

Тонкие структуры и переключение электропроводности в лабиринтных пленках серебра на сапфире

© Т.А. Вартамян, И.А. Гладских, Н.Б. Леонов, С.Г. Пржибельский

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: przhi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 8 июля 2013 г.)

Определены изменения сопротивления пленок серебра в интервале 10^{13} – 10^3 Ω в процессе их термического напыления на сапфир в глубоком вакууме, после напыления со временем, а также производимые в них электрическим напряжением. Установлены зависимости сопротивления пленок от толщины и скорости их напыления. При изменении толщин пленок от 2 до 10 nm во время напыления со скоростями 0.6 и 0.1 $\text{\AA}/\text{s}$ их сопротивления уменьшались на 7.5 и 4 порядка соответственно. Зависимости сопротивлений от длительности напыления получались близкими к экспоненциальным. У напыленных с различной скоростью пленок толщиной 10 nm сопротивление при комнатной температуре менялось самопроизвольно на 3–4 порядка по-разному: оно росло для напылявшихся медленно и падало для напылявшихся быстро. Установившиеся сопротивления тех и других увеличивались при слабых отжигах также по-разному: у первых — на 2 порядка, у вторых — на 9 порядков. Под напряжением > 5 V сопротивление последних падало резко от $\sim 10^{12}$ до $\sim 10^6$ Ω , и эти пленки становились омическими. Они превращались снова в высокоомные при слабом отжиге. Получившиеся высокоомные пленки опять становились низкоомными под действием указанного напряжения. Такой цикл переключения электропроводности воспроизводился многократно. Объяснение обнаруженных явлений основано на гипотезе образования в каналах лабиринтных пленок тонких метастабильных структур: выступов и мостиков, сближающих границы островков и соединяющих их в проводящие кластеры соответственно.

Работа выполнена в рамках темы 411513, финансируемой из централизованных средств НИУ ИТМО.

1. Введение

Интерес к проводимости тонких островковых пленок в настоящее время в основном связан с техническими задачами миниатюризации устройств микро- и оптоэлектроники. При этом в физике электропроводности пленок остается много белых пятен, несмотря на долгую историю исследований [1]. Актуальной продолжает быть проблема нелинейности электропроводности пленок, в частности, нелинейности, проявляющейся в виде больших и резких изменений сопротивления пленок.

Скачки проводимости, обнаруживающиеся в разных дисперсных средах, проявляются и в пленках, создаваемых напылением на диэлектрические подложки паров металлов вместе с полимеризующимися органическими молекулами (так называемые plasma polymer films [2]). У этих пленок обратимые скачкообразные изменения сопротивления происходят при напряженности полей в них порядка единиц V/cm. Вопрос о природе таких изменений сопротивления под действием электрического напряжения остается открытым.

В настоящей работе сообщается о наблюдении похожих явлений в случае чисто металлических пленок серебра на сапфире. Характер изменений во времени сопротивления при напылении пленок и затем после напыления дал основу для гипотезы, позволяющей объяснить всю совокупность явлений, наблюдаемых в наших

экспериментах. Природа больших и резких изменений сопротивления пленок связана с малозаметными в них структурными образованиями.

2. Эксперименты и результаты

Пленки создавались в вакуумной установке фирмы Kurt Lesker с безмасляной откачкой методом осаждения паров термически испаренного серебра в сверхвысоком вакууме (10^{-7} Torr) на сапфир с температурой 300 K. На подложки предварительно наносились серебряные контакты толщиной около микрометра, к которым присоединялись провода. Расстояние между контактами было $L = 0.4$ cm, а их ширина $H = 1.8$ cm. Толщина пленок определялась с помощью кварцевого монитора. В ходе напыления измерялось сопротивление образующихся пленок как непосредственно, так и пикоамперметром фирмы Keithley. При скоростях 0.1–0.6 $\text{\AA}/\text{s}$ и длительности осаждения 17–2.5 min получались пленки толщиной 4–15 nm. Они имели лабиринтное строение, как на снимке, полученном в растровом электронном микроскопе (рис. 1). В изображениях пленок разных толщин, созданных при различных скоростях термического напыления, заметного различия не выявлялось.

На снимках видны вытянутые червеобразные островки, разделенные разветвленной сетью каналов. Протяженность островков порядка 300 nm, а их поперечные

размеры раза в 4 меньше. Разброс различных ширин лабиринтных каналов варьируется от единиц до десятков нанометров. После глубокого отжига длительностью 30 min при 230°C островки в пленках сжимались в плане до 70–120 nm, при этом зазоры между ними увеличивались, как и высоты островков, в несколько раз. Сопротивление отожженных пленок было $> 10^{14} \Omega$.

Результаты измерения сопротивления пленок во время напыления при скоростях 0.1 и 0.6 Å/s представлены на рис. 2. Видно, что зависимости сопротивления от толщины осевшего металла близки к экспоненциальным, причем при одинаковой толщине пленок, образующихся за разное время, сопротивления были меньше у напыляемых быстро. Показатели степени в зависимостях, представленных на рис. 2, различаются приблизительно

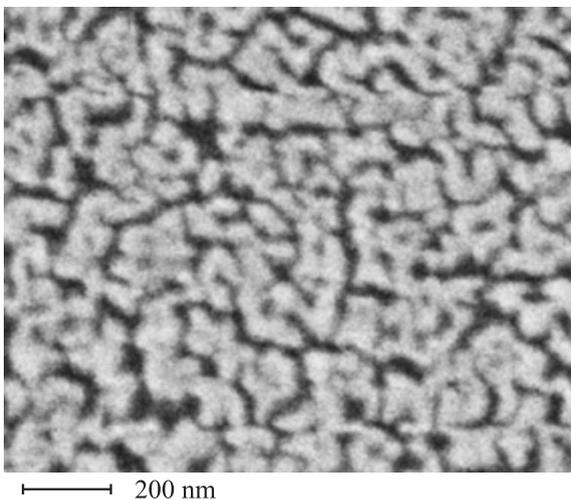


Рис. 1. Изображение неотожженной лабиринтной пленки Ag толщиной 10 nm на сапфире.

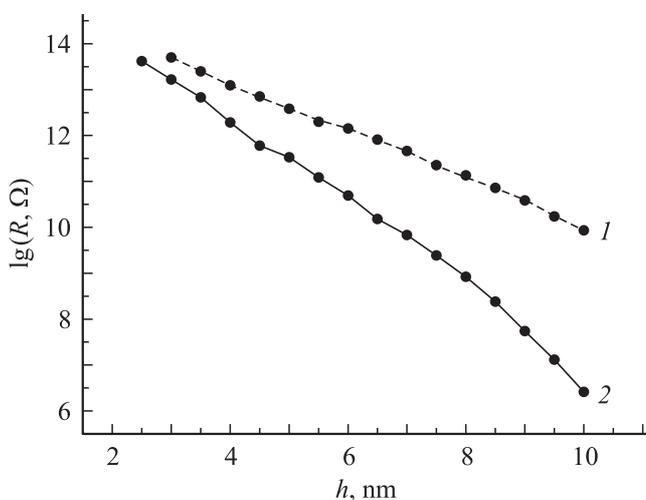


Рис. 2. Зависимости сопротивления от толщины пленок h , меняющейся в ходе их напыления со скоростями 0.1 (1) и 0.6 Å/s (2).

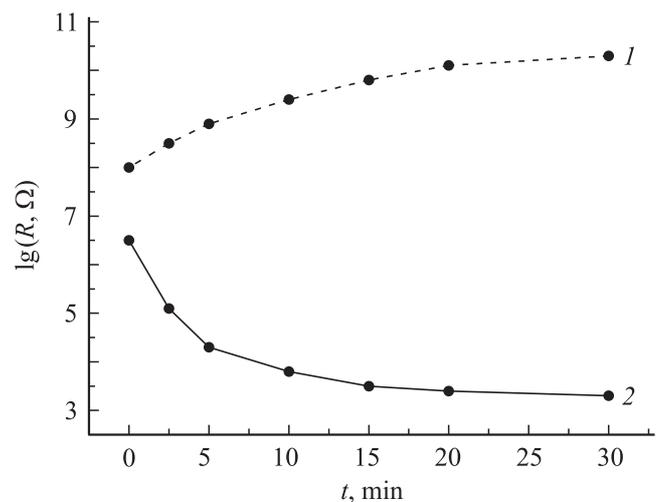


Рис. 3. Изменение со временем сопротивления пленок толщиной 10 nm после окончания их напыления со скоростью 0.1 (1) и 0.6 Å/s (2).

вдвое, а сопротивления пленок толщиной 10 nm различаются в тысячи раз.

После окончания напыления с разными скоростями пленок, одинаковых по толщине (10–15 nm), их сопротивления менялись со временем при комнатной температуре приблизительно одинаково — на 4 порядка (рис. 3), но у напылявшихся медленно пленок сопротивление увеличивалось, а у напылявшихся быстро — уменьшалось. Эти изменения происходили в основном за десятки минут. Потом темп изменений замедлялся, и спустя сутки первые становились высокоомными, а вторые — проводящими (с сопротивлениями $\sim 10^{12}$ и $\sim 10^3 \Omega$ соответственно). Отметим, что пленки становились проводящими при толщинах, больших 8 nm.

При слабом отжиге сопротивление высокоомных и проводящих пленок увеличивалось, но по-разному. У первых (высокоомных) сопротивление увеличивалось при температурах 70–80°C от 10^{12} до $10^{14} \Omega$ за несколько десятков минут. Причина увеличения сопротивления, очевидно, та же, что при глубоком отжиге: обособление островков, происходящее из-за их автокоалесценции.

Вторые (проводящие) пленки становились примерно за полчаса высокоомными с сопротивлением порядка тераом при температуре 100–120°C. Сам процесс перехода из проводящего в высокоомное состояние был немонотонным. Через 15–20 min после начала прогрева появлялись нерегулярные всплески на зависимости сопротивления от времени. Далее всплески нарастали, и пленка становилась стабильно высокоомной за секунды. После этого отжиг сразу прекращался. Регулярная составляющая описанного изменения сопротивления со временем показана на рис. 4. Отметим, что время ожидания превращения проводящей пленки в высокоомную сильно зависело от температуры слабого отжига. В наших опытах подбиралась минимальная температура,

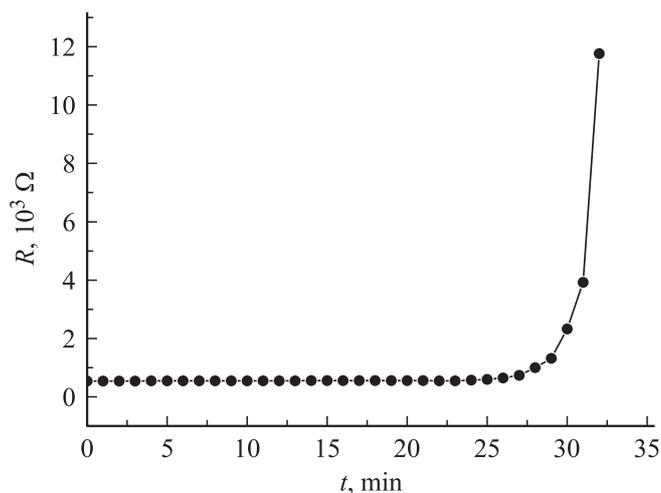


Рис. 4. Регулярная составляющая изменения сопротивления проводящей пленки во время ее слабого отжига при температуре 110°C .

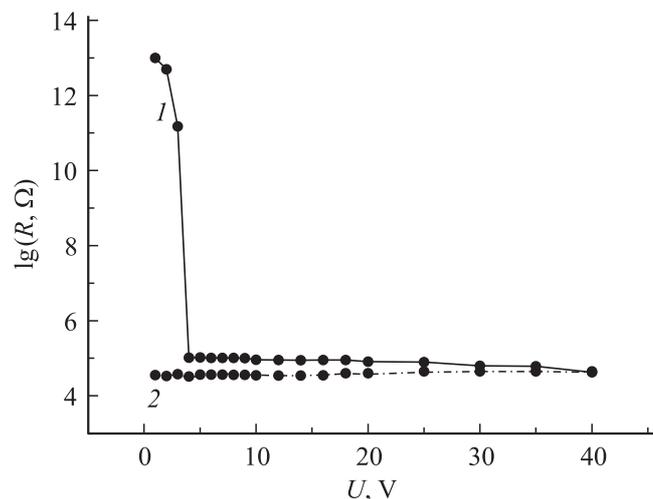


Рис. 5. Изменение сопротивления слабоотожженной пленки при повышении (1) и понижении (2) приложенного к ней напряжения.

при которой это время ожидания было оптимальным для надежных измерений. Дальнейшие опыты проводились с быстро напыленными пленками, приготовленными описанным способом.

Далее измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) высокоомных пленок. У разных пленок ВАХ различались количественно, но по виду зависимости были сходными. Из ВАХ и непосредственно устанавливались зависимости сопротивления пленок от приложенного к ним напряжения. Типичная зависимость сопротивления от напряжения показана на рис. 5. Видно, что при напряжении около 4 V сопротивление резко падало от $10^{13}\ \Omega$ до сотен килоом. Дальнейшее увеличение напряжения до 50 V снижало сопротивление менее чем на порядок. Уменьшение напряжения не меняло установившееся

сопротивление. Если пленку, ставшую проводящей с сопротивлением порядка десятков килоом, слабо отжечь, как описано выше, то она становилась снова высокоомной. Цикл перевода пленки электрическим напряжением из высокоомного в проводящее состояние и возвращения ее обратно в высокоомное состояние посредством слабого отжига удавалось повторить многократно. При этом характеристики изменения электропроводности пленки менялись мало до исчезновения явления переключения.

3. Обсуждение результатов и их трактовка

В наших опытах электропроводность пленок в ходе их напыления менялась в зависимости от толщины нелинейно на 7 порядков, затем (после напыления) самопроизвольно со временем более чем в 1000 раз и скачком на 8 порядков при определенном электрическом напряжении. Эти явления вызывают вопросы: первый — о пути прохода тока в лабиринтной пленке от электрода к электроду, второй — о природе обратимых переключений сопротивления пленок электрическим напряжением и малым нагревом.

В отношении первого вопроса известно о двух возможностях прохождения электронов в пленке: 1) по непрерывным, соединяющим электроды проводникам, образованным контактирующими островками; 2) туннелированием электронов через узкие зазоры между островками при отсутствии таких путей. Первая возможность несомненно не реализовывалась в наших опытах, так как зависимость сопротивления пленки от ее массы, растущей в ходе напыления, была не степенной и без изломов, что несвойственно моделям теории протекания [3] лабиринтных пленок. При этом сопротивление наших пленок с неизменной после напыления поверхностной плотностью менялось на много порядков при слабых отжигах и воздействиях электрического напряжения без заметных изменений строения пленок.

Сомнительной кажется и туннельная электропроводность в наших пленках, если островки в них явно раздельные. Удельное сопротивление (Ω/\square) таких пленок порядка сопротивления их минимального структурного элемента — островка и зазора, отделяющего отдельный островок от его окружения. Сопротивление островка высотой несколько нанометров невелико ($\sim 10\ \Omega$), поэтому сопротивление структурного элемента определяется сопротивлением зазора в узких частях окружающего островок канала. Сопротивление зазора между раздельными островками можно оценить по формуле $r = \pi^2 \hbar \exp(2l/a) / e^2 k_F^2 \hbar d$, получающейся из стандартной теории туннельных сопротивлений вакуумных зазоров между металлическими плоскостями [1]. Здесь $a = 10^{-8}\text{ cm}$ — длина локализации электрона под барьером, l и d — ширина и длина узких частей каналов между соседними островками, e — заряд электрона, $k_F = 10^8\text{ cm}^{-1}$ — его волновой вектор на уровне Ферми,

$h = 10 \text{ nm}$ — высота островка. Сопротивление пленки, зависящее от ее ширины H и длины L , составляет $R = rL/H = 0.4r$. Полагая $d \approx 20 \text{ nm}$, определим, что сопротивление напыленной пленки в интервале $10^7 < R < 10^{13} \Omega$ получается при $0.7 < l < 1.5 \text{ nm}$. Островки, разделенные такими зазорами, выглядят на полученных нами снимках слипшимися. Агрегаты слипшихся островков (рис. 1) разделены зазорами $> 2 \text{ nm}$.

Сопротивление зазоров может быть меньше оцененного из-за поляризационного взаимодействия электронов в зазоре с островками и возможного туннелирования электронов через диэлектрическую подложку [1,4]. Учет этих факторов, снижающих сопротивление зазоров, дает для $l \geq 2 \text{ nm}$ сопротивление $R \geq 10^{12} \Omega$.

Отметим, что кратчайший путь между электродами пересекает не менее $N \sim 10^4$ видимых отдельными островков, как и зазоров, поэтому приложенное к пленке напряжение U в несколько вольт падает в одном зазоре на $u \sim U/N \sim 10^{-4} \text{ V}$. Это гораздо меньше потенциала работы выхода электрона из островка. В таком случае полевое снижение энергии выхода электронов из островков, как и увеличение туннелирования, незначительно, хотя напряженность полей в зазорах может превышать 10^3 V/cm .

Две указанные возможности прохода электронов в лабиринтных пленках, разумеется, не являются взаимоисключающими. Возможно туннелирование электронов только через наиболее проницаемые участки зазоров между кластерами — проводящими группами контактно соединенных островков. Подобным образом объяснялась электропроводность пленок Pd, образованных гранулами размером $\sim 2 \text{ nm}$, покрывающими 70% поверхности сапфира [4]. Зависимость сопротивления в интервале $10^{10} - 10^3 \Omega$ от плотности пленки Pd заметно отличалась от экспоненциальной, установленной для исследуемых нами серебряных пленок. Различие зависимостей можно объяснить тем, что электропроводность пленок определяется не только степенью покрытия подложки островками, но и принципиально разным строением гранулированных и лабиринтных пленок.

Электропроводность наших пленок в диапазоне $10^{13} - 10^7 \Omega$ можно объяснить также туннелированием электронов через узкие зазоры между большими проводящими кластерами. Сужения зазоров и соединения островков, возможные как при напылении, так после него, создаются мелкими структурами в каналах. Изменение этих структур путем воздействия электрического напряжения и слабого отжига сильно влияет на сопротивление пленок. Изложенные представления основываются на следующих рассуждениях.

Установленное экспоненциальное уменьшение сопротивления со временем напыления пленок (рис. 2) можно связать с туннельной электропроводностью, так как сопротивления зазоров зависят экспоненциально от ширины каналов. В этом электропроводность лабиринтных пленок формально аналогична прыжковой электропро-

водности сильнолегированных полупроводниковых пленок [5].

Каналы сужаются в лабиринтных пленках вместе с линейным во времени утолщением островков, но относительно медленнее [6]. В диапазоне измеряемых при напылении сопротивлений пленки утолщаются от 2 до 10 nm, при этом зазоры, судя по снимкам пленок разных толщин, сужаются меньше чем вдвое. Поэтому скорость сужения зазоров, меньшую скорости утолщения, можно считать приблизительно постоянной. В таком приближении сопротивление пленки при напылении получается спадающим экспоненциально со временем.

Обсудим теперь обнаруженное различие сопротивлений пленок, одинаковых по толщине, но создаваемых с разной скоростью (рис. 2). Сопротивление пленок во время их роста от 2 до 10 nm снижалось на 7.5 и 4 порядка при быстром и медленном напылении соответственно. Строение исследуемых пленок при росте в вакууме неизвестно, но предположительно оно лабиринтное в указанном интервале толщин. Это возможно, так как у растущих пленок и сформировавшихся пленок, имеющих, как видно из снимка, лабиринтное строение, интервалы изменений сопротивлений сопоставимые. Сопротивления лабиринтных пленок разных толщин удавалось менять путем воздействия электрического напряжения и слабого отжига многократно в диапазоне изменений сопротивлений растущих пленок без заметных изменений их изображений после указанных воздействий. Добавим к этому, что сопротивление исследуемых нами растущих пленок становится измеримым начиная с толщин $\sim 1 \text{ nm}$, что вполне достаточно для плотного покрытия подложки большими сильно сплюснутыми островками [7].

Будем считать, что исследуемые пленки с сопротивлением, меняющимся во время напыления от 10^{13} до $10^6 \Omega$, были лабиринтными. Тогда влияние скорости напыления и толщины пленок на характер изменения со временем их сопротивления после напыления (рис. 3) можно связать с архитектурой зазоров. Известно [6], что атомы, оседающие на подложку в лабиринтных каналах, быстро (за 0.01–0.1 s) уходят оттуда на островки. При этом каналы сужаются и зарастают относительно медленно по сравнению с быстрым утолщением плоских островков, производимым непосредственным осаждением на них атомов из пара. Скорость осаждения атомов на подложку в каналах может влиять на их рельеф. При медленном оседании на подложку в канале атомы успевают, дойдя до островка, уйти на него из медленно меняющегося канала. Когда при быстром напылении атомы приходят по подложке к границе островка быстрее, чем уходят из канала, диффундируя по поверхности островка, возможна конденсация атомов в зазорах [6] и основаниях островков на подложке. В таком случае при быстром напылении должны образовываться подобно критическим зародышам выступы в каналах. В ходе напыления выступы могут разрастаться, сужая туннельные зазоры и образуя металлические перемычки

(мостики) в каналах. Данные структуры, образующиеся как зародыши островков, будут в каналах локальными. Это обстоятельство согласуется с тем, что заметное зарастание каналов начинается с их укорачивания без заметного сужения [6]. Выступы и мостики размером порядка единиц нанометров, содержащие порядка сотен атомов, будут малозаметными в каналах на снимках, так как они мелкие и редкие. При наших скоростях (доли монослоя в секунду) и длительностях (> 100 s) напыления в зазор попадает достаточно металла для образования мостиков нанометровых размеров. Их сопротивления могут быть больше, чем сопротивления островков, всего в несколько раз. Такие мостики могут соединять много разделенных каналами островков в проводящие кластеры. Между такими отдельными кластерами, находящимися на кратчайшей линии, соединяющей электроды, число зазоров может быть намного меньше 10^4 — числа, указанного для отдельных островков. Поэтому падение напряжения в зазорах между отдельными проводящими кластерами может оказаться достаточным для заметного увеличения поля туннельной проницаемости зазоров и проявления полевого эффекта в электропроводности.

Образование проводящих кластеров и узких зазоров между ними должно происходить при напылении лавинообразно, потому что чем больше кластер, тем длиннее его граница и соответственно тем больше шансов нахождения на ней узких зазоров. По этой причине проводящие кластеры и малые зазоры между ними могут образовываться при напылении вместе с лабиринтной структурой начиная с толщин пленок 1–2 nm.

В ходе напыления быстрее всего сокращаются зазоры между растущими в каналах выступами. Их размер зависит не только от количества осевших в канале атомов, но и от скорости напыления. Последнее объясняется тем, что выступы сглаживаются силой поверхностного натяжения посредством самодиффузии по ним атомов. Поэтому скорость роста выступов определяется превышением скорости прихода на них атомов из зазора над скоростью их ухода на островок.

Таким образом, вместе с утолщением пленки сокращаются туннельные зазоры между проводящими кластерами, и этим объясняются экспоненциальные зависимости изменения сопротивления по мере утолщения пленки и влияние на эти зависимости скорости напыления пленок. Из данных эксперимента следует, что при шестикратном различии скоростей напыления показатели экспонент темпов уменьшения сопротивления различаются вдвое. Это значит, что при напылении пленок одинаковой толщины с шестикратным различием скоростей туннельные зазоры сужаются примерно вдвое быстрее при быстром напылении. Напомним, что по данной выше оценке изменение туннельного сопротивления зазора от 10^{13} до $10^7 \Omega$ получается при сокращении его примерно вдвое (от 1.5 до 0.7 nm).

В рамках изложенных представлений о роли выступов в электропроводности лабиринтных пленок можно объяснить различие самопроизвольных изменений со

временем сопротивления пленок одинаковой толщины, созданных с разными скоростями напыления (рис. 3). При медленном напылении выступы получаются менее массивными, чем при быстром напылении. Образовавшиеся в каналах выступы сглаживаются силами поверхностного натяжения посредством поверхностной самодиффузии. Поэтому после медленного напыления узкие туннельные зазоры в местах нахождения выступов должны расширяться, а пленки — становиться со временем самопроизвольно высокоомными, что и происходило с медленно напыленными пленками.

Самопроизвольное уменьшение сопротивления пленок после быстрого напыления (рис. 3) объясняется тем, что массивные выступы в каналах могут продолжить рост без напыления при следующих условиях. Рост могут вызвать поляризационные силы притяжения — силы Ван-дер-Ваальса — между выступами в каналах. Отрицательное давление на поверхности выступов уменьшает свободную энергию атомов их поверхности. Это уменьшение, незначительное по сравнению с энергией поверхностного натяжения, может быть сопоставимо с избытком свободной энергии атомов на выпуклых торцах выступов — причиной их сглаживания. Выступ может удлиняться, если при этом будет уменьшаться свободная энергия атомов на его торце. Тогда диффузионный отток атомов с торца выступа сменится на приток их туда. Оценим условия, при которых это возможно.

Зависимость потенциала взаимодействия Ван-дер-Ваальса от расстояния l между двумя металлическими наночастицами определяется их конфигурацией. Потенциальная энергия взаимодействия между частицами выражается в общем виде соотношением $W = -\hbar\omega_{ps}f(z/l)$, где ω_{ps} — характерная частота плазменных колебаний в частицах, а $f(z/l)$ — числовая функция отношения размеров z , характеризующих геометрию двух частиц, к l . Взаимодействие параллельных толстых металлических пластин характеризуется энергией на единицу площади $\sim 4 \cdot 10^{-3} \hbar\omega_p/l^2$, где ω_p — объемная плазменная частота [8]. Это взаимодействие снижает свободную энергию поверхностного атома, занимающего площадь a^2 , на $\varphi = 4 \cdot 10^{-3} \hbar\omega_p a^2/l^2$.

Избыток поверхностной энергии γ атомов на торце выступа характеризует химический потенциал $\mu = \kappa\gamma a^3$ [9], где κ — кривизна торца, поверхностное натяжение $\gamma = 800 \text{ erg/cm}^2$, атомный объем $a^3 = 0.01 \text{ nm}^3$. Подставляя числа в $\varphi > \mu$, получим условие роста выступа $\kappa l^2 < 10^{-9} \text{ cm}$. Полагая $l = 0.5 \text{ nm}$, получаем радиус кривизны выступа $1/\kappa > 25 \text{ nm}$.

В данной оценке поляризационного взаимодействия выступов не учитывалась кривизна их торцов. Поляризационные силы, как и кулоновские, возрастают на выпуклых частях заряженных металлических тел. То же происходит и с полями плазменных колебаний в узких зазорах между выпуклыми частями металлических наночастиц [10], причем на выступах поля могут быть на порядки больше, чем на плоских участках. Этот эффект острия может усилить отрицательное давление

на концах выступов более чем на порядок. При десятикратном усилении получим оценку радиуса кривизны торцов выступов, которые могут сближаться начиная с расстояния 0.5 nm между ними: $1/\kappa > 2.5 \text{ nm}$.

Необходимо заметить, что заострение торцов вытягиваемых выступов дает усиление как вытягивания их электрическим полем, так и сглаживания их силами поверхностного натяжения. Поэтому заострение растущих выступов останавливается на некоторой стадии роста, но он может продолжаться при этом, так как притяжение торцов растет по мере их сближения, а сглаживание не зависит от этого и определяется только их кривизной.

По мере сужения зазора между выступами увеличивается и стягивающее их взаимодействие, которое исчезает при соприкосновении выступов. Вместе с этим начинаются их коалесценция и образование в каналах перемычек (мостиков). Далее мостики могут утолщаться, так как в образовавшуюся в месте соприкосновения выступов седловину, вогнутую вдоль мостиков, будут диффундировать по их поверхности атомы. Продольная кривизна мостика будет уменьшаться по мере его утолщения. Отметим, что выступы растут и мостики образуются быстро, так как при коэффициенте поверхностной самодиффузии серебра при комнатной температуре $\sim 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$ атом обегает площадку в 100 nm^2 за 10^{-3} s .

На описанной стадии роста выступов и образования мостиков сопротивление каналов уменьшается от мегаом до десятков ом — сопротивлений мостиков. При этом сопротивление пленок уменьшается в нашем опыте за 20 min от мегаом до десятков килоом (рис. 3) вследствие образования из отдельных кластеров больших кластеров, соединяющих электроды. Дальнейшее медленное уменьшение сопротивления пленки до единиц килоом можно объяснить образованием мостиками параллельных соединений в кластерах, соединяющих электроды. Отметим, что в наших условиях представляется возможным образование не единственного кластера, связывающего электроды.

Образование мостиков в каналах повышает свободную энергию пленки. При самопроизвольном снижении ее свободной энергии, ускоряемом нагревом, мостики должны исчезать не путем слияния островков, а путем их разделения, как при превращении лабиринтного строения в гранулированное, происходившем при глубоком отжиге пленок.

Превращение проводящей пленки в высокоомную объясняется разрушением мостиков, ускоряющимся при подогревах. Наиболее вероятно, что разрушение происходит следующим образом: посредством поверхностной самодиффузии атомы мостика переносятся с него в вогнутые места с большой кривизной, в частности места слияния мостиков с островками. Это сначала утончает мостик, который затем разрывается [11]. Появившиеся при этом поляризационные силы притяжения между образовавшимися тонкими выступами теперь не могут противодействовать дальнейшему их сокращению из-

за интенсивной автокоалесценции торцов с малыми радиусами кривизны утонченных выступов.

В рамках изложенных представлений о природе изменений электропроводности исследуемых пленок объясняется и пороговое уменьшение электрическим напряжением сопротивления высокоомных пленок, получившихся из проводящих пленок посредством слабого отжига. Сразу отметим, что резкое снижение сопротивления высокоомных пленок электрическим напряжением не может объясняться их токовым нагревом.

Воздействие электрического напряжения на сопротивление связывается с выступами, оставшимися в местах разорвавшихся мостиков. Сохранившиеся выступы мельче тех, из которых получались мостики после напыления, из-за утончения мостиков перед разрывом. Поэтому поляризационное взаимодействие выступов теперь недостаточно для их удлинения и вторичного образования мостиков. Но электрическое напряжение на электродах создает на выступах отрицательное давление, которое вместе с взаимодействием Ван-дер-Ваальса может вызвать их удлинение.

Воздействие электрического напряжения на выступ определяется напряженностью E поля на его торце. Это поле уменьшает свободную энергию атомов поверхности торца. При условии $E^2\alpha^3/8\pi > \mu = \kappa\gamma\alpha^3$ выступы могут удлиняться. Полагая радиус кривизны утонченного выступа $1/\kappa = 1 \text{ nm}$ и остальные величины такими, как в оценке действия сил Ван-дер-Ваальса, получим $E > 10^3 \text{ V/cm}$. При этом падение напряжения в зазоре с $l = 1 \text{ nm}$ между выступами получается $El \sim 10^{-4} \text{ V}$ или меньше, если учесть эффект острия и неоднородность поля между торцами. Такое падение порядка величины $u = U/N$, оцененной выше для пленки, образованной отдельными островками. В обсуждаемой ситуации предполагается, что число зазоров между проводящими кластерами $N_c \ll N$, и поэтому падения потенциала $u_c = U/N_c \gg u$. В таком случае падение напряжения в одном зазоре может быть заметным в сравнении с высотой туннельного барьера (работа выхода электронов из серебра 4.7 eV).

На основании изложенных фактов пороговое падение сопротивления при $U \sim 5 \text{ V}$ объясняется следующим образом. По мере удлинения выступов усиливаются воздействия, вызывающие удлинение, поэтому оно может прогрессировать с ростом напряжения. Прогрессирующим будет рост электрического напряжения в зазорах, так как с уменьшением сопротивлений одних зазоров будет возрастать напряжение в других зазорах, как в цепи последовательных сопротивлений (эффект домино). Кроме того, при величинах u_c , меньших 4.7 eV в несколько раз, резко падает туннельное сопротивление зазоров. Таким образом, резкое падение сопротивления высокоомной пленки объясняется прогрессирующим ростом напряжения в зазорах между отдельными кластерами и удлинением выступов, которое завершается образованием в каналах мостиков. При этом пленка может стать проводящей и остаться такой, что и наблюдается в

опытах. Образовавшиеся мостики разрушаются быстро при слабом отжиге, как описано выше, и тогда пленка становится снова высокоомной.

Возможно, наблюдавшееся большое пороговое падение сопротивления обусловлено сужением зазоров и полевым снижением туннельного барьера, а последующее уменьшение в несколько раз сопротивления пленки выше порогового напряжения (рис. 5) вызывает образование мостиков.

4. Заключение

Обнаруженное нами пороговое изменение электрическим напряжением сопротивления лабиринтных пленок серебра отличается от описанных в работе [2]. Исследованные нами пленки, становясь проводящими под напряжением, не возвращаются в высокоомное состояние при снятии электрического напряжения. Такая необратимость свидетельствует о структурных изменениях, производимых электрическим полем в лабиринтных пленках. Вместе с этим возврат в высокоомное состояние пленок, ставших проводящими после действия электрического напряжения, возможен посредством слабого отжига. Это указывает на малость структурных изменений, произведенных электрическим напряжением в пленке. Оба факта приводят к предположению, что большие изменения сопротивления пленок без заметного их структурного превращения связаны с наблюдавшимися в гранулированных пленках мостиками [6]. Общепринятого объяснения механизма их образования пока нет. Мы полагаем, что мостики образуются из выступов, возникающих на границах островков подобно критическим зародышам. Рост и сближение выступов обусловлены их поляризационным взаимодействием.

Обнаруженное большое пороговое уменьшение электрическим напряжением сопротивления высокоомной пленки, изготовленной определенным образом, рассматривается как свидетельство в пользу поляризационной природы образования мостиков.

Заметим, что возможность управлять локальной электропроводностью лабиринтных пленок посредством создания и изменения в них мелких структур электрическим напряжением делает эти пленки перспективными элементами для наноэлектронных устройств.

Список литературы

- [1] К.Л. Чопра. Электрические явления в тонких пленках. Мир, М. (1972). 435 с.
- [2] A. Kiesowa, J.E. Morris, C. Radehaus, A. Heilmann. J. Appl. Phys. **94**, 10, 6988 (2003).
- [3] A. Kapitulnik, G. Deutscher. Phys. Rev. Lett. **49**, 19, 1444 (1982).
- [4] S. Wagner, A. Pundt. Phys. Rev. B **78**, 155 131 (2008).
- [5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979). 416 с.
- [6] Э.И. Точицкий. Кристаллизация и термообработка тонких пленок. Наука и техника, Минск (1978). 376 с.
- [7] K.H. Ernst, A. Ludviksson, R. Zhang, C.N. Campbell. Phys. Rev. B **47**, 20, 13 782 (1993).
- [8] Ю.С. Бараш. Силы Ван-дер-Ваальса. Наука, М. (1988). 344 с.
- [9] W.W. Mullins. J. Appl. Phys. **28**, 3, 333 (1957).
- [10] В.В. Климов. Наноплазмоника. Физматлит, М. (2009). 264 с.
- [11] В.М. Иевлев, Л.И. Трусов, В.А. Холмянский. Структурные превращения в тонких пленках. Металлургия, М. (1988). 325 с.