

13,09

Влияние перколяционного перехода на электропроводящие и оптические свойства сверхтонких металлических пленок

© О.А. Томилина, В.Н. Бержанский, С.В. Томилин

Физико-технический институт, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия

E-mail: olga_tomilina@mail.ru

Поступила в Редакцию 17 октября 2019 г.

В окончательной редакции 2 декабря 2019 г.

Принята к публикации 3 декабря 2019 г.

Представлены результаты исследования особенностей изменения электрофизических, оптических и плазмонных свойств сверхтонких металлических пленок при перколяционном переходе от островковой структуры к сплошной. Показано, что при конденсации тонких пленок Ti и Pt изменение их электрической проводимости выше порога перколяции хорошо описывается в рамках классической перколяционной теории. Исследовано влияние перколяционного перехода в металлических пленках Au на изменение типа плазмонного резонанса с поверхностного (распространяющиеся плазмон-поляритоны) на локализованный. Показано, что при переходе пленки в гранулированное состояние в окрестности перколяционного перехода наблюдается уменьшение добротности резонанса поверхностных плазмон-поляритонов, связанное с возникновением условий для возбуждения локализованных плазмонов. Для всех исследованных покрытий определен порог перколяции.

Ключевые слова: сверхтонкая пленка, наностроек, перколяционный переход, термоактивированная грануляция (ТАГ), электропроводность, спектр пропускания, плазмонный резонанс.

DOI: 10.21883/FTT.2020.04.49129.610

1. Введение

Сверхтонкие и наностроекковые металлические пленки широко применяются для получения плазмонных и магнитоплазмонных сенсоров, для создания оптических систем, в устройствах фотовольтаических преобразователей, а также, в фотонике, спинтронике и т.д. [1–3]. Уникальность свойств наноструктурированных покрытий во многом определяется фоновыми и электронными процессами, протекающими как в объеме, так и на поверхности твердого тела. Известно, что при перколяционном переходе от островковой структуры пленки к сплошной и наоборот наблюдается существенное изменение физических свойств, связанных с пространственно-размерными ограничениями в электронной подсистеме покрытия [4–15]. Так, например в работах [4–13] в окрестности перколяционного пререхода наблюдались термо- и электрополевые эффекты, а также влияние оптического излучения на проводимость пленок. В работах [14,15] наблюдалось изменение оптического поглощения с объемного на резонансное. Таким образом, исследование особенностей электропроводящих, оптических и плазмонных свойств тонких пленок при подобном структурном фазовом переходе является актуальной задачей.

2. Методы получения и исследования образцов

Синтез сверхтонких металлических пленок осуществлялся методом термического напыления в вакууме

(остаточное давление не более $4 \cdot 10^{-4}$ Pa) на диэлектрические подложки (ситалл — для исследования электрофизических свойств, гадолиний-галлиевый гранат GGG — для исследования оптических свойств, SiO₂ — для исследования плазмонных свойств) при температуре 150°C. Для формирования островковой структуры пленок применялся метод „тонкой заслонки“, принцип действия которого основан на формировании островкового покрытия непосредственно в процессе осаждения материала с малыми скоростями при условии реализации островкового механизма роста.

Суть метода состоит в механическом экранировании части потока напыляемого материала, при этом на подложке формируется зона геометрической „полутени“, внутри которой пленка имеет градиент толщины (монотонный переход от однородного покрытия к чистой подложке). При этом в самой тонкой части градиента пленка имеет островковую структуру (размерный перколяционный переход). Более подробно схема метода „тонкой заслонки“ представлена в работе [16].

Исследования влияния перколяции на электрофизические свойства металлических пленок проводились на примере конденсации в вакууме сверхтонких пленок титана (Ti) и платины (Pt). Для этого на подложку через трафаретную маску предварительно напылялась контактная металлизация Ag к которой подключались электрические контакты. Измерение электропроводности тонких пленок осуществлялось в динамическом режиме (in suite) по двузондовой схеме при постоянном напряжении в слабых полях.

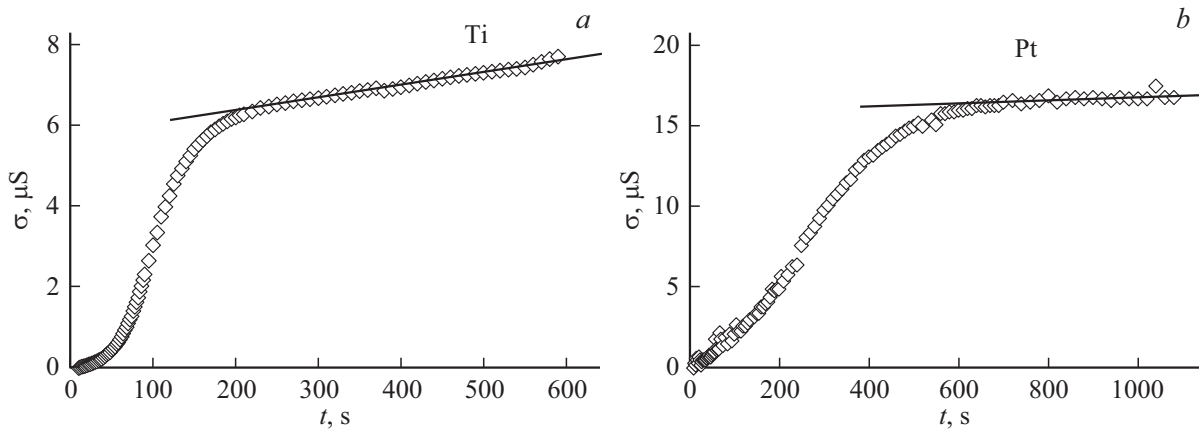


Рис. 1. Изменение проводимости пленок в процессе их конденсации: *a* — Ti, *b* — Pt. Точки — экспериментальные данные, линия — аппроксимация участка линейного роста проводимости.

Исследование оптических и плазмонных свойств тонких металлических пленок в окрестности перколяционного перехода проводилось на примере сверхтонких пленок золота (Au). С этой целью методом „тонкой заслонки“ были синтезированы пленки золота с градиентом эффективной толщины h_{eff} на подложках GGG и SiO₂. При этом толщина пленки Au/GGG в самой „толстой“ области составляла порядка 10 nm, а пленки Au/SiO₂ — 15 nm, в самой тонкой части градиента толщина обеих пленок стремилась к 0 nm. Именно в области сверхмалой толщины осуществлялся перколяционный переход в структуре пленок. Наличие островковой структуры фиксировалось методом растровой электронной микроскопии [17].

Для исследования спектров оптического пропускания пленки Au/GGG с градиентом h_{eff} , был использован автоматизированный спектрофотометр КФК-3. Исследование спектров пропускания осуществлялось с шагом $l_{\text{step}} = 0.5 \text{ mm}$ вдоль градиента h_{eff} .

Для исследования влияния перколяционного перехода на изменение свойств поверхностных плазмон-поляритонных состояний в пленке Au/SiO₂ с градиентом h_{eff} использован метод возбуждения и регистрации поверхностного плазмонного резонанса (ППР) с использованием классической схемы Кретчмана [18].

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Проводимость сверхтонких пленок Ti и Pt в окрестности перколяционного перехода

Результаты исследования временной динамики изменения проводимости пленок Ti и Pt при их конденсации представлены на рис. 1. При анализе кривых на рис. 1 мы принимаем допущение о квазипостоянной скорости осаждения покрытия (под скоростью осаждения следует понимать объем вещества, осаждаемый на единицу площади в единицу времени).

Как видно из рис. 1 на начальном этапе осаждения проводимость пленки чрезвычайно мала и увеличивается медленно, что обусловлено островковой структурой пленки ниже порога перколяции. Далее следует участок быстрого роста проводимости в результате „срачивания“ островков и формирования протяженных кластеров и перколяционных каналов с металлическим характером проводимости. На завершающем этапе наблюдается линейный рост проводимости со временем характерный для сплошного металлического покрытия (проводимость пропорционально увеличивается с ростом толщины пленки). Участок линейного роста на рис. 1 обозначен аппроксимирующей прямой. Как видно из рисунка, время достижения порога перколяции (выход на линейный участок) у Pt в 3 раза больше, чем у Ti. Это обусловлено тем, что Pt имеет более высокую температуру плавления и, как следствие, при прочих равных условиях испаряется с меньшей скоростью чем Ti, что и приводит к более низкой скорости напыления.

Анализ перколяционного перехода удобно рассматривать в зависимости не от времени осаждения t , а от доли занимаемой пленкой площади поверхности подложки x [19,20]:

$$\sigma = \sigma_m(x - x_c)^\mu, \quad (1)$$

где σ_m — проводимость металлической фазы, x_c — порог перколяции (доля поверхности, занимаемая пленкой, при которой начинается образование перколяционных каналов металлической проводимости), μ — критический индекс (для двумерной системы равен 1.3).

Для перехода от t к x примем следующие постулаты. Первый, в нулевой момент времени заполнение $x = 0$ (чистая подложка). Второй, точка перехода проводимости на линейный участок соответствует заполнению $x = 1$ (сплошная пленка). Третий, площадь занимаемой поверхности $x \sim t^{2/3}$. Последний постулат является следствием того, что при постоянной скорости

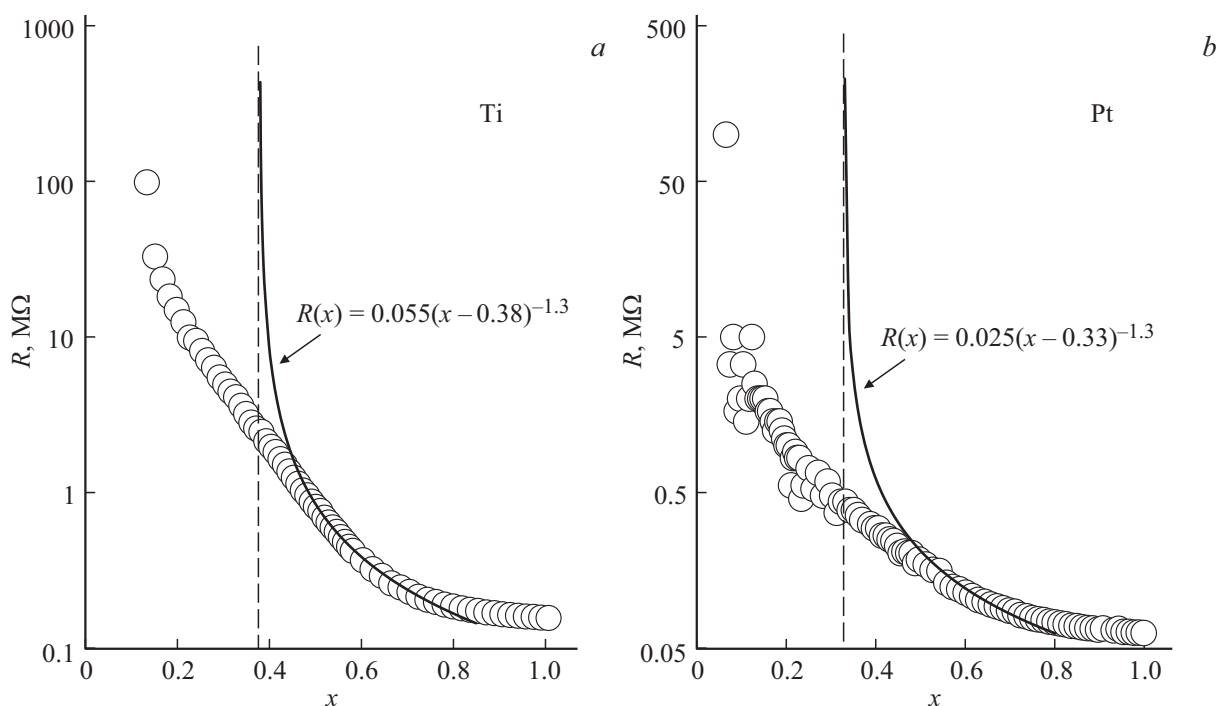


Рис. 2. Зависимость сопротивления пленок от поверхностной доли содержания металлической компоненты: *a* — Ti, *b* — Pt. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — их аппроксимация согласно уравнению (1), вид уравнения приведен на графиках.

объем осажденного металла пропорционален времени. Таким образом, для Ti получена функция перехода $x_{Ti} = 0.029t^{2/3}$, а для Pt — $x_{Pt} = 0.014t^{2/3}$. Зависимость сопротивления пленок Ti и Pt от доли заполнения площади подложки представлена на рис. 2.

Анализ экспериментальных точек на основании уравнения (1) классической теории перколяции показан на рис. 2 сплошными линиями. На графиках приведены уравнения аппроксимирующих кривых и пунктиром показана горизонтальная асимптота, которая соответствует критической концентрации x_c (порог перколяции). Для Ti значение $x_c = 0.38$, для Pt — 0.33.

Из анализа графиков на рис. 2 видно, что выше порога перколяции экспериментальная зависимость $R(x)$ достаточно хорошо согласуется с классической перколяционной теорией. В то же время при $x < x_c$ экспериментальные данные расходятся с классической теорией, при этом сопротивление пленки имеет конечное значение вплоть до $x = 0.1$. Отсутствие согласия эксперимента с классической теорией при $x < x_c$ может быть связано с квантовыми особенностями процессов переноса в островковой структуре пленок. Как показано нами в работах [16,21] на примере островковых пленок Fe, Ni, Ti и Pt изменение проводимости пленки ниже порога перколяции определяется тепловыми и туннельными переходами электронов между отдельными островками и носит активационный характер. Полученные экспериментальные результаты также хорошо согласуются с результатами других авторов [6,7,10,12,20].

3.2. Оптические свойства сверхтонких пленок Au в окрестности перколяционного перехода. Локализованный плазмонный резонанс

Результаты исследования изменения оптических свойств тонкой пленки Au/GGG в различных точках градиента h_{eff} представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, для наиболее толстого участка пленки спектр пропускания соответствует спектру сплошной пленки Au [22].

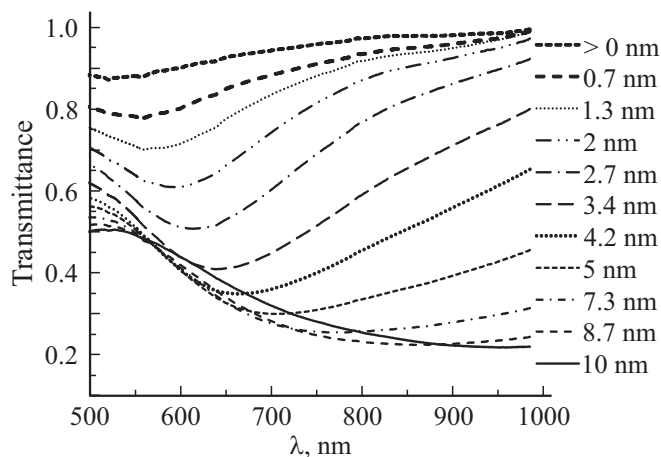


Рис. 3. Спектры пропускания пленки Au/GGG с градиентом h_{eff} в различных участках зоны „полутени“ (в легенде указано значение h_{eff}).

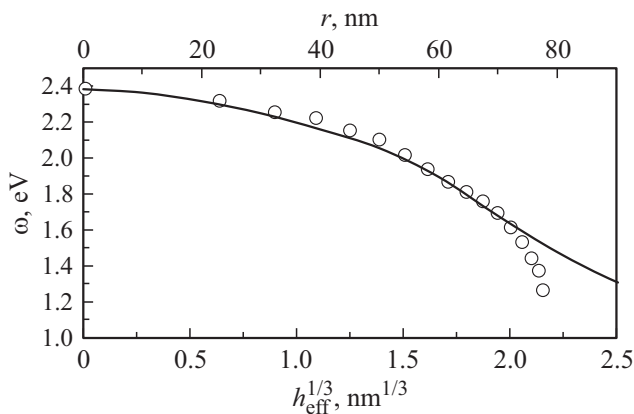


Рис. 4. Зависимость резонансной частоты ω локализованных плазмонов от $h_{\text{eff}}^{1/3}$, точки — экспериментальные данные, линия — теоретические результаты работы [23].

При уменьшении толщины пленки в спектрах пропускания появляется характерный минимум, обусловленный поглощением на локализованных плазмонах [22]. По мере уменьшения толщины покрытия положение плазмонного резонанса смещается в „синюю“ область спектра, а его добротность существенно возрастает, что свидетельствует о переходе структуры покрытия от сплошной к островковой (перколяционный переход).

Таким образом, локализованный плазмонный резонанс (ЛПР), наблюдаемый в виде спектрального минимума на резонансных частотах, может служить способом оценки особенностей перколяционного оптического перехода в сверхтонких металлических пленках.

Учитывая, что h_{eff} по определению есть объем материала, осаждаемого на единичную площадь поверхности, можно предположить, что для островковой пленки наиболее вероятный радиус островка $r \sim h_{\text{eff}}^{1/3}$. На рис. 4

представлена зависимость резонансной частоты ω локализованных плазмонов (см. рис. 3) от $h_{\text{eff}}^{1/3}$ (радиуса островка, выраженного в условных единицах). Данный вид экспериментальной кривой достаточно хорошо согласуется с теоретическими результатами работы [23] для дипольного резонанса (сплошная линия на графике). Рассогласование эксперимента с теорией для $r > 70$ nm обусловлено тем, что при диффузном механизме конденсации пленки островки преимущественно растут в плоскости, что приводит к нарушению соотношения $r \sim h_{\text{eff}}^{1/3}$ при больших толщинах.

Для анализа „оптического“ перколяционного перехода в тонкой пленке Au/GGG вдоль градиента h_{eff} с точки зрения классической теории перколяции рассмотрим изменение коэффициента экстинкции $Ext = 1 - T$, где T — коэффициент пропускания. Очевидно, что экстинкция (поглощение и рассеяние падающего излучения) вне плазмонного резонанса будет в значительной мере определяться проводимостью металлического кластера, которая в свою очередь будет зависеть от размеров данного кластера. На рис. 5, а представлена зависимость коэффициента экстинкции Ext от эффективной толщины пленки h_{eff} для значения длины волны $\lambda = 985$ nm. Выбор данной длины волны сделан из необходимости максимального удаления от частот плазмонного резонанса.

Как видно из рис. 5, а для малых эффективных толщин пленки характерна слабая, почти нулевая, экстинкция света, так как пленка является островковой и состоит преимущественно из мелких островков с узкой резонансной линией поглощения, при этом рассеяние на частицах, имеющих размер на порядок меньше длины волны, мало эффективно. Для толщин более 2 nm эффективность экстинкции резко возрастает и при достижении эффективной толщины пленки $h_{\text{eff}} = 10$ nm переходит в объемное поглощение и отражение на сплошной пленке Au.

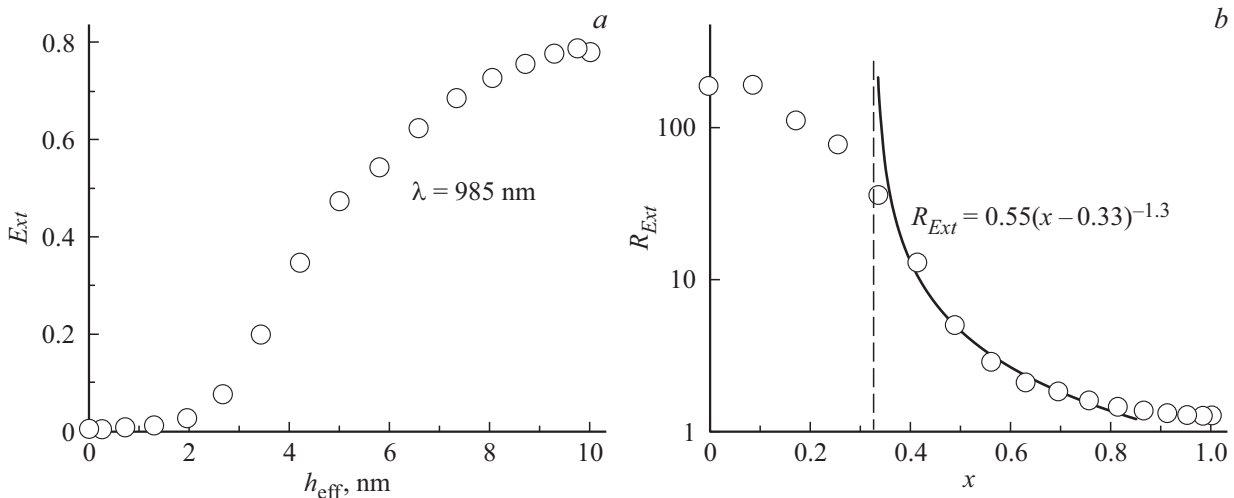


Рис. 5. Изменение коэффициента экстинкции на длине волны 985 nm пленки Au/GGG вдоль градиента h_{eff} (а), зависимость величины $R_{Ext} = 1/Ext$ от степени заполнения подложки x (б). Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация на основании уравнения (1), вид уравнения приведен на графиках.

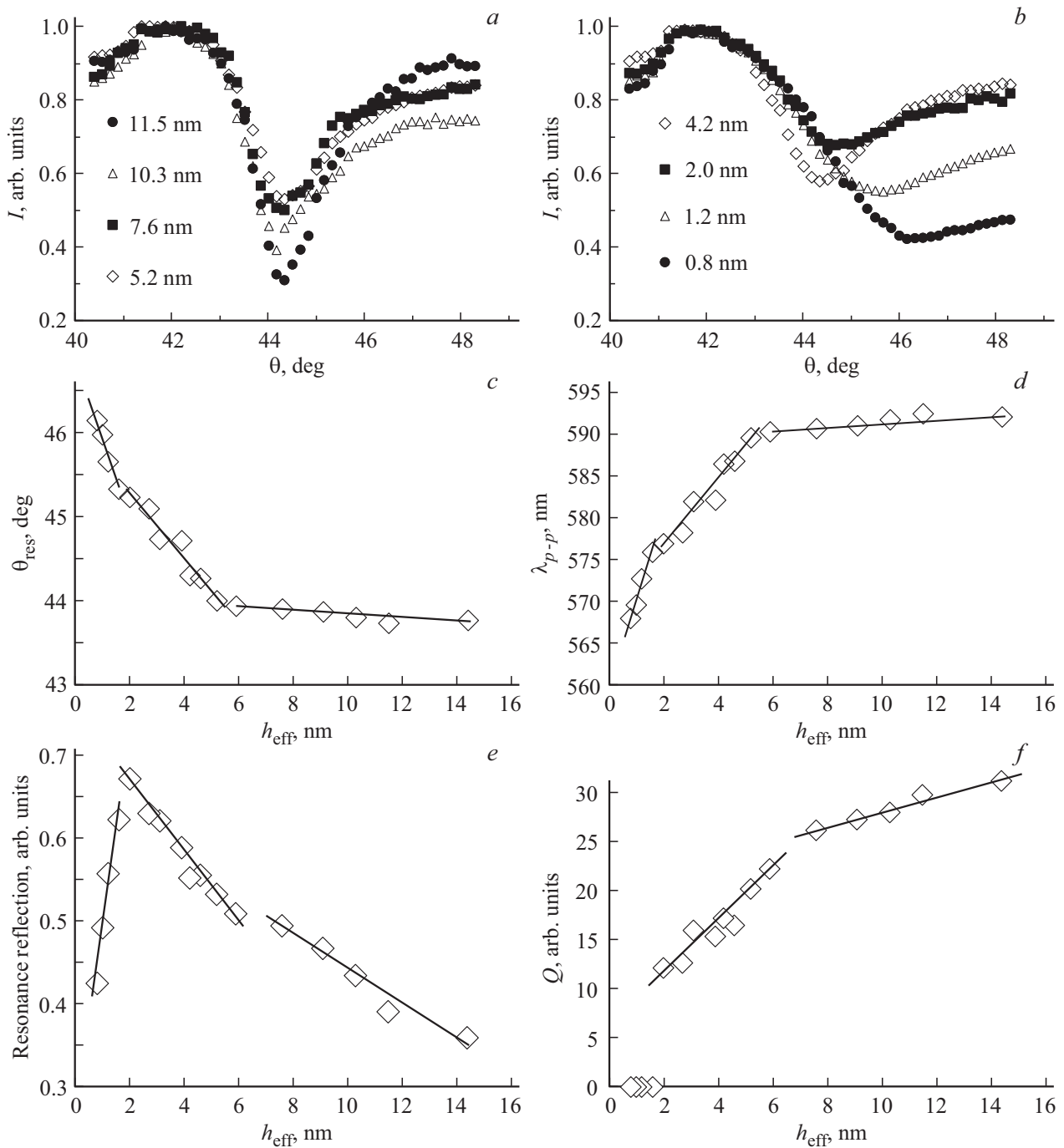


Рис. 6. Резонансные кривые ПППР в пленке Au/SiO₂ на различных участках вдоль градиента h_{eff} (a, b) (в легенде — значение h_{eff}). Зависимость от h_{eff} резонансного угла ПППР (c), резонансной длины плазмон-поляритонной волны (d), коэффициента отражения при условии резонанса (e), показателя добротности резонансных пиков ПППР (e).

Зависимость на рис. 5, a имеет вид характерный для классического перколяционного перехода, поэтому целесообразно провести анализ данного „оптического“ перехода по аналогии с электропроводящими свойствами на основании уравнения (1). Для перехода от эффективной толщины h_{eff} к степени заполнения подложки x воспользуемся постулатами, описанными в подразделе 3.1. Так при $h_{\text{eff}} = 0$ степень

заполнения $x = 0$, а при $h_{\text{eff}} = 10 \text{ nm}$, $x = 1$. Связь между эффективной толщиной и площадью заполнения поверхности $x \sim h_{\text{eff}}^{2/3}$. Таким образом для зависимости на рис. 5, a уравнение перехода имеет вид $x = 0.2154 h_{\text{eff}}^{2/3}$. В качестве аналога электрического сопротивления в данном случае будет выступать величина обратно пропорциональная коэффициенту экстинкции („сопротивление“ экстинкции, $R_{\text{Ext}} = 1/\text{Ext}$). Зависи-

мость R_{Ext} от степени заполнения x представлена на рис. 5, *b*.

Как видно из представленного на рис. 5, *b* зависимость $R_{Ext}(x)$ достаточно хорошо описывается теоретическим уравнением (1) со значением порога перколяции $x_c = 0.33$ (на графике аппроксимация показана сплошной линией), что соответствует $h_{eff} = 1.95$ nm.

Таким образом видно, что перколяционный переход в тонких пленках можно наблюдать по изменению оптических свойств двумя способами. Первый способ основан на анализе спектральных характеристик коэффициента пропускания (экстинкции) и регистрации возбуждения резонанса локализованных плазмонов. Второй заключается в анализе изменения коэффициента экстинкции на длинах волн, исключающих возбуждение резонансных плазмонов. Во втором случае „оптический“ перколяционный переход аналогичен „электрическому“ переходу и может быть описан в рамках классической теории.

3.3. Плазмонные свойства сверхтонких пленок Au в окрестности перколяционного перехода. Поверхностный плазмонный резонанс

Результаты исследования изменения резонансных свойств поверхностных плазмон-поляритонов в тонкой пленке Au/SiO₂ с градиентом h_{eff} показаны на рис. 6, *a, b*. Представлены нормированные резонансные кривые зависимости интенсивности отраженного луча $\lambda = 632.8$ nm от угла падения (в легенде указано значение h_{eff} в точке исследования). Видно, что на рефлектометрических кривых наблюдается пик поверхностного плазмон-поляритонного резонанса (ПППР) [24]. При этом на самых тонких участках пленки Au наблюдается „размытие“ резонансного пика, что свидетельствует о переходе к островковой структуре [25].

На рис. 6, *c–f* представлены зависимости основных параметров ПППР от эффективной толщины h_{eff} , таких как: резонансный угол $\theta_{res}(h_{eff})$, длина резонансной плазмон-поляритонной волны $\lambda_{p-p}(h_{eff})$, интенсивность отраженного луча при условии резонанса $R(h_{eff})$ и показатель добротности резонансного пика $Q(h_{eff})$. Резонансная длина волны определяется из условия фазового синхронизма $\lambda_{p-p} = \lambda / (n \cdot \sin \theta_{res})$, где $n = 1.514$ — показатель преломления подложки SiO₂. Показатель добротности ПППР может быть представлен как $k/\Delta k$, где k — волновое число резонансной плазмон-поляритонной волны, а Δk — разброс волновых чисел на полувысоте резонансного пика (ширина резонансной линии).

Следует обратить внимание, что совокупности точек на графиках (рис. 6, *c–f*) можно условно разбить на три группы с характером зависимости близким к линейному. Очевидно, что наличие подобных групп точек обусловлено структурными особенностями покрытия, в котором возбуждаются поверхностные плазмон-поляритонные (ПП) волны.

Так на участке 7–14.5 nm пленка имеет относительно высокую структурную однородность и сплошность, что подтверждается общим видом сравнительно четких резонансных пиков. Резонансный угол и, соответственно, длина волны резонансного плазмон-поляритона меняется незначительно (в пределах 1%). Однако добротность и высота ПППР падает с уменьшением толщины пленки Au, что связано с влиянием морфологии поверхности пленки и интерфейса „пленка–подложка“ на распространение ПП волн при уменьшении толщины пленки Au.

В диапазоне эффективных толщин 2–6 nm величина резонансного угла существенно увеличивается (длина волны ПППР уменьшается) с уменьшением h_{eff} . При этом характер изменения высоты резонансного пика и его добротности при уменьшении h_{eff} аналогичен предыдущему участку, отличается лишь коэффициент пропорциональности. Подобные отличия связаны со структурными изменениями в пленке и свидетельствуют о наличии в ней нанеоднородностей.

При значениях h_{eff} менее 2 nm, структура пленки является nanoостровковой, что подтверждается видом резонансных кривых ПППР и отражается на свойствах резонанса. В данном случае видно, что с уменьшением h_{eff} резонансный угол резко возрастает и соответственно λ_{p-p} уменьшается.

Особого внимания при рассмотрении заслуживает зависимость резонансного коэффициента отражения R (Resonance reflection) от эффективной толщины пленки Au/SiO₂ (рис. 6, *e*). Она так же имеет 3 четко выраженных линейных участка. Минимальные значения R наблюдается на „толстых“ участках градиентной пленки Au/SiO₂, для которых характерно малое затухание и высокая добротность ПП волн.

Резкий рост R в диапазоне толщин 6–2 nm вызван уменьшением эффективности возбуждения светом бегущих ПП волн, что обусловлено началом спонтанной грануляции пленки. По этой же причине происходит и спад добротности ПППР.

В диапазоне толщин менее 2 nm наблюдается резкий спад коэффициента отражения, что свидетельствует об эффективном взаимодействии света с полностью гранулированной островковой структурой пленки (рассеяние на крупных кластерах и возбуждение локализованных плазмонных резонансов в наночастицах). Добротность ПППР для данного участка определить невозможно (условно принята за 0) из-за сильного размытия резонансного пика. Очевидно, что возбуждение ЛПП (локализованных плазмонов) на отдельных „изолированных“ островках будет тем эффективнее, чем выше степень грануляции пленки. Таким образом коэффициент отражения будет уменьшаться с толщиной, так как вероятность образования изолированных островков с уменьшением h_{eff} будет увеличиваться.

Таким образом видно, что для градиентной пленки Au/SiO₂, перколяционный переход, как и в пленках Au/GGG, наблюдается в районе эффективной толщины

$h_{\text{eff}} = 2 \text{ nm}$, что наглядно отображается на виде угловых спектров ПППР.

4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что при перколяционном переходе в сверхтонких металлических пленках наблюдается существенное изменение физических свойств, обусловленное размерным ограничением электронной подсистемы твердого тела.

Исследование *in-suite* динамики изменения проводимости в процессе осаждения пленок Ti и Pt в окрестности порога перколяции при $x > x_c$ показало хорошее согласование с классической перколяционной теорией: при значении критического индекса $\mu = 1.3$, порог перколяции близок к теоретическому значению и составляет $x_c = 0.38$ для Ti и $x_c = 0.33$ для Pt. Отсутствие согласования экспериментальных данных с теорией при $x < x_c$ связано с квантовыми особенностями процессов переноса носителей заряда в островковой структуре пленок.

При перколяционном переходе в спектрах пропускания градиентной наноразмерной пленки Au/GGG ниже порога перколяции наблюдается образование спектральных минимумов, обусловленное резонансным возбуждением локализованных плазмонов. При увеличении размера островков ЛПП испытывает „красное“ смещение, а при $x > x_c$ образование крупных кластеров приводит к существенному уширению и размытию спектра ЛПП. Экспериментально выявленное изменение спектрального положения плазмонного резонанса при изменении размера наночастиц хорошо согласуется с теоретическими данными.

Зависимость коэффициента экстинкции света вне плазмонного резонанса от степени грануляции пленок Au/GGG описывается соответствующими выражениями теории перколяции. Определенное таким образом для пленки Au/GGG значение порога перколяции также близко к теоретическому $x_c = 0.33$, что соответствует эффективной толщине покрытия $h_{\text{eff}} = 1.95 \text{ nm}$.

Исследованы условия резонансного возбуждения поверхностных (бегущих) плазмон-поляритонов в градиентной пленке Au/SiO₂ в окрестности перколяционного перехода. Показано существенное влияние грануляции пленки на эффективность возбуждения ПППР. Ниже порога перколяции наблюдается сильное „размытие“ резонансного пика, при этом эффективность поглощения излучения возрастает, что связано с резонансным возбуждением локализованных плазмонов в металлических наночастицах. Перколяционный переход в пленке Au/SiO₂ наблюдается при толщине $h_{\text{eff}} = 2 \text{ nm}$.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-72-20154.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.В. Костюкевич, С.А. Костюкевич. Оптоэлектроника и полупроводниковая техника **49**, 60 (2014).
- [2] В.В. Климов. УФН **178**, 8, 875 (2008).
- [3] В.И. Балюба, В.Ю. Грицык, Т.А. Давыдова, В.М. Калыгина, С.С. Назаров, Л.С. Хлудкова. ФТП **39**, 2, 285 (2005).
- [4] I.A. Gladskikh, N.B. Leonov, S.G. Przhibel'skii, T.A. Vartanyan. Nanosystems: Phys., Chem., Mathem. **4**, 4, 524 (2013).
- [5] Т.А. Вартанян, И.А. Гладских, Н.Б. Леонов, С.Г. Пржибельский. ФТТ **56**, 4, 783 (2014).
- [6] И.В. Антонец, Л.Н. Котов, С.В. Некипелов, Е.А. Голубев. ЖТФ **74**, 3, 24 (2004).
- [7] И.В. Антонец, Л.Н. Котов, С.В. Некипелов, Е.Н. Карпушов. ЖТФ **74**, 11, 102 (2004).
- [8] А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин. ЖЭТФ **13**, 3(9), 500 (2006).
- [9] В.Б. Лобода, С.Н. Хурсенко. ЖЭТФ **5**, 11, 911 (2006).
- [10] J.S. Agustsson, U.B. Arnalds, A.S. Ingason, K.B. Gylfason, K. Johnsen, S. Olafsson, J.T. Gudmundsson. J. Phys. Conf. Ser. **100**, 1 (2008).
- [11] И.А. Гладских, В.А. Полищук, Т.А. Вартанян. ФТТ **59**, 3, 582 (2017).
- [12] А.П. Болтаев, Н.А. Пенин, А.О. Погосов, Ф.А. Пудонин. ЖЭТФ **4**, 954 (2004).
- [13] А.П. Болтаев, Н.А. Пенин, А.О. Погосов, Ф.А. Пудонин. ЖЭТФ **123**, 5, 1072 (2003).
- [14] K. Uchida, N. Adachi, D. Kikuchi, S. Ito, Z. Qiu, S. Maekawa, E. Saitoh. Nature Commun. **6** 5910 (2015). <http://www.nature.com/articles/ncomms6910>.
- [15] A. Azelevitch, V. Apter, G. Golan. Opt. Expr. **21**, 4, 4126 (2013).
- [16] С.В. Томилин, В.Н. Бержанский, А.С. Яновский, О.А. Томилина. Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования **8**, 96 (2016).
- [17] S.V. Tomilin, V.N. Berzhansky, A.N. Shaposhnikov. J. Phys: Conf. Ser. **741**, 012113 (2016).
- [18] С.А. Майер. Плазмоника: теория и приложения / Пер. с англ. Т.С. Нечаевой, Ю.В. Колесниченко / Под ред. С.С. Савинского. НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“. М.–Ижевск 2011. 296 с.
- [19] Ю.Ю. Тарасевич. Перколяция: теория, приложения, алгоритмы. Едиториал УРСС, М. (2002). 112 с.
- [20] В.Ф. Гантмахер. Электроны в неупорядоченных средах. ФИЗМАТЛИТ, М. (2005). 232 с.
- [21] С.В. Томилин, В.Н. Бержанский, Е.Т. Милокова, О.А. Томилина, А.С. Яновский. ФТТ **60**, 7, 1251 (2018).
- [22] В.-P. Zhang, H. Masumoto, Y. Someno, T. Goto. Mater. Transact. **44**, 2, 215 (2003).
- [23] K. Kolwas, A. Derkachova. Opto-Electr. Rev. **18**, 4, 421 (2010).
- [24] J. Guo, Zh. Zhu, W. Deng. Appl. Opt. **38**, 31, 6550 (1999).
- [25] L.L. Frumin, A.V. Nemykin, S.V. Perminov, D.A. Shapiro. J. Opt. **15**, 8, 085002 (2013).

Редактор К.В. Емцев