

О.В. ТУРЧИН

Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: turchin@iop.kiev.ua)

УДК 535-92, 535.016,
53.082.54

СПЕКТРОСКОПІЯ У ЗАЗОРІ: ФАЗА ВІДБИТОЇ ХВИЛІ І ХАРАКТЕРИЗАЦІЯ ПЛІВОК

Оптичні методи характеристики поверхні спираються на вимірювання або відношення комплексних коефіцієнтів відбивання для ортогональних поляризацій світла (еліпсометрія), або магнітуди цих коефіцієнтів, що дозволяє розв'язати обернену проблему, тобто обчислити параметри поверхні (такі як кількість, товщина та проникність плівок), шляхом їх оптимізації. З метою збільшити кількість величин, що вимірюються експериментально, у роботі пропонується метод визначення фази відбитого світла шляхом аналізу спектральних особливостей світла, відбитого від плоскопаралельного зазору, одну з граней якого утворює досліджувана поверхня. Показано, яким чином нормований спектр, отриманий в результаті процедури "рухомого зразка", може бути конвертовано у спектральну залежність магнітуди і фази коефіцієнта відбивання. Продемонстровано, що знання комплексного коефіцієнта відбивання зводить обернену проблему до відновлення діелектричної проникності одношарової плівки до розв'язку лінійного матричного рівняння. Це вигідно відрізняє метод у порівнянні з еліпсометрією, для якої не існує прямої трансформації еліпсометричних кутів у фізичні параметри плівки.

Ключові слова: інтерферометрія, хвильова фаза, характеристика поверхні, обернена проблема.

1. Вступ

Розмаїття одно- та багатошарових плівок, що розрізняються як хімічним складом, так і численними методами утворення плівок, є невід'ємним атрибутом практично всіх сучасних технологій. Це і доволі прості антикорозійні або антивідбиваючі покриття, багатошарові діелектричні дзеркала, покриття з особливими (і керованими) фоточутливими, каталітичними, фотокаталітичними, магнітними та іншими властивостями. Це і сучасні складні пристрої зберігання та передачі інформації, що побудовані, як правило, за принципом багатошарової плівки зі складною архітектурою кожного шару [1].

Вимоги до якості і точності виготовлення плівок неперервно зростають і породжують нові виклики

щодо розробки різноманітних методів характеристики параметрів і властивостей плівок на усіх етапах процесу – починаючи з розробки і дослідження плівок з новими властивостями, згодом для відпрацювання технології нанесення плівки і, зрештою, для контролю виробничого процесу (бажано *in-situ*).

Серед методів неруйнівного контролю плівок (з можливістю використання діагностики *in-situ*) великої ваги набули оптичні методи характеристики. Зазвичай вони спрямовані на визначення як товщини плівки d_{film} , так і спектральної залежності комплексного показника заломлення $N(\nu) = n(\nu) + ik(\nu)$; де $n(\nu)$, $\kappa(\nu)$ – відповідно спектральні залежності показника заломлення і показника поглинання від хвильового числа ν . Завдяки таким вимірюванням можна оцінювати фазовий стан плівки (аморфна чи кристалічна), спів-

відношення фаз (рутил/анатаз у випадку діоксида титану), шорсткість поверхні плівки, ступінь пористості (якщо однорідна плівка вирошена за допомогою пороутворювача), ширину забороненої зони напівпровідника і тип оптичного переходу в ньому (прямий чи непрямий) [2, 3].

Арсенал оптичних методів досить усталений за довгий період їх застосування (у цьому переліку відсутні рефрактометри різного типу оскільки їх важко автоматизувати для вимірювання спектральних залежностей).

1. Інколи для відтворення діелектричної проникності речовини (або плівки відомої товщини) спочатку обчислюють спектральний коефіцієнт поглинання (із спектральних даних про коефіцієнти відбивання і пропускання світла), а потім за допомогою співвідношень Крамерса–Кроніґа [4, 5] відтворюють дійсну частину діелектричної проникності. Помітним недоліком цього методу є необхідність вимірювати поглинання плівок в області середнього і дальнього ультрафіолету.

2. Спектральні коефіцієнти відбивання $R(\nu)$ і пропускання $T(\nu)$ світлової енергії плівкою мають осциляційний характер завдяки інтерференції хвиль, що відбиті від обох сторін плівки; екстремуми обох залежностей приблизно відповідають резонансу і антирезонансу відбитих хвиль; щоб уточнити положення екстремумів необхідно розв'язати, взагалі кажучи, трансцендентні рівняння, що враховують монотонні залежності $n(\nu)$, $\kappa(\nu)$. Характеризація плівок за допомогою приблизних співвідношень для екстремумів описана у роботах [6–8]. Експерименти цього типу приваблюють простою – достатньо виміряти будь-яку одну залежність ($R(\nu)$ або $T(\nu)$), однак мають принаймні два недоліки. По-перше, у випадку тонких плівок, $d < 0,5$ мкм, кількість екстремумів замала, тому для визначення спектральних залежностей необхідно враховувати точні співвідношення, крім того, бажано отримувати інформацію також у проміжках між екстремумами. По-друге, навіть у випадку одношарової однорідної плівки для визначення двох невідомих, $n(\nu)$ і $\kappa(\nu)$, недостатньо вимірювати лише одну величину, що описує трансформацію світлової енергії, натомість виникає необхідність вимірювати спектральну залежність амплітудного коефіцієнта відбивання $r(\nu)$, ($R(\nu) = |r(\nu)|^2$), що описує як магнітуду, так і фазу відбитої хвилі.

3. Характеризацію плівок аморфних напівпровідників інколи проводять шляхом підгонки експериментальних даних, $R(\nu)$ або $T(\nu)$, за допомогою модельної функції для діелектричної проникності напівпровідника [9–11].

4. Найбільш надійними і точними вважаються різновиди еліпсометрії (багатокутова монохроматична еліпсометрія, спектральна еліпсометрія, тощо) [12–16]. Безпосередньо в експерименті визначаються еліпсометричні кути $\Psi(\nu)$, $\Delta(\nu)$, що пов'язані з відношенням комплексних величин $r_p(\nu)$, $r_s(\nu)$ – амплітудних коефіцієнтів відбивання для хвиль p - і s -поляризації:

$$\frac{r_p(\nu)}{r_s(\nu)} = \tan(\Psi(\nu)) \exp(i\Delta(\nu)).$$

Тобто, унікальною перевагою еліпсометрії є можливість отримати інформацію про $\Delta(\nu)$ – різницю фаз відбитих хвиль p - і s -поляризації.

Узагальнюючи сказане вище, існуючі оптичні методи були розроблені досить давно і за довгий час свого розвитку непогано виконують функцію характеризації плівок. Проте, наскільки нам відомо, жоден з них не здатний виміряти фазу кожного з амплітудних коефіцієнтів окремо. Розробка методу вимірювання спектральної залежності цих фаз і є першочерговою метою даної роботи. Знання фаз дозволяє повністю відновити комплексні коефіцієнти $r_p(\nu)$, $r_s(\nu)$ і, тим самим, забезпечує максимально повну інформацію щодо дзеркального відбивання від будь-якої поверхні. Слід очікувати, що повнота інформації буде особливо корисною для відтворення фізичних властивостей плівок або чистих поверхонь (розв'язку оберненої задачі) у складних випадках, оскільки база даних для розрахунків буде суттєво розширена. Це можуть бути системи, відбивання яких модулюється за допомогою зовнішнього впливу (наприклад, інверсійний шар біля поверхні напівпровідника). Або системи, для яких слід очікувати складної (і незвичної) спектральної залежності фази відбивання (наприклад, поверхневі плазмони). Зрештою, це системи, для яких граничні умови при відбиванні світла є складнішими, ніж для розглянутої у статті ізотропної діелектричної плівки (наприклад, анізотропна плівка, або системи, у яких збуджуються екситони, чи будь-які інші додаткові хвилі, тощо).

Іншою метою даної роботи є дослідження корисності повноти інформації і у випадку простої

системи. А саме, чи достатньо експериментальних даних лише про спектр відбивання для повного розв'язку оберненої задачі у випадку тонкої одношарової плівки?

Стаття складається з кількох підрозділів. У розділі 2 пропонується ідея методу вимірювання фази амплітудного коефіцієнта відбивання. Для ілюстрації методу у розділі 3.1 наведено спектр відбивання, що розрахований для типового випадку тонкої плівки модельного напівпровідника. Чисельний аналіз спектра описано у розділі 3.2. Загальна ідея розв'язку оберненої задачі демонструється у розділі 3.3, а у розділі 3.4 показано, яким чином цей розв'язок можна здійснити лише на основі даних про спектр відбивання. Деталі розрахунків приведено у Додатку.

2. Ідея методу

Фаза амплітудного коефіцієнта відбивання за визначенням є різницею фаз між падаючою і відбитою хвилями на поверхні. Щоб її виміряти, в принципі, достатньо створити інтерференцію обох хвиль. В радіочастотному діапазоні цього цілком достатньо для безпосереднього вимірювання фази; в оптичному ж діапазоні виникає проблема: як поєднати вимірювану інтенсивність оптичного сигналу з різницею фаз хвиль, що інтерферують.

Порівнюючи різні методи визначення різниці фаз (фази інтерференції) слід зазначити, що поодинокі вимірювання інтенсивності не є достатнім для виділення різниці фаз, оскільки інтенсивність сигналу залежить ще і від магнітуд хвиль. Натомість, виникає необхідність у множині вимірювань, в межах якої різниця фаз змінюється принаймні на 2π . Суттєвого прогресу для такого типу експериментів можна досягти за умови когерентного джерела світла. Так, у випадку цифрової голографічної мікроскопії (DHM), [17–19], виникає монохроматична двовимірна картина інтерференції досліджуваного оптичного фронту з плоским реперним пучком. Аналіз цієї картини за спеціальним алгоритмом [20] дозволяє виділити з множини просторових вимірювань розподіл як амплітуди, так і фази фронту.

У випадку скануючої оптичної мікроскопії у ближньому полі (Scanning Near-field Optical Microscopy – SNOM) монохроматичне поле, що утворюється в результаті дифракції на малих структу-

рах, тестують за допомогою оптоволоконного наконечника, що постачає світло до одного з плечей волоконного інтерферометра [21]. У гетеродинному варіанті цього метода [22] зміщений по частоті реперний сигнал живить друге плече, а магнітуду і фазу оптичного поля у певній точці простору знаходять шляхом гетеродинування сумарного сигналу. Тобто, завдяки аналізу множини вимірювань інтерференції у часі. Просторовий же розподіл поля вимірюється в результаті сканування наконечника, завдяки чому роздільна здатність метода перевищує дифракційну межу.

Численні методики інтерферометрії фазового зсуву [23–26], які були розроблені для оцінки форми і шорсткості оптичних поверхонь, або для профілювання об'єктів мікроелектроніки, базуються на множині вимірювань монохроматичної інтерференції, що виникає при контрольованій зміні затримки фази вздовж реперного плеча інтерферометра завдяки зміщенню дзеркала чи дифракційної ґратки, повороту скляної пластини-еталона, зміні частоти лазера, або повороту поляризаційних пристроїв.

В той самий час інтерферометричні методики профілювання, що використовують низькокогерентні джерела (“біле світло”) і модуляцію довжини реперного плеча, такі як когерентна скануюча інтерферометрія або оптична когерентна томографія [27–29], вимірюють фактично не фазу оптичного поля, а відстань до певних фрагментів, оскільки інтерференційний сигнал спостерігається лише якщо різниця оптичних шляхів не перевищує довжину когерентності світла.

Навіть цей спрощений огляд інтерферометричних методів вимірювання фази показує наскільки сильно вони різняться в залежності від мети і обставин вимірювання і, в той самий час, не забезпечують вимірювання фази інтерференції у більшій широкій спектральному інтервалі. У цій статті показано, що для досягнення заявленої мети цілком достатньо скористатись лише множиною спектральних вимірювань. Основна ідея методу, що пропонується, полягає в тому, щоб створити інтерференцію падаючого і відбитого світла з постійною різницею оптичних шляхів між ними. При цьому на спектр відбивання поверхні (наприклад, описані у Вступі і зумовлені товщиною плівки осциляції коефіцієнта відбивання $R(\nu)$) накладаються додаткові інтерференційні осциляції.

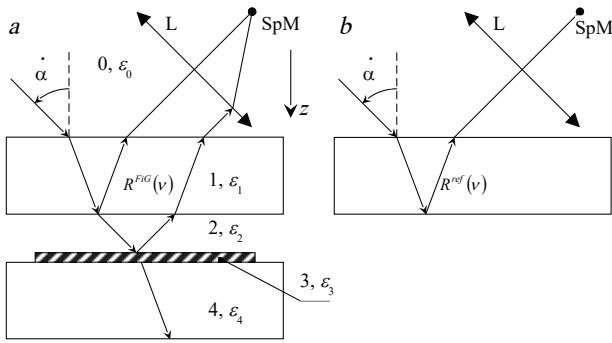


Рис. 1. Структура “плівка у зазорі”: *a* – схема вимірювання спектра відбивання; *b* – схема вимірювання реперного спектра. Цифрами позначено: 0 – зовнішнє середовище (повітря, $\epsilon_0 = 1$); 1 – прозоре вікно (діелектрична проникність ϵ_1); 2 – плоскопаралельний повітряний зазор товщиною d_2 , $\epsilon_2 = \epsilon_0 = 1$; 3 – плівка товщиною d_3 (діелектрична проникність ϵ_3); 4 – підкладка, $\epsilon_4 = \epsilon_1$

Їх період визначається різницею оптичних шляхів і може бути довільно скороченим, щоб відслідкувати особливості у спектрі $R(\nu)$, а точне значення їх фази однозначно пов’язане з фазою амплітудного коефіцієнта відбивання поверхні з плівкою $r_{\text{film}}(\nu)$. Структура, що пропонується для реалізації ідеї, зображена на рис. 1, *a* і може бути названа “плівка у зазорі”. З одного боку, плоскопаралельний повітряний зазор 2 товщиною $d_{\text{gap}} = d_2$ формується плівкою 3 товщиною $d_{\text{film}} = d_3 \ll d_2$ і з діелектричною проникністю $\epsilon_{\text{film}}(\nu) = \epsilon_3(\nu)$, що нанесена на прозору підкладку 4. З іншого боку, зазор обмежений прозорим вікном 1. Світло падає на структуру під кутом α , відбите світло фокусується лінзою *L* на вхідному отворі світловоду і прямує до спектрометра SpM. Задля простоти будемо надалі вважати, що:

- діелектрична проникність повітря $\epsilon_0 = 1$;
- вікно і підкладка виготовлені з одного і того самого прозорого ізотропного матеріалу, $\epsilon_4(\nu) = \epsilon_1(\nu)$, $\text{Im}(\epsilon_1) = 0$;
- плівка є оптично ізотропною і в певній області спектра – поглинаючою, $\text{Im}(\epsilon_3) \geq 0$;
- падаюча хвиля має *s* – поляризацію.

З експериментальної точки зору така оптична структура надає низку переваг. У разі відбивання під помітним кутом до нормалі і за умови достатньої товщини підкладки і вікна, виникає можливість відокремити пучок, що когерентно відбитий трьома близькими інтерфейсами (вікно-зазор,

зазор-плівка і плівка-підкладка), від інших двох пучків, що відбиті зовнішніми гранями структури і не несуть суттєвої інформації (рис. 1, *a*); спектральну інтенсивність відокремленого пучка позначимо як $R^{\text{FiG}}(\nu)$ (Film-in-Gap). Крім того, існує можливість зручно і точно нормувати спектр відбивання за принципом “рухомого зразка” – для цього достатньо усунути підкладку з плівкою і виміряти реперний спектр відбивання $R^{\text{ref}}(\nu)$ (рис. 1, *b*), не змінюючи положення лінзи та світловода.

Основна ж перевага полягає в тому, що фаза відбитої від структури хвилі проявляється в експериментальному спектрі відбивання $R^{\text{FiG}}(\nu)$, оскільки завдяки зазору в ньому виникають зручні для чисельного аналізу короткоперіодні осциляції. Принагідно зауважимо, що грані зазору утворюють асиметричний інтерферометр Фабрі-Перо, а нижня грань вікна виконує роль зміщувача пучків – відбите від неї світло описується суперпозицією падаючого і відбитого від плівки пучків, причому коефіцієнти суперпозиції залежать тільки від показника заломлення матеріалу вікна і товщини зазору.

Точний розв’язок задачі проходження світла *s*-поляризації крізь довільну шарувату структуру у компактній формі приведено у Додатку. Користуючись отриманими там виразами (Д5) та (Д6) для амплітуд реперного відбивання $y_{\text{win}}^{\text{ref}}(z_2, \nu)$ і відбивання структури “плівка у зазорі” $y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2, \nu)$, відповідно, отримуємо співвідношення між нормованим спектром відбивання структури $\rho(\nu)$ і амплітудою відбивання від довільної плівки $r_{\text{film}}(\nu)$ (у загальному випадку – від довільної поверхні):

$$\rho(\nu) = \frac{R^{\text{FiG}}(\nu)}{R^{\text{ref}}(\nu)} = \left| \frac{y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2, \nu)}{y_{\text{win}}^{\text{ref}}(z_2, \nu)} \right|^2 = \frac{1 + r_{12}^{-2} |r_{\text{film}}(\nu)|^2 + 2r_{12}^{-1} |r_{\text{film}}(\nu)| \cos\beta(\nu)}{1 + r_{12}^2 |r_{\text{film}}(\nu)|^2 + 2r_{12} |r_{\text{film}}(\nu)| \cos\beta(\nu)}. \quad (1)$$

Спектральну залежність амплітуди відбивання від інтерфейсу вікно-зазор $r_{12}(\nu)$ слід вважати відомою функцією. Фаза короткоперіодних осциляцій спектра

$$\beta(\nu) = \arg(r_{\text{film}}(\nu)) + 4\pi\nu d_2 \sqrt{\epsilon_0} \cos\alpha \quad (2)$$

відрізняється від фази коефіцієнта відбивання плівки $\varphi(\nu) = \arg(r_{\text{film}}(\nu))$ лише членом, що лі-

нійно залежить від хвильового числа ν . Це дозволяє шляхом обробки експериментального спектра відбивання знайти не тільки магнітуду $m(\nu) = |r_{\text{film}}(\nu)|$, а і фазу $\varphi(\nu)$, а отже повністю відновити комплексну величину амплітудного коефіцієнта відбивання плівки $r_{\text{film}}(\nu) = m(\nu)\exp(i\varphi(\nu))$. Тим самим спектр (1) містить у собі якомога повну інформацію щодо дзеркального відбивання світла від плівки на підкладці під кутом α . Наскільки нам відомо, наразі це єдиний експериментальний метод з такими можливостями, що і відрізняє його від інших експериментальних методів, здатних вилучати лише частину інформації. Очевидно, що додаткові експериментальні можливості дозволяють або ставити нові проблеми, або пропонувати нове рішення старих; при цьому конкретні методи і процедури обробки можуть різнитися залежно від мети дослідження, якості експериментальних даних тощо. Так, у наступному розділі пропонується новий підхід до “вічної” оберненої проблеми знаходження діелектричної проникності тонкої одношарової плівки з напівпровідника.

3. Чисельні розрахунки для одношарової плівки

Метою приведених нижче розрахунків є не тільки ілюстрація пропонованого методу, а і демонстрація розв’язку оберненої проблеми – як, користуючись лише нормованим спектром відбивання структури “плівка у зазорі” $\rho(\nu)$, можна послідовно обчислити спочатку амплітудний коефіцієнт відбивання плівки $r_{\text{film}}(\nu)$, а потім її товщину та діелектричну проникність $\varepsilon_{\text{film}}(\nu)$. Важливою обставиною є також точність розв’язку, що її можуть забезпечити чисельні процедури. Для цього у пункті 3.1 розраховано спектр відбивання у типовому випадку тонкої одношарової плівки з аморфного напівпровідника; він імітує дані, що мають бути виміряні в експерименті і послугують основою для подальшого розв’язку оберненої проблеми. Аналіз цього спектра описано у пункті 3.2, що дозволяє відокремити магнітуду відбивання плівки $|r_{\text{film}}(\nu)|$ і фазу короткоперіодних осциляцій $\beta(\nu)$. Обрахунок товщини плівки, а також спектральних залежностей $r_{\text{film}}(\nu)$ і $\varepsilon_{\text{film}}(\nu)$ за умови, що відома товщина зазору, описаний у пункті 3.3; зрештою, процедура уточнення товщини зазору винесена у пункт 3.4.

3.1. Спектр відбивання структури “плівка у зазорі”

До модельних розрахунків, що їх результати приведені нижче, було висунуто дві вимоги. По-перше, результати розрахунків мали якомога точніше відповідати можливому експерименту в оптичному діапазоні, що викликає підвищений інтерес, а саме, в діапазоні хвильових чисел $\nu = 1\text{--}3 \text{ мкм}^{-1}$. По-друге, було бажаним продемонструвати асимптотичну поведінку спектра при низьких частотах, $\nu \rightarrow 0$, з особливою увагою до фази короткоперіодного спектра, а також до фази амплітудного коефіцієнта відбивання плівки. На жаль, друга вимога змушує вийти за діапазон придатності виразів, що апроксимують показники заломлення оптичних матеріалів, однак у випадку демонстраційного розрахунку така екстраполяція видається прийнятною.

Типовим матеріалом для виготовлення вікна та підкладки є плавлений кварц. Його область прозорості, [5], сягає від ближнього ІЧ до середнього УФ діапазону, в цьому діапазоні його діелектрична проникність описується рівнянням Селмейера, коефіцієнти якого були опубліковані в [30]. При розрахунку модельного спектра показника заломлення кварца $n_{\text{fs}}(\nu)$ було використано лише два з доданків рівняння, третій член, що описує поглинання у середньому ІЧ діапазоні, було усунуто. Суттєво, що усунутий доданок мало впливає на результати у діапазоні, що викликає експериментальний інтерес.

При розрахунку вважалось, що на підкладку нанесена напівпровідникова плівка аморфного TiO_2 товщиною $d_{\text{film}} = d_3 = 0,15 \text{ мкм}$, а її діелектричні властивості згідно з наближенням Fogouhi–Bloomer [9, 10] можна апроксимувати таким виразом для спектра показника поглинання:

$$\kappa_{\text{film}}(\nu) = \begin{cases} 0, & \nu < \nu_g, \\ \frac{A(\nu - \nu_g)^2}{\nu^2 - B\nu + C}, & \nu \geq \nu_g, \end{cases} \quad (3)$$

де ν_g – хвильове число, що відповідає ширині забороненої зони напівпровідника. Числові параметри A, B, C залежать від положення, ширини і сили електронного переходу. Щоб задовольнити співвідношенням Крамерса–Кроніґа спектр показника

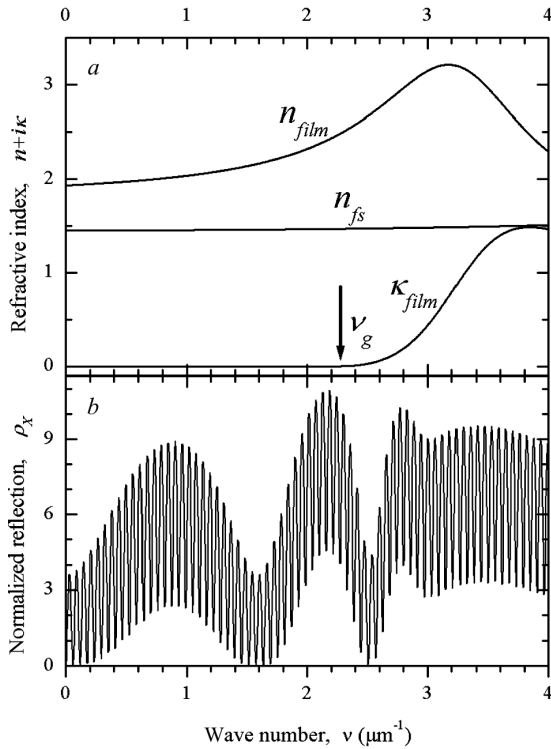


Рис. 2. Спектри модельних показників заломлення і поглинання підкладки $n_{fs}(\nu)$ та плівки $n_{film}(\nu)$, $\kappa_{film}(\nu)$ (a); нормований спектр відбивання структури “плівка у зазорі” $\rho_X(\nu)$ (b)

заломлення має виглядати як:

$$n_{film}(\nu) = n_{\infty} + \frac{B_0\nu + C_0}{\nu^2 - B\nu + C}, \quad (4)$$

де коефіцієнти B_0, C_0 є алгебраїчними функціями параметрів виразу (3). Числові значення усіх необхідних параметрів були обчислені у роботі [9] з експериментальних даних. Таким чином, при розрахунках модельна діелектрична проникність напівпровідникової плівки була апроксимована таким виразом:

$$\varepsilon_3(\nu) = \varepsilon_{film}(\nu) = N_{film}^2(\nu) = (n_{film}(\nu) + i\kappa_{film}(\nu))^2. \quad (5)$$

Спектральні залежності $\kappa_{film}(\nu)$, $n_{film}(\nu)$ нарівні з модельним спектром показника заломлення плавляного кварцу $n_1(\nu) = n_4(\nu) = n_{fs}(\nu)$ наведені на рис. 2, a.

Схема точного розрахунку спектра відбивання від структури “плівка у зазорі” описана у Дода-

тку, вирази (Д7) і (Д8), а результат обчислення нормованого спектра $\rho_X(\nu)$ наведений на рис. 2, b. Індекс X підкреслює ту обставину, що для описаних нижче процедур цей спектр симулює експериментальні дані.

На весь спектр відбивання спостерігаються приблизно три осциляції, що зумовлено малою товщиною плівки. Це зайвий раз підкреслює, наскільки важко зробити обґрунтовані висновки щодо властивостей тонкої плівки, користуючись лише спектром її відбивання. Натомість, завдяки створеній структурі “плівка у зазорі” виникли короткоперіодні осциляції, які зумовлені суто товщиною зазору $d_{gap} = d_2 = 10$ мкм. Швидкість нарощування їх фази $d\beta/d\nu$ впродовж спектра коливається у межах кількох процентів, тим самим їх період залишається майже незмінним і практично не залежить від діелектричної проникності та товщини плівки. У розрахованому спектрі амплітуда короткоперіодних осциляцій залишається великою і в діапазоні високих частот. Для експериментального спектра це не так. Завдяки звичайним експериментальним факторам (ширина лінії спектрометра, помітний кутовий спектр тестуючого світла, невеликі відхилення граней зазору від площинності і паралельності) амплітуда цих осциляцій буде зменшуватись з частотою. Тому при обробці спектра має сенс використовувати лише фазу короткоперіодних осциляцій та усереднене відбивання. Подібний метод обробки розглядається у наступному підрозділі.

3.2. Магнітуда відбивання і фаза короткоперіодних осциляцій

Обробка “експериментального” спектра $\rho_X(\nu)$ має на меті відокремити осцилюючу частину спектра від тієї, що змінюється повільно. В загальному випадку ця процедура некоректна, однак можна отримати досить точне наближення, якщо товщина зазору набагато перевищує товщину плівки. Слід також зазначити, що наявність осцилюючих членів і в чисельнику, і в знаменнику виразу (1) ускладнює чисельну обробку. Зручніше ввести нову спектральну змінну $w_X(\nu)$, що є дробово-лінійною функцією спектра $\rho_X(\nu)$:

$$w_X(\nu) = \frac{1 + r_{12}^2 \rho_X}{1 - r_{12}^2 \rho_X} \frac{1 - r_{12}^2}{1 + r_{12}^2}. \quad (6)$$

оскільки, згідно з виразом (1), її залежність від магнітуди відбивання плівки $m(\nu)$ та фази короткоперіодних осциляцій $\beta(\nu)$ має найпростіший вигляд

$$w_X(\nu) = \frac{1 + m^2}{1 - m^2} + \frac{4r_{12}m}{(1 - m^2)(1 + r_{12}^2)} \cos \beta(\nu) = w_m(\nu) + w_a(\nu) \cos \beta(\nu). \quad (7)$$

Вираз (7) також містить визначення повільних спектральних функцій $w_m(\nu), w_a(\nu)$, що мають очевидний сенс середнього значення функції $w_X(\nu)$ та амплітуди її осциляцій, відповідно.

Спектральна залежність $w_X(\nu)$ була розрахована за формулою (6) і наведена на рис. 3, *a*. Для відокремлення залежності $w_m(\nu)$ була проведена чисельна обробка спектра $w_X(\nu)$ методом локальної регресії з наступною фур'є-фільтрацією низьких частот. Потім була побудована величина $(w_X(\nu) - w_m(\nu))^2$, її обробка тим самим методом регресії-фільтрації дозволила виділити залежність $w_a(\nu)$. Результат фільтрації наведений на рис. 3, *a* у вигляді залежностей $w_m(\nu) + w_a(\nu)$ та $w_m(\nu) - w_a(\nu)$. Видно, що обидві криві щільно апроксимують локальні екстремуми залежності $w_X(\nu)$, що і демонструє непогану точність відокремлення осцилюючої частини спектра.

Зрештою, обробка “експериментального” спектра $\rho_X(\nu)$ закінчується вилученням двох залежностей: магнітуди відбивання плівки

$$m_X(\nu) = \sqrt{\frac{w_m(\nu) - 1}{w_m(\nu) + 1}} \quad (8)$$

та фази короткоперіодних осциляцій $\beta_X(\nu)$, яка задовольняє співвідношення

$$\cos \beta_X(\nu) = \frac{w_X(\nu) - w_m(\nu)}{w_a(\nu)}. \quad (9)$$

Зауважимо асимптотичну поведінку спектрів при низьких частотах: $\rho_X(\nu \rightarrow 0) \rightarrow 0$, $w_X(\nu \rightarrow 0) \rightarrow w_m(\nu) - w_a(\nu)$, а також фази $\beta_X(\nu \rightarrow 0) \rightarrow \pi$. Очевидно, саме так і має бути, якщо довжина хвилі значно перевищує товщини зазору і плівки, а поглинання плівки відсутнє, $\kappa_{\text{film}}(\nu \rightarrow 0) = 0$.

3.3. Обчислення діелектричної проникності одношарової плівки

У межах цього підрозділу припустимо, що нам відома товщина зазору d_{gap} . Тоді розв'язок оберненої проблеми можна побудувати за такою схемою.

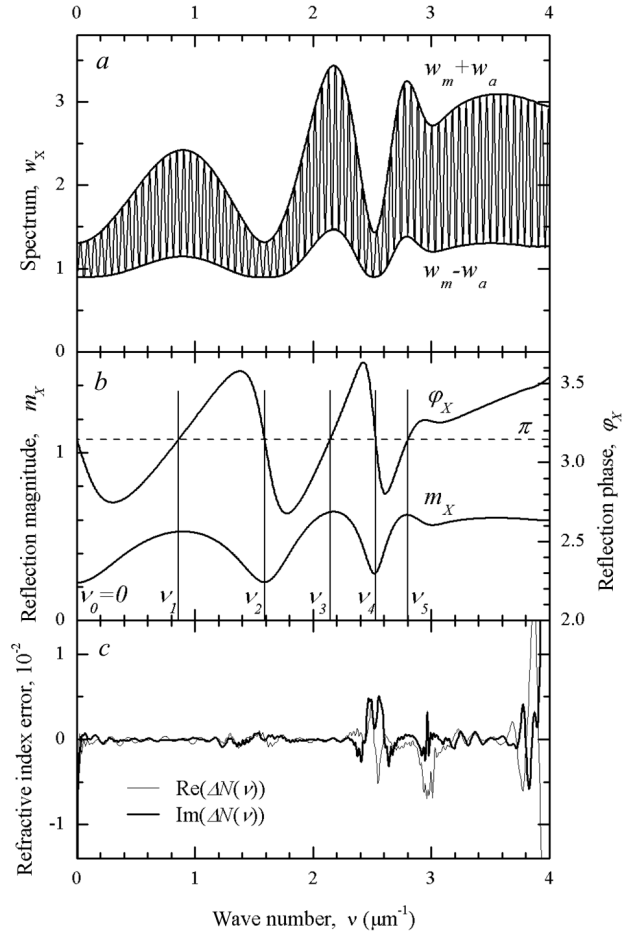


Рис. 3. Розв'язок оберненої проблеми: *a* – осцилююча спектральна залежність $w_X(\nu)$, розрахована за формулою (6); повільні спектральні функції $w_m(\nu) + w_a(\nu)$ та $w_m(\nu) - w_a(\nu)$ апроксимують локальні екстремуми залежності $w_X(\nu)$, розраховані методом регресії-фільтрації; *b* – спектральні залежності магнітуди і фази амплітудного коефіцієнта відбивання плівки. Вертикальними лініями позначено хвильові числа $\nu_0, \nu_1 \dots \nu_5$, що задовольняють умову $\text{Im}(r_X(\nu_j)) = 0$; *c* – похибка відтворення модельного показника заломлення $\Delta N(\nu) = N_X(\nu) - N_{\text{film}}(\nu)$

Спочатку знаходимо $\varphi_X(\nu)$ – фазу коефіцієнта відбивання плівки згідно з виразом (2):

$$\varphi_X(\nu) = \beta_X(\nu) - 4\pi\nu d_{\text{gap}} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \alpha. \quad (10)$$

Графіки $m_X(\nu)$ і $\varphi_X(\nu)$ зображено на рис. 3, *b*, тим самим спектральна залежність амплітудного коефіцієнта відбивання плівки

$$r_X(\nu) = m_X(\nu) \exp(i\varphi_X(\nu)) \quad (11)$$

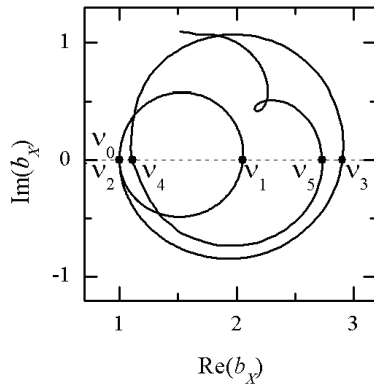


Рис. 4. Годограф величини $b_X(\nu)$, розрахований за виразом (13). Хвильові числа $\nu_0, \nu_1, \dots, \nu_5$ одночасно задовольняють умови $\text{Im}(r_X(\nu_j)) = 0$ та $\text{Im}(b_X(\nu_j)) = 0$

повністю визначена. Принагідно зауважимо очевидну низькочастотну асимптотику фази $\varphi_X(\nu \rightarrow 0) \rightarrow \pi$.

Залежність амплітудного коефіцієнта відбивання від товщини $d_3 = d_{\text{film}}$ та діелектричної проникності одношарової плівки $\varepsilon_3 = \varepsilon_{\text{film}}$ добре відома, ми лише переписемо її в іншому вигляді. Введемо нові змінні:

$$x = q_3/q_4 = \sqrt{\varepsilon_3 - \varepsilon_0 \sin^2 \alpha} / \sqrt{\varepsilon_4 - \varepsilon_0 \sin^2 \alpha} \quad (12)$$

– відношення z -компонент хвильового вектора у плівці і підкладці,

$$b_X(\nu) = \frac{q_2}{q_4} \frac{1 - r_X(\nu)}{1 + r_X(\nu)} \quad (13)$$

– відношення амплітуд магнітного та електричного поля у зазорі поблизу плівки (з точністю до параметра q_4). У цих змінних граничні умови на інтерфейсі зазор-плівка (ДЗ) записуються у вигляді матричного рівняння для змінної $x(\nu)$:

$$\det \begin{pmatrix} b_X(\nu) \cos(2\pi\nu q_4 d_3 x(\nu)) - ix \sin(2\pi\nu q_4 d_3 x(\nu)) \\ 1 \cos(2\pi\nu q_4 d_3 x(\nu)) - ix^{-1} \sin(2\pi\nu q_4 d_3 x(\nu)) \end{pmatrix} = 0. \quad (14)$$

Щоб знайти невідому поки що товщину плівки, розглянемо комплексну величину $b_X(\nu)$, розраховану за виразом (13), її годограф зображений на рис. 4. Корені рівняння

$$\text{Im}(b_X(\nu_j)) = 0, \quad j = 0, 1, \dots, 5 \quad (15)$$

зображені точками на рис. 4 і вертикальними лініями на рис. 3, *b*. Найбільший інтерес становлять корені, що знаходяться в області прозорості плівки; з рівняння (14) випливає, що для них спостерігається інтерференційний резонанс $2\pi\nu_j q_3(\nu_j) d_3 = j\pi/2$. При цьому для парних коренів $j = 2m, m = 0, 1, 2, \dots; b_X(\nu_{2m}) = 1$, і годограф перетинає дійсну вісь у точці 1. А для непарних $j = 2m + 1, m = 0, 1, 2, \dots$ перетин годографа з дійсною віссю у точці $b_X(\nu_{2m+1}) = x^2(\nu_{2m+1}) = (q_3/q_4)^2$ можна використати для визначення товщини плівки. Оскільки для будь-якого непарного кореня z -компонента хвильового вектора у плівці може бути записана як $q_3(\nu_{2m+1}) = q_4(\nu_{2m+1})\sqrt{b_X(\nu_{2m+1})}$, то для товщини плівки маємо

$$d_{3X} = \frac{2m + 1}{4\nu q_4(\nu_{2m+1}) \sqrt{b_X(\nu_{2m+1})}}. \quad (16)$$

Зауважимо також, що будь-яка точка годографа $b_X(\nu)$ в області прозорості лежить на колі, діаметр якого сполучає дві точки дійсної осі, 1 та $(q_3(\nu)/q_4(\nu))^2$.

Звернемо увагу на корені рівняння (15) (рис. 4). Корінь $\nu_0 = 0$ – тривіальний і свідчить лише про відсутність сингулярності поглинання при малих частотах. Корінь ν_2 , безсумнівно, знаходиться в області прозорості плівки, оскільки, як це випливає з рівняння (14), рівність $b_X(\nu_2) = 1$ може мати місце тільки якщо $x(\nu_2)$ є дійсною величиною. Отже можна вважати, що і корінь ν_1 також знаходиться в області прозорості. В той самий час $b_X(\nu_4) \neq 1$, тобто корінь ν_4 належить вже області поглинання плівки. Проміжний корінь ν_3 , очевидно, знаходиться неподалік від границі поглинання. Чисельний розрахунок діелектричної проникності плівки за цією схемою спирається на параметр d_{3X} , що відповідає товщині плівки. Обчисливши його згідно з виразом (16) для випадку кореня ν_1 ,

$$d_{3X} = \frac{1}{4\nu q_4(\nu_1) \sqrt{b_X(\nu_1)}} = 0,150004 \text{ мкм},$$

бачимо, що він практично збігається із закладеною у розрахунок спектра величиною d_{film} .

Відтак у матричному рівнянні (14) залишається лише одна невідома, $x(\nu)$, яку і знаходимо чисельними методами в усьому спектральному діапазоні. А спектральну залежність комплексного показника заломлення плівки $N_X(\nu)$ і відповідної діеле-

критичної проникності $\varepsilon_X(\nu)$ обчислюємо згідно з дефініцією (12) як:

$$N_X(\nu) = \sqrt{\varepsilon_X(\nu)} = \sqrt{\varepsilon_0 \sin^2 \alpha + x^2(\nu) q_4^2(\nu)}. \quad (17)$$

Результат розрахунку показника заломлення за цією схемою наведений на рис. 3, c у вигляді похибки відтворення модельного показника заломлення (5):

$$\Delta N(\nu) = N_X(\nu) - N_{\text{film}}(\nu).$$

Як видно, і дійсна, і уявна частини $N_{\text{film}}(\nu)$ відтворюються у всьому діапазоні з точністю $\sim 10^{-3}$. Виняток становить вузький інтервал хвильових чисел $\nu = 3,7\text{--}4$ мкм $^{-1}$ біля верхньої границі спектра. Найбільш імовірною причиною є фур'є-фільтрація низьких частот, що дещо спотворює функції $w_m(\nu)$, $w_a(\nu)$ біля границі. Певне погіршення точності (до 0,005–0,007) спостерігається в інтервалі $\nu = 2,4\text{--}2,6$ мкм $^{-1}$ і в околі хвильового числа $\nu = 3$ мкм $^{-1}$; причини цих похибок поки що не підтверджені.

3.4. Уточнення товщини зазору

У попередньому підрозділі обернена проблема була вирішена завдяки припущенню, що товщина зазору відома, а схема послідовного розрахунку виглядала як ланцюг

$$d_{\text{gap}} \xrightarrow{(10)} \varphi_X(\nu) \xrightarrow{(11)} r_X(\nu) \xrightarrow{(13)} b_X(\nu) \xrightarrow{(15)} \nu_1 \xrightarrow{(16)} d_{3X} \approx \approx d_{\text{film}} \xrightarrow{(14)} x(\nu) \xrightarrow{(17)} N_X(\nu) \approx N_{\text{film}}(\nu), \quad (18)$$

де під стрілками вказано номери відповідних рівнянь та співвідношень.

Сучасне обладнання (наприклад, трансляційні платформи Aerotech, [31]) дозволяють контролювати відстані і переміщення з точністю краще ніж 0,01 мкм, що уявляється цілком достатнім для незалежного вимірювання товщини зазору. Проте наявність області прозорості плівки уможливило уточнення товщини зазору виключно шляхом чисельного аналізу експериментальних даних.

Припустимо, що у ланцюг розрахунків (18) з самого початку внесена похибка δd_{gap} у товщині зазору. Це призведе до ланцюга похибок, що можна зобразити у вигляді

$$d_{\text{gap}} + \delta d_{\text{gap}} \xrightarrow{(10),(11),(13),(15),(16)} \dots \rightarrow d_{3X} = d_{\text{film}} +$$

$$+ \delta d_{\text{film}} \xrightarrow{(14)} x(\nu) \xrightarrow{(17)} N_X(\nu) = N_{\text{film}}(\nu) + \delta N(\nu).$$

Внаслідок цього має проявитись якісний ефект – в області прозорості уявна частина показника заломлення не зникає

$$\text{Im}(N_X(\nu)) = \text{Im}(\delta N(\nu)) \neq 0.$$

Більше того, вона буде приймати як додатні, так і від'ємні значення; останнє є взагалі нефізичним, оскільки вважається, що плівка не підсилює оптичні сигнали. Для ілюстрації цього ефекту на рис. 5 наведені результати ланцюга розрахунків у вигляді спектральних залежностей $\text{Im}(\delta N(\nu))$ для трьох значень похибки у товщині зазору: $\delta d_{\text{gap}} = -0,001, 0, 0,001$ мкм. На цьому спостереженні і побудована процедура пошуку та уточнення товщини зазору. Спочатку знаходимо перше наближення до товщини зазору $d_{\text{gap}}^{(1)}$ шляхом лінійної інтерполяції залежності $\beta_X(\nu) = \beta_0 + 4\pi\nu d_{\text{gap}}^{(1)} \sqrt{\varepsilon_0} \cos \alpha$. А оптимізовану величину $d_{\text{gap}}^{\text{opt}}$ знаходимо у великому околі $d_{\text{gap}}^{(1)}$ шляхом мінімізації відхилень уявної частини $\text{Im}(N_X(\nu))$ від нуля в діапазоні $\nu = 0,7\text{--}1,7$ мкм $^{-1}$, тобто в тій частині області прозорості, що включає в себе два послідовних корені, ν_1 та ν_2 . В результаті цієї оптимізації отримано параметри $d_{\text{gap}}^{\text{opt}}$, а також $d_{\text{film}}^{\text{opt}}$ – товщину плівки, що практично не відрізняються від закладених у розрахунок спектра величин, $d_{\text{gap}}^{\text{opt}} - d_{\text{gap}} = 9 \cdot 10^{-6}$ мкм, $d_{\text{film}}^{\text{opt}} - d_{\text{film}} = 12 \cdot 10^{-6}$ мкм.

Після підстановки $d_{\text{gap}}^{\text{opt}}$ у ролі вхідного параметра ланцюга (18), відповідно, не змінилась і по-

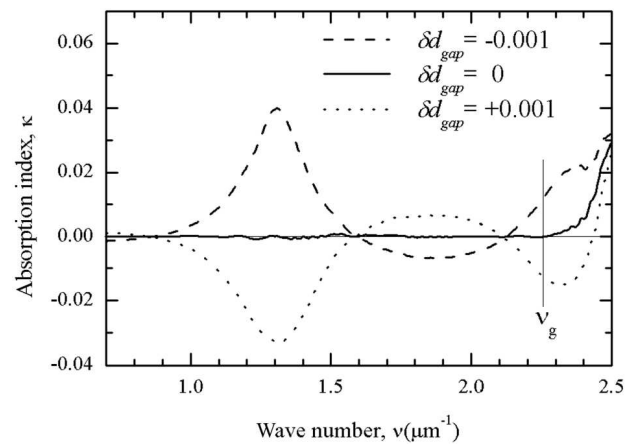


Рис. 5. Розрахунок уявної частини показника заломлення для трьох значень похибки у товщині зазору δd_{gap}

хибка відтворення модельного показника заломлення – вона повністю збігається з результатами, зображеними на рис. 3, с.

Таким чином, припущення про можливість уточнення товщини зазору виключно шляхом чисельного аналізу експериментальних даних отримало підтвердження. Тим самим ми довели, що для повного розв'язку оберненої задачі у випадку тонкої одношарової плівки цілком достатньо експериментальних даних лише про нормований спектр відбивання $\rho_X(\nu)$.

При цьому процедура розв'язку складається з послідовних етапів: уточнення товщини зазору (розділ 3.4), визначення товщини плівки (вираз (16)), розв'язок матричного рівняння (14) для всіх точок спектра, обчислення спектральної залежності комплексного показника заломлення плівки $N_X(\nu)$ (вираз (17)).

4. Висновки

Висунуто ідею вимірювання фази амплітудного коефіцієнта відбивання поверхні за допомогою лише множини даних про нормований спектр відбивання штучно створеної структури – інтерферометра, одну з граней якого утворює досліджувана поверхня. Описано процедуру нормування спектра за принципом “рухомого зразка” і показана залежність між фазою короткоперіодних осциляцій, що виникають у нормованому спектрі внаслідок зазору між гранями інтерферометра, та фазою амплітудного коефіцієнта відбивання поверхні. Завдяки особливостям штучно створеної структури метод вимірювання фази можна назвати *спектроскопія у зазорі*.

Продемонстровано чисельну процедуру конвертації нормованого спектра відбивання у спектральну залежність магнітуди і фази коефіцієнта відбивання і необхідні для цього аналітичні співвідношення. Тим самим доведено, що пропонується метод вимірювання дозволяє вилучати якомога повну інформацію щодо дзеркального відбивання світла від поверхні; саме це і відрізняє його від інших оптичних методів, які здатні надавати лише обмежену інформацію.

Досліджено можливість застосувати виключно нормований спектр відбивання для розв'язку оберненої проблеми по відновленню фізичних властивостей поверхні на простому прикладі прозорого

діелектрика, на який нанесено одношарову напівпровідникову ізотропну плівку. Для цього випадку отримано просте матричне рівняння, що поєднує комплексний коефіцієнт відбивання з діелектричною проникністю плівки, а товщина плівки може бути знайдена шляхом аналізу спектра коефіцієнта відбивання. Тим самим обернена проблема зведена до алгебраїчної трансформації нормованого спектра відбивання у фізичні параметри плівки. Це вигідно відрізняє метод у порівнянні з еліпсометрією, для якої обернена проблема потребує процедури оптимізації, тобто пошуку фізичних параметрів, що забезпечують найкращий розв'язок прямої задачі – підгонку еліпсометричних кутів.

Можна очікувати, що завдяки розширеним експериментальним можливостям пропонується метод буде корисним як для характеристики більш складних плівок (в т.ч. багатошарових та анізотропних), так і для дослідження шаруватих структур з цікавими фізичними властивостями (інверсійний шар, поверхневий плазмон, екситон, поляритон, тощо).

ДОДАТОК

Приведемо для довідки систему матричних рівнянь, що були використані при розрахунках і описують проходження монохроматичної плоскої хвилі s-поляризації скрізь шарувату систему плоскопаралельних немагнітних шарів, кожен з яких характеризується ізотропно діелектричною проникністю. Згідно з рис. 1, вісь z направлена вздовж нормалі до системи, світло падає під кутом α в площині xz , кожен шар j розташований між інтерфейсами з координатами z_j та z_{j+1} і має діелектричну проникність ε_j :

$$z_j < z < z_{j+1}, \quad \varepsilon(z) = \varepsilon_j.$$

Для опису компонент електромагнітного поля (E_y, H_x) у кожному шарі введемо двоелементний вектор-стовпець $V_j(z)$, [16, 32]:

$$\begin{pmatrix} -H_x(z) \\ E_y(z) \end{pmatrix} \Big|_{z_j < z < z_{j+1}} = e^{i2\pi\nu\sqrt{\varepsilon_0}\sin\alpha \cdot x} V_j(z) = e^{i2\pi\nu\sqrt{\varepsilon_0}\sin\alpha \cdot x} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} q_j^{1/2} & -q_j^{1/2} \\ q_j^{-1/2} & q_j^{-1/2} \end{pmatrix} U_j(z), \quad (D1)$$

де

$$U_j(z) = \begin{pmatrix} u_j(z) \\ u_j(z)y_j(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_j e^{i2\pi\nu q_j(z-z_j)} \\ a_{-j} e^{-i2\pi\nu q_j(z-z_j)} \end{pmatrix}$$

– амплітудний вектор-стовпець, що описує амплітуди падаючої, $u_j(z)$, і відбитої хвилі, $u_j(z)y_j(z)$; ν – хвильове число; $q_j = \sqrt{\varepsilon_j - \varepsilon_0 \sin^2 \alpha}$ – безрозмірний коефіцієнт, очевидно, що добуток $\nu q_j = \nu \sqrt{\varepsilon_j - \varepsilon_0 \sin^2 \alpha}$ має сенс z -компоненти

хвильового вектора у шарі j . Відношення амплітуд хвиль $y_j(z)$ називається амплітудним коефіцієнтом відбивання або просто амплітудою відбивання.

В межах одного шару амплітудний вектор трансформується як матричний добуток

$$U_j(z') = \begin{pmatrix} e^{i2\pi\nu q_j(z'-z)} & 0 \\ 0 & e^{-i2\pi\nu q_j(z'-z)} \end{pmatrix} U_j(z) = T(q_j, z' - z) U_j(z). \quad (Д2)$$

Завдяки граничним умовам при перетині інтерфейсу польовий вектор не змінюється:

$$V_{j-1}(z_j) = V_j(z_j), \quad (Д3)$$

відповідно амплітудний вектор трансформується як матричний добуток

$$U_{j-1}(z_j) = \frac{1}{2\sqrt{q_{j-1}q_j}} \begin{pmatrix} q_{j-1} + q_j & q_{j-1} - q_j \\ q_{j-1} - q_j & q_{j-1} + q_j \end{pmatrix} U_j(z_j) = R(q_{j-1}, q_j) U_j(z_j). \quad (Д4)$$

Користуючись цими дефініціями, знайдемо вирази, що застосовуються впродовж статті.

1. Амплітуда реперного відбивання (рис. 1, b)

Оскільки підкладка з плівкою відсутні, то в середовищі 2 (повітря) є лише падаюча хвиля, отже величина $y_{\text{win}}^{\text{ref}}(z_2)$ – відношення амплітуд в середовищі 1 (вікно) задовольняє рівняння

$$u_1(z_2) \begin{pmatrix} 1 \\ y_{\text{win}}^{\text{ref}}(z_2) \end{pmatrix} = U_1(z_2) = R(q_1, q_2) U_2(z_2) = \frac{1}{2\sqrt{q_1q_2}} \begin{pmatrix} q_1 + q_2 & q_1 - q_2 \\ q_1 - q_2 & q_1 + q_2 \end{pmatrix} u_2(z_2) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Звідки маємо

$$y_{\text{win}}^{\text{ref}}(z_2) = \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} = r_{12}. \quad (Д5)$$

2. Зв'язок між амплітудою відбивання структури "плівка у зазорі" і амплітудним коефіцієнтом відбивання плівки $r_{\text{film}}(\nu)$ (рис. 1, a)

Амплітудний вектор у зазорі поблизу будь-якої плівки (одно- чи багатопластової) має вигляд

$$U_2(z_3) = u_2(z_3) \begin{pmatrix} 1 \\ r_{\text{film}}(\nu) \end{pmatrix},$$

тому величина $y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2)$ – відношення амплітуд в середовищі 1 (вікно) задовольняє рівняння

$$u_1(z_2) \begin{pmatrix} 1 \\ y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2) \end{pmatrix} = U_1(z_2) = R(q_1, q_2) T(q_2, -d_2) u_2(z_3) \begin{pmatrix} 1 \\ r_{\text{film}}(\nu) \end{pmatrix}.$$

Відтак амплітуда відбивання структури має вигляд

$$y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2) = \frac{r_{12} + r_{\text{film}}(\nu) e^{i4\pi\nu q_2 d_2}}{1 + r_{12} r_{\text{film}}(\nu) e^{i4\pi\nu q_2 d_2}}. \quad (Д6)$$

3. Чисельний розрахунок нормованого спектра відбивання структури "одношарова плівка у зазорі"

Амплітудний вектор у підкладці формується лише падаючою хвилею

$$U_4(z_4) = u_4(z_4) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix};$$

в цьому випадку амплітуда відбивання структури $y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2)$ визначається з рівняння

$$u_1(z_2) \begin{pmatrix} 1 \\ y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2) \end{pmatrix} = R(q_1, q_2) T(q_2, -d_2) \times R(q_2, q_3) T(q_3, -d_3) R(q_3, q_4) u_4(z_4) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (Д7)$$

а нормований спектр відбивання обчислюється, очевидно, як відношення

$$\rho(\nu) = \left| \frac{y_{\text{win}}^{\text{FiG}}(z_2)}{y_{\text{win}}^{\text{ref}}(z_2)} \right|^2. \quad (Д8)$$

1. И.В. Масол, В.И. Осинский, О.Т. Сергеев. *Информационные нанотехнологии* (Макрос, 2011) [ISBN: 978-966-2022-39-1].
2. А.А. Гончаров, А.Н. Добровольский, Е.Г. Костин, И.С. Петрик, Е.К. Фролова. Оптические, структурные и фотокаталитические свойства наноразмерных пленок диоксида титана, осажденных в плазме магнетронного разряда. *ЖТФ* **84**, 98 (2014).
3. А.А. Гончаров, А.Н. Евсюков, Е.Г. Костин, Б.В. Стеценко, Е.К. Фролова, А.И. Щуренко. Синтез нанокристаллических пленок диоксида титана в цилиндрическом газом разряда магнетронного типа и их оптическая характеристика. *ЖТФ* **80**, 127 (2010).
4. V. Lucarini, J.J. Saarinen, K.-E. Peiponen, E.M. Vartiainen. *Kramers-Krönig Relations in Optical Materials Research* (Springer, 2005).
5. R. Kitamura, L. Pilon, M. Jonasz. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Appl. Opt.* **46**, 8118 (2007).
6. С.П. Ляшенко, В.К. Милославский. Простой метод определения толщины и оптических постоянных полупроводниковых и диэлектрических слоев. *Оптика и спектроскопия* **16**, 151 (1964).
7. А.С. Валева. Определение оптических постоянных тонких слабопоглощающих слоев. *Оптика и спектроскопия* **15**, 111 (1963).
8. R. Swanepoel. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **16**, 1214 (1983).
9. A.R. Forouhi, I. Bloomer. Optical dispersion relations for amorphous semiconductors and amorphous dielectrics. *Phys. Rev. B* **34**, 7018 (1986).
10. A.R. Forouhi, I. Bloomer. Optical properties of crystalline semiconductors and dielectrics. *Phys. Rev. B* **38**, 1865 (1988).

11. G.E. Jellison, F.A. Modine. Parameterization of the optical functions of amorphous materials in the interband region. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 371 (1996).
12. A. Rothen. The ellipsometer, an apparatus to measure thickness of thin surface films. *Rev. Sci. Instrum.* **16**, 26 (1945).
13. R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light* (North-Holland Publ. Co., 1977).
14. *Handbook of Ellipsometry*. Edited by H.G. Tompkins, E.A. Irene (William Andrew Publishing, 2005).
15. H. Fujiwara, *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications* (John Wiley and Sons, 2007).
16. І.С. Петрик, О.В. Турчин, О.К. Фролова. Оцінка точності вимірювання параметрів тонкої непоглинаючої плівки за допомогою еліпсомерії при багатьох кутах падіння. *УФЖ* **51**, 623 (2006).
17. T.M. Kreis, W.P.O. Jüptner. Principles of digital holography. In *Proceedings of the 3rd International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns, Bremen, Germany, September 15–17, 1997* (Akademie-Verlag, 1997), p. 353.
18. D. Carl, B. Kemper, G. Wernicke, G. von Bally. Parameter-optimized digital holographic microscope for high-resolution living-cell analysis. *Appl. Optics* **43**, 6536, (2004).
19. M.K. Kim. *Digital Holographic Microscopy: Principles, Techniques, and Applications* (Springer, 2011).
20. M. Lieblich, T. Blu, M. Unser. Complex-wave retrieval from a single off-axis hologram. *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 367 (2004).
21. B. Hecht, B. Sick, U.P. Wild, et al., Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications. *J. Chem. Phys.* **112**, 7761 (2000).
22. A. Nesci. *Measuring Amplitude and Phase in Optical Fields with Sub-Wavelength Features. PhD thesis* (Univ. of Neuchatel, 2001).
23. K. Creath. Phase-measurement interferometry techniques. *Progr. Optics* **26**, 349 (1988).
24. H. Schreiber, J.H. Bruning. Phase shifting interferometry. In *Optical Shop Testing*. Edited by D. Malacara (John Wiley and Sons, 2007), chap. 14.
25. I. Yamaguchi, T. Zhang. Phase-shifting digital holography. *Opt. Lett.* **22**, 1268 (1997).
26. G.E. Sommargren. *Interferometric wavefront measurement*. US Patent 4, 594, 003 (1986).
27. J. Schmit, K. Creath, J.C. Wyant. Surface profilers, multiple wavelength, and white light interferometry. In *Optical Shop Testing*. Edited by D. Malacara (John Wiley and Sons, 2007), chap. 15.
28. P.J. de Groot, Interference microscopy for surface structure analysis. In *Handbook of Optical Metrology: Principles and Applications*. Edited by T. Yoshizawa (CRC Press, 2015), chap. 31.
29. A.F. Fercher. Optical coherence tomography. *J. Biomed. Opt.* **1**, 157 (1996).
30. I.H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1205 (1965).
31. <http://www.aerotech.com/product-catalog/stages.aspx>.
32. M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).

Одержано 23.03.16

A. V. Turchin

“IN-GAP” SPECTROSCOPY:
REFLECTED-WAVE PHASE
AND FILM CHARACTERIZATION

S u m m a r y

Optical methods that are used to characterize the state of a surface covered with films are based on the measurement of either the ratio between the complex reflection coefficients for mutually orthogonal light polarizations (ellipsometry) or the magnitudes of reflection coefficients themselves; afterward, the parameters of films such as their number, thicknesses, and transparencies can be determined by the fitting, while solving the corresponding inverse problem. In order to extend the set of quantities that can be measured experimentally, a method is proposed that allows the phase of the reflected light wave to be determined, by analyzing the spectral features for light reflected from a plane-parallel gap between the surface of analyzed specimen and upper window. In particular, the spectrum obtained, by using the “moving specimen” procedure, can be transformed into the spectral dependences of the magnitude and phase of the reflection coefficient. As a result, the inverse problem of finding the dielectric permittivity of a single-layer film is reduced to the solution of a linear matrix equation, which makes the proposed method more advantageous in comparison with the ellipsometric one, for which there is no direct relationships between the ellipsometric angles and the physical parameters of the film.