

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra29.02.105>
УДК 55.083.2+535.4

В.К. Гавриков¹, Л.М. Литвиненко¹, В.В. Мищенко¹,
О.В. Полікарпов¹, О.М. Корольов¹, Д.Л. Чечоткін¹, І.С. Спевак²

¹Радіоастрономічний інститут НАН України
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна
E-mail: vkgavr37@gmail.com

²Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України
вул. Акад. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

ШЛЯХИ ЗМЕНШЕННЯ ПОХИБОК ВИМІРЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОНИКНОСТІ СЛАБОПОГЛИНАЮЧИХ ДІЕЛЕКТРИКІВ У МІЛІМЕТРОВОМУ ТА СУБМІЛІМЕТРОВОМУ (ТЕРАГЕРЦОВОМУ) ДІАПАЗОНАХ ДОВЖИН ХВИЛЬ МЕТОДОМ ПОВЕРХНЕВОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСУ

Предмет і мета роботи – визначити джерела похибок, що виникають у процесі вимірювання діелектричної проникності слабопоглинаючих діелектриків методом поверхневого плазмонного резонансу (ППР), та знайти шляхи їх зменшення чи усунення.

Методи та методологія. Методом досягнення мети є теоретичний аналіз особливостей використання методу ППР для вимірювання діелектричної проникності та виявлення основних факторів, які найбільше впливають на точність вимірювань.

Результати. Виявлено, що для зменшення рівня інтерференційних завад (які призводять до перекручення сигналу ППР внаслідок інтенсивного засвічення фотоприймача паразитним випромінюванням), поверхневий резонанс доцільно реєструвати при частотному скануванні. У цьому випадку вплив нестационарності інтерференційного сигналу, що виникає внаслідок перетворення частини енергії поверхневої хвилі в об'ємну хвилю на краях решітки, є меншим, ніж при кутовому скануванні. Знайдено математичний вираз, який пов'язує розміри кроків за кутом і за частотою (при кутовому і частотному скануванні відповідно). Показано, що для досягнення більшої точності необхідно реєструвати ППР як функцію частоти, яку можна змінювати відомими технічними засобами із значно меншим кроком, ніж у випадку кутового сканування. Помилки у вищезгаданих вимірюваннях виникають також через те, що резонанс збуджується на решітці, спектр Фур'є якої містить багато високочастотних складових, в які перерозподіляється частина енергії дифрагованого випромінювання. Такі втрати енергії можна суттєво зменшити, якщо збуджувати ППР на решітці, профіль якої має найменше число гармонік Фур'є.

Ц и т у в а н н я: Гавриков В.К., Литвиненко Л.М., Мищенко В.В., Полікарпов О.В., Корольов О.М., Чечоткін Д.Л., Спевак І.С. Шляхи зменшення похибок вимірювання діелектричної проникності слабопоглинаючих діелектриків у міліметровому та субміліметровому (терагерцовому) діапазонах довжин хвиль методом поверхневого плазмонного резонансу. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2024. Т. 29. № 2. С. 105–112. <https://doi.org/10.15407/rpra29.02.105>

C i t a t i o n: Gavrikov, V.K., Lytvynenko, L.M., Myshenko, V.V., Polikarpov, O.V., Korolev, A.M., Chechotkin, D.L., Spevak, I.S., 2024. Ways to reduce errors in measuring the dielectric constant of weakly absorbing dielectrics in the millimeter and submillimeter (terahertz) wavelength ranges by the surface plasmon resonance method. *Radio Phys. Radio Astron.*, 29(2), pp. 105–112. <https://doi.org/10.15407/rpra29.02.105>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2024. Статтю опубліковано відповідно до умов відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

© Publisher PH "Akademperiodyka" of the NAS of Ukraine, 2024. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

Висновки. Значного зменшення похибок вимірювання діелектричної проникності слабопоглинаючих діелектриків методом ППР можна досягти, якщо реєструвати ППР в залежності від частоти падаючого випромінювання, а поверхневий резонанс збуджувати на дифракційній решітці з профілем заглибин, максимально наближеним до гармонічного.

Ключові слова: вимірювання діелектричної проникності, електромагнітне випромінювання, дифракція хвиль, поверхневий плазмонний резонанс.

Вступ

Визначення оптичних характеристик слабопоглинаючих діелектриків, насамперед, дійсної ϵ' та уявної ϵ'' частин їх діелектричної проникності $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, являє собою непросту радіофізичну задачу, особливо у діапазонах надвисоких частот. Величини ϵ' і ϵ'' є найважливішими характеристиками діелектриків, на підставі яких можна зробити обґрунтований вибір матеріалів для використання у радіоелектронних пристроях будь-якого призначення, тому їх визначення є актуальним як у разі зміни умов використання, так і при розробці нових матеріалів та метаматеріалів.

Традиційні методи вимірювання цих характеристик — резонаторний [1, 2] та спектроскопічний (на базі інтерферометрів Фабрі–Перо чи Маха–Цандера) [3, 4]. Ці методи засновані на реєстрації амплітудно-фазових змін, що виникають у вимірювальному тракті при внесенні в нього зразка матеріалу, параметри якого вимірюються. Такі методи дозволяють визначити дійсну частину діелектричної проникності плівок з відносною похибкою $\leq 0.01\%$, але для її уявної частини відносна похибка може становити до 100%, що неприйнятно для прецизійних вимірювань [3]. Найбільш жорсткі вимоги до точності вимірювання ϵ' і ϵ'' висуваються до матеріалів, що призначені для роботи у пристроях мікро- і наноелектроніки, які мають щільність розташування елементів $\sim 10^8 \dots 10^9 \text{ м}^{-3}$. За таких умов основним фактором, що впливає на стабільність роботи пристрою, стає тепловиділення елементів під дією електромагнітного поля, пропорційне величині ϵ'' . Це ж саме відноситься до матеріалів, з яких виготовляють активні елементи метаматеріалів (різноманітні стрічки, різні кільця та ін.). Якщо активний елемент має великий коефіцієнт поглинання у робочому діапазоні частот (наприклад, метал у терагерцовому, інфрачервоному чи оптичному діапазонах),

його розжарення електромагнітним полем призводить до теплового руйнування (розплавлення) діелектричної підкладки, на якій закріплені активні елементи, порушення періодичності їх розташування, що спричинює вихід із ладу всього пристрою. Для усунення цього недоліку було запропоновано виготовляти всі елементи метаматеріалів, включаючи активні елементи, із діелектриків [5]. Однак при цьому вибір матеріалів ускладнюється: поряд з малою величиною ϵ'' матеріал, призначений для використання у повністю діелектричних конструкціях, повинен мати велике значення ϵ' для забезпечення високого електродинамічного контрасту контактуючих діелектриків.

Останнім часом було розроблено декілька принципово інших методів (див., наприклад, [6–8]), які засновані на використанні поверхневого плазмонного резонансу (ППР) [9] і які потенційно можуть бути придатними для вимірювань діелектричної проникності діелектриків з малою оптичною товщиною, зокрема, слабопоглинаючих плівок. Відомо, що характерною особливістю ППР є його надзвичайна чутливість до стану поверхні, на якій він збуджується, завдяки чому ППР використовують для створення різноманітних сенсорів [10, 11], детекторів забруднень, виявлення дефектів структури поверхонь та контролю наявності на них сторонніх включень, плівок тощо. Згадані вище методи полягають у збудженні ППР на періодичній структурі (дифракційній решітці), створеній на поверхні провідного середовища, і реєстрації тих чи інших параметрів поверхневої хвилі, що виникає. Наприклад, згідно з методом [6], реєструють довжину вільного пробігу поверхневої електромагнітної хвилі (ПЕХ), визначають її фазову швидкість і комплексний показник заломлення за знайденими її характеристиками і визначають діелектричну проникність діелектрика шляхом розв'язання дисперсійного рівняння ПЕХ для напрямної структури, що включає поверх-

ню металу та діелектрик. Згідно з роботою [7] (див. також [10, 11]), для визначення оптичних характеристик діелектрика (об'ємного показника заломлення, товщини плівки та показника її заломлення) збудження ППР здійснюються за допомогою оптоволоконного датчика, чутливий елемент якого виготовляють шляхом видалення ділянки оболонки волокна та симетричного нанесення тонкого шару металу з великим коефіцієнтом відбиття на серцевину волокна. Джерело білого світла використовується для введення випромінювання певного діапазону в оптоволокно. Параметри плівки визначають шляхом вимірювання розподілу спектральної інтенсивності випромінювання.

Для вимірювання оптичних характеристик плівок згідно з методом, що викладений у роботі [8], дифракційну решітку освітлюють електромагнітним випромінюванням, збуджують ППР у будь-якому ненульовому порядку дифракції, реєструють інтенсивність випромінювання, дзеркально відбитого від решітки, вимірюють ширину та положення ППР у залежності від кута падіння для чистої решітки та решітки, вкритої шаром діелектрика, і визначають величини зсуву та розширення резонансу, які викликані нанесенням плівки на поверхню решітки. Зіставлення цих характеристик, що отримані експериментально, з відповідними характеристиками, отриманими шляхом теоретичних розрахунків, дозволяє знайти дійсну та уявну частини діелектричної проникності діелектрика.

Однак результати пробних вимірювань свідчать про те, що досягнута за методом [8] точність визначення діелектричної проникності, особливо її уявної частини, недостатня. У цій статті виконано аналіз основних похибок, які можуть виникати у вимірюваннях згаданим методом, і обговорюються шляхи їх зменшення чи усунення.

1. Основні похибки визначення оптичних характеристик діелектриків методом ППР

Насамперед зауважимо, що оскільки метод ППР передбачає порівняння експериментально виміряних і теоретично обчислених величин, то треба аналізувати похибки, які можуть виникати як у процесі експерименту, так і при теоретичних

розрахунках. Основними з джерел таких похибок, на нашу думку, можуть бути:

- а) помилки у відліку кутів падіння при реєстрації профілю кутового резонансу;
- б) невідповідність профілю решітки, використаної у попередніх експериментах, і профілю модельної решітки, використаної для розрахунків амплітуд дифрагованих хвиль;
- в) застосування приблизних методів для розрахунків амплітуд дифрагованих хвиль;
- г) використання даних профілю резонансу, наведеного у дзеркальному каналі, при резонансі у мінус першому порядку дифракції.

У цій статті проаналізовано похибки, що зазначені у пп. а) і б) наведеного переліку; інші похибки, у тому числі ті, що зазначені у пп. в) і г), будуть розглянуті у наступних публікаціях.

2. Похибки реєстрації профілю резонансної кривої

Визначення профілю резонансної кривої, на підставі якого знаходять основні параметри резонансу — його частоту чи резонансний кут падіння, виконують шляхом вимірювання інтенсивності резонансної хвилі залежно від частоти F або від кута θ падіння випромінювання на решітку. Для цього величини F , θ дискретно змінюють з кроком ΔF або $\Delta\theta$; мінімальне значення цих кроків визначає точність вимірювань. Для вибору параметра, в залежності від якого визначають профіль резонансної кривої, порівнюємо точність вимірювань кутовим і частотним методами. Для цього будемо виходити із виразу для частоти ковзної (релеївської) хвилі, частота $F_R^{(m)}$ якої відповідає співвідношенню [9, 12]:

$$F = F_R^{(m)} \equiv \frac{mc}{p[\text{sign}(m) - \sin\theta]}, \quad (1)$$

де p — період решітки; c — швидкість світла; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — порядок дифракції. Як впливає із (1), зміна частоти F на один крок ΔF відповідає зміні кута падіння на величину

$$\Delta\theta \approx \Delta F \frac{p(1 + \sin\theta)^2}{c \cdot \cos\theta}. \quad (2)$$

При параметрах $\theta \approx 20^\circ$, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\Delta F = 1$ МГц, характерних для проведених експериментів [8],

для мінус першого порядку дифракції ($m = -1$) величина $\Delta\theta$ становить $\approx 10^{-5}$ рад, або приблизно $2''$. Іншими словами, точність визначення профілю резонансної кривої при його реєстрації в залежності від частоти з кроком $\Delta F = 1$ МГц (яке не викликає труднощів) буде такою самою, як при реєстрації профілю у функції кута падіння з кроком його зміни $2''$, що на цей час є доволі непростю технічною задачею. Крім того, відлік і вимірювання частоти може здійснюватися автоматично, що спрощує процес вимірювань та пом'якшує вимоги до вимірювальної апаратури. Таким чином, для досягнення більш високої точності слід реєструвати ППР у функції частоти, яку можна змінювати відомими технічними засобами зі значно меншим кроком, ніж кут падіння.

Як було згадано вище, у процесі реєстрації ППР збуджена у резонансі поверхнева хвиля внаслідок дифракції на кромках решітки частково перетворюється на об'ємну і через інтерференцію з випромінюванням, що виникає при розсіянні на неоднорідностях поверхні, формує паразитне випромінювання, яке призводить до інтенсивного засвічування фотоприймача. Це явище суттєво заважає реєстрації резонансу, а іноді й унеможливує його [13]. Зазвичай такі труднощі реєстрації виникають при кутовому скануванні, у якому картина розподілу інтенсивностей хвиль є нестационарною [14]. З цього погляду, реєстрацію резонансу доцільно проводити, змінюючи частоту падаючого випромінювання, а приймач встановлювати і закріплювати на ділянці решітки, де паразитне випромінювання мінімальне. Для зменшення паразитного випромінювання, поряд з екрануванням вільних від випромінювання частин решітки, її поверхню на відстані декількох довжин хвиль від її кромки закривають поглинаючою вставкою (наприклад, сумішшю поглинаючого порошку з будь-якою сполучною речовиною).

Кутове сканування резонансу застосовують, якщо випромінювач працює на фіксованій частоті. Зокрема, це може бути лазерний випромінювач, і в цьому випадку точність визначення діелектричної проникності може навіть зрости за рахунок малої ширини лазерної лінії випромінювання. Це питання потребує подальшого вивчення.

3. Похибки через невідповідність профілів експериментальної і модельної решіток

Профіль решітки, на якій виникає ППР (глибина і конфігурація заглибин), є одним із основних чинників, що поряд із коефіцієнтом поглинання визначають форму резонансної кривої і, відповідно, основні параметри резонансу, необхідні для визначення діелектричної проникності. Це можна бачити, наприклад, із виразу (3) для амплітуди $H_r(F)$ резонансної дифрагованої хвилі мінус першого порядку дифракції (у цьому випадку $r = m = -1$). Надалі у цій статті будемо розглядати лише такий порядок дифракції. За цих умов для амплітуди $H_r(F)$ маємо [15, 16]:

$$H_r(F) = \frac{i(1+R)[1 - \sin\theta(\sin\theta - c/pF)]k\xi_r}{\beta_r(F) + \xi + \Gamma_r(F)} \times H^i(F), \quad (3)$$

де $H^i(F)$ — амплітуда падаючої хвилі (будемо вважати, що $H^i(F) = 1$); $R = (\cos\theta - \xi) / (\cos\theta + \xi)$ — френелівський коефіцієнт відбиття від плоскої поверхні; $\xi = \varepsilon^{-1/2}$ — поверхневий імпеданс; $k = (2\pi F / c)$ — хвильове число падаючої чи дифрагованої хвилі; $\beta_m = k_{mz} / k$ — безрозмірна z -компонента хвильового вектора дифрагованої хвилі m -го порядку дифракції:

$$\beta_m(F) = \left[1 - \left(\sin(\theta) + \frac{mc}{pF} \right)^2 \right]^{1/2}; \quad (4)$$

величина

$$\Gamma_r(M) = \sum_{m \neq r}^M \frac{[1 - (\sin\theta - c/pF)(\sin(\theta + mc/pF))]^2}{\beta_m(F) + \xi} \times |k\xi_{m+1}|^2 \quad (5)$$

визначає вплив перших M гармонік ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$) профілю решітки на амплітуди дифрагованих хвиль. Цей вплив є суттєвим, оскільки мала величина $\Gamma_r(M)$ разом з іншими малими величинами одного порядку, які відповідають за положення резонансу ($\beta_m(F)$) і його ширину (ξ), знаходяться у знаменнику виразу (3) для амплітуди резонансного поля.

Слід зазначити, що модельний профіль заглибин решітки, з урахуванням якого виконують розрахунки амплітуд дифрагованих хвиль (у вимірюваннях методом ППР), зазвичай не збігається із реальним профілем решіток, що використовують в експериментах. Такі невідповідності можуть бути доволі значними і суттєво впливають на точність вимірювань діелектричної проникності. Покажемо це на прикладі трьох решіток, які мають однаковий період, ширину та глибину штрихів, створені на поверхні пластин з однакового матеріалу (InSb), проте мають заглибини різного профілю — напівеліптичного, гармонічного чи прямокутного.

Спочатку обчислимо величину $\Gamma_r(M)$ для решітки, профіль заглибин $\zeta(x)$ якої апроксимується напівеліпсами (рис. 1), тобто на періоді $-p/2 \leq x \leq p/2$

$$\zeta_{elp}(x) = -\frac{\pi wb}{4p} + \begin{cases} b\sqrt{1-(2x/w)^2}, & w/2 > x > -w/2, \\ 0, & w/2 < x < -w/2, \end{cases} \quad (6)$$

а геометричні розміри заглибин (період p , ширина w і глибина b) вказані у підпису до рис. 1. Стала складова у розкладенні (6) обумовлена тим, що початок координат пов'язано із нульовим середнім рівнем профілю решітки. Згадану решітку було виготовлено шляхом фотолітографії і травлення пластини InSb. Таку решітку було використано в проведених нами раніше експериментах — див. роботу [17], у якій, на відміну від запропонованої роботи, розглянуто зміни у профілі дзеркально відбитого випромінювання при збудженні поверхневого резонансу в мінус першому порядку дифракції. Коефіцієнти Фур'є

$$\zeta(m) = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} dx \zeta(x) \exp(imgx)$$

розкладення профілю (6) напівеліптичної решітки мають вигляд

$$\zeta_{elp}(m) = \frac{b}{2|m|} J_1\left(\frac{\pi|m|w}{p}\right), \quad \zeta_{elp}(0) = 0, \quad (7)$$

де $J_1(u)$ — функція Бесселя першого порядку; m — номер гармоніки. Обчисливши спектр амплітуд (7) профілю, на підставі рівняння (5) зна-

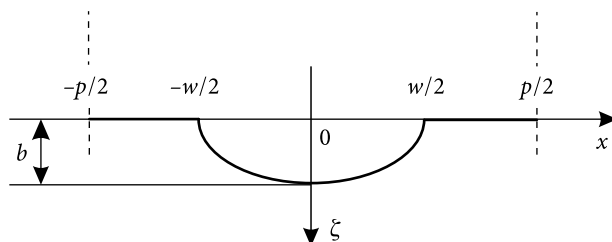


Рис. 1. Профіль решітки з заглибинами у формі напівеліпсів [17] ($p = 254$ мкм, $w = 143$ мкм, $b = 24$ мкм — період, ширина і глибина штрихів відповідно; $b, w/2$ — напівосі еліпса)

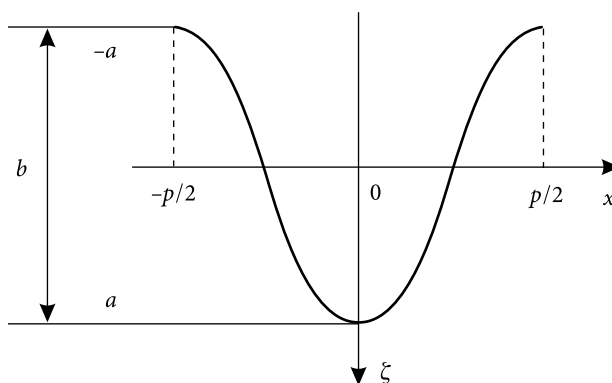


Рис. 2. Гармонічний профіль решітки (a — амплітуда заглибини, $w = p$; інші позначення див. на рис. 1)

ходимо, що параметр $\Gamma_r(M)$ для напівеліптичної решітки становить $\Gamma_{elp}(M) = 0.031 - i0.024$. (Тут і далі для ідентифікації окремих параметрів, що відносяться до напівеліптичної, гармонічної чи прямокутної решіток, будемо використовувати відповідні індекси.)

Для порівняння знайдемо також величини $\Gamma_r(M)$ для двох модельних решіток — з гармонічним (harmonic) та прямокутним (rectangular) профілями. Технологічні можливості створення таких решіток на поверхні InSb в цій роботі не розглядаються.

Спочатку знайдемо величину $\Gamma_r(M)$, вважаючи, що профіль решітки є гармонічним: $\zeta_{hrm}(x) = a \cos(gx)$, де $g = 2\pi/p$ — вектор оберненої решітки (див. рис. 2), тобто

$$\zeta_{hrm}(x) = \begin{cases} a \cos(2\pi x / p), & p/2 > x > -p/2, \\ 0, & -p/2 > x > p/2. \end{cases} \quad (8)$$

Розкладаючи (8) у ряд Фур'є,

$$\zeta(x) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \zeta(m) \exp(imgx),$$

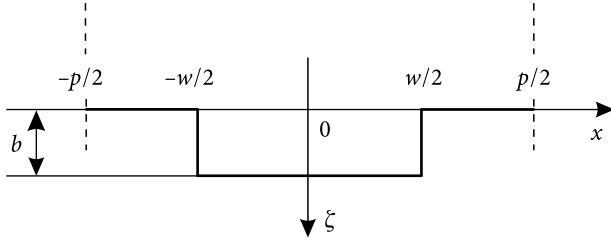


Рис. 3. Решітка з прямокутним профілем заглибин. Позначення див. на рис. 1

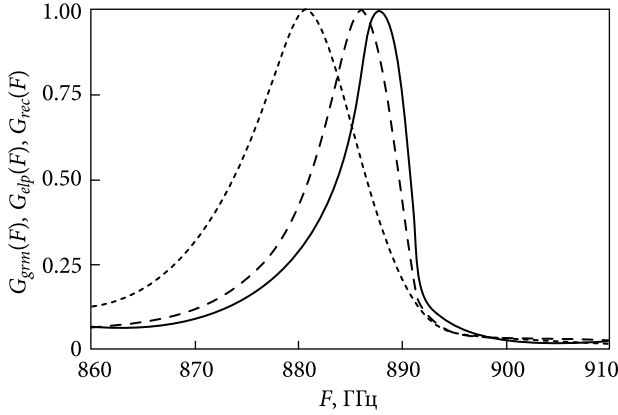


Рис. 4. Плазмонний резонанс на гармонічній, напівеліптичній і прямокутній решітках (суцільна, пунктирна і штрихова лінії відповідно). Обчислено для періоду решіток $p = 254$ мкм, ширини заглибин $w = 143$ мкм і глибини $b = 24$ мкм

знайдемо коефіцієнти цього ряду:

$$\zeta_{hrm}(m) = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} dx \zeta_{hrm}(x) \exp(-imgx),$$

$$\zeta_{hrm}(-m) = \zeta_{hrm}^*(m). \quad (9)$$

Із рівнянь (8), (9) випливає, що спектр Фур'є гармонічної решітки складається лише з двох компонентів — першого та мінус першого елементів ряду (9); їх амплітуди становлять $\zeta(1) \sim (a/2)\delta(m-1)$ та $\zeta(-1) \sim (a^*/2)\delta(m+1)$ відповідно ($\delta(m \pm 1)$ — δ -функції), що дає змогу знайти величину $\Gamma_r(M)$ для гармонічної решітки. У результаті отримуємо: $\Gamma_{hrm}(M) = 0.035 - i7.392 \cdot 10^{-4}$.

Знайдемо тепер величину $\Gamma_r(M)$ для прямокутного профілю решітки (рис. 3), який описується виразом

$$\zeta(x) = \begin{cases} b, & |x| < w/2, \\ 0, & w/2 < |x| < p/2. \end{cases} \quad (10)$$

Розкладаючи (10) у ряд Фур'є, знайдемо коефіцієнти $\zeta(m)$ цього ряду:

$$\zeta_{rec}(m) = \frac{b \sin(\pi m w / p)}{\pi m}, \quad \zeta_{rec}(0) = \frac{bw}{p}. \quad (11)$$

Шляхом безпосередніх обчислень можна переконатися в тому, що ряд (11) є знакозмінним і збігається досить повільно, тому для отримання попередніх оцінок величини $\Gamma_{rec}(M)$ для прямокутної решітки утримано перші 20 складових цього ряду ($M=20$). У результаті знайдено, що для прямокутної решітки $\Gamma_{rec}(M) = 0.036 - i0.074$.

З урахуванням знайдених параметрів $\Gamma_r(M)$ для розглянутих решіток на підставі виразу (3) для амплітуд резонансних хвиль можна знайти нормовані інтенсивності резонансних хвиль

$$G_{hrm}(F) = |H_{hrm}(\Gamma_{hrm}, F)|^2 / |H_{hrm}(\Gamma_{hrm}, F)|_{\max}^2,$$

$$G_{elp}(F) = |H_{elp}(\Gamma_{elp}, F)|^2 / |H_{elp}(\Gamma_{elp}, F)|_{\max}^2,$$

$$G_{rec}(F) = |H_{rec}(\Gamma_{rec}, F)|^2 / |H_{rec}(\Gamma_{rec}, F)|_{\max}^2,$$

які збуджуються на решітках InSb з гармонічним, напівеліптичним і прямокутним профілями заглибин відповідно. Нормування здійснювалося відносно максимального значення інтенсивності, яке відповідає резонансній частоті для відповідної решітки.

Ширина резонансу для усіх решіток вимірялася безпосередньо за графіками згаданих залежностей (рис. 4). Знайдено, що ширина ППР становить 7 ГГц для гармонічної решітки (суцільна крива), 9 ГГц — для напівеліптичної решітки (пунктирна крива) і 13.5 ГГц — для прямокутної решітки (штрихова крива). На частоті $F \approx 880$ ГГц, для якої проводилися розрахунки, це відповідає добротності $Q_{grm} \approx 120$, $Q_{elp} \approx 92$ і $Q_{rec} \approx 65$.

Як можна бачити з наведених результатів, найбільша добротність ППР досягається при його збудженні на решітках, профіль яких є пологим ($|g\zeta| \ll 1$), не має значних перепадів і гострих кутів.

Прикладом таких решіток можуть слугувати розглянуті решітки з напівеліптичним і гармонічним профілем. Підвищення добротності ППР, особливо у разі використання гармонічної решітки, викликає збільшення чутливості резо-

нансу за умови наявності на поверхні решітки плівки, параметри якої потрібно виміряти, що забезпечує підвищення точності вимірювань.

Висновки

Перехід до реєстрації параметрів поверхневого резонансу залежно від частоти падаючого випро-

мінювання потенційно може привести до підвищення точності вимірювань діелектричної проникності діелектриків методом ППР. Крім того, підвищенню точності вимірювань сприяє збудження поверхневого резонансу на решітці, профіль заглибин якої є максимально наближеним до гармонічного.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Егоров В.Н. Резонансные методы исследования диэлектриков на СВЧ (обзор). *Приборы и техника эксперимента*. 2007. № 2. С. 5–38.
2. 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.
3. 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.
4. Власов С.Н., Паршин В.В., Серов Е.А. Методы исследования тонких диэлектрических пленок в миллиметровом диапазоне. *Журн. техн. физики*. 2010. Т. 80, № 12. С. 73–79.
5. Fan W., Yan B., Wang Z., and Wu L. Three-dimensional all-dielectric metamaterial solid immersion lens. *Sci. Adv.* 2016, Vol. 2, Iss. 8. DOI: 10.1126/sciadv.1600901
6. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. A way to determine the permittivity of metallized surfaces at terahertz frequencies. *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98. 171912.
7. Jorgenson R.C., Yee S.S. A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 1993. Vol. 12, Iss. 3. P. 213–220.
8. Литвиненко Л.М., Мищенко В.В., Борцов В.В., Лисаченко В.М., Поликарпов О.В., Гавриков В.К., Спевак И.С., Кац О.В. Метод визначення діелектричної проникності діелектриків у мм та субмм діапазонах довжин хвиль на підставі вимірювання параметрів плазмон-поляритонного резонансу. *Радиофизика і радіоастрономія*. 2020, Т. 25, № 3. С. 231–239.
9. Maier S.A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York: Springer US, 2007. 24 p.
10. Vukusic P.S., Bryan-Brown G.P., Sambles J.R. Surface plasmon resonance on gratings as a novel means for gas sensing. *Sensors and Actuators B: Chemical*. 1992. Vol. 8, Iss.2. P. 155–160. DOI: 10.1016/0925-4005(92)80173-U
11. *Surface Plasmon Resonance Based Sensors*. Vol. 4. Edited by J. Homola. Springer, Berlin, 2006.
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. Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К. Исследование дифракции поверхностных плазмон-поляритонов на прямоугольном крае границы металл-диэлектрик в терагерцовом диапазоне. *Вестник НГУ, Серия: Физика*. 2013. Т. 8, вып. 1. С. 6–15.
14. Zon V.B. Reflection, refraction, and transformation into photons of surface plasmons on a metal wedge. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2007. Vol. 24, Iss. 8. P. 1960–1967.
15. Kats A.V., and Spevak I.S. Analytical theory of resonance diffraction and transformation of light polarization. *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 65, Iss. 19. 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, Iss. 8. P. 698–702. DOI: 10.1063/1.4960497
17. Спевак И.С., Тимченко М.А., Гавриков В.К., Каменев 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 ТГц диапазоне. *Радиофизика и радиоастрономія*. 2013. Т. 18, № 4. С. 341–348.

Стаття надійшла 22.11.2022

REFERENCES

1. Egorov, V.N., 2007. Resonance methods for microwave studies of dielectrics (Review). *Instrum. Exp. Tech.*, **50**(2), pp. 143–175.
2. 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*, **1**, pp. 34–39 (in Russian).
3. Kuznetsov, S.A., Astafev, M.A., Lazorsky, P.A., Sklyarov, V.F., Lonshakov, Ye.A., and Arzhannikov, A.V., 2014. Spectral measurements of dielectric properties of polypropylene films in the subterahertz frequency range. *Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Ser. Fizika*, **9**(4), pp. 15–38 (in Russian).
4. Vlasov, S.N., Parshin, V.V., and Serov, E.A., 2010. Methods for investigating thin dielectric films in the millimeter range. *Tech. Phys.*, **55**(12), pp. 1781–1787. DOI: 10.1134/S1063784210120121

5. Fan, W., Yan, B., Wang, Z., and Wu, L., 2016. Three-dimensional all-dielectric metamaterial solid immersion lens. *Sci. Adv.*, **2**(8). DOI: 10.1126/sciadv.1600901
6. Gerasimov, V.V., Knyasev, B.A., Nikitin, A.K., Zhizhin, G.N., 2011. A way to determine the permittivity of metallized surfaces at terahertz frequencies, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 171912.
7. Jorgenson, R.C., Yee, S.S., 1993. A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance. *Sensors and Actuators B: Chemical.*, **12**(3), pp. 213–220.
8. Lytvynenko, L.N., Myshenko, V.V., Bortsov, V.V., Lisachenko, V.M., Polikarpov, O.V., Gavrikov, V.K., and Spevak, I.S., 2020. The method of determining the dielectric relative permittivity in the mm and submm wavelength ranges based on the measuring of the plasmon-polaritons resonance parameters. *Radio Phys. Radio Astron.*, **25**(3), pp. 231–239 (in Russian).
9. Maier, M., 2007. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York: Springer US.
10. Vukusic, P.S., Bryan-Brown, G.P., Sambles, J.R., 1992. Surface plasmon resonance on gratings as a novel means for gas sensing. *Sensors and Actuators B: Chemical.*, **8**(2), pp. 155–160. DOI: 10.1016/0925-4005(92)80173-U
11. Homola, J. ed., 2006. *Surface Plasmon Resonance Based Sensors*. Vol. 4. Springer, Berlin, 2006.
12. Agranovich, V.M., and Mills, D.L. eds., 1985. *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces*. Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
13. Gerasimov, V.V., Knyasev, B.A., Nikitin, A.K., 2013. Study of diffraction of surface plasmon-polaritons on the rectangular edge of the metal-dielectric boundary in the terahertz range. *NSU Bulletin, Series: Physics*, **8**(1), pp. 6–15.
14. Zon, V.B., 2007. Reflection, refraction, and transformation into photons of surface plasmons on a metal wedge. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **24**(8), pp. 1960–1967.
15. Kats, A.V., and Spevak, I.S., 2002. Analytical theory of resonance diffraction and transformation of light polarization. *Phys. Rev. B.*, **65**(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., 2016. Surface plasmon-polariton resonance at diffraction of THz radiation semiconductor gratings. *Low Temp. Phys.*, **42**(8), pp. 698–702. DOI: 10.1063/1.4960497
17. Spevak, I.S., Tymchenko, M.A., Gavrikov, V.K., Shulga, V.M., Feng, J., Sun H.B., Kamenev, Yu.E., and Kats, A.V., 2013. Influence of the optical properties of the semiconductor and the profile parameters of the periodic surface on the structure of the plasmon-polariton resonance in the THz range. *Radio Phys. Radio Astron.*, **18**(4), pp. 341–348 (in Russian).

Received 22.11.2022

V.K. Gavrikov¹, L.M. Lytvynenko¹, V.V. Myshenko¹,
O.V. Polikarpov¹, A.M. Korolev¹, D.L. Chechotkin¹, I.S. Spevak²

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

²O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine
12, Acad. Proskury St., Kharkiv, 61085, Ukraine

WAYS FOR REDUCING THE ERRORS OF DIELECTRIC CONSTANT MEASUREMENTS AT MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVELENGTHS WITHIN THE SURFACE PLASMON RESONANCE TECHNIQUE AS APPLIED TO WEAKLY ABSORBENT DIELECTRICS

Subject and Purpose. The sources of errors are identified that may arise in the course of terahertz-range measurements of the dielectric constant of weakly absorbent dielectrics, if performed within the surface plasmon resonance (SPR) technique. Possible ways are analyzed for reducing or fully eliminating such errors.

Methods and Methodology. Specific details of applying the SPR method for dielectric constant measurements have been analyzed, with the aim of identifying the major factors that particularly affect the measurement accuracy.

Results. It has been noted that in order to reduce the level of backlight interference (which may lead to blinding the receiver), it is expedient to make surface resonance records via frequency scanning. In that case the impact of the interference signal nonstationarity arising from the partial conversion of the surface wave energy into that of the volume wave, which occurs at the grating edges, is markedly lower than in the case of angular scanning. A mathematical expression has been derived which suggests a relation between scanning step sizes in angle and in frequency (for the angular and frequency scanning, respectively). As has been shown, a better measurement accuracy is achievable if the SPR is recorded as a function of frequency. Indeed, the frequency can be varied, with the use of familiar technologies, in steps of a much smaller size than such adopted for angular scanning. Errors in the above measurements can also arise if the resonance is excited on a grating whose Fourier spectrum contains many high-frequency components which carry a noticeable portion of the diffracted radiation energy. These energy losses can be greatly reduced if the SPR is excited on a grating whose profile involves the lowest number of spatial Fourier harmonics.

Conclusions. The method suggested allows a significant reduction in the level of errors of the dielectric constant measurements in weakly absorbing dielectrics if the surface plasmon resonance effects are registered in dependence on the incident frequency, while the SPR is excited at a diffraction grating whose troughs-and-peaks profile is close to harmonical.

Keywords: dielectric constant measurements, electromagnetic radiation, diffraction, surface plasmon resonance.