

Влияние примеси самария на локальную структуру халькогенидного стеклообразного полупроводника $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ и механизм прохождения тока через структуры $\text{Al}-\text{Se}_{95}\text{Te}_5\langle\text{Sm}\rangle-\text{Te}$

© С.У. Атаева¹, С.И. Мехтиева¹, А.И. Исаев¹, С.Н. Гарибова^{1,2}, А.С. Гусейнова¹

¹ Институт физики им. академика Г.М. Абдуллаева Национальной академии наук Азербайджана, Az-1143 Баку, Азербайджан

² Университет Хазар, Az-1096 Баку, Азербайджан

E-mail: seva_atayeva@mail.ru

Поступила в Редакцию 9 января 2019 г.

В окончательной редакции 20 июля 2019 г.

Принята к публикации 22 июля 2019 г.

Методами рентгеноструктурного анализа и атомно-силовой микроскопии исследовано влияние легирования самарием на локальную структуру и морфологические особенности поверхности пленок ХСП системы $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, а также измерением вольт-амперных характеристик в стационарном режиме рассмотрено влияние легирования на механизм токопрохождения через структуры $\text{Al}-\text{Se}_{95}\text{Te}_5\langle\text{Sm}\rangle-\text{Te}$. Интерпретация полученных результатов проведена на основе теории инжекционных токов Ламперта, пустотно-кластерной модели Эллиота и модели заряженных дефектов Мотта и Стрита, предложенных для халькогенидных стекол.

Ключевые слова: халькогенидные стекла, первый резкий дифракционный максимум, локальная структура, вольт-амперная характеристика, монополярная инжекция.

DOI: 10.21883/FTP.2019.12.48622.9060

1. Введение

Изучение халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) представляет большой интерес в связи с широким применением их при изготовлении различных твердотельных устройств [1–5]. Это обусловлено уникальностью физических свойств данных материалов, в частности прозрачностью в видимой и ближней ИК областях спектра, высокой фоточувствительностью, нелинейностью показателя преломления, а также более низким значением энергий фононов, простотой технологического процесса и химической стойкостью.

Исследования стеклообразного селена, соединений селена с изоэлектронными аналогами (S, Te), а также модифицированных редкоземельными элементами (РЗЭ), обладающими ярко выраженным свойством переменной валентности, представляют большой интерес, несмотря на то что изучение этих материалов было начато еще с середины прошлого века. Уже тогда было показано, что добавление в аморфный селен изоэлектронных (сера, теллур) и разветвляющих (мышьяк) элементов улучшает химическую и термическую стабильность, а также электронные характеристики, в частности увеличивается фоточувствительность и спектральная область прозрачности смещается в сторону ИК области [6,7]. Указанные особенности способствуют успешному применению их как оптических передающих материалов в ИК области, в волоконной оптике и запоминающих устройствах. Однако необходимо учитывать тот факт, что материалы ХСП, как и другие некристаллические полупроводники, не обладают трансляционной симметрией и только наличие

ближнего и среднего порядков в атомной структуре определяет их полупроводниковые свойства. Путем изменения их химического состава и легированием удастся модифицировать структуру в масштабе как ближнего, так и среднего порядков и таким образом воздействовать на электронные свойства.

В управлении электронными свойствами халькогенидных стекол немаловажную роль играют заряженные D^+ и D^- -центры с отрицательной энергией корреляции электронов (U^- -центры), концентрацию которых удастся изменить путем изменения химического состава и легированием, вследствие чего можно существенно повлиять на электронные свойства.

Настоящая работа посвящена исследованию структуры и морфологии поверхности пленок ХСП материала $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ и влияния на них легирования самарием с применением методов рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии (АСМ), а также механизма переноса электрического заряда через структуру $\text{Al}-\text{Se}_{95}\text{Te}_5\langle\text{Sm}\rangle-\text{Te}$.

Выбор указанного состава в качестве объекта исследования обусловлен тем обстоятельством, что замена части атомов селена атомами теллура способствует частичному разрушению колец Se_8 и сокращению длины цепных молекул, а также росту концентрации оборванных связей. Использование самария для легирования связано с тем, что самарий как химически активный элемент, проявляя двух- и трехвалентность, может образовывать новые структурные элементы с атомами селена и теллура, а также, участвуя как положительные ионы, будет способствовать изменению относительной

концентрации заряженных центров. Таким образом, использование в качестве добавки теллура и легирующего элемента — самария должно привести к изменению структуры и концентрации заряженных дефектов аморфного селена, что позволит воздействовать на его электронные свойства. Это поможет найти пути успешного практического применения указанного ХСП материала, т.е. расширить область его использования. С учетом того что в практических целях в основном используются системы Se–Te в виде пленок, то исследования выполнены на тонкопленочных образцах.

2. Методика эксперимента и изготовление образцов

Синтез ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ с примесью самария осуществлялся сплавлением соответствующих количеств химических элементов особой чистоты в вакуумированных до 10^{-4} мм рт.ст. кварцевых ампулах при температуре 900°C во вращающейся печи с последующим охлаждением в режиме выключенной печи. Примесь вводилась в процессе синтеза, концентрация ее лежала в пределах 0.05–1 ат%.

Пленки, используемые в исследованиях, получены термическим испарением со скоростью ~ 0.3 мкм/с на стеклянные подложки в вакууме под давлением 10^{-4} мм рт.ст. Толщина пленок измерялась интерферометрическим методом и варьировалась в диапазоне 1–10 мкм.

Исследования агрегатного состояния и структуры осажденных пленок проведены рентгеноструктурным анализом на порошковом дифрактометре D8 ADVANCE фирмы Брукер (Германия), при режиме 40 кВ, 40 мА, $5 < 2\theta < 80^\circ$, $\lambda = 1.54185$ Å. Дифракционные картины анализированы с подгонкой их к лоренцевым функциям, используя метод дважды дифференцирования максимума, и применена специальная программа для определения таких параметров дифракционного максимума, как положение (2θ) и ширина, соответствующая половине максимума (fullwidthathalfmaximum — FWHM).

Исследования морфологии поверхности полученных пленок проведены с помощью атомно-силового микроскопа марки AIST-NT (Tokyo Instr., Japan). АСМ исследования образцов проводились в полуконтактном резонансном режиме. Поверхности образцов с размерами 2×2 мм очищены с помощью чистого азота и помещены на держатель образца АСМ. Размер сканированной области составлял ~ 1 мкм².

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) структуры Al– $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ (Sm)–Te исследовалась на постоянном токе при приложении электрического напряжения обеих полярностей. Плоскопараллельные электроды из алюминия и теллура также нанесены вакуумным испарением. Их площади и толщины составляли 3.2 мм² и 3 мкм соответственно. Для подачи напряжения к электродам

использовались серебряные контакты. Режим тока ограниченных объемных зарядов (ТООЗ) наблюдается при приложении к Te положительного потенциала. Аморфные пленки теллура являются полупроводниками *p*-типа, с удельным сопротивлением ~ 6 Ом·см [8], т.е. инжектированными носителями заряда являются дырки. Значения силы тока регистрировались прибором 64876 Picoammeter Voltage Source фирмы Keithley. Для стабилизации электрических параметров свежеприготовленные структуры отжигались при температуре 345 К в течение 15 мин.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 показаны кривые распределения интенсивности дифракции рентгеновских лучей в пленках исследованных материалов. Как видно из рисунка, на дифракционных картинах исследуемых ХСП, как и во многих стеклах [7–14], наряду с широким максимумом, указывающим на аморфность, наблюдается узкий максимум, называемый первый резкий дифракционный максимум (first sharp diffraction peak — FSDP). FSDP отличается от других максимумов аномальной зависимостью от температуры и давления [10] и существование его связывают с упорядочением в масштабах среднего порядка (medium-rangeorder — MRO) [9,12–14].

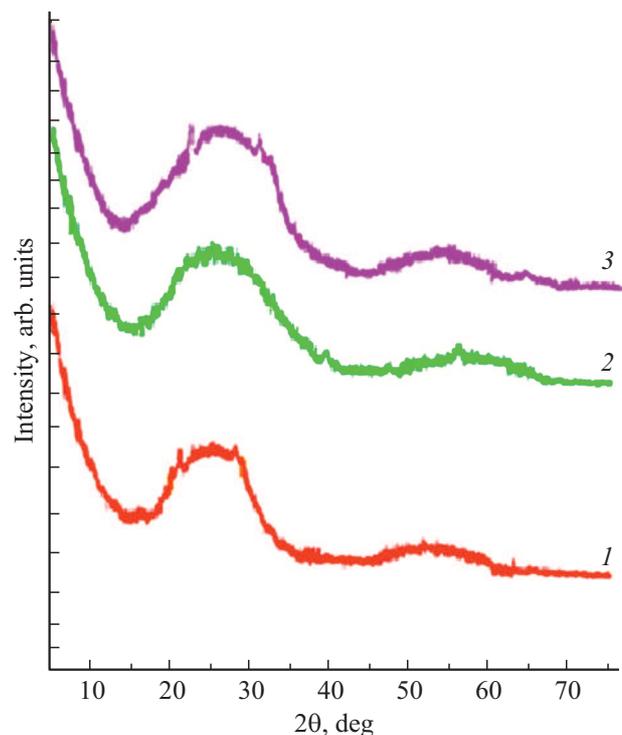


Рис. 1. Рентгенодифракционные картины пленок составов $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ (кривая 1), $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.25}$ (кривая 2) и $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_1$ (кривая 3).

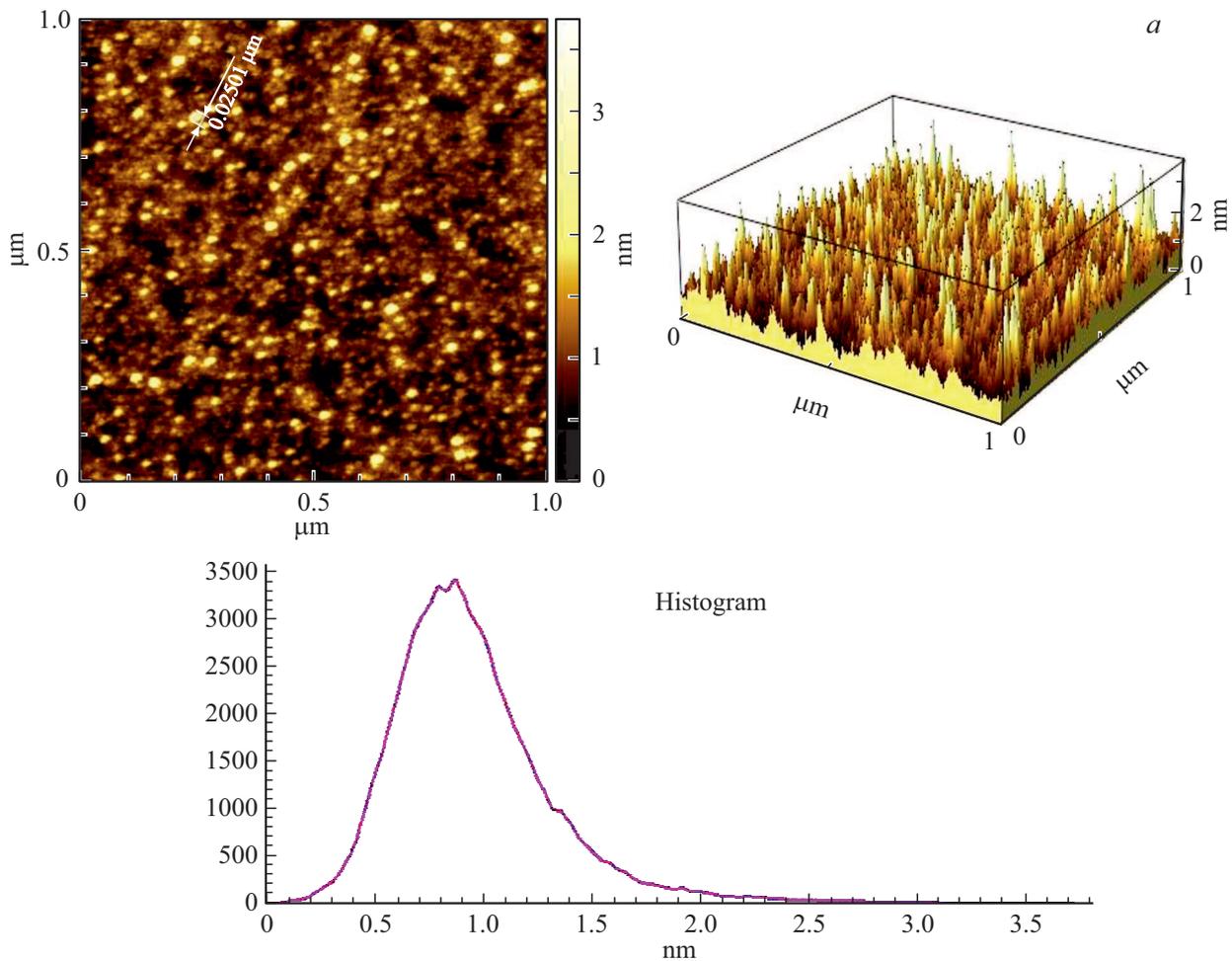


Рис. 2. Двухмерные 2D и трехмерные 3D АСМ изображения рельефа поверхности и гистограмма распределения максимумов пленок $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, легированных самарием: *a* — $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$; *b* — $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.25}$; *c* — $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_1$.

Таблица 1. Значения параметров ближнего и среднего порядков чистого и легированного самарием ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$

	R (Å)	L_1 (Å)	D (Å)
$\text{Se}_{95}\text{Te}_5$	4.02	12.94	4.63
$\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.25}$	4.07	8.8	4.62
$\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_1$	3.35	8.16	3.85

Из первого дифракционного пика на кривых рассеяния, согласно формулам Вульфа–Брегга и Шерера [15,16], вычислены R — „квазипериод“ структуры или флуктуации плотности атомов [15,16], повторяемость которой в некоторой области корреляции может обуславливать появление FSDP; L — длина корреляции (размер области MRO), т.е. размер области в которой поддерживается периодичность флуктуации атомов и диаметр нанопустот D [17,18]. Результаты представлены в табл. 1.

На рис. 2 представлены двухмерные — 2D и трехмерные — 3D АСМ изображения пленок $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, ле-

гированных самарием. В табл. 2 приводятся численные значения параметров шероховатости, характеризующие морфологические особенности поверхности пленок. Здесь R_a — средняя арифметическая шероховатость, т.е. среднее арифметическое абсолютных значений вертикальных отклонений от средней линии; R_q — средняя квадратичная шероховатость, представляющая собой квадратный корень из среднего арифметического

Таблица 2. Значения параметров шероховатости поверхности пленок чистого и легированного самарием ХСП состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$

ХСП составы, нм	$\text{Se}_{95}\text{Te}_5$	$\text{Se}_{95}\text{Te}_5+0.25$ ат% Sm	$\text{Se}_{95}\text{Te}_5+1$ ат% Sm
R_a	0.270729	0.381862	1.12372
R_q	0.367469	0.495805	1.65846
R_{sk}	1.3849	0.947744	2.02772
Rz_{max}	3.74495	6.34558	22.6086
Rz_{av}	0.962931	1.38118	4.82635

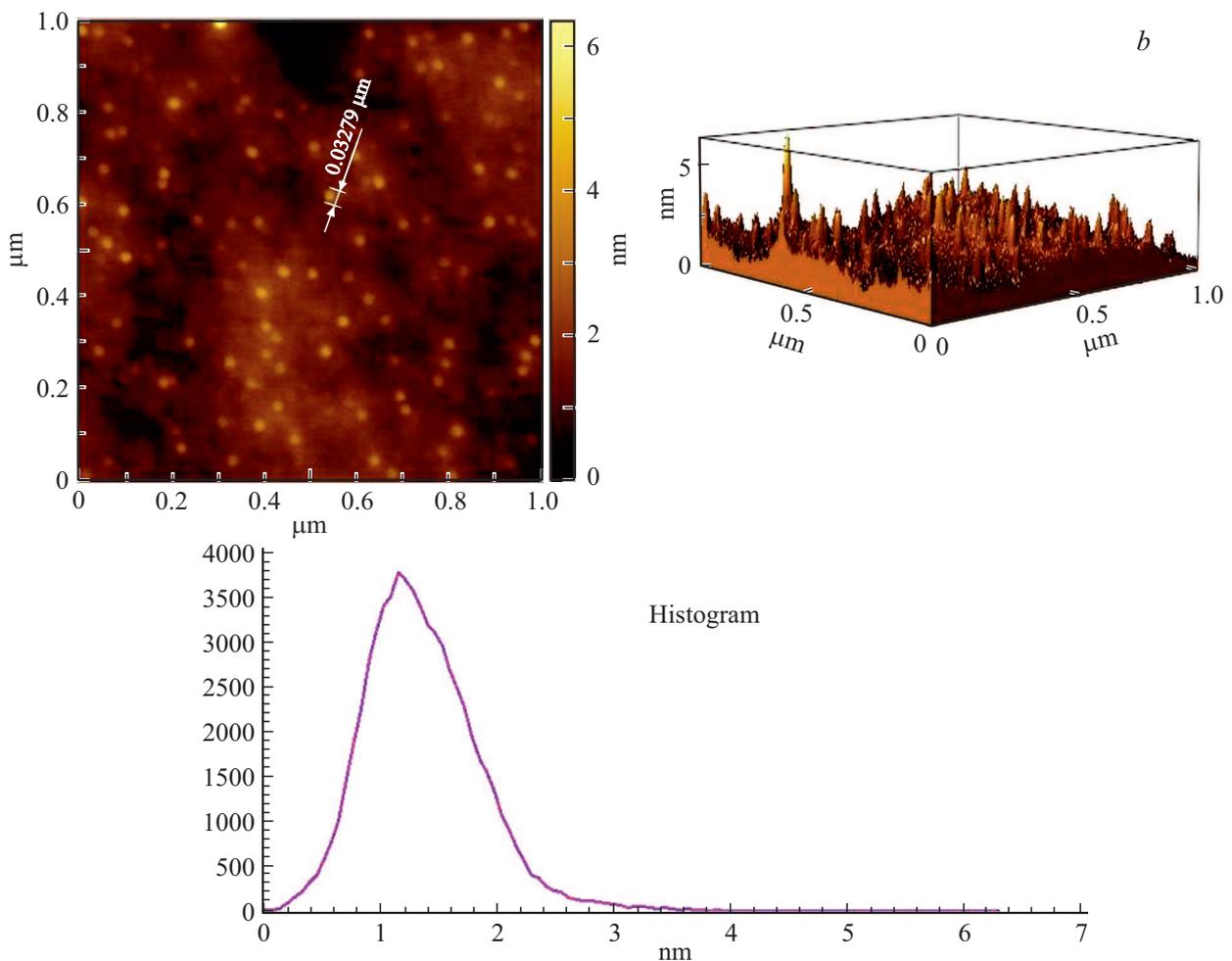


Рис. 2 (продолжение).

квадрата вертикальных отклонений от опорной линии. Средняя квадратичная шероховатость характеризует ширину гистограммы распределения высот, чем больше R_q , тем шире гистограмма и тем грубее поверхность, что и наблюдается в наших исследованиях с увеличением уровня легирования; R_{sk} — коэффициент асимметрии поверхности, описывает асимметрию гистограммы распределения высот. $R_{z_{max}}$ — максимум шероховатости, показывающий максимальный перепад высот между самой верхней и нижней точками поверхности профиля, $R_{z_{av}}$ — наиболее часто встречающаяся высота.

Как видно из рисунков и таблиц, как структура, так и морфология поверхности пленок $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ заметно изменяются легированием. Изменения, происходящие в структуре и морфологии поверхности, можно объяснить в рамках пустоотно-кластерной модели Эллиота [15,16] и модели собственных заряженных дефектов (D^+ и D^-) [6,7] с учетом особенностей распределения атомов самария и их химической активности. Предполагается, что атомы самария в малых концентрациях как активный элемент образуют химические связи со всеми элементами, входящими в аморфную матрицу. Часть атомов

самария в аморфной матрице проявляется в виде положительных ионов и накапливается вокруг D^- -центров. Таким образом, в результате легирования, особенно в больших концентрациях, увеличивается степень неупорядоченности.

На рис. 3. показана ВАХ исследованной структуры при комнатной температуре. Как видно, в двойном логарифмическом масштабе ВАХ состоит из нескольких отчетливо выраженных прямолинейных участков, соответствующих степенным зависимостям тока от приложенного напряжения, $I \sim V^n$. Для подробной иллюстрации различные участки ВАХ трех образцов ($\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.05}$ и $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_1$) представлены на рис. 3, а. ВАХ двух составов ($\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.1}$ и $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.5}$), представленных на рис. 3, соответствуют ВАХ состава $\text{Se}_{95}\text{Te}_5\text{Sm}_{0.05}$. При малых напряжениях наблюдается линейная зависимость ($n = 1$). Далее для образцов чистого $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$, а также содержащих примеси самария 0.05, 0.1, 0.5 ат% наблюдаются участки, где $n > 2$, которые переходят в область, где $n \approx 2$. Для образца с примесью самария 1 ат% область линейной зависимости переходит в область, где $n \approx 2$, которая с ростом напряжения

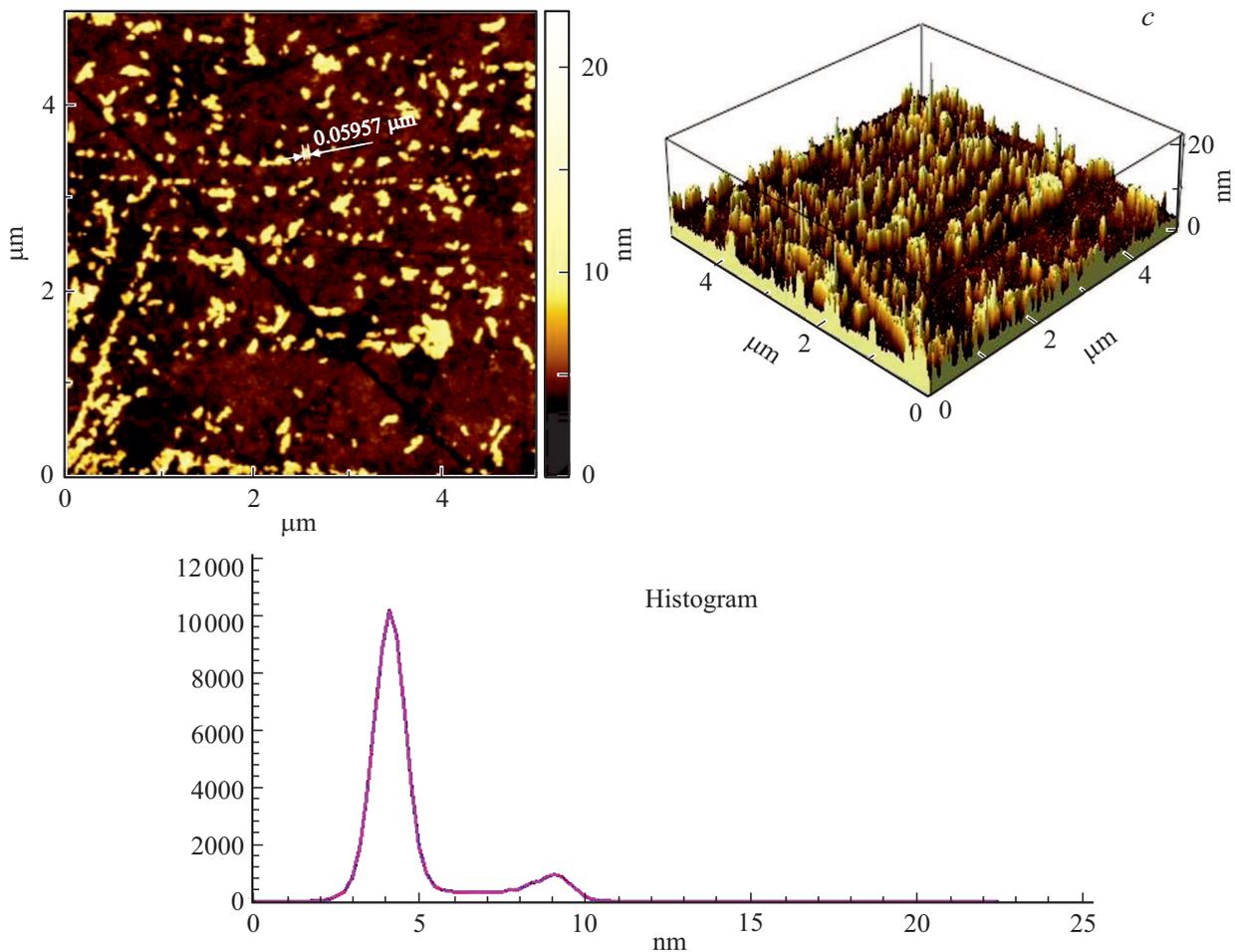


Рис. 2 (продолжение).

переходит в область, где $n > 2$, затем в область квадратичной зависимости и сменяется заново участком, где $n > 2$. Исследование зависимости силы тока от толщины образцов на участке ВАХ, соответствующем квадратичному закону (участок $I \sim V^2$), показало выполнение зависимости $I \sim L^{-3}$ (рис. 1, *b*), что соответствует закону Мотта–Генри [19,20]. Отмеченные особенности ВАХ исследованных образцов свидетельствуют о том, что перенос носителей заряда (дырок) в указанной структуре осуществляется по механизму токов монополярной инжекции, ограниченных объемными зарядами (ТООЗ) при участии ловушек захвата носителей заряда [20]. Судя по особенностям ВАХ, можем заключить, что примесь самария сложно влияет на механизм прохождения тока, что можно объяснить изменениями, происходящими в энергетическом спектре локализованных состояний внутри запрещенной зоны.

Для интерпретации экспериментальных результатов по механизму токопрохождения через структуру Al–Se₉₅Te₅(Sm)–Te следует учитывать тот факт, что ХСП системы Se₉₅Te₅ являются полупроводниками *p*-типа [6]. Поэтому ток объемных пространственных зарядов (ТОПЗ) может осуществляться инжекцией дырок.

Контакт из теллура при приложении положительного потенциала способствует инжекции дырок, так как теллур также является полупроводником *p*-типа.

Поведение ВАХ для образцов чистого Se₉₅Te₅, а также содержащих примеси самария (0.05, 0.1, 0.5 at%) свидетельствует о том, что в указанных материалах перенос электрического заряда контролируется глубокими ловушечными центрами захвата для дырок, расположенными выше уровня Ферми. Мелкие уровни (расположенные ниже уровня Ферми) либо отсутствуют, либо концентрация глубоких состояний настолько высокая, что их заполнение при указанных напряжениях не завершается (большие напряжения приводят к пробое слоёв). Согласно теории ТООЗ [20], перенос электрического заряда контролируется мелкими уровнями после того, как глубокие ловушки полностью будут заполнены носителями заряда.

Отсутствие квадратичного закона для образца Se₉₅Te₅ свидетельствует о высокой концентрации глубоких ловушек, заполнение которых не завершается в пределе приложенных напряжений. Проявление данного участка в образцах, содержащих примеси самария (0.05, 0.1, 0.5 at%), связывается с уменьшением концентрации глу-

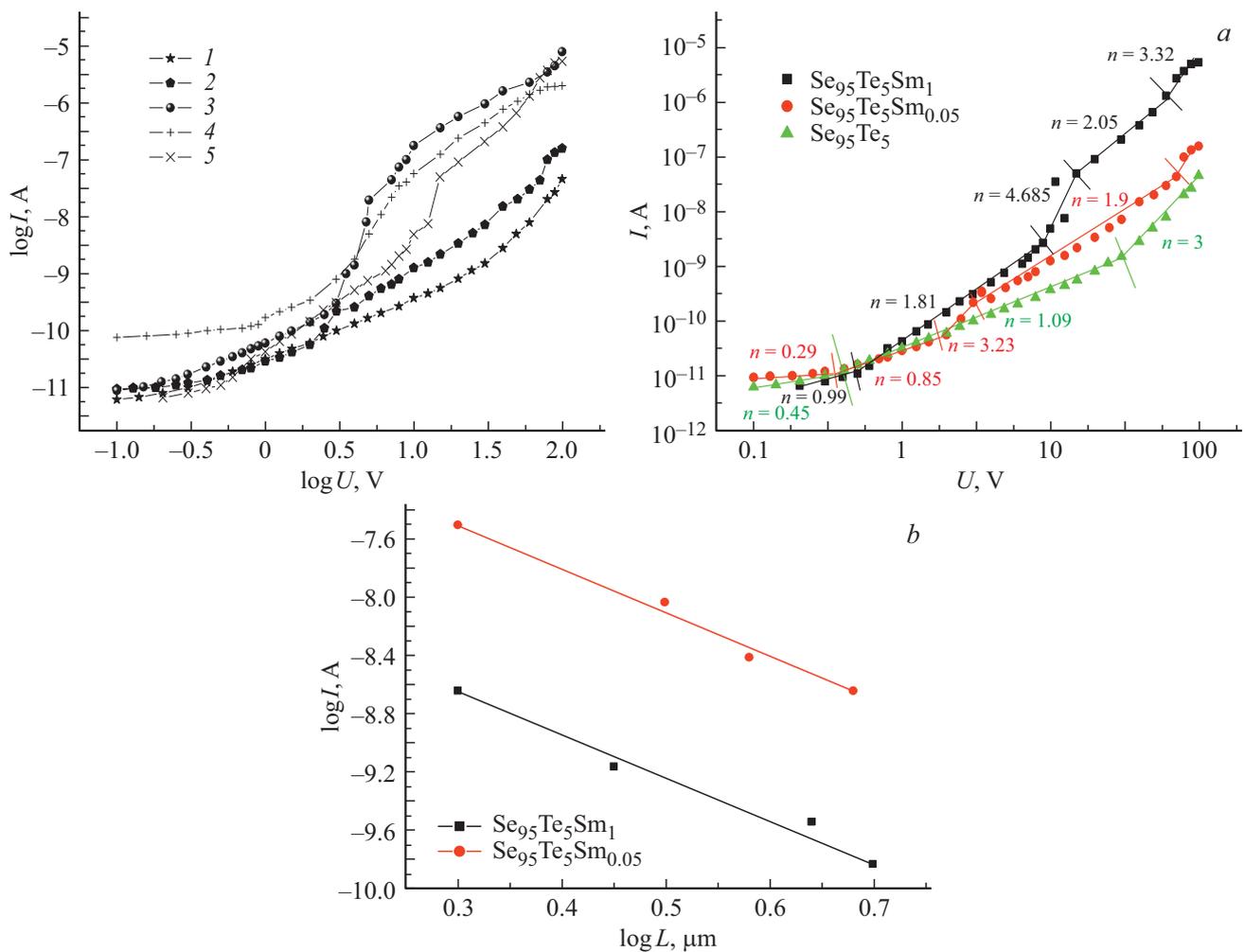


Рис. 3. ВАХ состава $Se_{95}Te_5$ с примесью самария: 1 — $Se_{95}Te_5$; 2 — $Se_{95}Te_5Sm_{0.05}$; 3 — $Se_{95}Te_5Sm_{0.1}$; 4 — $Se_{95}Te_5Sm_{0.5}$; 5 — $Se_{95}Te_5Sm_1$, снятые при комнатной температуре на пленках толщиной 3 мкм. а) ВАХ составов $Se_{95}Te_5$, $Se_{95}Te_5Sm_{0.05}$, $Se_{95}Te_5Sm_1$, снятые при комнатной температуре на пленках толщиной 3 мкм. б) Зависимость силы тока от толщины пленок, снятая на участке ВАХ, соответствующего квадратичному закону, для образцов $Se_{95}Te_5Sm_{0.05}$, $Se_{95}Te_5Sm_1$.

боких ловушек вследствие легирования. Если учесть, что [6,7,21–23] транспорт носителей в ХСП материалах контролируется заряженными центрами (D^+ и D^-) с высокой концентрацией (для $Se_{95}Te_5 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [14]), то можем прийти к заключению, что энергетические уровни, связанные с заряженными центрами, являются глубокими. В слоях, содержащих примеси самария (до 1 ат%), степенная зависимость $I \sim V^n$, где $n > 2$, наблюдается при малых значениях напряжения и в последующем участке проявляется область с показателем $n \approx 2$, что свидетельствует об уменьшении концентрации глубоких ловушек. ВАХ слоев с концентрациями 1 ат% примеси самария начиная с омического закона переходят в квадратичный, а с ростом напряжения наблюдается область полного заполнения ловушек, которая опять заменяется квадратичным законом. На последнем участке также наблюдается степенной закон зависимости силы тока от приложенного напряжения. Согласно теории ТООЗ [20], такое поведение ВАХ свидетельствует о существовании

двух групп мелких ловушек, контролирующих перенос электрического заряда.

Наблюдаемые изменения ВАХ слоев $Se_{95}Te_5$ с изменением уровня легирования можно объяснить особенностями распределения примесных атомов самария, их проявлением в виде положительных ионов в аморфной матрице, а также привлечением модели заряженных дефектов. Согласно существующим представлениям, дефекты, контролирующие перенос электрического заряда, в халькогенидных стеклах, могут образоваться ненасыщенными или растянутыми связями [24–27]. В материалах с сильным электрон-фононным взаимодействием (халькогенидные стекла относятся к такому классу материалов) собственным дефектам энергетически выгодно быть заряженными. Поэтому D^0 распадается по реакции $2D^0 \rightarrow D^+ + D^-$ [6,7,24–27]. Предполагается, что часть атомов самария из-за химической активности участвует в сшивании оборванных связей, т.е. способствует уменьшению концентрации заряженных дефектов. Дру-

Таблица 3. Параметры локальных состояний, контролирующие токопрохождение через структуру Al–Se₉₅Te₅(Sm)–Te

	Se ₉₅ Te ₅	Se ₉₅ Te ₅ Sm _{0,05}	Se ₉₅ Te ₅ Sm _{0,1}	Se ₉₅ Te ₅ Sm _{0,5}	Se ₉₅ Te ₅ Sm ₁
$P_0, \text{см}^{-3}$	$4.68 \cdot 10^9$	$1.7 \cdot 10^9$	$6.3 \cdot 10^9$	$9.6 \cdot 10^9$	$1.38 \cdot 10^9$
$F_0 - E_v, \text{эВ}$	0.62	0.64	0.61	0.6	0.65
$E_t - F_0, \text{эВ}$	0.15	0.24	0.24	0.24	–
$E_t - E_v, \text{эВ}$	0.77	0.88	0.85	0.84	–
$P_{t0}, \text{см}^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{15}$	$8.7 \cdot 10^{13}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$9.5 \cdot 10^{14}$	–
$E_{t1} - E_v, \text{эВ}$	–	–	–	–	0.51
$N_{t1}, \text{см}^{-3}$	–	–	–	–	$9 \cdot 10^{14}$
$E_{t2} - E_v, \text{эВ}$	–	–	–	–	0.46
$N_{t2}, \text{см}^{-3}$	–	–	–	–	$3.4 \cdot 10^{15}$

Примечание P_0 — концентрация термически равновесных дырок, $F_0 - E_v$ — положение уровня Ферми, $E_t - F_0$ — положение глубоких уровней относительно уровня Ферми, $E_t - E_v$ — энергетическое положение глубоких уровней, P_{t0} — концентрация первоначально не захваченных глубоких уровней, $E_{t1} - E_v$, $E_{t2} - E_v$ — энергетическое положение мелких уровней, N_{t1} , N_{t2} — концентрация мелких уровней.

гая часть атомов самария, проявляясь в виде положительных ионов (Sm^{2+} и Sm^{3+}) под действием локальных электрических полей, существующих вокруг заряженных дефектов D^+ и D^- , накапливаются вокруг центров D^- в аморфной матрице, и таким образом происходит экранизация электрического поля этих центров.

Это приводит к тому, что концентрация дефектов D^- , активно захватываемых дырками, уменьшается и поэтому область предельного заполнения ловушек начинается при малых напряжениях и при не слишком высоких напряжениях проявляется квадратичный закон. Предполагается, что в исследованной ХСП системе существуют две группы локальных состояний, связанные с атомами селена и теллура, причем глубокие связаны с атомами теллура (так как в чистом аморфном селене наблюдаются мелкие ловушки). При больших концентрациях примеси самария образуются новые локальные состояния, также расположенные ниже уровня Ферми.

Используя известные теории инжекционных токов [20] в ХСП системе Se₉₅Te₅, легированного самарием, определены некоторые параметры, характеризующие перенос электрического заряда, а также параметры ловушек захвата дырок.

Из омических участков ВАХ вычислены значения удельного сопротивления пленок и используя их оценены концентрации равновесных свободных дырок (табл. 3) согласно формуле $\rho = (ep_0\mu)^{-1}$, где e — элементарный заряд, μ — дрейфовая подвижность носителей заряда (для дырок $\mu = 10^{-3} \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [28]). Используя эти данные, по формуле

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{F_0 - E_v}{kT}\right) \quad (1)$$

определено положение уровня Ферми в запрещенной зоне ($F_0 - E_v$), где N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне ($N_v = 10^{20} \text{см}^{-3}$ [6]), kT — тепловая энергия.

Для образцов чистого Se₉₅Te₅, а также содержащих примеси самария (0.05, 0.1, 0.5 ат%), участку, соответствующему полному заполнению ловушек, предшеству-

ет омический участок и поэтому концентрация (p_{t0}) первоначально незанятых дырками ловушек с энергией E_t вычислена из формулы

$$V_{\text{ФСТ}} = \frac{ep_{t0}L^2}{\varepsilon} \quad (2)$$

и значения представлены в табл. 3. Здесь $V_{\text{ФСТ}}$ — напряжение, при котором начинается участок полного заполнения (fully completed) ловушек E_{t2} . Как видно из табл. 3, $p_{t0} \gg p_0$. Как уже было отмечено выше, глубокие уровни в исследуемых материалах связаны с D^- -центрами. Принимая концентрацию указанных центров (N_t) $\sim 10^{18} \text{см}^{-3}$ [14], по формуле

$$p_{t0} = \frac{N_t}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_t - F_0}{kT}\right)} \approx \frac{N_t}{g_A} \exp\left(\frac{F_0 - E_t}{kT}\right) \quad (3)$$

вычислено энергетическое положение уровня E_t . В формуле (3) g_A — коэффициент спинового вырождения уровня E_t . Считается, что $g_A = 2$.

В ВАХ структуры Al–Se₉₅Te₅(Sm)–Te, при концентрации примесей самария 1 ат% участку, соответствующему резкому росту силы тока, предшествует квадратичная зависимость силы тока от напряжения, что свидетельствует о том, что ловушки, контролирующие транспорт заряда, являются мелкими, т.е. находятся ниже уровня Ферми. При этом ВАХ подчиняется закону

$$I = \frac{\theta \varepsilon \mu V^2}{L^3}, \quad (4)$$

где θ характеризует долю свободных носителей от всех инжектированных,

$$\theta = \frac{N_c}{gN_t} \exp\left(\frac{E_t - E_c}{kT}\right). \quad (5)$$

Согласно [6], на ток влияет только один дискретный уровень. Если имеются несколько групп мелких уровней прилипания, что следует ожидать в ХСП материалах, содержащих примеси атомов редкоземельных элементов

(РЗЭ), то группа с наименьшим значением θ наиболее сильно ограничивает ток, и в (6) входит параметр θ , связанный именно с этой группой. Значения θ оцениваются по формуле

$$V_x \approx \frac{e\rho_0 L^2}{\theta \epsilon}, \quad (6)$$

где V_x — напряжение, при котором начинается зависимость $I \sim V^2$. Используя напряжение, при котором опять наблюдается резкий рост тока, по формуле [20]

$$p_{t,0} = 1.1 \cdot 10^6 \frac{\kappa V_{FCT}}{L^2} \text{ см}^{-3} \quad (7)$$

вычислена концентрация незанятых дырками ловушек ($p_{t,0}$), где κ — относительная статическая диэлектрическая проницаемость V , измеряется в вольтах, а L — в сантиметрах. Форма ВАХ соответствует случаю мелких ловушек, т.е. выполняется условие $(F_0 - E_t)/kT \gg 1$ и поэтому в исходном состоянии все уровни прилипания пустые, т.е. $p_{t,0} = N_{t1}$, где N_{t1} — полная концентрация мелких ловушек [20]. Зная N_{t1} и θ , по формуле (5) вычисляются глубины залегания указанных ловушек, результаты которых также указаны в табл. 3. Как видно из рис. 3, а, для образца с примесью самария 1 ат% при напряжениях, превышающих 17 В наблюдается второй квадратичный участок, который также переходит в участок резкого роста тока, что свидетельствует о существовании второго мелкого уровня. Применяя изложенный метод, оценены параметры локальных состояний и результаты представлены в табл. 3. Следует отметить, что значения концентраций равновесных дырок вычислены при напряжениях, соответствующих началу второго квадратичного участка (~ 17 В).

Используя формулы (2), (5) и (6), определены концентрация и глубина залегания ловушек для этих образцов, и полученные результаты представлены в табл. 3.

4. Заключение

Возникновение FSDP на кривых распределения интенсивности дифракции рентгеновских лучей исследуемых ХСП материалов связывалось с существованием упорядочения в масштабах среднего порядка. Используя FSDP параметры, определены квазипериод структуры в области MRO, размеры указанной области (длины корреляции) и диаметры существующих нанопустот. Легирование приводит к уменьшению значения указанных параметров. Кроме того, анализ АСМ изображения пленок показал, что с легированием заметно растет шероховатость поверхности. Полученные результаты объяснены в рамках пустотно-кластерной модели Эллиота и модели заряженных дефектов, с учетом химической активности атомов самария, проявления их в виде положительных ионов и особенности их распределения.

Установлено, что прохождение тока через структуры Al—Se₉₅Te₅(Sm)—Te осуществляется по механизму монополярной инжекции, при участии ловушек для дырок.

Показано, что легирование самарием сильно влияет на механизм токопрохождения в исследованной структуре, что объясняется изменением, происходящим в энергетическом спектре локальных состояний. В чистом Se₉₅Te₅, а также содержащем примеси самария (0.05, 0.1, 0.5 ат%) перенос электрического заряда контролируется моноэнергетическими уровнями, расположенными выше уровня Ферми. Энергетические положения локальных уровней для ХСП состава Se₉₅Te₅, найденные в настоящей работе, удовлетворительно согласуются с результатами работы, где исследованием температурной зависимости фототока для энергии активации получено значение 0.7 эВ [29]. В Se₉₅Te₅ с 1 ат% примесью самария механизм токопрохождения контролируется двумя группами локальных уровней расположенных ниже уровня Ферми.

Предполагается, что локальные уровни связаны с оборванными связями: глубокие — с атомами теллура, а мелкие — с атомами селена. Использование существующих теорий инжекционных токов определены параметры локальных уровней (концентрация и энергетическое положение).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I. Aggarwal, J. Sanghera. J. Optoelectron. Adv. Mater., **4** (3), 665 (2002).
- [2] Y. Ruan, W. Li., R. Jarvis, N. Madsen, A. Rode, B. Luther-Davies. Opt. Express., **12**, 5140 (2004).
- [3] A. Zakery, S. Elliott. J. Non-Cryst. Sol., **330**, 1 (2003).
- [4] S.G. Bishop, D.A. Tumbull, B.G. Aitken. J. Non-Cryst Sol., **266**, 876 (2000).
- [5] T. Carrig. J. Electron. Mater., **31**, 759 (2002).
- [6] Н.Ф. Мотт, Э.А. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982). [Пер. с англ.: N. Mott, E. Davis. Electronic processes in non-cryst. solids].
- [7] *Электронные явления в халькогенидных стеклообразных полупроводниках*, под ред. К.Д. Цэндина (СПб., Наука, 1996).
- [8] Р.К. Келбиханов. Автореф. канд. дис. (Махачкала, 2008).
- [9] F. Sava, A. Lorinczi, M. Popescu, G. Sokol, E. Axente, I.N. Mihailscu, M. Nistor. J. Optoelectron. Adv. Mater., **8** (4), 1367 (2006).
- [10] L.E. Busse, S.R. Nagel. Phys. Rev. Lett., **41**, 1848 (1981).
- [11] K. Tanaka. Phil. Mag. Lett., **57**, 183 (1988).
- [12] T.S. Kavetskiy, O.I. Shpotyuk, V.T. Boyko. J. Phys. and Chem. Solids, **68**, 712 (2007).
- [13] T.S. Kavetskiy, O.I. Shpotyuk. J. Optoelectron. Adv. Mater., **7**, 2267 (2007).
- [14] С.И. Мехтиева, А.И. Исаев, Э.А. Мамедов, Г.К. Акберов, В.З. Зейналов. Изв. НАН Азербайджана, № 5 (1), 22 (2003).
- [15] S.R. Elliott. Phys. Rev. Lett., **67**, 711 (1991).
- [16] S.R. Elliott. J. Non-Cryst. Sol., **182**, 40 (1995).
- [17] P.H. Gaskell. J. Non-Cryst. Sol., **351**, 1003 (2005).

- [18] P.H. Gaskell. *J. Non-Cryst. Solids*, **351**, 1003 (2005).
[19] O.P. Rachek. *J. Non-Cryst. Solids*, **352**, 3781 (2006).
[20] Н. Мотт, Р. Генри. Электронные процессы в ионных кристаллах. (М. Изд-во Иностран. лит. 1950).
[21] М. Ламперг, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
[22] A.I. Isayev, S.I. Mekhtieva, N.Z. Jalilov, R.I. Alekperov, G.K. Akberov. *Sol. St. Commun.*, **149**, ISS 1–2, 45 (2009).
[23] Л.П. Казакова, Э.А. Лебедев, А.И. Исаев, С.И. Мехтиева, Н.Б. Захарова, И.И. Ятлинко. *ФТП*, **27** (6), 959 (1993).
[24] L.P. Kazakova, E.A. Lebedev, N.B. Zakharova, I.I. Yatlinko, A.I. Isayev, S.I. Mekhtiyeva. *J. Non-Cryst. Sol.*, **167**, 65 (1994).
[25] R.A. Street, N.F. Mott. *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1293 (1975).
[26] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzsche. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1504 (1976).
[27] H. Fritzsche, M. Kastner. *Phil. Mag. B.*, **37**, 295 (1978).
[28] F.N. Ignatiev, V.G. Karpov, M.I. Klinger. *J. Non-Cryst. Sol.*, **55**, 307 (1983).
[29] С.И. Мехтиева, А.И. Исаев, Э.А. Мамедов. Сб. тр. III Междунар. конф. „Аморфные и микрокристаллические полупроводники“ (Санкт-Петербург, 2002).
[30] Э.А. Мамедов. Автореф. канд. дис. (Баку, 2005).

Редактор Г.А. Оганесян

Influence of Samarium impurity on local structure of $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ chalcogenid glassy semiconductor and current mechanism through the structure $\text{Al}-\text{Se}_{95}\text{Te}_5\langle\text{Sm}\rangle-\text{Te}$

S.U. Ataeva¹, S.I. Mekhtieva¹, A.I. Isaev¹,
S.N. Garibova^{1,2}, A.S. Huseynova^{1,2}

¹ Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences,

Az-1143 Baku, Azerbaijan

² Khazar University,

Az-1096 Baku, Azerbaijan

Abstract Effect of samarium doping on the local structure and morphological features of films surface of the $\text{Se}_{95}\text{Te}_5$ chalcogenid glassy semiconductor system have been investigated by X-ray analysis and atomic force microscopy methods, and the influence of doping on the current passing mechanism through the $\text{Al}-\text{Se}_{95}\text{Te}_5\langle\text{Sm}\rangle-\text{Te}$ structures have been also considered by measuring the current-voltage characteristics in a stationary mode. The results obtained are interpreted on the basis of the theory of Lampert injection currents, the Elliott void-cluster model and the Mott and Street charged defect model proposed for chalcogenide glasses.