

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-02>

УДК 621.372.832+621.396.677

Н. К. БЛИНОВА, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: Blinova@karazin.ua

ORCIDL: <https://orcid.org/0000-0001-9388-0008>

В. О. КАТРИЧ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: vkatrich@karazin.ua

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-5429-6124>

М. В. НЕСТЕРЕНКО, д. ф.-м. наук, п.н.с.

e-mail: mikhail.v.nesterenko@gmail.com

ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-1297-9119>

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

МАСКУЮЧИЙ РЕЖИМ ФУНКЦІОНУВАННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНОГО ВКЛЮЧЕННЯ У ПОРОЖНИНІ ЩІЛИНОГО ЕЛЕМЕНТА ЗВ'ЯЗКУ

Актуальність. Проблеми маскування, приховування чи зменшення помітності матеріальних об'єктів у різних діапазонах електромагнітних хвиль нині мають велике значення. Тому розвиток нових методів для вирішення таких завдань, безперечно, є актуальним.

Мета роботи. Метою даної роботи є обґрунтування можливості застосування вузької лінійної щілини (яка прорізана в плоскому екрані, який ідеально проводить і містить у своїй порожнині матеріальне включення) як функціональний елемент маскуючого покриття.

Матеріали та методи. Чисельне моделювання (вирішення зворотної дифракційної задачі щодо величини магнітної проникності матеріалу вставки в порожнині щілини) у строгій електродинамічній постановці проведено для випадку вібраторно-щілинної дифракційної структури в сантиметровому діапазоні довжин хвиль.

Результати. В результаті проведених досліджень встановлено, що для забезпечення маскуючого режиму функціонування щілини матеріал щілинної вставки повинен мати властивості спеціального метаматеріалу - магнетика гібридного типу.

Висновки. Рішення дифракційної задачі для випадку взаємодії вузької щілини з розсіювальним вібратором показало обґрунтованість можливості застосування щілини (прорізаної в нескінченному екрані кінцевої товщини) як функціональний елемент маскуючого покриття. Встановлено, що при цьому матеріал щілинної вставки повинен мати властивості спеціального метаматеріалу - магнетика гібридного типу. У разі потреби обґрунтування може бути узагальнено на інші типи об'єктів, що розсіюють.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: маскувальне покриття, вібраторно-щілинна структура; розв'язання зворотної електродинамічної задачі; метаматеріал

Як цитувати: Блиннова НК., Катрич ВО., Нестеренко МВ. Маскуючий режим функціонування діелектричного включення у порожнині щілиного елемента зв'язку. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2023; 38:16-22. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-02>

In cites: Blinova NK., Katrich VO., Nesterenko MV. Masking mode of functioning of a slot coupling element. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radiophysics and Electronics". 2023; 38:16-22. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2023-38-02>

ВСТУП

Для маскування, приховування чи зменшення помітності матеріальних об'єктів запропоновано кілька різних методів [1], зокрема у діапазоні радіохвиль. Серед них, завдяки своїй універсальності, найбільшого розвитку набув принцип маскування за методом хвильового обтікання (cloaking) [2]. Основна ідея методу полягає в тому, що маскувальне покриття має викривляти фронт падаючого електромагнітного випромінювання, змушуючи промені огинати об'єкт і на виході приймати початкові напрямки. У загальному випадку реалізувати ідею пропонується за допомогою неоднорідності речовини такого покриття. При цьому слід розрахувати просторові профілі його матеріальних параметрів, які забезпечать реалізацію необхідних променевих траєкторій. Зазначимо, що ця процедура базується на спеціальних алгоритмах перетворення координат для створення всередині оболонки віртуального простору зі скривленою метрикою.

© Блиннова Н.К., Катрич В.О., Нестеренко М.В. 2023

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Прорив у технологіях маскуванню зазвичай пов'язують з експериментальними можливостями застосування метаматеріалів, що з'явилися [3]. Використання останніх дозволило розглядати в якості покриття плоскі структури [4]. Зокрема, такі покриття можуть бути видимими в основному як частково прозорі за умови, що спостерігач не здогадується про присутність під шаром будь-якого об'єкта (hilling under the carpet). Що стосується радіобачення, то в цьому випадку частотний відгук не повинен містити інформації про маскуванню об'єкту, що розсіює. Одним з можливих простих варіантів реалізації подібних покриттів є перфоровані екрани кінцевої товщини з вузькими щілинними отворами, порожнини яких заповнені магніто-діелектричними включеннями. Проте аналіз маскуючих властивостей елементів щілинних екранів у літературних джерелах відсутній.

Метою цієї статті є обґрунтування можливості застосування вузької лінійної щілини (прорізаної в плоскому ідеально провідному екрані, що містить у порожнині матеріальне включення) як функціональний елемент маскуючого покриття. Це обґрунтування базується на строгому електродинамічному моделюванні в сантиметровому діапазоні довжин хвиль, в результаті якого проводиться оцінка значень матеріальних параметрів щілинних вставок.

ЗАГАЛЬНИЙ ПІДХІД В АНАЛІЗІ ДИФРАКЦІЙНОЇ ЗАДАЧІ

Сформулюємо загальну дифракційну задачу зв'язку двох довільних електродинамічних об'єктів за допомогою щілинного отвору. Геометрія задачі та прийняті позначення представлені на Рис. 1. Нехай є певний довільний об'єкт V_1 , обмежений поверхнею, що ідеально проводить (імпедансною або частково імпедансною) S_1 (у тому числі нескінченно віддаленої), в якій прорізаний щілинний отвір Σ . Об'єкт V_1 з'єднується з іншим об'єктом V_2 через порожнину щілини (об'єкт v) з межами між об'єктами Σ_1 і Σ_2 відповідно. В об'єкті V_1 існує електромагнітне поле заданих сторонніх джерел $\{\vec{E}_0(\vec{r}), \vec{H}_0(\vec{r})\}$, залежить від часу t як $e^{i\omega t}$ (\vec{r} – радіус-вектор точки спостереження, $\omega = 2\pi f$ – кругова частота, f – частота, що вимірюється в Герцах). В об'єкті V_2 знаходиться обмежене гладкою замкненою поверхнею S матеріальне тіло об'ємом V , яке характеризується однорідними матеріальними параметрами (діелектричною проникністю $\bar{\epsilon}$, магнітною проникністю $\bar{\mu}$ та провідністю $\bar{\sigma}$), Діелектрична та магнітна проникності середовищ, що заповнюють об'єкти V_1 , V_2 та v , відповідно дорівнюють ϵ_1, μ_1 , ϵ_2, μ_2 і ϵ, μ . Потрібно знайти повні електромагнітні поля $\{\vec{E}^{V_1}(\vec{r}), \vec{H}^{V_1}(\vec{r})\}$ і $\{\vec{E}^{V_2}(\vec{r}), \vec{H}^{V_2}(\vec{r})\}$ в об'єктах V_1 і V_2 , що задовольняють рівнянням Максвелла та граничним умовам на поверхнях S , S_1 , S_2 , Σ_1 і Σ_2 .

Не втрачаючи спільності, вважаємо, що для об'єктів $V_{1(2)}$ і v відомі $\hat{G}_{1(2)}^e(\vec{r}, \vec{r}')$; $\hat{G}_v^e(\vec{r}, \vec{r}')$ та $\hat{G}_{1(2)}^m(\vec{r}, \vec{r}')$; $\hat{G}_v^m(\vec{r}, \vec{r}')$ – електрична та магнітна тензорні функції Гріна (для векторного потенціалу), що задовольняють векторному рівнянню Гельмгольца та відповідним граничним умовам, у тому числі на поверхнях S_1 та S_2 . Тут \vec{r} та \vec{r}' – радіуси-вектори точок спостереження та джерел відповідно. У разі, коли поверхня S_1 (або S_2) віддалена на нескінченність, відповідні граничні умови для $\hat{G}^{e(m)}(\vec{r}, \vec{r}')$ переходять за умови випромінювання Зоммерфельда.

Умови безперервності для магнітних полів Σ_1 і Σ_2 зводяться до двох функціональних рівнянь щодо тангенціальних складових векторів електричних полів \vec{e}_{Σ_1} , \vec{e}_{Σ_2} на щілинних апертурах:

$$\begin{cases} \Sigma_1 \Rightarrow \vec{H}_\tau^{V_1}(\vec{e}_{\Sigma_1}) + \vec{H}_{0\tau}^{V_1} = \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\Sigma_1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\Sigma_2}); \\ \Sigma_2 \Rightarrow \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\Sigma_1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\Sigma_2}) = \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2}) + \Delta \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2}), \end{cases} \quad (1)$$

де $\vec{H}_\tau^{V_1}(\vec{e}_{\Sigma_1})$, $\vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2})$, $\vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\Sigma_1})$, $\vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\Sigma_2})$ – тангенціальні по відношенню до площини щілини складові вектора магнітного поля у відповідних електродинамічних об'єктах, збуджені полями \vec{e}_{Σ_1} і \vec{e}_{Σ_2} , $\vec{H}_{0\tau}^{V_1}$ – тангенціальний компонент вектора незбуреного щілиною первинного поля. Дифракційну добавку $\Delta \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_{\Sigma_2})$ можна визначити з граничних умов на поверхні, сформульованих у вигляді інтегрального рівняння [5]:

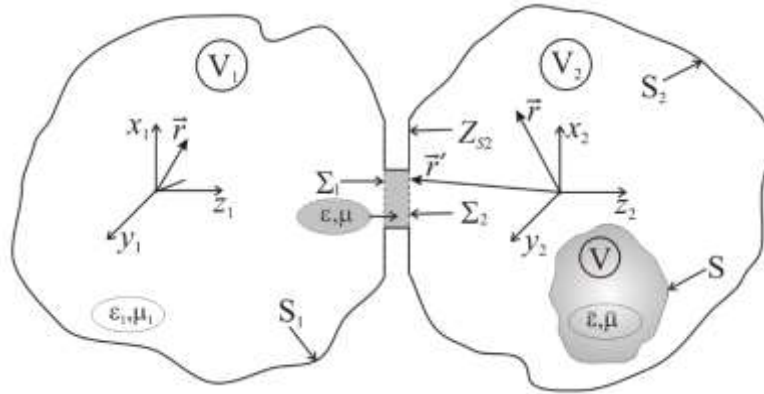


Рис. 1. Геометрія загальної дифракційної задачі
Fig. 1. Geometry of the general diffraction problem

$$\begin{aligned} \vec{H}^{V_2}(\vec{r}) = \vec{H}_0^{V_2}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi k \mu_2} (\text{grad div} + k_2^2) \times \\ \times \int_S \hat{G}_2^m(\vec{r}, \vec{r}') [\vec{n}, \vec{E}^{V_2}(\vec{r}')] d\vec{r}' + \frac{1}{4\pi} \text{rot} \int_S \hat{G}_2^e(\vec{r}, \vec{r}') [\vec{n}, \vec{H}^{V_2}(\vec{r}')] d\vec{r}', \end{aligned} \quad (2)$$

яке вирішується за умови заданого поля на щілині \vec{e}_{s2} (тобто доданок $\vec{H}_0^{V_2}(\vec{r})$ вважається відомим). В (2) прийняті позначення: $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі у вільному просторі, $k_2 = k\sqrt{\epsilon_2\mu_2}$, \vec{n} – орт зовнішньої нормалі до поверхні S .

Вважаємо, що отвір зв'язку має прямокутні межі і є прямолінійною щілиною завдовжки L і шириною d . Причому для розмірів щілини виконуються співвідношення: $\frac{d}{L} \ll 1$ і $\frac{d}{\lambda} \ll 1$. У цьому випадку поля на обох апертурах порожнини щілини $\Sigma_{1(2)}$ можуть бути апроксимовані єдиними базовими функціями з невідомими комплексними амплітудами U_1 і U_2 [6]:

$$\vec{e}_{s1} = U_1 \vec{e}_1, \quad \vec{e}_{s2} = U_2 \vec{e}_2. \quad (3)$$

Тоді співвідношення (1) для полів можуть бути представлені у вигляді наступної системи рівнянь:

$$\begin{cases} \Sigma_1 \Rightarrow U_1 \vec{H}_\tau^{V_1}(\vec{e}_1) + \vec{H}_{0\tau}^{V_1} = U_1 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_1) + U_2 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_2), \\ \Sigma_2 \Rightarrow U_1 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_1) + U_2 \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_2) = U_2 \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_2) + U_2 \Delta \vec{H}_\tau^{V_2}(\vec{e}_2), \end{cases} \quad (4)$$

яка методом Галеркіна зводиться до системи лінійних рівнянь алгебри щодо невідомих амплітуд:

$$\begin{cases} U_1 Y_{11}^{V_1} + F^{V_1} = U_1 Y_{11}^v + U_2 Y_{12}^v, \\ U_1 Y_{21}^v + U_2 Y_{22}^v = U_2 Y_{22}^{V_2} + U_2 \Delta Y_{22}^{V_2}, \end{cases} \quad (5)$$

де $U_{1(2)}$ мають розмірність напруги, F^{V_1} – магніторушійної сили, інші елементи системи – розмірність провідності. У загальному вигляді провідності $Y_{\sigma s}^Q$ по відношенню до Q – му об'єму визначаються як

$$Y_{\sigma s}^Q = - \int_{\Sigma_\sigma} [\vec{e}_\sigma, \vec{H}^Q(\vec{e}_s)] \vec{n}^\sigma ds, \quad (6)$$

де індекси набувають значення $\sigma = 1, 2$; $s = 1, 2$, а \vec{n}^σ – зовнішня нормаль до аналізованого електродинамічного об'єму.

Виразивши в системі (5) другого рівняння амплітуду U_2 через U_1 і виключивши її з першого рівняння, в результаті отримуємо співвідношення:

$$U_1 \left[-Y_{11}^{V_1} + Y_{11}^v + \frac{Y_{21}^v Y_{12}^v}{-Y_{22}^v + Y_{22}^{V_2} + \Delta Y_{22}^{V_2}} \right] = F^{V_1}. \quad (7)$$

Якщо в (7) для різних тіл, що розсіюють, та (або) їх розташування в об'ємі V_2 підбором матеріальних параметрів включення (ϵ, μ) забезпечити сталість значення суми, укладеної у квадратних дужках, то у таких

випадках величина амплітуди U_1 залишиться незмінною. Отже, задача розпізнавання частотного відгуку в V_1 матиме невизначеність по відношенню до багатьох таких структурних об'єктів.

Неважно переконалися, що у разі порожньої порожнини щілини, для якої ($\varepsilon = 1$, $\mu = 1$), та відсутності в області V_2 розсіюючого матеріального тіла, вираз (7) матиме такий вигляд:

$$U_1 \left[-Y_{11}^{V_1} + Y_{11}^{V_2} + \frac{Y_{21}^{V_1} Y_{12}^{V_2}}{-Y_{22}^{V_1} + Y_{22}^{V_2}} \right]_{(\varepsilon=1, \mu=1)} = F^{V_1}. \quad (8)$$

З порівняння (7) і (8) видно, що вирази тотожно рівні, якщо вимагати виконання умови:

$$Y_{11}^{V_1} + \frac{Y_{21}^{V_1} Y_{12}^{V_2}}{Y_{22}^{V_2} - Y_{22}^{V_1} + \Delta Y_{22}^{V_2}} = \left[Y_{11}^{V_1} + \frac{Y_{21}^{V_1} Y_{12}^{V_2}}{Y_{22}^{V_2} - Y_{22}^{V_1}} \right]_{(\varepsilon=1, \mu=1)}. \quad (9)$$

Співвідношення (9) може бути визначено як умову маскування об'єкта, оскільки частотний відгук у просторовій області V_1 буде таким самим, як і у разі випромінювання щілини в об'єм V_2 за відсутності в ньому тіла, що розсіює. Як і слід було припускати, у (9) не фігурують матричні елементи $Y_{11}^{V_1}$ і F^{V_1} , що характеризують процес збудження електромагнітного поля в області V_1 .

АНАЛІЗ ВІБАТОРНО-ЩІЛИНОЇ СТРУКТУРИ

Як конкретний приклад вібраторно-щілинної структури розглянемо вузьку лінійну щілину з прямокутною апертурою $L \times d$, прорізана в плоскому ідеальному нескінченному екрані товщиною i випромінює в обмежений цим екраном напівпростір V_2 . Вважаючи $\frac{c}{\lambda} \ll 1$, зв'яжемо з екраном та щілиною систему координат, як показано на Рис.2.

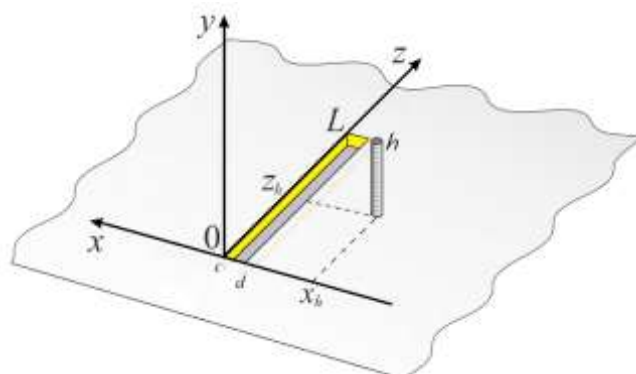


Рис. 2. Геометрія вібраторно-щілинної структури та прийняті позначення
Fig. 2. Geometry of the vibrator-slot structure and accepted notation

Над площиною екрану $(x, 0, z)$ розташуємо вертикальний вібратор, що ідеально проводить, радіусом ρ та заввишки h (вважаючи $\frac{\rho}{\lambda} \ll 1$ і $\frac{\rho}{h} \ll 1$), який має з екраном електричний контакт у точці з координатами (x_h, z_h) та її околиці радіусом ρ . Приймаючи у разі резонансного збудження вузької щілини апроксимації (3) у вигляді постійних функцій поперек щілини [6]:

$$\bar{e}_{\Sigma 1(\Sigma 2)} = \frac{U_{1(2)}}{d} \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) \bar{x}^0, \quad (10)$$

де \bar{x}^0 – орт координатної осі $\{0, x\}$, маємо:

$$Y_{11}^v = Y_{22}^v = -\frac{L}{2iZ_0kd\mu} \cdot \frac{\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}}{\operatorname{tg}\left(c\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}\right)},$$

$$Y_{12}^v = Y_{21}^v = \frac{L}{2iZ_0kd\mu} \cdot \frac{\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}}{\sin\left(c\sqrt{k^2(\varepsilon\mu) - (\pi/L)^2}\right)}. \quad (11)$$

При отриманні (11) використовувалась функція Гріна $\hat{G}_v^m(\vec{r}, \vec{r}')$ для прямокутного резонатора з однорідним діелектричним заповненням [6] та позначення $Z_0 = 120\pi$ - хвильовий опір вільного простору. Неважко переконатися, що під час виконання умови $\frac{c}{\lambda} \ll 1$ із співвідношень (11) випливає

$$Y_{11}^v = -Y_{12}^v \approx -\frac{L}{2iZ_0kd\mu c}. \quad (12)$$

Підставивши далі (12) у (9), з урахуванням (11) отримуємо співвідношення:

$$\mu = 1 - \frac{L}{2ciZ_0kd} \left(\frac{1}{Y_{22}^{V_2} + \Delta Y_{22}^{V_2}} - \frac{1}{Y_{22}^{V_2}} \right), \quad (13)$$

яке дозволяє однозначно визначити значення μ , необхідне для реалізації маскування вібраторного розсіювача в частотному відгуку структури. Зазначимо, що вираз (13) у разі електрично тонкої порожнини щілини ($c \ll \lambda$) виявляється незалежним від параметра ε . Як і слід очікувати, за відсутності впливу вібратора, коли $\Delta Y_{22}^{V_2} \rightarrow 0$, згідно (13) значення $\mu \rightarrow 1$.

ЧИСЛОВІ РЕЗУЛЬТАТИ

При проведенні чисельних розрахунків на підставі виразу (13) розглядатимемо параметри порожнини щілини, що знаходяться в резонансній ділянці випромінювача: $L = \lambda/2$ и $d = c = L/20$. Провідності $Y_{22}^{V_2}$ тут знаходимо, як і в [5]:

$$Y_{22}^{V_2} = \frac{4\pi}{Z_0} \left\{ \left(\operatorname{Si}4k \frac{L}{2} - i \operatorname{Cin}4k \frac{L}{2} \right) - \right. \\ \left. -2 \cos k \frac{L}{2} \left[\left(2 \sin k \frac{L}{2} - k \frac{L}{2} \cos k \frac{L}{2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\ln \frac{16L}{2d} - \operatorname{Cin}2k \frac{L}{2} - i \operatorname{Si}2k \frac{L}{2} \right) + \sin 2k \frac{L}{2} e^{-ik \frac{L}{2}} \right] \right\}, \quad (14)$$

де Si та Cin інтегральні синус та косинус [7].

Розподіл електричного струму f_h^e вздовж тонкого вібратора за умови обмеження його висоти інтервалом $0 \leq h \leq 0.3\lambda$ апроксимуємо однією тригонометричною функцією [8]:

$$f_h^e(y) = \cos\left(\frac{\pi y}{2h}\right), \quad (15)$$

яка забезпечує правильну поведінку струму на кінцях вібраторного розсіювача. Додавка до провідності $\Delta Y_{22}^{V_2}$ у цьому випадку визначатиметься наступним виразом:

$$\Delta Y_{22}^{V_2} = \frac{2\pi}{Z_0} \int_0^L \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) \int_0^d (x_h - x) \int_0^h e^{-ikR_1} \frac{1/R_1 + ik}{R_1^2} \cos\left(\frac{\pi y}{2h}\right) dy dx dz \Big|_{R_1 = \sqrt{(x-x_h)^2 + y^2 + (z-z_h)^2}}. \quad (16)$$

Як приклад на Рис. 3 представлені розрахункові залежності величин реальної та уявної частин магнітної проникності (13) від геометричних параметрів вібраторного розсіювача.

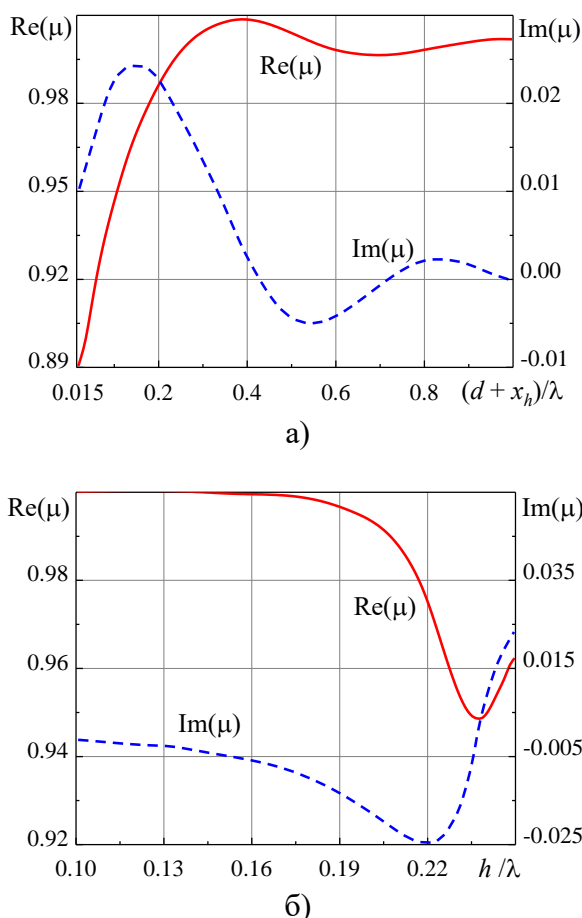


Рис. 3. Зміни величини магнітної проникності $\mu = \text{Re}(\mu) + i \text{Im}(\mu)$
 Fig. 3. Variation of the value of the permeability $\mu = \text{Re}(\mu) + i \text{Im}(\mu)$

На Рис. 3а показані результати при зміні відстані $d \leq x_h \leq d + \lambda$ між щілиною та резонансним вібратором у разі фіксації інших параметрів: $h = \lambda/4$, $\rho = 0.005h$, $z_h = L/2$, $\lambda = 0.3$ [м]. Рис. 3б – при зміні на тій же довжині хвилі, що збуджує, розміру вібратора $0 \leq h \leq \lambda/4$ та фіксації параметрів: $x_h = -d - 0.06\lambda$, $z_h = L/2$, $\rho = 0.005h$.

Як видно з Рис. 3, маскувальний ефект для вібраторного розсіювача може бути забезпечений при заповненні порожнини щілини магнетиком, у якого $0 \leq \text{Re}(\mu) \leq 1$, а уявна частина може характеризуватись як позитивним, так і негативним знаком. Горизонтальні асимптотики для представлених на Рис. 3 залежностей (у випадках досить великих величин x_h чи малих h) є значення $\text{Re}(\mu) = 1$ и $\text{Im}(\mu) = 0$. Отримана оцінка величини реальної частини магнітної проникності $[1 - \text{Re}(\mu)] \leq 1$ дозволяє стверджувати, що матеріал включення має виражений діаманітний характер (тобто відноситься до слабомагнітних речовин). З іншого боку, зміна знака уявної частини $\text{Im}(\mu)$ подібна до такої, що спостерігається при магнітному гістерезі, вимагає визначити матеріал вставки як феромагнетик (тобто віднести його до сильномагнітних матеріалів). Така суперечність є підставою припускати, що наповнювач порожнини щілини при забезпеченні нею функції радіомаскування має бути метаматеріалом – магнетиком гібридного типу.

ВИСНОВКИ

На підставі чисельно-аналітичного рішення зворотної дифракційної задачі у строгій постановці отримана асимптотична формула для розрахунку величини магнітної проникності матеріалу вставки в порожнину щілини при забезпеченні нею функції радіомаскування. В результаті аналізу задачі для випадку взаємодії вузької щілини з вібратором, що розсіює, обґрунтована можливість застосування щілини (прорізаної в екрані кінцевої товщини) як функціональний елемент маскуючого покриття. Встановлено, що при цьому матеріал щілинної вставки повинен мати властивості спеціального

метаматеріалу - магнетика гібридного типу. У разі потреби обґрунтування може бути узагальнено на інші типи об'єктів, що розсіюють.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Dubinov AE, Mytareva LA. Invisible cloaking of material bodies using the wave flow method. *Physics–Uspekhi*. 2010; 53: 455–479. <http://dx.doi.org/10.3367/UFNe.0180.201005b.0475>
2. Pendry JB, Schurig D, Smith DR. Controlling electromagnetic fields. *Science* 312. 2006. <https://doi.org/10.1126/science.1125907>
3. Tie JC, David RS, Ruopeng L. *Metamaterials. Theory, Design and Applications*. Springer Science+Business Media. 2010. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4419-0573-4>
4. Li J, Pendry JB. Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking. *Phys. Rev. Lett.* 2008; 101 203901. <https://doi.org/10.48550/arXiv.0806.4396>
5. Nesterenko MV, Katrich VA, Penkin YM, Berdnik SL, Dumin OM. Combined vibrator-slot structures: theory and applications. Springer Nature Switzerland AG. 2020. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-030-60177-5>
6. Nesterenko M.V., Katrich VA, Penkin YM, Berdnik SL. Analytical and hybrid methods in theory of slot-hole coupling of electrodynamic volumes, Springer Science+Business Media. 2008. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-76362-0>
7. Abramovits MIA, Stegun IA. *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables*. Applied mathematics series, vol 55. National Bureau of Standards. 1964.
8. Nesterenko MV. Analytical methods in the theory of thin impedance vibrators. *Progress In Electromagnetics Research B*. 2010; 21: 299-328. <https://doi.org/10.2528/pierb10020105>

Стаття надійшла до редакції: 24 лютого 2023 р.

Рекомендовано до друку: 27 березня 2023 р.

MASKING MODE OF FUNCTIONING OF A DIELECTRIC INCLUSION IN THE CAVITY OF A SLOT COUPLING ELEMENT

N.K. Blinova, V. O. Katrich, M.V. Nesterenko

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Relevance. The problems of masking, hiding or reducing the visibility of material objects in various ranges of electromagnetic waves are of great importance at the present time. Therefore, the development of new methods for solving such problems is undoubtedly relevant.

Goal of the work. The purpose of this work is to substantiate the possibility of using a narrow linear slot (cut in a flat ideally conducting screen and containing a material inclusion in its cavity) as a functional element of a masking coating.

Materials and methods. Numerical simulation (solution of the inverse diffraction problem regarding the value of the magnetic permeability of the insert material in the cavity of the slot) in a rigorous electrodynamic formulation was carried out for the case of a vibrator-slot diffractive structure in the centimeter wavelength range.

Results. As a result of the research, it was found that in order to provide a masking mode for the operation of the slot, the material of the slotted insert must have the properties of a special metamaterial - a hybrid-type magnet.

Conclusions. The solution of the diffraction problem for the case of the interaction of a narrow slit with a scattering vibrator showed the validity of the possibility of using a slit (cut in an infinite screen of finite thickness) as a functional element of a masking coating. It has been established that in this case the material of the slotted insert should have the properties of a special metamaterial - a hybrid-type magnetic. If necessary, the justification can be generalized to other types of scattering objects.

KEY WORDS: masking coating; vibrator-slot structure; solution of the inverse electrodynamic problem; metamaterial.

The article was received by the editors: 24 February-2023

The article is recommended for printing: 27 March 2023