

Меньшикова С.И.<sup>1</sup>, Рогачева Е.И.<sup>1</sup>, Сипатов А.Ю.<sup>1</sup>,  
Матейченко П.В.<sup>2</sup>, Добротворская М.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный технический университет  
«Харьковский политехнический институт»,  
ул. Фрунзе 21, Харьков, 61002, Украина

<sup>2</sup>«Институт монокристаллов» НАН Украины,  
пр. Ленина, 60, Харьков, 61001, Украина

### ЗАВИСИМОСТИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОТ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЕНОК ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА, ЛЕГИРОВАННОГО ИНДИЕМ

---

*Получены зависимости термоэлектрических свойств (коэффициента Зеебека  $S$ , электропроводности  $\sigma$ , коэффициента Холла  $R_H$ , подвижности носителей заряда  $\mu$  и термоэлектрической мощности  $P = S^2 \cdot \sigma$ ) от толщины  $d$  ( $d = 10 - 255$  нм) тонких пленок, полученных методом термического испарения в вакууме кристаллов  $PbTe$ , легированных индием, и последующей конденсации на подложки (111)  $BaF_2$ . При уменьшении толщины пленок до  $d \approx 40$  нм наблюдается инверсия типа проводимости с  $n$ - на  $p$ -тип, что связывается с изменением условий термодинамического равновесия и частичным реиспарением атомов свинца и/или индия. На толщинных зависимостях свойств при  $d_1 \approx 20$  нм обнаружены экстремумы, наличие которых указывает на квантование дырочного газа. В области толщин с  $n$ -типом проводимости наблюдается плавное изменение термоэлектрических свойств с толщиной, что свидетельствует о проявлении классического размерного эффекта и достаточно хорошо описывается в рамках теории Фукса-Зондхеймера.*

**Ключевые слова:** теллурид свинца, тонкая пленка, толщина, размерный эффект.

*Dependences of thermoelectric properties (the Seebeck coefficient  $S$ , the electric conductivity  $\sigma$ , the Hall coefficient  $R_H$ , the carrier mobility  $\mu$  and the thermoelectric power  $P = S^2 \cdot \sigma$ ) on the thickness  $d$  ( $d = 10 - 255$  nm) of thin films prepared by vacuum evaporation of indium-doped  $PbTe$  crystals and subsequent condensation on (111)  $BaF_2$  substrates were obtained. With decreasing thickness of films to  $d \approx 40$  nm, there is  $n$ - to  $p$ -type inversion of conduction which is related to a change in thermodynamic equilibrium conditions and partial re-evaporation of lead and/or indium atoms. Extremes were found on the thickness dependences of properties at  $d_1 \approx 20$  nm which is indicative of hole gas quantization. In the range of thicknesses with  $n$ -type conduction there is a smooth change in thermoelectric properties with thickness which testifies to*

*manifestation of classical size effect and is sufficiently well described in the framework of the Fuchs-Sondheimer theory.*

**Key words:** lead telluride, thin film, thickness, size effect.

## Введение

Развитие нанофизики и нанотехнологий привлекает внимание к разработке методов получения низкоразмерных структур с заданными характеристиками и исследованию их свойств. Известно, что в низкоразмерном состоянии, например, в тонких пленках, могут наблюдаться размерные эффекты (РЭ). Классический РЭ (КлРЭ) связан с диффузным рассеянием носителей заряда на интерфейсах пленки и проявляется в случае, когда толщина пленки  $d$  сравнима со средней длиной свободного пробега носителей заряда. Квантовый РЭ (КРЭ) является следствием квантования энергетического спектра носителей заряда и наблюдается, когда величина  $d$  становится сравнимой с длиной волны де Бройля  $\lambda_F$  [1]. При использовании тонких пленок в практических целях следует учитывать размерные эффекты, которые могут приводить к кардинальным изменениям свойств материала.

Полупроводники класса IV-VI относятся к материалам, которые широко используются в термоэлектричестве [2, 3]. Теллурид свинца зарекомендовал себя как наиболее эффективный материал для термогенераторов, работающих в интервале средних температур (от комнатной до  $870 \div 920$  K) [4]. Легирование, как известно, позволяет изменять термоэлектрические (ТЭ) свойства материала в широких пределах (тип проводимости, концентрацию, подвижность носителей заряда и др.). В качестве добавок донорного типа в  $PbTe$  используют примеси йода, хлора, индия, висмута [5]. Установлено [5], что введение индия в кристаллическую решетку  $PbTe$  позволяет получать однородные по концентрации носителей заряда кристаллы со стабильными свойствами и слабой чувствительностью к влиянию неконтролируемых дефектов и примесей. Такие привлекательные с практической точки зрения свойства  $PbTe$ , легированного индием, обычно объясняют существованием квазилокального примесного уровня, расположенного выше дна зоны проводимости и стабилизацией уровня Ферми на этом уровне [5]. Было показано [6], что введение значительного количества примеси  $InTe$  (до  $\sim 6$  мол.%) в  $PbTe$  не приводит к изменениям в законе дисперсии носителей заряда в зоне проводимости и что при легировании  $PbTe$  примесью  $In$  до  $\sim 2$  ат.% форма и ориентация поверхности Ферми, а также величина эффективной массы носителей заряда остаются такими же, как в нелегированном  $PbTe$  [7].

Было показано [8-13], что в пленках халькогенидов свинца, выращенных методом термического испарения в вакууме кристаллов с последующей конденсацией на подложках (001)  $KCl$ , наблюдается осциллирующий характер изменения кинетических свойств с толщиной пленки, что авторы связали с КРЭ. В пленках  $PbSe$  имело место увеличение электропроводности и подвижности носителей заряда с толщиной пленки, что

свидетельствовало о проявлении КлРЭ [12, 14], а при исследовании пленок  $PbSe$ , легированных примесью хлора, авторы [15] сделали вывод о наложении КлРЭ и КРЭ.

Для изучения размерных эффектов важно использовать структурно совершенные пленки. Малое различие в периодах решетки и близкие значения коэффициентов термического расширения  $PbTe$  и  $BaF_2$  делают сколы  $(111)BaF_2$  наиболее подходящими подложками для получения структурно совершенных пленок  $PbTe$  [16]. Размерные эффекты в тонких пленках  $PbTe$ , легированных донорной примесью индия и выращенных на подложках  $(111) BaF_2$ , посредством изучения явлений переноса, насколько нам известно, практически не исследовались.

Цель настоящей работы – установить влияние толщины  $d$  пленок, выращенных методом термического испарения в вакууме кристаллов  $PbTe$ , легированных индием, и осажденных на сколы  $(111) BaF_2$ , на их ТЭ свойства.

### Методика эксперимента

Пленки получали методом термического испарения в вакууме ( $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  Па) кристаллов  $PbTe$ , легированных 1 мол.%  $InTe$ , с последующим осаждением на свежие сколы  $(111) BaF_2$ , поддерживаемые при температуре  $(600 \pm 10)$  К. Толщины пленок варьировались в пределах  $d = 10 - 255$  нм. Сверху на пленки электронно-лучевым методом наносился защитный слой  $BaF_2$ , который предохранял пленку от окисления и механических повреждений. Толщина пленки определялась при помощи предварительно откалиброванного кварцевого резонатора. Коэффициент Зеебека  $S$  измерялся компенсационным методом относительно меди в плоскости пленок с погрешностью, не превышающей  $\pm 3$  %. Электропроводность  $\sigma$  и коэффициент Холла  $R_H$  измерялись стандартным  $dc$  методом с точностью  $\pm 5$  %. Холловская подвижность  $\mu_H$  рассчитывалась как  $\mu_H = R_H \cdot \sigma$ , значение ТЭ мощности – по формуле  $P = S^2 \cdot \sigma$ . Измерения проводили на свежеприготовленных образцах. При измерениях кристалл был выполнен в форме параллелепипеда размерами  $10 \times 2 \times 3$  мм, а пленки толщиной  $d$  имели форму двойного холловского креста.

Анализ морфологии поверхности и химического состава полученных пленок проводили с помощью электронно-зондового микроанализа (ЭЗМА) при использовании сканирующего электронного микроскопа JSM-6390 LV (Jeol, Япония) с системой энергодисперсионного спектрометра X-Max<sup>n</sup> 50 (Oxford Inst., Великобритания) при ускоряющем напряжении 10 кВ.

### Результаты

Результаты измерений  $S$  и  $R_H$  показали, что кристалл, из которого получали пленки, обладал электронным типом проводимости и имел концентрацию электронов

$n = 3.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Низкое значение  $n$  при содержании значительного количества примеси индия, как отмечалось выше, объясняют стабилизацией уровня Ферми на квазилокальном донорном уровне [5].

Исследования методом ЭЗМА в режиме сканирования по площади пленки и в режиме зондирования по точкам на поверхности показали, что пленки  $PbTe<InTe>$  обладают высокой степенью однородности на микроуровне, т.е. распределение элементов ( $Pb$ ,  $Te$ ,  $In$ ) в пленке от одного анализируемого участка к другому не изменяется в пределах погрешности метода. Изучение поверхности пленок в режиме вторичных электронов (разрешающая способность 10 нм) показало, что зеренная структура в пленках не проявляется, поверхность однородна и дефекты (агломераты, поры, трещины и др.) на поверхности пленки не наблюдаются. Таким образом, высокая степень однородности и малая чувствительность к присутствию дефектов присущи не только массивным кристаллам  $PbTe<InTe>$  [5], но и пленкам.

Зависимости  $S$ ,  $R_H$ ,  $\sigma$ ,  $\mu_H$ , а также  $P$  от толщины слоя  $PbTe$  при комнатной температуре приведены на рис. 1, на котором значения кинетических коэффициентов кристалла отмечены черным квадратом, тонких пленок – белыми кружками.

Измерения  $S$  и  $R_H$  показали, что при уменьшении толщины пленок происходит инверсия типа проводимости с  $n$ - на  $p$ -тип при  $d \approx 40$  нм (пунктирная линия на рис. 1 соответствует границе между областями с  $p$ - и  $n$ -типом проводимости). Возможной причиной появления  $p$ -типа проводимости может быть изменение условий термодинамического равновесия в тонкопленочном состоянии по сравнению с кристаллом. Следует также учитывать возможность частичного реиспарения атомов индия или свинца при конденсации на подложки.

Отметим, что в исследуемых пленках  $PbTe$  с толщинами  $d \approx 100 - 255$  нм значения  $S$  и  $R_H$  практически совпадают с  $S$  и  $R_H$  поликристалла. В то же время электропроводность и подвижность носителей заряда в пленках почти в три раза превышают  $\sigma$  и  $\mu_H$  исходной шихты (рис. 1), что указывает на большую степень структурного совершенства пленок по сравнению с кристаллом. В результате этого в пленочном состоянии удается достичь значения ТЭ мощности  $P = S^2 \cdot \sigma = 16.5 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/К}^2 \cdot \text{м}$ , что более, чем в три раза превышает  $P$  исходного кристалла.

Как видно из рис. 1, для пленок с  $p$ -типом проводимости при  $d_1 = (20 \pm 2)$  нм на зависимостях  $S$  и  $R_H$  от толщины наблюдаются максимумы, которые соответствуют минимумам на зависимостях  $\sigma(d)$ ,  $\mu_H(d)$  и  $P(d)$ . На участке с  $n$ -типом проводимости ( $d > 40$  нм) также имеют место экстремумы на  $d$ -зависимостях кинетических коэффициентов при  $d = (50 \pm 4)$  нм. При больших толщинах ( $d > 50$  нм) ТЭ свойства с толщиной пленки монотонно изменяются: плавно увеличиваются  $S$ ,  $\sigma$ ,  $\mu_H$ ,  $P$ , а  $R_H$  уменьшается.

Отметим, что в [12], как и в настоящей работе, наблюдались экстремумы на

$d$ -зависимостях ТЭ свойств пленок  $PbSe$  в области  $p$ -типа проводимости при  $d = 10$  нм, что авторы связывали с проявлением КРЭ для дырочного газа носителей заряда и объясняли пересечением первой дырочной подзоной уровня Ферми. В настоящей работе наблюдаемый экстремум в области пленок с  $p$ -типом проводимости также может быть связан с размерным квантованием энергетического спектра носителей заряда. Если представить слой  $PbTe<InTe>$  как прямоугольную потенциальную яму с бесконечно высокими стенками, расположенную между изолирующими слоями  $BaF_2$ , один из которых представляет собой монокристаллическую подложку, а второй – защитное покрытие, то в такой яме движение носителей заряда ограничено, что приводит к квантованию квазиимпульса и образованию поперечных энергетических подзон. Число заполненных носителями подзон  $N$  изменяется ступенчатым образом, и когда толщина пленки увеличивается на величину, равную половине длины волны де Бройля, новая подзона пересекает уровень Ферми и вносит свой вклад в проводимость. Толщина, при которой первая подзона ( $N = 1$ ) пересекает уровень Ферми, может быть записана как [12]:

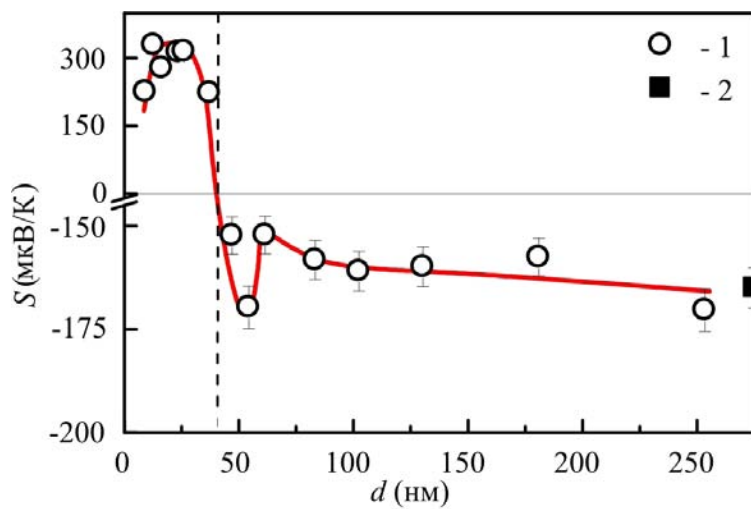
$$d_1 = \frac{h}{\sqrt{8m_{\perp}^* \varepsilon_F}}, \quad (1)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $m_{\perp}^*$  – эффективная масса вдоль направления, перпендикулярного квантовой яме,  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми. Период квантовых осцилляций  $\Delta d$  также определяется по формуле (1) [17], т.е. полностью совпадает с величиной  $d_1$ . В ряде работ было показано (см., напр., [12, 13, 17]), что для точного определения периода квантовых осцилляций достаточно зафиксировать первый экстремум на зависимостях кинетических свойств от толщины пленки.

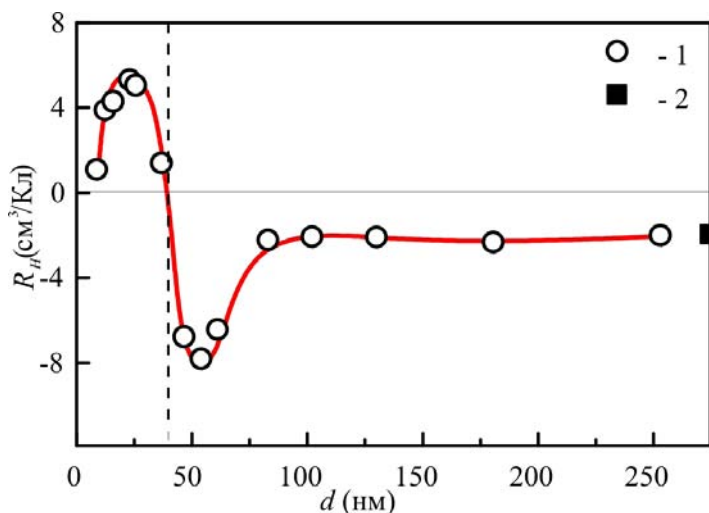
Определим толщину  $d_1$  в исследуемых пленках  $PbTe$ . При расчете используем величину  $\varepsilon_F$ , определенную по средней концентрации дырок в пленках с дырочной проводимостью  $p = 2.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  с учетом поперечной и продольной компонент эффективной массы  $m_{\perp}^* = 0.022 m_0$ ,  $m_{\parallel}^* = 0.31 m_0$  [18]. Расчет по формуле (1) дал значение  $d_1 = 21 \pm 2$  нм, что хорошо согласуется с положением первого экстремума в области с  $p$ -типом проводимости ( $d_1 = 20 \pm 2$  нм) (рис. 1).

Был проведен аналогичный расчет периода осцилляций для пленок с  $n$ -типом проводимости, т.е. на участке с  $d > 40$  нм. В качестве входящих параметров были использованы значения эффективных масс  $m_{\perp}^* = 0.024 m_0$ ,  $m_{\parallel}^* = 0.24 m_0$  [18] для электронов в  $PbTe$  и величина  $\varepsilon_F$ , рассчитанная по значениям коэффициента Холла в толстых пленках. В результате расчета величина периода осцилляций составила  $\Delta d = (20 \pm 2)$  нм.

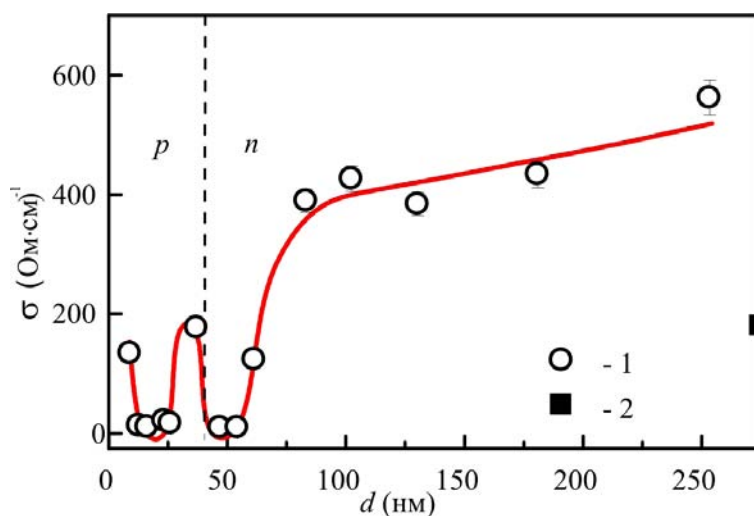
Можно предположить, что экстремумы, наблюдаемые при  $d \approx 50$  нм на зависимостях  $S(d)$ ,  $R_H(d)$ ,  $\sigma(d)$ ,  $\mu_H(d)$  и  $P(d)$ , соответствуют пересечению энергетической подзоной уровня Ферми.



а)



б)



в)

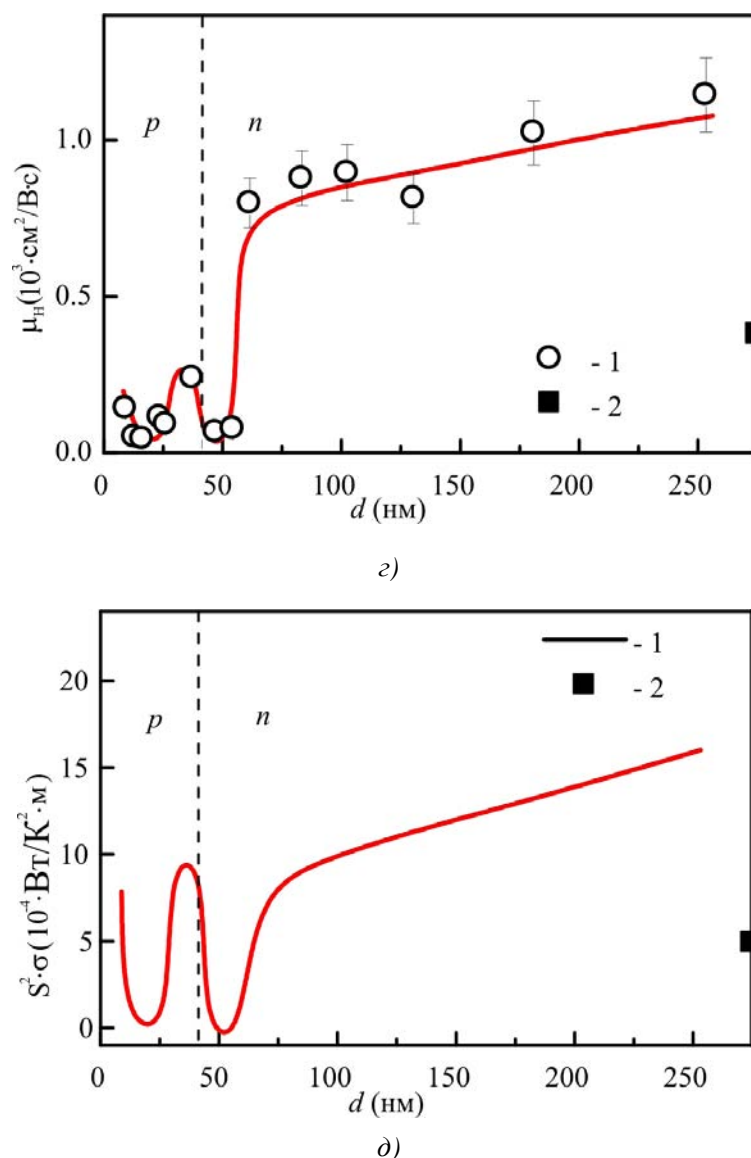


Рис. 1. Зависимости коэффициента Зеебека  $S$  (а), коэффициента Холла  $R_H$  (б), электропроводности  $\sigma$  (с), холловской подвижности носителей заряда  $\mu_H$  (д) и термоэлектрической мощности  $P = S^2 \cdot \sigma$  (е) от толщины пленок  $PbTe<InTe>$  в структуре  $(111)BaF_2/PbTe<InTe>/BaF_2$ : 1 – пленки  $PbTe<InTe>$ ; 2 – кристалл  $PbTe<InTe>$ .

Плавное изменение кинетических коэффициентов с толщиной для пленок с  $d > 50$  нм может быть связано с проявлением классического размерного эффекта. В связи с тем, что электронный газ в исследуемых пленках вырожден, была сделана попытка описать толщинные зависимости транспортных свойств с использованием теории Фукса-Зондхеймера (ТФЗ) для металлов [19].

В теории рассматривается металл со сферической поверхностью Ферми и изотропной длиной свободного пробега носителей заряда  $l$ . Вводится параметр зеркальности  $p$ , который характеризует долю носителей заряда, упруго отраженных от интерфейсов пленки. Значение  $p$  может находиться в пределах от 1 (полностью зеркальное отражение)

до 0 (полностью диффузное отражение). При полностью зеркальном отражении КлРЭ проявляться не будет. В теории предполагается, что  $l$  и  $p$  от толщины не зависят и что  $p$  представляет собой константу, одинаковую для обеих поверхностей, не зависящую от траектории и угла падения носителей заряда на поверхность.

Если пленки не слишком тонкие ( $d \sim l$ ), то согласно ТФЗ, выражение для электропроводности металлической пластины толщиной  $d$  может быть записано следующим образом [19, 20]:

$$\sigma_d = \frac{\sigma_\infty}{1 + \frac{3}{8}(1-p)\frac{l}{d}}, \quad (2)$$

где  $\sigma_\infty$  – значение электропроводности для образца с бесконечно большой толщиной.

Майер на основе ТФЗ [21] получил выражение для коэффициента Зеебека  $S$  металлической пластины в зависимости от ее толщины. В приближении не очень тонких пленок ( $d \sim l$ )  $S$  записывается как [21]:

$$S = S_\infty \left( 1 - \frac{3}{8}(1-p)\frac{l}{d} \frac{U}{1+U} \right), \quad (3)$$

где  $S_\infty$  – значение  $S$  пленки с бесконечно большой толщиной, параметр  $U = \left( \frac{\partial \ln l}{\partial \ln E} \right)_{E=\varepsilon_F}$  характеризует энергетическую зависимость длины свободного пробега и при квадратичном законе дисперсии  $U = 2$  [22].

В рамках ТФЗ при выполнении условия  $d \sim l$  коэффициент Холла практически не изменяется с толщиной ( $R_H = R_{H\infty}$ , где  $R_{H\infty}$  – значение коэффициента Холла пленки с бесконечно большой толщиной) [22]. С учетом того, что подвижность носителей заряда представляет собой произведение  $\sigma$  и  $R_H$ , зависимость  $\mu$  от  $d$  при условии  $d \sim l$  определяется зависимостью  $\sigma(d)$ , т.е. может быть записана как:

$$\mu_d = \frac{\mu_\infty}{1 + \frac{3}{8}(1-p)\frac{l}{d}}, \quad (4)$$

где  $\mu_\infty$  – подвижность пленки с бесконечно большой толщиной.

С использованием средств математического пакета MatLAB 6.5 путем варьирования величин  $p$  и  $l$  были определены условия (значения  $l$  и  $p$ ), при которых наблюдается наилучшее совпадение теоретических кривых  $\sigma(d)$ ,  $S(d)$  и  $\mu_H(d)$  с соответствующими экспериментальными данными. В качестве критерия наилучшего совпадения расчетной и экспериментальной кривых было выбрано среднеквадратичное отклонение  $\varepsilon$ . Расчет проводился для пленок с толщинами  $d > 55$  нм, где можно наблюдать плавный рост электропроводности, коэффициента Зеебека и подвижности с толщиной. На рис. 2 приведены результаты теоретического расчета зависимостей  $\sigma(d)$ ,  $S(d)$  и  $\mu_H(d)$  в рамках ТФЗ (сплошная линия) и экспериментальные данные (белые кружки).



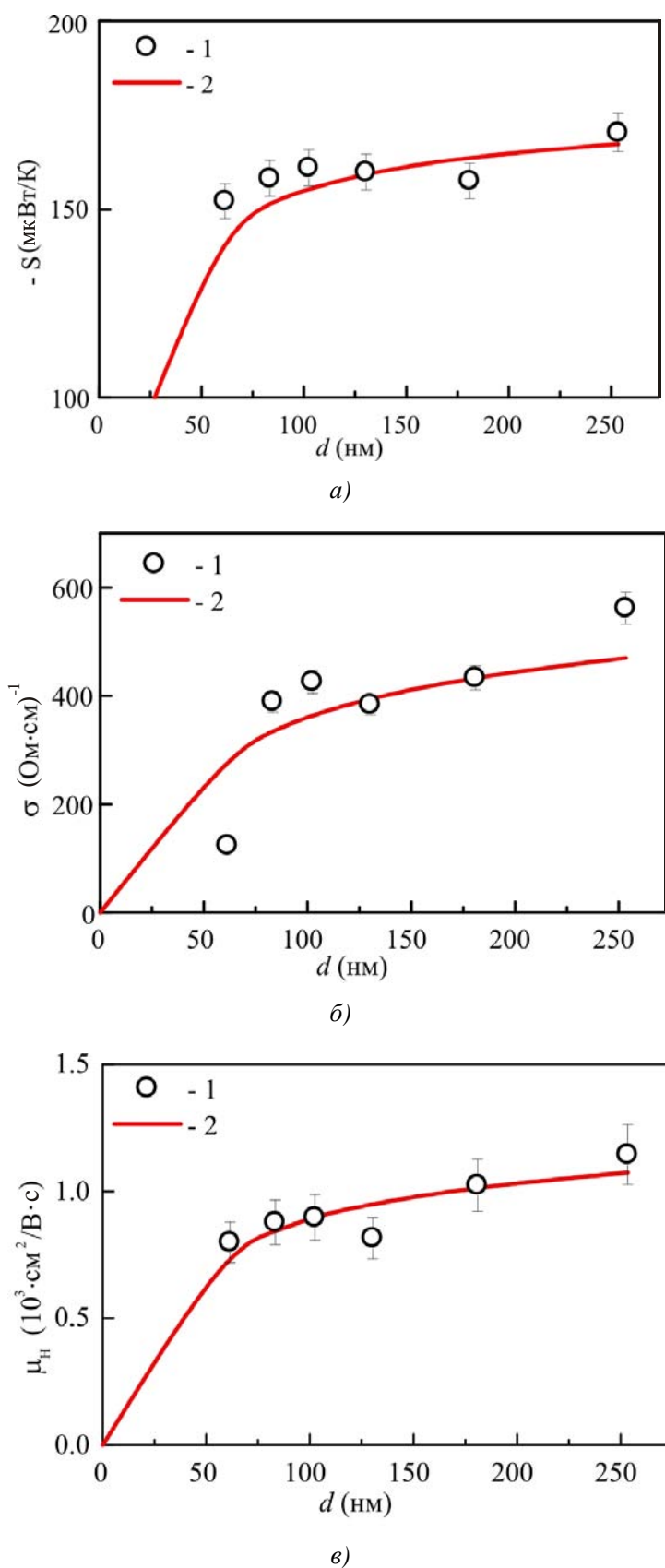


Рис. 2. Коэффициент Зеебека  $S$  (а), электропроводность  $\sigma$  (б) и подвижность  $\mu_n$  (в) электронов в структуре  $(111)\text{BaF}_2/\text{PbTe}\langle\text{InTe}\rangle/\text{BaF}_2$ : 1 – пленки  $\text{PbTe}\langle\text{InTe}\rangle$ ; 2 – теоретический расчет в рамках теории Фукса-Зондхеймера.

Можно видеть, что экспериментальные зависимости  $\sigma(d)$ ,  $S(d)$  и  $\mu_H(d)$  удается достаточно хорошо описать в рамках теории ТФЗ, рассматривая случай не слишком тонких пленок. В качестве входящих параметров были использованы значения  $\sigma_\infty = 565$  (Ом·см)<sup>-1</sup>,  $\mu_\infty = 1150$  см<sup>2</sup>/В·с и  $S_\infty = -170$  мкВ/К, соответствующие кинетическим коэффициентам самой толстой из исследуемых пленок.

Наименьшее значение  $\varepsilon$  при расчете зависимостей  $\sigma(d)$ ,  $S(d)$  и  $\mu_H(d)$  было достигнуто при параметрах зеркальности  $p = 0.64$ ,  $0.87$  и  $0.75$  и средних длинах свободного пробега электронов  $l = 470$  нм,  $400$  нм и  $410$  нм, соответственно. Разброс в значениях  $p$  может быть связан с малым количеством экспериментальных точек и/или со значительным числом упрощений, используемых при расчете. Тем не менее, усреднение величин параметра зеркальности, определенных по зависимостям  $\sigma(d)$ ,  $S(d)$  и  $\mu_H(d)$ , дает достаточно высокое значение  $\langle p \rangle = 0.75$ , которое указывает на преимущественно зеркальное отражение электронов от интерфейсов пленки. В работе [12] для пленок *PbSe* при расчете зависимости  $\sigma(d)$  в рамках модели ТФЗ было получено значение  $p = 0.57$ , которое оказалось ниже, чем в настоящей работе. Различие в значениях  $p$  для пленок халькогенидов свинца, выращенных на разных подложках (*KCl* и *BaF<sub>2</sub>*), можно объяснить различным расположением атомов (свинца и халькогена) в кристаллографических плоскостях (001) и (111). Поскольку халькогениды свинца имеют структуру типа *NaCl* [18], то при росте пленки в ориентации [001] на подложках *KCl* [12], на интерфейсах в плоскости (001) атомы компонент (свинец и халькоген) чередуются в шахматном порядке, а при росте пленки в ориентации [111], т.е. на подложках *BaF<sub>2</sub>*, как в настоящей работе, плоскость (111) состоит из одного сорта атомов (либо только атомы свинца, либо только атомы халькогена). Очевидно, что на поверхности (001) имеющиеся несколько сортов атомов приводят к более значительному диффузному рассеянию, чем в пленках с ориентацией [111], где вклад в рассеяние вносит только один сорт атомов.

## Выводы

1. Методом термического испарения в вакууме кристаллов *PbTe*, легированных 1 мол.% *InTe*, с последующей конденсацией на подложки (111) *BaF<sub>2</sub>*, получены пленки толщинами  $d = 10 - 255$  нм.
2. При уменьшении толщины пленок до  $d \approx 40$  нм имеет место инверсия  $n \rightarrow p$  типа проводимости. Предполагается, что наблюдаемый эффект может быть связан с изменением условий термодинамического равновесия в тонкой пленке по сравнению с массивным кристаллом и с частичным реиспарением атомов индия и/или свинца.
3. Пленки обладают высокой степенью однородности, зеренная структура в пленках не проявляется, что представляет интерес с практической точки зрения.
4. Зависимости электропроводности  $\sigma$ , холловской подвижности  $\mu_H$ , коэффициента Холла  $R_H$ , коэффициента Зеебека  $S$  и термоэлектрической мощности  $P = S^2 \cdot \sigma$  от толщины

пленок имеют немонотонный характер. В области толщин пленок с  $p$ -типом проводимости наблюдаются экстремумы на зависимостях всех свойств от толщины при  $d_1 = (20 \pm 2)$  нм, наличие которых связывается с квантовым размерным эффектом.

5. Увеличение  $S$ ,  $\sigma$  и  $\mu_H$  с толщиной пленок в области с  $n$ -типом проводимости указывает на проявление классического размерного эффекта. Теоретический расчет зависимостей  $\sigma(d)$ ,  $S(d)$  и  $\mu_H(d)$  в рамках теорий Фукса-Зондхеймера и Майера находится в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке Украинского фонда фундаментальных исследований (грант № UU 42/006-2011) и CRDF грант № UKP2-7074-KK-12.

## Литература

1. Komnik Yu.F., Physics of Metal Films, Moscow: Atomizdat, 1979. 264 p.
2. Anatyshuk L.I., Thermoelements and Thermoelectric Arrangements. Reference book, Kiev, Naukova dumka, (in Russian), 1979, 768 p.
3. Rowe D.M., CRC Handbook of Thermoelectrics, CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington, 1995.
4. Sorrell C.C., Sugihara S., Nowotny J., Materials for energy conversion devices, Woodhead Pub. Limited, 2005, 416 p.
5. Kaidanov V.I., Ravich Yu.I., Deep and resonance states in  $A^{IV}B^{VI}$  semiconductors, Usp. Fiz. Nauk, 145, 1, in Russian, 1985, P. 51-86.
6. Averkin A.A., Kaidanov V.I., Melnik R.B., On the nature of the impurity states of indium in lead telluride, Fiz. Tekh. Poluprov., 5, 1971, p. 91-95.
7. Lykov S.N., Chernick I.A., Oscillation effects of the Shubnikov-de Haas in lead telluride doped with indium, Sov. Phys. Semicond, 14, 1980, p. 47-54.
8. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Tavrina T.V., Us M., Dresselhaus M.S., Cronin S.B., Rabin O., Quantum size effects in IV-VI quantum wells, Physica E, 17, 2003, P. 313-315.
9. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Vekhov Y.O., Dresselhaus M.S., Cronin S.B., Effect of thickness on the thermoelectric properties of PbS thin films, Thin Solid Films, 423, 2002, P. 115-118.
10. Rogacheva E.I., Vodorez O.S., Nashchekina O.N., Sipatov A.Yu., Fedorov A.G., Olkhovskaya S.I., Dresselhaus M.S., Oscillatory Behavior of Thermoelectric Properties in  $p$ - $PbTe$  Quantum Wells, J. Electronic Materials, 39(9), 2010, P. 2085-2091.
11. Rogacheva E.I., Tavrina T.V., Nashchekina O.N., Grigorov S.N., Nasedkin K.A., Dresselhaus M.S., Cronin S.B., Quantum size effects in  $PbSe$  quantum wells, Appl. Phys. Lett., 80, 2002, P. 2690-2693.
12. Rogacheva E.I., Nashchekina O.N., Olkhovskaya S.I., and Dresselhaus M.S., Size Effects in  $PbSe$  Thin Films, J. Thermoelectricity, 4, 2012, P. 25-32.

13. Olkhovskaya S.I., Rogacheva E.I., Size effects in lead telluride thin films and thermoelectric properties, *Thermoelectricity*, 5, 2013, P. 22-27.
14. Rogacheva E.I., Ol'khovskaya S.I., Sipatov A.Yu., Fedorov A.G., Size effect in lead selenide thin films, *Bulletin of Kharkov National University, Ser. Physics*, 914 (13), 2010, P. 115-118.
15. Ol'khovskaya S.I., Rogacheva E.I., Sipatov A.Yu., Thickness Dependences of *PbSe<Cl>* Films Thermoelectric Properties, *Metallofizika I Noveishie Tekhnologii*, 33, 2011, P. 213-220.
16. Springholz G., *Molecular Beam Epitaxy of IV-VI Heterostructures and Superlattices in: Lead Chalcogenides: Physics and Applications*, ed. D. Khokhlov, Taylor and Francis, 2003.
17. Rogacheva E.I., Dresselhaus M.S., Quantum Size Effects and Thermoelectric Transport in IVVI- Based 2D-Structures, *Proc. ECT*, Odessa, Ukraine, 2007, P. 29-34.
18. Ravich Yu.I., Efimova B.A., Smirnov I.A., *Methods of Research on Semiconductors as Applied to Lead Chalcogenides *PbTe*, *PbSe* and *PbS**, Moscow, Nauka, 1968.
19. Fuchs K., The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 34, 1938, P. 100-108.
20. Sondheimer E.H., The mean free path of electrons in metals, *Adv. Phys.*, 1, 1, 1952, P. 1-42.
21. Mayer H., *Physik dunner Schichten*, V. 2, Wissenschaftliche Verlag, Stuttgart, 1955.
22. Stasyuk Z.V., Lopatinsky A.I., Size-Dependent Kinetic Phenomena in Thin Metal Films. Classic Effects (review), *Physics and Chemistry of Solid State*, 2, №4, 2001, P. 521-542.

Поступила в редакцию 23.11.2014.