_0 = 16...110^\circ\text{C}$) и коэффициента стехиометрии ($\phi = 0,8...1,9$) в детонационной камере сгорания. В связи с этими исследованиями возникает перспектива реализации новых способов инициирования и стабилизации детонации в условиях ограниченного пространства камеры сгорания.

Для проведения исследований детонации в предварительно перемешанной смеси гептана с воздухом и кислородом использовалась экспериментальная установка, представляющая собой систему из дето-