

Б.К. Остафійчук¹, П.С. Кособуцький², А. Моргуліс³, О.П. Кушнір⁴

Прикладні аспекти спектроскопії поверхневих плівок методом обвідних інтерферограм Фабрі-Перо

¹ Прикарпатський університет ім. Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, 76000, Україна
E-mail: mvvtcv@mail.ru, тел: +(03422) 59-60-75

² Національний університет «Львівська політехніка», вул. С.Бандери 12, Львів, 79646 Україна
E-mail: petkosob@polynet.lviv.ua, тел: +(032)238-96-34

³ Міський університет м. Нью-Йорка, 199 Chambers street, New York, NY 10007, США
E-mail: askmath@yahoo.com

⁴ Львівський державний аграрний університет, вул. В.Великого 1, Дубляни, Львівська обл., 80381, Україна
E-mail: o-p-ku@yandex.ru

Узагальнений алгоритм визначення параметрів прозорої плоскопаралельної одношарової структури на поверхні підкладки шляхом аналізу закономірностей формування обвідних амплітудно-фазових спектрів Фабрі-Перо в довільній геометрії досліду і стану поляризації плоскої електромагнітної хвилі.

Ключові слова: амплітудно-фазові спектри відбиття і пропускання Фабрі-Перо, плоскопаралельна одношарова структура, нормальне і похиле падіння променя.

Стаття постуила до редакції 05.08.2006; прийнята до друку 10.10.2006.

Вступ

Відомо, що закономірності відбивання та пропускання електромагнітної хвилі плоскопаралельним середовищем визначаються не лише амплітудно-фазовими співвідношеннями на границях розділу, але й ступінню прояву багатопроменевої інтерференції в товщі самої плівки. В оптиці ця проблема не нова і досліджується давно [1], а отримані результати узагальнені в багатьох монографіях, наприклад, [2-6].

Відомо також, що з точки зору повноти обробки експериментальних кривих важливо вимірювати зміни не лише в амплітудних, але і фазових спектрах. Однак, експериментальна реалізація останніх значно складніша і не завжди можливо одержати необхідну інформацію про відповідні зміни оптичних характеристик. Тому, в роботах [7-19] звернуто увагу на те, що інформативнішою може бути обробка експериментальних спектрів Фабрі-Перо (СФП) з точки зору аналізу закономірностей формування їх обвідних $(R, T)_{\max, \min}$, як значень енергетичних коефіцієнтів в точках дотику з ними екстремумів інтерференції^{*}). Однак в згаданих роботах вирішувались часткові задачі.

Останнім часом також ведуться активні дослідження застосування кутової інтерферометрії Фабрі-Перо з точки зору визначення параметрів

тонких і надтонких плівок [20-23]. Переважно в цьому плані мінімум контуру відбивання в р-поляризації пов'язується із відомим ефектом Брюстера, хоч насправді він обґрунтований для одинарної межі поділу. Тому ця обставина теж вимагає проведення подальших досліджень. В недавніх роботах [24-26] з позиції аналізу обвідних були обґрунтовані нові можливості інтерферометрії Фабрі-Перо, в тому числі доцільність визначення апаратних характеристик інтерферограм на рівні значень енергетичних коефіцієнтів відбивання $\frac{1}{2}(R_{\max} + R_{\min})$ та пропускання $\frac{1}{2}(T_{\max} + T_{\min})$ і лише недавно для однопліткових структур з довільним співвідношенням показників заломлень та кута падіння променя на межу поділу і стану поляризації електромагнітного випромінювання розроблений загальний підхід до опису СФП методом обвідних [27-32]. В цій роботі узагальнені прикладні аспекти інтерферометрії Фабрі-Перо поверхневих однопліткових структур.

^{*} Точки дотику обвідних із екстремумами інтерференції не завжди можуть співпадати із найбільшим чи найменшим значенням енергетичних коефіцієнтів та фази.

I. Загальні положення

Напівобмежені середовища з показниками заломлень $n_{1,3}$ утворюють плоскопаралельну структуру товщиною d та комплексним показником заломлення $\tilde{n}_2 = n_2 - i \chi_2$ (рис.1). Плоска хвиля під

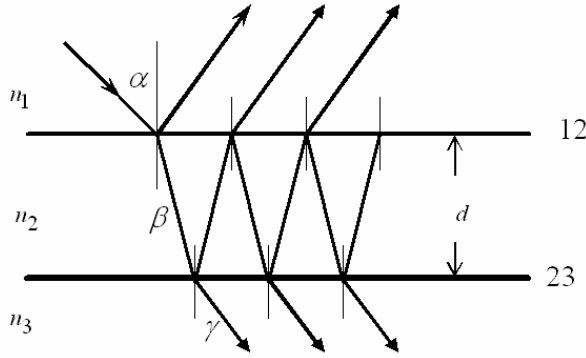


Рис.1. Схематичне зображення ходу променів в одноплівковій плоскопаралельній структурі.

кутом α падає на границю поділу 12, заломлюється на ній під кутом β та внаслідок багатократного відбиття зазнає зсуву по фазі на $\tilde{\delta} = \frac{4\pi d}{\lambda} \tilde{n}_2 = \text{Re } \tilde{\delta} + i \text{Im } \tilde{\delta}$ і під кутом γ заломлюється на протилежній границі 23 плівки. Кути падіння і заломлення зв'язані між собою рівняннями $n_1 \sin \alpha = \tilde{n}_2 \sin \beta = n_3 \sin \gamma$. Амплітуди коефіцієнтів Френеля відбиття \tilde{r} та пропускання \tilde{t} світла плівкою визначаються як [2]

$$\tilde{r} = \frac{\tilde{r}_{12} + \tilde{r}_{23} \exp(-i \tilde{\delta})}{1 + \tilde{r}_{12} \tilde{r}_{23} \exp(-i \tilde{\delta})}$$

$$\tilde{t} = \frac{\tilde{t}_{12} \tilde{t}_{23} \exp(-i \tilde{\delta}/2)}{1 + \tilde{r}_{12} \tilde{r}_{23} \exp(-i \tilde{\delta})} \quad (1)$$

де в s- і p- поляризаціях амплітуди коефіцієнтів

Френеля на границях 12,23 дорівнюють:

$$\tilde{r}_{s,12,23} = -\frac{\sin(\alpha, \tilde{\beta} - \tilde{\beta}, \gamma)}{\sin(\alpha, \tilde{\beta} + \tilde{\beta}, \gamma)}$$

$$\tilde{r}_{p,12,23} = \frac{\text{tg}(\alpha, \tilde{\beta} - \tilde{\beta}, \gamma)}{\text{tg}(\alpha, \tilde{\beta} + \tilde{\beta}, \gamma)} \quad (2)$$

При похилому падінні амплітуди $\tilde{r}_{12,23}$ і $\tilde{t}_{12,23}$ пов'язані між собою відомим законом збереження

$$\frac{n_{2,3} \cos(\beta, \gamma)}{n_1 \cos \alpha} \tilde{t}_{12,23} \cdot \tilde{t}_{12,23}^* + \tilde{r}_{12,23} \cdot \tilde{r}_{12,23}^* = 1.$$

Резонансний характер поглинання в області резонансного збудження екситонних поляритонів моделюється одноосциляторною функцією Лоренца [33]

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_0 + \frac{4\pi\lambda \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\tau} \quad (3)$$

тоді як закономірності поглинання металічною плівкою відомою формулою Друде

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \omega \tau} \quad (4)$$

Тут ϵ_0 - фонове значення діелектричної проникності, ω_0 - резонансна частота переходу, $4\pi\lambda$ - сила осцилятора переходу в резонансний стан з енергією $\hbar\omega_0$ і τ - параметр загасання, ω_p - плазмова частота. Як відомо [2], енергетичні коефіцієнти відбиття і пропускання світла одноплівковою плоскопаралельною структурою визначаються за такими формулами

$$R = |\tilde{r}|^2 = \frac{\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 \Omega^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23}\Omega \cos F_-}{1 + \sigma_{12}^2 \sigma_{23}^2 \Omega^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23}\Omega \cos F_+} \quad (5)$$

$$T = \frac{n_3 \cos \gamma}{n_1 \cos \alpha} \frac{T_{12} T_{23} \Omega}{1 + \sigma_{12}^2 \sigma_{23}^2 \Omega^2 + 2\sigma_{12}\sigma_{23}\Omega \cos F_+} \quad (6)$$

а тангенси фаз відповідних хвиль

$$\text{tg} \phi = \frac{\text{Im } \tilde{r}}{\text{Re } \tilde{r}} = \frac{\sigma_{12} (1 - \sigma_{23}^2 \Omega^2) \sin \phi_{12} + \sigma_{23} (1 - \sigma_{12}^2) \Omega \sin(\phi_{23} - \text{Re } \tilde{\delta})}{\sigma_{12} (1 + \sigma_{23}^2 \Omega^2) \cos \phi_{12} + \sigma_{23} (1 + \sigma_{12}^2) \Omega \cos(\phi_{23} - \text{Re } \tilde{\delta})} \quad (7)$$

і

$$\text{tg} \Phi = \frac{\text{Im } \tilde{t}}{\text{Re } \tilde{t}} = -\frac{\sin\left(\frac{1}{2} \text{Re } \tilde{\delta}\right) + \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega \sin\left(F_+ - \frac{1}{2} \text{Re } \tilde{\delta}\right)}{\cos\left(\frac{1}{2} \text{Re } \tilde{\delta}\right) + \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega \cos\left(F_+ - \frac{1}{2} \text{Re } \tilde{\delta}\right)} \quad (8)$$

де $\Omega = \exp(-\text{Im } \tilde{\delta})$ і $T_{12,23} = \tilde{t}_{12,23} \cdot \tilde{t}_{12,23}^*$,

$\tilde{r}_{12,23} = \sigma_{12,23} \exp(i \phi_{12,23})$, $F_{\pm} = \phi_{12} \pm (\phi_{23} - \text{Re } \tilde{\delta})$.

Суть розробленого [27-32] підходу полягає в

тому, що застосування перетворення пониження

ступеня $\cos \eta = \begin{cases} 2 \cos^2 \frac{\eta}{2} - 1, \\ 1 - 2 \sin^2 \frac{\eta}{2}, \end{cases}$ до формул (4)-(7)

дозволяє описати амплітудно-фазові спектри Фабрі-Перо за допомогою обвідних як:

$$R = \frac{R_{\min} + b^2 \cos^2 \frac{F_{\pm}}{2}}{1 + b^2 \cos^2 \frac{F_{\pm}}{2}} = \frac{R_{\max} - a^2 \sin^2 \frac{F_{\pm}}{2}}{1 - a^2 \sin^2 \frac{F_{\pm}}{2}}, \quad (9)$$

$$T = \frac{T_{\min}}{1 - a^2 \sin^2 \frac{F_{\pm}}{2}} = \frac{T_{\max}}{1 + b^2 \cos^2 \frac{F_{\pm}}{2}}, \quad (10)$$

де
$$R_{\min}^{\max} = \left(\frac{\sigma_{12} \pm \sigma_{23} \Omega}{1 \pm \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega} \right)^2, \quad T_{\min}^{\max} = \frac{n_3 \cos \gamma}{n_1 \cos \alpha} \frac{T_{12} T_{23} \Omega}{(1 \mp \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega)^2}, \quad (11)$$

$$\left(\frac{a}{b} \right)^2 = \frac{4 \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega}{(1 \pm \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega)^2}. \quad (12)$$

II. Обговорення результатів та основні висновки

Найбільший практичний інтерес представляють структури типу вільна чи закріплена на поверхні прозорої підкладки плівка з резонансним типом поглинання; вільна чи закріплена на поверхні прозорої підкладки плівка із сталим рівнем поглинання та прозора плівка на поверхні резонансно поглинаючій підкладці. Розглянемо кожну із них окремо.

1. Вільна та закріплена на поверхні прозорої підкладки плівка з резонансним типом поглинання (3). Аналіз одержаних аналітичних залежностей (9-12) та результатів обчислень дає змогу зробити такі висновки.

1.1. Функції обвідних (11) коректно описують амплітудні спектри Фабрі-Перо, в тому числі із нелінійним характером поглинання (3) (рис. 2).

1.2. В резонансній області існує інтервал

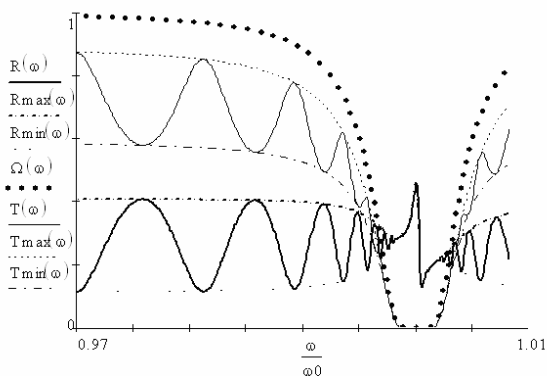


Рис. 2. Спектри інтерференції Фабрі-Перо резонансно поглинаючої вільної плівки товщиною $d = 5 \text{ мкм}$.

шириною $\Delta \omega_p$, границі якого визначаються умовою $R_{\max} = R_{\min}$, багатопроменева інтерференція в якому не актуальна і спектр відбиття формується аналогічно тому, як під час відбивання світла від напівобмеженого середовища з резонансним характером оптичної дисперсії (3). Критерієм встановлення ширини цього інтервалу є умова $\Omega \rightarrow 0$, що корелює з експериментально визначаючим параметром $\Delta R = R_{\max} - R_{\min}$, який дорівнює

$$\Delta R = 4 \sigma_{12} \sigma_{23} \Omega \frac{1 - \sigma_{12}^2}{1 - \sigma_{12}^2 \sigma_{23}^2 \Omega^2} \cdot \frac{1 - \sigma_{23}^2 \Omega^2}{1 - \sigma_{12}^2 \sigma_{23}^2 \Omega^2}. \quad (13)$$

1.3. За межами резонансного поглинання тригонометричні функції $\sin \frac{F_{\pm}}{2}$ і $\cos \frac{F_{\pm}}{2}$ осцилюють синхронно. Тому, перетворивши відповідним чином вирази (9) і (10) одержимо, що на довільній частоті виконуються рівності $\frac{R_{\max} - R}{R - R_{\min}} = \frac{T - T_{\min}}{T_{\max} - T} = \left(\frac{a}{b} \right)^2 \text{tg}^2 \frac{F_{\pm}}{2}$. Їх ліві частини змінюються в межах $[0, +\infty]$ і на частотах ω_{Σ} , $\omega_{\Sigma} + \Delta \omega_{\Sigma}$, де $\Delta \omega_{\Sigma}$ – ширина смуги між ними, з обох сторін відносно вершини контуру, проходять через одиничні значення, на яких коефіцієнти відбиття і пропускання дорівнюють [24-26]

$$\Sigma_{R,T} = \frac{1}{2} \left[(T, R)_{\max} + (R, T)_{\min} \right]. \quad (14)$$

Запропонований підхід опису апаратних характеристик інтерферограм Фабрі-Перо з позиції експериментального визначення ширини контуру $\Delta \omega_{\Sigma}$ на рівні (14) дозволяє використовувати метод обвідних при довільних співвідношеннях показників заломлень.

1.4. На межах поділу хвиля зазнає фазового зсуву $\phi_{12,23}$, а в шарі – $\text{Re} \tilde{\delta}$, що складає сумарну величину, яка фігурує в формулі (9). Однак, результуюча зміна $\phi_{12} - \phi_{23} + \text{Re} \tilde{\delta}$ не рівноцінна фазі відбитої ϕ , відносно падаючої (рис. 3).

1.5. Аналіз формули для відбитої хвилі (6) свідчить, що за межами резонансного інтервалу $\Delta \omega_p$

обвідними спектру фази є функції (рис. 4)

$$\phi_{\max, \min} \cong 2\pi \pm \frac{\sigma_{12}(1 - \sigma_{23}^2 \Omega) \sin \phi_{12} + \sigma_{23}(1 - \sigma_{12}^2) \Omega}{\sigma_{12}(1 + \sigma_{23}^2 \Omega^2) \cos \phi_{12}}, \quad (15)$$

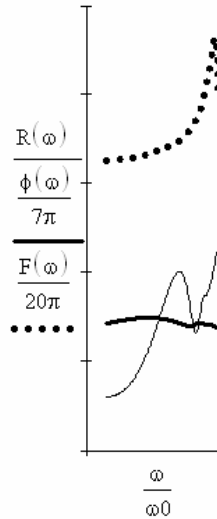


Рис. 3. Порівняльне співставлення резонансних спектрів поглинаючої лівки овщиною $d = 0,5 \mu\text{м}$, закріпленої на поверхні підкладки.

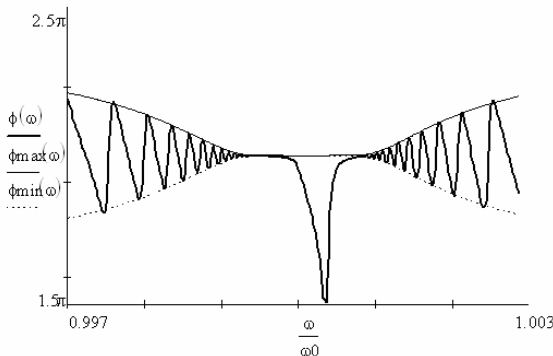


Рис. 4. Спектри фази резонансно поглинаючої вільної плівки товщиною $d = 5 \mu\text{м}$.

які за умови $\phi_{12,23} \cong m\pi$ спрощуються до виразів

$$\phi_{\max, \min} \approx 2\pi \pm \frac{\sigma_{23}(1 - \sigma_{12}^2) \Omega}{\sigma_{12}(1 + \sigma_{23}^2 \Omega^2)}. \quad (16)$$

1.6. У зв'язку із 2π -періодичністю СФП площа під контуром максимуму відбивання в проміжку між двома сусідніми мінімумами, що знизу обмежена обвідною мінімумів, виражається як інтеграл

$$S_{\max} = 2 \int_0^{\pi} R(\xi) d\xi - 2 \int_0^{\pi} R_{\min} d\xi, \quad (17)$$

де
$$d\xi = d \left(\frac{\text{Re } \tilde{\delta}}{2} \right) = d \left(\frac{\phi_{12} + \phi_{23} - \text{Re } \tilde{\delta}}{2} \right).$$

Тут прийнято до уваги, що R_{\min} та $\phi_{12,23}$ не залежать від $\text{Re } \tilde{\delta}$. Тому,

$$S_{\max}(\omega) = 2 \int_0^{\pi} \frac{(1 - R_{\min}) P^2}{1 + P^2} d\xi, \quad (18)$$

де $P = \eta \cdot \cos \xi$.

Щоб для обчислення (18) скористатись табличним інтегралом [34, формула 446.5], замінимо значення R_{\min} і $\eta = \frac{2\sigma\sqrt{\Omega}}{1 - \sigma^2\Omega}$ відповідним значенням в точці максимуму, які є усередненими відносно значень у сусідніх мінімумах [29]. Тоді площа, обмежена контуром одного максимуму, буде дорівнювати:

$$S_{\max}(\omega) = 2\pi \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta^2(\omega = \omega_{\max})}} \right] (1 - R_{\min}(\omega = \omega_{\max})). \quad (19)$$

Як переконаємось із рис. 5, залежність (19)

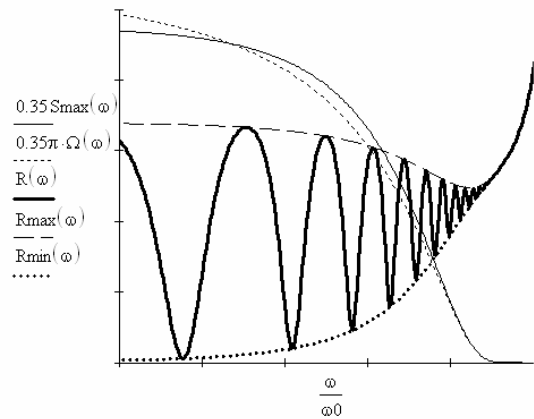


Рис. 5. Розрахункові залежності від значення $\frac{\omega}{\omega_0}$

спектрів: відбивання R , обвідних максимумів R_{\max} і мінімумів R_{\min} , площі $0.35S_{\max}$ під контуром максимуму та функції 0.35Ω . Параметри розрахунку: $\epsilon_0 = 9$, $\omega_0 = 2.802 \text{ eВ}$, $4\pi\alpha = 0.0061$, $\tau = 5 \cdot 10^{-5} \text{ eВ}$, $d = 2000 \text{ нм}$.

відображає характер зміни функції поглинання світла плівкою $\Omega(\omega)$ в резонансній області.

2. Вільна та закріплена на поверхні прозора підкладки плівка із сталим рівнем поглинання $\chi_2 = \text{const}$. За цієї умови в спектрах Фабрі-Перо проявляється цікава з практичної точки зору закономірність. Згідно із Майкельсоном видність інтерферограм у геометрії відбиття визначається як

$$V = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\max} + R_{\min}} = 2 \left[\frac{\sigma_{12}(1 - \sigma_{23}^2 \Omega^2)}{(1 - \sigma_{12}^2) \sigma_{23} \Omega} + \frac{(1 - \sigma_{12}^2) \sigma_{23} \Omega}{\sigma_{12}(1 - \sigma_{23}^2 \Omega^2)} \right]^{-1}.$$

Однак, якщо до виразу для видності V застосувати перетворення

$$2 \frac{x + y}{x - y} = \frac{\sqrt{x} + \sqrt{y}}{\sqrt{x} - \sqrt{y}} + \frac{\sqrt{x} - \sqrt{y}}{\sqrt{x} + \sqrt{y}}, \quad \text{то}$$

одержимо, що $V = 2[W^{-1} + W]^{-1}$, де

$$W = \frac{\sqrt{R_{\max}} - \sqrt{R_{\min}}}{\sqrt{R_{\max}} + \sqrt{R_{\min}}} = \frac{(1 - \sigma_{12}^2) \sigma_{23} \Omega}{\sigma_{12} (1 - \sigma_{23}^2 \Omega^2)} \quad (20)$$

Рис. 6 свідчить, що нахил функції $\ln W(\omega)$, на відміну від $\ln V(\omega)$, краще узгоджується із

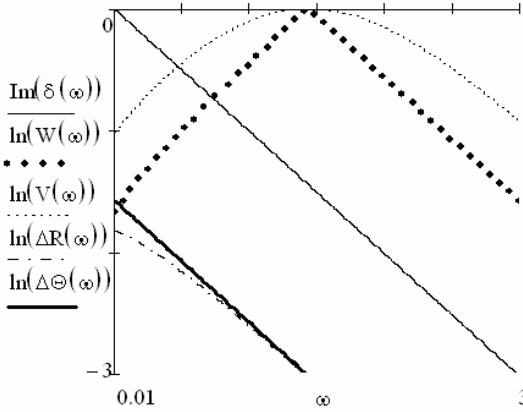


Рис. 6. Розрахункові залежності від частоти функцій $\ln W^{-1}$, $\ln V^{-1}$ і $\text{Im} \tilde{\delta}$ при таких значень параметрів: $n_1 = 1$, $n_2 = 1.25$, $n_3 = 3.5$, $\chi_2 = 0.005$, $d = 20\text{мкм}$.

відповідним для $\text{Im} \tilde{\delta}(\omega)$. Причому, якщо задовольняється умова $\sigma_{23}^2 \Omega^2 \ll 1$, то вираз (20) спрощується так $\Delta\Theta = 4\sigma_{12}\sigma_{23}(1 - \sigma_{12}^2)\Omega$, що

узгодження між нахилами $\ln \Delta\Theta$ і $\frac{2\pi d \omega}{c_0} \chi$ покращується.

3. Прозора плівка на поверхні резонансно поглинаючій підкладці. Оскільки плівка прозора, то $\phi_{12} = \pi$, а тангенс фази ϕ_{23} дорівнює [35,36]:

$$\text{tg} \phi_{23} = \frac{\text{Im} \tilde{r}_{23}}{\text{Re} \tilde{r}_{23}} = \frac{2n_2 \chi_3}{n_2^2 - n_3^2 - \chi_3^2}$$

Для цього типу структур на частоті ω_m фазової компенсації

$$\Delta = \phi_{23} - \delta = m\pi, \quad (21)$$

де $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, на частоті ω_m в контурі відбиття формується додатковий мінімум. Значення ω_m визначається, як розв'язок

$$\omega_m^2 = \omega_0^2 (P_1 + \sqrt{P_1^2 - P_2}),$$

$$P_1 = 1 + \frac{4\pi\lambda}{\epsilon_0} + \frac{\tau^2 \text{ctg}^2 \delta}{2\omega_0^2}, \quad P_2 = 1 + \left(\frac{4\pi\lambda}{\epsilon_0} \sin \delta \right)^2$$

Конкретний вигляд рівняння $\text{tg} \delta = \text{tg} \phi_{23}$ або

$$\epsilon_0^2 + \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + 2\epsilon_0 \epsilon_2 \text{ctg}^2 \delta = \frac{2\epsilon_0}{\sin^2 \delta} \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}$$

визначається законом дисперсії $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1 + i \epsilon_2$. Так, прийнявши до уваги закон дисперсії (3), це рівняння запишеться як:

$$\begin{aligned} n_2^4 + \epsilon_0^2 + 2\epsilon_0 n_2^2 \text{ctg}^2 \delta + \frac{4\pi\lambda \omega_0^2 [4\pi\lambda \omega_0^2 + 2(\omega_0^2 - \omega^2) (n_2^2 + \epsilon_0 \text{ctg}^2 \delta)]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \tau^2} = \\ = \frac{2n_2^2}{\sin^2 \delta} \sqrt{\epsilon_0^2 + \frac{4\pi\lambda \omega_0^2 (4\pi\lambda \omega_0^2 + 2\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2))}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \tau^2}} \end{aligned} \quad (22)$$

Отже, коли фазова товщина плівки δ змінюється в проміжку $0, 2\pi$, то мінімум контуру $R(\omega)$ осцилює

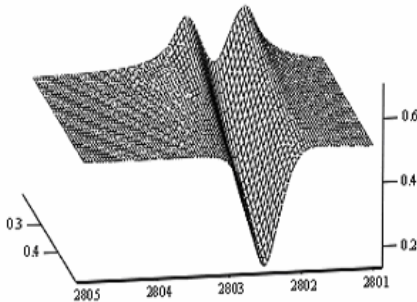


Рис. 7. Динаміка зміни амплітуди додаткового мінімуму в залежності від величини загасання τ .

в межах поздовжньо – поперечного розщеплення $\omega_{L0} = \omega_L - \omega_0$ резонансного стану. Причому, якщо $\delta \rightarrow 0, 2\pi, 4\pi, \dots$, то $\omega_m \rightarrow \omega_L$. Для $\delta \rightarrow \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$, то $\omega_m \rightarrow \omega_0$ (рис. 7). Одержаний розв'язок можна дещо спростити, якщо знехтувати впливом загасання $\omega_m^2 \approx \omega_0^2 \left[1 + \frac{4\pi\lambda}{\epsilon_0} \cos^2 \frac{\delta}{2} \right]$. Застосування цього підходу

для інших видів резонансних збуджень обгрунтовано в роботі [38].

4. Прозорі структури ($\text{Im} \tilde{\delta} = 0$, $\text{Re} \tilde{\delta} = \delta$). В цьому випадку уявні частини амплітуд коефіцієнтів $r_{12,23}$ дорівнюють нулеві, а їх дійсні частини $\text{Re} \tilde{r}_{12,23} = \sigma_{12,23} \cos \phi_{12,23}$. Тому зсуви фаз $\phi_{12,23}$ хвиль приймають значення π або 2π , в залежності від співвідношення між показниками заломлення $n_{1,2,3}$.

На рис. 8 в площині координат n_1, n_3 зображені

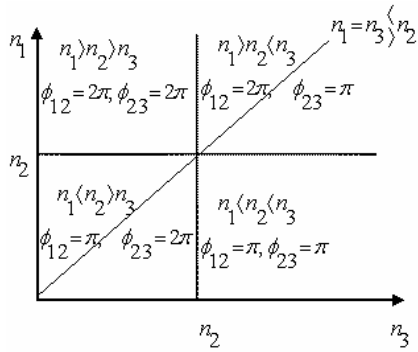


Рис. 8. Кореляція фазових зсувів $\phi_{12,23}$ в залежності від співвідношення між показниками заломлень $n_{1,2,3}$.

кореляції значень $\phi_{12, 23}$ із відповідними співвідношеннями між $n_{1,2,3}$. Тут суцільна діагональ відображає умову симетричності структур $n_1 = n_3 \langle n_2$. За характером змін фаз $\phi_{12,23}$ одноплівкові плоскопаралельні структури доцільно розділити на

такі групи: дві несиметричних $n_1 \neq n_3 \langle n_2$ і одну симетричну $n_1 = n_3 \langle n_2$ [28,30].

4.1. Для групи несиметричних структур із зсувами фаз $\phi_{12} = 2\pi$ і $\phi_{23} = 2\pi$ або $\phi_{12} = \pi$ і $\phi_{23} = \pi$ (в подальшому індекс I) кут падіння обмежений граничним значенням $\alpha_g = a \cos \frac{n_2}{n_1}$ прояву повного внутрішнього відбиття, оскільки для неї виконується нерівність $n_1 \rangle n_2$. Якщо ж $0, 2\pi$ (в подальшому індекс Π), то кут падіння може змінюватись в межах $0 \div \frac{\pi}{2}$. Для цієї групи структур $\phi_{12} = 2\pi$ і $\phi_{23} = \pi$ або $\phi_{12} = \pi$ і $\phi_{23} = 2\pi$.

Тангенси фаз хвиль, що відбилась і пройшла крізь плівковий інтерферометр, відповідно дорівнюють

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi_{I,\Pi} &= \operatorname{tg} \frac{\delta}{2} \frac{\mp \frac{1-\sigma_{12}^2}{2\sigma_{12}}(b,a)^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}}{\sqrt{R_{\min,\max}} \pm \frac{1+\sigma_{12}^2}{2\sigma_{12}}(b,a)^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}} = \operatorname{ctg} \frac{\delta}{2} \frac{\mp \frac{1-\sigma_{12}^2}{2\sigma_{12}}(a,b)^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}{\sqrt{R_{\max,\min}} \mp \frac{1+\sigma_{12}^2}{2\sigma_{12}}(a,b)^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}} = \\ &= \frac{1-\sigma_{12}^2}{1+\sigma_{23}^2} \left(\frac{b}{a}, \frac{a}{b} \right) \sqrt{\frac{R_{I,\Pi} - R_{\min}}{R_{\max} - R_{I,\Pi}}} \frac{-1 + \left(\frac{b}{a}, \frac{a}{b} \right)^2 \sqrt{\frac{R_{\min,\max}}{R_{\max,\min}}}}{1 + \left(\frac{R_{I,\Pi} - R_{\min}}{R_{\max} - R_{I,\Pi}} \right) \sqrt{\frac{R_{\min,\max}}{R_{\max,\min}}}} \end{aligned} \quad (23)$$

$$i \quad \operatorname{tg} \Phi_{I,\Pi} = -\frac{1 \mp \sigma_{12} \sigma_{23}}{1 \pm \sigma_{12} \sigma_{23}} \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}. \quad (24)$$

На частотах ω_Σ і $\omega_\Sigma + \Delta\omega_\Sigma$ тангенси відповідних фаз дорівнюють: $\operatorname{tg} \Phi_{I,\Sigma} \neq 1$, $\operatorname{tg} \Phi_{I,\Sigma} = -1$, а

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{I,\Sigma}}{2} = \frac{1 + \sigma_{12} \sigma_{23}}{1 - \sigma_{12} \sigma_{23}}.$$

4.2. Група симетричних структур $\left(n_1 = n_3 \langle n_2 \right)$.

Для них $\sigma_{12} = \sigma_{23} = \sigma$ на довільній частоті

$$\operatorname{tg} \phi_{III} = -\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \frac{\sin^2 \frac{\delta}{2} \operatorname{ctg} \frac{\delta}{2}}{\frac{1+\sigma^2}{2\sigma} \sqrt{R_{\max}} - \sin^2 \frac{\delta}{2}} = -\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}, \quad (25)$$

а на частотах ω_Σ і $\omega_\Sigma + \Delta\omega_\Sigma$ $\operatorname{tg} \phi_{III\Sigma} = 1$, тобто фаза відбитої хвилі змінюється на $\phi_{III\Sigma} = \frac{\pi}{4}$, а пропущеної

$$- \operatorname{tg} \Phi_{III} = -\frac{1+\sigma^2}{1-\sigma^2} \operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = -\operatorname{ctg} \phi_{III} \quad (26)$$

так, що $\phi_{III} + \Phi_{III} = \frac{\pi}{2}$ [24,37,38].

Для симетричної структури на довільній частоті тангенс фази ϕ відбитої хвилі можна виразити через значення енергетичного коефіцієнта R_{III} [24,37]. Справді, так як дійсна $\operatorname{Re} \tilde{r}$ і уявна $\operatorname{Im} \tilde{r}$ частини

$$\operatorname{Re} \tilde{r}_{III} = \frac{-2\sigma(1+\sigma^2) \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1-\sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad i$$

$$\operatorname{Im} \tilde{r}_{III} = \frac{-\sigma(1-\sigma^2) \sin \delta}{(1-\sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad \text{то тангенс фази можна}$$

$$\text{виразити як } \operatorname{tg} \phi_{III} = \frac{X}{Y}, \quad \text{де } X = \frac{2\sigma}{1+\sigma^2} \cos \frac{\delta}{2} \quad i$$

$Y = \frac{2\sigma}{1-\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2}$. Тому прийнявши до уваги

$R_{III} = Re^2 \tilde{r}(1 + \tan^2 \phi_{III})$ одержимо, що

$Re \tilde{r}_{III} = \frac{-\sqrt{R_{max, III}} \Xi^2}{1 + \Xi^2}$ або, оскільки $R_{III} = \frac{\Xi^2}{1 + \Xi^2}$, то

$Re \tilde{r}_{III} = -\frac{R_{III}}{\sqrt{R_{max, III}}}$, тобто тангенс фази відбитої хвилі

буде дорівнювати $tg \phi_{III} = \sqrt{\frac{R_{max}}{R_{III}}} - 1$, де введене

позначення $\Xi = \frac{2\sigma}{1-\sigma^2} \sin \frac{\delta}{2}$.

5. Кутові закономірності. В загальному, метод коректно описує спектри Фабрі-Перо для s- і p-поляризацій і при похилому падінні променя (рис.9). Під кутом Брюстера α_{pBr} багатопроненава

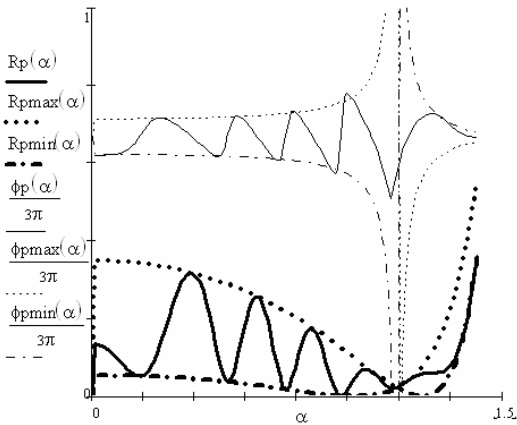


Рис. 9. Кутові амплітудно-фазові спектри Фабрі-Перо.

інтерференція відсутня. Тому при ньому обвідні $R_{p,max,min}$ дотикаються між собою:

$$R_{p,max} = R_{p,min} \quad (27)$$

Рівність (27) задовольняється трічі:

а) при куті α_{12Br} коли

$$\sigma_{p12} = 0, \sigma_{p23} \neq 0, \quad (28)$$

та

б) при куті α_{23Br} , коли

$$\sigma_{p12} \neq 0, \sigma_{p23} = 0 \quad (29)$$

в несиметричних структурах ($\sigma_{12} \neq \sigma_{23}$), та при спільному куті $\alpha_{12Br} = \alpha_{23Br}$, коли

$$\sigma_{p12} = 0, \sigma_{p23} = 0 \quad (30)$$

в симетричних ($\sigma_{12} = \sigma_{23}$).

Кути $\alpha_{p,12,23}$ – це відомі кути Брюстера для одинарних меж 12 і 23. Їх значення визначені через оптичні характеристики середовищ в роботі [20]:

$$\alpha_{12} = \arcsin \frac{n_2}{\sqrt{n_1^2 + n_2^2}} = \arctg \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

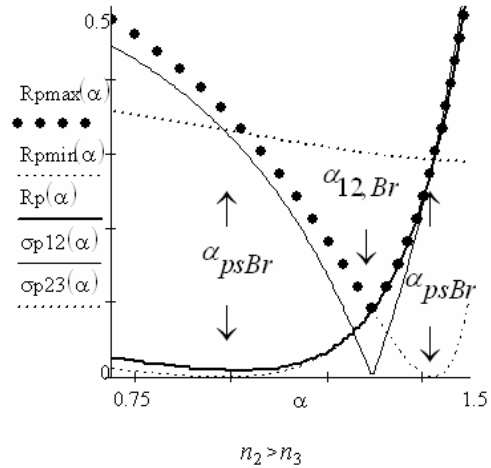


Рис. 10. Розрахункові спектри при похилому падінні променя на плівку товщиною $d = 3$ нм.

$$i \quad \alpha_{23} = \arcsin \left(\frac{n_2 n_3}{n_1 \sqrt{n_2^2 + n_3^2}} \right)$$

(рис. 10). При кутах Брюстера енергетичні коефіцієнти відбивання дорівнюють $R(\alpha_{12Br}) = \sigma_{p23}^2$ і $R(\alpha_{23Br}) = \sigma_{p12}^2$, та не залежать від товщини шару. Тому, експериментально $\alpha_{p,12,23}$ можна визначити як кут перетину контурів відбиття $R_p(\alpha)$, одержаних для декількох довжин хвиль.

Обвідна $R_{min}(\alpha)$ мінімумів спектрів відбиття багатопроненавої інтерференції може приймати мінімум при куті α_{psBr} , при якому задовольняється умова

$$\sigma_{12} = \sigma_{23}, \text{ коли } R_{min}(\alpha_{psBr}) \rightarrow 0. \quad (31)$$

На нашу думку саме значення кута α_{psBr} доцільно назвати псевдобрюстерівським. Тоді в мінімумі контуру $R_p(\alpha)$ коефіцієнт відбивання дорівнюватиме нулеві лише у тому випадку, коли його кутове положення співпадатиме із значенням α_{psBr} .

З іншої сторони, метод обвідних коректно описує закономірності формування спектрів Фабрі-Перо в обох поляризаціях, тому псевдобрюстерівський характер для обвідної мінімумів, проявлятиметься як в s-, так і p-компонентах, в залежності від співвідношення між показниками заломлень. В p-поляризації таких псевдо кутів Брюстера може бути три:

$$\alpha_{psBr1} = \arctg(n_{31}) \quad (32a)$$

та

$$\alpha_{psBr2} = \arctg \sqrt{\frac{2n_{21}^2 n_{31}^2 (n_{21}^4 - n_{31}^2)}{2n_{31}^4 (n_{21}^2 - 1) - n_{21}^6 (n_{31}^2 - 1) + \sqrt{Z}}}, \quad (32b)$$

якщо виконується умова $n_{21}^2 > n_{31}$, де відносні

значення показників заломлень $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$, $n_{31} = \frac{n_3}{n_1}$,

$$z = \left[2n_{31}^4 (n_{21}^2 - 1) - n_{21}^6 (n_{31}^2 - 1) \right]^2 + 4n_{31}^6 (n_{21}^2 - 1)^2 (n_{21}^4 - n_{31}^2).$$

Умова (31) виконуватиметься при кутах псевдобрюстера α_{psBr1} , α_{psBr2} і

$$\alpha_{psBr3} = \arctg \sqrt{\frac{2n_{21}^2 n_{31}^2 (n_{21}^4 - n_{31}^2)}{2n_{31}^4 (n_{21}^2 - 1) - n_{21}^6 (n_{31}^2 - 1) - \sqrt{z}}}, \quad (33)$$

якщо відносні показники заломлень знаходяться в інтервалах:

$$1 < n_{21} < 1,0525, \text{ коли } n'_{31} < n_{31} < n''_{31}, \quad (34a)$$

$$n_{21} < 1, \text{ коли } n_{21} > n_{31} > n''_{31}. \quad (34б)$$

Для випадку, коли

$$n_{21} < 1, \text{ але } n_{21} < n_{31} < n''_{31}, \quad (34в)$$

мінімум обвідної, в якому виконується псевдобрюстерівська кутова умова, буде проявлятися для кутів α_{psBr1} та α_{psBr3} .

Тут

$$n'_{31} = \sqrt{2\sqrt[3]{S} \cos\left(\frac{A+4\pi}{3}\right) + H},$$

$$n''_{31} = \sqrt{2\sqrt[3]{S} \cos\left(\frac{A}{3}\right) + H},$$

$$S = \sqrt{-\left[-\frac{[n_{21}^8 + 4n_{21}^2(n_{21}^2 - 1)]^2}{12^2(n_{21}^2 - 1)^2} + \frac{n_{21}^8}{6(n_{21}^2 - 1)} \right]^3},$$

$$\cos A = -\frac{q}{S}, \quad H = \frac{n_{21}^8 + 4n_{21}^2(n_{21}^2 - 1)}{12(n_{21}^2 - 1)},$$

$$q = -\frac{[n_{21}^8 + 4n_{21}^2(n_{21}^2 - 1)]^3}{12^3(n_{21}^2 - 1)^3} + \frac{n_{21}^8[n_{21}^8 + 4n_{21}^2(n_{21}^2 - 1)]}{48(n_{21}^2 - 1)^2} - \frac{n_{21}^8}{8(n_{21}^2 - 1)}.$$

Якщо відносні показники заломлення знаходяться в інтервалах:

$$n_{21} < 1 \text{ і } n_{31} > n''_{31}, \quad (34г)$$

то умова (31) буде виконуватися лише для одного кута α_{psBr3} .

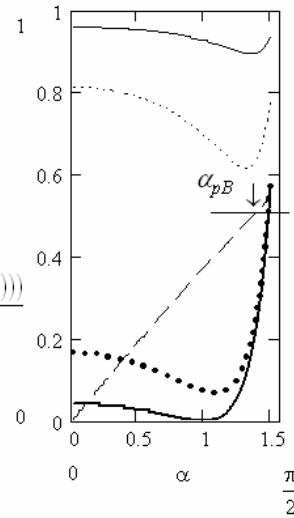


Рис. 11. Кутові залежності спектрів відбивання сильно поглинальними плівками (4) і ілюстрація квазіумови Брюстера (41). Параметри: $d, A : 5(1); 50(2); 250(3); 500(4)$. $\omega_p = 1.15 \cdot 10^{16} \text{ сек}^{-1}$, $\gamma = 9.81 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Показник заломлення підкладки $n_3 = 1.5$.

Для випадку, коли $n_{21}^2 < n_{31}$, але умови (34а,б,в,г) не виконуються, мінімум обвідної проявляється тільки для кута падіння α_{psBr1} . Як бачимо із (32а), при цьому куті виконується класична умова Брюстера для підкладки без плівки. В s-поляризації також не заборонена умова псевдобрюстера (31). Відповідний кут дорівнює

$$\alpha_{ssBr} = \arctg \left(\sqrt{\frac{n_{31}^2 - n_{21}^4}{(n_{21}^2 - 1)^2}} \right) \text{ для } n_{31} > n_{21}^2 \quad (35)$$

6. Ефект Брюстера в сильнопоглинаючих плівках. Із врахуванням поглинання в плівці із закону заломлення $n_1 \sin \alpha = (n - i\chi) \sin(\beta_1 + i\beta_2)$ для межі 12 виникає система рівнянь

$$n_1 \sin \alpha = n \sin \beta_1 \text{ch} \beta_2 + \chi \cos \beta_1 \text{sh} \beta_2; \quad (36)$$

$$\text{th} \beta_2 = \frac{\chi}{n} \text{tg} \beta_1,$$

звідки

$$\cos^2 \beta_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{n_2^2 + \chi_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}{n_2^2 + \chi_2^2} \right) \pm \left[\frac{1}{4} \left(\frac{n_2^2 + \chi_2^2 - n_1^2 \sin^2 \alpha}{n_2^2 + \chi_2^2} \right)^2 + \frac{n_1^2 \chi_2^2 \sin^2 \alpha}{(n_2^2 + \chi_2^2)^2} \right]^{1/2};$$

$$\text{ch}^2 \beta_2 = \cos^2 \beta_1 + \frac{n_1^2 \sin^2 \alpha}{n_2^2 + \chi_2^2}.$$

Тоді в області сильного поглинання закон заломлення наближено апроксимується рівнянням

$$n_1 \sin \alpha \cong \chi_2 \sin \beta_2 . \quad (38)$$

В області сильного поглинання кут $\alpha_{p,\min}$ мінімуму контуру $R_p(\alpha)$ з ростом d від мінімально можливої товщини зсувається від значення $\arctg\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ (кут Брюстера для підкладки) до положення квазікута Брюстера

$$\alpha_{pB} \cong \arctg \frac{\chi_2}{n_1} , \quad (39)$$

при якому виконується квазіумова Брюстера (рис. 11),

$$\alpha_{pB} + \beta_2 \rightarrow \frac{\pi}{2} . \quad (40)$$

Таким чином, мінімум контуру похилого відбивання в р-поляризації, навіть від плівок мінімально можливої товщини, не обов'язково формується при кутах Брюстера для одинарних меж

плівки.

Загальний висновок

Для одношарових структур розроблений універсальний метод обвідних нормальних та похилих спектрів багатопроменевої амплітуди і фази Фабрі-Перо, який дозволяє сформулювати повну систему рівнянь для визначення параметрів прозорих і поглинальних плівок, в тому числі на поверхні конденсованого середовища. Обґрунтований резонансний метод визначення фазової товщини надтонкої плівки. Для похилої геометрії встановлена кореляція між ефектом і псевдоефектом Брюстера, в тому числі в області значного поглинання і сформульовані умови їх прояву, що важливо з позиції застосування кутової спектроскопії в неруйнівному контролі параметрів.

- [1] C. Fabry, A. Perot. *Theories et applications d'une nouvelle methode de spectroscopie*
- [2] Born and E. Wolf. *Principles of Optics, 5th ed.*, Pergamon, Oxford, Uk 560 p. (1975).
- [3] *Handbook of Optics. Sponsored by the Optical Society of America.* Michael Bass, editor in chief.-2nd ed. McGraw-Hill, Inc. 1000 p. (1995).
- [4] И.В. Скоков. Многолучевые интерферометры в измерительной технике. Машиностроение, М. 256 с. (1989).
- [5] Ю.В. Троицкий. *Многолучевые интерферометры отраженного света.* Наука, Новосибирск. 207 с. (1985).
- [6] Т.Н. Крылова. *Интерференционные покрытия.* Машиностроение, Л. 224 с. (1973).
- [7] R. Swanepoel. Determination of thickness and optical constants of amorphous silicon // *J.Phys.E:Sci Instrum*, **16**, pp. 1214-1222. 1983.
- [8] R. Swanepoel. Determination of surface roughness and optical constants of inhomogeneous amorphous silicon films // *J.Phys.E:Sci Instrum*, **17**, pp. 896-903 (1984).
- [9] D.P. Arndt, R.M. Azzam, J.M. Bennet, et.al. Multiple determinations of the optical constants of thin-film coating materials // *Applied Optics*, **23**(20), pp. 3571-3596 (1984).
- [10] D.B. Kushev, N.N. Zhelev, Y. Demakopoulou, et.al. A new method the determination of the thickness, the optical constants and the relaxation time of weakly absorbing semiconductor thin films // *Infrared Phys.*, **26**(6), pp. 385-393 (1986).
- [11] D.A. Minkov. Calculation of the optical constants of a thin layer upon a transparent substrate from the reflection spectrum // *J.Phys. D: Appl.Phys.*, **22**, pp. 1157-1161 (1989).
- [12] D.B. Kushev, N.N. Zheleva, M.I. Gyulmezov, M.H. Koparanova. Optical constants of thin-telluride determined from infrared interference spectra // *Infrared Phys.*, **34**(2), pp. 163-167 (1991).
- [13] D. Siapkas, D.B. Kushev, N.N. Zheleva, J. Siapkas, I. Lelidis. Optical constants of tin-telluride determined from infrared interference spectra // *Infrared Phys.*, **31**(5), pp. 425-433 (1991).
- [14] J.J. Monzon, L.L. Sanchts-Soto. On the definition of absorption for a Fabry-Perot interferometer // *Pure. Appl.Opt.*, **1**, pp. 219-226 (1992).
- [15] D.B. Kushev, N.N. Zheleva. Transmittivity, reflectivities and absorptivities of a semiconductor film with a linear variation in thickness // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, pp. 1239-1243 (1995).
- [16] D.B. Kushev. Influence of finite spectral width on the interference spectra of a thin absorbing film on a transparent substrate // *Infrared Phys. and Technology*, **37**, pp. 259-264 (1996).
- [17] В.В. Филиппов. Метод отношения огибающих спектра отражения для определения оптических постоянных и толщины тонких пленок // *Оптика и спектроскопия*, **88**(4), сс. 641-646 (2000).
- [18] K. Ayadi, N. Haddaoui. A new approach to the determination of optical constants and thickness of thin dielectric transparent films // *Journal materials science materials in electronics*, **11**, pp. 163-167 (2000).
- [19] M. Montecchi, M. Montereali, E. Nichelatti. Reflectance and transmittance of a slightly inhomogeneous thin film bounded by rough, unparallel interfaces // *Thin Solid Films*, **396**, pp. 262-273 (2001).
- [20] G.I. Surdutovich, R.Z. Vitlina and V. Baranauskas. Simple reflectometric method for measurement of weakly absorbing films // *Thin Solid Films*, **355-356**, pp. 446-450 (1999).

- [21] С.А. Коваленко, М.П. Лисица. Оптические размерные явления в тонких слоях золота и атомарных полупроводников // *Журнал прикладной спектроскопии*, **69**(3), сс. 388-394 (2002).
- [22] В.М. Гордиенко, А.Б. Савельев, А.А. Шашков. Экспресс-метод оценки толщины нанометровых пленок-мишеней и его применение в экспериментах по генерации пикосекундного рентгеновского излучения // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.*, (4), сс. 41-44 (2000).
- [23] А.Б. Певцов, А.В. Селькин. Эффект Брюстера в спектрах экситонного отражения // *ЖЭТФ*, **83**(2), сс. 516-531. (1982).
- [24] П.С. Кособуцкий, М.С. Каркулёвская, Я.П. Кособуцкий. О фазово-амплитудной корреляции в спектрах отражения электромагнитных волн интерферометрами Фабри – Перо // *Оптика и спектроскопия*, **94**(3) сс. 494-496 (2003).
- [25] П.С. Кособуцкий, Я.П. Кособуцкий, М.С. Каркулёвская. Ширина, четкость и видность резонансов отражения и пропускания света свободными однослойными интерферометрами Фабри-Перо // *Оптика и спектроскопия*, **94**(1), сс. 77-80 (2003).
- [26] П.С. Кособуцкий, М.С. Каркульовська, М.С. Сегеда. *Фізичні основи моделювання хвильових електромагнітних процесів в оптиці*. НУ"ЛП", Львів. 207 с. (2003).
- [27] П.С. Кособуцкий. Инверсия по поляризации эффекта немонотонной угловой зависимости коэффициента отражения света тонкой пленкой на резонансно поглощающей подложке // *Журнал прикладной спектроскопии*, **72**(2), сс. 277-279 (2005).
- [28] П.С. Кособуцкий, А. Моргулис. Моделирование спектроскопии отражения и пропускания света однослойными интерферометрами Фабри-Перо методом огибающих // *Оптический журнал*, **71**(12), сс. 63-68 (2004).
- [29] П.С. Кособуцкий, А. Моргулис. Оценка дисперсии коэффициента поглощения в области резонансных переходов по спектрам отражения в интерференции Фабри-Перо // *Журнал прикладной спектроскопии*, **71**(5), сс. 672-675 (2004).
- [30] П.С. Кособуцкий, А. Моргуліс. Моделювання методом обвідних амплітудно-фазових спектрів Фабрі-Перо тришарових прозорих структур при нормальному падінні променя // *УФЖ*, **49**(12), сс. 1163-1169 (2004).
- [31] П.С. Кособуцкий, А. Моргуліс. Моделювання методом обвідних амплітудно-фазових спектрів інтерференції Фабрі-Перо в області резонансної дисперсії функції діелектричної проникності // *УФЖ*, **50**(3), сс. 230-233 (2005).
- [32] П.С. Кособуцкий, А. Моргуліс, А.Б. Данилов, М.С. Каркульовська. Моделювання кутових закономірностей спектрів відбиття світла тришаровими структурами з резонатором Фабрі-Перо // *УФЖ*, **50**(6), сс. 551-555 (2005).
- [33] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. Theoretical and experimental effects of spatial dispersion on the optical properties of crystals // *Phys.Rev.*, **132**, сс. 563-573 (1963).
- [34] Н.В. Dwight. *Tables of Integrals and other Mathematical Data*. 4nd ed. New York, The Mac Millan Company. 1961. (с переклад: Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. Наука. М. 225 с. (1978).
- [35] П.С. Кособуцкий. Анализ условий возникновения добавочного минимума в области продольно-поперечного расщепления в экситонных спектрах отражения // *УФЖ*, **28**, сс. 1090-1091 (1983).
- [36] P.S. Kosoboutski. Amplitude-phase spectroscopy of resonant reflection of light by crystals with a Fabry-Perot interferometer at the surface // *Low Temperature Physics*, **25**(10), pp. 818-822 (1999).
- [37] М.В. Лобур, Я.П. Кособуцкий. Об определении фазы плоской звуковой волны при её прохождении через слой // *Акустический журнал*, **50**(4), сс. 1-2 (2004).
- [38] В.В. Ефимов, Д.И. Семенцов. Фазовые соотношения при отражении и пропускании звуковой волны плоским слоем // *Акустический журнал*, **47**(6), сс. 789-792 (2001).

Б.К. Остафійчук, П.С. Кособуцький, А. Моргуліс, О.П. Кушнір

B.K. Ostafijchuk¹, P.S. Kosobutskyu², A. Morgulis³, O.P. Kushnir⁴

Applied Aspects of Surface Films Spectroscopy by Method of Fabry-Perot Envelope Interferograms

¹*Vasyl Stefanyk Prekarpathian University, Shevchenko str., 57, Ivano-Frankivsk, 76025, Ukraine*

²*Lviv Polytechnic National University, Bandera Str. 12, Lviv, 79646, Ukraine*

³*City University of New York, 199, Chambers Str., New York 10007, USA*

⁴*Lviv State Agrarian University, V.Velikogo Str. 1, Dubljany, Lviv region, 80381, Ukraine*

The algorithm of parameters definition of transparent plane-parallel single-layered structure on a substrate surface is generalized by the analysis of formation regularities of Fabry-Perot amplitude-phase spectra's envelope functions in any geometry of experience and a flat electromagnetic wave polarization mode.