

## ПОШИРЕННЯ, ДИФРАКЦІЯ І РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra25.03.231>

УДК 55.083.2; 535.4

Л. М. ЛИТВИНЕНКО<sup>1</sup>, В. В. МИШЕНКО<sup>1</sup>, В. В. БОРЦОВ<sup>1</sup>,  
В. М. ЛІСАЧЕНКО<sup>1</sup>, О. В. ПОЛІКАРПОВ<sup>1</sup>,  
В. К. ГАВРИКОВ<sup>1</sup>, І. С. СПЕВАК<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Радіоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна  
E-mail: vkgavr@rian.kharkov.ua

<sup>2</sup> Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усікова НАН України,  
вул. Акад. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

### МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ ДІЕЛЕКТРИКІВ У ММ ТА СУБММ ДІАПАЗОНАХ ДОВЖИН ХВИЛЬ НА ПІДСТАВІ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСУ

*Предмет і мета роботи: Мета роботи полягає у розробці нового методу визначення комплексної діелектричної проникності діелектриків у міліметровому та субміліметровому діапазонах довжин хвиль.*

*Методи і методологія: Пропонований метод полягає у реєстрації параметрів плазмон-поляритонного резонансу, що збуджується при дифракції електромагнітного випромінювання на дифракційній решітці, створеній на поверхні провідного середовища (металу чи напівпровідника), і реєстрації зміни цих параметрів при нанесенні на решітку плівки матеріалу, діелектричну проникність якого маємо знайти. За допомогою лабораторної установки, створеної на базі терагерцового HCN-лазера, досліджено залежність інтенсивності випромінювання, дзеркально відбитого від решітки, від кута падіння та визначено положення і ширину плазмон-поляритонного резонансу для чистої решітки та такої ж решітки, вкритої плівкою діелектрика. Із порівняння цих параметрів знайдено значення зсуву та розширення резонансу, викликаних наявністю плівки. З іншого боку, із теоретичного вирішення вказаної задачі дифракції за умов плазмон-поляритонного резонансу знайдено залежності зсуву і розширення резонансу від оптичних характеристик досліджуваної плівки (за умов її малої оптичної товщини). Зіставлення експериментально знайдених та теоретично обчислених значень зсуву і розширення резонансу дає можливість визначити комплексну діелектричну проникність плівки.*

*Результати: Запропонованим методом виконано тестові вимірювання комплексної діелектричної проникності еталонної плівки поліпропілену, які порівняні із відомими даними, отриманими раніше спектроскопічним та інтерферометричним методами. Встановлено, що отримані та відомі значення дійсних частин діелектричної проникності поліпропілену відрізняються менше ніж на 10 %, а значення їх уявних частин збігаються за порядком величини.*

*Висновок: Отримані результати свідчать про придатність пропонованого методу до оперативних експрес-вимірювань оптичних характеристик плівкових діелектриків з малою оптичною товщиною.*

*Ключові слова: вимірювання оптичних характеристик, діелектрична проникність, терагерцовий діапазон, дифракція електромагнітного випромінювання, плазмон-поляритонний резонанс*

#### 1. Вступ

Створення елементів та пристроїв мікро- і наноелектроніки для роботи у міліметровому та особливо у субміліметровому (терагерцовому) діапазонах довжин хвиль, що наразі активно освоюються завдяки різноманітним багатообіцяючим перспективам їх застосувань у радіоастрономічних дослідженнях, а також в таких галузях як спект-

роскопія, неруйнівний контроль, дистанційний пошук несанкціонованих матеріалів тощо, потребують визначення фізичних характеристик матеріалів у цих діапазонах. Наразі такі характеристики (і насамперед комплексна діелектрична проникність  $\epsilon$ ) визначено лише для окремих матеріалів [1–4]. Тому створення нових методів та обладнання для вимірювання характеристик широкого кола матеріалів, що потенційно можуть бути

використані у субміліметровому діапазоні, на наш погляд, є важливою задачею.

Із існуючих методів визначення оптичних властивостей матеріалів у міліметровому та субміліметровому діапазонах зараз найчастіше використовують спектральні [5] та резонаторні [6] методи. При вимірюваннях спектральними методами зазвичай застосовують інтерферометричні схеми Маха–Цандера або Фабрі–Перо, за допомогою яких визначають амплітудно-фазові змінення у вимірювальному тракті при внесенні в нього зразка матеріалу. Такі методи дозволяють вимірювати дійсну частину діелектричної проникності  $\varepsilon$  з похибкою  $\leq 0.01\%$ , але для уявної частини  $\varepsilon$  похибка становить  $\geq 10\%$ , що забагато для прецизійних вимірювань [7].

Резонаторні методи засновані на визначенні характеристик мод відкритого резонатору (зазвичай резонатора Фабрі–Перо) та змін цих характеристик при внесенні в резонатор вимірювального зразка. При найпростіших варіантах розташування зразка в резонаторі неточність його виставлення та фіксації відносно дзеркал обумовлює вельми велику похибку вимірювань. Використання більш досконалих конструкцій дозволяє уникнути цього недоліку і знизити похибку вимірювань цим методом [8]. Наприклад, автори роботи [9] при визначенні оптичних характеристик тонких діелектричних плівок досягли відносної похибки вимірювання показника заломлення  $\sim 10^{-4}$  та значення тангенсу кута діелектричних втрат  $\text{tg} \delta \sim 5 \cdot 10^{-2}$ .

Разом із згаданими вище традиційними засобами були запропоновані також нові засоби [10, 11] вимірювання оптичних характеристик матеріалів, що ґрунтуються на використанні поверхневих електромагнітних хвиль (ПЕХ), поверхневих плазмон-поляритонів (ППП) [12, 13]. Як відомо, такі хвилі існують у тонкому поверхневому шарі провідного середовища (металу чи напівпровідника) і згасають при його розповсюдженні у глибину, у вільний простір та вздовж напрямку поширення ПЕХ, причому відповідні довжини затухання у згаданих напрямках ( $\delta_m$ ,  $\delta_{air}$  та  $L$ ) залежать від імпедансу  $\xi$  провідного середовища. Наприклад,  $\delta_{air} = \lambda/2\pi|\xi''|$ ,  $L = \lambda/2\pi\xi'|\xi''|$ , де  $\xi'$ ,  $\xi''$  – дійсна та уявна частини імпедансу  $\xi = \xi' + i\xi''$ ,  $\xi = 1/\sqrt{\varepsilon}$ ;  $\lambda$  – довжина хвилі збуджуючого випромінювання. Вимірюючи довжину затухання ПЕХ у вільному

середовищі  $\delta_{air}$ , тобто величину притиснення ПЕХ до провідної поверхні, та довжину  $L$  затухання уздовж цієї поверхні, можна знайти оптичні характеристики провідного матеріалу. Цей метод визначення оптичних характеристик досить простий, не потребує складної апаратури, але точність, яку він забезпечує, не дозволяє використовувати його для прецизійних вимірювань.

У роботі [14] досліджено залежність параметрів плазмон-поляритонного резонансу [12], що збуджується при дифракції електромагнітного випромінювання на періодичній структурі – дифракційній решітці, створеній на періодичній поверхні провідного середовища, від оптичних характеристик плівки діелектрика, нанесеного на поверхню решітки. Проте можливість застосування цих залежностей для вимірювань, зокрема, оптичних характеристик діелектриків не була відзначена та досліджена.

Ця стаття присвячена детальному опису нового метода вимірювань діелектричної проникності діелектриків, який ґрунтується на реєстрації розширення і зміни положення плазмон-поляритонного резонансу, що викликані нанесенням на дифракційну решітку плівки діелектрика, оптичні характеристики якого слід виміряти. Зіставлення експериментально знайдених значень зміни положення і розширення плазмон-поляритонного резонансу з даними, отриманими теоретично, дозволяє розрахувати величини  $\varepsilon'$  і  $\varepsilon''$ . В статті коротко описано існуючі методи вимірювань діелектричної проникності (розділ 1), наведено основні теоретичні результати, на яких базується запропонований метод, (розділ 2), детально описано цей метод вимірювань (розділ 3) та результати експериментальних досліджень впливу діелектричної плівки на параметри плазмон-поляритонного резонансу (розділ 4), наведено результати тестових вимірювань діелектричної проникності еталонної плівки, які порівнюються з даними, отриманими іншими методами (розділ 5). Отримані результати відображено у розділі Висновки.

## 2. Плазмон-поляритонний резонанс при дифракції випромінювання на періодичній поверхні провідного середовища

Наведемо основні положення теорії, на яких базується запропонований метод вимірювань. Нехай на періодичну структуру з профілем

$z = \zeta(x) = \sum_n \zeta_n \exp(ingx)$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , падає плоска  $H$ -поляризована монохроматична хвиля  $H^i = H_0^i \exp(ik_x x + ik_z z)$ . Заглиблення решітки вважаємо малими ( $k\zeta \ll 1$ ), де  $k$  – хвильове число падаючої хвилі. Внаслідок дифракції відбите випромінювання являє собою сукупність просторових компонент різних порядків  $m$ , у яких тангенціальні компоненти хвильових векторів зрушені щодо тангенціальної компоненти дзеркально відбитої хвилі на величину, кратну хвильовому вектору  $g = 2\pi/p$  ( $p$  – період структури) оберненої решітки, (див. рис. 1). При куті падіння, що задовольняє умові

$$\sin \theta_R^{(m)} = \text{sign}(m) - m\lambda/p, \quad (1)$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

хвиля  $m$ -го порядку стає ковзною, а при подальшому зменшенні кута падіння – неоднорідною (поверхневою). Кут  $\theta_R^{(m)}$  називають релеївським кутом  $m$ -го порядку. Працювати з такою сукупністю компонент незручно, і надалі будемо розглядати випадок, коли ковзною стає хвиля  $(-1)$ -го порядку (див. рис. 2), для якого релеївський кут  $\theta_R^{(-1)}$  відповідно до (1) становить

$$\theta_R^{(-1)} = \arcsin(\lambda/p - 1) \quad (2)$$

(надалі індексом  $(-1)$  будемо нехтувати).

Вважаючи, що глибина канавок решітки мала, і користуючись модифікованою теорією збурень [15],

можна знайти амплітуди  $h_n \equiv H_n/H_0^i$  дифрагованих хвиль. Нас будуть цікавити насамперед амплітуди резонансної  $h_{-1}$  і дзеркально відбитої  $h_0$  хвиль [14, 15]:

$$h_{-1} = \frac{i(1+R)[1 - \sin \theta(\sin \theta - \lambda/p)]k\zeta_{-1}}{\beta_{-1} + \xi + \Gamma_{-1}}, \quad (3)$$

$$h_0 = R - \frac{(1+R)[1 - \sin \theta(\sin \theta - \lambda/p)]^2 |k\zeta_{-1}|^2}{(\cos \theta + \xi)(\beta_{-1} + \xi + \Gamma_{-1})}, \quad (4)$$

де  $R = (\cos \theta - \xi)/(\cos \theta + \xi)$  – френелівський коефіцієнт відбиття від плоскої поверхні;  $\beta_m = k_{mz}/k$  – безрозмірна компонента хвильового вектора дифрагованої хвилі  $m$ -го порядку,  $\text{Re} \beta_m, \text{Im} \beta_m \geq 0$ ;  $\xi = \varepsilon^{-1/2}$  – поверхневий імпеданс матеріалу решітки, для провідного середовища  $\xi \ll 1$ ;

$$\Gamma_{-1} = \sum_{m \neq -1} \frac{[1 - (\sin \theta - \lambda/p)(\sin \theta + m\lambda/p)]^2 |k\zeta_{m+1}|^2}{\beta_m + \xi}, \quad (5)$$

$$\text{Re} \Gamma_{-1} > 0, \quad \text{Im} \Gamma_{-1} < 0.$$

Величина  $\Gamma_{-1}$  визначає вплив нерівностей поверхні на значення імпедансу. Оскільки  $k\zeta \ll 1$ , згідно з виразом (5)  $\Gamma_{-1} \ll 1$ . При досить великих кутах падіння, тобто в області  $(\theta - \theta_R) \sim \theta_R$ , де  $\theta_R$  визначається виразом (2), безрозмірна компонента хвильового вектора резонансної хвилі

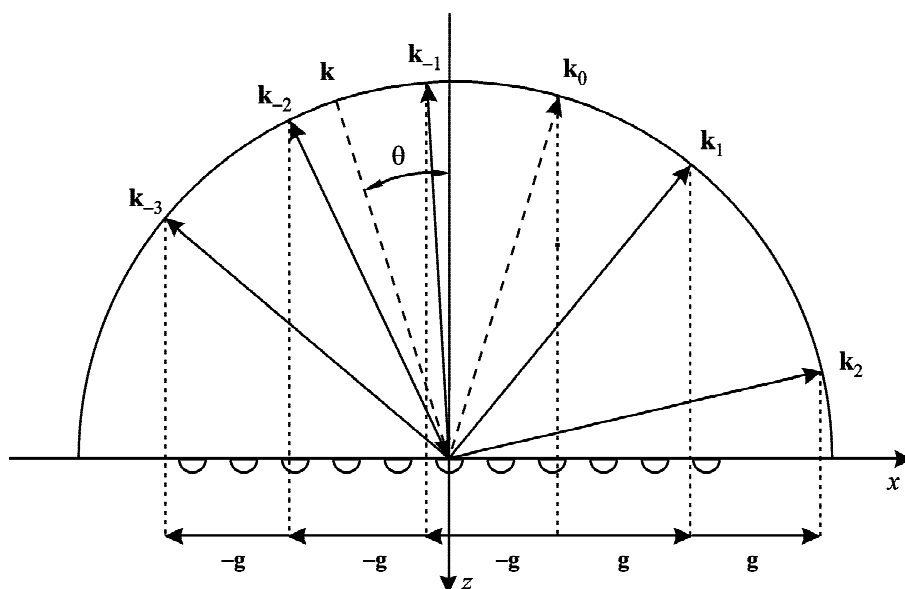


Рис. 1. Дифракція на періодичній поверхні ( $\theta$  – кут падіння)

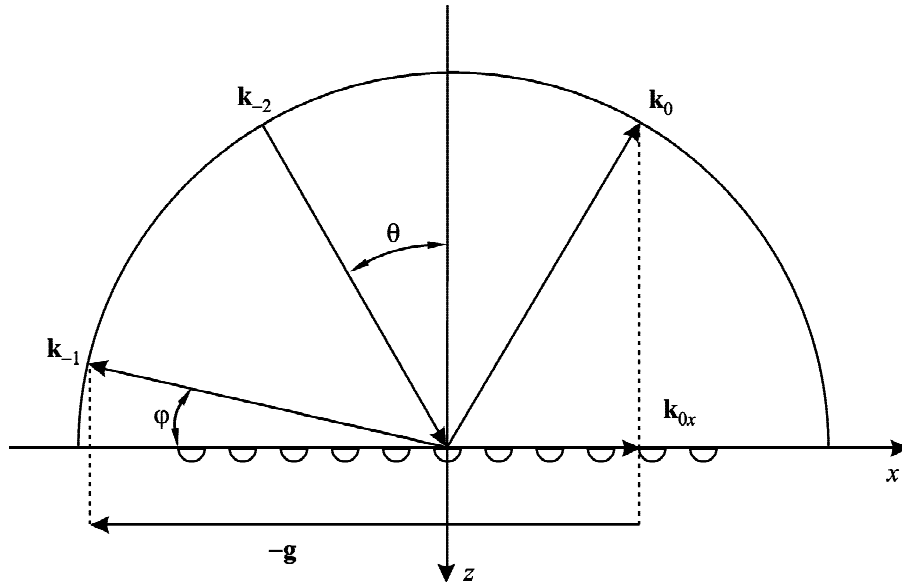


Рис. 2. Резонанс у спектрі (-1)-го порядку. Однорідними є лише дифракційні хвилі нульового і (-1)-го порядків. Тут  $\varphi$  – кут ковзання, в околі резонансу  $|\varphi| \ll 1$

$\beta_{-1} \sim 1$  і амплітуда  $h_{-1} \sim k\zeta_{-1} \ll 1$ . Проте поблизу релєвського кута,  $|\theta_R - \theta| \ll \theta_R$ , коли дифрагована хвиля (-1)-го порядку стає ковзною, компонента  $|\beta_{-1}| \ll 1$ , причому при  $\theta < \theta_R$  величина  $\beta_{-1}$  є чисто уявною,  $\beta_{-1} = i\sqrt{(\sin\theta - \lambda/p)^2 - 1}$ ,  $\text{Re}\beta_{-1} = 0$ , що відповідає виникненню неоднорідної (поверхневої) хвилі. При цьому вираз (3) для амплітуди хвилі  $h_{-1}$  набуває характерного резонансного вигляду:

$$h_{-1} \sim \frac{g\zeta_{-1}}{(\beta_{-1}'' + \xi'' + \Gamma_{-1}'') + i(\xi' + \Gamma_{-1}')}, \quad (6)$$

$$\beta_{-1}'', \xi', \Gamma_{-1}' > 0, \quad \xi'', \Gamma_{-1}'' < 0,$$

де одним та двома штрихами відзначені дійсні та уявні частини відповідних величин. Як можна бачити з цього виразу, положення резонансу визначається умовою

$$\beta_{-1}''(\theta_{res}) + \xi'' + \Gamma_{-1}'' = 0, \quad (7)$$

а його ширина – величиною  $\xi' + \Gamma_{-1}'$ . Із виразів (3), (4) випливає, що при виконанні умови (7) амплітуда резонансної хвилі  $h_{-1}$  суттєво зростає, а амплітуда дзеркально відбитої хвилі  $h_0$  зменшується аж до її повного заглушення, тобто виникає перерозподіл енергії між каналами (рис. 3), що є характерною рисою плазмон-поляритонного резонансу.

Коефіцієнт відзеркалення

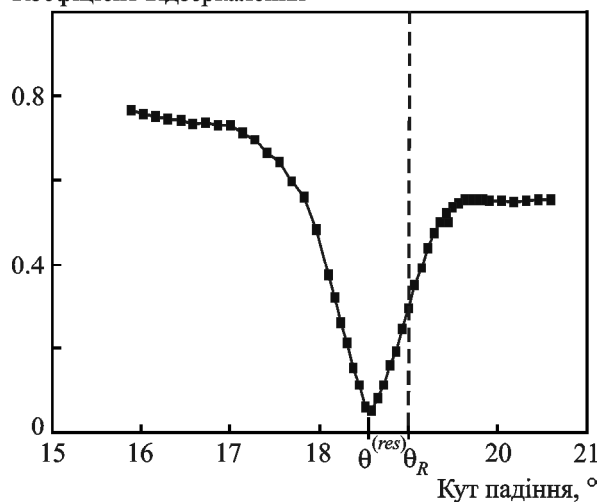


Рис. 3. Заглушення інтенсивності хвилі  $h_0$ , дзеркально відбитої в резонанс від решітки з антимоніду індію InSb (експеримент)

Кут падіння  $\theta = \theta^{(res)}$ , який відповідає максимуму амплітуди  $h_{-1}$  (6), а отже мінімуму дзеркального відбиття (див. (3)), дорівнює [16]

$$\theta^{(res)} = \arcsin \left[ \frac{\lambda}{p} - \sqrt{1 + (\xi'' + \Gamma_{-1}'')^2} \right]. \quad (8)$$

Оскільки  $\xi, \Gamma_{-1} \ll 1$ , із виразу (8) витікає

$$\sin \theta^{(res)} = \sin \theta_R - \frac{(\xi'' + \Gamma_{-1}'')^2}{2}. \quad (9)$$

Ширина резонансу  $\Delta$  може бути знайдена із виразу (3) для квадрата амплітуди  $h_{-1}$ . Визначаючи  $\Delta$  за рівнем 0.5 від значення  $|h_{-1}(\theta_{res})|^2$ , отримуємо

$$\Delta = \frac{2(\xi' + \Gamma_{-1}') |(\xi'' + \Gamma_{-1}'')|}{\cos \theta_R}. \quad (10)$$

### 3. Метод вимірювань комплексної діелектричної проникності діелектриків

Запропонований метод визначення комплексної діелектричної проникності базується на тому, що амплітуда та ширина спектру відбитих хвиль,  $h_{-1}$  та  $h_0$ , в резонансі дуже чутливі до наявності на поверхні сторонніх включень, домішок, забруднень тощо. Тому нанесення на поверхню решітки тонкої плівки діелектрика призводить до зміщення положення резонансу і його розширення (рис. 4). Ці параметри можна знайти з результатів вимірювань. Визначивши з графіків, наведених на рис. 4, положення та ширину резонансів на чистій решітці та решітці, вкритій плівкою, знаходимо експериментальні значення зсуву  $V^{(exp)} = \theta_d^{(res)} - \theta^{(res)}$  та розширення  $W^{(exp)} = \Delta_d - \Delta$  резонансу, викликаних нанесенням плівки на решітку (тут індексом  $d$  вказано величини, що відносяться до резонансу на

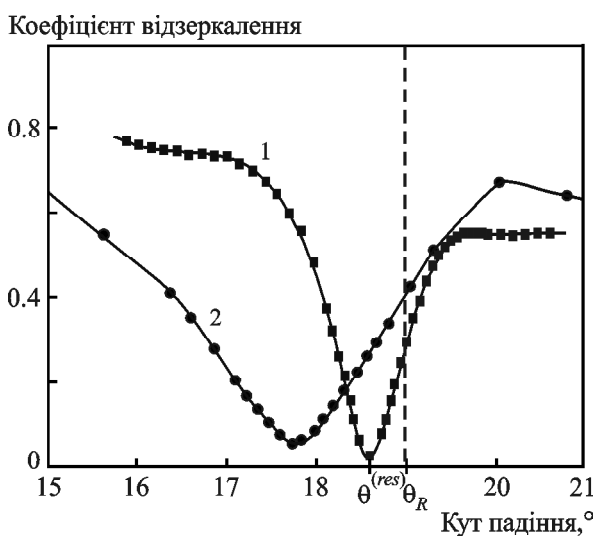


Рис. 4. Резонансне заглушення дзеркального відбиття від чистої InSb-решітки (крива 1) та від тієї ж решітки, вкритої поліпропіленою плівкою товщиною 30 мкм, (крива 2)

решітці з плівкою). З іншого боку, ці величини можна знайти, вирішуючи задачу дифракції за наявності плівки. При цьому для положення резонансу і його ширини отримуємо [16]

$$\sin \theta_d^{(res)} = \sin \theta_R - \frac{(\xi'' + \Gamma_{-1}'' + G'')^2}{2}, \quad (11)$$

$$\Delta_d = \frac{2(\xi' + \Gamma_{-1}' + G') |(\xi'' + \Gamma_{-1}'' + G'')|}{\cos \theta_R}. \quad (12)$$

Як це витікає з (11), (12), формально наявність плівки діелектрика призводить до появи у виразах для положення резонансу і його ширини доданку  $G$ , який залежить переважно від параметрів плівки:

$$G = -ikd \frac{(\varepsilon - \varepsilon_d)(\varepsilon - 1)}{\varepsilon \varepsilon_d}, \quad (13)$$

$$G = G' + iG'', \quad G' > 0, \quad G'' < 0.$$

Тут  $d$  – товщина плівки діелектрика;  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$  – діелектрична проникність матеріалу, на якому створено решітку;  $\varepsilon_d = \varepsilon'_d + i\varepsilon''_d$  – діелектрична проникність плівки.

Порівнюючи вирази (11), (12) з (9), (10), знаходимо теоретичні значення зсуву резонансу,

$$V^{(teor)} \equiv \theta_d^{(res)} - \theta^{(res)} = \frac{G''}{2} [G'' + 2(\xi'' + \Gamma_{-1}'')], \quad (14)$$

і його розширення,

$$W^{(teor)} \equiv \Delta_d - \Delta = \frac{2}{\cos \theta_R} [G''(\xi' + \Gamma_{-1}') + G'(\xi'' + \Gamma_{-1}'') + G'G''], \quad (15)$$

що викликані нанесенням плівки.

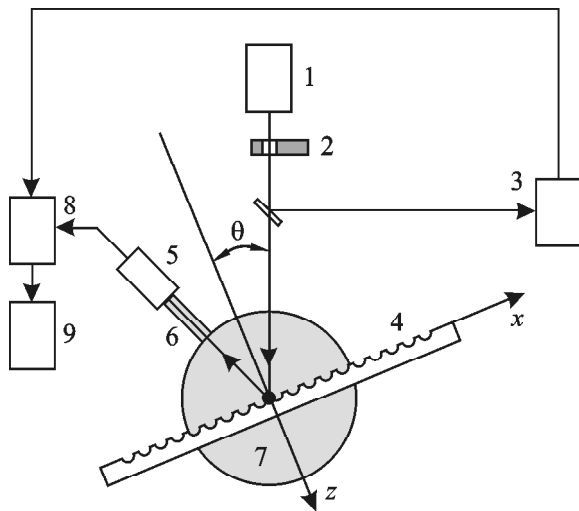
Нарешті, порівнюючи теоретично визначені величини зсуву та розширення резонансу  $V^{(teor)}$ ,  $W^{(teor)}$  відповідним величинам  $V^{(exp)}$ ,  $W^{(exp)}$ , знайденими за результатами вимірювань, та знаючи товщину  $d$  плівки, із рівняння (13) можна визначити дійсну та уявну частини параметра  $G$ , після чого із рівнянь (14), (15) знайти оптичні характеристики  $\varepsilon'_d$  та  $\varepsilon''_d$  плівки.

Зазначимо, що теоретична оцінка параметра  $G$ , який відповідає за зміну положення і ширини резонансу за наявності плівки, отримана у набли-

женні  $\varepsilon''_d \ll \varepsilon'_d$  та  $kd \ll 1$ , тому запропонований метод придатний для вимірювання оптичних характеристик плівок з малим поглинанням та малою оптичною товщиною.

#### 4. Експериментальні дослідження впливу діелектричної плівки на параметри плазмон-поляритонного резонансу

Для експериментальних досліджень впливу діелектричної плівки на зсув та розширення плазмон-поляритонного резонансу було створено установку, схему якої показано на рис. 5. Джерелом випромінювання був електророзрядний лазер на HCN [17], що генерує випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = 336.6$  мкм. Лазер працює на суміші азоту та вуглеводневих газів, з яких за результатом хімічних реакцій, що активуються у газовому розряді, синтезуються активні молекули HCN, накачування яких здійснюється за допомогою електричного розряду з частотою 13.5 МГц. Лазер забезпечує генерацію одномодового випромінювання у смузі частот близько 30 кГц з потужністю близько 5 мВт у безперервному режимі. Вихідне дзеркало лазера виконано у вигляді дротової решітки, поворотом якої відносно осі лазера можна змінюва-



ти поляризацію випромінювання. За вихідним вікном лазера встановлено дисковий переривач 2, який із безперервного випромінювання лазера формує послідовність імпульсів з частотою 260 Гц. Це дозволяє зробити процеси підсилення та обробки сигналів більш зручними і досконалыми.

Промінь, що виходить з лазера, розгалужується на два канали. В одному з них – опорному – розташовано приймач 3, який служить для контролю потужності лазера. Випромінювання з іншого каналу – вимірювального – освітлює дифракційну решітку 4, яку створено на поверхні напівпровідника InSb. Відбите випромінювання ресструється приймачем 5, розташованим на виносній штанзі 6, що скріплена з гоніометром 7. Дифракційна решітка закріплена на осі гоніометра 7, який забезпечує поворот решітки в площині  $xz$  у визначеному діапазоні кутів падіння  $\theta$  з кроком  $\delta\theta = 0.1^\circ$  і одночасно поворот приймача 5 вимірювального каналу на кут  $2\theta$ . Сигнали з приймача 3 та приймача 5 порівнюються, підсилюються пристроями 8 та подаються на комп'ютер 9 для обробки. Усі операції управління процесом вимірювання, обробки та відображення результатів автоматизовано.

#### 5. Тестові вимірювання діелектричної проникності поліпропіленової плівки

Для попередньої оцінки придатності запропонованого методу визначення діелектричної проникності плівок були виконані тестові вимірювання оптичних характеристик  $\varepsilon'_d$ ,  $\varepsilon''_d$  поліпропіленової плівки, характеристики якої відомі. Порівняння цих даних дає уявлення про можливість використання запропонованого методу вимірювань.

У табл. 1 наведено результати вимірювань оптичних характеристик поліпропіленової плівки товщиною  $h = 30$  мкм, які визначені на підставі запропонованого методу і, для порівняння, спектроскопічним та інтерферометричним методами.

Як можна бачити із даних, наведених у табл. 1, результати вимірювань  $\varepsilon'_d$  діелектричних плівок запропонованим методом відрізняються від відповідних результатів, отриманих спектроскопічним та інтерференційним методами (які наразі є одними з найточніших), приблизно на 10%. Що стосується результатів вимірювань  $\varepsilon''_d$ , то треба зауважити, що вони носять оціночний характер і дають лише правильний порядок величини [7]

Таблиця 1. Результати вимірювань оптичних характеристик поліпропіленової плівки різними методами

Метод вимірювань	$\epsilon'_d$	$\epsilon''_d$	Література
Спектроскопія з використанням інтерферометра Маха–Цандера	$2.2353 \pm 0.0120$	$(0.5 \div 1.5) \cdot 10^{-3}$	[7]
Інтерферометрія на базі інтерферометра Фабрі–Перо	2.3624	$5.905 \cdot 10^{-4}$	[9]
Реєстрація параметрів плазмон-поляритонного резонансу	2.44	$3.5 \cdot 10^{-3}$	

(це, насамперед, відноситься до результатів спектроскопічних вимірювань). Така точність не є достатньою для прецизійних вимірювань, але, на нашу думку, запропонований метод завдяки можливостям, які він має на сьогодні, може знайти застосування для оперативних експрес-вимірювань.

Як показує аналіз, є декілька можливостей підвищення точності вимірювань цим методом. Основні з них полягають у наступному:

1. В описаній установці використано джерело випромінювання (HCN-лазер), яке працює на фіксованій частоті. Тому інтенсивність дзеркально відбитого випромінювання реєструється як функція кута падіння, який змінюється з інтервалом  $\approx 0.1^\circ$  (це є найменший крок двигуна, що повертає дифракційну решітку). Тому похибка відліку положення резонансу та його ширини не може бути меншою за цю величину. На наш погляд, використання іншого джерела, що дало б можливість циклічної зміни частоти випромінювання у потрібному діапазоні, та перехід до реєстрації резонансної кривої як функції частоти (при фіксованих куті падіння та періоді решітки) може суттєво зменшити похибки, оскільки точність вимірювання частоти є значно вищою за точність вимірювання куткових величин.

2. Потрібно уточнити порядок визначення ширини резонансу за умов несиметричності резонансної кривої, яка спостерігається при дифракції на решітках.

## 6. Висновки

Запропоновано метод визначення комплексної діелектричної проникності діелектриків у міліметровому та субміліметровому діапазонах довжин хвиль, надано його теоретичне обґрунтування та експериментальне підтвердження. Виконано тестові вимірювання діелектричної проникності поліпропіленової плівки, характеристики якої відомі.

Порівняння цих даних з результатами вимірювань спектроскопічним та інтерференційним методами свідчать про придатність запропонованого методу для оперативних експрес-вимірювань оптичних характеристик діелектриків. Стисло вказані можливі шляхи зменшення похибок вимірювань.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. ТГц матеріали. *TYDEX*. URL: [http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_materials/) (дата звернення: 10.07.2020).
2. Wheeler J. D., Koopman B., Gallardo P., Maloney P. R., Brugger S., Cortes-Medellin G., Datta R., Dowell C. D., Glenn J., Golwala S., McKenney C., McMahon J. J., Niemack M., Parshley S., and Stacey G. Anti-reflection coatings for submillimeter silicon lenses. In: *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII. Proceedings of SPIE. Vol. 9153*. Bellingham, WA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2014. id. 91532Z. DOI: 10.1117/12.2057011
3. Каплунов И. А., Колесников А. И., Кропотов Г. И., Роголин В. Е. Оптические свойства монокристаллического германия в терагерцовой области спектра. *Журнал технической физики*. 2019. Т. 126, № 3. С. 271–274. DOI: 10.21883/OS.2019.03.47365.194-18
4. Кристаллический кварц. *TYDEX*. URL: [http://www.tydexoptics.com/ru/materials/for\\_transmission\\_optics/crystal\\_quartz/](http://www.tydexoptics.com/ru/materials/for_transmission_optics/crystal_quartz/) (дата звернення: 10.07.2020).
5. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. *Техника и практика спектроскопии*. Москва: Наука, 1972. 375 с.
6. Егоров В. Н. Резонансные методы исследования диэлектриков на с.в.ч. (обзор). *Приборы и техника эксперимента*. 2007. № 2. С. 5–38.
7. Кузнецов С. А., Астафьев М. А., Лазорский П. А., Скляр В. Ф., Лоншаков Е. А., Аржанников А. В. Спектральные измерения диэлектрических свойств полипропиленовых пленок в субтерагерцовом диапазоне частот. *Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика*. 2014. Т. 9, № 4. С. 15–38.
8. Власов С. Н., Паршин В. В., Серов Е. А. Методы исследования тонких диэлектрических пленок в миллиметровом диапазоне. *Журнал технической физики*. 2010. Т. 80, № 12. С. 73–79.
9. Паршин В. В., Серов Е. А. Прецизионные резонаторные методы исследований диэлектриков и металлов

- в диапазоне частот 40 ГГц – 500 ГГц и в интервале температур 4 К – 900 К. *Электроника и микроэлектроника СВЧ*. 2015. Т. 1. С. 34–39.
10. Валянский С. И., Виноградов С. В., Савранский В. В. Частотно-угловая спектроскопия поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых в тонких металлических пленках. *Письма в Журнал технической физики*. 1992, Т. 18, № 5. С. 70–73.
  11. Gerasimov V. V., Knyazev B. A., Nikitin A. K., and Zhizhin G. N. A way to determine the permittivity of metallized surfaces at terahertz frequencies. *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98, Is. 17. id. 171912. DOI: 10.1063/1.3584130
  12. *Поверхностные поляритоны: Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред*. Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. Москва: Наука, 1985. 525 с.
  13. Maier S. A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York: Springer US, 2007. 224 p.
  14. Спевак И. С., Тимченко М. А., Гавриков В. К., Камнев Ю. Е., Шульга В. М., Сан Х-Б, Фенг Дж., Кац А. В. Влияние оптических свойств полупроводника и параметров профиля периодической поверхности на структуру плазмон-поляритонного резонанса в терагерцевом диапазоне. *Радиофизика і радіоастрономія*. 2013. Т. 18, № 4, С. 341–348.
  15. Kats A. V. and Spevak I. S. Analytical theory of resonance diffraction and transformation of light polarization. *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65, Is. 19. id. 195406. DOI: 10.1103/PhysRevB.65.195406
  16. Spevak I. S., Kuzmenko A. A., Tymchenko M., Gavrikov V. K., Shulga V. M., Feng J., Sun H. B., Kamenev Yu. E., and Kats A. V. Surface plasmon-polariton resonance at diffraction of THz radiation on semiconductor gratings. *Low Temp. Phys.* 2016. Vol. 42, Is. 8. P. 698–702. DOI: 10.1063/1.4960497
  17. Дзюбенко М. И., Радионов В. П. Лазерный метод измерения показателя преломления прозрачных веществ в терагерцевом диапазоне. *Український метрологічний журнал*. 2017. № 1. С. 11–14. DOI: 10.24027/2306-7039.1.2017.101844
  18. TYDEX, 2020. *THz Materials* [online]. [viewed 10.07.2020]. Available from: [http://www.tydexoptics.com/products/thz\\_optics/thz\\_materials/](http://www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_materials/)
  19. WHEELER, J. D., KOOPMAN, B., GALLARDO, P., MALONEY, P. R., BRUGGER, S., CORTES-MEDELIN, G., DATTA, R., DOWELL, C. D., GLENN, J., GOLWALA, S., MCKENNE, C., MCMAHON, J. J., NIE-MACK, M., PARSHLEY, S. and STACEY, G., 2014. Antireflection coatings for submillimeter silicon lenses. In: *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII. Proceedings of SPIE. Vol. 9153*. Bellingham, WA: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), id. 91532Z. DOI: 10.1117/12.2057011
  20. KAPLUNOV, I. A., KOLESNIKOV, A. I., KROPOTOV, G. I. and ROGALIN, V. E., 2019. Optical Properties of Single-Crystal Germanium in the THz Range. *Opt. Spectrosc.* vol. 126, is. 3, pp. 191–194. DOI: 10.1134/S0030400X19030093
  21. TYDEX, 2020. *Synthetic Cristal Quartz*. [online]. [viewed 10.07.2020]. Available from: [http://www.tydexoptics.com/materials1/for\\_transmission\\_optics/crystal\\_quartz/](http://www.tydexoptics.com/materials1/for_transmission_optics/crystal_quartz/)
  22. ZAIDEL, A. N., OSTROVSKAYA, G. V. and OSTROVSKY, YU. I., 1972. *Spectroscopy Techniques and Practice*. Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
  23. EGOROV, V. N., 2007. Resonance methods for microwave studies of dielectrics (Review). *Instrum. Exp. Tech.* vol. 50, is. 2, pp. 143–175. DOI: 10.1134/S0020441207020017
  24. KUZNETSOV, S. A., ASTAFEV, M. A., LAZORSKY, P. A., SKLYAROV, V. F., LONSHAKOV, YE. A. and ARZHANIKOV, A. V., 2014. Spectral measurements of dielectric properties of polypropylene films in the subterahertz frequency range. *Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya Fizika*. vol. 9, is. 4, pp. 15–38. (in Russian).
  25. VLASOV, S. N., PARSHIN, V. V. and SEROV, E. A., 2010. Methods for investigating thin dielectric films in the millimeter range. *Tech. Phys.* vol. 55, is. 12, pp. 1781–1787. DOI: 10.1134/S1063784210120121
  26. PARSHIN, V. V. and SEROV, E. A., 2015. Precise resonator methods investigation of dielectric and metal at 40 GHz – 500 GHz frequency range and in 4 K – 900 K temperature interval. *Elektronika i Mikroelektronika SVCh*. vol. 1, pp. 34–39. (in Russian).
  27. VALYANSKY, S. I., VINOGRADOV, S. V. and SAVRANSKY, V. V., 1992. Frequency-angle spectroscopy of surface plasmon polaritons excited in thin metal films. *Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. vol. 18, is 5, pp. 70–73. (in Russian).
  28. GERASIMOV, V. V., KNYAZEV, B. A., NIKITIN, A. K. and ZHIZHIN, G. N., 2011. A way to determine the permittivity of metallized surfaces at terahertz frequencies. *Appl. Phys. Lett.* vol. 98, is. 17, id. 171912. DOI: 10.1063/1.3584130
  29. AGRANOVICH, V. M. and MILLS, D. L., eds., 1985. *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces*. Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
  30. MAIER, S. A., 2007. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York: Springer US. DOI:10.1007/0-387-37825-1
  31. SPEVAK, I. S., TYMCHENKO, M. O., GAVRIKOV, V. K., KAMENEV, Y. Y., SHULGA, V. M., SUN, H.-B, FENG, J. and KATS, A. V., 2013. Influence of optical properties of a semiconductor and a periodic structure profile on the surface plasmon-polaritons resonance in the terahertz range. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 18, no. 4, pp. 341–348. (in Russian).
  32. KATS, A. V. and SPEVAK, I. S., 2002. Analytical theory of resonance diffraction and transformation of light polarization. *Phys. Rev. B*. vol. 65, is. 19, id. 195406. DOI: 10.1103/PhysRevB.65.195406
  33. SPEVAK, I. S., KUZMENKO, A. A., TYMCHENKO, M., GAVRIKOV, V. K., SHULGA, V. M., FENG, J., SUN H. B., KAMENEV, YU. E. and KATS, A. V., 2016. Surface plasmon-polariton resonance at diffraction of THz radiation



on semiconductor gratings. *Low Temp. Phys.* vol. 42, is. 8, pp. 698–702. DOI: 10.1063/1.4960497

17. DZYBENKO, M. I. and RADIONOV, V. P., 2017. Laser method for measuring the refractive index of transparent substances in the terahertz range. *Ukrainian Metrological Journal*. no. 1, pp. 11–14. (in Russian). DOI: 10.24027/2306-7039.1.2017.101844

L. N. Lytvynenko<sup>1</sup>, V. V. Myshenko<sup>1</sup>, V. V. Bortsov<sup>1</sup>,  
V. M. Lisachenko<sup>1</sup>, O. V. Polikarpov<sup>1</sup>, V. K. Gavrikov<sup>1</sup>,  
and I. S. Spevak<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Radio Astronomy,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
4, Mystetstv St., Kharkiv, 61002, Ukraine

<sup>2</sup>O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

#### THE METHOD OF DETERMINING THE DIELECTRIC RELATIVE PERMITTIVITY IN THE MM AND SUBMM WAVELENGTH RANGES BASED ON THE MEASURING OF THE PLASMON-POLARITONE RESONANCE PARAMETERS

*Purpose:* The purpose of the work is to develop a new method for determining the complex dielectric permeability of dielectrics in mm and submm wavelength ranges.

*Design/methodology/approach:* The proposed method consists in registration of parameters of a plasmon polariton resonance, which arises at diffraction of electromagnetic radiation on a diffraction grating created on the surface of the conductive medium (metal or semiconductor) and registration of changes in these pa-

rameters when applied to the grating film of the material whose dielectric permeability should be found. On the laboratory unit, created on the basis of the terahertz HCN-laser, the dependence of the intensity of radiation, mirrored reflected from the grids, from the angle of incidence and determined the position and width of the plasmon-polaritone resonance for a clean grid and the same grid covered with the dielectric film. From comparison of these parameters, the values of the resonance shear and widening caused by the presence of the film were found. On the other hand, from the theoretical solution of the mentioned problem of diffraction under the conditions of a plasmon-polaritone resonance, the dependences of the resonance shear and width on optical characteristics of the investigated film (under the conditions of its small optical thickness) were found. Comparison of experimentally found and theoretically defined values of displacement and width of the resonance allows to determine the complex dielectric permeability of the film (at its known thickness).

*Findings:* Test measurements of the complex dielectric permeability of the reference polypropylene film have been made by the proposed method. The measurements have been compared with the known data obtained earlier by spectroscopic and interferometric methods. It was found that the obtained and known values of the actual parts of the polypropylene dielectric permeability differ by less than 10 %, and the values of their imaginary parts coincide in the order of magnitude.

*Conclusions:* The received results testify to suitability of the offered method for operational express measurements of optical characteristics of dielectrics films with small optical thickness.

*Key words:* measurement of optical characteristics, dielectric permeability, terahertz range, electromagnetic radiation diffraction, plasmon polariton resonance

Стаття надійшла до редакції 22.06.2020