УДК 535.137, 535.518.8, 535-92, 539.219.1, 539.25

Ямпольський А. Л.¹, асп.,
Макаренко О. В.², к.ф.-м.н., доц.,
Лендел В. В.³, с.н.с.,
Пророк В. В.⁴, к.ф.-м.н., с.н.с.,
Шарапа А. І.⁵, інж.,
Поперенко Л. В.⁶, д.ф.-м.н., проф.

Стокс-поляриметрия надтонких острівцевих плівок Au та Sn

¹⁻⁶Київський національний університет імені
Тараса Шевченка, 01601, м. Київ, вул.
Володимирська 64/13
e-mail:² almaker@univ.kiev.ua

A. L. Yampolskiy¹, PhD stud.,
O. V. Makarenko², PhD.,
V. V. Lendel³, Sen. Sci. Res.,
V. V. Prorok⁴, PhD., Sen. Sci. Res.,
A. I. Sharapa⁵, Eng.,
L. V. Poperenko⁶, Dr. Sci., Prof.

Stokes-polarimetry of ultrathin Au and Sn island films

¹⁻⁶Taras Shevchenko National University of Kyiv,
01601, Kyiv, Volodymyrska st. 64/13
e-mail:² almaker@univ.kiev.ua

У роботі розглядаються оптичні властивості надтонких острівцевих плівок Au та Sn, отриманих методами магнетронного розпорошення та термічного випаровування відповідно. Шляхом вимірювання вектора Стокса відбитого від зразків променя були розділені поляризована та деполаризована його складові. Проаналізовано умови залежності ступеня поляризації від структури поверхні для серії острівцевих плівок з різною морфологією. Для визначення морфологічної будови металевому шару були також застосовані методи атомно-силової мікроскопії та вимірювання питомого опору. Встановлено, що при збільшенні кута падіння випромінювання на зразок ступінь поляризації відбитого променя зменшується. Деполаризуюча дія зразків також залежить від кількості нерівностей на їх поверхні. Застосований метод Стокс-поляриметрії, таким чином, дозволяє одержати додаткову інформацію про структуру поверхні, що є його перевагою.

Ключові слова: поляриметрия, вектор Стокса, острівцева плівка, деполаризація, золото, олово.

The optical properties of ultrathin Au and Sn islet films, obtained by the methods of magnetron sputtering and thermal evaporation, respectively, are considered in this paper. By measuring the Stokes vector of the beam reflected from the samples, polarized and depolarized radiation components were separated. The conditions of the polarization degree dependence on the surface structure for a series of islet films with different morphologies are analyzed. To determine the morphological structure of the metal layer, methods of atomic force microscopy and resistivity measurement were also employed. The parameters of discontinuous film, obtained by optical and non-optical methods, are compared. It is established that with an increase in the angle of radiation incidence onto the samples, the polarization degree of the reflected beam decreases. Such behavior can be explained by the Mie theory of light scattering by particles. The magnitude of depolarizing action of the samples also depends on the morphology of their surface, correlating with the number of inequalities on it. The applied method of Stokes polarimetry, thus, allows one to obtain additional information on the structure of the surface, which is its advantage.

Key words: polarimetry, Stokes vector, island film, depolarization, gold, tin.

Статтю представив д.ф.-м.н., проф. Макарець М. В.

Вступ

Широке застосування тонких плівок металів, наприклад, у плазмонних сенсорах [1], зумовлює постійний інтерес до розвитку та вдосконалення методів контролю їх структури.

Еліпсометричний метод діагностики тонких металевих (або інших) плівок є одним із найбільш відомих і вживаних, оскільки він

безконтактний і відзначається високою чутливістю. Разом з тим, класична еліпсометрія працює в припущенні, що зондове випромінювання є повністю поляризованим як до, так і після взаємодії з об'єктом, не враховуючи можливе його розсіяння та деполаризацію. В цьому методі не можна відділити деполаризовану складову випромінювання на виході системи, а отже, для

деяких досліджуваних об'єктів не можна одержати коректного результату.

Натомість існує більш загальний підхід, при якому стан поляризації вихідного променя описують із залученням формалізму Стокса [2]. Поляризація задається чотиривимірним вектором $\vec{S} = \{I, Q, U, V\}^T$, у якого незалежними є лише три компоненти. Вимірявши такий вектор, можна легко відділити від результуючої інтенсивності деполаризовану складову.

В якості досліджуваних об'єктів було обрано Au та Sn. Будучи нанесеними на підкладку в малій кількості, вони утворюють острівцеві структури, здатні розсіювати та деполаризувати світло. В такому вигляді через обмеженість електронної плазми починають проявлятися розмірні ефекти і метали набувають особливих властивостей, що становлять науковий та практичний інтерес [3]. Так, наноострівцеве золото може застосовуватися у відбивачах світла з заданим спектральним розподілом [4], сенсорах на основі спектроскопії поверхневого плазмонного резонансу [5] чи Раманівського розсіяння [6]. Острівцеве олово, будучи після осадження окисленим, може використовуватися як чутливий елемент у газових сенсорах [7].

Метою даною роботи було встановлення зв'язку між величиною деполаризації відбитого від острівцевих металевих плівок світла та структурною будовою відповідних зразків.

Об'єкти дослідження

У даній роботі досліджували метали Au та Sn, напilenі на скляні підкладки у вигляді надтонких плівок. Відповідно, було виготовлено два набори по 5 зразків, котрі відрізняються за кількістю напilenого металу. При цьому прагнули, щоб кожен такий набір демонстрував перехід через поріг перколяції – від окремих острівців до суцільного металевого шару.

Напilenня плівок золота проводилося на модернізованій установці вакуумного напорошення ВУП-5 методом магнетронного розпорощення на постійному струмі 20 мА металічної мішені в атмосферному розряді при тиску 5×10^{-1} мм рт. ст. Товщина утворюваних золотих плівок не контролювалася. Зразкам були присвоєні назви з порядковими номерами: Au_1, Au_2, Au_3, Au_4, Au_5.

У якості підкладок були використані стандартні предметні стекла. Перед напорошенням вони протирались етиловим спиртом та проходили обробку в ультразвуковій

ванні з дистильованою водою протягом 20 хвилин.

Плівки олова напорошувалися на скляні підкладки з предметного скла в цій же установці методом термічного напilenня з молібденового човника у високому вакуумі. Для цього камера установки попередньо відкачувалася до вакууму $(2 \dots 3) \times 10^{-5}$ мм рт. ст. Відстань R від човника до підкладки складала 20 см. Для оцінки «номінальної» товщини плівки використовувалось співвідношення $d = m / (4\pi R^2 \rho)$, де d – товщина плівки в см, m – маса в грамах, R – відстань від човника до підкладки в см, ρ – густина матеріалу, що напорошується, в г/см³ (для олова $\rho = 7,31$ г/см³). Ці товщини вказані у табл. 1. Зразкам були присвоєні назви, що містять масу витраченого при напilenні матеріалу: Sn_10_mg, Sn_20_mg, Sn_45_mg, Sn_60_mg, Sn_155_mg.

Методика вимірювань

Основним методом дослідження острівцевих плівок у даній роботі була Стокс-поляриметрия. Для цього було використано багатофункціональний автоматизований вимірювальний комплекс [8], зібраний в конфігурації поляриметра (рис. 1).

Рис. 1. Схема поляриметра. 1 – джерело випромінювання $\lambda = 0,625$ мкм; 2, 7 – коліматорний та камерний об'єктиви; 3 – поляризатор, 4 – зразок, 5 – чвертьхвильова пластинка; 6 – аналізатор; 8 – фотоприймач.

Основою його служить гоніометр Г5, на коліматорній трубці якого встановлено поляризатор 2, а на камерній – фазову пластинку 5 і аналізатор 6. Обертання двох останніх оптичних елементів (5 та 6) дозволяє виміряти чотири компоненти вектора Стокса при даному куті падіння, а позиціонування столика із зразком 4 та камерної

труби з фотоприймачем 8 дає змогу одержати кутові залежності цих компонент. Вимірювання проводились на довжині хвилі $\lambda = 0,625$ мкм.

Також на цій же довжині хвилі на цьому ж устаткуванні було проведено фотометричні вимірювання коефіцієнта пропускання зразків T . Діаметр світлового пучка при вимірюваннях становив 4 мм. Коефіцієнти пропускання наведено у табл. 1.

Питомий опір напилених металевих плівок визначали чотирьохзондовим методом за допомогою вимірювальної головки приладу ИУС-3. При його вимірюванні скористалися калібрувальним зразком із комплекту приладу. Одержані значення питомого опору наведено в табл. 1. Слід зазначити, що для зразків Au_1, Au_2 та Sn_10_mg скільки-небудь помітної провідності не було виявлено.

Крім того, морфологію поверхні зразків було досліджено методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) за допомогою лабораторного комплексу «INTEGRA» від NT-MDT. Вимірювання відбувалося в напівконтактному режимі (tapping mode). Сканували область розмірами 15×15 мкм, роздільна здатність зонда при цьому становила 40 нм. Вигляд одержаних мікрограм для усіх зразків показаний на рис. 2.

Як можна бачити з даного рисунку, по мірі наростання шару золота чи олова шорсткість поверхні зразка спочатку мала, а далі збільшується і переходить через максимум. Це може позначитись на характері взаємодії з поляризованим випромінюванням та оптичних властивостях таких зразків, що й стало предметом дослідження даної роботи.

Рис. 2. Мікрограми поверхонь двох наборів зразків на основі Au та Sn

Результати та їх обговорення

Аналіз зображень атомно-силової мікроскопії проводився наступним чином. Спочатку виконуються базові перетворення зображення, характерні для скануючої мікроскопії взагалі, такі як компенсація кривизни траєкторії зонда шляхом віднімання поверхні 2-го порядку або вище, компенсація дефектів розгортки шляхом вирівнювання сусідніх рядків

зображення. В результаті цих дій одержуємо рельєф із спрямованою основою (площиною). Нуль відліку по висоті встановлювався за найнижчою точкою кожного зображення.

Далі набір зразків розглядали з певними припущеннями. Припущення перше: на поверхні зразків, що містять найменше металу (Au_1, Au_2), увесь метал зібрався у вигляді поодиноких зерен, які чітко можна виділити на фоні підкладки. Так, відомо [9], що золото, напилене в надмалих кількостях на скло без термічного

відпалу (шар < 10 нм) схильне самочинно збиратися в наноострівці. Тоді відносно дрібний рельєф на переважній частині поверхні цих зразків можна співвіднести з нерівностями скла, а окремі найвищі піки – з металевими острівцями. Проводячи січну площину на заданій висоті, змінюючи цю висоту і спостерігаючи за перерізом поверхні, можна одержати величину шорсткості скляної підкладки. Для наших зразків вона склала 20 нм, що цілком узгоджується з літературними типовими значеннями [10].

Зображення зразків із більшою кількістю напиленого металу не дозволяють так легко розрізнити металеві та неметалеві області. Тому було висунуте припущення друге: на всіх зразках металева плівка не є суцільною, в силу вищезгаданої особливості поведінки тонких плівок існують непокриті ділянки скла. Це означає, що найглибші впадини рельєфу з достатньо високою ймовірністю можуть відповідати нижній границі профілю нерівностей скла. Вважаючи, що шорсткість усіх підкладок з набору однакова, задаємо січну площину на рівні верхньої границі нерівностей, визначеному раніше (20 нм). Одержаний переріз поверхні, таким чином, показує металеві ділянки.

Як виявилось, для зразків золота Au_3, Au_5 та усіх зразків олова, крім Sn_10_mg, цей переріз є майже суцільним, так що не можна виділити у ньому окремих острівців. Тому далі розглядали нерівності поверхні взагалі, проводячи січну площину на рівні приблизно 20...30% від максимального значення. Кількість зафіксованих при цьому нерівностей на сканованій ділянці та їх середній розмір наведено в табл. 1.

Коефіцієнти пропускання T зразків острівцевих плівок були використані для того, аби визначити ефективну товщину металевих шару d_{eff} . Оптичні параметри цього шару вважалися такими, як для чистого масивного відповідного металу, а саме: $n = 0,1746$, $k = 0,1746$ для золота [11] та $n = 3,88$, $k = 6,05$ для білого олова (β -Sn) [3]. Оскільки зондує випромінювання було некогерентним, товщина скляних підкладок набагато більша за довжину хвилі, а металева плівка шорстка, результати вимірювань не зазнають впливу інтерференції. Для перерахунку скористалися спрощеною наближеною формулою з поправкою лише на відбивання від вільної поверхні підкладки:

$$T = (1 - r) \cdot \exp\left(-\frac{4\pi k d_{eff}}{\lambda}\right),$$

де $r = \left|\frac{n-1}{n+1}\right|^2$ – коефіцієнт відбивання на межі повітря-скло при нормальному падінні, k – показник поглинання металу.

Показник заломлення скла n визначали за пропусканням чистої підкладки, користуючись співвідношенням, що враховує багатократне відбивання:

$$T = \frac{(1 - r)^2}{1 - r^2}$$

Одержано $n = 1,69 \pm 0,05$.

Коефіцієнти пропускання T та ефективні товщини d_{eff} також наведені в табл. 1. Як і слід очікувати, зі зростанням кількості напиленого металу пропускання зменшується.

За вимірними компонентами вектора Стокса $\vec{S} = \{I, Q, U, V\}^T$ було знайдено кутові залежності еліпсометричних параметрів $\psi(\theta)$, $\Delta(\theta)$ та ступеня поляризації відбитого променя p :

$$\begin{aligned}\psi &= \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{\sqrt{U^2 + V^2}}{-Q}\right), \\ \Delta &= \arctg\left(\frac{-V}{U}\right), \\ p &= \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}.\end{aligned}$$

Далі, користуючись матричним методом розрахунку відбивання випромінювання від багатословових систем, одержували відповідні теоретичні залежності $\psi(\theta)$ та $\Delta(\theta)$ аналогічно до того, як це було у роботі [12]. Розбіжність між теоретичними та експериментальними кривими характеризувалась середнім квадратичним відхиленням (Mean Squared Error, MSE):

$$\begin{aligned}MSE &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{m} \sum_{j=0}^m \left(\cos \Delta_j^{theor} - \cos \Delta_j^{exp} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{m} \sum_{j=0}^m \left(\tg \psi_j^{theor} - \tg \psi_j^{exp} \right)^2 \right\}.\end{aligned}$$

Розрахунок проводився в рамках моделі однорідного ефективного шару на напівнескінченній підкладці. Варіюючи його параметри (комплексний показник заломлення $n + ik$, товщина d), досягали мінімального значення MSE і розв'язували таким чином обернену задачу еліпсометрії. Одержані параметри n , k , d представлені у табл. 1. Показники заломлення та поглинання значно відрізняються між зразками та порівняно з зазначеними вище літературними даними для обраних металів, але пам'ятаємо, що одержані результати відносяться до ефективного шару. А от товщини d для серії зразків Au корелюють з їх пропусканням. Зазначимо, що MSE для

одержаних розв'язків складало порядку 10^{-4} (Au) та 10^{-5} (Sn).

Графіки кутових залежностей ступеня поляризації $p(\theta)$ наведені на рис. 3. Видно, що зі збільшенням кута падіння спостерігається тенденція до зменшення ступеня поляризації. Максимальну величину деполаризації $1 - p$ при $\theta = 80^\circ$ можна оцінити як 10% для Au та 2% для

Sn. Окремо виокремлюється з-поміж інших графік для зразка Sn_10_mg. Як свідчать результати АСМ, еліпсометрії та питомого опору, олова на поверхні цього зразка вкрай мало. Значна деполаризація даного зразка, можливо, зумовлена незаповненими нерівностями рельєфу скляної підкладки. Усереднені значення кожного графіка $\langle p \rangle$ також представлені у табл. 1.

Рис. 3. Кутові залежності ступеня поляризації відбитого променя $p(\theta)$ для двох серій зразків на основі Au та Sn

Таблиця 1.

Порівняння будови та властивостей острівцевих плівок Au та Sn, одержаних різними методами дослідження

Зразок	Номінальна товщина, нм	АСМ-мікроскопія		Питомий опір, $10^{-6} \cdot \Omega \cdot \text{м}$	Еліпсометрія ефективного шару			Пропускання		Ступінь поляризації $\langle p \rangle$
		Кількість зерен	Середній розмір зерна, нм		n	k	d_eff, нм	T	d_eff, нм	
Au_1	---	15	215	---	0,43	0,391	4	0,76	3,1	0,957
Au_2	---	228	194	---	2,03	0,880	9	0,62	6,1	0,951
Au_3	---	613	146	20	1,35	1,732	52	0,48	9,7	0,935
Au_4	---	701	158	30	1,37	1,443	49	0,52	8,6	0,916
Au_5	---	64	173	8,2	0,89	1,931	79	0,26	18	0,985
Sn_10_mg	2,7	---	---	---	2,00	0,806	36	0,56	4,2	0,887
Sn_20_mg	5,4	2012	148	8,3	1,11	2,314	79	0,010	37	0,980
Sn_45_mg	12,2	741	226	2,9	1,23	1,414	56	0,000 72	59	0,971
Sn_60_mg	16,3	228	211	4,5	1,15	2,610	55	0,000 45	63	0,981
Sn_155_mg	42,2	159	266	0,89	1,21	3,521	58	0,000 41	64	0,987

Очевидно, що ступінь поляризації залежить від співвідношення між когерентною та дифузною компонентами розсіяного світла.

Одразу необхідно відзначити, що кутові залежності ступеня поляризації $p(\theta)$ не описуються класичними законами розсіяння світла шорсткою поверхнею. Так, згідно [13] при збільшенні кута падіння інтенсивність дзеркальної компоненти зростає, а, отже, зростає і відношення між когерентною та дифузною компонентами. За таких умов має зростати і ступінь поляризації. Результати експерименту демонструють протилежне.

Пояснення полягає в особливостях екстинкції частинок з розмірами, меншими за довжину хвилі падаючого випромінювання. Розсіяння та поглинання однією такою частинкою може бути цілком точно описано за допомогою теорії Мі. Збільшення центрів розсіяння веде до зростання екстинкції всієї плівки, збільшення дифузної компоненти розсіяного світла та зниження ступеня поляризації відбитого випромінювання. Відповідні дані по кількості частинок на одиниці площі, пропускання плівок та ступеню поляризації містяться в табл. 1. Так, для зразків Au_1-Au_4 спостерігається зменшення ступеню поляризації p при зростанні кількості центрів розсіяння, а для зразка Au_5 утворення на поверхні суцільної плівки металу з окремими частинками золота, які виступають над поверхнею, веде до зростання цього параметра.

Однак, отримані залежності не можуть бути пояснені лише адитивністю екстинкцій окремих частинок. Повна модель повинна враховувати взаємодію як окремої частинки з частинками, які її оточують, так і взаємодію частинки з підкладкою на якій вона знаходиться. Відповідним питанням присвячена значна кількість робіт, наприклад, [14, 15].

З рис. 3 видно, що при збільшенні кута падіння θ ступінь поляризації p зменшується. На думку авторів, така поведінка може бути пояснена особливостями розсіяння за наявності підкладки. При цьому в опроміненні окремої частинки, окрім падаючої хвилі, бере участь хвиля, яка відбивається від підкладки. Допустивши наближення щодо незалежності розсіяння окремими частинками та відсутності інтерференції між розсіяними компонентами, породженими прямою та відбитою хвилями, некогерентну складову в напрямку дзеркального відбивання можна представити сумою цих двох компонент. У той час, як для обраної частинки

інтенсивність розсіяної компоненти, що відповідає прямій хвилі, визначається інтенсивністю цієї хвилі та значенням індикатрис розсіяння частинки в напрямку подвійного кута падіння відносно напрямку освітлення, для розсіяної компоненти, породженої відбитою хвилею, значення інтенсивності визначається інтенсивністю падаючої хвилі, коефіцієнтом відбивання поверхні підкладки та значенням індикатрис розсіяння частинки вздовж напрямку освітлення. Для ілюстрації на рис. 4 наведено типовий вигляд індикатрис розсіяння для золотої сферичної частинки. Діаметр частинки 0,18 мкм, розрахунок виконано за допомогою програми ScatLab. Для частинки олова вигляд індикатрис принципово не відрізняється.

Рис. 4. Індикатрис розсіяння світла $\lambda = 0,625$ мкм сферичними частинками Au діаметром 0,18 мкм. Н – горизонтальна поляризація (p), V – вертикальна поляризація (s), T – їх сума (площина діаграми вважається горизонтальною). Азимутальна шкала в градусах, радіальна – в умовних одиницях.

Видно, що при збільшенні кута падіння θ від 55° до 80° інтенсивність розсіяної компоненти, яка породжена падаючою хвилею, буде рости завдяки збільшенню значення індикатрис для р-поляризації при зменшенні кута розсіяння від 70° до 20° . Ефект підсилюється також внаслідок збільшення френелівського коефіцієнта відбивання. Обидва ці чинники збільшують інтенсивність некогерентної складової при

великих кутах падіння, а отже, зменшують ступінь поляризації світла p , яке розповсюджується в напрямку дзеркального відбивання. При великих кутах падіння внаслідок багатократних відбивань та затінення на окремих частинках, інтенсивність розсіяної компоненти дещо зменшується, що веде до зростання ступеню поляризації, яке спостерігається на графіках.

Висновки

Тонкі острівцеві плівки металів Au та Sn на скляній підкладці здатні частково деполяризувати оптичне випромінювання при відбиванні. Величина деполяризації складає

порядку 10% для золотих і 2% для олов'яних досліджених зразків. Вона зростає зі збільшенням кута падіння θ і досягає максимального значення поблизу $\theta = 80^\circ$.

Така неklasична поведінка може бути пояснена тим, що при збільшенні кута падіння зростає частка розсіяного острівцями випромінювання в напрямку відбитого променя, що знижує сумарний ступінь поляризації p .

Суттєвою перевагою Стокс-поляриметрії при дослідженні острівцевих плівок є те, що цей метод дозволяє одержати певну інформацію про морфологічну будову поверхні, тоді як звичайна еліпсометрія надає лише ефективні параметри шару.

Список використаної літератури

1. McPeak K. M. Plasmonic Films Can Easily Be Better: Rules and Recipes. / K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, and D. J. Norris // *ACS Photonics*. – 2015. – vol. 2, pp. 326–333.
2. Jellison G. E. Ellipsometry / G. E. Jellison // *Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry*. Elsevier. – 1999. – pp 402–411.
3. Takeuchi K. Optical properties of β -Sn films. / K. Takeuchi and S. Adachi // *Journal of Applied Physics*. – 2009. – 105(7), 73520.
4. Zorc H. Use of gold island films in design of reflectors with high luminosity. / H. Zorc, M. Lončarić, and J. Sancho-Parramon // *Applied Optics*. – 2011. – 50(9), C364.
5. Lahav M. Biological Sensing Using Transmission Surface Plasmon Resonance Spectroscopy. / M. Lahav, A. Vaskevich, and I. Rubinstein // *Langmuir*. – 2004. – 20(18), 7365–7367.
6. Mosier-Boss P. A. Comparison of Three Methods to Improve Adherence of Thin Gold Films to Glass Substrates and Their Effect on the SERS Response. / P. A. Mosier-Boss, and S. H. Lieberman // *Applied Spectroscopy*. – 1999. – 53(7), 862–873.
7. Partridge J. G. Nanostructured SnO_2 films prepared from evaporated Sn and their application as gas sensors. / J. G. Partridge, M. R. Field, J. L. Peng, A. Z. Sadek, K. Kalantar-Zadeh, J. Du Plessis, and D. G. McCulloch // *Nanotechnology*. – 2008. – 19(12), 125504.

References

1. MCPEAK, K. M. et al. (2015) Plasmonic Films Can Easily Be Better: Rules and Recipes. *ACS Photonics*. 2, P. 326–333.
2. JELLISON, G. E. (1999) Ellipsometry. In: *Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry*. San Diego: Academic Press. P. 402–411.
3. TAKEUCHI, K., and ADACHI, S. (2009) Optical properties of β -Sn films. *Journal of Applied Physics*, 105(7), 73520.
4. ZORC, H., LONČARIĆ, M., & SANCHO-PARRAMON, J. (2011) Use of gold island films in design of reflectors with high luminosity. *Applied Optics*, 50(9), C364.
5. LAHAV, M., VASKEVICH, A., and RUBINSTEIN, I. (2004) Biological Sensing Using Transmission Surface Plasmon Resonance Spectroscopy. *Langmuir*, 20(18), 7365–7367.
6. MOSIER-BOSS, P. A., and LIEBERMAN, S. H. (1999). Comparison of Three Methods to Improve Adherence of Thin Gold Films to Glass Substrates and Their Effect on the SERS Response. *Applied Spectroscopy*, 53(7), 862–873.
7. PARTRIDGE, J. G. et al. (2008) Nanostructured SnO_2 films prepared from evaporated Sn and their application as gas sensors. *Nanotechnology*, 19(12), 125504.

8. Yampolskiy A. L. Ellipsometry of hybrid noble metal-dielectric nanostructures. / A. L. Yampolskiy, O. V. Makarenko, L. V. Poperenko, and V. O. Lysiuk // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. – 2018. – 21, №4, p. 412.
9. Валах М. Я. Эффективные наноструктурированные SERS подложки для диагностики ультрамалых количеств вещества. / М. Я. Валах, В. А. Юхимчук, А. М. Грещук, С. А. Костюкевич, Н. А. Матвеевская // *Наноразмерные системы и наноматериалы: исследования в Украине / Редкол.: А.Г. Наумовец (глав.ред.); НАН Украины*. – К.: Академперіодика, 2014. – с. 283.
10. Аюпова А. Х. Влияние химической обработки на топографию поверхности стекла при его подготовке к иммобилизации биомолекул. / А. Х. Аюпова, Р. Р. Гарафутдинов, А. В. Чемерис, Р. Ф. Талипов // *Вестник Башкирского университета*. – 2012. – т. 17, №4. – с. 1677.
11. Olmon R. L. Optical dielectric function of gold. / R. L. Olmon, B. Slovick, T. W. Johnson, D. Shelton, S. H. Oh, G. D. Boreman, and M. B. Raschke // *Physical Review B*. – 2012. – 86(23), 235147.
12. Makarenko O. V. Ellipsometric diagnostics of a transient surface layer in optical glass. / O. V. Makarenko, L. V. Poperenko, O. I. Zavalistyi, and A. L. Yampolskiy // *Ukrainian Journal of Physics*. – 2019. – 64(5), 442.
13. Топорец А. С. Оптика шероховатой поверхности. / А. С. Топорец - Ленинград: Машиностроение: Ленингр. отд-ние, 1988. – 190 с.
14. Maksimenko V. V. Effective dielectric permeability of island metal films: Light scattering and absorption. / V. V. Maksimenko, V. A. Zagaynov, A. S. Smoliyanskiy, and I. E. Agranovski // *Thin Solid Films*. – 2017. – 621, 84–90.
15. Germer T. A. Polarized optical scattering by inhomogeneities and surface roughness in an anisotropic thin film. / T. A. Germer, K. A. Sharma, T. G. Brown, and J. B. Oliver // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2017. – 34(11), 1974.
8. YAMPOLSKIY, A. L., MAKARENKO, O. V., POPERENKO, L. V., and LYSIUK, V. O. (2018) Ellipsometry of hybrid noble metal-dielectric nanostructures. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*. 21, №4, p. 412.
9. VALAKH, M. YA. et al. (2014) Effective nanostructured SERS substrates for the diagnosis of ultra-small amounts of a substance. In: *Nano-size systems and nanomaterials: researches in Ukraine*. Ed. A. G. Naumovets., NAS of Ukraine, Kyiv: Academperiodyka. p. 283.
10. AYUPOVA, A. H., GARAFUTDINOV R. R., CHERMERIS A. V., and TALIPOV R. F. (2012) The influence of chemical treatment on the glass surface topography during its preparation for the immobilization of biomolecules. *Bulletin of the Bashkir University*. 17, №4, p. 1677. (in Russian)
11. OLMON, R. L. et al. (2012). Optical dielectric function of gold. *Physical Review B*, 86(23), 235147.
12. MAKARENKO, O. V., POPERENKO, L. V., ZAVALISTYI, O. I., & YAMPOLSKIY, A. L. (2019) Ellipsometric diagnostics of a transient surface layer in optical glass. *Ukrainian Journal of Physics*, 64(5), 442.
13. TOPORETS, A. S. (1988) *Optics of rough surface*. USSR, Leningrad: Engineering, 190 p.
14. MAKSIMENKO, V. V., ZAGAYNOV, V. A., SMOLIYANSKIY, A. S., and AGRANOVSKI, I. E. (2017) Effective dielectric permeability of island metal films: Light scattering and absorption. *Thin Solid Films*, 621, 84–90.
15. GERMER, T. A., et al. (2017) Polarized optical scattering by inhomogeneities and surface roughness in an anisotropic thin film. *Journal of the Optical Society of America A*, 34(11), 1974.

Надійшла до редколегії 30.11.2018