

02

Исследование диэлектрических функций слоя наночастиц Ag на кремнии с помощью спектроскопии эллипсометрии и спектроскопии фотометрии

© В.А. Толмачев, Ю.А. Жарова, А.А. Ермаина, В.О. Большаков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: tva@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 20.08.2021 г.

В окончательной редакции 24.09.2021 г.

Принята к публикации 28.09.2021 г.

Исследованы оптические характеристики слоя наночастиц Ag, осажденного из раствора AgNO_3 на поверхности монокристаллического Si. Измерения проведены с помощью спектральной эллипсометрии и спектроскопии фотометрии при одном и том же угле наклона и месте зондирования образца в широком спектральном диапазоне от 200 до 1700 нм. Из полученных экспериментальных данных определены параметры модели Друде-Лоренца и комплексная диэлектрическая функция, которая была сопоставлена с псевдодиэлектрической функцией. В обеих зависимостях выявлены резонансы объемного плазмона вблизи энергии $E = 3.8 \text{ eV}$, тогда как локализованный плазмон обнаружен в псевдодиэлектрической функции при $E = 1.65 \text{ eV}$, а в диэлектрической функции при $E = 1.84 \text{ eV}$.

Ключевые слова: диэлектрическая функция, модель Друде-Лоренца, наночастицы серебра, плазмон, псевдодиэлектрическая функция, спектроскопия фотометрии, эллипсометрия.

DOI: 10.21883/OS.2022.02.51992.2668-21

1. Введение

Оптические свойства островковых пленок (слоев наночастиц) металлов определяются наличием электронов, которые могут взаимодействовать с внешними электромагнитными полями, в том числе возбуждая плазмонные резонансы, которые концентрируют полученную энергию в сильно локализованные электрические поля [1,2]. Изогнутая поверхность частицы оказывает эффективное восстанавливающее воздействие на движущиеся электроны, приводящее к усилению поля как внутри, так и в зоне ближнего поля за пределами частицы. Другим следствием кривизны поверхности является то, что плазмонные резонансы могут быть возбуждены прямым световым освещением. Как результат, создаются так называемые „горячие зоны“, управление которыми позволяет проектировать и создавать на этой основе датчики для химического и биомедицинского зондирования [3]. Также используя усиление этих полей, металлические наночастицы применяют для повышения эффективности фотоэлектрических элементов [4] и для проектирования и построения фотонных метаматериалов [5]. Исследования плазмонных резонансов объединяют теоретиков, разработчиков технологий получения структур и измерителей их оптических свойств. Актуальность таких разработок была подтверждена в обзоре [6], названном дорожной картой плазмоники, в котором отражен интерес ко многим ее направлениям как с научной стороны, так и с точки зрения применения в различных областях.

В настоящее время для получения слоев наночастиц серебра на подложках используются различные способы,

условно разделенные на химические, с использованием жидкой фазы или паров серебросодержащих компонентов (прекурсоров), и физические, с использованием мишени из чистого Ag и воздействием на нее нагреванием, лазерным излучением, магнетронным возбуждением и т.д. Оптический отклик от пленки Ag островковой структуры отличается от отклика обычной пленки с плоскопараллельными интерфейсами, поэтому использование для них приближений эффективной среды не всегда успешно. Для такого рода объектов применяют модель Друде-Лоренца (Д-Л) [7], с помощью которой определяется комплексная диэлектрическая функция ϵ и параметры, которые ее описывают, в том числе параметры различных осцилляторов. Экспериментальное определение этой функции можно осуществить двумя путями: с использованием спектроскопии пропускания и/или отражения и спектральной эллипсометрии. В качестве подложки использован Si, который поглощает свет в видимой и ультрафиолетовой (УФ) областях спектра, что затрудняет измерения оптического пропускания. В этом случае применяются методы отражательной спектроскопии [8,9] и спектроскопии эллипсометрии [10,11]. На полученных спектрах отражения R анализируются их особенности в виде максимумов и провалов как по амплитуде, так и по ширине.

Целью работы было охарактеризовать оптические и плазмонные особенности слоя наночастиц Ag, осажденного на подложку монокристаллического Si, с помощью спектральной эллипсометрии и отражательной спектроскопии в диапазоне от УФ до ближнего ИК при наклонном угле падения света φ . Эти измерения были

проведены при одном и том же угле φ и том же месте образца. Для интерпретации измеренных данных использовались модели „внешняя среда-подложка“ с расчетом псеводиэлектрической функции $\langle \varepsilon \rangle$ [11] и модель „внешняя среда-пленка-подложка“ с использованием формулы Д-Л. В результате подгонки расчетных эллипсометрических спектров и спектров R к экспериментально измеренным спектрам были определены зависимости ε , а также проведено их сопоставление с $\langle \varepsilon \rangle$.

2. Методика получения наночастиц Ag на поверхности Si

Слой наночастиц, как правило, имеет малую эффективную толщину, и в оптический отклик могут вносить вклад оптические свойства подложки, что необходимо учитывать как в расчетах, так и при интерпретации эксперимента. Перед нанесением наноструктур Ag на подложке из Si обычно формируют слой SiO₂ значительно большей толщины, чем для естественного окисла, что связано либо для создания изолирующего слоя для последующей оценки сопротивления металлического слоя, либо для улучшения смачивающей способности подложки при последующем отжиге и совершенствовании формы частиц и оптимизации их размеров. Естественно, слой SiO₂ создает дополнительный вклад в результирующий отклик и требуется принимать в расчет его толщину и дисперсию оптических констант при анализе оптических свойств.

На исходных пластинах Si p -типа с концентрацией акцепторной примеси $N_B \sim 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ с помощью химического осаждения из раствора 0.02M AgNO₃ в 5MHF с соотношением компонентов 1:1 и временем осаждения 30 с была сформирована островковая пленка наночастиц серебра [12]. Химический способ получения слоя наночастиц Ag не требует создания слоя SiO₂ на кремнии и не создает его после осаждения наночастиц. Таким образом, при определении ε этот слой не был включен при анализе экспериментальных данных, так как толщина естественного SiO₂-слоя, измеренная с помощью эллипсометра, составила всего 1 nm и не влияла на другие параметры модели.

3. Исследование оптических свойств слоя наночастиц Ag

3.1. Измерение спектров

Измерения проводились с помощью спектрального эллипсометра SE2000 (Semilab Semiconductor Physics Laboratory Co, Ltd. Budapest, Hungary) по схеме эллипсометра с вращающимся компенсатором и по схеме стокс-эллипсометра. При использовании прибора в качестве эллипсометра одновременно определялись два спектра в виде параметра ψ (отношение комплексных

коэффициентов отражения r_p/r_s) и параметра Δ (сдвиг фазы между r_p и r_s), где индекс p отвечает случаю, когда электрический вектор параллелен плоскости падения, а индекс s — случаю, когда электрический вектор перпендикулярен плоскости падения. Параметры ψ и Δ связаны с r_p и r_s , а также с углом падения φ относительно нормали к поверхности образца в фундаментальном уравнении эллипсометрии [10]:

$$\rho = r_p/r_s = \tan \psi e^{i\Delta}. \quad (1)$$

По схеме стокс-эллипсометра определялись поляризационные спектры отражения R_p и R_s . При этих измерениях в качестве референсного зеркала использовался толстый слой Al на пластине Si. В обеих схемах применялся угол $\varphi = 70^\circ$ в диапазоне длин волн от УФ до ближнего ИК: $\lambda = 200\text{--}1700 \text{ nm}$ (0.73–6.2 eV). Использование спектральной эллипсометрии и спектродетектирования одним прибором дает два преимущества: во-первых, возможность проводить измерение в одной и той же точке образца, во-вторых, угол φ одинаков для обоих эллипсометрических и спектродетектирующих измерений, что удобно и минимизирует ошибки в наводке зондирующего пучка (диаметр его пятна на образце $\sim 400 \mu\text{m}$).

3.2. Расчетная часть

3.2.1. Определение псеводиэлектрической функции $\langle \varepsilon \rangle$

Термин псеводиэлектрическая функция обычно используется в эллипсометрии для анализа комбинированного отклика от объемного материала подложки и некоторого вклада поверхностного слоя с учетом глубины проникновения света на десятки нанометров [13]. Расчет комплексной псеводиэлектрической функции $\langle \varepsilon \rangle$ для тонкой пленки на подложке проводился с использованием простой модели „подложка-внешняя среда“ из измеренных ψ и Δ с вычислением ρ по (1) и далее расчет по формуле

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon \rangle &= \langle \varepsilon_1 \rangle + i \langle \varepsilon_2 \rangle \\ &= \sin^2(\varphi) \{ 1 + [(1 - \rho)^2 / (1 + \rho)^2] \tan^2(\varphi) \}, \quad (2) \end{aligned}$$

где $\langle \varepsilon_1 \rangle$ и $\langle \varepsilon_2 \rangle$ — реальная и мнимая части $\langle \varepsilon \rangle$.

3.2.2. Определение диэлектрической функции ε и толщины пленки

При использовании двух методов измерения (ψ , Δ) и R для определения диэлектрической функции ε (реальной ε_1 и мнимой ε_2 частей) слоя необходимо выбрать модель, описывающую ее параметры, и провести их поиск до хорошей сходимости расчетных и экспериментальных данных. В этом случае эллипсометрия по сравнению со спектродетектированием имеет преимущество, так как поиск и определение параметров модели происходит

по двум экспериментальным зависимостям (ψ, Δ) , тогда как во втором случае — только по одной зависимости R .

Электроны проводимости в благородных металлах являются несвязанными, их реакция на падающую электромагнитную волну в виде комплексной диэлектрической функции $\varepsilon(\omega)$ описывается формулой Друде [7]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\Gamma\omega), \quad (3)$$

где ω — частота, ε_∞ — диэлектрическая функция на бесконечной частоте, ω_p — плазменная частота, Γ — затухание. Точность этой модели уменьшается по мере приближения к энергии межзонных переходов Ag, где связанные электроны вносят вклад в диэлектрическую функцию в УФ области, а самый низкий межзонный переход находится при $\hbar\omega = 3.8$ eV, соответствующий переходу $4d-5s$. Межзонные переходы и другие осцилляторы могут быть смоделированы в виде вклада нескольких лоренцевых осцилляторов:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \sum_{j=0}^n f_j / (\omega_j^2 - \omega^2 + i\Gamma_j\omega), \quad (4)$$

где f_j — амплитуда осциллятора, ω_j — величина плазменной частоты, n — число осцилляторов.

Для пленки с некоторой толщиной d по формулам Друде-Лоренца (3) и (4) рассчитывалась зависимость ε , вычислялись r_p и r_s и эллипсометрические углы $(\psi, \Delta)_{\text{calc}}$, которые сравнивались с измеренными $(\psi, \Delta)_{\text{exp}}$. Варьируя параметрами модели и толщиной, проводили регрессионный анализ с минимизацией функции качества и фиксацией найденных параметров модели, эффективной толщины слоя d_{ef} и спектральной зависимости ε .

Аналогичный подход при решении описанной выше обратной задачи использовался для подгонки расчетных спектров $(R_p, R_s)_{\text{calc}}$ к экспериментальным $(R_p, R_s)_{\text{exp}}$ с определением ε .

4. Определение $\langle \varepsilon \rangle$ и ε из эллипсометрических углов (ψ, Δ)

На рис. 1 представлены измеренные эллипсометрические углы $(\psi, \Delta)_{\text{exp}}$ для слоя наночастиц Ag на поверхности Si для $\varphi = 70^\circ$. Эти данные были использованы для прямого вычисления $\langle \varepsilon \rangle$ (рис. 2) и определения ε с использованием модели Д-Л (рис. 3) с помощью программного обеспечения к эллипсометру (SEA (WinElli 3) Ver.1.7.1).

На рис. 2 представлены функции $\langle \varepsilon \rangle$ в виде реальной $\langle \varepsilon_1 \rangle$ и мнимой $\langle \varepsilon_2 \rangle$ частей, вычисленные с помощью (1) при экспериментальных $(\psi, \Delta)_{\text{exp}}$ (рис. 1). Графики $\langle \varepsilon \rangle$ изображены в зависимости от длины волны λ (рис. 2, a) и энергии фотона E (рис. 2, b). Величина $\langle \varepsilon_1 \rangle$ на рис. 2, b имеет отрицательные значения только в области $\lambda = 200-600$ nm (2.1–5 eV) и этим существенно отличается от случая сплошной пленки объемного Ag [14],

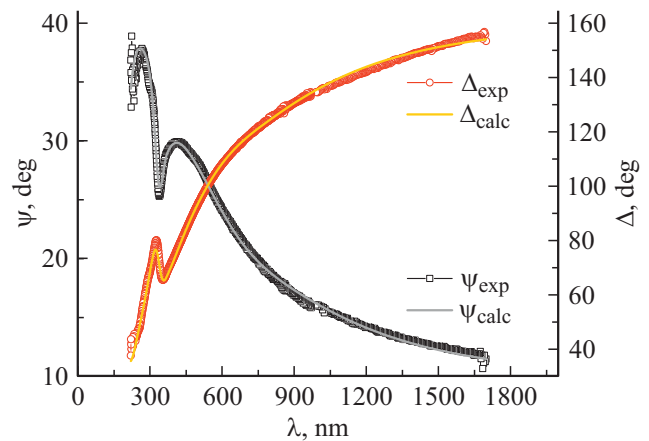


Рис. 1. Измеренные зависимости $(\psi, \Delta)_{\text{exp}}$ (символы) и полученные при подгонке по модели Д-Л $(\psi, \Delta)_{\text{calc}}$ (сплошные линии) для слоя наночастиц Ag на поверхности Si для угла падения 70° .

для которого она отрицательна практически во всем диапазоне (вставка на рис. 2, b). В проведенном нами ранее исследовании слоев наночастиц Ag на Si [15] на зависимости $\langle \varepsilon_2 \rangle$ при малых толщинах вплоть до 50 nm выявляются оптические особенности подложки (с-Si) в УФ области спектра [16]. На рис. 2 эти особенности с-Si в $\langle \varepsilon_2 \rangle$ никак не проявились.

В функции $\langle \varepsilon_2 \rangle$ наблюдаются две особенности в виде характерного пика при $\lambda = 326$ nm ($E = 3.8$ eV), а также широкого симметричного подъема $\langle \varepsilon_2 \rangle$ с максимумом при 1.65 eV (753 nm). Наблюдаемый в $\langle \varepsilon_2 \rangle$ пик при $E = 3.8$ eV приписывается объемному плазмонному резонансу в продольной моде [2]. Определение $\langle \varepsilon \rangle$, к сожалению, не позволяет выявить толщину исследуемой пленки и ее диэлектрическую функцию, поэтому имеет ограниченное применение.

Использование модели Д-Л позволяет определить как ε , так и толщину пленки. Анализируя зависимости $\langle \varepsilon_2 \rangle$ на рис. 2, можно выделить две области, где проявляется ее рост: в области с максимумом при $\lambda = 753$ nm, а также отчетливый пик при $\lambda = 326$ nm. Используя их расположение, далее в модели Д-Л были введены параметры двух осцилляторов Лоренца (4) и два параметра Друде (3). Учитывая, что слой наночастиц не имеет гладкую (параллельную) границу раздела между частицами и внешней средой (воздухом), корректно использовать термин „эффективная толщина“ и обозначение d_{ef} , которое будет применено и далее. Таким образом, введя еще один неизвестный параметр d_{ef} , были подогнаны все параметры модели путем достижения наилучшей сходимости между расчетными и экспериментальными (ψ, Δ) . Определенные по этой модели параметры Д-Л представлены в таблице, а толщина слоя d_{ef} составила 56 ± 1 nm. Полученные диэлектрические функции ε_1 и ε_2 слоя наночастиц Ag приведены на рис. 3.

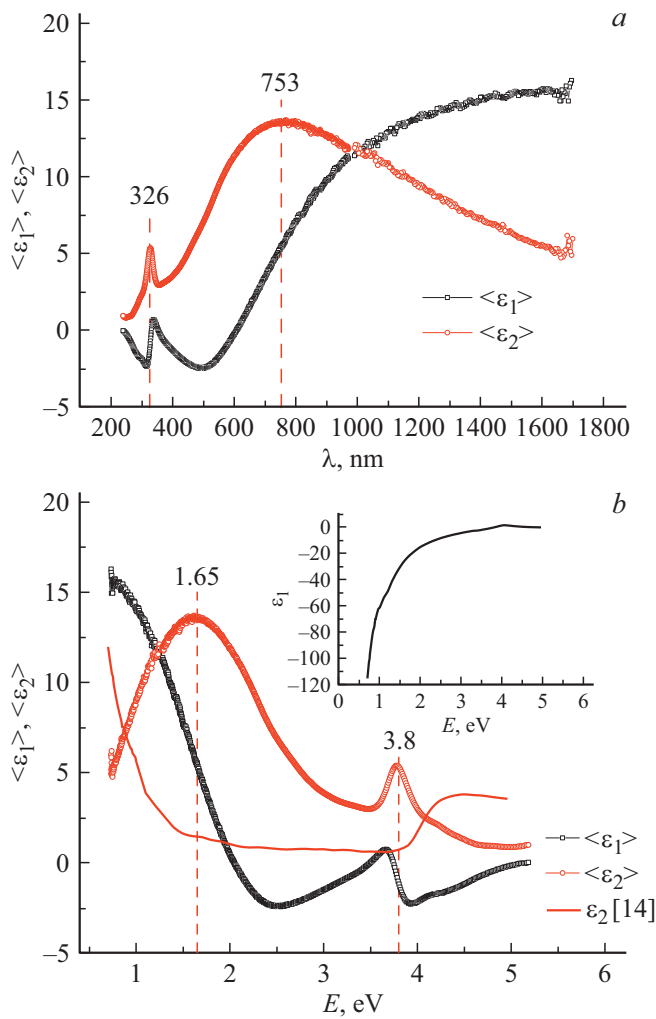


Рис. 2. Псеводиэлектрические функции $\langle \epsilon_1 \rangle$ и $\langle \epsilon_2 \rangle$ и положения максимумов функций $\langle \epsilon_2 \rangle$ объемного (326 nm) и локализованного (753 nm) плазмонных резонансов слоя Ag на подложке Si в зависимости от длины волны λ (a) и энергии E (b) при угле падения $\varphi = 70^\circ$. Зависимости ϵ_2 для объемного Ag [14] на рис. 2, b, ϵ_1 — на вставке.

Оптические параметры слоя наночастиц Ag, полученные из эллипсометрии с помощью модели Друде-Лоренца

ϵ_∞	Drude		Lorentz oscillator 1			Lorentz oscillator 2		
	$\hbar\omega_p$, eV	$\hbar\Gamma$, eV	$\hbar\omega_1$, eV	f	$\hbar\Gamma$, eV	$\hbar\omega_2$, eV	f	$\hbar\Gamma$, eV
1.95	1.0	0.69	3.79	0.43	0.57	1.99	8.59	1.60

Там же для сравнения добавлены зависимости $\langle \epsilon \rangle$ рис. 2. Зависимости ϵ_1 и $\langle \epsilon_1 \rangle$ близки в УФ и видимой областях, тогда как в области ближнего ИК имеется различие. Различие более отчетливо наблюдается при сравнении ϵ_2 с $\langle \epsilon_2 \rangle$ в области $\lambda = 670-1700$ nm. Пленка становится менее поглощающей, как это видно по более низкому расположению функции ϵ_2 , полученной из

уравнения Д-Л, по сравнению с функцией $\langle \epsilon_2 \rangle$. Из этого следует, что более высокое расположение $\langle \epsilon_2 \rangle$ является результатом „добавления“ поглощения от подложки Si. Практически полное совпадение зависимостей ϵ_2 и $\langle \epsilon_2 \rangle$ отмечается в области объемного плазмонного резонанса (3.8 eV), где происходят коллективные колебания связанных и свободных электронов. Это свидетельствует о возможности определения $\langle \epsilon \rangle$ наравне с ϵ для слоя наночастиц Ag на подложке Si, но без определения толщины пленки.

Подъем ϵ_2 с максимумом при $\lambda_{\max} = 674$ nm является проявлением локализованного плазмонного резонанса. Этот максимум не совпадает с положением максимума в $\langle \epsilon_2 \rangle$ ($\lambda_{\max} = 753$ nm), так как в этом диапазоне оптические свойства подложки уже влияют на суммарный оптический отклик. Тем не менее использование быстрого определения $\langle \epsilon \rangle$ является полезным для установления на спектре положения резонанса, которое облегчает последующее определение ϵ уже с помощью метода регрессионного анализа.

5. Определение ϵ из поляризационных спектров R_p и R_s

Определение ϵ слоя наночастиц проводилось путем измерения R_p и R_s . Использовалась та же процедура с использованием модели Д-Л, ввода ее параметров и ожидаемой толщины слоя для расчета исходной ϵ и последующего ее поиска. При этом принималось, что искомая толщина слоя d_{ef} будет одной и той же для p - и s -поляризаций. Далее полученная ϵ использовалась для расчета R , сопоставлялась с R_{exp} до получения максимальной сходимости, как это делалось выше с эллипсометрическими углами (ψ, Δ).

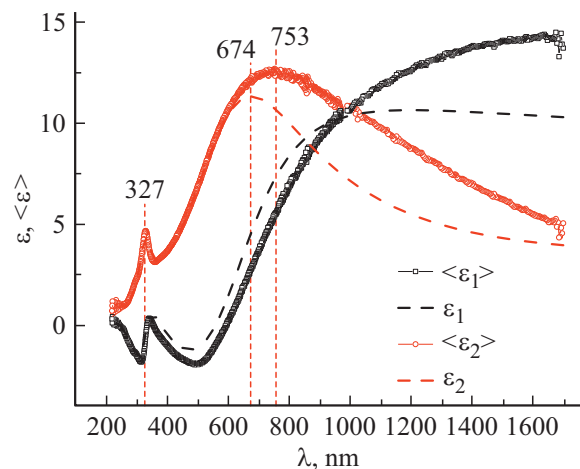


Рис. 3. Сопоставление псеводиэлектрических функций $\langle \epsilon_1 \rangle$ и $\langle \epsilon_2 \rangle$ (сплошные линии) и диэлектрических функций ϵ_1 и ϵ_2 (штриховые линии), полученных в результате подгонки расчетных спектров $(\psi, \Delta)_{\text{calc}}$ по модели Д-Л к экспериментальным $(\psi, \Delta)_{\text{exp}}$ для слоя Ag на подложке Si.

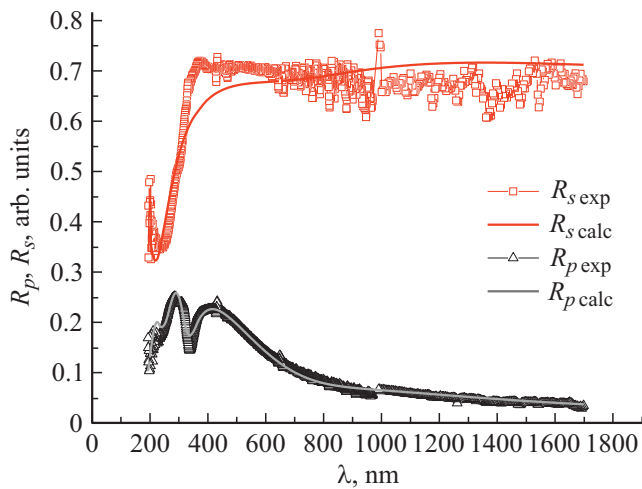


Рис. 4. Экспериментальные спектры отражения для p - и s -поляризации $R_{p\text{exp}}$ и $R_{s\text{exp}}$ (символы) и расчетные $R_{p\text{calc}}$ и $R_{s\text{calc}}$ (сплошные линии), полученные с использованием модели Д-Л для слоя наночастиц Ag на поверхности Si при угле падения 70° .

Измеренные спектры $R_{p\text{exp}}$ и $R_{s\text{exp}}$ представлены на рис. 4, на котором видно, что спектр $R_{s\text{exp}}$ является достаточно зашумленным в диапазоне $\lambda = 600\text{--}1700\text{ nm}$. Поскольку слой наночастиц не является сплошным, то наличие шума от хаотического рассеяния света от частиц было ожидаемым. В то же время спектр $R_{p\text{exp}}$ оказался без существенных флуктуаций. Там же показаны расчетные спектры $R_{p\text{calc}}$ и $R_{s\text{calc}}$, полученные путем варьирования параметров модели Д-Л и толщины слоя и максимально совпадающие с экспериментальными спектрами $R_{p\text{exp}}$ и $R_{s\text{exp}}$ в результате подгонки.

Зависимости ϵ_1 и ϵ_2 , извлеченные в результате подгонки к экспериментальным R_p и R_s с использованием формулы Д-Л, представлены на рис. 5 для установленной толщины слоя наночастиц Ag $d_{\text{ef}} = 54 \pm 1\text{ nm}$. Это значение в пределах погрешности хорошо совпадает с толщиной пленки, определенной спектральной эллипсометрией ($d_{\text{ef}} = 56\text{ nm}$).

Значения ϵ различаются для p - и s -поляризации, но незначительно. Как ожидалось из эллипсометрических результатов, представленных выше, в зависимостях ϵ_1 и ϵ_2 при p -поляризации наблюдается пик объемного плазмона при $E = 3.8\text{ eV}$, который уже обсуждался в данной работе, а также проявлялся в спектрах R_p для островковых пленок в работе [15].

Выводы

Проведена характеристика с помощью спектральной эллипсометрии и отражательной спектроскопии на одном приборе слоя наночастиц Ag, осажденного на подложку монокристаллического Si из раствора AgNO_3 .

Для интерпретации измеренных эллипсометрических данных были использованы две модели: „внеш-

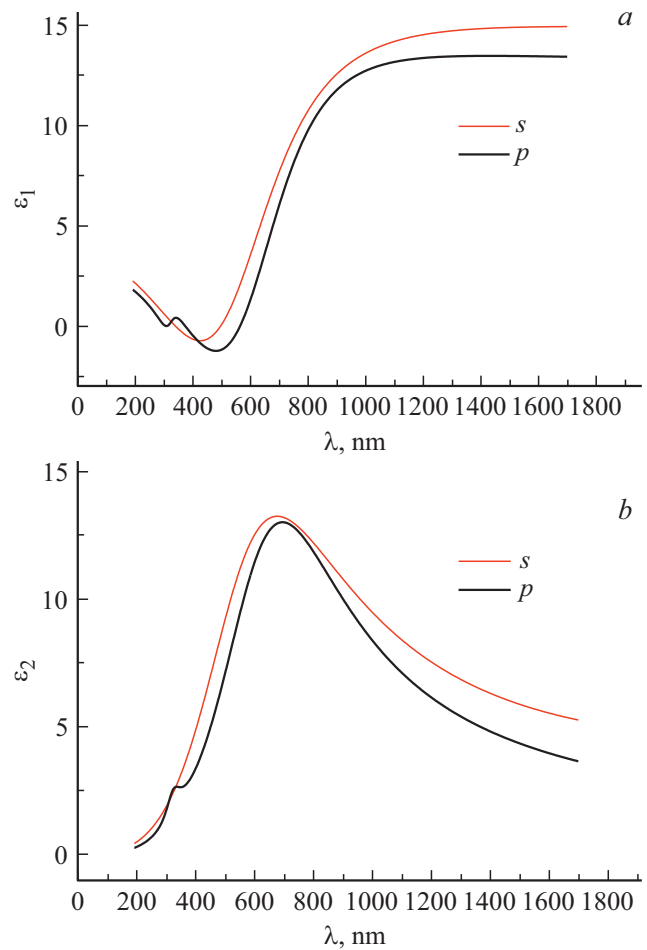


Рис. 5. Диэлектрические функции ϵ_1 и ϵ_2 для p - и s -поляризации, определенные по модели Д-Л для слоя наночастиц Ag в результате анализа спектров R_p и R_s . Толщина слоя $d_{\text{ef}} = 54 \pm 1\text{ nm}$.

няя среда-подложка“ с определением псевдиэлектрической функции и модель „внешняя среда-пленка-подложка“ с использованием формулы Д-Л. Это позволило определить как комплексную диэлектрическую функцию, так и эффективную толщину островковой пленки. Также в рамках модели Д-Л были обработаны спектрофотометрические данные с определением диэлектрических функций, близких по форме для p - и s -поляризации падающего света, в предположении одинаковой толщины d_{ef} Ag-слоев.

Исследованы диэлектрические функции в широком спектральном диапазоне от УФ до ближнего ИК с оптическими и резонансными особенностями. Наблюдается полное совпадение зависимостей ϵ_2 и $\langle \epsilon_2 \rangle$ в области объемного плазмонного резонанса (3.8 eV), где происходят коллективные колебания связанных и свободных электронов. С помощью спектроскопии и спектроскопии этот плазмон при $\lambda = 326\text{ nm}$ ($E = 3.8\text{ eV}$) в функции ϵ_2 хорошо определяется с помощью обоих методов. Выявлены различия между зависимостями ϵ и

$\langle \varepsilon_2 \rangle$, а также в спектральном положении локализованного плазмонного резонанса.

Финансирование работы

Работа выполнена с использованием средств госбюджета по теме госзадания 0040-2019-0012.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer Science+Business Media LLC, NY, 2007).
- [2] M.I. Stockman. *Science*, **348** (6232), 287 (2015). DOI: 10.1126/science.aaa6805
- [3] H.A. Atwater, A. Polman. *Nature Materials*, **9** (3), 205 (2010). DOI: 10.1038/nmat2629
- [4] V.M. Shalaev. *Nat. Photonics*, **1** (1), 41 (2007). DOI: 10.1038/nphoton.2006.49
- [5] Y. Wang, E.W. Plummer, K. Kempa. *Adv. Phys.*, **60** (5), 799 (2011). DOI: org/10.1080/00018732.2011.621320
- [6] M.I. Stockman, K. Kneipp, S.I. Bozhevolnyi et al. *J. Opt.*, **20** (4), 043001 (2018). DOI: org/10.1088/2040-8986/aaa114
- [7] T.W.H. Oates, H. Wormeester, H. Arwin. *Progr. Surf. Sci.*, **86** (11–12), 328 (2011). DOI: org/10.1016/j.progsurf.2011.08.004
- [8] A. Hilgerm, M. Tenfeldeu, U. Kreibig. *Appl. Phys. B.*, **73** (4), 361 (2001). DOI: 10.1007/s003400100712
- [9] В.А. Кособукин. *ФТТ*, **54** (12), 2340 (2012) [V.A. Kosobukin. *Phys. Sol. St.*, **54** (12), 2471 (2012)].
- [10] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light* (North-Holland Publ. Co., Amsterdam-NY-Oxford, 1977). [Р. Аззам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981)].
- [11] H. Fujiwara. *Spectroscopic Ellipsometry. Principles and Applications* (Wiley John & Sons Ltd., England, 2007).
- [12] Ю.А. Жарова, В.А. Толмачев, А.И. Бедная, С.И. Павлов. *ФТП*, **52** (3), 576 (2018). [Yu.A. Zharova, V.A. Tolmachev, A.I. Bednaya, S.I. Pavlov. *Semicond.*, **52** (3), 316 (2018)]. DOI: org/10.1134/S1063782618030235
- [13] H.U. Yang, J. D'Archangel, M.L. Sundheimer, E. Tucker, G.D. Boreman, M.B. Raschke. *Phys. Rev. B.*, **91** (23), 235137 (2015). DOI: org/10.1103/PhysRevB.91.235137
- [14] *Handbook of Optical Constants of Solids*. Ed. by E.D. Palik (Academic Press, NY., 1985).
- [15] В.А. Толмачев, Ю.А. Жарова, С.А. Грудинкин. *Опт. и спектр.*, **128** (12), 1868 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.12.50324.211-20 [V.A. Tolmachev, Yu.A. Zharova, S.A. Grudinkin. *Opt. Spectrosc.*, **128** (12), 2002 (2020). <https://doi.org/10.1134/S0030400X20121066>].
- [16] D.E. Aspnes. *Thin Solid Films*, **89** (3), 249 (1982). DOI: org/10.1016/0040-6090(82)90590-9