

РОЗСІЯННЯ СВІТЛА НА ШОРСТКІЙ ПОВЕРХНІ КВАРЦУ З ПРОФІЛЕМ У ВИГЛЯДІ ТРИКУТНИХ ВИСТУПІВ, ЯКІ ПЕРІОДИЧНО ПОВТОРЮЮТЬСЯ

В. І. Григоруk², В.І. Канєвський¹, С.О. Колєнов², В.С. Сидоренко²

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України,
вул. Генерала Наумова, 17, Київ, 03164, Україна, vikaney@ukr.net*

*²Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
просп. Глушкова 2, Київ, 030222, Україна*

Описана чисельна процедура отримання параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу. Використано кінцево-елементний підхід для розв'язку двовимірного векторного рівняння Гельмгольца. Профіль межі розділу «кварц – вакуум» вибраний у формі трикутників, які періодично повторюються. Показано, що при освітленні даної поверхні з боку кварцу, при умові повного внутрішнього відбиття світла, коли висота виступів (h) незначна ($h \leq 1$ нм): (а) контрастність напруженості еванесцентного поля вздовж поверхні кварцу та коефіцієнт відбиття практично не залежать від довжини падаючої хвилі і параметру h відповідно; (б) при збільшенні довжини кореляції шорсткої поверхні кварцу контрастність зменшується; (в) розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж вказаної поверхні розділу, в цілому, відтворює форму шорсткої поверхні.

Ключові слова: *еванесцентне поле, шорстка поверхня, контрастність, довжина кореляції шорсткої поверхні, коефіцієнт повного внутрішнього відбиття.*

Вступ

Важливою характеристикою багатьох оптичних елементів є ступінь неоднорідності (шорсткості) їх поверхні. Відомий ряд методів, застосування яких зменшує шорсткість поверхні, як то: (а) хіміко-механічні способи поліровки [1]; (б) вакуумне іонно-променеє травлення [2]; (в) використання оптимального ближнього поля [3]. В останньому випадку, загалом, процедура фотохімічного субнанополірування поверхні полягає в наступному. Пластинку з кварцу, що має нанометровий рівень шорсткості поверхні, розташовують на горизонтальній поверхні трикутної призми також із кварцу (рис. 1 а). Далі, їх розміщують у вакуумній камері, заповненій молекулярним хлором, хімічної активності якого недостатньо щоб вступити в реакцію з кварцом при кімнатній температурі. При опроміненні бокової грані призми лазерний промінь (наприклад, $\lambda = 532$ нм) проходить крізь призму, потрапляє у пластинку і частково відбивається від верхньої сторони даної пластинки. У випадку, коли відбиття відбувається під кутом більшим ніж кут повного внутрішнього відбиття, над верхньою поверхнею пластинки утворюється еванесцентне поле. Це поле поляризує молекули хлору, які знаходяться на згаданій поверхні, та спадає по експоненті при віддаленні від даної поверхні. Також це поле сприяє дисоціації молекулярного хлору [4]. Атомарний хлор, в свою чергу, поляризує в зовнішньому полі, притягується до поверхні пластинки, яка також поляризується під дією зовнішнього поля. Як вказано в [5], взаємодія атомарного хлору з поверхнею пластинки кварцу має більш активний характер в області виступів неоднорідностей, приводить до локального травлення кварцу і, як наслідок, зменшує шорсткість поверхні зразка.

Метою даної роботи є розрахунок параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу у випадку незначної висоти нерівностей поверхні (≤ 1 нм), а саме: (а) розподілу амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж

шорсткої поверхні кварцу; (б) контрасту даного поля на згаданій поверхні в залежності від довжини падаючої хвилі та довжини кореляції шорсткої поверхні кварцової пластинки.

У роботі [6] було проведено чисельний експеримент у випадку, коли шорстка поверхня кварцу представлялась в формі синусоїдальної поверхні. Розрахунки показали, що розподіл контрастності й амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж межі розділу «кварц – вакуум» залежить від просторового спектра енергії сигналу розсіяного світла на вибраній формі поверхні кварцу. Наступним кроком є виявлення впливу вказаної залежності на згаданий розподіл. Для досягнення поставленої мети, в даній роботі розглянуто шорстку поверхню кварцу у вигляді трикутних виступів, які періодично повторюються.

Модель розрахунку

На рис. 1 б показана двовимірна область для розрахунку параметрів еванесцентного поля у ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу (розрахункова область).

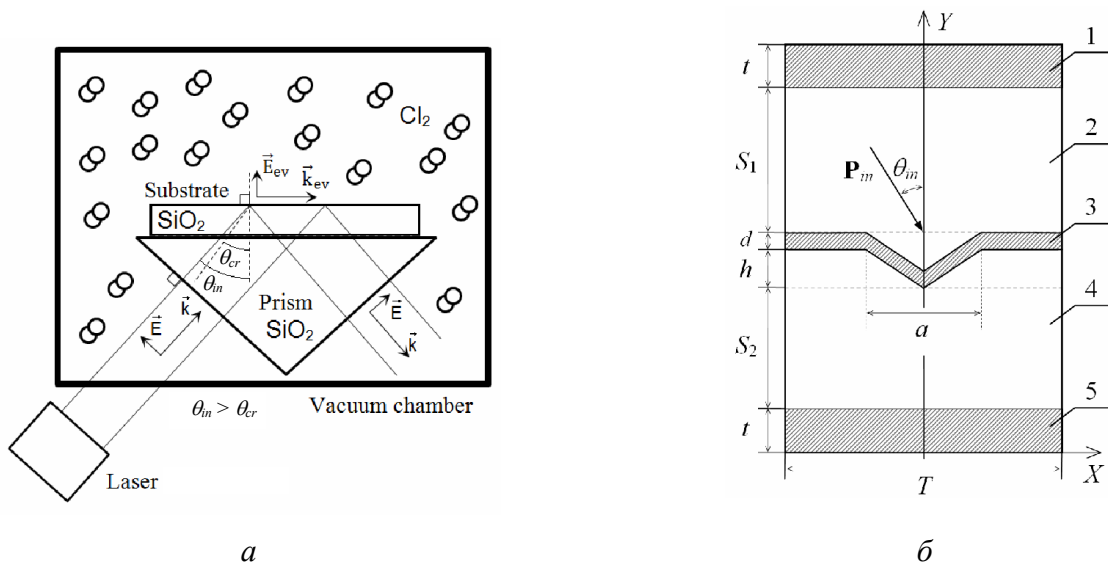


Рис. 1. Загальна схема фотохімічного субнанополірування шорсткої поверхні кварцу, де \vec{k}_{ev} і \vec{E}_{ev} – хвильовий вектор і напруженість еванесцентного поля відповідно, θ_{in} – кут падіння лазерного випромінювання на нижню поверхню кварцової підкладки, θ_{cr} – критичний кут (а). Двовимірну область для розрахунку параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу, де області (1 – 5) – відповідно область верхнього поглинаючого шару, шару кварцу, шару золота, вакуум, область нижнього поглинаючого шару; відстані t, S_1, d, h, a, S_2, T , – відповідно товщина поглинаючого шару, відстань між верхнім поглинаючим шаром і шаром золота, товщина шару золота, висота виступу трикутної форми, ширина виступу, відстань між шаром золота і нижнім поглинаючим шаром, ширина розрахункової комірки; \vec{P}_m, θ_{in} – вектор Пойнтінга падаючої хвилі та кут, під яким падає дана хвиля на поверхню шару золота (б).

Зверху і знизу (області 1, 5) розрахункова область обмежена поглинаючими шарами, які моделюють умови випромінювання на нескінченність [7]:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial r} + j k_0 \vec{E} \right) = 0, \quad (1)$$

де r – відстань між точкою розсіяння променя і точкою спостереження, розташованій в далекій зоні спостереження; \vec{E} – напруженість електричного поля; k_0 – хвильове число у вільному просторі. Рівнянню (1) відповідають хвилі, що розповсюджуються в напрямку нескінченності.

Справа і зліва розрахункова область обмежена вертикальними лініями, вздовж яких накладаються періодичні граничні умови. Область 2 являє собою об'ємний кварц, коефіцієнт заломлення якого дорівнює $n=1.5168$. В цій області дисипативними втратами нехтуємо. Область 4 – навколишнє середовище, в даному випадку вакуум. Область 3 – шар золота товщиною d . Цей шар вводиться як допоміжний для підсилення ефекту утворення еванесцентного поля за рахунок виникнення поверхневого плазмонного резонансу. З цією метою товщина шару золота робиться незмінною в межах усієї розрахункової області, що забезпечує повторення на його поверхні шорсткості поверхні кварцу. Як параметри шорсткості, на рис. 1 б позначено висоту виступу h поверхні трикутної форми та ширину виступу a . Виберемо скважність вказаного виступу Q таким чином: $Q = T/a = 4$, де T – ширина розрахункової області. Відстані S_1 та S_2 між шаром золота і поглинаючими шарами взяті більшими ніж подвійна довжина падаючої хвилі у вільному просторі. Оптичні константи (n, η , де n – показник заломлення, η – показник поглинання) для золота були взяті з роботи [8], звідки випливає, що в діапазоні довжин хвиль $\lambda \in [400 - 650]$ нм дійсна частина діелектричної проникності $\varepsilon'(\lambda)$ має особливість: $\varepsilon'(\lambda) \leq 0$ ($\varepsilon'(\lambda) = n^2 - \eta^2$), тобто при розсіянні плоскої електромагнітної хвилі на поверхні, покритій шаром золота (у вказаному діапазоні довжин хвиль), є умови для виникнення плазмонного резонансу.

Розподіл напруженості електричного поля \vec{E} в областях (1 – 5, рис. 1 б) отримано на основі розв'язку однорідного векторного рівняння Гельмгольца [7]:

$$\vec{\nabla} \times [\boldsymbol{\mu}_r^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E})] - \kappa_0^2 \boldsymbol{\varepsilon}_r \cdot \vec{E} = 0, \quad (2)$$

де $\boldsymbol{\varepsilon}_r, \boldsymbol{\mu}_r$ – тензори другого порядку відносної комплексної діелектричної і магнітної проникностей. Вважаємо, що об'єкти, які охоплює розрахункова комірка, не мають магнітних властивостей ($\boldsymbol{\mu}_r = \mathbf{1}$).

Для розв'язку рівняння (2) виберемо кінцево-елементний підхід, який складається з методу Гальоркіна та, власне, з методу кінцевих елементів [8, 9]. Як векторні кінцеві елементи використовувались трикутники. Чисельна реалізація умов випромінювання (1) здійснювалась з застосування локального наближення, в рамках якого було вибрано метод абсолютно поглинаючих шарів [10, 11].

Як джерело світла використовуємо плоску Е-хвилю, яка поляризована в площині падіння та розсіюється на границях розділу «вакуум – шар золота – кварц». Напрямок руху згаданої хвилі представлено з допомогою вектора Пойнтінга \vec{P} і кута θ_{in} (рис. 1 б), причому на вказані границі розділу Е-хвиля падає з боку кварцу.

В роботі [12] показано, що існує безпосередній зв'язок між енергетичним спектром розсіяння світла на шорсткій поверхні та параметрами шорсткості цієї поверхні, а саме середньоквадратичним відхиленням поверхні δ та довжиною кореляції шорсткої поверхні σ . При цьому, якщо автокореляційна функція розсіяного світла на шорсткій поверхні має *гаусів розподіл*, то цей зв'язок можна записати у вигляді:

$$|s(\Delta k_x)|^2 = \frac{1}{4\pi} \delta^2 \sigma^2 \exp\left(-\frac{\sigma^2 (\Delta k_x)^2}{4}\right), \quad (3)$$

де $|s(\Delta k_x)|^2$ – просторовий спектр енергії сигналу розсіяного світла; Δk_x – проекція зміни хвильового вектору світла на вісь X. Ця залежність, відображена у логарифмічному масштабі,

показує лінійний зв'язок між значеннями функції $|s(\Delta k_x)|^2$ та її аргументу Δk_x , що дозволяє безпосередньо отримати параметри δ та σ . Зауважимо, що співвідношення (3) справедливе лише в лінійному наближенні ($\delta \ll \lambda$, $\sigma \ll \lambda$).

Співвідношення (3) дозволяє у вказаному наближенні моделювати шорстку поверхню кварцу у вигляді трикутних виступів, які періодично повторюються, із заданими параметрами висоти h , ширини a та періоду T (рис. 1 б), які можна безпосередньо пов'язати з параметром δ за допомогою співвідношення

$$\delta = h \sqrt{\frac{a}{3T}}. \quad (4)$$

Зауважимо, що у даному випадку довжина кореляції σ шорсткої поверхні кварцу співпадає з параметром a [13]. Очевидно, що просторовий спектр енергії $|s(\Delta k_x)|^2$ сигналу розсіяного світла, який відповідає трикутній формі шорсткої поверхні кварцу, має вигляд більш наближений до гаусової форми, ніж у випадку шорсткої поверхні синусоїдальної форми. Цей факт підтверджений результатами даної роботи. Чисельний експеримент показав, що у випадку незначної висоти нерівностей поверхні ($h \leq 10$ нм), контрастність напруженості еванесцентного поля вздовж межі розділу «вакуум – плівка золота» практично не залежить від довжини падаючої хвилі; при збільшенні довжини кореляції вздовж згаданої границі контрастність спадає.

Для виконання обрахунків було розроблене власне програмне забезпечення.

Аналіз результатів розрахунків

Запропонований підхід і програма отримання розрахунків тестувалися таким чином. Чисельно було виконано розрахунок коефіцієнта відбиття у випадку коли довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, товщина d гладкої поверхні шару золота мала відповідно значення: $d = (1, 10, 20, 30, 50)$ нм (рис. 2 а). Зауважимо, що при фіксованій товщині плівки, підлаштовуючи кут падіння променя θ_{in} , є можливість задовольнити умовам збудження поверхневих плазмонів-поляритонів (ППП) (привести у відносну відповідність тангенційні компоненти хвильових векторів фотона і плазмона на шорсткій поверхні плівки золота). Мінімум коефіцієнта відбиття при незмінних інших параметрах (θ_{in}, d, λ) відповідає згаданим умовам збудження ППП і, як наслідок, частковому перетворенню енергії лазерного променя в ППП [14, 15]. Занадто тонка плівка золота сприяє прискореному затуханню ППП (посилене перевипромінювання в призму), занадто товста плівка золота також сприяє прискореному затуханню ППП (підвищене поглинання в товщі плівки). Нульове значення коефіцієнта відбиття відповідає оптимальним умовам збудження ППП. Враховуючи вище згадане й аналогічні залежності, наведені в [12], представлені на рис. 2 а розрахунки дозволяють продовжувати аналіз результатів роботи.

Відомо, що кварц, на відміну від золота гарний діелектрик, тому при опроміненні його шорсткої поверхні практично буде відсутнім явище поверхневого плазмонного резонансу [15] (відсутній «провал» коефіцієнта відбиття у всьому діапазоні кутів θ_{in} падіння променя). На поверхні кварцу можливо спостерігати тільки еванесцентні поля, причому коли $\theta_{in} > \theta_{cr}$. Це підтверджують також залежності, показані на рис. 2 б, 2 с, 2 д, коли товщина шару золота $d = 1$ нм, а висота виступів поверхні відповідно дорівнює 1, 10, 30 нм. Вказаний факт суттєво ускладнює отримання результатів розрахунків параметрів еванесцентного поля на шорсткій поверхні кварцу (без золотої плівки). Тому, перш ніж описувати розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля \vec{E} вздовж межі шорсткої поверхні кварцу і контрастності K даного поля між виступами й западинами вздовж вказаної межі ($K = |E_1 - E_2| / |E_1 + E_2|$, де E_1, E_2 – амплітуди еванесцентного поля в області виступу і западини), розглянемо дані

характеристики, коли на шорсткій поверхні кварцу лежить плівка золота товщиною $d = (1, 30, 50)$ нм відповідно, а висота виступів її поверхні дорівнює 1, 10, 30 нм, причому плівка повністю відтворює рельєф шорсткої поверхні кварцу.

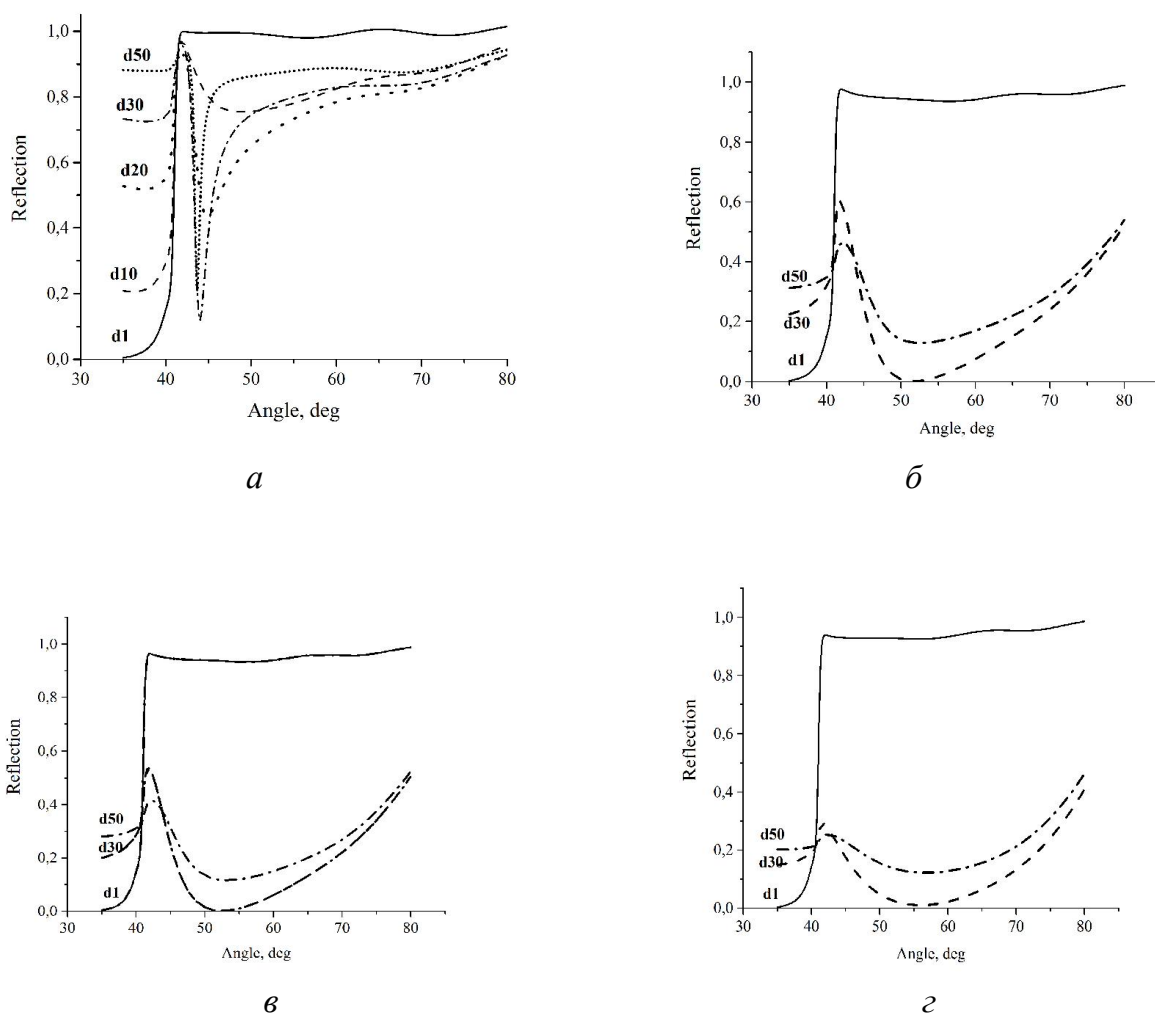


Рис. 2. Коефіцієнт відбиття у випадку, коли довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, товщина гладкої поверхні шару золота $d = (1, 10, 20, 30, 50)$ нм відповідно (а); висота виступу трикутної форми $h = 1$ нм, $d = (1, 30, 50)$ нм (б); $h = 10$ нм, $d = (1, 30, 50)$ нм (в); $h = 30$ нм, $d = (1, 30, 50)$ нм (г). Ширина розрахункової комірки $T = 125$ нм у випадках (б, в, г), скважність виступу трикутної форми $Q = 4$.

Аналіз коефіцієнта відбиття, напруженості електричного поля та контрастності даного поля вздовж межі розділу шорсткої поверхні «плівка золота – вакуум» при трансформації товщини золотої плівки d , висоти виступів поверхні h (довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, ширина розрахункової області $T = 125$ нм, скважність виступу трикутної форми $Q = 4$) дозволяють зрозуміти закономірності зміни розподілу амплітуди напруженості еванесцентного поля \vec{E} і контрастності K даного поля між виступами й западинами вздовж межі розділу шорсткої поверхні «кварц – вакуум».

З отриманих результатів (рис. 2) випливає, що коефіцієнт відбиття у випадку тонких плівок золота ($d = 1$ нм) практично не залежить від рівня шорсткості поверхні, принаймні у випадку слабкої шорсткості [12].

З іншого боку, із збільшенням товщини шару золота на залежності коефіцієнта відбиття починає з'являтися «провал». Коли товщина плівки золота $d = 30$ нм, при значеннях параметра $h = (1, 10, 30)$ нм, залежність коефіцієнта відбиття досягає свого максимуму, причому при

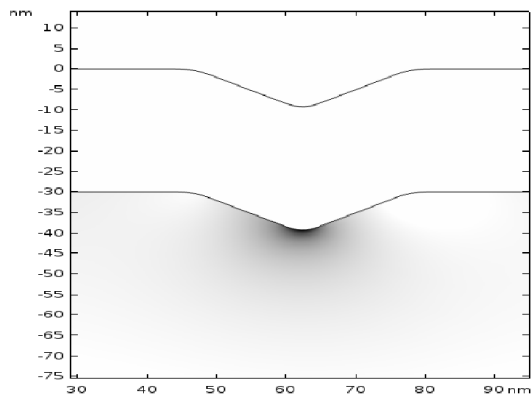
збільшенні параметра шорсткості поверхні h , суттєво збільшується кут θ_{in} приблизно від 51° до 56° . Ширина «провалу» збільшується, особливо, коли $h = (10, 30)$ нм. У порівнянні з подібними умовами, коли форма виступів шорсткої поверхні кварцу моделювалась з допомогою синусоїдальної форми поверхні [6], спостерігаються істотні зміни: (а) значення коефіцієнта відбиття значно нижчі; (б) при збільшенні параметра h , діапазон зміни кута θ_{in} , який відповідає мінімуму коефіцієнта відбиття, розширюється і значно зміщується в сторону більших кутів, причому сам коефіцієнт відбиття досягає нульових значень; (в) ширина «провалу» коефіцієнта відбиття змінюється в незначній мірі.

Коли товщина плівки золота $d = 50$ нм, тенденція залишається тією ж, що і при $d = 30$ нм – зміна кута θ_{in} й ширина «провалу» збільшуються при зростанні параметра h , але з меншою швидкістю. Вказані залежності дозволяють зробити висновок про те, що існують оптимальні значення параметрів h і d , при незмінних параметрах λ і T , які відповідають оптимальним умовам збудження ППП, а подальше збільшення параметрів h і d призводить до збільшення втрат у плівці золота

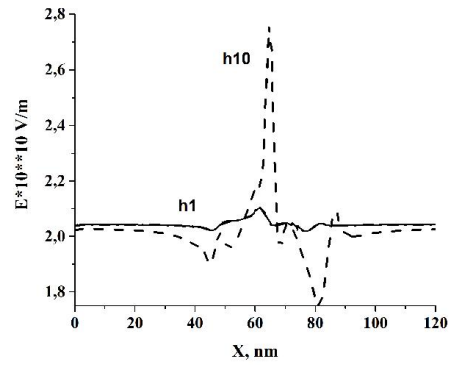
На рис.3 а показано двовимірний розподіл напруженості еванесцентного поля вздовж межі розділу шорсткої поверхні «плівка золота – вакуум» при умові, що висота виступу трикутної форми $h = 10$ нм, товщина плівки золота $d = 30$ нм, довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, ширина розрахункової області $T = 125$ нм, причому кут повного внутрішнього відбиття знаходиться в області мінімуму коефіцієнту відбиття. Порівняння вказаного розподілу поля з розподілом, розрахованим при тих же умовах в роботі [6], показує, що дане поле більш сконцентроване в області вершини виступу. Вибрані параметри забезпечують розподіл напруженості еванесцентного поля вздовж вказаного розділу, при умові повного внутрішнього відбиття та правильно вибраному куті падіння лазерного променя, в цілому, повторює форму поверхні кварца.

При збільшенні товщини плівки $d = (1, 30, 50)$ нм (рис. 3 б, 3 с, 3 д) в обох випадках, коли $h = (1, 10)$ нм, спостерігається максимум поля в областях виступів при $d = 30$ нм. Абсолютний максимум спостерігається при $h = 10$ нм, тобто спрацьовує ефект вістря. Аналогічна ситуація, при тих же умовах, спостерігається в роботі [6]. Таким чином, розподіл еванесцентного поля вздовж поверхні розділу «плівка золота – вакуум» вказує на те, що існують оптимальні значення параметрів h і d , при незмінних параметрах λ і T , які відповідають оптимальним умовам збудження ППП. Подальше збільшення параметрів h і d призводить до зростання втрат в плівці золота. Тобто аналіз розподілу еванесцентних полів на розглянутій поверхні розділу «плівка золота – вакуум» підтверджує попередній висновок, отриманий раніше при розгляді коефіцієнтів відбиття.

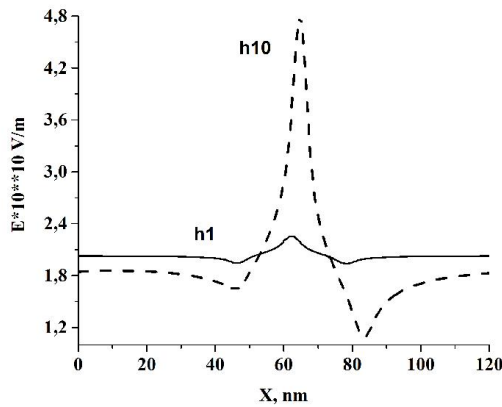
На рис. 4 а показана залежність контрастності K еванесцентного поля на границі розподілу «плівка золота – вакуум» в залежності від ширини розрахункової області T , при умовах, що товщина шару золота $d = 10$ нм, висота виступу трикутної форми $h = 1$ нм, скважність виступу $Q = 4$, в діапазоні падаючих довжин хвиль $\lambda \in (400, 500, 650)$ нм, причому кут повного внутрішнього відбиття знаходиться в області мінімуму коефіцієнта відбиття. При збільшенні довжини кореляції контрастність поля падає, так як в цьому випадку поверхня кварцу стає більш плоскою. Вказаний факт підтверджується співвідношенням (3). Зменшення ширини просторового спектра енергії сигналу розсіяного світла на шорсткій поверхні викликає зменшення контрастності еванесцентного поля на границі розділу «плівка золота – вакуум». В даному випадку, на відміну від роботи [6], сплески контрастності на кривих залежностей, представлених на рис. 4 а, практично відсутні. Незначні коливання величини контрастності при $T \geq 100$ нм автори пов'язують зі зміною умов збудження поверхневого плазмону на поверхні золотої плівки, що в свою чергу пов'язано із зміною співвідношення між довжиною падаючої хвилі λ і параметром T , причому вибір трикутної форми границі розподілу «плівка золота – вакуум» суттєво розширює спектр розсіяння світла на вказаній шорсткій поверхні.



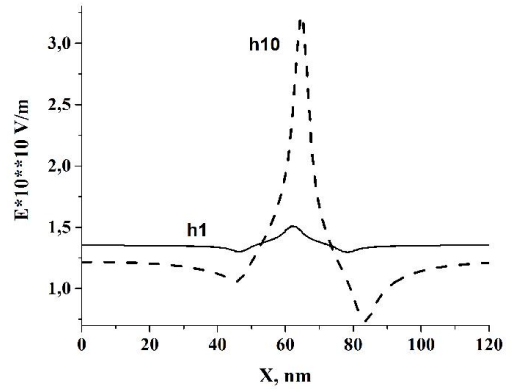
a



б

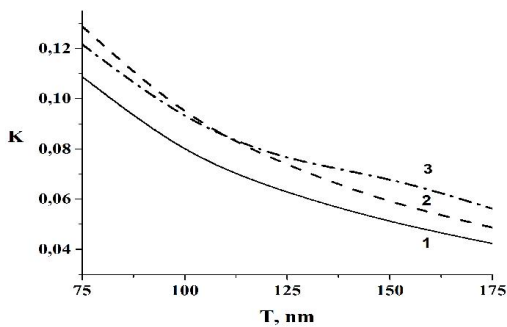


в

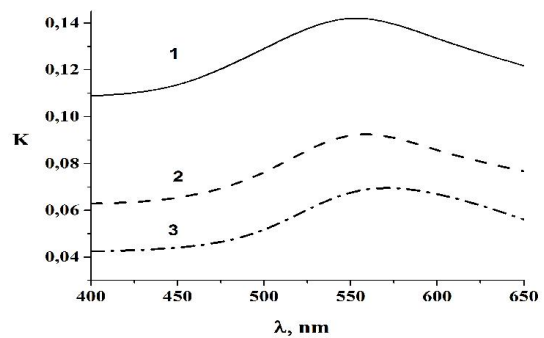


г

Рис.3. Двовимірний розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля при умовах, що висота виступів поверхні трикутної форми $h = 10$ нм, товщина плівки золота $d = 30$ нм, довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, ширина розрахункової області $T = 125$ нм, скважність вказаних виступів $Q = 4$ (*a*); Одновимірний розподіл напруженості еванесцентного поля вздовж межі розділу «плівка золота – вакуум» при умовах $h = (1, 10)$ нм, $d = 1$ нм (*б*), $d = 30$ нм (*в*), $d = 50$ нм (*г*).



a



б

Рис. 4. Контрастність K еванесцентного поля на границі розподілу «плівка золота – вакуум» при умові, що товщина шару золота $d = 10$ нм, висота виступу трикутної форми $h = 1$ нм, скважність виступу $Q = 4$, діапазон падаючих довжин хвиль $\lambda \in (400(1), 500(2), 650(3))$ нм (*a*); ширина розрахункової області $T \in (75(1), 125(2), 175(3))$ нм (*б*).

На рис. 4 б показана залежність контрастності K еванесцентного поля на границі розподілу «плівка золота – вакуум» в залежності від довжини падаючої хвилі λ в діапазоні величин ширини розрахункової комірки $T \in (75, 125, 175)$ нм, при умовах, $d = 10$ нм, $h = 1$ нм. Дана залежність також пов'язана з умовами збудження поверхневого плазмону на поверхні золотої плівки, що в свою чергу пов'язано із зміною співвідношення між довжиною падаючої хвилі λ і параметром T при заданих параметрах h і d . Порівняно з аналогічним випадком, описаним в роботі [6], *вибір трикутної форми границі розділу «плівка золота – вакуум» суттєво розширює спектр розсіяння світла на вказаній шорсткій поверхні, причому явище поверхневого плазмонного резонансу збільшує контрастність еванесцентного поля.* Якщо не враховувати резонансні властивості плівки золота, то в першому наближенні (ми розглядаємо процеси розсіяння світла в лінійному наближенні) контрастність еванесцентного поля вздовж границі розділу «плівка золота – вакуум» не залежить від довжини падаючої хвилі λ .

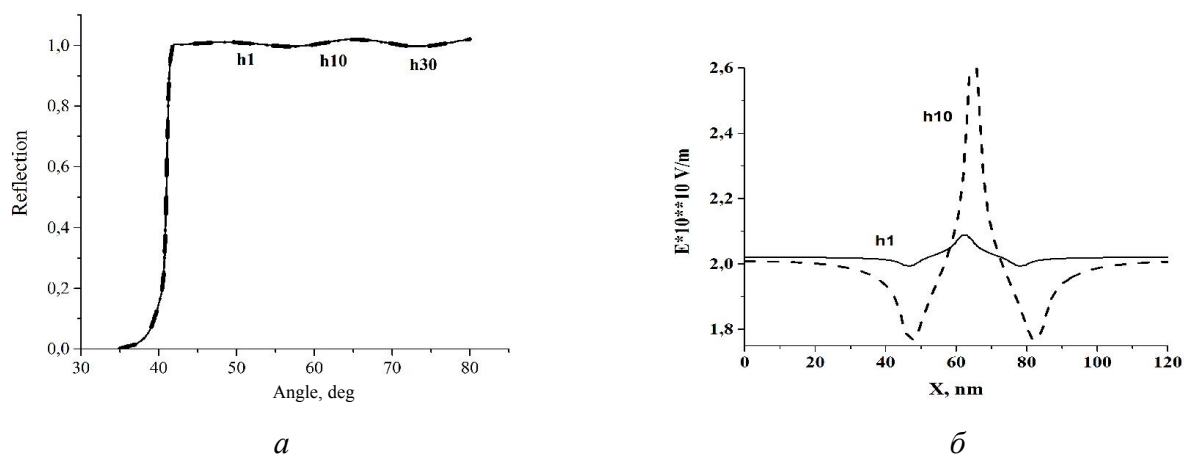


Рис. 5. Коефіцієнт відбиття у випадку коли світло падає на границю розділу «кварц – вакуум», висота виступу трикутної форми $h = (1, 10, 30)$ нм (а). Розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж розділу шорсткої поверхні «кварц – вакуум» при умовах $h = (1, 10)$ нм (б). Довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, ширина розрахункової комірки $T = 125$ нм, скважність виступу $Q = 4$.

На рис. 5 а показана залежність коефіцієнта відбиття при падінні світла на границю розділу «кварц – вакуум», довжина падаючої хвилі $\lambda = 500$ нм, висота виступів трикутної форми нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу $h = (1, 10, 30)$ нм, ширина розрахункової області $T = 125$ нм, скважність виступу $Q = 4$, причому кут падіння лазерного променя θ_{in} вибирався в діапазоні $\theta_{in} \in (35 - 80)^\circ$. Вказана залежність підтверджує той факт, що немає умов для ППП на поверхні кварцу [16]. Дана ситуація спостерігається при різних значеннях параметра $h = (1, 10, 30)$ нм. Зауважимо, що залежність коефіцієнта відбиття від кута падіння практично не змінилась порівняно з результатами, описаними в роботі [6], незважаючи на вибір трикутної форми профілю поверхні, що є границею розділу «кварц – вакуум».

На рис. 5 б показано розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж розділу шорсткої поверхні «кварц – вакуум» при умовах $h = (1, 10)$ нм, $\lambda = 500$ нм, $T = 125$ нм, $Q = 4$. Вибрані параметри забезпечують розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж розділу «кварц – вакуум» при умові повного внутрішнього відбиття та правильно вибраному куті падіння лазерного променя, який, в цілому, відтворює форму поверхні кварцу. В даному випадку спрацьовує ефект вістря. Зауважимо, що вказані розподіли поля подібні до тих, які зображені на рис. 3 б, що підтверджує справедливість розрахунків. Порівняння згаданих розподілів поля з аналогічними, описаними в роботі [6], показує, що дані поля більш

сконцентровані в областях вершин виступів. Вибір трикутної форми границі розділу «кварц – вакуум» суттєво *розширює спектр розсіяння світла на вказаній шорсткій поверхні кварцу.*

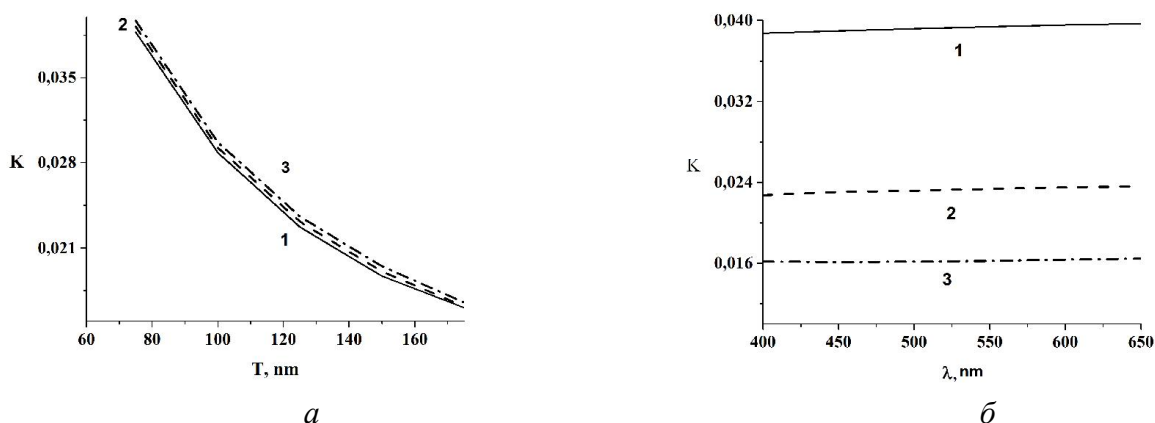


Рис. 6. Контрастність K еванесцентного поля на границі розподілу «кварц – вакуум» при умовах, що висота виступу трикутної форми $h = 1$ нм та скважність виступу $Q = 4$ в діапазоні падаючих довжин хвиль $\lambda \in (400(1), 500(2), 650(3))$ нм (а); в діапазоні величин ширини розрахункової комірки $T \in (75(1), 125(2), 175(3))$ нм (б).

На рис. 6 а показана залежність контрастності K еванесцентного поля на границі розподілу «кварц – вакуум» в залежності від ширини розрахункової області T при умовах, що висота виступу трикутної форми $h = 1$ нм та скважність виступу $Q = 4$ в діапазоні падаючих довжин хвиль $\lambda \in (400(1), 500(2), 650(3))$ нм. В даному випадку, аналогічно залежностям, зображеним на рис. 4 а, *при збільшенні довжини кореляції контрастність зменшується через зменшення ширини просторового спектра енергії сигналу світла розсіяного на шорсткій поверхні кварцу.* Відмінність залежностей, зображених на рис. 4 а і рис. 6 а, полягає в тому, що для останніх відсутній шар золота, як джерело ППП. Більші значення залежностей контрастності поля порівняно з аналогічними умовами, зображеними в роботі [6], автори пов'язують з більш широким спектром розсіяння світла на шорсткій поверхні кварцу.

На рис. 6 б показана залежність контрастності K еванесцентного поля на границі розподілу «кварц – вакуум» в залежності від довжини падаючої хвилі λ в діапазоні величин ширини розрахункової комірки $T \in (75(1), 125(2), 175(3))$ нм, при умовах $h = 1$ нм та $Q = 4$. Зауважимо, що вказані розподіли контрастності поля, якщо не враховувати резонансні властивості плівки золота, подібні до тих, які зображені на рис. 4 б, що підтверджує справедливність розрахунків, тобто *контрастність еванесцентного поля вздовж границі розділу «кварц – вакуум» не залежить від довжини падаючої хвилі λ .*

Висновки

При освітленні шорсткої поверхні кварцу, при умовах, що (і) на поверхні кварцової пластинки присутній шар золота; (ii) поверхня кварцу освітлювалась з боку кварцу й було реалізоване повне внутрішнє відбиття світла; (iii) форма шорсткої поверхні кварцу представлялась у вигляді трикутних виступів, які періодично повторюються, показано, що:

1. коефіцієнт відбиття у випадку тонких плівок золота ($d = 1$ нм) практично не залежить від параметра шорсткості поверхні (принаймні у випадку слабкої шорсткості);
2. значення коефіцієнта відбиття значно нижче порівняно з випадком, коли форма виступів поверхні кварцу моделювалась з допомогою синусоїдальної форми поверхні, причому при збільшенні параметра h діапазон зміни кута θ_{in} розширюється і значно зміщується в сторону більших значень;

3. існують оптимальні значення параметрів h і d , при незмінних параметрах λ і T , які відповідають оптимальним умовам збудження ППП, а подальше збільшення параметрів h і d призводить до зростання втрат в плівці золота;
4. розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля, при умові вибраних значень параметрів $d, \lambda, h, \theta_{in}, T$ вздовж розділу «плівка золота – вакуум», в цілому, відтворює форму шорсткої поверхні плівки золота;
5. при збільшенні довжини кореляції шорсткої поверхні плівки золота, контрастність еванесцентного поля падає;
6. явище поверхневого плазмонного резонансу посилює контрастність еванесцентного поля вздовж границі розділу «плівка золота – вакуум». Якщо не враховувати резонансні властивості плівки золота, то в першому наближенні згадана контрастність не залежить від довжини падаючої хвилі λ .

При освітленні шорсткої поверхні кварцу, при умовах що (i) на поверхні кварцової пластинки відсутній шар золота; (ii) поверхня кварцу освітлювалась з боку кварцу й було реалізоване повне внутрішнє відбиття світла; (iii) форма шорсткої поверхні кварцу представлялась у вигляді трикутних виступів, які періодично повторюються, коли їх висота незначна $h \leq 1$ нм, показано, що:

1. контрастність напруженості еванесцентного поля практично не залежить від довжини падаючої хвилі;
2. коефіцієнт відбиття не залежить від параметра h (принаймні при $h \leq 10$ нм);
3. при збільшенні довжини кореляції шорсткої поверхні кварцу, контрастність зменшується;
4. розподіл амплітуди напруженості еванесцентного поля вздовж поверхні кварцу, в цілому, відтворює форму вказаної поверхні.

При достатній величині амплітуди напруженості еванесцентного поля, його контрастності та оптимальному куті падіння лазерного променя можливе субнанополірування шорсткої поверхні кварцу.

Робота виконана при підтримці Фонду Фундаментальних Досліджень України (грант F76/3332)

Література

1. Ali. I., Roy S.R., Shinn G. Chemical-mechanical polishing of interlayer dielectric: a review // Solid State Technology. – 1994. – № 10. – P. 63–69.
2. Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. – М.: Радио и связь. – 1986, 232 с.
3. Патент Японії JP2014-022411A. Etching method using near-field light / Otsu Genichi, Yatsui Takashi, Nomura Ko. Publ. 03.02.2014.
4. Григорук В.І., Канєвський В.І. Сидоренко В.С., Гребенюк А.Г., Дем'яненко Є.М. Вплив зовнішнього електромагнітного поля на фотодисоціацію газоподібного хлору: квантовохімічне моделювання // Зв'язок. – 2017. – №4. – (прийнято до друку).
5. Nomura W. Nonadiabatic Near-Field Optical Polishing and Energy Transfers in Spherical Quantum Dots / W. Nomura, T. Yatsui, M. Ohtsu // Progress in Nano-Electro-Optics VII. – Berlin: Springer-Verlag, 2010. – (Springer Series in Optical Sciences; Vol. 155). – P. 113–130.
6. Григорук В.І., Канєвський В.І. Колєнов С.О., Сидоренко В.С. Розрахунок параметрів еванесцентного поля в ближній зоні нанонеоднорідностей шорсткої поверхні кварцу // Зв'язок. – 2017. – №6. – (прийнято до друку).
7. Volakis J.L., Cbatterjee A., Kempel L.C. Finite Element Method for Electromagnetics. – IEEE Press. – 1998, 344 p.
8. Johnson P.W., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B. – 1972. – Vol. 6. – №12. – P. 4370–4379
9. Jin J. The Finite Element Method in Electromagnetics. Second Edition. – New York: Wiley. – 2002, 378 p.

10. Chew W.C., Weedon W.C. A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates // Microwave Opt. Tech. Lett. – 1994. – V.7. – P. 599–604.
11. Sacks Z.S., Kingsland D.M., Lee R., Lee J.F. A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1995. – V. 43. – P. 1460–1463.
12. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings // Springer-Verlag. – 1988, 140 p.
13. Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов. М. – Питер . – 2003, 603 с.
14. Новотный Л., Хехт Б. Основы нанооптики. М. – Физматлит. – 2009, 484 с.
15. Quinten M. Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond. – Willey – VCH Verlag&Co. KGaA, Weinheim. – 2011, 348 p.
16. Agranovich, V. M. Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surface and Interfaces / V. M. Agranovich, D. L. Mills.— Amsterdam New York: Amsterdam: North-Holland. – 1982, 413 p.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ КВАРЦА С ПРОФИЛЕМ В ВИДЕ ТРЕУГОЛЬНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ ВЫСТУПОВ

В. И. Григору², В.И. Каневський¹, С.О. Коленов², В.С. Сидоренко²

¹Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины,
ул. Генерала Наумова, 17, Киев, 03164, Украина, vikaney@ukr.net

²Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
просп. Глушкова 2, Киев, 030222, Украина

Представлена численная процедура получения параметров эванесцентного поля в ближней зоне неоднородностей шероховатой поверхности кварца. Использован конечно-элементный подход для решения двумерного векторного уравнения Гельмгольца. Профиль границы раздела «кварц – вакуум» выбран в форме периодически повторяющихся треугольников. Показано, что при освещении данной поверхности со стороны кварца, при условии полного внутреннего отражения света, когда высота неровностей (h) незначительна ($h \leq 1$ нм) (а) контрастность напряженности эванесцентного поля вдоль поверхности кварца и коэффициент отражения практически не зависят от длины падающей волны и параметра h соответственно; (б) при увеличении длины корреляции шероховатой поверхности кварца контрастность уменьшается; (в) распределение амплитуды напряженности эванесцентного поля вдоль указанной поверхности раздела, в целом, повторяет форму шероховатой поверхности.

SCATTERING OF LIGHT BY QUARTZ ROUGH SURFACE DESCRIBED AS SEQUENCE OF SURFACE THREE-CORNERED FORM IRREGULARITIES

V.I. Grigoruk², V.I. Kanevskii¹, S.A. Kolenov, V.S. Sidorenko²

¹*Chuiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine,
17 General Naumov Str. Kyiv, 03164, Ukraine. vikanev@ukr.net*

²*Kyiv National Taras Shevchenko University, Glushkov ave 2, Kiev, 030222, Ukraine*

Calculation of evanescent field in near-zone of quartz rough surface is presented. 2D vector Helmholtz equation by means of finite element approach is used. Shape of quartz surface is chosen as sequence of surface three-cornered form irregularities. It shown that (a) contrast range of evanescent field practically does not depend on length of scattering wave at illumination of quartz rough surface on condition of total light reflection especially in the case of height of irregularities (h) is insignificant ($h \leq 1\text{nm}$); (b) the reflection light coefficient does not depend on the h parameter; (c) the contrast of quartz rough surface diminishes when its correlation length increases; (d) on the average, distribution of evanescent field along the surface of quartz repeats the form of the rough surface.