

08.09.15

Электроперенос в тонких пленках оксида олова

© К.С. Габриельс, Ю.Е. Калинин, А.А. Камынин, М.А. Каширин,
В.А. Макагонов, А.Е. Никонов, А.В. Ситников

Воронежский государственный технический университет,
Воронеж, Россия

E-mail: kalinin48@mail.ru

Поступила в Редакцию 24 апреля 2026 г.

В окончательной редакции 4 мая 2026 г.

Принята к публикации 13 мая 2026 г.

Исследованы электрические свойства тонких пленок оксида олова с аморфной и нанокристаллической структурой, полученных методом ионно-лучевого распыления в атмосфере аргона. Для тонких пленок аморфного оксида олова в области температур ниже температуры кристаллизации наблюдается экспоненциальная зависимость проводимости с двумя линейными участками — с энергией активации $E = 1.83 \pm 0.05$ eV (550–600 K), связываемой с ионной проводимостью, и $0.86–0.05$ eV (620–685 K), связываемой с электронной проводимостью носителей заряда постоянной концентрации. При температуре стеклования (690 K) наблюдается переход от замороженной при синтезе плотности состояний к равновесной, которая растет по экспоненциальному закону с $E = 1.31 \pm 0.05$ eV. В кристаллическом оксиде олова наблюдается прыжковая проводимость носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Оценки показали, что плотность локализованных состояний на уровне Ферми равна $g(E_F) \approx 4.7 \cdot 10^{16}$ eV⁻¹ · cm⁻³.

Ключевые слова: оксид олова, электропроводность, температура стеклования, кристаллизация.

DOI: 10.61011/FTT.2026.05.63448.9541

1. Введение

В настоящее время, несмотря на многовековую историю, сохраняется повышенный интерес к стеклообразному состоянию вещества и исследованию физических свойств в аморфных материалах [1–3]. Практический интерес к аморфным материалам в первую очередь связан с разработкой и их применением в различных отраслях народного хозяйства [4,5]. Научный интерес исследователей связан с возможностью исследований неупорядоченной структуры в твердом аморфном состоянии и продолжающейся дискуссией о природе перехода жидкость–стекло [6,7]. Существует два подхода к этой проблеме. Первый подход рассматривает стеклование как чисто кинетический процесс [8,9], который разделяют и авторы настоящей статьи. Второй подход интерпретирует стеклование как фазовый переход II рода [10], имеющий черты фазового перехода I рода [11] или даже IV рода [12]. Используя методику механической спектроскопии для исследования релаксационных процессов в металлических стеклах в области температуры стеклования (называемой α -релаксацией), в ранней работе [13] предложили простую модель, согласно которой экспоненциальный рост затухания механических колебаний связывался с термоактивированной диффузией избыточного свободного объема под действием механических напряжений, который авторы называли вакансион-подобными дефектами аморфной структуры. Последующие эксперименты показали, что предложенная модель работает для металлических стекол [14,15], тонкопленочных оксидов с аморфной структурой [16,17] и аморфных полимеров [18,19]. При этом предполагается, что до темпе-

ратуры стеклования диффундируют замороженные при синтезе дефекты аморфной структуры, а выше — равновесные, концентрация которых возрастает по экспоненциальному закону [13]. Температура стеклования в этом случае представляет температуру, при которой происходит переход от неравновесной (замороженной) концентрации структурных дефектов аморфной структуры к равновесной, аналогично температуре замораживания концентрации вакансий кристаллической решетки [20].

С другой стороны, в теории электронных процессов дефекты аморфной структуры (оборванные связи непрерывной случайной сетки [21]) создают в запрещенной зоне полупроводника уровни локализованных состояний, определяющих электрическую проводимость [22]. При этом плотность электронных состояний на дефектном уровне определяется концентрацией самих дефектов и вплоть до температуры стеклования не меняется. При достижении температуры стеклования и выше ее концентрация дефектов будет, согласно дырочной модели жидкости Я. Френкеля, меняться по экспоненциальному закону, что приведет к росту плотности состояний на дефектном уровне и изменению электрической проводимости [23], однако проверки подобной гипотезы не проводилось. С учетом вышесказанного, основной целью настоящей работы было исследование электрической проводимости аморфного полупроводника в области температур до и выше температуры стеклования. В качестве объекта исследований был выбран аморфный оксид олова, поскольку в нем температура кристаллизации неупорядоченной структуры находится выше температуры стеклования и методом механической спектроскопии уже сделана оценка энергии образования

дефектов аморфной структуры [16]. Изучение оксида олова имеет и чисто прикладное значение, поскольку тонкие пленки системы Sn-O характеризуются удачным набором физических характеристик, благодаря чему продолжают привлекать к себе значительный научный и практический интерес [24–26]. Кристаллический моноксид олова SnO является полупроводником *p*-типа. Этот материал может применяться при производстве прозрачных тонкопленочных транзисторов и в качестве материала анодов в литий-ионных батареях, однако не находит такого широкого применения, как SnO₂, что обусловлено его сравнительно невысокой стабильностью [27,28]. Кристаллический диоксид олова SnO₂ — полупроводник *n*-типа, обладающий прозрачностью в видимой области спектра, и находит практическое применение при производстве фотовольтаических приборов, светоизлучающих диодов, плоских дисплеев, прозрачных проводящих покрытий и электродов, а также в качестве датчиков газа [29,30]. Применение оксида олова в качестве прозрачных электродов обусловлено высоким коэффициентом пропускания пленок диоксида олова в оптическом диапазоне (97 %) и относительно низким удельным электрическим сопротивлением ($10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$). Газочувствительные свойства проявляют многие оксиды металлов, при этом диоксид олова наиболее часто используется в газовых сенсорах [31]. Так, в работах [32,33] показано, что датчики на основе диоксида олова имеют нелинейную вольт-амперную характеристику, а ее вид зависит от состава окружающей среды [34].

2. Методика эксперимента и аттестация образцов

Для получения тонких пленок оксида олова использовалась методика ионно-лучевого распыления [35,36], при этом использовалась мишень SnO₂ размером $270 \times 80 \times 15 \text{ mm}^3$, полученная по керамической технологии. В качестве подложек для исследования структуры использовали пластины монокристаллического кремния. Экспериментальные образцы для измерения электрических свойств представляли структуры металл|полупроводник|металл, нанесенные на пластины ситалла СТ-50 по следующей технологии. Для получения нижнего металлического контакта на подложки из ситалла осаждали многослойную структуру Cr|Cu|Cr. Перед напылением проводили ионную очистку поверхности подложки, затем пластины перемещали в позицию распыления Cr мишени, где осаждали металлическую пленку хрома толщиной $\sim 0.1 \mu\text{m}$ в течение 10 min. Затем подложкодержатель перемещался в зону нанесения Cu, где осуществлялось осаждение пленки меди толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$ в течение 30 min, после чего повторяли операцию нанесения Cr ($\sim 0.1 \mu\text{m}$ в течение 10 min). На втором этапе проводили осаждение пленки оксида олова на подложки с нанесенной трехслойной металлизацией. Сверху подложки закрывали теньевым экраном с отверстиями диаметром 8 mm. Толщина полученных пленок

оксида олова была измерена на оптическом интерферометре МИИ-4 и составляла $\sim 0.5 \mu\text{m}$. Верхние контактные площадки были выполнены путем напыления Cr через металлическую теньевую маску с отверстиями в виде овала размером $0.4 \times 0.2 \text{ mm}^2$.

Термообработку аморфных пленок осуществляли в муфельной печи на воздухе при различных температурах. Скорость нарастания/спада температуры составляла 4 K/min, время выдержки при температуре термообработки — 30 min. Для аттестации полученных образцов использовалась методика рентгенофазового анализа (РФА) на дифрактометре Bruker D2 Phaser ($\lambda_{\text{CuK}\alpha 1} = 1.54 \text{ \AA}$) с применением программного обеспечения DIFFRAC.EVA 3.0 с базой данных ICDD PDF Release 2012.

Для получения температурных зависимостей электропроводности на постоянном токе использовалась установка на основе нановольтметра Agilent 34420A и программируемого источника питания ITECH SPS-C605. Напряженность постоянного электрического поля поддерживалась на уровне $2 \cdot 10^3 \text{ V/m}$. Ток, проходящий через образец, пропускаться через последовательно соединенный с образцом шунт, напряжение с которого измерялось нановольтметром Agilent 34420A. Контактные группы измерительной ячейки были выполнены из платины и имели пружинный поджим к контактным площадкам образца. Измерение и регулирование температуры осуществлялось с использованием программируемого измерителя-регулятора Термодат 14Е5-А.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

3.1. Структура тонких пленок оксида олова

На рис. 1 представлены картины рентгеновской дифракции синтезированных пленок оксида олова на кремнии. В исходном состоянии образцы имеют рентгеноаморфную структуру, что подтверждается наличием широкого гало при угле $2\theta \approx 29^\circ$ (кривая 1 рис. 1). После термической обработки при температурах ниже 623 K пленка сохраняет аморфную структуру (кривые 2–5 рис. 1), а после отжига при температуре 673 K длительностью 30 min начинается кристаллизация (кривая 6 рис. 1).

Структура закристаллизовавшейся пленки является двухфазной, в которой фаза SnO₂ преобладает над фазой SnO (кривая 4 рис. 1). Оценки количественного содержания фаз методом Ритвелда дали значения 58.5 и 41.5 mass.% для фаз SnO₂ и SnO соответственно. Структура SnO₂ соответствует тетрагональной решетке пространственной группы симметрии *P42/nct* (параметры решетки: $a = 4.72 \text{ \AA}$ и $c = 3.17 \text{ \AA}$), а SnO — тетрагональной решетке *P4/nmm* (параметры решетки: $a = 3.80 \text{ \AA}$ и $c = 4.84 \text{ \AA}$).

Термообработка при температуре 773 K в течение 30 min приводит к переходу кристаллической фазы SnO в

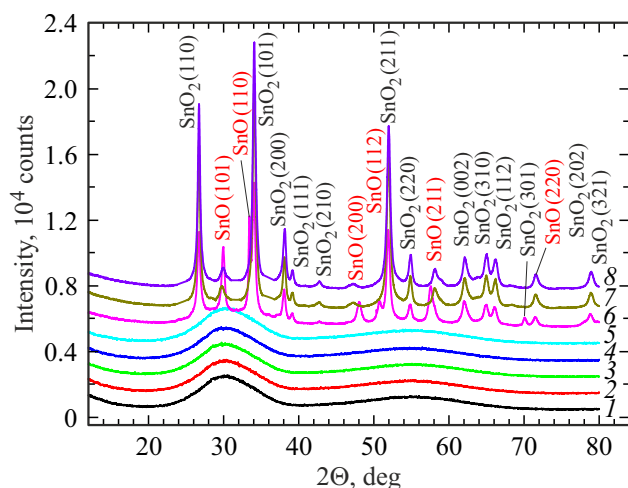


Рис. 1. Рентгенограммы пленки SnOx в исходном состоянии и после термической обработки при различных температурах: кривая 1 — исходное состояние, 2 — 473 К, 3 — 523 К, 4 — 573 К, 5 — 623 К, 6 — 673 К, 7 — 723 К, 8 — 773 К.

фазу SnO₂, и на дифрактограмме присутствуют максимумы практически только от одной фазы — SnO₂ (кривая 8 рис. 1).

3.2. Температурная зависимость электропроводности тонких пленок аморфного оксида олова

Электропроводность тонких пленок оксида олова исследовали в перпендикулярном плоскости пленки направлении в воздушной атмосфере по нескольким причинам. Во-первых, предварительные исследования величины удельного электрического сопротивления (ρ) при комнатной температуре показали, что синтезированные ионно-лучевым методом в атмосфере аргона пленки обладают довольно высоким значением ρ , что затрудняет его измерение в плоскости пленки при умеренных температурах. Во-вторых, при измерении ρ в плоскости пленки удельное электрическое сопротивление может изменяться вследствие влияния приповерхностного слоя пленки, поскольку оксид олова является хорошим материалом для использования в качестве сенсоров газов [29,30]. В-третьих, измерение в перпендикулярном направлении позволяет получить результат, усредненный по всему объему пленки, а не ее поверхности.

На рис. 2 кривой 1 представлена температурная зависимость электрического сопротивления R тонкой пленки оксида олова при нагреве до $T = 880$ К. С ростом температуры электрическое сопротивление нелинейно снижается примерно на 4 порядка в диапазоне от 450 до 688 К. При $T = 688$ К наблюдается скачкообразное уменьшение электрического сопротивления еще на два порядка величины, и после 700 К R изменяется слабо. После нагрева до $T = 880$ К и стабилизации кристаллической структуры на зависимости электрического сопро-

тивления от температуры, измеренной при охлаждении, резких изменений не наблюдается (кривая 2).

Наблюдаемое уменьшение электрического сопротивления аморфного оксида олова на несколько порядков величины при увеличении температуры от комнатной до $T = 688$ К, вероятно, связано с нарушением стехиометрии по кислороду, образовавшейся в процессе синтеза аморфной тонкой пленки при ионно-лучевом напылении. Известно, что в кристаллических оксидах металлов точечные дефекты типа вакансий по кислороду могут быть ответственны за изменение концентрации носителей заряда, приводя к появлению в энергетическом спектре акцепторных или донорных уровней [37–39]. Более того, в работе [40] показано, что в аморфном состоянии оксида олова ионы олова присутствуют в двух зарядовых состояниях — Sn^{4+} и Sn^{2+} , что приводит к сосуществованию двух видов молекулярных групп: SnO и SnO₂. Вероятно, такой же результат наблюдается экспериментально и в данной работе. Это подтверждается результатами исследования структуры после кристаллизации, приводящей к образованию гетерогенной поликристаллической структуры SnO-SnO₂ (кривые 6–8 рис. 1).

Анализ механизмов электропроводности при нагреве в температурном диапазоне от 450 до 688 К был проведен следующим образом. Как известно, температурная зависимость электрического сопротивления в аморфных полупроводниках может быть описана выражением

$$\rho(T) = \rho_0 T \exp[(T_0/T)]^p, \quad (1)$$

где $\rho_0(T)$ — пред-экспоненциальный множитель, слабо зависящий от температуры T , T_0 — характеристическая температура, $p = 1$ для механизма проводимости по ближайшим соседям, $p = 1/4$ для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка моттовского

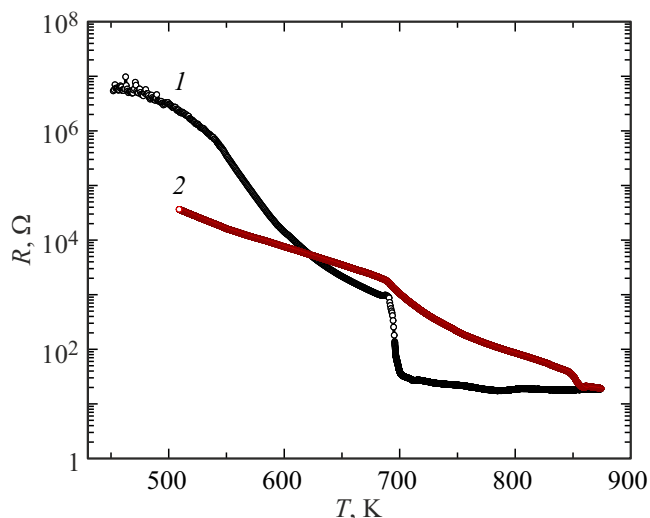


Рис. 2. Температурные зависимости электрического сопротивления тонкопленочного оксида олова в процессе нагрева (кривая 1) и в процессе охлаждения после нагрева до $T = 880$ К (2).

типа (ПППДП Мотта), и $p = 1/2$ в случае ПППДП типа Шкловского–Эфроса [22,41,42]. Предварительный анализ экспериментальных результатов электрического сопротивления проводили путем линеаризации экспериментальных зависимостей в соответствующих координатах в предположении, что пред-экспоненциальный множитель $\rho_0(T)$ в формуле (1) слабо или почти не зависит от температуры. Из рис. 3 видно, что зависимости достаточно хорошо спрямляются в координатах $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$ (рис. 3).

Анализ температурной зависимости электрического сопротивления тонкопленочного оксида олова в координатах $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$, представленной на рис. 3, показал, что в определенных температурных интервалах наблюдается линеаризация экспериментальной кривой. В частности, в интервале температур 550–600 К наблюдается экспоненциальная зависимость, удовлетворяющая уравнению (1) с энергией активации 1.83 ± 0.05 eV, а в интервале температур 640–680 К — с энергией активации 0.86 ± 0.05 eV.

Поскольку структура полученных аморфных пленок при температурах до 690 К аморфная и характеризуется большим избыточным свободным объемом, можно предполагать, что наблюдаемая при температурах 550–600 К экспоненциальная зависимость, удовлетворяющая уравнению (1) с энергией активации 1.83 ± 0.05 eV, скорее всего связана с ионной проводимостью и обусловлена диффузией ионов кислорода в электрическом поле, а полученное значение энергии активации согласуется с литературными данными для диффузии ионов кислорода в других аморфных системах [43]. Отметим, что для установления механизма проводимости в этом температурном интервале требуются дополнительные исследования.

При температуре около 570 К, когда сформированная при синтезе неупорядоченная структура уплотняется, подвижность кислорода значительно снижается, приводя к снижению относительного вклада в проводимость, и начинает работать электронная проводимость, определяемая активационной зависимостью с энергией активации 0.86 eV (рис. 3 и 4), на котором представлена зависимость $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$, исследованная при нагреве тонкой пленки SnO_x с аморфной структурой вблизи температуры кристаллизации). Вклад от этого процесса в удельное сопротивление становится доминирующим при увеличении температуры выше 640 К. Для описания температурной зависимости электрической проводимости в температурном интервале 620–685 К в первом приближении применим модель прыжковой проводимости по ближайшим соседям; тогда, согласно [44], для электросопротивления должно выполняться равенство

$$\rho = \rho_{01} \cdot \exp\left(\frac{E_d - E_F}{k_B T}\right), \quad (2)$$

где E_d — энергия уровня от дефектов аморфной структуры в запрещенной зоне, E_F — энергия Ферми, ρ_{01} — постоянный коэффициент, характеризующий плотность

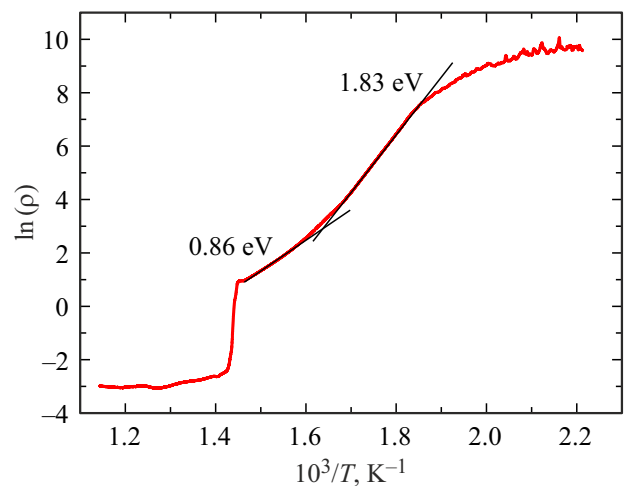


Рис. 3. Температурная зависимость электрического сопротивления тонкопленочного оксида олова в координатах $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$.

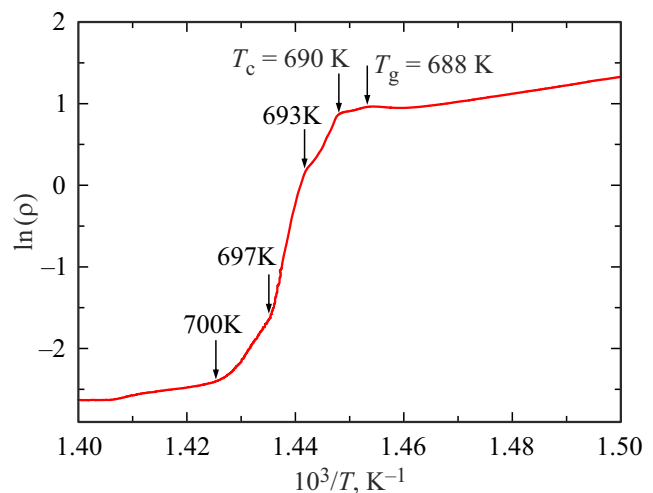


Рис. 4. Зависимость $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$, исследованная при нагреве тонкой пленки SnO_x с аморфной структурой вблизи температуры кристаллизации.

электронных состояний на уровне E_d , k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

В этом температурном интервале основной вклад в электрическую проводимость дают локализованные электроны от дефектов аморфной структуры, которые сформировались в процессе синтеза тонкопленочного оксида олова. При этом плотность электронных состояний на всем температурном интервале прыжковой проводимости не меняется вплоть до температуры близкой к температуре стеклования (рис. 4). При повышении температуры и приближении к температуре стеклования $T_g = 688$ К [16] на температурной зависимости удельного электрического сопротивления в координатах $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$ наблюдается отклонение от линейной зависимости и небольшой рост, связанный с протеканием

структурной релаксацией аморфной структуры тонкопленочного оксида олова, приводящей к аннигиляции дефектов и снижению их концентрации (рис. 4).

Однако полученное значение энергии активации (0.86 ± 0.05 eV) заставляет усомниться в прыжковом механизме проводимости, несмотря на высокое электрическое сопротивление пленок в этом диапазоне температур. При столь высокой энергии активации ширина дефектного уровня в запрещенной зоне будет неоправданно большой. Поэтому до температуры стеклования электроперенос можно связать с прыжковым механизмом проводимости между ближайшими соседями в хвостах зон, когда электрическое сопротивление описывается уравнением [42]

$$\rho = \rho_{02} \cdot \exp\left(\frac{E_a - E_F + W_h}{k_B T}\right), \quad (3)$$

где E_a — энергия на краю зоны проводимости, W_h — энергия активации прыжка. Полученное для тонкопленочного оксида олова значение энергии активации 0.86 eV в этом случае состоит из двух составляющих: энергии заброса носителей за край зоны проводимости и энергии активации прыжка в хвосте зоны проводимости.

Но наиболее вероятным является перенос носителей заряда, возбужденных за край подвижности в нелокализованные (распространенные по всему объему пленки) состояния энергией E_c , когда сопротивление описывается уравнением [42]

$$\rho = \rho_{03} \cdot \exp\left(\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right), \quad (4)$$

где E_c — энергия на краю подвижности. В этом случае значение энергии активации 0.86 eV будет соответствовать энергии заброса носителей с уровня Ферми за край подвижности. При этом независимо от механизма проводимости до температуры стеклования во всех формулах (2)–(4) впереди экспоненты стоит множитель ρ_{01} , ρ_{02} или ρ_{03} , который не меняется до температуры стеклования и который начинает зависеть от температуры после температуры стеклования вплоть до температуры кристаллизации. На зависимости $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$ (рис. 4) наблюдается линейный участок с энергией активации $E_a = 1.31 \pm 0.05$ eV в интервале температур между температурами стеклования и температурой кристаллизации ($T_c = 690$ K), связанный именно с образованием новых равновесных дефектов при повышении температуры. Об этом свидетельствует полученное значение энергии активации электрической проводимости $E_a = 1.31 \pm 0.05$ eV, которое в пределах ошибки совпадает с энергией образования вакансий-подобных дефектов (оборванных химических связей) в аморфном оксиде олова $E_V = 1.25 \pm 0.08$ eV, полученной из исследований внутреннего трения в аморфном оксиде олова [16]. Учитывая вышесказанное, можно полагать, что механизм проводимости до температуры стеклования и после нее до температуры кристаллизации не меняется, а на первом участке изменения электрического сопротивления до температуры стеклования

электроперенос определяют носители заряда, образованные на стадии формирования аморфной структуры. Выше температуры стеклования плотность состояний на уровне вакансий-подобных дефектов g_d , отвечающая концентрации носителей заряда в объеме материала (а соответственно и на уровне Ферми), будет изменяться по экспоненциальному закону, т.е. $\rho_0(T)$ в уравнениях (1)–(4) можно описать как

$$\rho_0(T) = \begin{cases} \rho_0 & \text{при } T < T_g; \\ \rho_1 \exp(E_b/k_B T) & \text{при } T > T_g, \end{cases} \quad (5)$$

где E_b — энергия образования вакансий-подобных дефектов (оборванных связей) в аморфном оксиде олова; ρ_1 — электрическое сопротивление при температуре стеклования.

Соответственно, температурная зависимость электрического сопротивления выше температуры стеклования будет определяться температурной зависимостью первого сомножителя в уравнении электропереноса.

При повышении температуры и приближении к температуре стеклования $T_g = 687$ K на температурной зависимости удельного электрического сопротивления в координатах $\ln(\rho) \propto f(T^{-1})$ наблюдается отклонение от линейной зависимости и небольшой рост, связанный с протеканием структурной релаксацией аморфной структуры тонкопленочного оксида олова, приводящей к аннигиляции дефектов и снижению их концентрации (рис. 4). Добавление небольшого содержания циркония в оксид цинка приводит к большему росту удельного электрического сопротивления, связанного со структурной релаксацией [45]. Надо заметить, что как оксид циркония, так и оксид олова являются хорошими адсорбентами газов, что также способствует росту электрического сопротивления при повышении температуры и приближении к температуре стеклования. Наконец, отметим, что температурная зависимость электрической проводимости с хорошо выраженной экспоненциальной зависимостью как до температуры стеклования, так и выше с разными энергиями активации наблюдалась в стеклообразном селене с 2 mass.% фуллерена C_{60} [46]. При этом, вследствие низкой температуры стеклования ($T_g = 338$ K), участка снижения электрической проводимости, связанного со структурной релаксацией, авторы не наблюдали.

Дальнейшее повышение температуры выше температуры кристаллизации приводит к многоступенчатому изменению удельного электрического сопротивления исследованных пленок, отражающему различные твердофазные превращения, которые можно связать с образованием метастабильной кристаллической фазы SnO (690–693 K), образованием стабильной кристаллической фазы SnO₂ (693–697 K) и с переходом нестабильной фазы SnO в стабильную SnO₂ (697–700 K) (рис. 4).

Таким образом, исследования электрического сопротивления в аморфном оксиде олова также свидетельству-

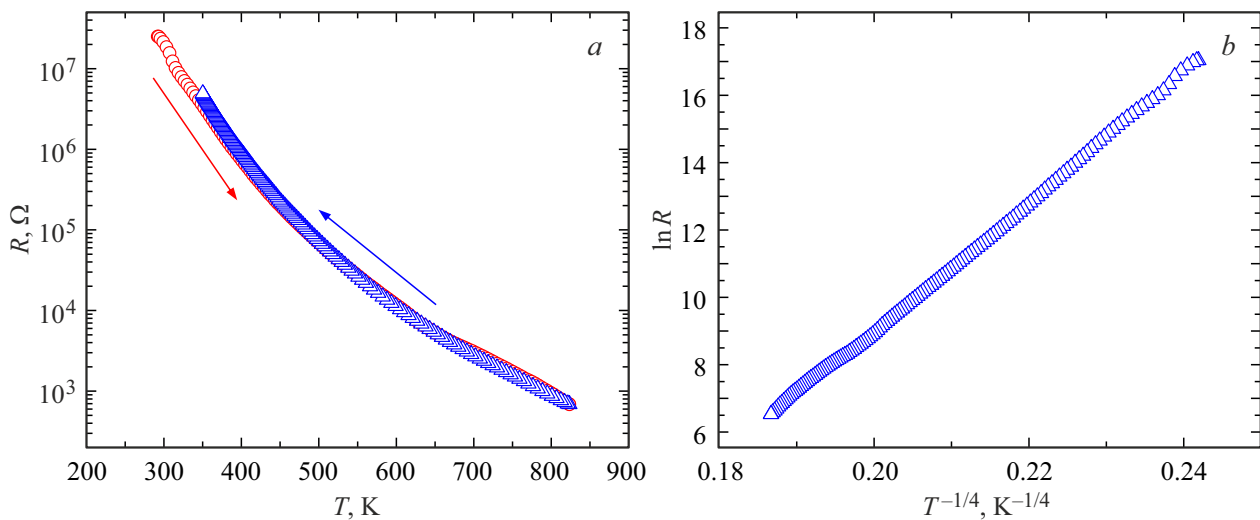


Рис. 5. Температурная зависимость электрического сопротивления на постоянном токе тонкопленочного кристаллического оксида олова в координатах: *a* — $R \propto f(T)$ и *b* — $\ln(R) \propto f(1/T^{1/4})$.

ют в пользу чисто кинетического процесса при переходе жидкости в стекло и обратно. Саму аморфную структуру при этом следует рассматривать в виде непрерывной сетки Захариасена [47] (идеальная структура) с дефектами (оборванными связями). При температуре стеклования происходит переход из состояния метастабильного равновесия переохлажденной жидкости, где концентрация оборванных связей меняется по экспоненциальному закону, в замороженное стеклообразное состояние, в котором концентрация дефектов уже не меняется [14].

3.3. Температурная зависимость электропроводности тонких пленок кристаллического оксида олова

Температурная зависимость закристаллизованного оксида олова с нанокристаллической структурой также представляет научный интерес, поскольку в таких системах проводимость осуществляется по границам зерен, где концентрация оборванных связей очень высока и они, как в аморфной структуре, распределены неупорядоченно. Исследования температурной зависимости электрического сопротивления кристаллического оксида олова, полученного после кристаллизации при $T = 880$ К, показали, что повышением температуры от 300 до 800 К значение электрического сопротивления нелинейно снижается на несколько порядков (рис. 5, *a*). Анализ данных рис. 5, *a* показал, что в области температур 300–800 К удельное электрическое сопротивление кристаллического оксида олова спрямляется в координатах $\ln(\rho) \propto f(T^{1/4})$ (рис. 5, *b*), что может указывать на прыжковый механизм проводимости электронов с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми [22].

Тогда, согласно [48], выражение для проводимости имеет следующий вид:

$$\sigma = e^2 \cdot R^2 \nu_{\text{ph}} \cdot g(E_F) \cdot \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}, \quad (6)$$

где

$$T_0 = \frac{21}{a^3 \cdot k_B \cdot g(E_F)}, \quad (7)$$

$$R = \left[\frac{3a}{2\pi \cdot g(E_F) \cdot k_B \cdot T} \right]^{1/4}, \quad (8)$$

e — заряд электрона, R — среднее расстояние прыжка, ν_{ph} — фактор спектра фононов взаимодействия, T — абсолютная температура, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, a — радиус локализации волновой функции электрона.

По рис. 5, *b* были определены значения величин T_0 для исследованных пленок. Предполагая, что процесс переноса носителей заряда лимитируется прыжками по дефектам на границах кристаллитов SnO_2 , для оценки плотности локализованных состояний принимаем радиус локализации равным эффективному борновскому радиусу [49]

$$a_B = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \hbar^2}{m^* e^2}, \quad (9)$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon \approx 9$ [34], $m^* \approx 0.3m$ — эффективная масса электрона, m — масса электрона [50]. Для аморфного оксида олова получаем значение $a_B \approx 1.59$ нм.

Тогда, используя выражения (6)–(9), можно провести оценку параметров модели ПППДП Мотта применительно к поликристаллической пленке оксида олова. Проведем также оценку средней энергии прыжка, которая в случае прыжков с переменной длиной должна быть равна

$$W = \frac{1}{4} k_B T \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}. \quad (10)$$

Оценки показали, что плотность локализованных состояний на уровне Ферми оказалась равной $g(E_F) \approx 4.7 \cdot 10^{16} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, а средние значения длины и энергии прыжка при комнатной температуре $T = 300 \text{ K}$ — 28.2 nm и 0.29 eV соответственно. Отметим, что полученные значения плотности локализованных состояний не противоречат низкому значению удельного электрического сопротивления полученных пленок. Прыжковая проводимость моттовского типа по границам зерен наблюдалась и для других систем оксидов металлов с нанокристаллической структурой: оксиде цинка [51] и композите Co-CoO [52].

В заключение можно сделать вывод, что источники локализованных состояний в аморфной пленке и состояний по границам зерен в нанокристаллической структуре имеют одну и ту же природу, т. е. обусловлены оборванными связями.

4. Заключение

Методом ионно-лучевого распыления синтезированы тонкие пленки оксида олова толщиной $\sim 0.5 \mu\text{m}$. Полученные пленки имеют аморфную структуру, кристаллизующуюся при температуре выше 650 K . Исследования показали, что температурная зависимость удельного электрического сопротивления представляет собой нелинейную кривую, отражающую структурные перестройки аморфной структуры в процессе нагрева. Для тонких пленок аморфного оксида олова в области температур ниже температуры кристаллизации наблюдается экспоненциальная зависимость проводимости с энергией активации $E = 1.83 \pm 0.05 \text{ eV}$ ($550\text{--}600 \text{ K}$), $0.86 \pm 0.05 \text{ eV}$ ($620\text{--}685 \text{ K}$) и $1.31 \pm 0.05 \text{ eV}$ ($690\text{--}693 \text{ K}$). При температуре стеклования (690 K) наблюдается переход от замороженной при синтезе плотности состояний к равновесной, которая растет по экспоненциальному закону с энергией активации $E = 1.31 \pm 0.05 \text{ eV}$.

В кристаллическом оксиде олова, полученном после кристаллизации при $T = 880 \text{ K}$, наблюдается прыжковая проводимость носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Оценки показали, что плотность локализованных состояний на уровне Ферми равна $g(E_F) \approx 4.7 \cdot 10^{16} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$, а средние значения длины и энергии прыжка при комнатной температуре $T = 300 \text{ K}$ — 28.2 nm и 0.29 eV соответственно.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FZGM-2026-0003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Вклад авторов

Вклад авторов равноценен.

Список литературы

- [1] Н.П. Кобелев, В.А. Хоник. УФН **193**, 7, 717 (2023). [N.P. Kobelev, V.A. Khonik. Phys.-Usp. **66**, 7, 673 (2023).]
- [2] Н. Буслеев, П.П. Пахольчук, Н.А. Смирнов. Письма в ЖЭТФ **121**, 9–10, 737 (2025).
- [3] P. Laffont, M. Fivel, S. Barlemont, P.-H. Cornuault, G. Colas, A. Lenain, J.-J. Blandin, R. Daudin. J. Alloys. Compd. **1051**, 185943 (2026).
- [4] А.В. Колобов, П.И. Лазаренко. ФТП **59**, 9, 511 (2025). [A.V. Kolobov, P.I. Lazarenko. Semiconductors. **59**, 9, 469 (2025).]
- [5] А.А. Кирьянов, В.А. Клинков, Т.В. Ларионова, О.В. Толочко, А.В. Семенча, Н.А. Семенченко, К.В. Щербаков. Успехи прикладной физики **13**, 1, 55 (2025).
- [6] U. Hoppe, W. Urbanek, J. Yi, Ö. Barlin, D. Doğular, S.A. Feller. J. Non-Cryst. Solids **674**, 123933 (2026).
- [7] О.Б. Циок, В.В. Бражкин, Е. Бычков, А.С. Тверьянович. ЖЭТФ **168**, 9, 390 (2025).
- [8] О.В. Мазурин. Стеклование и стабилизация неорганических стекол. Наука, Л. (1978). 63 с.
- [9] Т.В. Тропин, Ю.В.П. Шмельцер, В.Л. Аксенов. УФН **186**, 1, 47 (2016). [T.V. Tropin, J.W.P. Schmelzer, V.L. Aksenov. Phys.-Usp. **59**, 1, 42 (2016).]
- [10] Д.С. Сандитов, М.И. Ожован. УФН **189**, 3, 113 (2019). [D.S. Sanditov, M.I. Ojovan. Phys.-Usp. **62**, 1, 111 (2019).]
- [11] A.S. Makarov, G.V. Afonin, R.A. Konchakov, J.C. Qiao, N.P. Kobelev, V.A. Khonik. J. Non-Cryst. Solids **666**, 123667 (2025).
- [12] Я.О. Шабловский. Химия, физика и механика материалов **2(37)**, 4 (2023).
- [13] И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин. ФТТ **37**, 2, 536 (1995).
- [14] С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин. ЖТФ **92**, 2, 242 (2022). [S.A. Gridnev, Y.E. Kalinin. Tech. Phys. **68**, 3, S532 (2023).]
- [15] Н.П. Кобелев, Е.Л. Колыванов, В.А. Хоник. ФТТ **45**, 12, 2124 (2003). [N.P. Kobelev, E.L. Kolyvanov, V.A. Khonik. Phys. Solid State **45**, 12, 2225 (2003).]
- [16] K.S. Gabriels, T.V. Dubovitskaya, Yu.E. Kalinin, M.A. Kashirin, V.A. Makagonov, A.E. Nikonov, I.I. Popov, A.V. Sitnikov, V.A. Foshin, N.A. Tolstykh. Thin Solid Films **804**, 140504 (2024).
- [17] S.A. Gridnev, Yu.E. Kalinin, V.A. Dybov, I.I. Popov, M.A. Kashirin, N.A. Tolstykh. J. Alloys. Compounds **918**, 165610 (2022).
- [18] Ю.Е. Калинин, А.М. Кудрин, О.В. Овдак, И.И. Попов. Высокомолекулярные соединения. Серия А **64**, 1, 3 (2022). [Yu.E. Kalinin, A.M. Kudrin, O.V. Ovdak, and I.I. Popov. Polymer Science, Series A **64**, 1 (2022).]
- [19] Б.М. Даринский, Ю.Е. Калинин, М.А. Каширин, А.В. Кепман, К.С. Сафонов, В.А. Макагонов, И.И. Попов. ЖТФ **95**, 1, 45 (2025). [B.M. Darinskii, Yu.E. Kalinin, M.A. Kashirin, A.V. Kerpman, K.S. Safonov, V.A. Makagonov, I.I. Popov. Tech. Phys. **70**, 1, 41 (2025).]
- [20] Б.Н. Гречушников, И.С. Желудев, А.В. Залесский, С.А. Пикин, С.А. Семилетов, А.А. Урусовская, И.Г. Чистяков, Л.А. Шувалов. Современная кристаллография, т. 4. Физические свойства кристаллов. Наука, М. (1981). 496 с.

- [21] Ю.Р. Закис. Дефекты в стеклообразном состоянии вещества. Зинатне, Рига (1984). 202 с.
- [22] Н. Мотт, Э. Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1982). 664 с. [N.F. Mott, E.A. Davis. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. Oxford University Press (1979).]
- [23] Я.И. Френкель. Введение в теорию металлов. Наука, Л. (1972). 424 с.
- [24] Y. Zakaria, B. A issa, T. Fix, S. Ahzi, A. Samara, S. Mansour, A. Slaoui. *Sci. Rep.* **12**, 1, 15294 (2022).
- [25] A.V. Shaposhnik, P.V. Moskalev, A.A. Zviagin, M.V. Duykova, S.V. Ryabtsev, D.A.A. Ghareeb, A.A. Vasiliev. *Chemosensors* **9**, 8, 203 (2021).
- [26] S.I. Rembeza, N.N. Kosheleva, E.S. Rembeza, T.V. Svistova, A.A. Vinokurov. *Lett. Mater.* **10**, 4, 469 (2020).
- [27] E. Fortunato, R. Barros, P. Barquinha, V. Figueiredo, S.-H.K. Park, C.-S. Hwang, R. Martins. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 5, 052105 (2010).
- [28] С.Ю. Турищев, Ю.А. Юраков, С.В. Рябцев, О.А. Чувенкова, В.М. Кашкаров, Э.П. Домашевская. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **1**, 66 (2007).
- [29] S. Das, V. Jayaraman. *Progr. Mater. Sci.* **66**, 112 (2014).
- [30] Э.П. Домашевская, С.В. Рябцев, Е.А. Тутов, Ю.А. Юраков, О.А. Чувенкова, А.Н. Лукин. Письма в ЖТФ **32**, 18, 7 (2006). [É.P. Domashevskaya, S.V. Ryabtsev, E.A. Tutov, Yu.A. Yurakov, O.A. Chuvenkova, A.N. Lukin. *Tech. Phys. Lett.* **32**, 9, 782 (2006).]
- [31] Н.Н. Кошелева. Нано- и микросистемная техника **24**, 5, 247 (2022). [N.N. Kosheleva. *Nanobiotechnol. Rep.* **18**, S1, S165 (2023).]
- [32] S.R. Dhage, V. Ravi, S.K. Date. *Bull. Mater. Sci.* **27**, 1, 43 (2004).
- [33] V. Simakov, O. Yakusheva, A. Grebennikov, V. Kisin. *Sensors. Actuators B: Chemical* **116**, 1–2, 221 (2006).
- [34] Р.Б. Васильев, А.М. Гаськов, М.Н. Румянцев, А.С. Рыжиков, Л.И. Рябова, Б.А. Акимов. ФТП **34**, 8, 993 (2000). [R.B. Vasil'ev, A.M. Gas'kov, M.N. Rumyantseva, A.S. Ryzhikov, L.I. Ryabova, B.A. Akimov. *Semiconductors* **34**, 8, 955 (2000).]
- [35] С.А. Гриднев, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников, О.В. Стогней. Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах. БИНОМ, Лаборатория знаний, М. (2012). 352 с.
- [36] С.Н. Николаев, А.Б. Дровосек, М.Ю. Дмитриева, К.Ю. Черноглазов, А.В. Ситников, А.Н. Талденков, А.Л. Васильев, Е.А. Ганьшина, И.М. Припеченков, М.А. Симдянова, А.Б. Грановский, В.В. Рыльков. УФН **195**, 6, 658 (2025). [S.N. Nikolaev, A.B. Drovosekov, M.Yu. Dmitrieva, K.Yu. Chernoglazov, A.V. Sitnikov, A.N. Taldenkov, A.L. Vasiliev, E.A. Gans'china, I.M. Pripechenkov, M.A. Simdyanova, A.B. Granovsky, V.V. Rylkov. *Phys.-Usp.* **68**, 6, 617 (2025).]
- [37] С.И. Рембеза, Е.С. Рембеза, Т.В. Свистова, Н.Н. Кошелева. Синтез и свойства металлооксидных пленок: монография [электронный ресурс]. Воронежский государственный технический университет, Воронеж (2017). 176 с.
- [38] L. Schmidt-Mende, J.L. MacManus-Driscoll. *Mater. Today* **10**, 5, 40 (2007).
- [39] P. Kofstad. *Non-stoichiometry, diffusion and electrical conductivity of binary metal oxides*. Wiley-Interscience, New York (1972). 335 p.
- [40] C. Avis, Y.G. Kim, J. Jang. *Mater.* **12**, 20, 3341 (2019).
- [41] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. Физматлит, М. (2005). 232 с.
- [42] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [43] R.A. De Souza. In: *Resistive Switching From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications* / Eds D. Ielmini, R. Waser. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, Weinheim, Germany (2016). P. 125–164.
- [44] J. Franklin. In: *Resistive Switching From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications* / Eds D. Ielmini, R. Waser. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, Weinheim, Germany (2016). P. 165–195.
- [45] А.В. Ситников, О.В. Жилова, И.В. Бабкина, В.А. Макагонов, Ю.Е. Калинин, О.И. Ремизова. ФТП **52**, 9, 995 (2018). [A.V. Sitnikov, O.V. Zhilova, I.V. Babkina, V.A. Makagonov, Yu.E. Kalinin, O.I. Remizova. *Semiconductors* **52**, 9, 1118 (2018).]
- [46] Л.Н. Блинов, Н.А. Носкова, Т.Н. Оркина, В.А. Каратаев, Н.С. Почепцова. Письма в ЖТФ **22**, 9, 58 (1996).
- [47] W.H. Zachariasen. *J. Am. Chem. Soc.* **54**, 10, 3841 (1932).
- [48] Y. Guo, X.-W. Yu, Y.-X. Li. *J. Appl. Phys.* **98**, 5, 053902 (2005).
- [49] И.А. Журбина, О.И. Цетлин, В.Ю. Тимошенко. ФТП **45**, 2, 241 (2011). [I.A. Zhurbina, O.I. Tsetlin, V.Yu. Timoshenko. *Semiconductors* **45**, 2, 236 (2011).]
- [50] В.В. Каминский, Л.Н. Васильев, М.В. Романова, С.М. Соловьев. ФТТ **43**, 6, 997 (2001). [V.V. Kaminskii, L.N. Vasil'ev, M.V. Romanova, S.M. Solov'ev. *Phys. Solid State* **43**, 6, 1030 (2001).]
- [51] В.А. Макагонов, К.С. Габриельс, Ю.Е. Калинин, А.Ю. Лопатин, В.А. Окорочков. ФТТ **67**, 12, 2244 (2025). [V.A. Makagonov, K.S. Gabriels, Yu.E. Kalinin, A.Yu. Lopatin, V.A. Okorochkov. *Physics of the Solid State* **67**, 12, 2150 (2025).]
- [52] А.В. Ситников, В.А. Макагонов, Ю.Е. Калинин, С.Б. Кушчев, В.А. Фошин. ЖТФ **93**, 11, 1663 (2023). [A.V. Sitnikov, V.A. Makagonov, Y.E. Kalinin, S.B. Kushchev, V.A. Foshin. *Technical Physics* **69**, 6, 1813 (2024).]

Редактор Е.В. Толстякова