Л.С. МАКСИМЕНКО, І.Є. МАТЯШ, О.М. МІЩУК, С.П. РУДЕНКО, Б.К. СЕРДЕГА, М.О. СТЕЦЕНКО

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03680; e-mail: bserdega@gmail.com)

СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНЕВОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСУ В НАНОРОЗМІРНІЙ ПЛІВЦІ ЗОЛОТА

УДК 535.5

Методом внутрішнього відбиття із застосуванням техніки модуляційної поляриметрії досліджено поляризаційні властивості поверхневого плазмонного резонансу в нанорозмірній плівці золота, що була виготовлена термічним випаровуванням. Виміряно спектральні і кутові характеристики коефіцієнтів відбиття лінійно поляризованих випромінювань при стаціонарних азимутах поля хвилі паралельно $R_{\rm p}^2$ та перпендикулярно $R_{\rm s}^2$ площині падіння, а також характеристики їх поляризаційної різниці $\rho = R_{\rm s}^2 - R_{\rm p}^2$, що є продуктом модуляційної методики. Виявлено яскраву асиметрію профілю в спектрах параметра $\rho(\lambda)$. Вироблено методику визначення величини нерезонансної компоненти в спектрах $\rho(\lambda)$, з урахуванням якої проведено їх апроксимацію функціями Гауса. В отриманих характеристиках $\rho_{\rm SPR}(\lambda)$ виявлено три резонансні компоненти. Запропоновано їх інтерпретацію, яка ґрунтується на опублікованій раніше теоретичній моделі хвилеводних мод на обох поверхнях плівки. Визначено параметри резонансів, на підставі яких побудовано дисперсійні залежності.

Ключові слова: модуляційна поляриметрія, поверхневий плазмонний резонанс, хвилеводні моди, дисперсія.

1. Вступ

Явищу поверхневого плазмонного резонансу (ППР) у нанорозмірних металевих плівках присвячено велику кількість як більш ранніх [1–5], так і сучасних [6] монографій, а також зростаюче число наукових оглядів [7–10] та незліченна кількість журнальних публікацій. Підставою для такої уваги є характерний для цього явища глибокий фізичний зміст, що вирізняється як різноманітністю властивостей, так і широтою їх практичного використання [11]. Здавалося б, що з урахуванням протяжної у часі популярності явища ППР та досконалості його вивчення в ньому вичерпані всі нез'ясовані питання, принаймні, які стосуються його проявлення в однорідних середовищах. Але сучасна нанофізика твердого тіла оперує безліччю композитних матеріалів [12], що мають достатню для виникнення ППР провідність. Крім того, комбінація множин металевих компонентів у вигляді кластерів у композитних плівках та матеріалів матриці породжує практично невичерпну безліч співвідношень оптичних констант і, як наслідок, діелектричних властивостей плівок. Їх тестування засобами атомно-силової мікроскопії (АСМ), методом, який отримав небезпідставне поширення в наноматеріалознавстві, стає проблематичним внаслідок недоступності контактному відтворенню внутрішньої поверхні, а отже, і форми кластерів. Необхідність в отриманні цих відомостей диктується проблемою створення нових композитних матеріалів, електродинамічні властивості яких у вигляді різних розмірних ефектів визначаються

© Л.С. МАКСИМЕНКО, І.Є. МАТЯШ, О.М. МІЩУК, С.П. РУДЕНКО, Б.К. СЕРДЕГА, М.О. СТЕЦЕНКО, 2014

зазначеними обставинами. Встановлення закономірностей в ступені взаємного впливу параметрів матриці та природи кластерів з урахуванням їх розмірів, форми і просторової орієнтації, а також величини їх об'ємної частки в матеріалі та ступеня її впливу на властивості кінцевого продукту є актуальною задачею. Результати її рішення стануть основою в проблемі конструювання нових матеріалів та прогнозування їх властивостей.

Шлях вирішення цього завдання має полягати в дослідженні еволюції форми оптичних характеристик, визначенні відповідних констант та встановленні їх зв'язку зі ступенем дисперсності матеріалу при контрольованому морфологічному переході від суцільної однорідної металевої плівки до композитної. Що ж стосується методики дослідження топології поверхні, то електронна мікроскопія пропускання (ЕМП) в деякій мірі може бути альтернативою техніці АСМ. Однак обидві методики є всього лише допоміжними і функціонально не здатні претендувати на визначення електрофізичних властивостей об'єктів досліджень. У той самий час розвиток наноматеріалознавства висуває потребу в такому методі, який був би інформативним при вивченні кластерних матеріалів з точки зору як морфології об'єктів дослідження, так і їх електродинамічних властивостей.

Ось чому спектроскопія повного внутрішнього відбиття, порушеного резонансно чутливою плівкою на поверхні призми, набуває особливого інтересу. Підставою для такої уваги є "потужна", за висловом рецензентів, застосована вимірювально-аналітична методика, заснована на техніці модуляційної поляриметрії (МП). Її плідність після виходу першої публікації [13] продемонстрована в цілому ряді робіт, які узагальнені у [14]. У даній роботі інформаційна здатність МП отримує подальший розвиток на найпростішому прикладі, а саме систематизації поляризаційних властивостей нанорозмірної однорідної плівки золота, оптимальної з точки зору виникнення ППР товщини.

2. Методика експерименту та результати вимірювань

Деталі функціонування методики МП викладені в [15], а її вимірювальна роль полягає в розмежуванні реакції середовища на дію поляризованої та практично завжди присутньої неполяризованої компоненти випромінювання. Остання складова, не будучи пов'язаною з анізотропними властивостями речовини, є чинником, що обмежує виявну здатність вимірювальних систем щодо ефектів анізотропії. Уникнути його можна використанням властивості поляризованого випромінювання піддаватися дії поляризаційної модуляції на відміну від неполяризованої складової. У цьому випадку фотоприймач перетворює компоненту випромінювання, що модулюється, в змінний сигнал, який селективним підсилювачем відділяється від неполяризованої складової. Цією дією, насамперед, на порядки збільшується виявна здатність вимірювальних систем за участю МП, а також підвищується достовірність виміряного результату в його поляризаційному походженні.

Аналітична роль техніки МП складається, по-перше, у здатності розкладання еліптично в загальному випадку поляризованого випромінювання на циркулярну та лінійну складові. А по-друге, одна з лінійних компонент поляризованого випромінювання, що в зображенні компонети вектора Стокса є співвідношенням $Q = E_x^2 - E_y^2$ [16] (E_y^2, E_x^2 – інтенсивності випромінювання ортогональних складових хвилі), має властивості функціонального аналізу. Сенс компоненти Q полягає в тому, що загальні риси функцій у цьому співвідношенні, або будь-якого іншого досліджуваного ефекту (оптичного, фотоелектричного, магнетооптичного та інші), зникають при їх відніманні. Результат, що залишається, містить індивідуальні особливості одного з доданків та підсиленням забезпечує, перш за все, надчутливість системи до змін стану поляризації або фізичних причин, які призвели до цього. Крім того, як елемент (чисельник) виразу, що визначає математичну похідну відповідної функції, результат віднімання за умови $Q \ll E_x^2$, E_y^2 дійсно нагадує за формою похідну за відповідним аргументом, одержану фізичним диференціюванням.

Дослідницька установка, що складається з гоніометра, поєднаного з монохроматором, дозволяла вимірювати кутові поляризаційні характеристики параметрів внутрішнього відбиття при різних довжинах хвиль λ, або їх спектральні характеристики при певних кутах θ падіння випромінювання. Об'єктом вимірювання з викладених вище міркувань були характеристики поляризаційної різниці $\rho(\lambda, \theta) = R_{\mathrm{s}}^2 - R_{\mathrm{p}}^2$ коефіцієнтів внутрішнього відби-

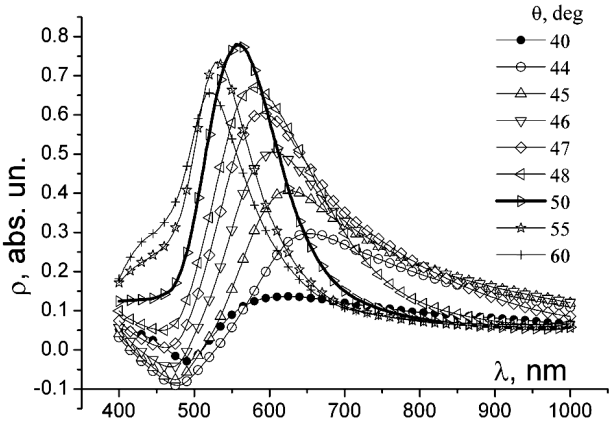

Рис. 1. Еволюція спектрів $\rho_\theta(\lambda)$ плівки Au $d = 50$ нм, зумовлена варіацією кута падіння світла

ття випромінювань, коли азимут електричного поля падаючої хвилі періодично змінюється перпендикулярно $R_{\rm s}^2(\lambda,\theta)$ та паралельно $R_{\rm p}^2(\lambda,\theta)$ до площини падіння. Підкреслимо, що результат фізичного віднімання позбавлений похибок, які супроводжують цю операцію в математичній процедурі з результатами, отриманими послідовними вимірами. За необхідності вимірювалися окремо залежності коефіцієнтів $R_{\rm s}^2(\lambda,\theta)$ та $R_{\rm p}^2(\lambda,\theta)$, що використовувалися при аналізі спектрів як допоміжні. Виміри проводилися lock-in-нановольтметром, в якому встановленням фази опорного сигналу надавався додатний знак параметру $\rho(\lambda,\theta)$, що відповідав умові нормального внутрішнього відбиття ($R_{\rm s}^2 > R_{\rm p}^2$).

Технічні параметри вимірювальної установки: джерела поляризованого випромінювання, що використовувалися: монохроматичного – гелій-неоновий лазер з довжиною хвиль 0,632 мкм; спектрального – дифракційний монохроматор з галогенною лампою та поляризатором – 0,4–1 мкм; модулятор – динамічна фазова пластинка [17] з частотою модуляції 50 кГц; фотоприймач – кремнієвий фотодіод.

Плівки (Au – 99,999%) виготовлялися термічним випаровуванням металу з молібденового нагрівача у вакуумі ($1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) на підкладки з плавленого кварцу при кімнатній температурі. Швидкість напилення золота становила ∼1,5 нм/с, а товщина плівки визначалася каліброваним кварцовим резонатором та дорівнювала 50 нм. Підкладки товщиною 1 мм в контакті через імерсійну рідину з відповідним сегментом з того самого матеріалу складали напівциліндр.

Результати вимірювання параметра $\rho(\lambda)$ при певних кутах падіння з діапазону кутів, що захоплює докритичний, наведено на рис. 1 в координатах, визначених умовами експериментальної установки. Значення кутів вибрані виходячи з умови найбільш сильної дисперсії функції $R_{\rm p}^2(\theta)$, що є головною ознакою явища ППР та, як наслідок, причиною еволюції спектра $\rho(\lambda)$, що спостерігається. Дійсно, у використаному діапазоні довжин хвиль $400 < \lambda < 1000$ нм всі наведені характеристики мають форму, характерну для резонансних явищ. Крім того, спільною особливістю всіх кривих є їх тенденція до злиття за межами зазначеного діапазону, що свідчить про незалежність параметра від кута падіння $\rho \neq f(\theta)$. Оскільки поза межами зазначеного діапазону відсутня резонансна взаємодія, а параметру $\rho(\lambda)$ завжди властива певна величина, то немає сумніву, що і в його межах нерезонансна компонента коефіцієнтів відбиття має місце. Але найголовнішим є те, що у всіх характеристиках присутні у різній степені ознаки ще однієї компоненти не виключено резонансного типу. Про це свідчить яскраво виражена асиметрія профілю спектрів на рис. 1. Більше того, ця асиметрія в ряду сімейства кутових спектрів набуває дзеркального положення щодо практично правильної резонансної кривої $\rho_{\theta=50^\circ}(\theta)$ (жирна крива). Здавалося б, що відображення істинних складових в залежностях $\rho(\omega)$ з застосуванням сучасних комп'ютерних засобів, наприклад, апроксимацією спектрів функціями Гауса, як це зроблено у [18], не є проблематичним.

Однак отриманню їх у "чистому" вигляді перешкоджає присутність у функціях $\rho(\lambda)$ компоненти, пов'язаної з нерезонансним відбиттям від металу і скла. За всіма ознаками, спектр нерезонансної компоненти на рис. 1 повинен мати вигляд кривої певної амплітуди, що з'єднує за межами досліджуваного діапазону місця, де збігаються кутові характеристики. Усередині діапазону її величина визначається умовами експерименту – товщиною плівки та залежними від товщини і довжини хвилі оптичними константами, а також значеннями кута падіння. З урахуванням викладеного вище не вважається можливим отримати цю залежність фізичним шляхом або на підставі математичного формалізму. У той самий час необхідність в цій фун-

кції зумовлена тим, що вона відіграє роль абсциси, щодо якої має бути побудовано відтворення експериментального спектра відповідними функціями Гауса.

Тому в даній роботі пропонується рішення цієї задачі графічним шляхом. При цьому слід мати на увазі, що ступінь обґрунтованості результату рішення буде впливати на адекватність таких параметрів резонансу, як значення частоти і часу релаксації хвилі ППР, та достовірність її дисперсійної характеристики, як кінцевого результату аналізу. З цією метою скористаємося, насамперед, змістовною формою характеристики параметра $\rho(\theta)$ заради її аналітичних можливостей, про що йшлося. Потім проробимо комп'ютерне моделювання параметра $\rho(\theta)$ на тій підставі, що, як показано в [16] для випадку плівки з товщиною $d = 50$ нм, рівняння, отримане на основі формул Френеля для тришарової системи скло – плівка метала – повітря, чудово узгоджується з експериментальними даними. Результати цієї процедури наведено на рис. 2, *а*, при значеннях довжини хвилі $\lambda = 632$ нм та показника заломлення $N_{\mathrm{Au}} = 0{,}2 + 3{,}6i$ [19] у двох крайніх випадках з точки зору виникнення явища ППР. В одному з них використано плівку з товщиною $d = 120$ нм, при досягненні якої практично зникає резонанс, та у другому – $d = 0$, що відповідає випадку відсутності плівки на поверхні напівциліндра (суцільна і штрихова крива відповідно). Для порівняння тут же наведено експериментальну криву оптимальної для прояву ППР товщини зразка $d = 50$ нм (штрих-пунктир). Видно, що нерезонансна компонента в залежності $\rho_{d=50}(\theta)$ має вигляд, подібний залежності $\rho_{d=120}(\theta)$, що є цілком нерезонансною за винятком невеликого відхилення від монотонності при $\theta = 45°$. У свою чергу, залежність $\rho_{d=50}(\theta)$ займає проміжне положення між характеристиками для випадків чистого напівциліндра та товстої плівки металу. Її амплітудне значення містить у своїй формі особливості відбиття на обох границях плівки, співвідношення якого змінюється з товщиною.

З результатів моделювання параметра $\rho(\theta)$ випливає, що зі зменшенням товщини або показника поглинання плівки, пов'язаного зі зменшенням довжини хвилі зондуючого випромінювання, посилюється спотворення монотонної залежності параметра $\rho(\theta)$ за рахунок зростання резонансного відбиття в діапазоні кутів в околі θ_{cr}. У такому випадку отримати нерезонансну компоненту у вигляді $\rho(\lambda)$ можна штучним способом. Його суть полягає в побудові відповідної функції, амплітудні значення якої повинні бути отримані з кривої, що заповнює резонансний розрив у кутових залежностях, котрі мають бути виміряні при відзначених довжинах хвиль. Такою кривою, як найбільш близькою за зовнішнім виглядом, може бути функція зовнішнього відбиття. При її моделюванні рівнянням на основі формул Френеля було використано такі оптичні параметри плівки, за яких модельна крива, збігаючись з експериментальною залежністю $\rho(\theta)$ при $\theta < \theta_{\mathrm{cr}}$, заповнювала б резонансний розрив. Різницю в амплітудах, зумовлену перепадами показників заломлення для протилежних напрямків випромінювання, можна усунути підгінним коефіцієнтом до збігання з експериментальною $d = 50$ нм кривою.

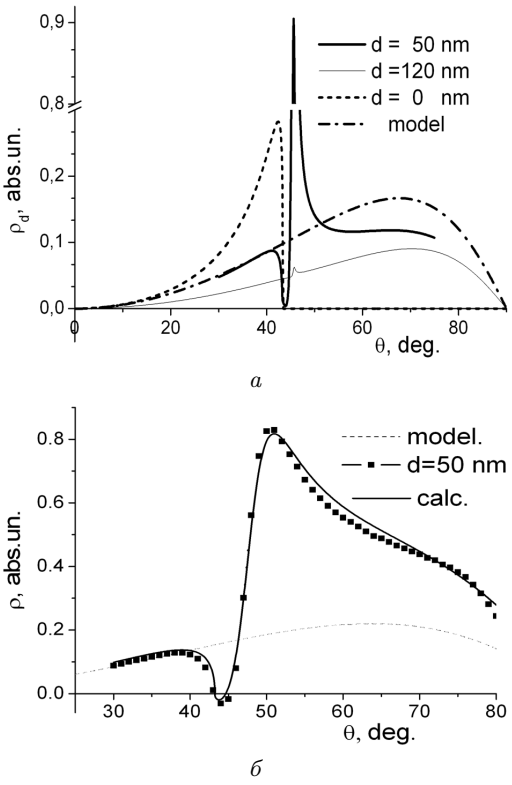

Рис. 2. Залежності $\rho(\theta)$ при $\lambda = 632$ нм для Au плівок різної товщини та модельна нерезонансна компонента для плівки з $d = 50$ нм (*а*), те саме для плівки $d = 50$ нм експериментальна та теоретична, а також її нерезонансна компонента (штрихова) при $\lambda = 550$ нм (*б*)

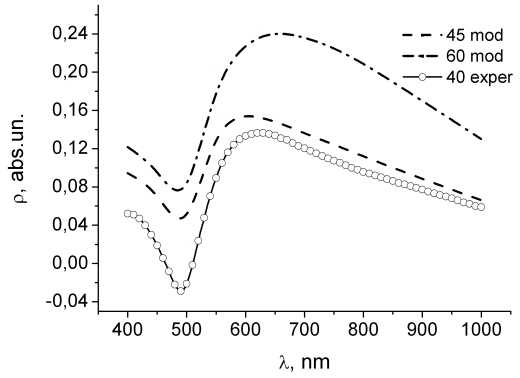

Рис. 3. Спектральні залежності нерезонансної компоненти параметра ρ, отримані виміром при куті падіння $\theta = 40°$ та моделювання для кутів $\theta = 45°$ і $\theta = 60°$

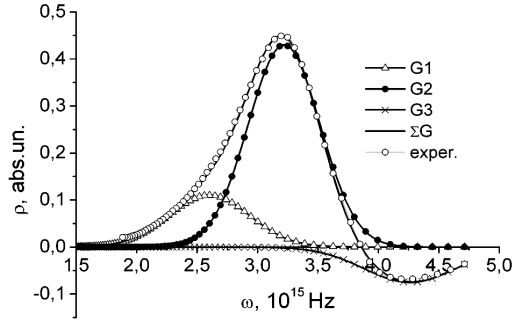

Рис. 4. Приклад апроксимації функціями Гауса однієї з експериментальних залежностей рис. 1, виміряної при $\theta = 47°$

Отриманий результат показано на рис. 2, *а* для довжини хвилі $\lambda = 632$ нм штрих-пунктирною кривою, що займає проміжне положення між кривими, що характеризують окремо відбиття від металу та скла. Загалом ця крива містить амплітуди коефіцієнтів відбиття від металу та скла у співвідношеннях, що залежать в основному від двох параметрів – товщини плівки і значення її показника поглинання. Додатковим аргументом доречності кривої є те, що при кутах $\theta < \theta_{\rm cr}$ вона збігається з реальною кривою, а точка її екстремуму при $\theta > \theta_{\rm cr}$ займає місце в координатах $\rho_{\max}(\theta)$, визначених розрахунковою залежністю.

За такою ж процедурою побудовано кутові залежності $\rho(\theta)$ для певних довжин хвиль з використаного діапазону. Як приклад, на рис. 2, *б* наведено залежність параметра $\rho(\theta)$ для іншої довжини хвилі $\lambda = 550$ нм у порівнянні з апроксимуючою (тонка) кривою та розрахунковою залежністю (штрихова), як моделлю нерезонансної функції. Кількість таких операцій вибиралося з міркувань достатності точок, необхідних для проведення за ними нерезонансних спектрів для фіксованих кутів падіння, що були використані на рис. 1. Потім з кутових залежностей $\rho(\theta)$, отриманих при різних довжинах хвиль, вибиралися відповідні ординати одних й тих же кутів модельної кривої в межах кутів $40° \le \theta \le 60°$, як координати нерезонансних спектрів. На рис. 3 наведено тільки два з них, як крайні з використаного діапазону кутів.

Про правомірність використаної методики може свідчити той факт, що всі нерезонансні криві формою нагадують експериментальну криву $\rho_{\theta=40}(\lambda)$ з рис. 1, у складі якої відсутні ознаки резонансного відбиття. Що ж до інших нерезонансних кривих, які не наведені заради спрощення ілюстрації, то вони займають проміжок між двома показаними кривими в логічній послідовності. Щодо схожого на резонанс провалу при $\lambda \cong 500$ нм, що має місце на всіх отриманих кривих, то його природа формально пов'язана зі зламом у цьому місці дисперсії показника заломлення плівки Au. Зближенням у зв'язку з цим амплітуд кривих коефіцієнтів відбиття $R_{\rm s}^2(\theta)$ й $R_{\rm p}^2(\theta)$, про що свідчать провали кривих на рис. 3, може мати фізичну природу, встановлення якої знаходиться за межами даної роботи.

Після виконання операцій віднімання нерезонансних залежностей від відповідних експериментальних, рис. 1, процедура апроксимації отриманого результату функціями Гауса не викликає труднощів. Як ілюстрація на рис. 4 наведено результати розкладання на компоненти спектра, отриманого при куті падіння $\theta = 47°$. З нього випливає два висновки. По-перше, має місце практично ідеальне заповнення (зливаються відповідні криві) експериментальної залежності сумарною апроксимуючою функцією, що свідчить про достовірність отриманого результату. А по-друге, досконале заповнення виявляється можливим тільки за участю трьох компонент. Тому з отриманих нормованих залежностей $\rho(\lambda)$ розкладанням на компоненти Гауса побудовано частотні та амплітудні характеристики.

Перш ніж перейти до їх інтерпретації, доречно відзначити, що використана в роботі тришарова структура розглядалася раніше [20] у рамках розв'язання рівнянь Максвелла. Там же отримано хвилеводні моди, що виникають у двох металo-

діелектричних інтерфейсах, прилеглих до металевої плівки. Ці моди названо симетричною (s-мода) і асиметричною (α-мода) на тій підставі, що електричне поле α-моди на внутрішній поверхні металевої плівки має інвертовану фазу. Автори [20] небезпідставно вважають, що ці рішення можуть бути поширені на опис розподілу полів, що виникають у випадку збудження резонансів на окремих відзначених інтерфейсах. Особливо це можливо у разі спостереження ППР в геометрії Кретчмана [21], яка використовується в даній роботі, коли на асиметрію фази α-моди накладається асиметрія профілів поля збудженої поверхневої поляритонної хвилі. При похилому падінні випромінювання зі скляної призми повного внутрішнього відбиття на металеву плівку основна енергія зосереджена поблизу границі металу та діелектрика з меншим показником заломлення – довгопробіжна мода (long-rage). Короткопробіжна мода (short-range), що має меншу енергію, зосереджена поблизу границі металу та діелектрика з великим показником заломлення, тобто на внутрішній поверхні плівки. Саме остання хвильова мода у вигляді збудженої на внутрішній поверхні плівки хвилі може змінювати свою фазу відносно швидкої моди. Передумовою для такої поведінки фази може бути зміна знака електричної поляризації передньої поверхні при суперпозиції на ній полів падаючої та відбитої від задньої поверхні плівки хвиль. Реальною підставою для такої еволюції є спектрально залежна зміна коефіцієнта (показника) поглинання при сталій товщині плівки або її товщини при фіксованій довжині хвилі випромінювання.

Показані на рис. 5 результати спектрального аналізу у вигляді дисперсійних характеристик $\omega(k_{\mathrm{SPR}})$ являються якісним підтвердженням викладених вище теоретичних висновків. Ці характеристики побудовано з'єднанням отриманих за викладеною методикою окремих точок на відповідних світлових лініях $k_{\mathrm{SPR}} = \sqrt{\varepsilon_g}\sin\theta$ (ε_g – діелектрична проникність скла). З рисунка випливає, що основна хвилеводна мода (long-range SPR) або поверхнева плазмон-поляритонна хвиля зосереджена в частотному діапазоні $\omega = (3{-}4)\cdot 10^{15}$ Гц. Компонента ППР, що збуджується на внутрішній поверхні плівки золота та називається короткопробіжною хвилеводною модою [20] (short-range SPR), займає два частотних діапазони, розташовані вище й нижче частот основного ППР. Рис. 6, на якому

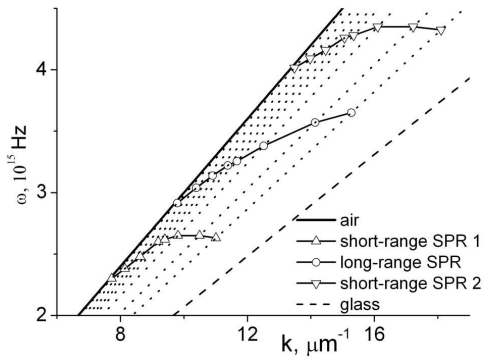

Рис. 5. Дисперсійні характеристики $\omega(k)$ ППР в плівці Au $d = 50$ нм

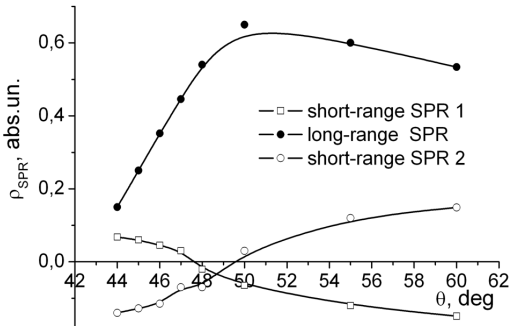

Рис. 6. Амплітуди компонент – функцій Гауса, що апроксимують нормовану величину ρ_{SPR}, залежно від кута падіння світла

всі три компоненти зображені у амплітудній залежності від кута падіння, дозволяє ідентифікувати кожну з двох варіантів короткої моди як симетричну, що збігається за знаком з основною модою, та відповідно асиметричну. Тут же видно більш точне в порівнянні з рис. 1 значення кута дзеркальної симетрії, рівне $\theta = 49°$.

3. Висновки

За допомогою модуляційної поляриметрії навіть у такому простому середовищі, як нанорозмірна плівка однорідного металу, виявлено різні компоненти резонансної взаємодії електромагнітного випромінювання з електронно-іонною системою речовини, як було передбачено в [20]. Для цього, однак, знадобилося виробити метод аналізу спектральної характеристики ППР у вигляді параметра поляризаційної різниці $\rho(\lambda)$. Необхідність у цій процедурі диктується виявленою асиметрією форми експериментальних характеристик параметра

$\rho(\lambda)$. Більше того, ця асиметрія зазнає дзеркальну інверсію спектральної характеристики щодо кута падіння $\theta = 49^\circ$ та супроводжується інверсією знака параметра $\rho(\lambda)$ для коротких мод ППР.

Перешкодою для розкладання спектрів на складові була наявність в їх складі нерезонансних компонент, величини яких невідомим чином розподілені по спектру. Вироблена процедура визначення їх спектрів, що полягає у моделюванні кутових характеристик поляризаційної різниці $\rho(\theta) = R_{\rm s}^2 - R_{\rm p}^2$ у формі монотонних залежностей, які заповнювали б резонансний розрив в аналогічній функції реального зразка. Потім із сукупності амплітуд коефіцієнтів $\rho(\theta)$ при певних довжинах хвиль з діапазону, що використовується, будуються спектри нерезонансних компонент для відповідних кутів. У результаті віднімання кожної з них з відповідного спектра $\rho_\theta(\lambda)$ отримано нормовану спектральну залежність резонансного параметра $\rho_{\rm SPR}(\lambda)$. Практично ідеальне збігання експериментальної кривої $\rho_{\rm SPR}(\lambda)$ та отриманої апроксимуючої сумарної функції Гауса свідчить про правомірність виконаної процедури. Більше того, розкладання нормованої спектральної залежності $\rho_{\rm SPR}(\lambda)$ на компоненти дозволило нам реєструвати довгу та коротку хвильові моди, описані в [22] та ідентифікувати їх як поляритонні хвилі на зовнішній і внутрішній поверхні металевої плівки відповідно. Крім того, в спектральних та кутових характеристиках короткохвильової моди виявлено перехід симетричного стану в асиметричний при фіксованому куті падіння світла для зразка використаної товщини 50 нм.

1. В.М. Агранович, Д.Л. Миллс, *Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред* (Наука, Москва, 1985).
2. Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский, *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках* (Наукова думка, Київ, 1989).
3. H. Raether, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings* (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
4. U. Kreibig and M. Vollmer, *Optical Properties of Metal Clusters. Springer Series in Materials Science* (Springer-Verlag, Berlin, 1995), Vol. 25.
5. S. Kawata and H. Masuhara, *Nanoplasmonics* (Elsevier, Amsterdam, 2006).
6. S.A. Maier, *Plasmonics: fundamentals and applications* (Springer Science + Business Media LLC, UK, 2007).
7. D. Woolf, M. Loncar, and F. Capasso, Optics Express **17**, 22 (2009).
8. Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров, УФН **177**, 6 (2007).
9. В.В. Климов, УФН **178**, 8 (2008).
10. Н.Г. Хлебцов, Квантовая электроника **38**, 6 (2008).
11. И.Д. Войтович, В.М. Корсунский, *Сенсоры на основе плазмонного резонанса: принципы, технологии, применения* (Сталь, Киев, 2011).
12. V.S. Grinevich, L.M. Filevska, I.E. Matyash, L.S. Maximenko, O.N. Mischuk, S.P. Rudenko, B.K. Serdega, V.A. Smyntyna, and B. Ulug, Thin Solid Films 522 (2012).
13. Л.И. Бережинский, О.С. Литвин, Л.С. Максименко, И.Е. Матяш, С.П. Руденко, Б.К. Сердега, Оптика и спектроскопия **107**, 2 (2009).
14. B.K. Serdega, S.P. Rudenko, L.S. Maksimenko, and I.E. Matyash, *Polarimetric detection, characterization, and remote sensing. Plasmonic optical properties and the polarization modulation technique* (Springer, Germany, 2010).
15. Л.И. Бережинский, Л.С. Максименко, И.Е. Матяш, С.П. Руденко, Б.К. Сердега, Оптика и спектроскопия **105**, 2 (2008).
16. A. Gerrard and J.M. Burch, *Introduction to matrix methods in optics* (Wiley, London, 1975).
17. S.N. Jasperson and S.E. Schnatterly, Rev. Sci. Instrum. **40**, 6 (1969).
18. Д.А. Гринько, Ю.М. Барабаш, Л.С. Максименко, И.Е. Матяш, О.Н. Мищук, С.П. Руденко, Б.К. Сердега, ФТТ **54**, 11 (2012).
19. H. Piller, Handbook of Optical Constants of Solids. PartII: Critiques. Subpart 2: Semiconductors. Lead Tin Telluride, 2 (1997).
20. J.J. Burke and G.I. Stegeman, Phys. Rev. A **33**, 8 (1986).
21. E.Z. Kretschman, Z. Phys. 241 (1971).
22. Hong Yoon, Stefan A. Maier, Donald C. Bradley and Paul N. Stavrinou, Optical Materials Express **1**, 6 (2011).

Одержано 21.08.2013

Л.С. Максименко, И.Е. Матяш, О.Н. Мищук, С.П. Руденко, Б.К. Сердега, М.А. Стеценко

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В НАНОРАЗМЕРНОЙ ПЛЕНКЕ ЗОЛОТА

Р е з ю м е

Методом внутреннего отражения с применением техники модуляционной поляриметрии исследованы поляризационные свойства поверхностного плазмонного резонанса в наноразмерной пленке золота, изготовленной термическим испарением. Измерены спектральные и угловые характеристики коэффициентов отражения линейно поляризованных излучений при стационарных азимутах поля волны параллельно $R_{\rm p}^2$ и перпендикулярно $R_{\rm s}^2$ плоскости падения, а также характеристики их поляризационной разности $\rho = R_{\rm s}^2 - R_{\rm p}^2$, являющиеся продуктом модуляционной методики. Обнаружена яркая асимметрия профиля в спектрах параметра $\rho(\lambda)$. Выработана методика определения величины нерезонансной компоненты в спектрах $\rho(\lambda)$, с учетом

которой проведена их аппроксимация функциями Гаусса. В полученных характеристиках $\rho_{\rm SPR}(\lambda)$ обнаружено три резонансные компоненты. Предложена их интерпретация, которая базируется на опубликованной ранее теоретической модели волноводных мод на обеих поверхностях пленки. Определены параметры резонансов, на основании которых построены дисперсионные зависимости.

L.S. Maksimenko, I.E. Matyash, O.N. Mischuk, S.P. Rudenko, B.K. Serdega, M.A. Stetsenko

SPECTRAL ANALYSIS OF POLARIZATION CHARACTERISTICS OF SURFACE PLASMON RESONANCE IN NANOSIZED GOLD FILM

S u m m a r y

Polarization properties of the surface plasmon resonance (SPR) in a nanosized gold film fabricated by the thermal evaporation are studied with the use of the internal reflection method and the modulation polarimetry technique. The spectral and angular characteristics of the reflection coefficients for linearly polarized radiation at fixed azimuths of the electromagnetic wave field directed in parallel, R_p^2, and perpendicularly, R_s^2, to the incidence plane are measured, as well as those of the polarization difference $\rho = R_s^2 - R_p^2$, which is a product of the modulation technique. A well-pronounced asymmetry of the $\rho(\lambda)$ spectra is revealed. A method of determination of the non-resonant component in the $\rho(\lambda)$ spectra is developed, and the approximation of spectra by Gaussian functions with regard for this asymmetry is done. Three resonant components are resolved in the resulting characteristics $\rho_{\rm SPR}(\lambda)$, and their interpretation based on the previously developed theoretical model of waveguide modes at both film surfaces is proposed. The parameters of resonances are determined, and the corresponding dispersion relations are plotted.