

УДК 538.9

## ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК СИСТЕМЫ ВИСМУТ–СУРЬМА В УСЛОВИЯХ ДЕФОРМАЦИИ ПЛОСКОСТНОГО РАСТЯЖЕНИЯ

© 2021 г. В. М. Грабов<sup>а</sup>, Е. В. Демидов<sup>а</sup>, В. А. Комаров<sup>а</sup>,  
С. В. Сенкевич<sup>б</sup>, А. В. Суслов<sup>а, \*</sup>

<sup>а</sup>Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,  
Санкт-Петербург, 191186 Россия

<sup>б</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, 194021 Россия

\*e-mail: a.v\_suslov@mail.ru

Поступила в редакцию 18.11.2020 г.

После доработки 29.01.2021 г.

Принята к публикации 30.01.2021 г.

Представлены результаты исследования удельного сопротивления, магнетосопротивления и коэффициента Холла тонких пленок висмута и системы висмут–сурьма на подложке из боросиликатного стекла в условиях деформации плоскостного растяжения. Деформация была создана специально разработанным методом, позволяющим изменять ее величину непосредственно в процессе измерения свойств пленки. Пленки получены методом термического испарения в вакууме. Варьирование технологических режимов позволило получить пленки различной структуры: от мелкоблочной до монокристаллической. По полученным экспериментальным результатам в рамках двухзонного приближения были рассчитаны концентрации носителей заряда и положения энергетических экстремумов валентной зоны и зоны проводимости относительно уровня химического потенциала. Показана недостаточность двухзонного приближения для описания свойств пленок исследованных составов в условиях деформации плоскостного растяжения.

**Ключевые слова:** тонкие пленки, висмут, сурьма, стекло, гальваномагнитные свойства, деформация, растяжение, двухзонная модель.

DOI: 10.31857/S1028096021070062

### ВВЕДЕНИЕ

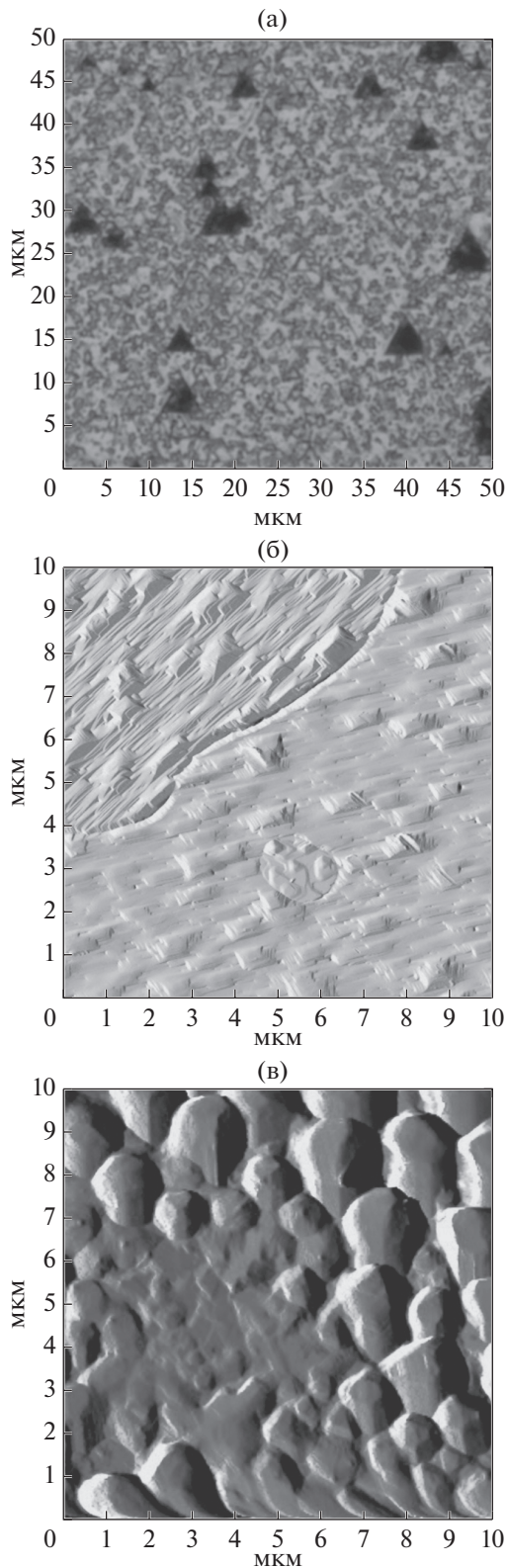
В настоящее время активно идут исследования низкоразмерных объектов, например тонких пленок, нанонитей. Как правило, такие объекты находятся в жесткой механической связи с подложкой, матрицей или оболочкой. В большинстве случаев механические свойства материалов пленки и подложки, например коэффициент температурного расширения, существенно различаются. В результате при температуре, отличной от температуры формирования, пленка находится в механически напряженном, деформированном состоянии, что влияет на ее физические свойства. Поэтому исследования в области физики полуметаллов и узкозонных полупроводников, использующие методы деформационной инженерии, переживают бурный расцвет. Подобные исследования имеют настолько большие перспективы, что выделились в отдельную область физики — стрейнтронику [1–8].

В настоящей работе представлены результаты исследования гальваномагнитных свойств тонких пленок висмута и  $\text{Bi}_{0,95}\text{Sb}_{0,05}$  в условиях контролируемой и целенаправленно создаваемой деформации плоскостного растяжения непосредственно в процессе измерения.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Метод создания деформации основан на купольном изгибе подложки. В результате верхняя плоскость подложки растянута, а нижняя — сжата. При не слишком большой площади пленки, расположенной на вершине купола, и малой стреле прогиба подложки в первом приближении деформацию пленки можно считать однородной плоскостной [9].

Тонкие пленки висмута и  $\text{Bi}_{0,95}\text{Sb}_{0,05}$  были получены методом термического испарения в вакууме до  $10^{-5}$  мм рт. ст. Режимы получения были подобраны так, чтобы пленки одного состава



**Рис. 1.** Кристаллическая структура пленок висмута: а – оптическое изображение перекристаллизованной пленки; б, в – АСМ-изображения пленок, полученных, соответственно, в оптимальных условиях и при повышенной температуре.

имели различную структуру. Монокристаллические пленки были получены с использованием методов перекристаллизации под защитным покрытием, описанных в [10, 11]. Кристаллическая структура полученных образцов была исследована методами рентгеноструктурного анализа, дифракции обратно рассеянных электронов и атомно-силовой микроскопии (АСМ) с применением избирательного химического травления [12].

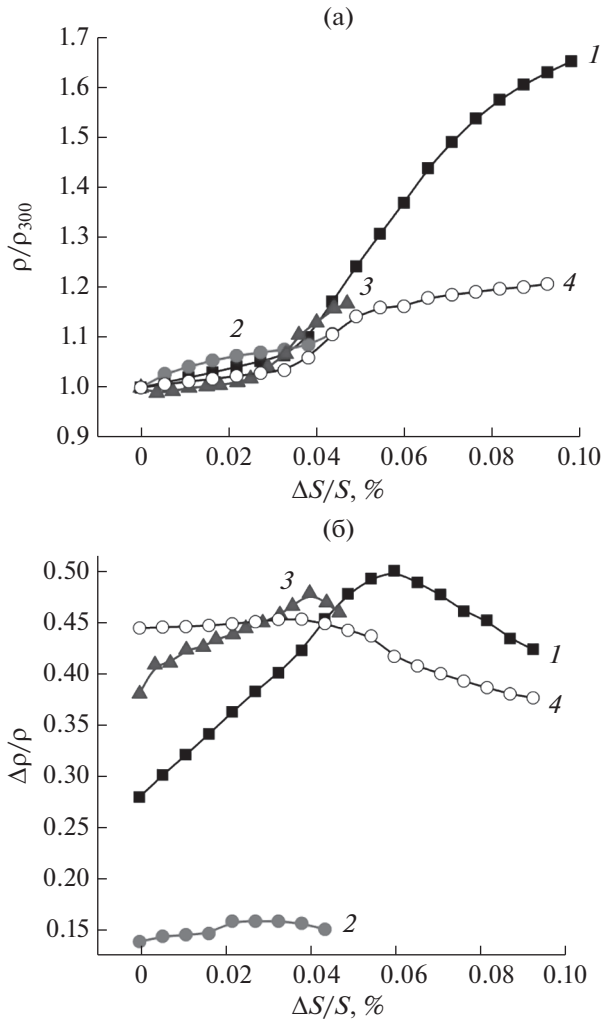
Гальваномагнитные и электрические свойства были измерены при постоянном токе в постоянном магнитном поле при постоянной температуре и постоянной деформации.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены результаты исследования кристаллической структуры пленок висмута. Как видно из рисунка, перекристаллизованная пленка (рис. 1а) представляет собой единый монокристалл по всему объему. Пленка, выращенная в оптимальных условиях (рис. 1б), представляет собой крупноблочную текстуру. Как видно из рисунка, наблюдаются отклонения направления оси  $C_3$  от нормали к пленке. Согласно исследованию дифракции обратно рассеянных электронов, угол отклонения оси  $C_3$  может достигать  $15^\circ$ – $20^\circ$ . Средний размер кристаллитов составляет 8–10 мкм. Пленка, полученная при повышенных температурах (рис. 1в), имеет мелкоблочную структуру со средним размером кристаллитов не более 2 мкм. Согласно рентгеноструктурному анализу, преимущественная ориентация оси  $C_3$  пленочного кристалла соответствует перпендикуляру к плоскости пленки.

Результаты исследования удельного сопротивления и магнетосопротивления при температуре 77 К в зависимости от величины относительной деформации  $\Delta S/S$  (где  $S$  – площадь пленки) представлены на рис. 2. Удельное сопротивление и магнетосопротивление, так же, как и коэффициент Холла, возрастают при увеличении деформации плоскостного растяжения. При деформации в окрестности 0.03–0.04% на всех зависимостях наблюдается перегиб, положение которого не зависит от структуры пленки.

В рамках двухзонного приближения в предположении равенства концентраций электронов и дырок, а также подобия электронной и дырочной поверхностей Ферми в пленках и в монокристаллах соответствующего состава был проведен расчет концентрации носителей заряда. В данном приближении с учетом кристаллографической ориентации пленок измеряемые величины удельного сопротивления, магнетосопротивления и коэффициента Холла отвечают компонентам тензоров гальваномагнитных коэффициентов монокристаллов соответствующих составов  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{11,33}$ ,



**Рис. 2.** Зависимость от деформации плоскостного растяжения: а – относительного удельного сопротивления ( $\rho/\rho_{300}$ ); б – магнетосопротивления ( $\Delta\rho/\rho$ ) пленок толщиной 1 мкм при 77 К: монокристаллической Вi (1); мелкоблочной Вi (2); крупноблочной Вi (3);  $\text{Bi}_{0,95}\text{Sb}_{0,05}$  (4).

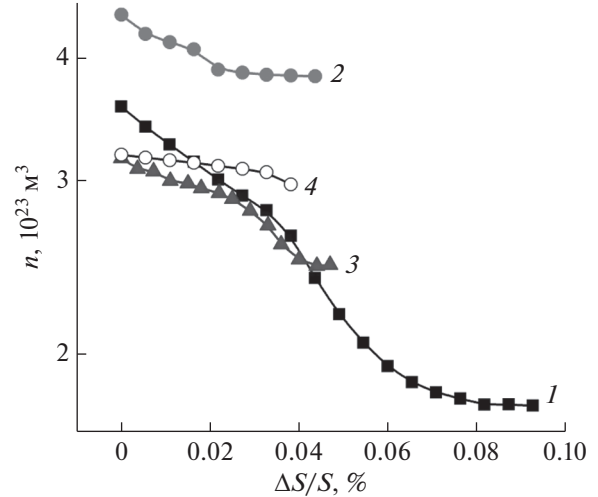
$R_{12,3}$  и могут быть представлены через компоненты подвижности носителей заряда и их концентрацию:

$$\frac{1}{\rho_{11}} = e\rho u_1^+ + \frac{1}{2}en[u_1^- + u_2^-],$$

$$\rho_{11,33} = \rho_{11} \left[ ep(u_1^+)^3 + \frac{1}{2}enu_1^-u_2^-(u_1^- + u_2^-) \right] - \frac{(R_{12,3})^2}{\rho_{11}},$$

$$R_{12,3} = (\rho_{11})^2 [ep(u_1^+)^2 - enu_1^-u_2^-],$$

где  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{11,33}$ ,  $R_{12,3}$  – измеряемые компоненты удельного сопротивления, магнетосопротивления и коэффициента Холла,  $e$  – заряд электрона,  $n$  и  $p$  – концентрация электронов и дырок соответственно,  $u_1^-$ ,  $u_2^-$ ,  $u_1^+$  – диагональные компонен-



**Рис. 3.** Зависимость от деформации плоскостного растяжения концентрации носителей заряда пленок толщиной 1 мкм при 77 К: монокристаллической Вi (1); мелкоблочной Вi (2); крупноблочной Вi (3);  $\text{Bi}_{0,95}\text{Sb}_{0,05}$  (4).

ты тензоров подвижности электронов и дырок при выборе координатных осей вдоль осей симметрии соответствующего эллипсоида поверхности Ферми в висмуте. Результаты расчета концентрации носителей заряда представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, концентрация носителей заряда уменьшается при увеличении деформации плоскостного растяжения.

На основе полученных значений концентрации носителей заряда были определены положения энергетических экстремумов валентной зоны и зоны проводимости относительно уровня химического потенциала в предположении, что закон дисперсии  $L$ -электронов соответствует модели Лэкса:

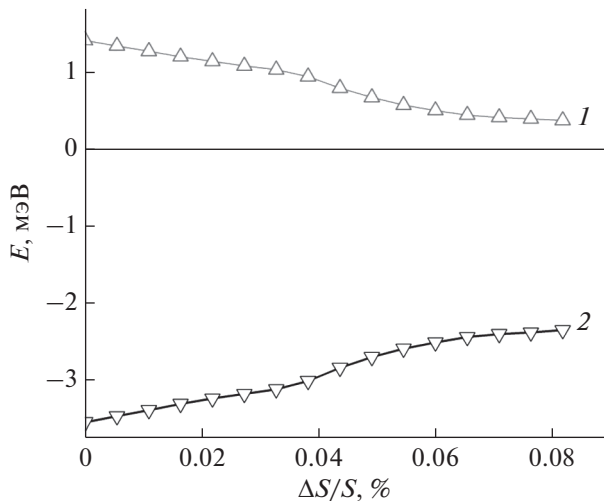
$$n = \frac{2(2m_{e1}^*m_{e2}^*m_{e3}^*)^{1/2}}{\pi^2\hbar^3} (kT)^{3/2} L_0^{3/2}(\mu_e, \beta),$$

где

$$L_0^{3/2}(\mu, \beta) = \int_0^\infty \frac{\exp(\varepsilon - \mu)}{(\exp(\varepsilon - \mu) + 1)^2} (\varepsilon^2\beta + \varepsilon)^{3/2} d\varepsilon,$$

$\varepsilon = E/kT$ ,  $\mu_e = E_F/kT$ ,  $\beta = kT/E_g$ ,  $E$  – энергия,  $E_F$  – уровень химического потенциала электронов,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $m_{ei}^*$  – компоненты тензора эффективной массы электронов в системе координат осей симметрии поверхности Ферми электронов, где  $i = 1, 2, 3$ .

Закон дисперсии  $T$ -дырок был аппроксимирован простой квадратичной моделью:



**Рис. 4.** Положение потолка валентной зоны (1) и дна зоны проводимости (2) монокристаллической пленки висмута толщиной 1 мкм при 77 К в зависимости от деформации плоскостного растяжения.

$$p = \frac{2(2m_{e1}^*m_{e2}^*m_{e3}^*)^{1/2}}{\pi^2\hbar^3}(kT)^{3/2} F_{1/2}(\mu_p),$$

где

$$F_{1/2}(\mu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{1/2}}{\exp(\epsilon - \mu) + 1} d\epsilon,$$

$m_{pi}^*$  – компоненты тензора эффективной массы дырок в системе координат осей симметрии поверхности Ферми дырок,  $i = 1, 2, 3$ . За компоненты эффективных масс брали соответствующие значения для массивных монокристаллов.

Результаты расчета положения экстремумов на примере монокристаллической пленки висмута представлены рис. 4. Как и концентрация носителей заряда, энергетическое перекрытие уменьшается при увеличении деформации плоскостного растяжения. Аналогичные зависимости концентрации и положения экстремумов от плоскостной деформации были получены в [13, 14] при исследовании пленок на подложках с различным температурным расширением, а также в [4, 15] согласно результатам моделирования из первых принципов зонной структуры пленок, на подложках с несоответствием постоянных решеток. Тем не менее, дискретный набор подложек, пригодных для исследования деформации за счет различия температурного расширения или рассогласования постоянных решеток, не позволил обнаружить обозначенные выше точки перегиба на зависимостях гальваномагнитных и электрических свойств от деформации, а также соответствующих зависимостях концентрации и положения энергетических экстремумов.

Точки перегиба, наблюдаемые на зависимостях гальваномагнитных и электрических свойств, а также зависимостях параметров носителей заряда и зонной структуры, могут быть связаны со сложной структурой валентной зоны пленок висмута и системы висмут–сурьма и, соответственно, недостаточностью двухзонного приближения для описания энергетической структуры спектра носителей заряда в условиях деформации плоскостного растяжения. Для привлечения трехзонной модели авторы предлагают использовать в расчете дополнительные эффекты, например, термоэдс.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены результаты исследования гальваномагнитных и электрических свойств тонких пленок в условиях плоскостной деформации, создаваемой новым методом за счет механической купольной деформации подложки. В результате деформации плоскостного растяжения уменьшается концентрация носителей заряда, что согласуется с данными, полученными при исследовании пленок, деформированных другими методами. Обнаружены точки перегиба на зависимостях гальваномагнитных и электрических свойств и параметров носителей заряда в пленках, что может свидетельствовать о сложной структуре валентной зоны пленок исследованных составов. Показана недостаточность использования двухзонной модели для описания энергетического спектра носителей заряда в пленках висмута и системы висмут–сурьма в условиях плоскостной деформации. Для привлечения трехзонной модели авторы предлагают использовать в расчете дополнительные эффекты, например термоэдс.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания при финансовой поддержке Минпросвещения России (проект FSNZ-2020-0026) и РФФИ (грант № 18-32-00430).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. № 12. С. 1288. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.01.038279>
2. Горев Р.В., Удалов О.Г. // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. № 9. С. 1614. <https://doi.org/10.21883/FTT.2019.09.48099.02N>
3. Ермолаева О.Л., Гусев Н.С., Скороходов Е.В., Рогов В.В., Удалов О.Г. // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. № 9. С. 1623. <https://doi.org/10.21883/FTT.2019.09.48100.03N>
4. Jin F, Gu M., Ma C., Guo E.-J., Zhu J., Qu L., Zhang Z., Zhang K., Xu L., Chen B., Chen F., Gao G.-Y., Rondi-

- nelli J.M., Wu W.* // Nano Lett. 2020. V. 20. № 2. P. 1131.  
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b04506>
5. *Akturk E., Akturk O.U., Ciraci S.* // Phys.Rev. B. 2016. V. 94. № 1. 014115.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.014115>
  6. *Xi X., Ma C., Liu Z., Chen Z., Ku W., Berger H., Martin C., Tanner D.B., Carr G.L.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. № 15. P. 155701.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.155701>
  7. *Won S.S., Seo H., Kawahara M., Glinsek S., Lee J., Kim Y., Jeong C.K., Kingon A.I., Kim S.H.* // Nano Energy. 2019. V. 55. P. 182.  
<https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2018.10.068>
  8. *Wang H., Khaikhatay F., Jian J., Huang J., Fan M., Wang H.* // Mater. Res. Bull. 2019. V. 110. P. 120.  
<https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2018.10.016>
  9. *Suslov A.V., Grabov M.V., Komarov V.A., Demidov E.V., Senkevich S.V., Suslov M.V.* // J. Phys. 2019. V. 857. P. 012006.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1281/1/012084>
  10. *Грабов В.М., Демидов Е.В., Комаров В.А., Климантов М.М., Матвеев Д.Ю., Слепнев С.В., Усынин Е.В., Христич Е.Е., Константинов Е.В.* // Изв. Росс. гос. педагог. ун-та им. А.И. Герцена. 2010. № 122. С. 105.
  11. *Грабов В.М., Герега В.А., Демидов Е.В., Комаров В.А., Старицын М.В., Суслов А.В., Суслов М.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. нейтрон. исслед. 2020. № 9. С. 55.  
<https://doi.org/10.31857/S1028096020090058>
  12. *Демидов Е.В., Комаров В.А., Крушельницкий А.Н., Суслов А.В.* // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. № 7. С. 877.  
<https://doi.org/10.21883/FTP.2017.07.44631.17>
  13. *Суслов А.В., Грабов В.М., Комаров В.А., Демидов Е.В., Сенкевич С.В., Суслов М.В.* // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53. № 5. С. 616.  
<https://doi.org/10.21883/00000000000>
  14. *Грабов В.М., Комаров В.А., Демидов Е.В., Сенкевич С.В., Суслов А.В., Суслов М.В.* // Университетский научный журн. 2017. № 35. С. 48.
  15. *Hirahara T., Fukui N., Shirasawa T., Yamada M., Aitani M., Miyazaki H., Matsunami M., Kimura S., Takahashi T., Hasegawa S., Kobayashi K.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. № 22. P. 227401.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.227401>

## Galvanomagnetic Properties of Bismuth–Antimony Films under Conditions of Planar Tensile Strain

V. M. Grabov<sup>1</sup>, E. V. Demidov<sup>1</sup>, V. A. Komarov<sup>1</sup>, S. V. Senkevich<sup>2</sup>, A. V. Suslov<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup> *Herzen State Pedagogical University of Russia, St. Petersburg, 191186 Russia*

<sup>2</sup> *Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia*

\**e-mail: a.v\_suslov@mail.ru*

The results of a study of the resistivity, magnetoresistance, and Hall coefficient of thin films of bismuth and the bismuth–antimony system on a borosilicate glass substrate under plane tensile strain are presented. The deformation was created by a specially developed method that allows changing its magnitude directly during the measurement of the film properties. The films were obtained by thermal evaporation in a vacuum. Varying the technological modes made it possible to obtain films of various structures: from small-blocks to single-crystal. Based on the experimental results, within the framework of the two-band approximation, the concentrations of charge carriers and the positions of the energy extrema of the valence and conduction bands relative to the chemical potential level were calculated. It is shown that the two-band approximation is insufficient for describing the properties of films of the studied compositions under plane tensile strain.

**Keywords:** thin films, bismuth, antimony, glass, galvanomagnetic properties, deformation, tensile strain, two-band approximation.