

УДК 53.043537.9546.881

ВЛИЯНИЕ ВОЛЬФРАМА НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛЕНОК ДИОКСИДА ВАНАДИЯ

© 2022 г. О. Я. Березина¹, *, П. П. Борисков¹, **, Е. А. Тутов², В. П. Зломанов³, Н. А. Авдеев¹

¹Петрозаводский государственный университет, пр. Ленина, 33, Петрозаводск, 185910 Россия

²Воронежский государственный технический университет, ул. 20-летия Октября, 84, Воронеж, 394006 Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Россия

*e-mail: berezina@petsu.ru

**e-mail: boriskov@petsu.ru

Поступила в редакцию 21.02.2022 г.

После доработки 18.04.2022 г.

Принята к публикации 19.04.2022 г.

Анализируется влияние легирования вольфрамом поликристаллических пленок диоксида ванадия, полученных золь–гель-методом, на температурную зависимость сопротивления при фазовом переходе металл–полупроводник. Экспериментальные гистерезисы сопротивления показывают, что с ростом степени легирования пленок снижается температура фазового перехода, гистерезис сильнее растягивается по температуре, а величина скачка сопротивления падает. Построены функции распределения коэрцитивных температур и проведено их сравнение с гистограммами распределения размеров кристаллических зерен в чистых и легированных пленках. На основе этого анализа сделан вывод, что введение примеси вольфрама в диоксид ванадия не влияет (по крайней мере, до 6 ат. %) на процесс формирования структуры поликристаллических пленок. Изменение параметров фазового перехода при легировании вызвано, скорее всего, ростом количества дефектов донорного типа и большим разбросом по концентрации примеси в отдельных зернах.

Ключевые слова: фазовый переход металл–полупроводник, легирование, метод коэрцитивных температур, золь–гель-метод

DOI: 10.31857/S0002337X22070053

ВВЕДЕНИЕ

Среди оксидных материалов, в которых обнаружен фазовый переход металл–полупроводник (ФПМП), наиболее известен диоксид ванадия, и за последние 60 лет ему посвящено огромное число работ. Температура ФПМП объемного VO₂ ($t_f \sim 68^\circ\text{C}$) не так далека от комнатной, а скачок проводимости ФП составляет несколько порядков (до 10⁵). Для ряда практических приложений, например, таких как “умные” окна [1] и оптические лимитеры [2], желательны уменьшение температуры t_f и ширины петли гистерезиса. Отметим, что для объемного кристалла ширина петли гистерезиса ФПМП (ФП I рода) составляет 1–3°C, но значительно возрастает (до 20°C) для пленочных поликристаллических структур. В настоящее время диоксид ванадия и соединения на его основе синтезируют как в виде пленок [3], так и в виде порошков [4], наностержней [5], нанонитей [6].

Интерес исследователей к диоксиду ванадия и соединениям внедрения на его основе связан с их

термодинамической стабильностью, относительной простотой синтеза и близкой к комнатной температуре перехода, чем и обусловлен широкий спектр всевозможных практических применений. В качестве примеров можно указать термохромные “умные” покрытия (smart coatings) и релаксационные генераторы как элементы осцилляторных нейронных сетей [7–9]. В ряде работ предлагается использовать VO₂ в качестве материала для хемосорбционных газовых сенсоров водорода [10] и паров этилового спирта [11, 12]. Кроме того, он перспективен для создания материалов для электрохимических устройств [13].

Введение металлов в структуру диоксида ванадия может приводить как к росту температуры ФПМП (Cr, Fe), так и к ее снижению (Nb, W, Mo) [14]. В работе [15] впервые осуществлено легирование диоксида ванадия вольфрамом с помощью золь–гель-метода. Преимуществом такого способа легирования является простота технологии в сочетании с приемлемой степенью однородности и стехиометрии пленок. В представленной работе

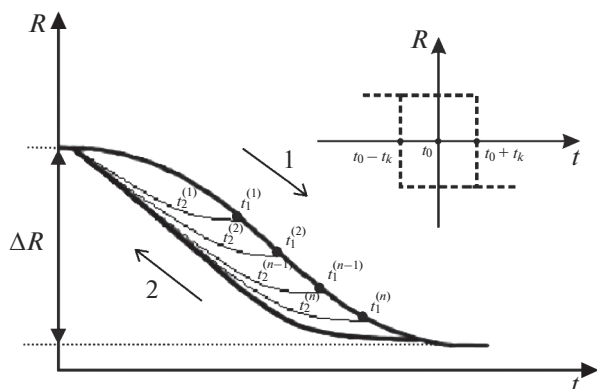


Рис. 1. Петли гистерезиса ФПМП как функции параметра среды R от температуры t для поликристаллического образца: жирная кривая — главная петля гистерезиса с прямой (стрелка (1)) и обратной (стрелка (2)) ветвями, $t_1^{(1)}, t_2^{(1)} \dots t_1^{(n-1)}, t_2^{(n-1)}$ — температуры старта частных петель (1, 2 ... $n-1, n$); $t_1^{(1)}, t_2^{(2)} \dots t_2^{(n-1)}, t_2^{(n)}$ — текущие температуры на частных петлях гистерезиса; ΔR — полное изменение параметра среды; на вставке — прямоугольный гистерезис для монокристаллита.

методом коэрцитивных температур проводится детальный анализ температурного гистерезиса сопротивления золь-гель-пленок VO_2 в условиях ФПМП при разной степени их легирования вольфрамом.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Анализ гистерезисных эффектов ФПМП в VO_2 [2, 16, 17] показал, что гистерезис в поликристаллических пленках существенным образом зависит от двух параметров: от размера кристаллитов (зерен) и стехиометрии (соотношения концентраций ванадия и кислорода, которое определяет концентрацию кислородных вакансий) пленок. Чем меньше средний размер кристаллитов в пленках, тем шире петля гистерезиса [17]. С другой стороны, чем больше в синтезируемых пленках VO_2 концентрация кислородных вакансий, создаваемая, например, с помощью генерации электронным облучением [16], тем ниже температура ФПМП.

Авторы [18] для исследования гистерезисных явлений ФПМП в диоксиде ванадия предложили подход, который аналогичен анализу технической кривой намагничивания в ферромагнетиках, разработанному еще в 1935 г. Прейзахом [19]. Этот метод (коэрцитивных температур) предполагает, что есть некий параметр среды R , зависящий от фазового перехода, который является

функцией двух переменных: коэрцитивной температуры t_k и средней, или термодинамической, температуры t_0 . t_k определяется распределением зерен по ширинам Δt петель гистерезиса отдельных зерен (т.н. частных распределений). Таким образом, величина t_k коррелирует с распределением зерен по размерам. t_0 отвечает за распределение зерен по температуре равновесия фаз и зависит от их стехиометрического состава.

Наиболее просто определить температуры t_k и t_0 в случае гистерезиса отдельного монокристаллита, который имеет прямоугольную петлю с центральной (средней) температурой t_0 и температурами вертикальных ветвей нагрева $t_0 + t_k$ и охлаждения $t_0 - t_k$ (рис. 1, вставка), т.е. ширина такой петли $\Delta t = 2t_k$. В упрощенном аналитическом подходе, используемом в [18], предполагается, что зерно в поликристаллической пленке состоит из набора таких доменов (микрообластей) с прямоугольными гистерезисами, распределенными по t_k и t_0 . Тогда гистерезис в поликристаллической пленке, характеризуемый функцией распределения $F(t_0, t_k)$ микрообластей по температуре перехода и коэрцитивной температуре t_k , имеет главную петлю с прямой (нагревание) и обратной (охлаждение) ветвями и набором частных петель (рис. 1). Каждая из частных петель имеет свою температуру старта t_1 на прямой ветви главной петли и свою обратную ветвь (охлаждение) с текущей температурой t_2 .

В [18] показано, что если параметр среды линейно зависит от доли кристаллитов, перешедших при ФПМП в новую фазу, то он будет являться функцией этих двух переменных $R(t_1, t_2)$, а коэрцитивная функция $F(t_0, t_k)$ будет определяться как

$$F(t_k, t_0) = \frac{2}{\Delta R} \frac{\partial^2 R(t_1, t_2)}{\partial t_1 \partial t_2}, \quad t_0 = \frac{t_1 + t_2}{2}, \quad t_k = \frac{t_1 - t_2}{2}, \quad (1)$$

где ΔR — полное изменение параметра среды при ФПМП (рис. 1). Отметим, что по смыслу $F(t_0, t_k)$ есть совместная плотность распределения случайных величин t_0 и t_k .

Таким образом, построение частных петель гистерезиса позволяет определить вид функции $F(t_0, t_k)$. Для этого в эксперименте фиксируется температура старта t_1 на прямой ветви главной петли (рис. 1). Далее измеряется параметр среды (коэффициент отражения пленки VO_2 в [2, 16]) при текущей температуре t_2 при охлаждении от начальной температуры t_1 вплоть до верхней точки петли. По наборам частных петель $\{R(t_1, t_2)\}$ из (1) рассчитывается функция распределения $F(t_0, t_k)$.

Метод коэрцитивных температур при анализе температурных зависимостей проводимости наталкивается на определенные трудности. В этом случае параметр среды (сопротивление, проводимость) не может считаться линейным по концентрации областей той или иной фазы, как это предполагалось для коэффициента отражения, так как существенны свойства неоднородности среды. Это становится понятным уже из общих соображений, если учесть, что для ненулевой плотности тока в пленке достаточно существования хотя бы одного проводящего канала, который можно представить как цепочку кластеров (микрообластей), перешедших в металлическую фазу. Конечно, вероятность образования этих каналов растет с увеличением доли микрообластей, имеющих металлическую проводимость, но не обязательно по линейному закону. В этом случае задачу можно решить, опираясь на теорию протекания [20], которая описывает явления зарядо- и массопереноса в сильно неоднородных средах.

Рассмотрим среду, которая характеризуется локальной удельной электропроводностью $\sigma(r)$ с заданным законом распределения. Применительно к нашему случаю эту функцию можно считать сильно неоднородной, что выражается условием [20]

$$\left| \frac{\sigma(r) - \langle \sigma(r) \rangle}{\langle \sigma(r) \rangle} \right| \gg 1, \quad (2)$$

где $\langle \sigma(r) \rangle$ – среднее значение проводимости. Действительно, в условиях ФМПП она может принимать только два значения, соответствующие низкоомному (металлическому) и высокоомному (полупроводниковому) состояниям отдельных микрообластей, на несколько порядков отличающихся друг от друга. Но следует заметить, что сильная неоднородность будет сглаживаться на краях гистерезиса, где будут преобладать области либо одного, либо другого состояния.

Предельный (экспоненциальный) случай сильной неоднородности характеризуется локальной проводимостью

$$\sigma(r) = \sigma_0 \exp(-\xi(r)), \quad (3)$$

где σ_0 – удельная проводимость металлического состояния, $\xi(r)$ – случайная переменная, характеризующая долю микрообластей в металлической фазе. Теория протекания [20] дает определенное критическое значение ξ_c , ниже которого ($\xi(r) < \xi_c$) не образуется проводящий канал в образце. Существенно, что этот параметр будет пропорционален доле микрообластей, перешедших в новую (низкоомную) фазу.

Аналогичные выводы можно сделать для удельного сопротивления $\rho(r) = 1/\sigma(r)$. Тогда, ес-

ли считать, что вероятность появления низкоомных микрообластей в образце подчиняется закону равномерного распределения, $F(t_0, t_k)$ будет находиться по формуле (1), где параметром среды является логарифм среднего удельного сопротивления:

$$F(t_0, t_k) = \frac{2}{\ln\left(\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}\right)} \frac{\partial^2 (\ln \rho(t_1, t_2))}{\partial t_1 \partial t_2}, \quad (4)$$

где $t_0 = \frac{t_1 + t_2}{2}$, $t_k = \frac{t_1 - t_2}{2}$.

В выражении (4) логарифм отношения средних удельных сопротивлений пленки VO_2 в полностью полупроводниковом (ρ_{\max}) и металлическом (ρ_{\min}) состояниях есть максимальное изменение параметра среды (как ΔR в (1)).

Таким образом, построение частных петель гистерезиса логарифма среднего удельного или полного сопротивления пленок по температуре позволяет приблизительно определить функцию распределения $F(t_0, t_k)$ точно так же, как в случае с коэффициентом отражения [2, 16].

МЕТОДИКА СИНТЕЗА ПЛЕНОК И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Пленки диоксида ванадия синтезировали жидкофазным золь-гель-методом [15]. Вначале получали водный раствор геля пентаоксида ванадия: порошок V_2O_5 плавил, при температуре 900°C выдерживали в течение 1 ч, затем расплав выливали в дистиллированную воду при комнатной температуре и размешивали. Для получения легированных пленок к порошку V_2O_5 добавляли порошок WO_3 . Далее полученный гелеобразный раствор красно-коричневого цвета наносили на ситалловую подложку и высушивали в течение суток до образования ксерогеля гидратированного пентаоксида ванадия ($\text{V}_2\text{O}_5 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, $n = 1.6-1.8$) в чистом виде или с примесью вольфрама.

Для получения диоксида ванадия восстановлением из ксерогеля образцы отжигали в вакууме при температуре $500 \pm 20^\circ\text{C}$ и давлении остаточных паров < 0.13 Па. Учитывая разную термическую устойчивость V_2O_5 и WO_3 [21], можно полагать, что при используемой температуре отжига вольфрам в WO_3 сохраняет свою степень окисления, а V_2O_5 восстанавливается до диоксида ванадия. В результате получались поликристаллические пленки либо чистого диоксида ванадия, либо легированного, предположительно состава $\text{V}_{1-y}\text{W}_y\text{O}_2$ с $y = 0.01-0.12$. Влияние условий синтеза на состав и структуру пленок изучено нами ранее [15].

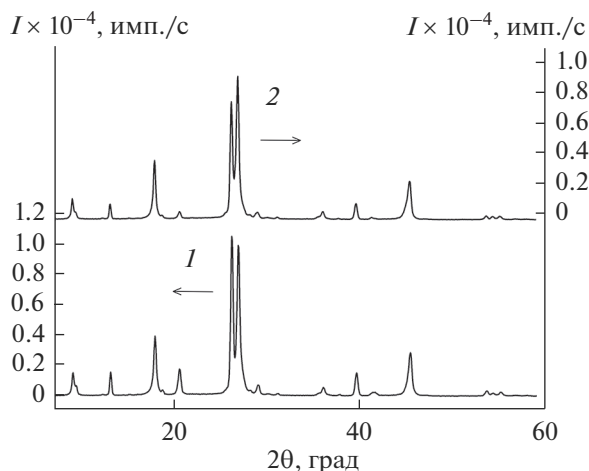


Рис. 2. Рентгенограммы пленок чистого (1) и легированного вольфрамом (12 ат. %) (2) диоксида ванадия.

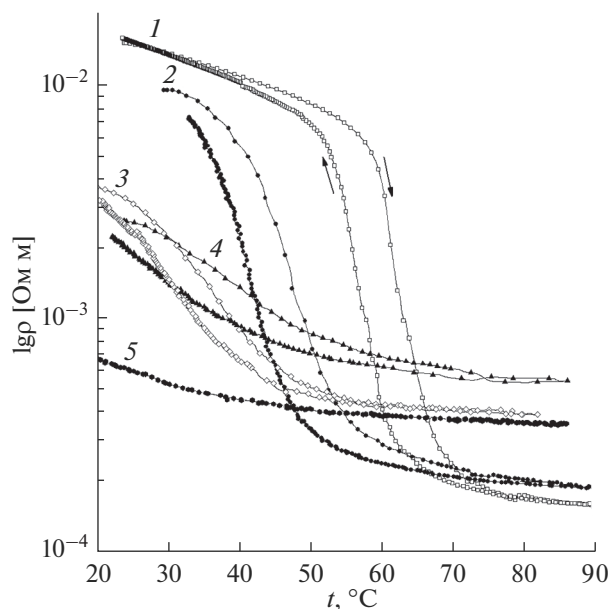


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления пленок $V_{1-y}W_yO_{2\pm\delta}$ по результатам [11]: $y = 0$ (1), 0.016 (2), 0.03 (3), 0.06 (4), 0.12 (5).

Рентгенограммы пленок чистого и легированного (12 ат. %) диоксида ванадия приведены на рис. 2. Видно, что в пределах 0.1° сдвига линий нет, т.е. параметры элементарной ячейки не меняются. Изменяется только интенсивность некоторых линий. Неизменность параметров элементарной ячейки обусловлена тем, что при легировании часть ионов V^{4+} замещается ионами W^{6+} , а ионные радиусы $V(IV)$ (0.073 нм) и $W(VI)$ (0.072 нм) почти совпадают [17].

Температурные зависимости сопротивления пленок оксида ванадия определялись четырехзондовым методом в интервале температур от 50 до 400 К. Для измерений при низких температурах образец помещали в криорефрижератор.

Результаты измерений главных петель гистерезиса пленок VO_2 (рис. 3, [15]) показывают, что при концентрации примеси вольфрама до 6 ат. % наблюдается ФПМП. Чем больше концентрация примеси, тем ниже температура перехода t_i , меньше скачок сопротивления, выше проводимость в высокоомном состоянии и ниже в низкоомном. Для пленок с концентрацией W^{6+} выше 6% ФПМП в диапазоне температур 50–380 К не наблюдался (рис. 3, кривая 5).

Измерения частных петель гистерезиса по температурам t_1 и t_2 проводились для чистой и легированной (с примесью W^{6+} 3%) пленок VO_2 с шагом $1^\circ C$. Некоторые из них представлены на рис. 4. Используя экспериментальные наборы $\{\ln(R(t_1, t_2))\}$, по формуле (4) рассчитывали коэрцитивные функции $F(t_0, t_k)$. Плотности распределения коэрцитивной температуры $f(t_k)$ можно найти путем интегрирования (суммирования) $F(t_0, t_k)$ по t_0 :

$$f(t_k) \approx \sum_{t_0} F(t_0, t_k) = \sum_{t_0=t_{\min}}^{t_{\max}} F(t_0, t_k), \quad (5)$$

где t_{\max} и t_{\min} — максимальная и минимальная температуры главных петель гистерезиса соответственно. Результаты расчета $f(t_k)$ для чистой и легированной (с примесью W^{6+} 3 ат. %) пленок представлены на рис. 5.

Далее исследовалась поверхность образцов (пленок) с помощью сканирующего электронного микроскопа СММ-2000 методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). По полученным АСМ изображениям (рис. 6) были построены гистограммы (рис. 7) распределения зерен по размеру (зависимость относительного числа зерен от поперечного размера), которые практически идентичны для чистого и легированного образцов VO_2 . Логично предположить, что если распределения зерен по размерам на поверхности (данные АСМ (рис. 6)) и размеры элементарной ячейки (по результатам РФА (рис. 2)) для чистой и легированной пленок одинаковы, то и распределения по размерам зерен в объеме пленок тоже будут одинаковыми.

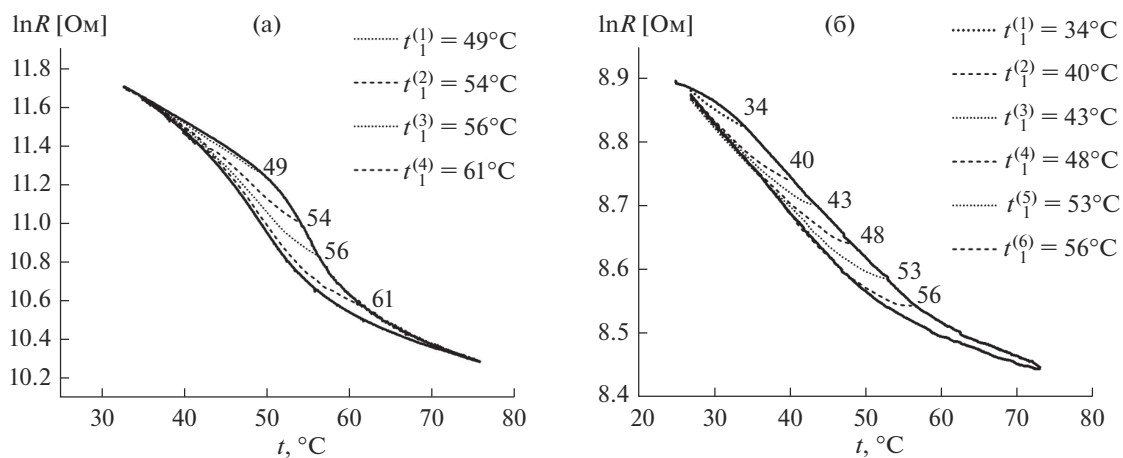


Рис. 4. Частные петли гистерезиса логарифма сопротивления для чистой (а) и легированной примесью W^{6+} 3% (б) пленок диоксида ванадия.

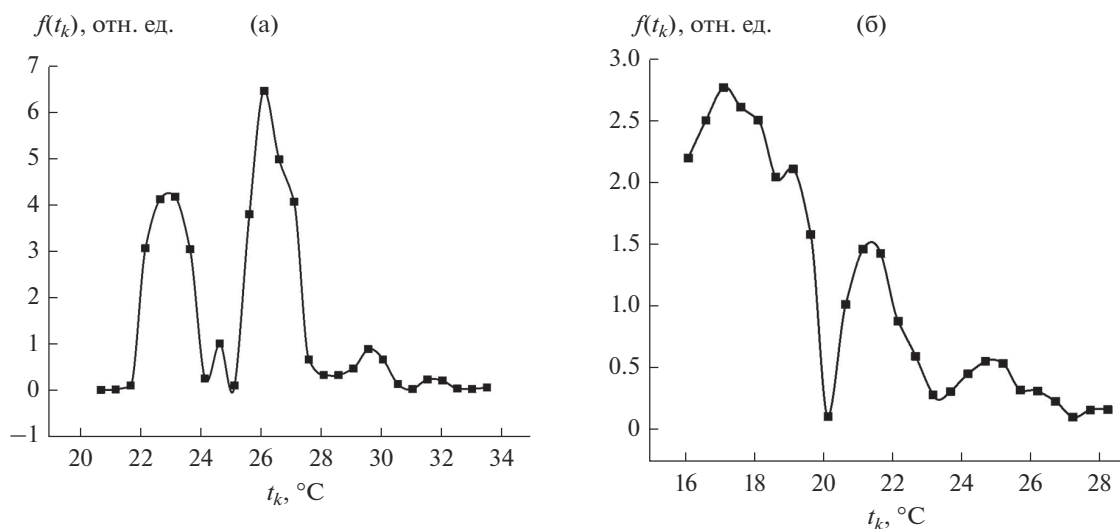


Рис. 5. Вид коэрцитивной функции $f(t_k)$ для чистой (а) и легированной примесью W^{6+} 3 ат. % (б) пленок диоксида ванадия.

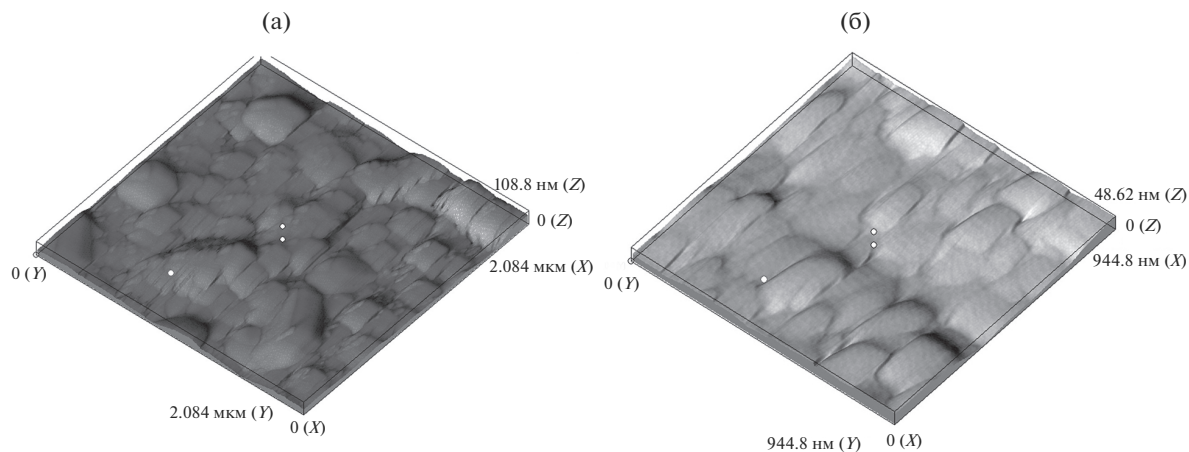


Рис. 6. АСМ-изображения поверхности чистой (а) и легированной примесью W^{6+} 3 ат. % (б) золь-гель-пленок диоксида ванадия.

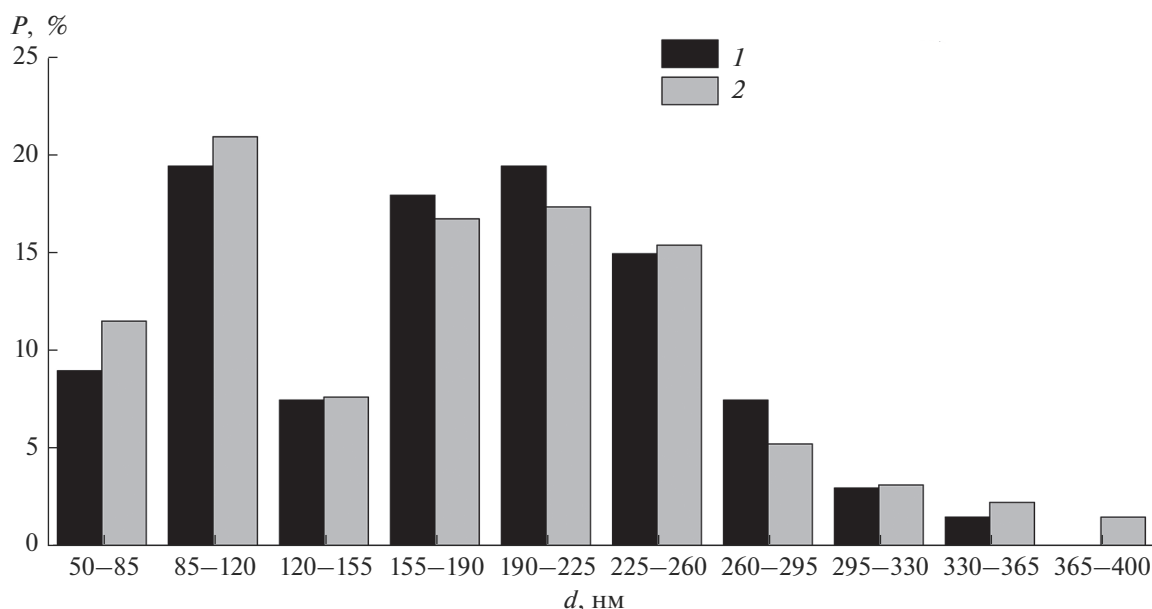


Рис. 7. Гистограммы распределения зерен по размерам на поверхности золь-гель-пленок диоксида ванадия: 1 — чистый образец, 2 — легированный W^{6+} 3% образец.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании измерений температурных зависимостей проводимости, определения распределения зерен пленок VO_2 по размерам и расчета функций коэрцитивных температур гистерезиса можно сделать следующие выводы.

1. Функция распределения коэрцитивной температуры для чистого образца (рис. 5а) имеет два ярко выраженных пика и в принципе соответствует гистограмме распределения зерен по размерам (рис. 7, 1). Для функции распределения коэрцитивной силы легированной пленки (рис. 5б) пики не так четко выражены: второй (высокотемпературный) пик становится значительно ниже первого (низкотемпературного) и оба пика сильно размыты.

Обнаруженная сильная размытость коэрцитивной функции по температуре легированной пленки указывает на усиление роли деформационных искажений мартенситного перехода (в виде как уширения частных петель зерен), что является следствием непосредственного введения примеси вольфрама. С другой стороны, фактически одинаковые гистограммы распределения размеров зерен в чистых и легированных пленках диоксида ванадия (рис. 7) говорят о слабом влиянии примеси $W(VI)$ на процесс роста зерен VO_2 . Возможно, это связано с одинаковыми условиями их синтеза, кристаллохимическим подобием оксидов $V(IV)$ и $W(VI)$ и с близостью ионных радиусов $V(IV)$ (0.073 нм) и $W(VI)$ (0.072 нм).

2. Проводимость пленок растет с ростом концентрации примеси из-за замещения части центров V^{4+} ионами W^{6+} . В легированных пленках при замещении иона V^{4+} ионом W^{6+} должны возникать два иона V^{3+} , что диктуется необходимостью сохранения электронейтральности, т.е. возникают дефекты донорного типа. Образование дефектов донорного типа приводит к росту проводимости и снижению температуры ФПМП [16, 22].

3. Подавление ФПМП в сильно легированных пленках VO_2 (выше 6% вольфрама), по нашему мнению, связано с сильной неоднородностью материала, в котором из-за высокой концентрации примеси имеется большой разброс как по размерам зерен, так и по концентрации примесей в зернах. В этом случае функция распределения коэрцитивных температур сильно размыта по t_0 и t_k , и, как следствие, петля гистерезиса ФПМП имеет большую протяженность прямой и обратной ветвей по температуре. Кроме того, с ростом концентрации примеси вольфрама, а следовательно, и дефектов донорного типа существенно падает сопротивление легированной пленки в полупроводниковой фазе (ρ_{max}), а сопротивление в металлической фазе (ρ_{min}) растет по сравнению с нелегированной пленкой (см. рис. 3 и формулу (4)). Скачок сопротивления снижается и при определенной критической концентрации примеси исчезает, трансформируясь в плавную функцию температуры без гистерезиса, т.е. фазовый переход не наблюдается.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 0752-2020-0007).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Seyfouri M., Binions R. Sol-Gel Approaches to Thermochromic Vanadium Dioxide Coating for Smart Glazing Application // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*. 2017. V. 159. P. 52–65. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2016.08.035>
2. Климов В.А., Тимофеева И.О., Ханин С.Д., Шадрин Е.Б., Ильинский А.В., Сильва-Андрате Ф. Формирование петли температурного гистерезиса при фазовом переходе металл-полупроводник в пленках диоксида ванадия // *ЖТФ*. 2002. Т. 72. № 9. С. 67–74.
3. Makarevich O.N., Ivanov A.V., Gavrilov A.I. et al. Effect of r-Al₂O₃ Single-Crystal Substrate on Growth of Ti_{1-x}V_xO₂ Particles under Hydrothermal Conditions // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2020. V. 65. № 3. P. 299–304. <https://doi.org/10.1134/S0036023620030080>
4. Nosikova L.A., Baranchikov A.E., Yaprntsev A.D. et al. Selective Hydrothermal Synthesis of [(CH₃)₂NH₂]V₃O₇, VO₂(D), and V₂O₃ in the Presence of N,N-Dimethylformamide // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2020. V. 65. № 4. P. 488–494. <https://doi.org/10.1134/S0036023620040142>
5. Volkov V.L., Zakharova G.S., Volkova E.G. et al. Titanium-Doped Vanadium Oxide Nanorods // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2006. V. 51. № 6. 847–851. <https://doi.org/10.1134/S0036023606060015>
6. Berezina O.Ya., Kolobova E.N., Krivoshepov N.V., Markova N.P., Pergament A.L., Yakovleva D.S., Zlozmanov V.P. Vanadium Oxide Nanofibers: Synthesis and Research on Functional Properties // *Micro Nanosyst.* 2020. V. 12. № 2. P. 1–7. <https://doi.org/10.2174/1876402911666190806104117>
7. Pergament A.L., Stefanovich G.B., Velichko A.A. Oxide Electronics and Vanadium Dioxide Perspective: A Review // *J. Sel. Top. Nano Electron. Comput.* 2013. V. 1. № 1. P. 24–43. <https://doi.org/10.15393/j8.art.2013.3002>
8. Zhang Z., Gao Y., Chen Z., Du J., Cao C., Kang L., Luo H. Thermochromic VO₂ Thin Films: Solution-Based Processing, Improved Optical Properties, and Lowered Phase Transformation Temperature // *Langmuir*. 2010. V. 26. № 13. P. 10738–10744. <https://doi.org/10.1021/la100515k>
9. Velichko A., Belyaev M., Putrolainen V., Pergament A., Perminov V. Switching Dynamics of Single and Coupled VO₂-Based Oscillators as Elements of Neural Networks // *Int. J. Modern Phys. B*. 2016. V. 30. № 2. Art. 165026. 33 p. <https://doi.org/10.1142/s0217979216502611>
10. Strelcov E., Lilach Y., Kolmakov A. Gas Sensor Based on Metal-insulator Transition in VO₂ Nanowire Thermistor // *Nano Lett.* 2009. V. 9. № 6. P. 2322–2326. <https://doi.org/10.1021/nl900676n>
11. Тутов Е.А., Мананников А.В., Ал-Хафаджи Н.И., Зломанов В.П. Поверхностная и объемная проводимость диоксида ванадия // *ЖТФ*. 2017. Т. 87. С. 367–371. <https://doi.org/10.21883/JTF.2017.03.44240.1799>
12. Тутов Е.А., Зломанов В.П. Влияние хемосорбции донорных и акцепторных газов на фазовый переход полупроводник-металл в пленках диоксида ванадия // *ФТТ*. 2013. Т. 55. № 11. С. 2233–2236.
13. Armer C.F., Yeoh J.S., Xu Lib, Lowe A. Electrospun Vanadium-based Oxides as Electrode Materials // *J. Power Sources*. 2018. V. 395. P. 414–429. <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2018.05.076>
14. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
15. Бerezina O.Ya., Velichko A.A., Луговская Л.А., Пергамент А.Л., Стефанович Г.Б. Фазовый переход металл-полупроводник в пленках нестехиометричного диоксида ванадия // *Неорган. материалы*. 2007. Т. 43. № 5. С. 577–583. EDN IAQSGV.
16. Шадрин Е.Б., Ильинский А.В. О природе фазового перехода металл-полупроводник в диоксиде ванадия // *ФТТ*. 2000. Т. 42. № 6. С. 1092–1099.
17. Алиев Р.А., Климов В.А. Влияние условий синтеза на фазовый переход металл-полупроводник в тонких пленках диоксида ванадия // *ФТТ*. 2004. Т. 46. № 3. С. 515–519.
18. Ланская Т.Г., Меркулов И.А., Чудновский Ф.А. Гистерезисные явления при фазовом переходе металл-полупроводник в окислах ванадия // *ФТТ*. 1978. Т. 20. № 2. С. 336–342.
19. Preisach F. Über die magnetische Nachwirkung // *Z. Phys.* 1935. V. 94. № 5–6. P. 277–302.
20. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред // *УФН*. 1975. Т. 117. № 3. С. 401–435.
21. Третьяков Ю.Д. Неорганическая химия. Т. 3. Химия переходных элементов. Кн. 1. М.: Академия, 2007. 352 с.
22. Кастро Р.А., Ильинский А.В., Смирнова Л.М., Пашкевич М.Э., Шадрин Е.Б. Эллипсометрия нанокристаллических пленок VO₂, VO₂ : Mg, VO₂ : Ge // *ФТТ*. 2021. Т. 63. № 12. С. 2210–2216. <https://doi.org/10.21883/FTT.2021.12.51686.184a>