

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra27.01.075>
УДК 537.811:539.2

М. М. БІЛЕЦЬКИЙ, І. Д. ПОПОВИЧ

Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України
12, вул. Акад. Проскури, Харків, 61085, Україна
E-mail: beletski@ire.kharkov.ua

ВПЛИВ ОДНОВІСНОЇ ПЛАЗМОННОЇ МЕТАПОВЕРХНІ НА ПРОСВІТЛЮВАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ШАРУ

Предмет і мета роботи. Дослідження ефекту безвідбивного проходження електромагнітних хвиль через твердотільні структури, що містять на своїх межах метаповерхні, має великий науковий та практичний інтерес для покращення характеристик та створення нових типів пристроїв наноелектроніки та оптики. Метою роботи є вивчення впливу анізотропної одновісної плазмонної метаповерхні, що знаходиться на межі діелектричного шару, на ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль.

Методи і методологія роботи. Для дослідження ефекту безвідбивного проходження електромагнітних хвиль через анізотропну одновісну плазмову метаповерхню, що лежить на діелектричному шарі, використовувалося чисельне моделювання. З його допомогою були визначені товщини та величини проникності діелектричного шару, для яких має місце ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль.

Результати роботи. Показано, що наявність анізотропної одновісної плазмонної метаповерхні на діелектричному шарі призводить до істотної зміни умов виникнення ефекту безвідбивного проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль, що поширюються вздовж та поперек головної осі анізотропії метаповерхні. Встановлено, що метаповерхня знімає жорстке обмеження на величину проникності діелектричного шару. Для появи ефекту безвідбивного проходження електромагнітних хвиль проникність діелектричного шару може обиратися у широких межах.

Висновки. Діелектричні шари з анізотропними одновісними плазмонними метаповерхнями мають суттєво кращі характеристики для виникнення ефекту безвідбивного проходження електромагнітних хвиль. Вони можуть використовуватися для створення принципово нових пристроїв наноелектроніки та оптики.

Ключові слова: p -поляризовані електромагнітні хвилі, безвідбивне проходження, одновісна плазмонна метаповерхня, коефіцієнт відбиття.

Просвітлювальні діелектричні покриття широко застосовуються для покращення характеристик різних оптичних пристроїв [1]. Для виготовлення таких покриттів використовується ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль з одного середовища до іншого. Виникнення цього ефекту можливе, якщо просвітлювальний шар має як цілком певну товщину, так і цілком певну величину діелектричної проникності.

Добір шарів з необхідним значенням діелектричної проникності є складним завданням, оскільки відповідний набір наявних у природі речовин невеликий.

Для вирішення цієї проблеми використовуються багатшарові твердотільні структури. Одним із варіантів багатшарових просвітлювальних покриттів є тришарові структури, що містять у своєму складі шар з негативною ді-

Цит у в а н н я: Білецький М. М., Попович І. Д. Вплив одновісної плазмонної метаповерхні на просвітлювальні властивості діелектричного шару. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2022. Т 27. № 1. С. 75—80. <https://doi.org/10.15407/rpra27.01.075>

© Publisher PH «Akademperiodyka» of the NAS of Ukraine, 2022. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

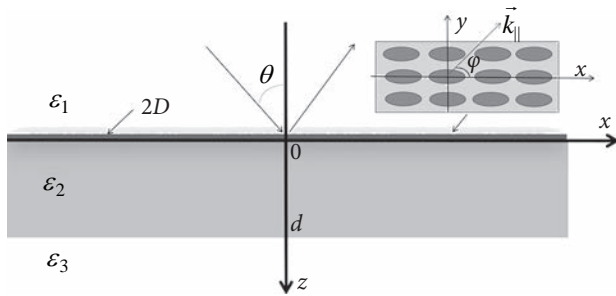


Рис. 1. Геометрія задачі

електричною проникністю [2—7]. Використання таких структур дозволяє зняти обмеження на величину позитивної діелектричної проникності шарів, що входять до складу просвітлювального покриття. З іншого боку, в процесі використання тришарових структур виникають нові фізичні ефекти. Так, наприклад, існують такі тришарові структури, для яких можливе безвідбивне проходження електромагнітних хвиль на двох різних частотах [6].

Іншою можливістю для розширення діапазону параметрів просвітлювальних покриттів є застосування метаповерхонь. Якщо метаповерхня межує з діелектричним просвітлювальним шаром, то з'являється можливість істотно змінити умови безвідбивного проходження електромагнітних хвиль з одного середовища до іншого.

1. Постановка задачі

У цій роботі ми досліджували ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль за наявності анізотропної плазмонної метаповерхні, що знаходиться на діелектричному шарі. Геометрію завдання зображено на рис. 1. Діелектричний шар товщиною d з діелектричною проникністю ε_2 розташований на підкладці з діелектричною проникністю ε_3 . У площині $z = 0$ розташована анізотропна одновісна метаповерхня. Покриття метаповерхні має діелектричну проникність ε_1 .

Метаповерхня являє собою періодичний масив золотих еліпсоїдів [8—10]. Нехай φ — це кут між площиною падіння p -поляризованої електромагнітної хвилі та головною віссю плазмонних еліпсоїдів. Ми обмежилися розглядом випадку, коли електромагнітна хвиля поширюється паралельно ($\varphi = 0^\circ$) і перпендикулярно ($\varphi = 90^\circ$) щодо головної осі плазмонних

еліпсоїдів. Поздовжнє хвильове число $k_{||}$ та поперечні хвильові числа $k_{z1,2,3}$ електромагнітної хвилі в кожному середовищі визначаються таким чином: $k_{||} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta$, $k_{z1} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta$, $k_{z2,3} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{2,3} - \varepsilon_1 \sin^2 \theta}$. Тут ω — частота хвилі, c — швидкість світла, θ — кут падіння хвилі. Надалі ми використовували безрозмірні величини, вважаючи, що $k_{1,2,3} = \frac{ck_{z1,2,3}}{\omega}$, $\delta = \frac{\omega}{c}d$. Передбачалося, що $\varepsilon_1 = 1,0$ та $\varepsilon_3 = 4,0$.

За відсутності метаповерхні умови безвідбивного проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль через діелектричний шар товщиною d , що характеризується діелектричною проникністю ε_2 , мають такий вигляд:

$$\frac{\varepsilon_2^2}{k_2^2} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{k_1 k_3}; \quad (1)$$

$$\cos(k_2 \delta) = 0. \quad (2)$$

За нормального падіння електромагнітних хвиль ($\theta = 0^\circ$) умови (1), (2) виглядають таким чином:

$$\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3; \quad (3)$$

$$\cos(\sqrt{\varepsilon_2} \delta) = 0. \quad (4)$$

З виразів (1), (2) випливає, що умови безвідбивного проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль через структуру, що розглядається нами, істотно залежать від величини ε_2 . За виконання умови (3) безвідбивне проходження електромагнітних хвиль спостерігатиметься лише у випадку їх нормального падіння на діелектричний шар, товщина якого задовольняє виразу (4). Якщо $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1 \varepsilon_3$, то ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль спостерігатиметься лише за нахисного падіння ($\theta > 0^\circ$), коли кут θ перевищує деяке критичне значення, яке отримують з рівняння (1). Якщо $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1 \varepsilon_3$, то ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль відсутній.

Наявність анізотропної одновісної плазмонної метаповерхні на межі діелектричного шару $z = 0$ призводить до суттєвої зміни умов безвід-

бивного проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль через аналізовану нами структуру.

Вираз для нормованої на $c/4\pi$ ефективної провідності анізотропної одновісної метаповерхні має такий вигляд [8–10]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel,\perp} &= \sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} + i \frac{\omega A_{\parallel,\perp}}{\omega^2 - \Omega_{\parallel,\perp}^2 + i\omega\gamma_{\parallel,\perp}} = \\ &= \sigma'_{\parallel,\perp} + i\sigma''_{\parallel,\perp}. \end{aligned} \quad (5)$$

Тут $\sigma'_{\parallel,\perp}$ і $\sigma''_{\parallel,\perp}$ являють собою реальну та уявну частини відповідних компонент тензора провідності. Індекс « \parallel » відповідає випадку $\varphi = 0^\circ$, а індекс « \perp » — випадку $\varphi = 90^\circ$. Як і в роботі [8], передбачалося, що $\sigma_{\parallel,\perp}^{\infty} = 0,2i$, $A_{\parallel,\perp} = 0,2$, $\gamma_{\parallel,\perp} = 0,02$, $\Omega_{\parallel} = 1,0$, $\Omega_{\perp} = 1,2$.

2. Коефіцієнт відбиття p -поляризованих електромагнітних хвиль

Накладаючи стандартні граничні умови безперервності тангенціальних компонентів напруженості електричного поля та розривності тангенціальних компонентів напруженості магнітного поля p -поляризованих електромагнітних хвиль на межі $z = 0$, знаходимо:

$$R_p = \left| \frac{P_-}{P_+} \right|^2, \quad (6)$$

де

$$P_{\pm} = r_1 \pm r_2; \quad (7)$$

$$r_1 = \frac{\varepsilon_3}{k_3} \cos(k_2\delta) - i \frac{\varepsilon_2}{k_2} \sin(k_2\delta); \quad (8)$$

$$r_2 = \left(\frac{\varepsilon_1}{k_1} \pm \sigma_{\parallel,\perp} \right) (\cos(k_2\delta) - i \frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2} \sin(k_2\delta)). \quad (9)$$

Зазначимо, що вираз (6) справедливий лише у випадках, коли $\varphi = 0^\circ$ і $\varphi = 90^\circ$.

Безвідбивне проходження електромагнітних хвиль через твердотільну структуру, що розглядається нами, має місце у випадку, коли $P_- = 0$. Оскільки ця величина є комплексною, необхідно, щоб і реальна, і уявна частини цієї величини

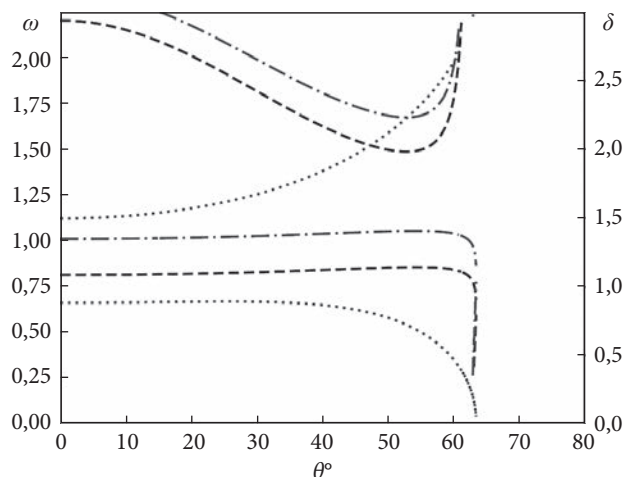


Рис. 2. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, штрихові та штрихпунктирні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, штрихові лінії), що відповідають умові $R_p = 0$ при $\varepsilon_2 = 1,8$

також зверталися в нуль. Унаслідок цього умова $P_- = 0$ зводиться до системи двох рівнянь:

$$\begin{aligned} &\left[\frac{\varepsilon_2}{k_2} - \left(\frac{\varepsilon_1}{k_1} - \sigma'_{\parallel,\perp} \right) \frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2} \right] \left(\frac{\varepsilon_3}{k_3} - \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma'_{\parallel,\perp} \right) + \\ &+ \left(\sigma''_{\parallel,\perp} \right)^2 \frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2} = 0; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\operatorname{ctg}(k_2\delta) = -\sigma''_{\parallel,\perp} \frac{k_2\varepsilon_3}{k_3\varepsilon_2} \left/ \left(\frac{\varepsilon_3}{k_3} - \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma'_{\parallel,\perp} \right) \right. \quad (11)$$

Рівняння (10) визначає частоту, за якої відбувається безвідбивне проходження електромагнітних хвиль через твердотільну структуру. Необхідна для цього товщина d визначається з рівняння (11).

Ми чисельно розв'язували рівняння (10), (11) для різних значень величини ε_2 . Найбільш важливим результатом проведених нами досліджень є виявлення можливості появи ефекту безвідбивного проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль у разі, коли $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1\varepsilon_3$. На рис. 2 наведено графіки залежностей $\omega(\theta)$ (вісь ординат ліворуч) та $\delta(\theta)$ (вісь ординат праворуч), отримані з рівнянь (10), (11) при $\varepsilon_2 = 1,8$ (випадок $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1\varepsilon_3$). Штрихові лінії відповідають залежностям $\omega(\theta)$ у випадку $\varphi = 0^\circ$, а штрихпунктирні — залежностям $\omega(\theta)$ у випадку $\varphi = 90^\circ$. Залежності $\delta(\theta)$ зображені на рис. 2 пунктирними лініями. За обраного нами масштабу ці залежності для випадків $\varphi = 0^\circ$ і $\varphi = 90^\circ$ практично збігаються.

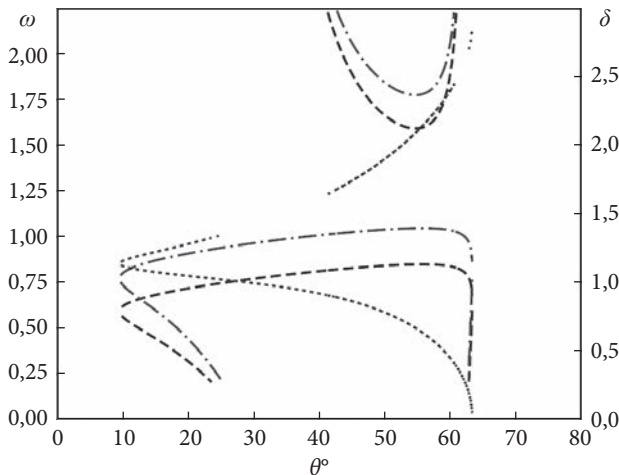


Рис. 3. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, штрихові та штрихпунктирні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, штрихові лінії), що відповідають умові $R_p = 0$ при $\varepsilon_2 = 2,0$

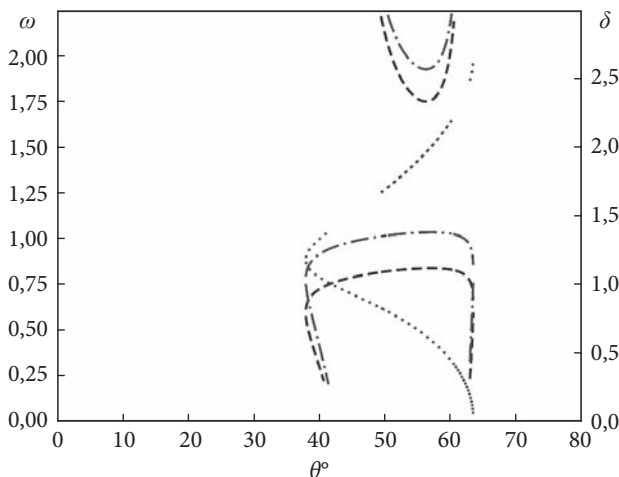


Рис. 4. Залежності $\omega(\theta)$ (ліва вісь ординат, штрихові та штрихпунктирні лінії) та $\delta(\theta)$ (права вісь ординат, штрихові лінії), що відповідають умові $R_p = 0$ при $\varepsilon_2 = 2,2$

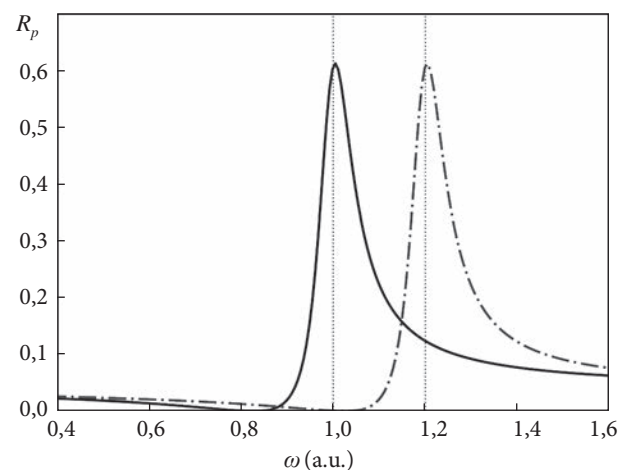


Рис. 5. Залежність $R_p(\omega)$ при $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0$, $\delta = 0,86$ для $\varphi = 0^\circ$ (суцільні лінії) та $\varphi = 90^\circ$ (штрихпунктирні лінії)

З рис. 2 видно, що графіки функцій $\omega(\theta)$ для випадків $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$ поведуться подібним чином. Для кожного випадку є дві гілки залежності $\omega(\theta)$, які є немонотонними. Більш низькочастотна гілка існує в інтервалі кутів $0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$, при цьому в околі критичного кута θ_{cr} залежності $\omega(\theta)$ є двозначними. Величину θ_{cr} можна визначити з рівняння

$$\frac{\varepsilon_3}{k_3} - \frac{\varepsilon_1}{k_1} + \sigma'_{\parallel,\perp} = 0. \quad (12)$$

Для обраних нами параметрів величиною $\sigma'_{\parallel,\perp}$ у рівнянні (12) можна знехтувати. Тоді величина $\theta_{cr} \approx \arcsin(\varepsilon_3 / (\varepsilon_3 + \varepsilon_1)) = 63,4^\circ$.

Високочастотна гілка залежності $\omega(\theta)$ також лежить в інтервалі кутів $0^\circ \leq \theta \leq \theta_{cr}$. Значимо, що для випадку $\varphi = 90^\circ$ обидві гілки залежності $\omega(\theta)$ є більш високочастотними, ніж для випадку $\varphi = 0^\circ$. При цьому залежності $\delta(\theta)$ є монотонними функціями.

Нехай виконується умова $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1 \varepsilon_3$, за якої $\varepsilon_2 = 2,0$. Відповідні цьому випадку графіки залежностей $\omega(\theta)$ (вісь ординат ліворуч) та $\delta(\theta)$ (вісь ординат праворуч) наведені на рис. 3. Штрихові лінії відповідають залежностям $\omega(\theta)$ при $\varphi = 0^\circ$, а штрихпунктирні — залежностям $\omega(\theta)$ у випадку $\varphi = 90^\circ$. Пунктирні лінії — це залежності $\delta(\theta)$ для $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$.

З рис. 3 видно, що при нормальному падінні ($\theta = 0^\circ$) ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль відсутній. Цей ефект виникає лише у певному інтервалі кутів падіння θ . В околі меж цього інтервалу нижні гілки залежності $\omega(\theta)$ є двозначними функціями кута падіння θ , при цьому відповідні величини δ мають різні значення. Високочастотні гілки залежності $\omega(\theta)$ також поведуться немонотонним чином і також існують у певному інтервалі кутів падіння θ .

У випадку подальшого збільшення величини ε_2 відбувається звуження інтервалу кутів падіння θ , у якому спостерігається ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль. На рис. 4 наведено графіки залежностей $\omega(\theta)$ та $\delta(\theta)$ при $\varepsilon_2 = 2,2$ для $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$. Типи ліній у цьому рисунку такі самі, як і на рис. 2 та 3. З рис. 4 видно, що зі збільшенням ε_2 ліва межа інтервалу кутів θ , в якому $R_p = 0$, зміщується у бік більших значень, при цьому положення правої межі цього інтервалу мало змінюється. Значи-

мо, що зі збільшенням ε_2 низькочастотна гілка залежності $\omega(\theta)$ зміщується вниз за частотою, а високочастотна гілка залежності $\omega(\theta)$ — вгору за частотою.

На рис. 5 наведено залежність $R_p(\omega)$ при $\theta = 45^\circ$, $\varepsilon_2 = 2,0$, $\delta = 0,86$ для $\varphi = 0^\circ$ (суцільна лінія) та $\varphi = 90^\circ$ (штрихпунктирна лінія). З графіків випливає, що за певного значення частоти ($\omega_{\varphi=0^\circ} \approx 0,82$ та $\omega_{\varphi=90^\circ} \approx 1,02$) має місце ефект безвідбивного проходження електромагнітних хвиль ($R_p = 0$).

Таким чином, ми довели, що за певних умов має місце безвідбивне проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль через розглянуту нами структуру. Ці умови для обраних трьох значень ε_2 можна визначити з рис. 2—4.

Висновки

Визначено умови безвідбивного проходження p -поляризованих електромагнітних хвиль через зображену на рис. 1 твердотільну структуру у випадках, коли площина падіння електромагнітних хвиль спрямована паралельно ($\varphi = 0^\circ$) або перпендикулярно ($\varphi = 90^\circ$) щодо осі анізотропії метаповерхні. Встановлено, що умови безвідбивного

проходження електромагнітних хвиль через розглянуту структуру суттєво відрізняються від умов безвідбивного проходження електромагнітних хвиль через одиночний діелектричний шар. Якщо без метаповерхні безвідбивне проходження електромагнітних хвиль при нормальному падінні спостерігається тільки у випадку, коли $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1\varepsilon_3$, то за наявності метаповерхні виконання цієї умови не є обов'язковим. Так, наприклад, за умови $\varepsilon_2^2 < \varepsilon_1\varepsilon_3$ ефект безвідбивного проходження існує як при нормальному падінні електромагнітних хвиль на розглянуту структуру, так і при навскісному їх падінні. У випадку, коли $\varepsilon_2^2 = \varepsilon_1\varepsilon_3$, безвідбивне проходження електромагнітних хвиль спостерігатиметься лише за навскісного падіння електромагнітних хвиль. Цей висновок справедливий також у випадку $\varepsilon_2^2 > \varepsilon_1\varepsilon_3$, причому зі збільшенням ε_2 інтервал допустимих кутів падіння електромагнітних хвиль звужуватиметься. Отримані результати можуть бути використані для покращення характеристик існуючих пристроїв мікро- та наноелектроніки. Вони можуть також бути теоретичною основою для створення принципово нових приладів оптики та наноелектроніки.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Macleod H.A. *Thin-Film Optical Filters*. 5th ed. CRC Press, 2017. 696 p. DOI: 10.1201/b21960.
2. Cojcaru E. Electromagnetic Tunneling in Lossless Trilayer Stacks Containing Single-Negative Metamaterials. *Prog. Electromagn. Res. (PIER)*. 2011. Vol. 113. P. 227–249. DOI: 10.2528/PIER11010707.
3. Chao Y., Zhao H. Electromagnetic tunneling through a three-layer asymmetric medium containing epsilon-negative slabs. *Cent. Eur. J. Phys.* 2013. Vol. 11, Iss. 5. P. 594–600. DOI: 10.2478/s11534-013-0251-z.
4. Beletskii N.N., Borysenko S.A. Reflectionless Transit of Electromagnetic Waves at the Normal Incidence on the Symmetric Three-Layered Structure Containing a Negative-Permittivity Layer. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Vol. 76, Iss. 18. P. 1613–1621. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i18.30.
5. Белецький Н.Н., Борисенко С.А. Туннелювання електромагнітних волн через трьохшарову структуру, що містить шар з негативною діелектричною проникністю. *Радіофізика та електроніка*. 2018. Т. 23, № 2. С. 54–60. DOI: 10.15407/rej2018.02.054.
6. Белецький Н.Н., Борисенко С.А. Влияние частотной дисперсии слоя с отрицательной диэлектрической проницаемостью на туннелирование электромагнитных волн через трехслойную структуру. *Радиофизика и электроника*. 2020. Т. 25, № 2. С. 3–8. DOI: 10.15407/rej2020.02.003.
7. Білецький М.М., Борисенко С.А. Тунелювання електромагнітних хвиль через несиметричну тришарову структуру, що містить провідний шар з негативною діелектричною проникністю. *Радіофізика та електроніка*. 2021. Т. 26, № 2. С. 3–9. DOI: 10.15407/rej2021.02.003.
8. Kotov O.V., Lozovik Yu.E. Hyperbolic hybrid waves and optical topological transitions in few-layer anisotropic metasurfaces. *Phys. Rev. B*. 2019. Vol. 100. P. 165424(16 p.). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.165424.
9. Yermakov O.Y., Permyakov D.V., Porubaev F.V., Dmitriev P.A., Samusev A.K., Iorsh I.V., Malureanu R., Lavrinenko A.V., Bogdanov A.A. Effective surface conductivity of optical hyperbolic metasurfaces: from far-field characterization to surface wave analysis. *Sci. Rep.* 2018. Vol. 8, Iss. 1. P. 14135. DOI:10.1038/s41598-018-32479-y.
10. Yermakov O.Y., Ovcharenko A.I., Song M., Bogdanov A.A., Iorsh I.V. and Kivshar Yu.S. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces. *Phys. Rev. B*. 2015. Vol. 91. P. 235423(23 p.). DOI: 10.1103/PhysRevB.91.235423.

Стаття надійшла 17.01.2022

REFERENCES

1. Macleod, H.A., 2017. Thin-Film Optical Filters. 5th ed. CRC Press. DOI: 10.1201/b21960.
2. Cojcaru, E., 2011. Electromagnetic Tunneling in Lossless Trilayer Stacks Containing Single-Negative Metamaterials. *Prog. Electromagn. Res. (PIER)*, **113**, pp. 227–249. DOI: 10.2528/PIER11010707.
3. Chao, Y., Zhao, H., 2013. Electromagnetic tunneling through a three-layer asymmetric medium containing epsilon-negative slabs. *Cent. Eur. J. Phys.*, **11**(5), pp. 594–600. DOI: 10.2478/s11534-013-0251-z.
4. Beletskii, N.N., Borysenko, S.A., 2017. Reflectionless Transit of Electromagnetic Waves at the Normal Incidence on the Symmetric Three-Layered Structure Containing a Negative-Permittivity Layer. *Telecommunications and Radio Engineering*, **76**(18), pp. 1613–1621. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i18.30.
5. Beletskii, N.N., Borysenko, S.A., 2018. Tunneling of electromagnetic waves through the three-layered structure containing a negative-permittivity layer. *Radiofiz. Elektron.*, **23**(2), pp. 54–60 (in Russian). DOI: 10.15407/rej2018.02.054.
6. Beletskii, N.N., Borysenko, S.A., 2020. Influence of frequency dispersion of a negative-permittivity layer on electromagnetic wave tunneling through a three-layered structure. *Radiofiz. Elektron.*, **25**(2), pp. 3–8 (in Russian). DOI: 10.15407/rej2020.02.003.
7. Beletskii, N.N., Borysenko, S.A., 2021. Electromagnetic wave tunneling through an asymmetric three-layer structure containing a conductive negative-permittivity layer. *Radiofiz. Elektron.*, **26**(2), pp. 3–9 (in Ukrainian). DOI: 10.15407/rej2021.02.003.
8. Kotov, O.V., Lozovik, Yu.E., 2019. Hyperbolic hybrid waves and optical topological transitions in few-layer anisotropic metasurfaces. *Phys. Rev. B*, **100**, pp. 165424(16 p.). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.165424.
9. Yermakov, O.Y., Permyakov, D.V., Porubaev, F.V., Dmitriev, P.A., Samusev, A.K., Iorsh, I.V., Malureanu, R., Lavrinenko, A.V., Bogdanov, A.A., 2018. Effective surface conductivity of optical hyperbolic metasurfaces: from far-field characterization to surface wave analysis. *Sci. Rep.*, **8**(1), pp. 14135. DOI: 10.1038/s41598-018-32479-y.
10. Yermakov, O.Y., Ovcharenko, A.I., Song, M., Bogdanov, A.A., Iorsh, I.V. and Kivshar, Yu.S., 2015. Hybrid waves localized at hyperbolic metasurfaces. *Phys. Rev. B*, **91**, pp. 235423(23 p.). DOI: 10.1103/PhysRevB.91.235423.

Received 17.01.2022

M.M. Beletskii, I.D. Popovych

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

INFLUENCE OF UNIAXIAL PLASMON METASURFACE ON ANTIREFLECTION PROPERTIES OF DIELECTRIC LAYER

Subject and Purpose. The study of the effect of reflectionless electromagnetic waves propagation through solid-state structures containing metasurfaces at its boundaries has a great scientific and practical interest for improving the performance and creating new types of nanoelectronics and optics devices. The aim of this work is to study the effect of an anisotropic uniaxial plasmon metasurface located at the boundary of the dielectric layer on the effect of reflectionless propagation of electromagnetic waves. The study of the effect of reflectionless propagation of electromagnetic waves through solid-state structures containing metasurfaces at its boundaries is of great scientific and practical interest for improving the performance and creating new types of nanoelectronics and optics devices.

Methods and Methodology. Numerical simulations were used to study the effect of the reflectionless electromagnetic waves propagation through an anisotropic uniaxial plasma metasurface lying on the dielectric layer. It is used to determine the thicknesses and permeability values of the dielectric layer, for which the effect was observed.

Results. It is shown that the presence of an anisotropic uniaxial plasmon metasurface on the dielectric layer leads to a significant conditions change of the effect of reflectionless propagation of *p*-polarized electromagnetic waves along and across the main axis of anisotropy of the metasurface. It was shown that the metasurface removes the rigid restriction of the dielectric layer permeability value. To achieve the effect of reflectionless propagation of electromagnetic waves, the permeability of the dielectric layer can be chosen within a wide range.

Conclusion. Dielectric layers with anisotropic uniaxial plasmonic metasurfaces have significantly better characteristics for the effect of reflectionless propagation of electromagnetic waves. They can be used to create fundamentally new nanoelectronic and optical devices.

Keywords: *p*-polarized electromagnetic waves, reflectionless propagation, uniaxial plasmonic metasurface, reflection coefficient.