

В.Ю. МАЛИШЕВ, І.В. ЗАВИСЛЯК, Г.А. МЕЛКОВ, М.О. ПОПОВ,
О.В. ПРОКОПЕНКО

Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська 64/13, Київ 01601, Україна)

МІКРОХВИЛЬОВІ МАГНОН–ПЛАЗМОН–ПОЛЯРИТОНІ В СТРУКТУРІ ФЕРОМАГНІТНИЙ МЕТАЛ–ЕКРАНОВАНИЙ ДІЕЛЕКТРИК

УДК 537.6/.8

Теоретично проаналізовано можливість існування поверхневих магнон–плазмон–поляритонів (ПМПП) – зв'язаних мікрохвильових коливань намагніченості, електронної густини та електромагнітного поля – в структурі реальний феромагнітний метал–діелектрик–ідеальний немагнітний метал. Розроблена теорія передбачає, що ефективно утворення ПМПП можливе лише за певних значень зовнішнього сталого магнітного поля і має супроводжуватися зсувом власної частоти резонансних плазмон–поляритонних систем. Теоретична оцінка величини цього зсуву для ПМПП в структурі резонатор поверхневої електромагнітної хвилі, виготовлений з пермалою, – вакуум–ідеальний метал сягає приблизно ± 45 МГц для резонатора з власною частотою 10 ГГц, чого має бути достатньо для експериментального спостереження вказаного ефекту.

Ключові слова: магнон, плазмон, поляритон, феромагнітний метал, резонатор поверхневої електромагнітної хвилі, мікрохвильовий діапазон.

1. Передмова

Активні дослідження магнітних і спин-залежних явищ у твердих тілах розпочались приблизно 60–70 років тому і до сих пір продовжують залишатись одним з найбільш актуальних і перспективних напрямів досліджень в сучасній фізиці. Значний внесок у розвиток цієї галузі зробив член-кореспондент НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор Сергій Михайлович Рябченко. Наукові роботи Сергія Михайловича, які вже давно стали класичними (наприклад, див. [1]), присвячені вивченню спин-залежних ефектів і магнітних резонансів у твердих тілах, магнітних властивостей надпровідників, магнітних матеріалів і наноструктур, дослідженню магнітооптичних ефектів, тощо.

Користуючись нагодою, автори щиро вітають Сергія Михайловича із 80-річчям, висловлюють слова подяки за його активну підтримку і спів-

працю впродовж багатьох років, і бажають йому міцного здоров'я, ще більших творчих успіхів і нових талановитих учнів.

Вчений з широким колом наукових інтересів, Сергій Михайлович завжди цікавився новітніми тенденціями в науці та намагався їх впровадити на практиці. Спираючись на той самий принцип, автори статті сподіваються, що дана робота, яка лежить на стику трьох областей фізики – радіофізики, магнетизму та плазмоніки і відповідає сучасним міждисциплінарним підходам до розгляду електродинамічних властивостей металеводіелектричних шаруватих структур, буде цікавою широкому колу читачів.

2. Вступ

Існування поверхневих електромагнітних хвиль (ПЕХ) було теоретично передбачено А. Зоммерфельдом [2] і Дж. Ценнеком [3] у кінці XIX – на початку XX століття. З того моменту, протягом більше ніж 100 років, властивості ПЕХ, а також пов'язаних з ними квазічастинок – поверхневих поляри-

© В.Ю. МАЛИШЕВ, І.В. ЗАВИСЛЯК, Г.А. МЕЛКОВ,
М.О. ПОПОВ, О.В. ПРОКОПЕНКО, 2020

тонів, вивчалися як теоретично, так і експериментально у різних діапазонах електромагнітного спектра, починаючи від радіодіапазону і закінчуючи оптичним діапазоном [4, 5]. Згодом ці дослідження призвели до створення мікрохвильового резонатора поверхневої електромагнітної хвилі (РПЕХ) [6, 7], який виявився зручною системою для розробки різноманітних надпровідних пристроїв з переходами Джозефсона [8–11] (див. також нещодавній огляди [12, 13]).

Суттєвим поштовхом до активізації досліджень ПЕХ виявилось теоретичне передбачення поверхневих плазмонів [14] – квазічастинок, що описують колективні коливання електронної густини поблизу від границі провідного середовища. Було встановлено, що електромагнітне поле ПЕХ, що діє на поверхню провідника, може породжувати на цій поверхні поверхневі плазмони, а ті, в свою чергу, можуть збуджувати поверхневі поляритони [4, 5, 15–17]. Для опису цих процесів були введені нові квазічастинки – поверхневі плазмон-поляритони (ППП) [5, 15–17].

Вивчення різноманітних систем з ППП протягом останніх 60 років привело до появи такої нової галузі науки і техніки, як плазмоніка [5, 15–21]. На сьогоднішній день дослідження властивостей ППП є однією з актуальних задач сучасної фізики [18–21], що, зокрема, зумовлено тим, що ППП мають значні перспективи використання в системах зв'язку, медицині, сенсоріці, для вимірювання електрофізичних параметрів матеріалів, розвитку нанотехнологій тощо [5, 15–21].

Властивості ППП на межі поділу немагнітний провідник-немагнітний діелектрик детально розглянуті в багатьох статтях, підручниках і монографіях [4, 5, 16–20]. У той самий час аналогічні дослідження ППП для магнітних середовищ є достатньо фрагментарними, або тільки починаються, хоча такі системи є досить цікавими завдяки можливості суттєво впливати на властивості ПЕХ/ППП, що існують на межі поділу середовищ, за допомогою магнітних полів. Серед цікавих робіт у цій області плазмоніки доцільно вказати на дослідження ППП у структурах зі штучним “лівим” середовищем [22, 23], гетероструктурах графен/антиферомагнетик [24] і на поверхні антиферомагнетиків MgF_2 та FeF_2 [25], дослідження ППП у багатоповітряних магнітних структурах [21, 26, 27], шаруватих метаматеріалах [28] тощо. Також необ-

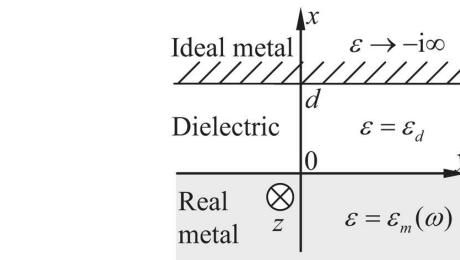


Рис. 1. Тришарова структура реальний метал–немагнітний діелектрик–ідеальний метал. ε – відносна діелектрична проникність середовища: $\varepsilon = \varepsilon_m(\omega)$ для реального металу, $\varepsilon = \varepsilon_d$ для діелектрика, $\varepsilon \rightarrow -i\infty$ для ідеального металу ($i = \sqrt{-1}$)

хідно згадати роботу [29], де вивчався спектр квазічастинок тонкого феритового шару, розташованого на поверхні металу.

Наскільки нам відомо, вивчення властивостей ППП у структурі *реальний феромагнітний метал–немагнітний діелектрик–ідеальний метал* (рис. 1) раніше детально не проводилось. Зокрема, для подібних тришарових структур не враховувалося існування магнонів всередині реального металу. Тому метою даної роботи є розробка теорії ППП для тришарової структури реальний феромагнітний метал–немагнітний діелектрик–ідеальний метал, що враховує наявність магнонів у феромагнетикі. Як буде показано нижче, в таких структурах можливе виникнення зв'язаних коливань намагніченості феромагнітного металу, його електронної густини та електромагнітного поля ПЕХ на границі металу, які можна пов'язати із появою нових квазічастинок – поверхневих магнон-плазмон-поляритонів (ПМППП).

Теоретичний аналіз властивостей мікрохвильових ППП у структурі реальний феромагнітний метал–немагнітний діелектрик–ідеальний метал (металевий екран), поперечний переріз якої зображено на рис. 1, буде проведено в два етапи. Спочатку у розд. 3 розв'язується спрощена задача про ППП у необмеженій у площині yz хвильовідній структурі реальний немагнітний метал–немагнітний діелектрик–ідеальний метал. Далі, у розд. 4, використовуючи теорію збурень, розраховується зсув власної частоти ППП за рахунок взаємодії магнонів і ППП для вказаної хвильовідної структури скінчених розмірів у площині yz (резонатора ППП). Аналіз отриманих результатів проводиться на прикладі РПЕХ, виготовленого з

пермалою, що має резонансну частоту основної моди коливань 10 ГГц.

3. Поверхневі плазмон-поляритони у хвилеводній структурі реальний метал-екранований діелектрик

На рис. 1 зображено поперечний переріз хвилеводної структури реальний метал – екранований діелектрик, що досліджується. Реальний метал з комплексною відносною діелектричною проникністю $\varepsilon = \varepsilon_m(\omega) = \varepsilon'_m(\omega) - i\varepsilon''_m(\omega)$ займає півпростір $x \leq 0$, а екран з ідеального металу, що має відносну діелектричну проникність $\varepsilon \rightarrow -i\infty$, – півпростір $x \geq d$ (тут ω – циклічна частота електромагнітного поля, $i = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця). Між реальним металом та ідеально провідним металевим екраном знаходиться шар діелектрика з комплексною відносною діелектричною проникністю $\varepsilon = \varepsilon_d = \varepsilon'_d - i\varepsilon''_d$ і товщиною d . Вважається, що металеві шари та шар діелектрика є необмеженими у площині yz , а відносні магнітні проникності усіх середовищ дорівнюють одиниці.

Припустимо, що в хвилеводній структурі реальний метал – екранований діелектрик ППП рухаються в напрямку $+z$ і мають поздовжнє хвильове число β та однорідний розподіл електромагнітного поля по осі y . Залежність електричного \mathbf{E} та магнітного \mathbf{H} полів ППП від часу t і поздовжньої координати z виберемо у вигляді $e^{i(\omega t - \beta z)}$, де $\omega = 2\pi f$ – циклічна частота електромагнітного поля. Для визначення \mathbf{E} , \mathbf{H} введемо електричний вектор Герца $\mathbf{\Phi} = \{0, 0, \Phi_z\}$ з єдиною ненульовою компонентою $\Phi_z = \Phi(x) e^{i(\omega t - \beta z)}$ і скористаємося відомими співвідношеннями [30]: $\mathbf{E} = \text{rot rot } \mathbf{\Phi}$, $\mathbf{H} = i\omega\varepsilon_0 \text{rot } \mathbf{\Phi}$, в яких враховано, що вектор $\mathbf{\Phi}$ є розв'язком рівняння $\Delta \mathbf{\Phi} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{\Phi} = 0$, $k_0 = \omega/c$, c – швидкість світла у вакуумі, ε_0 – електрична стала.

Мембранну функцію $\Phi(x)$ зручно представити у вигляді:

$$\Phi(x) = \begin{cases} A e^{\alpha x}, & x \leq 0, \\ B \sinh[\tau(d-x)], & 0 \leq x \leq d, \end{cases} \quad (1)$$

де α і τ – поперечні хвильові числа (в загальному випадку – комплексні), A і B – амплітуди хвиль в реальному металі та діелектрику відповідно. При такій формі запису $\Phi(x)$ поле ППП всередині реального металу є згасаючим (що є типовим для ППП [4, 5, 16–18]), а тангенціальні складові поля

\mathbf{E} на поверхні ідеального металевого екрану (при $x = d$) автоматично обертаються на нуль.

Враховуючи (1), можна одержати вирази для всіх ненульових компонент електромагнітного поля:

- у реальному металі ($x \leq 0$):

$$E_x = -i\alpha\beta A e^{\alpha x} e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2a)$$

$$E_z = -\alpha^2 A e^{\alpha x} e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2b)$$

$$H_y = -i\omega\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_0\alpha A e^{\alpha x} e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2c)$$

- у діелектрику ($0 \leq x \leq d$):

$$E_x = i\beta\tau B \cosh[\tau(d-x)] e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2d)$$

$$E_z = -\tau^2 B \sinh[\tau(d-x)] e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (2e)$$

$$H_y = i\omega\varepsilon_d\varepsilon_0\tau B \cosh[\tau(d-x)] e^{i(\omega t - \beta z)}. \quad (2f)$$

З умов неперервності тангенціальних компонент полів E_z , H_y на межі поділу реальний метал-діелектрик при $x = 0$ та співвідношення $\beta^2 = k_0^2\varepsilon_m(\omega) + \alpha^2 = k_0^2\varepsilon_d + \tau^2$ можна одержати систему рівнянь для знаходження комплексних хвильових чисел $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ і $\tau = \tau' + i\tau''$:

$$\begin{cases} \tau \tanh(\tau d) = -\alpha \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m(\omega)}, \\ \alpha^2 - \tau^2 = k_0^2(\varepsilon_d - \varepsilon_m(\omega)). \end{cases} \quad (3)$$

З граничних умов при $x = 0$ також впливає, що амплітуди хвиль A та B пов'язані між собою співвідношенням:

$$B = A \left(\frac{\varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_d} \right)^2 \frac{\sinh(\tau d)}{\cosh^2(\tau d)}. \quad (4)$$

У загальному випадку точний розв'язок системи (3) можна одержати лише за допомогою числових методів. Проте для неекранованої структури ($d \rightarrow \infty$) розв'язком системи (3) є відомі співвідношення для ППП на межі метал-діелектрик [4, 5, 16–18]:

$$\alpha = k_0 \sqrt{\frac{-\varepsilon_m^2(\omega)}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d}}, \quad \tau = k_0 \sqrt{\frac{-\varepsilon_d^2}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d}}. \quad (5)$$

У випадку екранованої структури ($d < \infty$) для існування ППП необхідно, щоб дійсна та уявна частини комплексної діелектричної проникності металу були такими, щоб забезпечувалася просторова локалізація електромагнітного поля ППП на поверхні реального металу. Для ілюстрації цього положення розглянемо залежності величини α'/α''

від ε'_m при різних значеннях ε''_m , зображені на рис. 2. Криві, наведені на рис. 2, є результатом числового розв'язання системи рівнянь (3) для випадку $\varepsilon_d = 1$ (повітря), $d = 5$ мм, $\omega/2\pi = 10$ ГГц. Оскільки вираз α'/α'' з точністю до множника дорівнює величині Λ/δ , тобто відношенню просторового періоду осциляцій поля в металі Λ до характерної глибини проникнення електромагнітного поля в метал (товщини скін-шару) δ , він досить добре характеризує поведінку ППП поблизу межі поділу метал-діелектрик. При $\Lambda/\delta \gg 1$ (тобто величині $\delta \ll \Lambda$), електромагнітне поле ППП є сильно локалізованим поблизу поверхні реального металу, а при $\Lambda/\delta \ll 1$ (тобто $\delta \gg \Lambda$) має місце проникнення електромагнітного поля вглиб реального металу з повільним згасанням амплітуди поля. Як видно з рис. 2, при $\varepsilon'_m < 0$ відношення Λ/δ , перевищує 1 при довільних ε''_m , тобто електромагнітна хвиля на межі реальний метал-діелектрик, дійсно, є поверхневою. При цьому при збільшенні абсолютного значення ε'_m , а також при зменшенні ε''_m , ступінь локалізації поля зростає.

Відзначимо також важливий момент: у випадку $\varepsilon''_m \gg |\varepsilon'_m|$, відношення $\Lambda/\delta \rightarrow 1$, незалежно від знака ε'_m . Таким чином, умова $\varepsilon'_m < 0$, типова для ППП оптичного діапазону [4, 5, 16–18], є, строго кажучи, лише достатньою умовою локалізації електромагнітного поля ППП на поверхні реального металу. У протилежному випадку, $\varepsilon'_m > 0$, хвиля теж може бути поверхневою, якщо виконується додаткова умова $\varepsilon''_m \gg |\varepsilon'_m|$. На оптичних частотах співвідношення $\varepsilon''_m \gg |\varepsilon'_m|$ не реалізується, тому в цьому випадку $\varepsilon'_m < 0$ є необхідною і достатньою умовою існування ППП. Проте у розглянутому в даній роботі мікрохвильовому діапазоні, в реальних металах, що описуються моделлю Друде, має місце саме співвідношення $\varepsilon''_m \gg |\varepsilon'_m|$.

Крім того, ще зауважимо, що з (3) та (5) випливає такий важливий факт. У неекранованій структурі ($d \rightarrow \infty$) електромагнітне поле хвилі ззовні реального металу (при $x \geq 0$) змінюється достатньо слабо, а глибина проникнення поля в діелектрик у мікрохвильовому діапазоні може сягати $1/\tau' \sim 10\text{--}100$ м. Наявність же ідеального металевого екрану суттєво посилює локалізацію електромагнітного поля ППП на поверхні реального металу ($1/\tau' \sim d$). Таким чином, для практичного застосування мікрохвильових систем з ППП їх доцільно екранувати, причому змінюючи відстань d

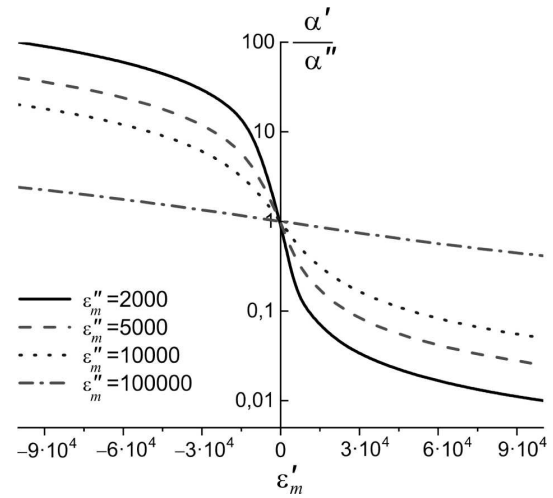


Рис. 2. Залежність α'/α'' від ε'_m , розрахована, виходячи з числового розв'язку системи рівнянь (3), для різних значень ε''_m . Розрахунок проведено для випадку $\varepsilon_d = 1$, $d = 5$ мм, $\omega/2\pi = 10$ ГГц

між реальним металом та екраном можна суттєво впливати на локалізацію електромагнітного поля ППП на поверхні реального металу.

Відповідно до відомої моделі Друде відносна діелектрична проникність реального металу $\varepsilon_m(\omega)$ може бути записана у вигляді [5, 16, 17, 19, 31]:

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} = \varepsilon'_m(\omega) - i\varepsilon''_m(\omega), \quad (6a)$$

$$\varepsilon'_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2}, \quad (6b)$$

$$\varepsilon''_m(\omega) = \frac{\omega_p^2\Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)}, \quad (6c)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad \Gamma = \frac{ne^2}{\sigma m_e}, \quad (6d)$$

де ω_p – циклічна плазмова частота електронного газу в провідному середовищі з концентрацією електронів n і питомою провідністю σ , Γ – частота зіткнень електронів у плазмі, e – елементарний електричний заряд, m_e – маса електрона.

Важливим питанням є коректність опису ППП на границі реального металу з відносною діелектричною проникністю $\varepsilon_m(\omega)$ за допомогою (6) у мікрохвильовому діапазоні (зазвичай, формули (6) використовуються для опису властивостей металів у терагерцовому, інфрачервоному та оптичному діапазонах [4, 5, 16, 17, 19, 31]). Модель Друде (6) є

наближеною і добре описує поведінку металів лише в області достатньо високих частот ($\gtrsim 10^{-2}\Gamma$) [5, 16, 17, 19]. У той самий час при $\omega \rightarrow 0$ з (6) слідує $\varepsilon_m''(\omega) \rightarrow \infty$, що свідчить про неточність моделі. Хоча існують більш точні моделі, що коректно описують поведінку $\varepsilon_m(\omega)$, наприклад, квантова модель Ліндхарда [32], далі будемо користуватись тільки моделлю Друде, проте зробимо оцінку для мінімальної частоти електромагнітного поля ω_{\min} , за якої використання формул (6) ще є коректним.

Очевидно, що умова $\varepsilon_m'(\omega) = 0$ відповідає випадку, коли частота електромагнітного поля ω збігається з власною частотою одного з резонансів, що існують в реальному металі, оскільки наявність такого резонансу помітно змінює реакцію електронного газу на зовнішній електромагнітний вплив [31]. Зокрема одним із таких резонансів може бути резонанс, пов'язаний із збудженням поздовжніх акустичних фононів з характерною частотою $\omega_a = 2\pi v_a/\lambda_a$, що мають довжину хвилі λ_a і рухаються зі швидкістю звуку v_a [31]. Для звичайних металів $\lambda_a \sim 2\delta$, де $\delta \sim 1$ мкм – товщина скін-шару, $v_a \sim 10^3$ м/с, що дає $\omega_a = \omega_{\min} \sim 10^{10}$ с $^{-1}$. Отже, використання формул теорії Друде (6) для опису ППП є коректним в області частот $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$, де $\omega_{\min} \sim 10^{10}$ с $^{-1}$, $\omega_{\max} = \sqrt{\omega_p^2 - \Gamma^2} \approx \omega_p \sim 10^{16}$ с $^{-1}$ ($\Gamma \sim 10^{14}$ с $^{-1}$, $\omega_p \sim 10^{16}$ с $^{-1}$). Таким чином, записані вище умови $\varepsilon_m''(\omega) > |\varepsilon_m'(\omega)|$ можуть бути легко виконані у майже всьому мікрохвильовому діапазоні, де $\omega_{\min} < \omega \ll \Gamma \ll \omega_{\max} < \omega_p$.

4. Поверхневі магнон–плазмон–поляритони в резонансній структурі реальний феромагнітний метал–екранований діелектрик

Припустимо, що хвилеводна структура, поперечний переріз якої зображено на рис. 1, має скінченний розмір w уздовж осі z і, отже, є відкритим резонатором хвилеводного типу [30]. В такій структурі за рахунок інтерференції падаючих хвиль і хвиль, відбитих від торців структури (при $z = 0, w$), можуть виникати мікрохвильові коливання, електромагнітне поле яких буде переважно локалізоване в області $0 < z < w$ і матиме поздовжнє дійсне хвильове число $\beta \approx n\pi/w$, $n \in \mathbb{Z}$. При такій формі запису β , фактично, нехтується наявністю виходу електромагнітного поля ППП за

межі області $0 \leq z \leq w$, а також наявністю втрат при поширенні хвиль в напрямку $\pm z$. До того ж припустимо, що розмір структури вздовж осі y також є скінченим і дорівнює l (електромагнітне поле локалізоване в області $0 \leq y \leq l$). Відповідно, на відміну від задачі розглянутої у розд. 3, розміри всіх елементів структури реальний метал–діелектрик–ідеальний метал у площині yz є обмеженими ($l \times w$). Отже, формально, поведінку електромагнітного поля ППП залежно від координат y, z можна охарактеризувати хвильовими числами $m\pi/l$ та $n\pi/w$, де індекси $m, n \in \mathbb{Z}$ визначають моду коливань резонансної структури, що розглядається.

За умови $d \rightarrow \infty$, $\varepsilon_d = 1$ резонансна структура, що розглядається, являє собою платівку з реального металу, що має скінчені латеральні розміри $l \times w$, розташовану у вільному просторі. Така структура є найпростішим випадком РПЕХ, основою якого є провідна пластина (плівка) скінченної товщини [6, 8, 9, 12, 13]. Якщо ж $d < \infty$, $\varepsilon_d \geq 1$ резонансну структуру реальний метал–діелектрик–ідеальний метал можна ототожнити з РПЕХ (шар реального металу на діелектричній підкладці), розташованим на поверхні стінки прямокутного хвилеводу (ідеальний металевий екран). При цьому металевий екран будемо вважати ідеальним за умови, що його провідність як мінімум на порядок перевищує провідність реального металу. Зазначимо, що саме такі РПЕХ на основі провідної плівки, нанесеної на діелектричну підкладку, й використовуються на практиці, причому для ефективного збудження коливань РПЕХ резонатор розміщують всередині прямокутного хвилеводу [6–13].

Повний теоретичний аналіз мікрохвильових властивостей РПЕХ є достатньо складним [6–8, 12, 13], тому в подальшому обмежимося тільки розглядом спрощеної моделі, введеної у розд. 3, яка здатна наближено описати поведінку основної моди РПЕХ – моди E_{01} , для якої $m = 0, n = 1$. Для цього у виразах (2) зробимо заміну $e^{-i\beta z} \rightarrow \sin(\beta z)$ для компонент E_z, H_y і $e^{-i\beta z} \rightarrow \cos(\beta z)$ для компонент E_x , вважаючи $\beta \approx \pi/w$. Крім того, врахуємо, що розподіл електромагнітного поля в резонансній структурі реальний метал – екранований діелектрик не залежить від координати y (на що вказує індекс $m = 0$ для основної моди РПЕХ E_{01} ; експериментально встановлено, що цей розподіл є

квазіоднорідним для РПЕХ [6,8,9,13]). З урахуванням вказаних змін, вирази для компонент електромагнітного поля основної моди РПЕХ E_{01} будуть мати вигляд:

- у реальному металі ($x \leq 0$):

$$E_x = -i\alpha\beta A e^{\alpha x} \cos\left(\frac{\pi}{w}z\right) e^{i\omega t}, \quad (7a)$$

$$E_z = -\alpha^2 A e^{\alpha x} \sin\left(\frac{\pi}{w}z\right) e^{i\omega t}, \quad (7b)$$

$$H_y = -i\omega\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_0\alpha A e^{\alpha x} \sin\left(\frac{\pi}{w}z\right) e^{i\omega t}, \quad (7c)$$

- у діелектрику ($0 \leq x \leq d$):

$$E_x = i\beta\tau B \cosh[\tau(d-x)] \cos\left(\frac{\pi}{w}z\right) e^{i\omega t}, \quad (7d)$$

$$E_z = -\tau^2 B \sinh[\tau(d-x)] \sin\left(\frac{\pi}{w}z\right) e^{i\omega t}, \quad (7e)$$

$$H_y = i\omega\varepsilon_d\varepsilon_0\tau B \cosh[\tau(d-x)] \sin\left(\frac{\pi}{w}z\right) e^{i\omega t}. \quad (7f)$$

Нарешті, будемо вважати, що в (7) нам відома резонансна частота $\omega = \omega_0 = 2\pi f_0$ основної моди коливань резонансної структури, що досліджується.

Раніше наявність магнітних властивостей у реального металу не враховувалась. Тепер же припустимо, що в реальному феромагнітному металі існують магнони, які можуть взаємодіяти з ППП, що існують на границі металу. Наявність такої взаємодії, очевидно, має призводити до зміни розподілу електромагнітного поля в резонансній структурі реальний метал-екранований діелектрик і до відхилення (зсуву) резонансної частоти структури ω_r від ω_0 .

Вважаючи, взаємодію магнонів з ППП достатньо слабкою, використаємо методи теорії збурень [33] для визначення відносного зсуву резонансної частоти структури $\Delta\omega/\omega_0$, $\Delta\omega = \omega_r - \omega_0$, припускаючи, що $|\Delta\omega| \ll \omega_r, \omega_0$. Незбуреною системою, в даному випадку, буде основна мода РПЕХ з частотою ω_0 . Збурення електромагнітного поля цієї моди резонатора виникає за рахунок того, що відносна магнітна проникність реального металу відмінна від 1 і є тензорною величиною $\hat{\mu}$. Для опису цього збурення скористаємося відомими співвідношеннями [30, 33]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_r - \omega_0}{\omega_0} = -\frac{\Delta W}{W_0}, \quad (8a)$$

$$\Delta W = \mu_0 \int_{V_m} \mathbf{H}_0^* \Delta\hat{\mu} \mathbf{H} dV = \mu_0 \int_{V_m} \mathbf{H}_0^* \hat{\chi} \mathbf{H}_0 dV, \quad (8b)$$

$$W_0 = 2\mu_0 \int_{V_0} |\mathbf{H}_0|^2 dV, \quad (8c)$$

де $V_m \in \{-\infty < x \leq 0, 0 \leq y \leq l, 0 \leq z \leq w\}$ – об'єм металу, в якому одночасно існує електромагнітне поле та магнони, $V_0 \in \{-\infty < x \leq d, 0 \leq y \leq l, 0 \leq z \leq w\}$ – об'єм системи, де існує електромагнітне поле, \mathbf{H}_0 – магнітне поле незбуреної моди коливань, \mathbf{H} – магнітне поле збуреної моди коливань, $\Delta\hat{\mu}$ та $\hat{\chi}$ – тензори, що характеризують збурення поля резонатора, ΔW – величина, пропорційна до зміни енергії електромагнітного поля в об'ємі V_m , а W_0 – величина, пропорційна до повної енергії електромагнітного поля в незбуреному резонаторі, μ_0 – магнітна стала. Зазначимо, що, формально, обидві величини, ω_r та ω_0 , у (8) і в подальших виразах слід вважати комплексними: $\omega_r = \omega'_r + i\omega''_r$, $\omega_0 = \omega'_0 + i\omega''_0$.

Підставляючи вирази для компонент електромагнітного поля H_y з (7) у (8c), виконуючи операцію інтегрування для $|\mathbf{H}_0|^2$ по об'єму V_0 і враховуючи взаємозв'язок між хвильовими числами α і τ згідно з (3), одержуємо:

$$\begin{aligned} W_0 &= |A|^2 k_0^2 l w \varepsilon_0 |\varepsilon_m(\omega)|^2 |\alpha|^2 \times \\ &\times \left[\frac{1}{2\alpha'} + \frac{\tau \tanh(\tau d) - \tau^* \tanh(\tau^* d)}{\tau^2 - \tau^{*2}} \right] = \\ &= |A|^2 k_0^2 l w \varepsilon_0 |\varepsilon_m(\omega)|^2 |\alpha|^2 \left[\frac{1}{2\alpha'} + \frac{1}{|1 + e^{-2\tau d}|^2} \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{1 - e^{-4\tau' d}}{2\tau'} + \frac{\sin(2\tau'' d) e^{-2\tau' d}}{\tau''} \right) \right]. \end{aligned} \quad (9a)$$

При малих відстанях d між реальним металом та ідеальним металевим екраном ($\tau d \ll 1$) записаний вираз для W_0 переходить у

$$W_0 = |A|^2 k_0^2 l w \varepsilon_0 |\varepsilon_m(\omega)|^2 |\alpha|^2 \left(\frac{1}{2\alpha'} + d \right). \quad (9b)$$

У протилежному випадку, для неекранованої системи, коли $d \rightarrow \infty$, вираз для W_0 набуває вигляду

$$W_0 = |A|^2 k_0^2 l w \varepsilon_0 |\varepsilon_m(\omega)|^2 |\alpha|^2 \left(\frac{1}{2\alpha'} + \frac{1}{2\tau'} \right). \quad (9c)$$

Для знаходження величини ΔW необхідно задати явний вираз для тензора магнітної сприйнятливості $\hat{\chi}$, який, в свою чергу, залежить від просторової орієнтації зовнішнього сталого магнітного поля з індукцією \mathbf{B}_{dc} . Якщо припустити, що

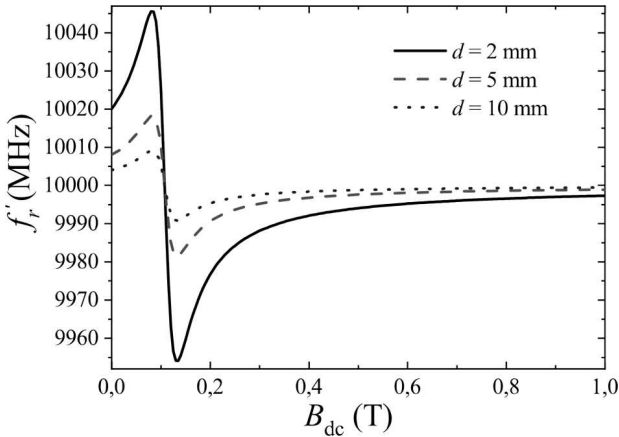


Рис. 3. Залежність частоти плазмон-поляритонного резонансу $f_r' = \omega_r'/2\pi$ на границі пермалой-вакуум від величини зовнішнього сталого магнітного поля B_{dc} , прикладеного паралельно поверхні феромагнетика

зовнішнє магнітне поле лежить у площині зразка, то для ефективного збудження магнітних коливань воно має бути направлене перпендикулярно до мікрохвильового поля, тобто вздовж осі z : $\mathbf{B}_{dc} = \{0, 0, B_{dc}\}$. У цьому випадку тензор $\hat{\chi}$ має вигляд [33]:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & -i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (10a)$$

$$\chi_{xx} = \frac{\omega_M (\omega_H + \omega_M N_{yy})}{(\omega_H + \omega_M N_{yy})(\omega_H + \omega_M N_{xx}) - \omega^2}, \quad (10b)$$

$$\chi_{yy} = \frac{\omega_M (\omega_H + \omega_M N_{xx})}{(\omega_H + \omega_M N_{yy})(\omega_H + \omega_M N_{xx}) - \omega^2}, \quad (10c)$$

$$\chi_a = \frac{\omega\omega_M}{(\omega_H + \omega_M N_{yy})(\omega_H + \omega_M N_{xx}) - \omega^2}, \quad (10d)$$

$$\omega_H = \gamma B_{dc} - \omega_M N_{zz}, \quad \omega_M = \gamma\mu_0 M_0, \quad (10e)$$

де $\gamma \approx 2\pi \cdot 28$ ГГц/Тл – модуль гіромагнітного відношення, N_{xx} , N_{yy} , N_{zz} – розмагнічуючі коефіцієнти, M_0 – намагніченість насичення феромагнетика.

Враховуючи (10a), підінтегральний вираз $\mathbf{H}_0^* \hat{\chi} \mathbf{H}_0$ у (8b) зводиться до $\chi_{yy} |H_y|^2$, де компонента поля H_y визначається (7c), $\chi_{yy} \equiv \chi_{yy}(B_{dc})$. Відповідно, виконуючи операцію інтегрування згідно з (8b), одержуємо

$$\Delta W = \frac{\chi_{yy}}{4\alpha'} |A|^2 k_0^2 l w \varepsilon_0 |\varepsilon_m(\omega)|^2 |\alpha|^2. \quad (11)$$

Таким чином, відносний зсув комплексної частоти резонатора за рахунок існування магніонів у реальному металі:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{\chi_{yy}}{4\alpha'} \left[\frac{1}{2\alpha'} + \frac{1}{|1 + e^{-2\tau d}|^2} \times \left(\frac{1 - e^{-4\tau' d}}{2\tau'} + \frac{\sin(2\tau'' d) e^{-2\tau' d}}{\tau''} \right) \right]^{-1}. \quad (12)$$

Враховуючи, що в мікрохвильовому діапазоні $\alpha' d \sim d/\delta \gg 1$, записаний вираз може бути спрощений до такого:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx -\frac{\chi_{yy}}{4\alpha' d}. \quad (13)$$

Для неекранованої структури (12) переходить у

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx -\frac{\chi_{yy}}{2(1 + \frac{\alpha'}{\tau'})} \approx -\frac{\chi_{yy}}{2} \frac{|\varepsilon_d|}{|\varepsilon_m(\omega)|}. \quad (14)$$

Покладаючи тепер $B_{dc} \rightarrow B_{dc} + i\Delta B/2$ у виразі для χ_{yy} остаточно одержуємо вираз для зміни дійсної резонансної частоти структури за рахунок взаємодії ППП з магніонами в реальному металі:

$$\frac{\omega_r' - \omega_0'}{\omega_0'} = -\text{Re} \left\{ \frac{\chi_{yy}(B_{dc} + i\Delta B/2)}{4\alpha'} \left[\frac{1}{2\alpha'} + \frac{1}{|1 + e^{-2\tau d}|^2} \left(\frac{1 - e^{-4\tau' d}}{2\tau'} + \frac{\sin(2\tau'' d) e^{-2\tau' d}}{\tau''} \right) \right]^{-1} \right\}. \quad (15)$$

Результати розрахунку по формулі (15) для пермалою $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ наведені на рис. 3. Вважалося, що зразок має вигляд пластини, намагніченої вздовж поздовжнього розміру w , отже $N_{zz} \approx 0$, $N_{yy} \approx 0$, $N_{xx} \approx 1$ і

$$\chi_{yy} = \frac{\omega_M (\omega_H + \omega_M)}{\omega_H (\omega_H + \omega_M) - \omega^2}. \quad (16)$$

Під час розрахунків були використані такі параметри матеріалу: $\mu_0 M_0 = 1080$ мТл, $\Delta B = 50$ мТл, $\gamma = 2\pi \cdot 28$ ГГц/Тл, незбурена частота плазмон-поляритонного резонансу $f_0' = \omega_0'/2\pi = 10$ ГГц, відстань від поверхні реального металу до ідеального металевого екрану $d = 2$ мм, 5 мм та 10 мм. Діелектрична проникність металу $\varepsilon_m(\omega)$ визначалася за моделлю Друде (6), в яку були підставлені значення плазмової частоти та частоти релаксації для нікелю [34].

З рис. 3 видно, що в області доволі малих полів $B_{dc} \approx 50\text{--}250$ мТл спостерігаються помітні зміни частоти плазмон-поляритонного резонансу f'_r на величину $\Delta f_r = f'_{r,\max} - f'_{r,\min} \approx 20 - 90$ МГц, де $f'_{r,\max}$ та $f'_{r,\min}$ – максимальна та мінімальна частоти плазмон-поляритонного резонансу. Очевидно, що в цьому діапазоні значень індукції поля підмагнічування B_{dc} , коли частота магнонів стає близькою до частоти ППП, відбувається інтенсивна взаємодія між цими квазічастинками (електромагнітне поле ПЕХ сильно взаємодіє з намагніченістю феромагнітного металу). При цьому в області найбільш сильної взаємодії відповідні коливання електромагнітного поля, електронної густини та намагніченості частково гібридизуються. Одним із можливих способів пояснити виникнення таких гібридизованих коливань може бути формальне введення магнон-плазмон-поляритонного резонансу, тобто нових квазічастинок – ПМПП, детальне вивчення властивостей яких потребує окремого дослідження.

На рис. 4 показано залежності максимального діапазону магнітного перестроювання частоти магнон-плазмон-поляритонного резонансу Δf_r для РПЕХ, виготовленого з пермалою $Ni_{81}Fe_{19}$, від відстані між РПЕХ та ідеальним провідним екраном, розраховані для кількох різних значень незбудованої частоти резонатора f'_0 . Величина Δf_r визначалась як різниця значень частот $f'_{r,\max}$ та $f'_{r,\min}$, що відповідають екстремумам залежностей $f'_r(B_{dc})$, аналогічним до наведених на рис. 3. Видно, що при наближенні екрану до феромагнітного металу ефективність керування частотою резонатора магнітним полем зростає, що, з фізичної точки зору, є наслідком збільшення відносного внеску електромагнітного поля, зосередженого у металі, у повну енергію резонатора. Фактично, наявність цього ефекту, вже частково обговорювалася у розд. 3, коли зазначалося, що при зменшенні відстані d між екраном та реальним металом, електромагнітне поле ППП вимушено локалізується на поверхні реального металу, а це, в свою чергу, посилює взаємодію між магнонами і ППП і, призводить до більш ефективного утворення ПМПП. Зазначимо також, що при зростанні незбудованої частоти f'_0 вказаний діапазон перестроювання Δf_r монотонно збільшується, однак ця залежність є значно слабшою, ніж залежність Δf_r від d .

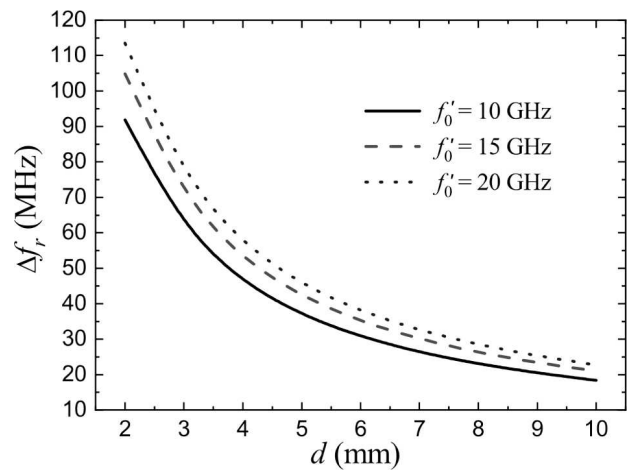


Рис. 4. Залежність максимального діапазону магнітного перестроювання частоти плазмон-поляритонного резонансу $\Delta f_r = f'_{r,\max} - f'_{r,\min}$ від відстані d між ідеальним металевим екраном та феромагнітним металевим РПЕХ, розрахована для основної моди коливань РПЕХ з різними незбудованими частотами f'_0

Нарешті, важливо відзначити, що характерний зсув частоти Δf_r , спричинений появою ПМПП, має достатньо велике значення (величина ефекту $\Delta f_r/f'_0 \approx 90$ МГц/10 ГГц $\sim 1\%$), що може бути виміряне експериментально. Якщо це вдасться, то в подальшому подібна методика експериментальних досліджень могла б бути використана для вимірювання діелектричної проникності металів у мікрохвильовому діапазоні частот.

5. Висновки

Теоретично показано можливість утворення мікрохвильових поверхневих магнон-плазмон-поляритонів (ПМПП) на границі реального феромагнітного металу (з відносною діелектричною проникністю $\varepsilon_m = \varepsilon'_m - i\varepsilon''_m$) та екранованого діелектрика. Встановлено, що на відміну від оптичного діапазону, де існування поверхневих плазмон-поляритонів (ППП) можливе тільки якщо $\varepsilon'_m < 0$, у мікрохвильовому діапазоні ППП можуть існувати за умови $\varepsilon''_m \gg |\varepsilon'_m|$, незалежно від знака величини ε'_m . Теоретично передбачено, що в резонансних структурах реальний феромагнітний метал-діелектрик-ідеальний металевий екран, керований зовнішнім магнітним полем з індукцією B_{dc} , за достатньо малих значень $B_{dc} \sim 100$ мТл відбувається помітна зміна частоти плазмон-поляритонного ре-

зонансу, що може бути пояснено утворенням ПМПП. Величина цього ефекту посилюється при наближенні екрану до поверхні реального металу і сягає $\sim 1\%$, відповідно, за умови підтвердження на експерименті, зазначений ефект може бути використаний для вимірювання діелектричної проникності металів у мікрохвильовому діапазоні частот.

Робота виконана за підтримки Міністерства освіти і науки України (бюджетні теми 18БФ052-01М та 19БФ052-01), Національної академії наук України (грант 1Ф).

1. А.М. Погорілий, С.М. Рябченко, О.І. Товстолиткін. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку. *Укр. фіз. журн. Огляд.* **6**, 37 (2010).
2. A. Sommerfeld. Über die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes. *Ann. Phys. Chem.* **303**, 233 (1899).
3. J. Zenneck. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Ann. Phys.* **328**, 846 (1907).
4. *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces*. Edited by V.M. Agranovich, D.L. Mills (North-Holland, 1982).
5. E.L. Albuquerque, M.G. Cottam. *Polaritons in Periodic and Quasiperiodic Structures* (Elsevier, 2004).
6. G.A. Melkov, Y.V. Egorov, O.M. Ivanyuta, V.Y. Malyshev, H.K. Zeng, Kh. Wu, J.Y. Juang. HTS surface wave resonators. *J. Supercond.* **13**, 95 (2000).
7. G.A. Melkov, A.V. Prokopenko, V.N. Raksha. Rarefaction of the natural oscillation spectrum of a surface wave resonator. *Radioelectr. Commun. Syst.* **47**, 20 (2004).
8. G.A. Melkov, O.M. Ivanyuta, O.V. Prokopenko, V.M. Raksha, A.M. Klushin, M. Siegel. Embedding of Josephson junctions in the surface wave resonator in the K-band. In: *Proceedings of the 4th International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves"* (MSMW'2001, 4-9 June 2001, Kharkov, Ukraine) (2001), Vol. 1, p. 363.
9. G.A. Melkov, A.M. Klushin, O.D. Poustylnik, O.V. Prokopenko, V.M. Raksha. Irradiation of HTS Josephson junctions with the surface wave resonator. In: *Proceedings of the 5th International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves"* (MSMW'2004, 21-26 June 2004, Kharkov, Ukraine) (2004), Vol 2, p. 128.
10. O.M. Ivanyuta, O.V. Prokopenko, V.M. Raksha, A.M. Klushin. Microwave detection using Josephson junction arrays integrated in a resonator. *Phys. Status Solidi C* **2**, 1688 (2005).
11. O.M. Ivanyuta, O.V. Prokopenko, Ya.I. Kishenko, V.M. Raksha, A.M. Klushin. The effect of the external magnetic field on the current-voltage characteristic of HTS Josephson junction arrays. *J. Low Temp. Phys.* **139**, 97 (2005).
12. O.V. Prokopenko, D.A. Bozhko, V.S. Tyberkevych, A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga, O. Dzyapko, R.V. Verba, A.V. Talalaevskij, D.V. Slobodianiuk, Yu.V. Kobljanskyj, V.A. Moiseienko, S.V. Sholom, V.Yu. Malyshev. Recent trends in microwave magnetism and superconductivity. *Ukr. J. Phys.* **64**, 888 (2019).
13. V. Malyshev, G. Melkov, O. Prokopenko. Microwave devices based on superconducting surface electromagnetic wave resonator (Review Article). *Fiz. Nizk. Temp.* **46**, 422 (2020).
14. R.H. Ritchie. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev.* **106**, 874 (1957).
15. E. Özbay. Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions. *Science* **311**, 189 (2006).
16. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2007).
17. *Plasmonics: From Basics to Advanced Topics*. Edited by S. Enoch, N. Bonod (Springer, 2012).
18. R.S. Anwar, H. Ning, L. Mao. Recent advancements in surface plasmon polaritons-plasmonics in subwavelength structures in microwave and terahertz regimes. *Digit. Commun. Netw.* **4**, 244 (2018).
19. *Surface Electromagnetics: With Applications in Antenna, Microwave, and Optical Engineering*. Edited by F. Yang, Y. Rahmat-Samii (Cambridge University Press, 2019).
20. X. Zhang, Q. Xu, L. Xia, Y. Li, J. Gu, Z. Tian, C. Ouyang, J. Han, W. Zhang. Terahertz surface plasmonic waves: A review. *Adv. Photon.* **2**, 014001 (2020).
21. N. Maccaferri, I. Zubritskaya, I. Razdolski, I.-A. Chioar, V. Belotelov, V. Kapaklis, P.M. Oppeneer, A. Dmitriev. Nanoscale magnetophotonics. *J. Appl. Phys.* **127**, 080903 (2020).
22. R. Ruppin. Surface polaritons of a left-handed medium. *Phys. Lett. A* **277**, 61 (2000).
23. R. Ruppin. Surface polaritons of a left-handed material slab. *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, 1811 (2001).
24. Y.V. Bludov, J.N. Gomes, G.A. Farias, J. Fernández-Rossier, M.I. Vasilevskiy, N.M.R. Peres. Hybrid plasmon-magnon polaritons in graphene-antiferromagnet heterostructures. *2D Mater.* **6**, 045003 (2019).
25. J. Sloan, N. Rivera, J.D. Joannopoulos, I. Kaminer, M. Soljačić. Controlling spins with surface magnon polaritons. *Phys. Rev. B* **100**, 235453 (2019).
26. V.V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Ce Bollada, A. Garcia-Martin, J.-M. Garcia-Martin, T. Thomas, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch. Active magnetoplasmonics in hybrid metal-ferromagnet structures. *Nature Photon.* **4**, 107 (2010).
27. D. Martín Becerra. *Active Plasmonic Devices Based on Magnetoplasmonic Nanostructures* (Springer, 2017).

28. G.T. Papadakis, D. Fleischman, A. Davoyan, P. Yeh, H.A. Atwater. Optical magnetism in planar metamaterial heterostructures. *Nature Commun.* **9**, 296 (2018).
29. I. Zavislyak, H. Chumak. Magnon-plasmon polaritons in the layered structure metal–ferrite with a periodic stripe-like structure of domains. *Ukr. J. Phys.* **64**, 956 (2019).
30. S. Ramo, J. R. Whinnery, T. Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. 3rd edition (John Wiley and Sons, 1994).
31. C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics* (Jon Wiley and Sons, 2004).
32. J. Lindhard. On the properties of a gas of charged particles. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **28**, 1 (1954).
33. A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, 1996).
34. M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, Jr, L.L. Long, M.R. Query. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W. *Appl. Opt.* **24**, 4493 (1985).

Одержано 12.07.20

V. Yu. Malyshev, I. V. Zavislyak,
G. A. Melkov, M. O. Popov, O. V. Prokopenko

MICROWAVE MAGNON-PLASMON-POLARITONS IN THE FERROMAGNETIC METAL–SCREENED INSULATOR STRUCTURE

S u m m a r y

A possibility for surface magnon–plasmon–polaritons (SMPPs)–coupled microwave oscillations of magnetization, electron density, and electromagnetic field–to exist in real ferromagnetic metal–insulator–ideal non-magnetic metal structures has been analyzed theoretically. The developed theory predicts that the effective formation of SMPPs is possible only at certain values of the external dc magnetic field and must be accompanied by a shift in the characteristic frequency of the resonance plasmon-polariton systems. A theoretical estimation of the frequency shift for SMPPs in the structure “surface electromagnetic wave resonator made of permalloy–vacuum–ideal metal” gives a value of ± 45 MHz for a resonator with a characteristic frequency of 10 GHz, which seems sufficient for this effect to be observed experimentally.