

ОГЛЯДОВІ СТАТТІ

УДК 537.876; 535.375

ПОВЕРХНЕВІ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНИ

І. Болеста

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
вул. Тарнавського, 107, 79017 Львів, Україна*

Описано загальні властивості поверхневих плазмон-поляритонних хвиль, які є комбінацією електромагнітної хвилі в діелектрику та коливань заряду в металі й поширюються вздовж межі метал-діелектрик. Отримано дисперсійні співвідношення для хвиль на одиничних межах та їхні характеристики, розглянуто плазмонні хвилі в багат шарових структурах. Проаналізовано методи збудження поверхневих плазмон-поляритонів та їхнє практичне застосування

Ключові слова: поверхневі плазмон-поляритони, поверхневі електромагнітні хвилі, ТМ-хвилі, дисперсійні співвідношення, багат шарові структури метал-діелектрик.

З кінця ХХ ст. інтенсивно розвиваються нові напрями в електроніці та нанооптиці, пов'язані з вивченням і застосуванням поверхневих електромагнітних хвиль (ПЕХ). У науковій літературі такі хвилі називають також поверхневими поляритонами (ПП, англ. surface polaritons), а хвилі на межі середовищ з високою провідністю (метали, напівпровідники) і повітрям – поверхневими плазмон-поляритонами (англ. surface plasmon polaritons), рідше – поверхневими плазмонами, (англ. surface plasmons), виражаючи цим визначальний внесок плазми (вільних носіїв) у їхнє формування. Ці хвилі є окремим випадком широкого загалу поверхневих електромагнітних хвиль, які існують на межі між двома середовищами [1, 2].

Поверхневі плазмон-поляритони (ПП) – це взаємопов'язані між собою коливання густини вільних зарядів усередині провідного середовища та векторів електромагнітного поля в діелектрику, які поширюються вздовж межі між ними одночасно у двох середовищах (рис. 1).

Поля, що їх переносять ці хвилі, є локалізованими біля межі поділу і швидко загасають з віддаленням від неї, зумовлюючи двовимірну природу поверхневих ПП. Унаслідок цього властивості поверхневих ПП значно залежать від властивостей і стану поверхонь, по якій поширюються. Тому оптичні характеристики металу і діелектрика, рельєф межі поділу, домішки, адсорбовані на поверхні тощо впливатимуть на швидкість поширення ПП і залежність цієї швидкості від частоти (дисперсію поверхневих ПП), а також на інші параметри поверхневих хвиль.

Поля, що їх переносять ці хвилі, є локалізованими біля межі поділу і швидко загасають з віддаленням від неї, зумовлюючи двовимірну природу поверхневих ПП.

Унаслідок цього властивості поверхневих ПП значно залежать від властивостей і стану поверхонь, по якій поширюються. Тому оптичні характеристики металу і діелектрика, рельєф межі поділу, домішки, адсорбовані на поверхні тощо впливатимуть на швидкість поширення ПП і залежність цієї швидкості від частоти (дисперсію поверхневих ПП), а також на інші параметри поверхневих хвиль.

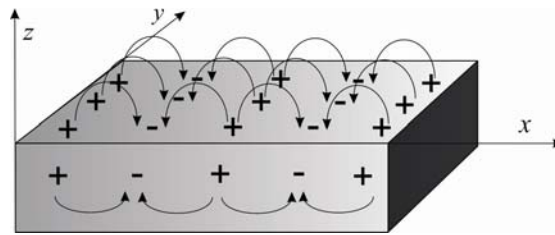


Рис. 1. Схематичне зображення взаємопов'язаних коливань електронного газу у металі ($z < 0$) та поля в діелектрику ($z > 0$), що формують ПЕХ.

Історичні аспекти, пов'язані з вивченням ПЕХ. Поверхневі електромагнітні хвилі вперше описані А. Зоммерфельдом 1899 р. для випадку поширення хвилі вздовж циліндричного провідника [3]. У 1907 р. І. Ценніке математично описав поширення електромагнітних хвиль уздовж поверхні Землі (провідника) для пояснення далекого радіозв'язку [4].

На початку XX ст. англійський фізик Р. Вуд виявив темні лінії у спектрах дифракції білого світла на металевій ґратці – аномалії Вуда: світло деяких довжин хвиль не відбивалося, а отже, його поглинала ґратка. У 40-х роках це явище пояснив італійський фізик У. Фано, припустивши, що енергія світла, яке не відбивалося від ґратки, затрачалася на збудження поверхневої хвилі у металевій ґратці [5]. Він обґрунтував також метод збудження поверхневих плазмонних хвиль з використанням поверхневої дифракційної ґратки [5].

Приблизно в той же час у ході дослідження розсіяння електронних пучків на тонких металевих плівках виявлено втрати, зумовлені взаємодією на поверхні [6]. Пізніше з'ясовано, що ці втрати мають однакову природу з втратами світла на дифракційних ґратках у видимій ділянці спектра [7]. До того часу також вивчено збурення поверхневих хвиль Зоммерфельда видимим світлом [8] і побудовано загальний опис цих явищ як поверхневих плазмон-поляритонів.

У 60-х роках XX ст. А. Отто [9] та Е. Кречман [10] запропонували способи збудження поверхневих плазмонних хвиль, які ґрунтувалися на методі порушення повного внутрішнього відбивання.

Новий імпульс у дослідженні поверхневих ПП дала праця французьких фізиків Т. Еббесена та ін. [11], які досліджували спектри пропускання металевих плівок з отворами, діаметр яких $d \ll \lambda$: якщо положення отворів було періодичним, то пропускання світла через таку систему зростало в декілька разів. Результати експериментів пояснювали тим, що світло, яке падає на металеву плівку, проходить крізь отвори, збуджуючи поверхневі ПП, які на іншому боці отвору знову перетворювалися у світло. Ця праця стала вихідною у серії досліджень, присвячених взаємодії структурованих

металевих плівок зі світлом, які сформували новий напрям фотоніки, який називають “наноплазмонікою” [12-16].

У 1988 р. німецькі фізики В. Кноль та Б. Ротенхойсер запропонували схему і реалізували мікроскоп на поверхневих хвилях [17]. Розвиток сканувальної ближньопольової мікроскопії дав змогу досліджувати поверхневі поляритони у ближньому полі, що послугувало додатковим імпульсом для розвитку теоретичних моделей взаємодії ПП з неоднорідностями поверхонь, їхнього застосування в новітніх фотонних технологіях [18].

На рубежі XX–XXI ст. розпочалося інтенсивне дослідження ПЕХ у мікрохвильовому та терагерцовому діапазонах спектра [19] та в матеріалах з високотемпературною надпровідністю [20].

Основні властивості поверхневих ПП. На відміну від суто поперечних вільних електромагнітних хвиль, поверхневі ПП хвилі є частково поздовжніми хвилями ТМ-типу, у яких вектор \vec{E} має поздовжню складову вздовж напрямку поширення хвилі, що задана вектором $\vec{k}_x = \vec{k}_{sp}$, та складовою, яка перпендикулярна до поверхні. Магнітний вектор є перпендикулярним до напрямку поширення хвилі й лежить у площині поверхні (рис. 2, а). Амплітуда цих хвиль швидко спадає в напрямі, перпендикулярному до поверхні поділу (рис. 2, б). Відстань, на якій амплітуда хвилі зменшується в e разів, називають глибиною проникнення в метал δ_m та діелектрик δ_d , відповідно.

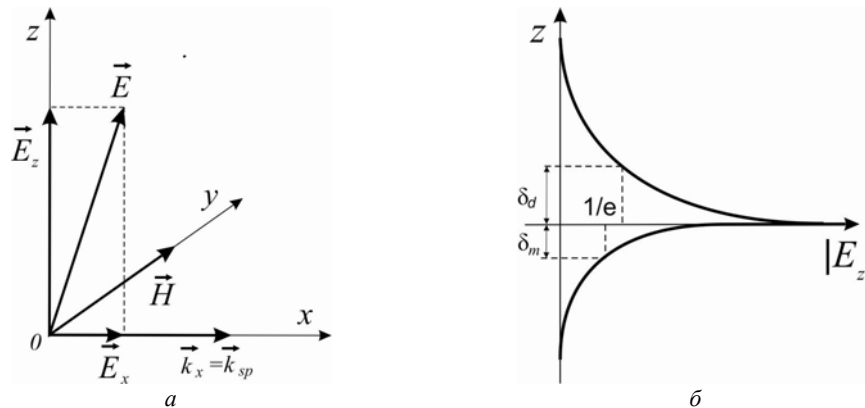


Рис. 2. Взаємна орієнтація векторів для ТМ-хвилі (а). Залежність величини поля $|E_z|$ від координати z (б): δ_d та δ_m – глибина проникності поля у металі ($z < 0$) та діелектрику ($z > 0$), відповідно.

Визначимо умови, за яких існують поверхневі ПП. Відомо, що монохроматичні хвилі в однорідному середовищі описують рівнянням Гельмгольца

$$\Delta \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0, \quad (1)$$

де $\vec{A} = \vec{E}, \vec{H}$ – вектори поля, а квадрат хвильового числа

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 \epsilon_a \mu_a, \quad (2)$$

де $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon$, $\mu_a = \mu_0 \mu$ – абсолютні діелектрична та магнітна проникності, які виражають через відносні проникності ε та μ і сталі $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ та $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$.

Розв'язком рівняння (1) є плоска хвиля

$$\bar{A}(x, y, z, t) = \bar{A}_0 e^{i(\omega t - \bar{k}\bar{r})} = \bar{A}_0 e^{i(\omega t - (k_x x + k_y y + k_z z))}, \quad (3)$$

у якій усі компоненти хвильового вектора – додатні величини: $k_x > 0$, $k_y > 0$, $k_z > 0$.

Однак розв'язком рівняння (1) може бути також хвиля (3) з від'ємним значенням одного із квадратів компонентів хвильового вектора. Прийmemo для визначеності, що

$$k_z^2 < 0, k_y^2 = 0, \text{ тоді } k_x^2 > \omega^2 \varepsilon_a \mu_a. \quad (4)$$

У цьому випадку розв'язок (3) рівняння Гельмгольца перепишемо у вигляді

$$\bar{A}(x, y, z, t) = \bar{A}_0 e^{-k_z z} e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (5)$$

Рівняння (5) описує плоску хвилю, що поширюється в напрямі осі x . Ця хвиля є неоднорідною, оскільки в площині постійної фази ($x = \text{const}$) її амплітуда залежить від z .

З фізичного погляду така хвиля в однорідному середовищі неможлива, оскільки її амплітуда нескінченно зростає в напрямі від'ємних значень z . Однак у неоднорідних середовищах можна реалізувати умови, за яких розв'язок (5) матиме фізичний сенс.

Обґрунтуємо це твердження детальніше. Розглянемо плоску межу між двома середовищами і виберемо Декартові координати так, щоб вісь z була перпендикулярною до межі між діелектриком та металом, а осі x та y лежали у площині (див. рис. 2, а). У такій системі координат співвідношення (5) описує хвилю, що рухається в напрямі осі x , амплітуда якої експоненційно зменшується зі збільшенням додатних значень z та нескінченно зростає при $z < 0$. Однак якщо припустити, що відносна діелектрична проникність (або відносна магнітна проникність) середовища при $z < 0$ є від'ємною, то амплітуда хвилі (5) також експоненційно зменшуватиметься з віддаленням від межі у напрямі від'ємних значень z . Справді, оскільки

$$k_{2z} = \pm \omega \sqrt{\varepsilon_{2a} \mu_{2a}} = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad (c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}),$$

то для від'ємного значення ε_2 (або μ_2) необхідно вибирати від'ємне значення квадратного кореня [21].

Якщо розглядати немагнітні середовища ($\mu_{1,2} = 1$), то співвідношення (5) описує хвилю, що поширюється по плоскій межі поділу між двома середовищами, які мають різні знаки відносних діелектричних проникностей: $\varepsilon_1 > 0$ при $z > 0$ і $\varepsilon_2 < 0$ при $z < 0$. Отже, поверхневі електромагнітні хвилі існують не на довільних поверхнях, а тільки на межі між двома середовищами, одне з яких має від'ємне значення відносної діелектричної проникності. Середовище з від'ємним значенням відносної діелектричної проникності називають поверхнево-активним.

Найпоширенішим матеріалом з від'ємним значенням відносної діелектричної проникності для видимого та ІЧ-діапазонів електромагнітних хвиль є метали. Тому поверхневі електромагнітні хвилі можуть існувати на поверхні металу, що контактує з

діелектричним середовищем (наприклад, повітрям), для якого $\varepsilon > 0$. Такі хвилі, як зазначено, називають поверхневими плазмон-поляритонами.

Поверхнева хвиля (5) має поздовжню компоненту вектора \vec{E} , тобто є *TM*-хвилею, або *p*-поляризованою хвилею (див. рис. 2, *a*). У цьому випадку поздовжня компонента електричного поля збуджуватиме коливання вільних електронів у металах, які зумовлюватимуть хвилю густини заряду вздовж поверхні

$$\rho = \rho_0 e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (6)$$

Колівання (6), відповідно, слугують джерелом змінного електромагнітного поля. Отже, поверхневі плазмон-поляритонні хвилі є електромагнітною хвилею, що поширюється в середовищі з $\varepsilon_1 > 0$, до якої “прив’язані” коливання електронного газу (плазми) у середовищі з $\varepsilon_2 < 0$.

Для *TM*-хвиль вектор напруженості магнітного поля \vec{H} є перпендикулярним до площини падіння, яка визначена напрямом поширення та нормаллю до поверхні, і напрямлений уздовж осі *y* системи координат (див. рис. 2, *a*). Його вигляд заданий співвідношенням, аналогічним до (5):

$$\text{для } z > 0: \quad \dot{H}_1(x, z, t) = (0, A_{10}, 0) e^{-k_{1z} z} e^{i(\omega t - k_x x)}, \quad (7)$$

$$\text{і для } z < 0: \quad \dot{H}_2(x, z, t) = (0, A_{20}, 0) e^{k_{2z} z} e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (8)$$

З рівняння Максвела $\text{rot} \dot{H} = i\omega \varepsilon \dot{E}$ отримують такі вирази для компонент вектора напруженості електричного поля:

$$\dot{E}_1(x, z, t) = \frac{A_{10}}{i\omega \varepsilon_1} (k_{z1}, 0, -ik_x) e^{-k_{1z} z} e^{i(\omega t - k_x x)}, \quad (9)$$

$$\dot{E}_2(x, z, t) = \frac{A_{20}}{i\omega \varepsilon_2} (-k_{z2}, 0, ik_x) e^{k_{2z} z} e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (10)$$

У співвідношеннях (7)–(10) індекси 1 і 2 стосуються, відповідно, середовищ з $\varepsilon_1 > 0$ та $\varepsilon_2 < 0$, а величина k_x є однаковою в обох середовищах.

Доведемо, що хвилі з поздовжньою компонентою вектора магнітного поля (тобто *TE*-хвилі, або *s*-поляризовані хвилі) не можуть збуджувати коливання електронного газу біля межі між двома середовищами, а отже, існування поверхневих плазмонних *TE*-хвиль неможливе. Справді, для *TE*-хвилі вектор напруженості електричного поля \vec{E} перпендикулярний до площини падіння, тобто напрямлений уздовж осі *y* системи координат (див. рис. 2, *a*). У цій конфігурації розв’язок рівняння Максвела, що має хвильову природу вздовж осі *x* і є локалізованим на межі, має вигляд

$$\text{для } z > 0 \quad \dot{E}_1(x, z, t) = (0, A_{10}, 0) e^{-k_{1z} z} e^{i(\omega t - k_x x)}, \quad (11)$$

$$\text{і для } z < 0 \quad \dot{E}_2(x, z, t) = (0, A_{20}, 0) e^{k_{2z} z} e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (12)$$

З рівняння Максвела $\text{rot} \dot{E} = -i\omega \mu \dot{H}$ отримаємо компоненти вектора \dot{H} :

$$\dot{\vec{H}}_1(x, z, t) = \frac{A_{10}}{i\omega\mu_1} (k_{1z}, 0, ik_x) e^{-k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)}, \quad (13)$$

$$\dot{\vec{H}}_2(x, z, t) = \frac{A_{20}}{i\omega\mu_2} (k_{2z}, 0, ik_x) e^{-k_{2z}z} e^{i(\omega t - k_x x)}. \quad (14)$$

З рівності тангенціальних компонент векторів \vec{E} і \vec{H} при $z=0$ одержимо, що $A_{10} = A_{20}$; $A_{10}k_{1z} = -k_{2z}A_{20}$, які перепишемо у вигляді

$$(k_{1z} + k_{2z})A_{10} = 0. \quad (15)$$

Оскільки дійсні частини хвильових векторів k_{1z} і k_{2z} повинні бути додатними величинами, то рівність (15) виконуватиметься, якщо $A_{10} = A_{20} = 0$. З цього випливає, що s -поляризована хвиля не може збудити поверхневі плазмон-поляритони.

Дисперсійне співвідношення для ПЕХ. Знайдемо сталу поширення поверхневих електромагнітних хвиль. Для цього запишемо рівняння Гельмгольца (1) для вектора \vec{E} у вигляді

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu \vec{E} = 0. \quad (16)$$

Після підстановки (5) у рівняння (16) отримаємо такий вираз для хвильового вектора, напрямленого перпендикулярно до межі:

$$k_{1,2z}^2 = k_x^2 - \epsilon_{1,2} \mu_{1,2} \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (17)$$

З рівності тангенціальних компонент векторів \vec{E} і \vec{H} та нормальних компонент векторів $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$ і $\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$ на межі між середовищами отримуємо систему рівнянь

$$\begin{aligned} E_{1t} &= E_{2t}, \\ H_{1t} &= H_{2t}, \\ \epsilon_1 E_{1z} &= \epsilon_2 E_{2z}, \\ \mu_1 H_{1z} &= \mu_2 H_{2z}. \end{aligned} \quad (18)$$

Використаємо вирази (7), (8) та (9), (10) для векторів поля, тоді з перших двох рівнянь (18) отримаємо систему рівнянь

$$\begin{aligned} A_{10} &= A_{20}, \\ A_{10} \frac{k_{1z}}{\epsilon_1} &= -A_{20} \frac{k_{2z}}{\epsilon_2}, \end{aligned} \quad (19)$$

з якої випливає таке співвідношення:

$$\frac{k_{2z}}{k_{1z}} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (20)$$

Оскільки значення k_{1z} , k_{2z} є додатними, то співвідношення (20) виконуватиметься за умови $\varepsilon_2(\omega) < 0$.

Підставимо вирази (9) і (10) у перше та третє рівняння (18), отримаємо таку систему рівнянь відносно амплітуд хвилі у двох середовищах:

$$\begin{aligned} -k_{1z}A_{10} &= k_{2z}A_{20}, \\ \varepsilon_1k_xA_{10} &= \varepsilon_2k_xA_{20}. \end{aligned}$$

Ця система рівнянь має ненульовий розв'язок, якщо її детермінант дорівнює нулю:

$$k_{1z}\varepsilon_2 + k_{2z}\varepsilon_1 = 0. \quad (21)$$

Підставимо в це рівняння вирази для k_{1z} та k_{2z} з (17), отримаємо таке співвідношення для сталої поширення:

$$k_x = k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1\mu_1\varepsilon_2^2 - \varepsilon_2\mu_2\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2}}, \quad (22)$$

де $k_0 = \omega/c$ – хвильовий вектор хвилі у вакуумі.

Для немагнітних матеріалів ($\mu_1 = \mu_2 = 1$) вираз (22) перепишемо у вигляді

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}}. \quad (23)$$

Оскільки відносні діелектричні проникності матеріалів залежать від частоти, то стала поширення k_x також є функцією частоти. Підставимо закон дисперсії (23) у (17), отримаємо такі вирази для z -компоненти хвильового вектора:

$$k_{1,2z}^2 = k_0^2 \frac{-\varepsilon_{1,2}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (24)$$

Із (23) та (24) бачимо, що, крім виконання умови $\varepsilon_2(\omega) < 0$, яке впливає з (20), розв'язок (23) і (24) існуватиме, якщо $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$.

Закон дисперсії поверхневих ПП хвиль для заданої плоскої геометрії структури можна отримати, якщо прирівняти до нуля знаменники виразів, які описують коефіцієнти відбивання чи поглинання. Зокрема, амплітудний коефіцієнт відбивання r поляризованих хвиль від межі поділу двох середовищ описують формулою Френеля [22]

$$r_{12} = \frac{\varepsilon_2k_{1z} - \varepsilon_1k_{2z}}{\varepsilon_2k_{1z} + \varepsilon_1k_{2z}}.$$

Прирівняємо до нуля знаменник цього виразу, відразу отримаємо (20).

Проаналізуємо детальніше закон дисперсії (23) на плоскій межі метал–діелектрик. Оскільки частотну залежність $\varepsilon_2(\omega)$ для металів описує модель Друде [23]

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (25)$$

(ω_p – плазмонна частота), то в системі можуть існувати два типи власних коливань (рис. 3). Тип коливань з частотами $\omega > \omega_p$ (див. рис. 3, крива 1) є модифікованими коливаннями об'ємних плазмонів з дисперсією

$$\omega = ck_x \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + 1}{\varepsilon_1}}. \quad (26)$$

Інша гілка коливань з частотами $\omega < \omega_p$ (див. рис. 3, крива 2)

$$\omega < \omega_p = \frac{\omega}{\sqrt{\varepsilon_1 + 1}}, \quad (27)$$

для якої $\varepsilon_2(\omega) < 0$ відповідає поверхневим плазмон-поляритонам.

Зі збільшенням частоти простежується суттєве відхилення дисперсійної кривої поверхневих ПП від прямої $\omega(k)$, яка описує дисперсію фотонів у вакуумі. Для малих хвильових чисел (середній ПЧ-діапазон і далі) $k_x \approx k_0$ (див. рис. 3). У цьому випадку поля проникають углиб діелектрика на відстань, значно більшу від довжини хвилі λ , тому хвиля набуває природу ковзного світлового поля, яке відоме в літературі як хвилі Зоммерфельда–Ценнека [4]. Детальні дослідження та дискусії відносно їхньої природи наведені у працях [46, 47].

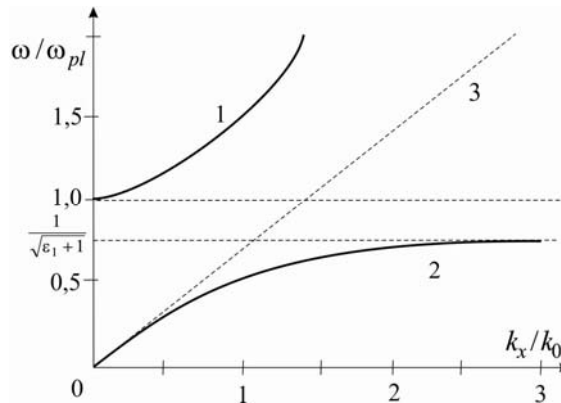


Рис. 3. Закон дисперсії плазмонних хвиль у системі метал–діелектрик, описуваних співвідношенням (23) у випадку закону дисперсії Друде (25) для металів: 1 – об'ємні плазмони; 2 – поверхневі плазмон-поляритони; 3 – дисперсія фотонів у вакуумі [24].

У випадку великих хвильових чисел частота поверхневих ПП наближається до характерної частоти локалізованих поверхневих плазмонів $\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_2 + 1}$.

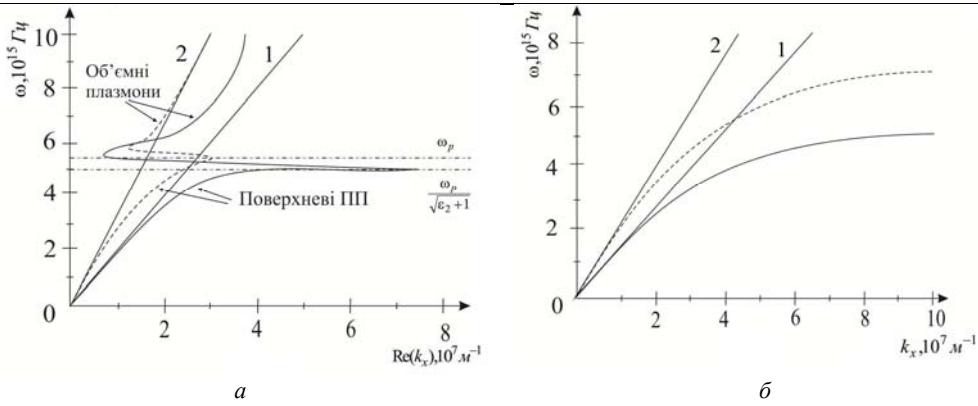


Рис. 4. Дисперсійна крива для поверхневих ПП на межах срібло–повітря (штрихові криві) та срібло–кварц (суцільні криві), розраховані з урахуванням внеску в ϵ_2 загасання та міжзонних переходів (а) і в моделі Друде (б) [24]. Прямі лінії відповідають законам дисперсії фотонів у вакуумі (1) та діелектрику (2).

У випадку реальних металів загасання та відхилення від моделі Друде внаслідок міжзонних переходів приводять до суттєвих змін дисперсійних кривих порівняно з кривими рис. 3 для моделі Друде (рис. 4). З рис. 4 бачимо, що внаслідок втрат у металі хвильовий вектор поверхневих ПП прямує до скінченного значення на частоті локалізованого поверхневого плазмону, а поверхневі та об'ємні плазмони є різними частинами однієї неперервної кривої, поведінка яких подібна до поведінки поверхневих та об'ємних плазмонів для випадку металу Друде (див. рис. 3). Частина дисперсійної кривої (майже горизонтальна ділянка між ω_p та $\omega_p / \sqrt{\epsilon_d + 1}$) відповідає квазілокалізованим випромінювальним хвилям [24].

Фазова та групова швидкості поверхневих плазмонів, які визначені співвідношеннями

$$v_\phi = \frac{\omega(k_s)}{k_s}, \quad v_{gp} = \frac{d\omega}{dk_s}, \quad (28)$$

зменшуються зі збільшенням частоти. Цей факт свідчить про зростання внеску поздовжньої складової хвилі, а отже, на високих частотах плазмон-поляритонна хвиля стає суттєво відмінною від фотонної.

За заданої амплітуди вектора магнітного поля \vec{H} амплітуди решти компонент є однаковими [19]:

$$E_x = E_{1x} = E_{2x} = iH \sqrt{\frac{1}{-(\epsilon_1 + \epsilon_2)}},$$

$$E_{1z} = -H \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{1}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)}}, \quad E_{2z} = -H \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{1}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)}}. \quad (29)$$

З наведених виразів бачимо, що E_x зсунутий по фазі відносно вектора \vec{H} на 90° , а відносно E_z – на 180° . З цих рівнянь випливає також, що $|E_{1z}| > |E_x| > |E_{2z}|$, тому якщо зафіксувати координату $x = x'$, то вектор $E(x', t)$ в обох середовищах обертатиметься за годинниковою стрілкою, описуючи еліпси, причому в діелектрику еліпси будуть витягнутими, а у металі – сплюснутими (рис. 5) [19].

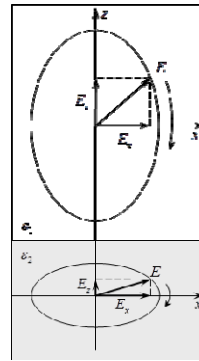


Рис. 5. Діаграма обертання вектора електричного поля у діелектрику та металі [19].
якщо сторінка буде парна, то рисунок до лівого боку!!

Характеристики хвиль на межі метал–діелектрик. Найважливішими характеристиками поверхневих ПП є глибина проникнення поля в обох середовищах та довжина пробігу вздовж поверхні. Для обчислення цих параметрів необхідно знати частотну залежність діелектричної проникності обох матеріалів, оскільки через неї можна виразити оптичні константи матеріалів.

З урахуванням загасання електронних коливань діелектрична проникність металів описують моделлю Друде [23]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (30)$$

де $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m^*}$ – плазмонна частота вільного електронного газу. Величину $\tau = 1/\gamma$ називають часом релаксації вільного електронного газу, її можна визначити з вимірювань статичної провідності металів зі співвідношення

$$\tau = \frac{\sigma m^*}{n_0 e^2}, \quad (31)$$

який за порядком величини дорівнює $\sim 10^{-14}$ с за кімнатної температури. Відповідно, кількість зіткнень γ за одиницю часу становить приблизно 10^{14} Гц = 100 ТГц [23].

Дійсна та уявна частини діелектричної проникності металів мають вигляд

$$\begin{aligned}\varepsilon' &= 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \\ \varepsilon'' &= \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}.\end{aligned}\quad (32)$$

В оптичному діапазоні замість комплексної відносної діелектричної проникності використовують комплексний показник заломлення середовища $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$ [22]:

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) - ik(\omega),$$

де n – дійсний показник заломлення, який визначає швидкість поширення хвилі в середовищі; k – коефіцієнт екстинції, який визначає оптичне поглинання хвиль, що поширюються у середовищі. Він пов'язаний з коефіцієнтом поглинання α закону Бугера–Бера $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$ співвідношенням

$$\alpha(\omega) = \frac{2k(\omega)\omega}{c}.\quad (33)$$

Отже, уявна частина діелектричної проникності ε'' визначає ступінь поглинання хвиль у середовищі.

Існує такий взаємозв'язок між ε' , ε'' та n і k , який отримують з рівності дійсних та уявних частин $\tilde{\varepsilon}$ та \tilde{n} [22]:

$$\varepsilon' = n^2 - k^2, \quad \varepsilon'' = 2nk,$$

або

$$n^2 = \frac{\varepsilon'}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2}, \quad k = \frac{\varepsilon''}{2n}.\quad (34)$$

Проаналізуємо частотну залежність діелектричної проникності металів. В інтервалі високих частот, коли $\omega\tau \gg 1$, з формули (30) випливає, що діелектрична проникність є дійсною величиною і її описує вираз (25): $\varepsilon(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$.

В інтервалі дуже низьких частот ($\omega \ll \gamma$) уявна частина діелектричної проникності є суттєво більшою від дійсної: $\varepsilon'' \gg \varepsilon'$, а дійсна й уявна частини комплексного показника заломлення – сумірними:

$$n \approx k = \sqrt{\frac{\varepsilon''}{2}} = \sqrt{\frac{\tau\omega_p^2}{2\omega}}.\quad (35)$$

Коефіцієнт поглинання (33) у цьому частотному діапазоні $\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2 \tau \omega}{c^2}}$, який через статичну провідність металів $\sigma_0 = \frac{ne^2 \tau}{m} = \omega_p^2 \tau \varepsilon_0$ можна переписати у вигляді

$$\alpha = \sqrt{2\sigma_0 \omega \mu_0}. \quad (36)$$

Із закону Ламберта–Бера випливає, що за низьких частот поля всередині металу загасають як e^{-z/δ_z} , де товщина скін-шару визначена співвідношенням

$$\delta_z = \frac{2}{\alpha} = \frac{c}{k\omega} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_0 \omega \mu_0}}. \quad (37)$$

Довжина загасання $\delta_{sp} = \delta_x$ інтенсивності плазмонів уздовж осі x визначена уявною частиною хвильового вектора поверхневої хвилі, яка для немагнітних матеріалів має вигляд $\tilde{k} = \omega \sqrt{\tilde{\varepsilon} \mu_0} = k' - ik''$. Тоді

$$\delta_{sp} = \frac{1}{2k_x''} \approx \frac{c}{\omega} \left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon_1}{\varepsilon'' \varepsilon_1} \right)^{3/2} \frac{(\varepsilon')^2}{\varepsilon''}. \quad (38)$$

Зі співвідношень (37) і (38) бачимо, що глибина проникнення плазмонів уздовж осі z та довжина загасання вздовж осі x значно залежать від частоти. Загальна тенденція є такою: у разі зростання частоти δ_x і δ_z зменшуються (зменшення δ_z свідчить про зростання локалізації поверхневих плазмонів уздовж осі z). Наприклад, поверхневі плазмони на плоскій межі повітря–срібло на частоті, що відповідає довжині хвилі у вакуумі $\lambda = 450$ нм, мають довжину загасання $\delta_x \approx 16$ мкм і локалізовані в повітрі на відстані $\delta_n \approx 180$ нм від межі. У металі глибина проникнення $\delta_2 \approx 20$ нм у широкому діапазоні частот [19, 24].

Детальніший розгляд цієї проблеми, який ґрунтується на кінетичному рівнянні Больцмана, засвідчує, що такий опис є фізично реальним, доки довжина вільного пробігу електронів $l = v_F \tau$ (v_F – швидкість Фермі електронів) набагато менша від δ_z . Для типових металів за кімнатної температури $l \approx 10$ нм, що менше від глибини проникнення, яка сягає до 100 нм, що підтверджує правильність моделі металу як газу вільних електронів. За низьких температур середня довжина вільного пробігу може суттєво зрости, що призведе до зміни глибини проникнення плазмона. Це явище відоме як аномальний скін-ефект [19].

Плазмонні хвилі в багат шарових системах. Розглянемо плазмонні хвилі у багат шарових структурах, які складаються з провідних та діелектричних шарів, які чергуються в напрямі осі z (рис. 6). У таких системах на кожному окремому контакті між металом і діелектриком можуть існувати поверхневі плазмон-поляритони. Якщо інтервал між сусідніми межами є сумірним або меншим від довжини загасання хвилі δ_z , (тобто товщина шару l є сумірною з δ_z) то внаслідок взаємодії ПП з сусідніх меж виникатимуть зв'язані моди. Розглянемо це явище детальніше.

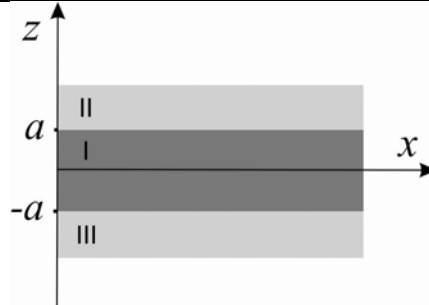


Рис. 6. Схематичне зображення тришарової системи, яка складається із тонкого шару I, розміщеного між двома півпросторами II і III.

Для багатошарової системи, зображеної на рис. 5, вирази для компонентів поля ТМ-хвилі для $z > a$ запишемо аналогічно до (7) і (9), а для $z < -a$ – подібно до (8) і (10). У центральній області $-a < z < a$ компоненти векторів поля набудуть вигляду [25]

$$\begin{aligned} H_y &= C e^{k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)} + D e^{-k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)}, \\ E_x &= i \frac{C}{\omega \varepsilon_1} k_x e^{k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)} + i \frac{D}{\omega \varepsilon_1} k_x e^{-k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)}, \\ E_z &= \frac{C}{\omega \varepsilon_1} i k_x e^{k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)} + i \frac{D}{\omega \varepsilon_1} k_x e^{-k_{1z}z} e^{i(\omega t - k_x x)} \end{aligned} \quad (39)$$

З умов неперервності тангенціальних складових векторів \vec{E} і \vec{H} на межах при $z = a$ та $z = -a$ отримаємо таку систему з чотирьох рівнянь:

$$\begin{aligned} A e^{-k_{3z}a} &= C e^{k_{1z}a} + D e^{-k_{1z}a}, \\ \frac{A}{\varepsilon_3} k_{3z} e^{-k_{3z}a} &= -\frac{C}{\varepsilon_1} k_x e^{k_{1z}a} + \frac{D}{\varepsilon_1} k_x e^{-k_{1z}a}, \\ B e^{-k_{2z}a} &= C e^{-k_{1z}a} + D e^{k_{1z}a}, \\ \frac{B}{\varepsilon_2} k_{2z} e^{-k_{2z}a} &= -\frac{C}{\varepsilon_1} k_x e^{k_{1z}a} + \frac{D}{\varepsilon_1} k_x e^{-k_{1z}a}. \end{aligned} \quad (40)$$

Крім того, магнітне поле H_y повинно задовольняти рівняння Гельмгольца (1), а його хвильовий вектор k_z – співвідношення (17) для всіх трьох областей. Співвідношення (17) і (40) утворюють трансцендентну систему із шести рівнянь, з якої отримують дисперсійне співвідношення, що пов'язує ω і k_x :

$$e^{-4k_{1z}a} = \frac{k_{1z}/\varepsilon_1 + k_{2z}/\varepsilon_2}{k_{1z}/\varepsilon_1 - k_{2z}/\varepsilon_2} \frac{k_{1z}/\varepsilon_1 + k_{3z}/\varepsilon_3}{k_{1z}/\varepsilon_1 - k_{3z}/\varepsilon_3}. \quad (41)$$

Наголосимо, що коли товщина середньої області є нескінченно великою ($a \rightarrow \infty$), то співвідношення (41) зводиться до (23), тобто є рівнянням для двох не зв'язаних плазмон-поляритонних мод.

Розглянемо випадок, коли верхній (II) та нижній (III) шари однакові. У цьому випадку $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$, а отже, $k_{2z} = k_{3z}$, а рівняння (41) розіб'ємо на два:

$$\begin{aligned} \operatorname{th}k_{1z}a &= -\frac{k_2\varepsilon_1}{k_1\varepsilon_2}, \\ \operatorname{th}k_{1z}a &= -\frac{k_1\varepsilon_2}{k_2\varepsilon_1}. \end{aligned} \quad (42)$$

Перше рівняння з отриманої системи визначає моду з поляризацією, за якої $E_x(z)$ є непарною, а $H_y(z)$ та $E_x(z)$ – парними функціями. Друге рівняння визначає моду з поляризацією: $E_x(z)$ – парна функція; $H_y(z)$ та $E_x(z)$ – непарні функції [25].

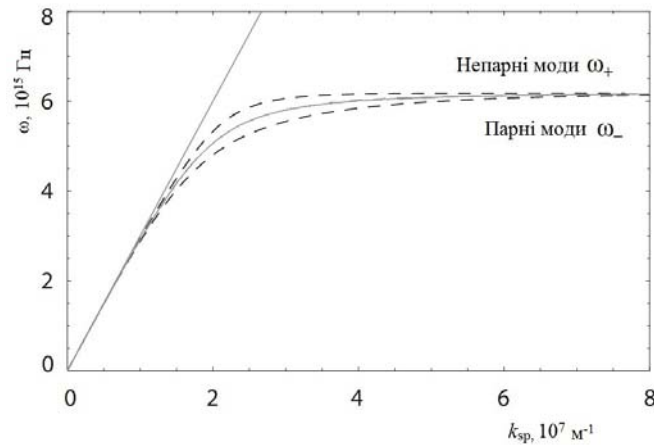


Рис. 7. Дисперсійна залежність для зв'язаних парних і непарних мод у структурі повітря–срібло–повітря з товщиною срібла 100 нм (штрихові криві). Суцільною лінією зображено дисперсійну криву поверхневих ПП на одиничній межі. Пряма – дисперсія фотонів у вакуумі [25].

Використаємо дисперсійні співвідношення (42) для дослідження зв'язаних плазмон-поляритонних мод у структурах діелектрик–метал–діелектрик (ДМД) та метал–діелектрик–метал (МДМ). Розглянемо ДМД-структуру, яка є тонкою металеву плівкою з товщиною $2a$, що розміщена між двома діелектричними шарами. У цьому випадку $\varepsilon_1 = \varepsilon_1(\omega)$ є відносною діелектричною функцією металу, а ε_2 – додатно визначена відносна діелектрична проникність діелектрика. На рис. 7 зображено дисперсійне співвідношення непарних та парних мод (42) для конфігурації повітря–срібло–повітря. Як бачимо, частоти ω_+ непарних мод є вищими від частот для одиничної поверхні, а також є вищими від частот ω_- парних мод. Для великих значень хвильових векторів k_x (та у випадку, коли нема втрат – $\operatorname{Im}[\varepsilon(\omega)] = 0$) граничні частоти такі:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon_2}} \sqrt{1 \pm \frac{2\varepsilon_2 e^{-2k_x a}}{1+\varepsilon_2}}, \quad (43)$$

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon_2}} \sqrt{1 \mp \frac{2\varepsilon_2 e^{-2k_x a}}{1+\varepsilon_2}}.$$

Зі зменшенням товщини металевої плівки зростає запирання непарних мод. У цьому разі для реальних металів з комплексною проникністю $\varepsilon(\omega)$ збільшується дальність поширення поверхневих ПП [26]. Для парних мод також зростає запирання зі зменшенням товщини плівки, проте дальність поширення зменшується.

У МДМ конфігурації в співвідношенні (42) $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$ є відносно діелектричною проникністю металу, а ε_1 – відносна діелектрична проникність діелектрика. З погляду утримання енергії найцікавішою є основна непарна мода, для якої нема загасання зі зменшенням товщини середнього шару [27]. На рис. 8 показано дисперсійне співвідношення такої моди для структури срібло–повітря–срібло. Як бачимо, дисперсійна крива має точку розвороту, а отже, хвильовий вектор k_x є завжди скінченим. Наявність точки розвороту засвідчує, що дисперсійна крива може перетнути лінію, яка описує дисперсію фотонів у вакуумі, а це неможливо у випадку ПП, що поширюються вздовж однієї межі метал–повітря (див. рис. 3).

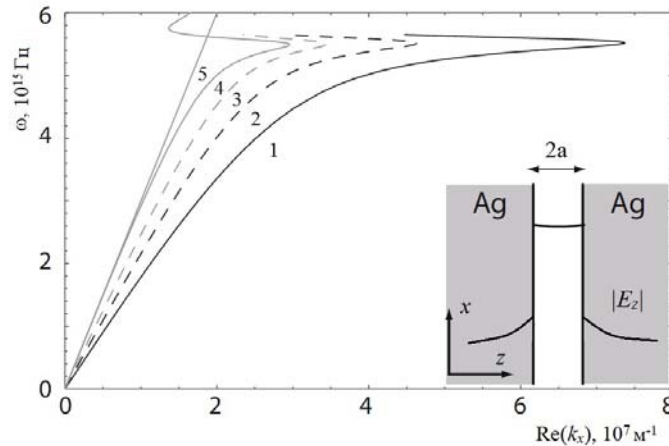


Рис. 8. Дисперсійні залежності зв'язаних поверхневих плазмон-поляритонних мод структури срібло–повітря–срібло (вставка) для значень $2a = 25$ нм (1), $2a = 50$ нм (2) та $2a = 100$ нм (3). Для порівняння зображено дисперсійну криву для однієї межі (4), розрахована з урахуванням втрат в ε_2 загасання та міжзонних переходів і дисперсія фотонів у вакуумі (5) [25].

Методи збудження та спостереження поверхневих плазмонів. Незважаючи на те, що поверхневі ПП є власною хвильовою модою плоскої межі між діелектриком та металом, для її збудження треба створити спеціальні умови. Безпосереднє збудження цих хвиль фотонами неможливе внаслідок невиконання закону збереження імпульсу: для довільної частоти хвильовий вектор поверхневої хвилі $k_{sp} = k_x$ є більшим від хвильового вектора k_0 вільного фотона (див. рис. 3). Закон збереження імпульсу виконуватиметься

за умови фазового синхронізму, тобто коли фазова швидкість фотона дорівнює фазовій швидкості поверхневих ПП. Для досягнення умови синхронізму необхідно зменшити швидкість фотона, що, відповідно, зумовить збільшення паралельної до поверхні компоненти його імпульсу. Ґрунтуючись на цьому, для збудження поверхневих ПП розроблено спеціальні методи.

Історично першим обґрунтовано метод дифракційної ґратки, нанесеної на поверхню металу (рис. 9). Його суть полягає в розсіянні випромінювання дифракційними ґратками під різними кутами, так що за деякого кута падіння θ дифрагована хвиля може бути напрямлена вздовж поверхні. Додатковий імпульс, необхідний для виконання умови фазового синхронізму, дифрагована хвиля отримує, взаємодіючи з поверхневою ґраткою. Справді, якщо на поверхні металу нанесена ґратка зі штрихами, паралельними до осі y , період якої $d < \lambda$, то хвильовий вектор \vec{g} такої ґратки дорівнює за модулем $2\pi/d$ і напрямлений перпендикулярно до її штрихів (уздовж осі x) (рис. 9). Хвильовий вектор \vec{g} , який відповідає так званій резонансній ґратці, зв'язаний з хвильовим вектором ПЕХ k_x та векторною проекцією $k_{\parallel 0} = k_0 \sin \theta$ хвильового вектора k_0 на поверхню рівнянням

$$\vec{k}_{\parallel 0} + m\vec{g} = k_x, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (44)$$

де m – порядок дифракції (для ґратки із синусоїдальним профілем $m=1$). Співвідношення (44) виражає закон збереження імпульсу (або фазового синхронізму) в разі перетворення світлової електромагнітної хвилі у поверхневий поляритон без зміни частоти.

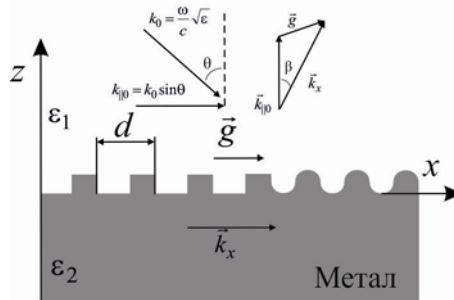


Рис. 9. Схематичне зображення поверхневого рельєфу металу з нанесеною на його поверхню прямокутною (ліворуч) та синусоїдальною (праворуч) ґраткою.

На вставці – орієнтація векторів $\vec{k}_{\parallel 0}$, \vec{g} , \vec{k}_x .

У загальному випадку вектори $\vec{k}_{\parallel 0}$ і \vec{g} не є паралельними, а утворюють деякий кут β . Тоді взаємну орієнтацію векторів $\vec{k}_{\parallel 0}$, \vec{g} і \vec{k}_x зручно зобразити у вигляді кругової векторної діаграми (вставка на рис. 9), з якої можна знайти модуль вектора \vec{g} (а отже, і період ґратки $d = 2\pi/g$), на який за заданого кута падіння θ світла збуджується ПЕХ, що поширюється під кутом β до $\vec{k}_{\parallel 0}$:

$$g = k_0 \left(\sin^2 \theta + n^2 - 2n \sin \theta \cos \beta \right)^{1/2},$$

де параметр $n = k_x / k_0$ за значенням близький до одиниці.

Для збудження поверхневих плазмонів широко застосовують призові методи. Вище зазначено, що для безпосереднього збудження фотоном ПП повинні мати (на заданій частоті) такий же хвильовий вектор, як і поверхневі плазмони, а отже, фазову швидкість меншу, ніж $c/\sqrt{\epsilon}$ (ϵ – відносна діелектрична проникність середовища, де поширюються плазмони). У 1968 р. А. Отто запропонував метод створення таких фотонів. Ідея його методу, що названий методом порушеного повного внутрішнього відбивання (ППВВ), полягає в такому. Перш ніж увійти в середовище з відносною проникністю ϵ , падаюча світлова хвиля спочатку потрапляє у призму з відносною діелектричною проникністю $\epsilon_1 > \epsilon$. Світло сповільнюється у призмі й на межі поділу між діелектриком (тобто призмою з відносною діелектричною проникністю ϵ_1) і металом матиме імпульс у площині $k_x = k\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta$, необхідний для збудження ПП на межі поділу металу з іншим діелектриком із меншою, ніж у призми, відносною діелектричною проникністю ϵ_0 . Це твердження проілюстроване на рис. 4, б, де фотони в діелектрику (кварці) у точці перетину дисперсійної кривої фотонів та поверхневих ПП у повітрі мають такий же імпульс, як і поверхневі плазмони. Крім того, поверхневі плазмони на межі метал–повітря можуть збуджувати фотони, дисперсійні криві яких лежать у межах конуса, сформованого прямими 1 і 2 (рис. 4, б) [25].

Збудження ПП зі сталою поширення $k_x = k\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta$ виявляється у зміні інтенсивності відбитого пучка. Отже, у розглядуваній схемі порушене повне внутрішнє відбивання, що приводить до тунелювання полів до межі метал–повітря, де й відбувається збудження ПП. Така схема збудження чутлива до параметрів середовища, з яким контактує металева плівка: якщо замість повітря буде інший діелектрик, то умови резонансного збудження змінюватимуться. За цими змінами, відповідно, можна досліджувати параметри середовищ.

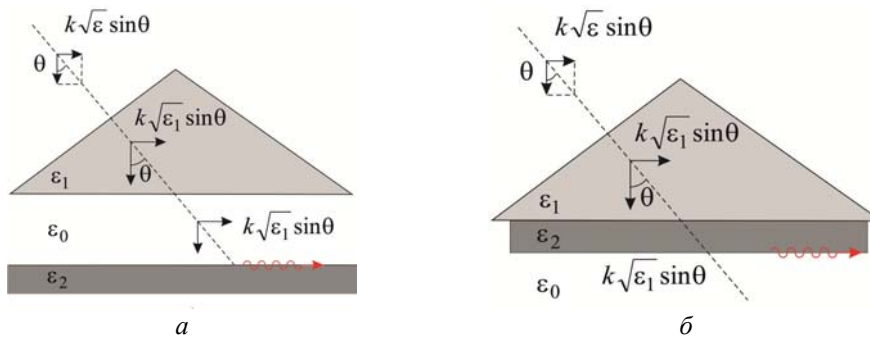


Рис. 10. Збудження поверхневих плазмонів за допомогою порушеного повного внутрішнього відбивання у конфігураціях Отто (а) та Кретчмана (б).

Як варіант традиційного методу призового введення, для збудження ПП можна використати об'єктив мікроскопа з високою апертурою [28]. Між об'єктивом та склом, на якому нанесено плівку металу, розміщують імерсійну рідину (олію) для узгодження показників заломлення n . Високе значення апертури об'єктива забезпечує значний кутівий розкид сфокусованого збуджувального пучка, у якому існують промені з кутами

падіння θ , більшими від значення критичного кута повного внутрішнього відбивання θ_k на межі поділу скло–повітря. Таким способом отримують хвильові вектори k_x , необхідні для фазового синхронізму ПП на межі метал–повітря під кутом $\theta_{sp} = \arcsin(k_x / nk_0) > \theta_k$. У разі неосьового входження збуджувального пучка в об'єктив можна “забезпечити” розподіл інтенсивності навколо кута θ_{sp} , зменшуючи інтенсивність пройденого та відбитого світла. Збуджені ПП перевипромінюватимуться назад у скляну підкладку у вигляді дифракційних втрат для кутів $\theta_{sp} > \theta_k$, які можна сфокусувати за допомогою об'єктива на чутливий елемент ПЗЗ [28]. На рис. 11 показано зображення випромінювання дифракційних втрат для поверхневих ПП, збуджених за допомогою білого світла [51]. Інтенсивність світла є пропорційною до значення електричного поля поверхневих ПП, і, як зазначено раніше, поверхневі ПП реєструють тільки для ТМ-поляризації

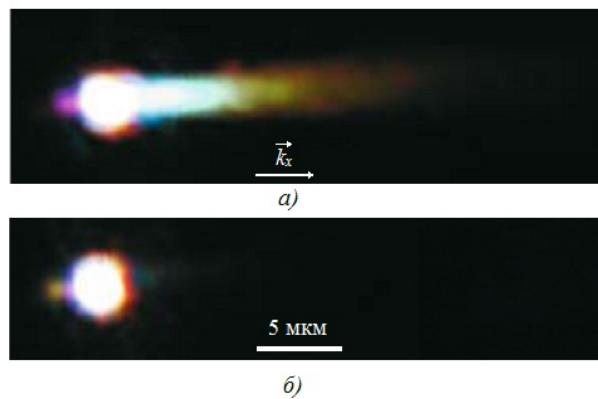


Рис. 11. Розподіл інтенсивності дифракційних втрат для ТМ-поляризованого променя білого світла, який демонструє поширення поверхневих ПП від точки збудження (а). Для ТЕ-поляризованого світла збудження поверхневих ПП не реєструють (б) [51]. (забрати дужки після літер)

На сучасному етапі розвиток експериментальних можливостей дав змогу реалізувати інші методи збудження ПП, які називають методами нанолокалізованих джерел світла [29–31]. Вони ґрунтуються на тому, що необхідна для збудження плазмонів паралельна до поверхні компонента хвильового вектора завжди існує поблизу сильно локалізованих джерел світла. До них належать, зокрема, поле поблизу апертури сканувального оптичного мікроскопа, поле, розсіяне нанчастинкою, а також поле поблизу молекул, які випромінюють флуоресцентне світіння. Якщо таке наноджерело світла піднести близько до металевій поверхні, то можливим стає локальне збудження ПП.

Збудження ПП методом сканувальної мікроскопії ближнього поля дає змогу досягнути локального збудження ПП на ділянці $a \ll \lambda_0$, на відміну від методів призового та дифракційного збудження, у яких область збудження ПП є у вигляді дифракційно-обмеженої плями з розмірами, що визначені довжиною хвилі λ_0 [29].

Застосування поверхневих ПП та локалізованих плазмонів. Розвиток кремнієвої електроніки супроводжується невпинним зменшенням розмірів активних елементів (закон Мура) та збільшенням частоти й ефективності пристроїв. Уже нині досягнуто нанометровий діапазон – розміри активних елементів є меншими 100 нм. Однак прогрес

у цій галузі електроніки має певні технологічні та фізичні обмеження. Одним із них є нагрівання контактних доріжок у мікросхемах через зменшення їхніх розмірів [32].

Альтернативою до електричних можуть бути оптичні з'єднання, які мають низку суттєвих переваг перед електричними [33]. Проте на сучасному етапі розробка таких пристроїв сповільнена великою різницею між розмірами електронних елементів (до 100 нм) та діелектричних оптичних елементів, мінімальні розміри яких обмежені дифракцією: $l > \lambda$. Це неузгодження між розмірами електронних та фотонних пристроїв зумовлює значні проблеми в разі їхнього стикування.

Для подолання цієї проблеми необхідно розробити принципово нові технології, які забезпечать передавання інформації між нанорозмірними електронними процесорами на оптичних частотах. Такі технології можуть ґрунтуватися на плазмонних ефектах, на засадах яких активно розвивається новий напрям електроніки – наноплазмоніка. Місце наноплазмоніки серед технологій на діаграмі робоча частота–розміри елементів схематично зображено на рис. 12.



Рис. 12. Схематичне зображення наноплазмоніки на діаграмі робочі частоти–розміри активних елементів.

Сьогодні у багатьох лабораторіях проводять інтенсивні дослідження в галузі застосування наноплазмоніки для передавання інформації на оптичних частотах між нанорозмірними електронними процесорами.

Серед пасивних елементів найперспективніші плазмонні хвилеводи, які є смужковими металевими лініями [33, 34]. Такими можуть бути плівки золота, які порівняно легко сформувати методом електронно-променевої літографії, вони не окислюються, а їхні плазмонні властивості близькі до властивостей міді й алюмінію [35]. Вже створено прямі та викривлені хвилеводи, на основі яких виготовлено складніші нанопристрої: S-вигин, 4-портовий та Y-розгалужувачі, інтерферометри Маха–Цандера та ін. [36–38]. Розроблено методи виготовлення дифракційних оптичних елементів для транспортування та фокусування плазмонних хвиль [48]. Для каналування плазмонів використовують також системи метал–діелектрик–метал, у яких локалізація мод у поперечному напрямі є значно меншою, ніж у смужкових хвилеводах [35].

На основі плазмонних ефектів розробляють також активні пристрої, які можуть змінювати свій стан під дією фізичних полів. За допомогою таких елементів можна не тільки узгоджувати оптичні лінії передавання інформації та наноелектронні пристрої їхньої обробки, а й створити повністю плазмонні процесори. Зрозуміло, що активні

елементи повинні бути нелінійними, для забезпечення нелінійності використовують електро-, магніто- та термооптичні властивості різних частин нанопристроїв. Найпоширенішими є активні елементи на основі термооптичних ефектів, тобто зміни показника заломлення від температури. Це пов'язано з тим, що смужкові плазмонні хвилеводи можуть пропускати не тільки плазмони (інформаційний оптичний сигнал), а й керівні електричні струми нижчої частоти. На основі термооптичного ефекту запропоновано і розроблено модулятори та перемикачі в інтервалі довжин хвиль $\lambda = 1\ 500$ нм, важливих для телекомунікації [39].

Інша можливість створення активних наноплазмонних пристроїв пов'язана з використанням нелінійних елементів на тій же підкладці, на якій розміщений плазмонний нанопровід. Як елемент використовують металеву смужку галію – металу, який плавиться за температури $28,9\ ^\circ\text{C}$ і за цієї ж температури його діелектрична проникність змінюється у сім разів [40]. На підставі такої системи створено активний перемикач напряму поширення поверхневих плазмонів, основним елементом якого є метал-діелектричний плазмонний хвилевід, що містить галієвий елемент-секцію та брегівські ґратки для введення-виведення плазмонів [40–43].

Найширше поверхневі ПП та локалізовані плазмони використовують для створення біосенсорів, принцип роботи яких ґрунтується на сильній локалізації та чутливості параметрів плазмонів до зміни діелектричних властивостей середовища поблизу межі між двома середовищами [44]. Такі сенсори вже застосовують для біохімічних аналізів на глюкозу, сечовину, для імунологічних аналізів білків, гормонів, ліків, стероїдів, вірусів, для аналізу ДНК та дослідження кінетики дії ліків у реальному масштабі часу [24].

У плазмонних сенсорах, зазвичай, використовують геометрію Кречмана і вимірюють кут, за якого коефіцієнт відбиття є мінімальним, а також значення мінімального відбиття та ширину резонансної кривої. За допомогою цих даних комп'ютерним моделюванням визначають дійсну та уявну частини діелектричної проникності і товщини досліджуваного шару за формулами Френеля для коефіцієнтів відбиття.

Зміна кута мінімального внутрішнього відбиття $\delta\theta$ як функція зміни відносної діелектричної проникності металу $\delta\epsilon_m$ і діелектрика $\delta\epsilon_d$ задана виразом [45]

$$\cos \theta \delta\theta = \frac{\epsilon_m^2 \delta\epsilon_d + \epsilon_d^2 \delta\epsilon_m}{2\epsilon_m \epsilon_d (\epsilon_m + \epsilon_d)}.$$

Оскільки $|\epsilon_m| \gg |\epsilon_d|$, то зміна θ є значно чутливішою до змін діелектричної проникності ϵ_d , ніж до змін проникності металу ϵ_m , що робить цей метод ідеальним для вимірювання змін $\delta\epsilon_d$. Існує цілий клас сенсорів на локалізованих плазмонах, які є ефективними в разі розв'язування багатьох практичних задач [24].

Інші сфери практичного використання поверхневих ПП та локалізованих плазмонів пов'язані з нанолітографією, впливом наночастинок на розсіяння світла та люмінесценцію атомів і молекул, створення супер- та гіперлінз на основі поверхневих ПП та метаматеріалів та ін. [24, 25, 49, 50].

Отже, проаналізовано загальні властивості поверхневих плазмон-поляритонів, які є комбінацією електромагнітної хвилі в діелектрику та коливач заряду в металі, що поширюються вздовж межі метал-діелектрик.

Отримано дисперсійне співвідношення для поверхневих плазмон-поляритонів на одиничних межах, з якого випливає, що такі хвилі можуть існувати в інтервалі частот, де

діелектрична проникність одного з середовищ є від'ємною і за модулем перевищує діелектричну проникність іншого середовища. Для видимого та ближнього ІЧ-діапазону світла такі умови задовольняють метали.

За однакової частоти хвильовий вектор поверхневих ПП перевищує хвильовий вектор фотона у вільному просторі, тому безпосереднє збудження поверхневих ПП фотонами неможливе. Проаналізовано методи збудження поверхневих ПП.

З'ясовано, що важливою властивістю поверхневих ПП є їхня сильна локалізація поблизу поверхні поділу. Вона пов'язана з тим, що z -компонента хвильового вектора є уявною величиною, унаслідок чого поля експоненційно спадають з віддаленням від межі. Оцінено основні характеристики – глибину проникнення та поширення – для системи срібло–повітря.

Розглянуто плазмонні хвилі в багатошарових структурах діелектрик–метал–діелектрик та метал–діелектрик–метал.

Доведено, що сильна локалізація таких хвиль на межі метал–діелектрик є в основі багатьох практичних застосувань поверхневих плазмон-поляритонів і локалізованих плазмонів.

1. Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича, М. Д. Миллса. – М.: Наука, 1985. – С. 70–104.
2. *Дмитрук Н. Л., Литовченко В. Г., Стрижевский В. Л.* Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. – Киев: Наук. думка, 1989. – 375 с.
3. *Sommerfeld A.* Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes // *Ann. der Physik und Chemie.* – 1899. – Vol. 303. – P. 233–290.
4. *Zenneck J.* Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie // *Ann. der Physik.* – 1907. – Vol. 328. – P. 846–866.
5. *Fano U.* The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) // *JOSA.* – 1941. – Vol. 31. – P. 213–222.
6. *Ritchie R. H.* Plasma losses by fast electrons in thin films // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol. 105. – P. 874–881.
7. *Ritchie R. H., Arakawa T. E., Gowan J. J., Hamm R. N.* Surface-plasmon resonance effect on grating diffractions // *Phys. Rev. Lett.* – 1968. – Vol. 21. – P. 1530–1533.
8. *Kretschmann E., Raether H.* Radiative decay of non-radiative surface plasmons [cited by light] // *Z. Naturforschng.* – 1968. – Vol. A23. – P. 2135–2136.
9. *Otto A.* Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // *Zeitschrift für Physik.* – 1968. – Vol. 216. – P. 398–410.
10. *Kretschmann E.* Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen // *Zeitschrift für Physik.* – 1971. – Vol. 241. – P. 313–324.
11. *Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., Wolff P. A.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature.* – 1998. – Vol. 391. – P. 667–669.

12. *Grupp D. E., Lezec H. J., Thio T., Ebbesen T. W.* Beyond the Bethe Limit: Tunable Enhanced Light Transmission Through a Single Sub-Wavelength Aperture. – 1999. – Vol. 11. – P. 860–862.
13. *A. Degiron, H.J. Lezec, N. Yamamoto and T.W. Ebbesen* Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal // *Optics Comm.* – 2004. – Vol. 239. – P. 61–66.
14. *A. Degiron and T.W. Ebbesen* The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2005. – Vol. 7. – P. S90–S96.
15. *Wannemacher R.* Plasmon-supported transmission of light through nanometric holes in metallic thin films // *Opt. Comm.* – 2001. – Vol. 195. – P. 107–118.
16. *Genet C., Ebbesen T. W.* Light in tiny holes // *Nature.* – 2007. – Vol. 445. – P. 39–46.
17. *Rothenhäusler B., Knoll W.* Surface-plasmon microscopy // *Nature.* – 1988. – Vol. 332. – P. 615–617.
18. *Zayats A. V., Smolyaninov I. I., Maradydin A. A.* Nanooptics of surface Plasmon polaritons // *Phys. Reports.* – 2005. – Vol. 408. – P. 131–314.
19. *Князев Б. А., Кузьмин А. В.* Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // *Вестн. НГУ. Сер. Физика.* – 2007. – Т. 2. – Вып. 1. – С. 108–121.
20. *Жирнов С. В., Семенцов Д. И.* Поверхностные поляритоны в тонком слое анизотропного сверхпроводника // *Оптика и спектроскопия.* – 2008. – Т. 104. – № 3. – С. 520–527.
21. *Болеста І. М.* Метаматеріали // *Електроніка та інформаційні технології.* – 2011. – Вип. 1. – С. 3–17.
22. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Наука, ГРФ-МЛ, 1973. – 720 с.
23. *Ашкрофт Н., Мермін Н.* Физика твердого тела. – М.: Мир, 1979. – Т. 1. – 400 с.
24. *Климов В. В.* Наноплазмоника. – М.: Физматлит, 2010. – 480 с.
25. *Маєр С. А.* Плазмоника. Теория и приложения. – М.; Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011. – 296 с.
26. *Dror S.* Long-range surface-plasma waves on very thin metal films // *Phys. Rev. Lett.* – 1981. – Vol. 47. – Is. 26. – P. 1927–1930.
27. *Prade B., Vinet J. Y., Mysyrowicz A.* Guided optical waves in planar heterostructures with negative dielectric constant // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 44. – N 24. – P. 13556–13572.
28. *Bouhelier A., Wiederrecht G. P.* Surface Plasmon rainbow jets // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30. – N 8. – P. 884–886.
29. *Hecht B., Bielefeld H., Novotny L. et al.* Local excitation, scattering and interference of surface plasmons // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – Vol. 77. – Is. 9. – P. 1889–1892.
30. *Lakowicz J. B.* Radiative decay engineering 3. Surface Plasmon-coupled directional emission // *Anal. Biochem.* – 2004. – Vol. 324. – P. 153–169.
31. *Ditlbacher H., Krenn J. R., Felidj N. et al.* Fluorescence imaging of surface Plasmon fields // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol. 80. – N 3. – P. 404–406.
32. *Bohr M. T.* Interconnect scaling – the real limiter to high performance ULSI // *Tech. Dig. International Electron Devices Meeting.* – 1995. – P. 241–244.
33. *Miller D. A.* Rationale and challenges for optical interconnects to electronics chips // *Proc. IEEE.* – 2000. – Vol. 88. – P. 728.

34. *Chen G., Chen H., Haurylau M. et al.* Prediction of CMOS compatible on-chip optical interconnect // Proceedings of the 2005 International workshop on system level interconnect prediction. – 2005. – P. 13–20.
35. *Zia R., Selker M. D., Catrysse P. B., Brongersma M. L.* Geometries and materials for subwavelength surface Plasmon modes // J. Opt. Soc. Am. – 2004. – Vol. A21. – P. 2442.
36. *Charbonneau R.* Demonstration of passive integrated optics technology based on plasmonics. MSc Thesis University of Ottawa. Ottawa, 2001.
37. *Charbonneau R., Lahoud N., Mattiuse G., Berini P.* Demonstration of integrated optics based on long ranging surface plasmons // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 977–984.
38. *Weeber J. C., Lakroute Y., Dereux F. et al.* Near field characterization of Bragg mirrors engraved in surface Plasmon waveguides // Phys. Rev. – 2004. – Vol. B70. – P. 235406.
39. *Nikolajcen T., Leosson K., Bozhevolnyi S. I.* Surface Plasmon polariton based modulators and switches operating at telecom wavelengs // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – P. 5833–5836.
40. *Bennet P. J., Dhanjal S., Petropoulos P. et al.* A photonic switch based on a gigantic, reversible optical nonlinearity of liquefying gallium // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 73. – P. 1787.
41. *Albanis V., Dhanjal S., Emel'yanov V. I. et al.* Nanosecond dynamics of a gallium mirror's light induced reflectivity change // Phys. Rev. – 2001. – Vol. B63. – P. 165207.
42. *Albanis V., Dhanjal S., Zheludev N. I. et al.* Cross-wavelength all-optical switching using nonlinearity of liquefying gallium // Opt. Express. – 1999. – Vol. 5. – P. 157.
43. *MacDonald K. F., Fedotov V. A., Zheludev N. I. et al.* Structural phase transition as a mechanism for broadband, low-threshold reflectivity switching in gallium // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 79. – P. 2375.
44. *Homola J., Yee S., Gauglitz G.* Surface Plasmon resonance sensors: Review // Sensors and Actuators. – 1999. – Vol. B54. – P. 3–15.
45. *Nunzi J. M., Ricard D.* Optical phase conjugation and related experiments with surface Plasmon waves // Appl. Phys. B. – 1984. – Vol. 35. – P. 209–216.
46. *Байбаков В. И., Дацко В. Н., Кистович Ю. В.* Экспериментальное обнаружение поверхностных электромагнитных волн Ценнека // Успехи физ. наук. – 1989. – Т. 157. – С. 722–724.
47. *Дацко В. Н., Копылов А. А.* О поверхностных электромагнитных волнах // Успехи физ. наук. – 2008. – Т. 178. – С. 109–110.
48. *Bezus E. A., Doskolovich L. L., Kazanskiy N. L. et al.* Design of diffractive lenses for focusing surface plasmons // J. Opt. – 2010. – Vol. 12. – P. 015001 (7 pp).
49. *Barnes V. L., Dereux A., Ebbesen T. W.* Surface Plasmon subwavelength optic // Nature. – 2003. – Vol. 424. – P. 824–830.
50. *Berini P., Charbonneau R., Lahoud N.* Long-range surface plasmons on ultra thin membranes // NanoLett. – M2007. – Vol. 7. – P. 1376–1380.
51. *Bouhelier A., Wiederrecht G. P.* Surface plasmon rainbow jets // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30 (8). – P. 884–886.

SURFACE PLASMON POLARITONS**I. Bolesta***Ivan Franko National University of L'viv,
107 Tarnavskogo St., 79017 Lviv, Ukraine*

We consider the main properties of surface plasmon-polaritonic waves, which are regarded as a combination of electromagnetic waves existing on the surface of a good conductor (metal) and a dielectric. Intrinsically they are two-dimensional waves, which spread along the surface of the metal and the dielectric, their amplitude decaying exponentially with distance from the surface.

The article deals with the description of general properties of such waves. The surface plasmon polariton dispersion relations are obtained for the waves on simple surfaces and multi-surface systems. The methods for excitation of the waves and their practical applications are considered.

Key-words: surface plasmon-polaritons, surface electromagnetic waves.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ**И. Болеста***Львовский национальный университет имени Ивана Франко,
ул. Тарнавского, 107, 79017 Львов, Украина*

Рассмотрены общие свойства поверхностных плазмон-поляритонных волн, которые представляют собой комбинацию электромагнитной волны в диэлектрике и колебаний заряда в металле и распространяются вдоль границы металл-диэлектрик. Получены дисперсионные соотношения для волн на одиночных границах, а также их характеристики, рассмотрены плазмонные волны в многослойных структурах. Проанализированы методы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов и их практическое применение.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, поверхностные электромагнитные волны, ТМ-волны, дисперсионные соотношения, многослойные структуры металл-диэлектрик.

Стаття надійшла до редколегії 30.01.2012

Прийнята до друку 14.02.2012