

## МОДОВИЙ СКЛАД ХВИЛЬ ДЛЯ ХВИЛЕВОДА З ШАРУВАТО-ПЕРІОДИЧНИМИ СТІНКАМИ

О.О.Булгаков, О.В.Костильова

Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України,  
вул. Ак. Проскури, 12, Харків, 61085  
e-mail: bulgakov@ire.kharkov.ua, ovkost@ire.kharkov.ua

У даній роботі досліджується модовий склад хвиль для хвилевода з шарувато-періодичними стінками при різних співвідношеннях між діелектричною проникністю середнього (хвилеведучого) шару та шарів надграток. Виявлено умови розділення ТЕ- та ТМ мод.

Періодичні структури (надгратки) є дуже цікавим об'єктом для дослідження та практичного застосування завдяки їх особливим властивостям. Наявність меж призводить до виникнення власних хвиль, які не існують в однорідному матеріалі. В результаті інтерференції хвиль окремих шарів виникає зонна структура спектра. Дану роботу присвячено теоретичному дослідженню хвилевідної системи, утвореної проміжком між двома напівскінченними періодичними діелектричними структурами. Було показано [1], що така система може застосовуватись у рентгенівському діапазоні. Складність створення хвилевода з металевими стінками для цього діапазону полягає в тому, що діелектрична проникність металів в області рентгенівського випромінювання близька до одиниці. Тому металеві стінки хвилевода стають прозорими для електромагнітних хвиль. У періодичній структурі відбиття від стінок пов'язане з фазовими співвідношеннями між полями у шарах структури. Тому коефіцієнт відбиття може бути близьким до одиниці, а властивості хвилевода з шарувато-періодичними

стінками – близькими до властивостей металевих систем на низьких частотах.

Хвилевід із шарувато-періодичними стінками являє собою дві ідентичні напівскінченні періодичні діелектричні структури, розділені хвилеведучим шаром (рис. 1). Розповсюдження електромагнітних хвиль у кожному з шарів характеризується за допомогою рівнянь Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1)$$

Розглядається плоска хвиля  $\exp[-i(\omega t - k_x x - k_z z)]$ . Завдяки вибору геометрії задачі рівняння Максвелла розпадаються на дві системи для ТЕ-хвиль ( $H_x, E_y, H_z \neq 0$ ) та ТМ-хвиль ( $E_x, H_y, E_z \neq 0$ ). Враховуючи крайові умови та користуючись теоремою Флоке, за допомогою методу матриці перетворення [2] отримуємо дисперсійні рівняння для хвилевода з шарувато-періодичними стінками для обох типів хвиль [3]:

$$g_{11}^{(TE, TM)} \frac{b_{12}^{(TE, TM)} \exp(i\bar{k}_d^{(TE, TM)} d_b)}{1 - b_{11}^{(TE, TM)} \exp(i\bar{k}_d^{(TE, TM)} d_b)} + g_{12}^{(TE, TM)} - \frac{a_{12}^{(TE, TM)} \exp(i\bar{k}_a^{(TE, TM)} d_a)}{1 - a_{11}^{(TE, TM)} \exp(i\bar{k}_a^{(TE, TM)} d_a)} \left( g_{21}^{(TE, TM)} \frac{b_{12}^{(TE, TM)} \exp(i\bar{k}_d^{(TE, TM)} d_b)}{1 - b_{11}^{(TE, TM)} \exp(i\bar{k}_d^{(TE, TM)} d_b)} + g_{22}^{(TE, TM)} \right) = 0, \quad (2)$$

де  $\hat{g}^{(TE, TM)}$  – матриці перетворення для хвилеведучого шару:

$$\hat{g}^{(TE)} = \begin{pmatrix} \cos k_{zg} d_g & \frac{i\omega}{c} \frac{1}{k_{zg}} \sin k_{zg} d_g \\ \frac{ic}{\omega} k_{zg} \sin k_{zg} d_g & \cos k_{zg} d_g \end{pmatrix}, \quad \hat{g}^{(TM)} = \begin{pmatrix} \cos k_{zg} d_g & -\frac{i\omega}{c} \frac{\varepsilon_g}{k_{zg}} \sin k_{zg} d_g \\ -\frac{ic}{\omega} \frac{k_{zg}}{\varepsilon_g} \sin k_{zg} d_g & \cos k_{zg} d_g \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матриці  $\hat{a}^{(TE, TM)}$  та  $\hat{b}^{(TE, TM)}$  – матриці перетворень для одного періоду відповідно лівої та правої стінок хвилевода, що одержуються шляхом перемноження матриць перетворення відповідних шарів. Поперечні хвильові числа дорівнюють

$$k_{z1,2,g} = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,2,g} - k_x^2}. \quad (4)$$

Множники  $\exp\left(i\bar{k}_a^{(TE, TM)} d_a\right)$  та  $\exp\left(i\bar{k}_d^{(TE, TM)} d_b\right)$  у формулі (2), що характеризують періодичність полів у шаруватих структурах, визначаються за формулою:

$$\exp\left(i\bar{k}_{a,d}^{(TE, TM)} d_{a,b}\right) = \frac{m_{11}^{(TE, TM)} + m_{22}^{(TE, TM)}}{2} + \sqrt{\left(\frac{m_{11}^{(TE, TM)} + m_{22}^{(TE, TM)}}{2}\right)^2 - 1}, \quad (5)$$

де  $m_{ik}^{(TE, TM)}$  – елементи матриць  $\hat{a}^{(TE, TM)}$  чи  $\hat{b}^{(TE, TM)}$ . Знак перед коренем обирається згідно з умовою, що поля повинні експоненціально зменшуватися у напрямку від країв хвилеведучого шару [3].

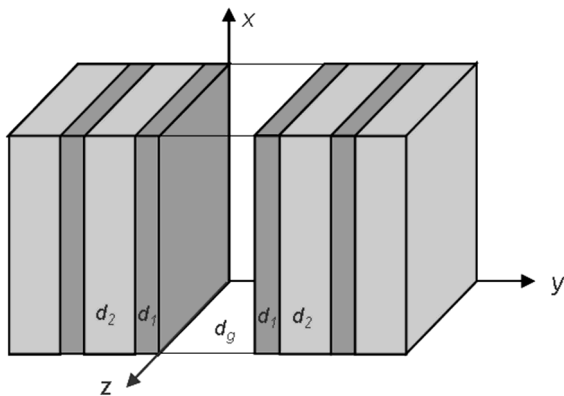


Рис. 1. Схема хвилевода з шарувато-періодичними стінками.

Чисельні розрахунки дисперсійних рівнянь (2) було проведено для двох типів хвилеводів. Для першого типу хвилеведучий шар – це середовище з діелектричною проникністю  $\varepsilon_g = 16$ , а проникності шарів надграток дорівнювали  $\varepsilon_1 = 4$ ,  $\varepsilon_2 = 10$ .

Хвилевід другого типу було утворено повітряною щілиною ( $\varepsilon_g = 1$ ) між двома періодичними стінками з  $\varepsilon_1 = 8$ ,  $\varepsilon_2 = 3$ . Щоб енергія переносилась вздовж хвилеведучого шару, стінки хвилевода повинні бути непрозорі для електромагнітних хвиль. Тому розв'язок потрібно шукати в області заборонених зон надграток.

Дисперсійні залежності для хвилевода першого типу наведено на рис. 2. Заштриховані області на рис. 2а – це дозволені зони для ТМ-хвиль для безмежної шарувато-періодичної структури. Тонша лінія відповідає розв'язкові дисперсійного рівняння (2) для хвилевода з шарувато-періодичними стінками для ТМ-хвиль, товща – для ТЕ-хвиль. Слід зазначити, що дисперсійні криві повинні бути безперервні. На рис. 2 і 3 ці криві проходять крізь дозволені зони (заштриховані) в заборонені неперервним чином. При наближенні дисперсійних кривих до краю забороненої зони глибина проникнення прямує до нескінченності. Енергія хвилі витікає з хвилеведучого шару, отже, розв'язку дисперсійних рівнянь (2) для досліджуваного хвилевода не існує. З ри-

сунків видно, що розв'язок для випадку ТМ-хвиль існує в дозволеній зоні для ТЕ-хвиль і навпаки. Аналогічна ситуація виникає для хвилеводів другого типу (рис. 3). Крім того, було виявлено, що при деяких співвідношеннях товщини та діелектричної проникності хвилеведучого шару розв'язку для хвилевода другого типу для ТЕ-хвиль не існує. Отже, задаючи частоту та параметри шарів надграток чи обираючи параметри хвилеведучого шару, можна забезпечити існування тільки однієї моди – ТЕ чи ТМ.

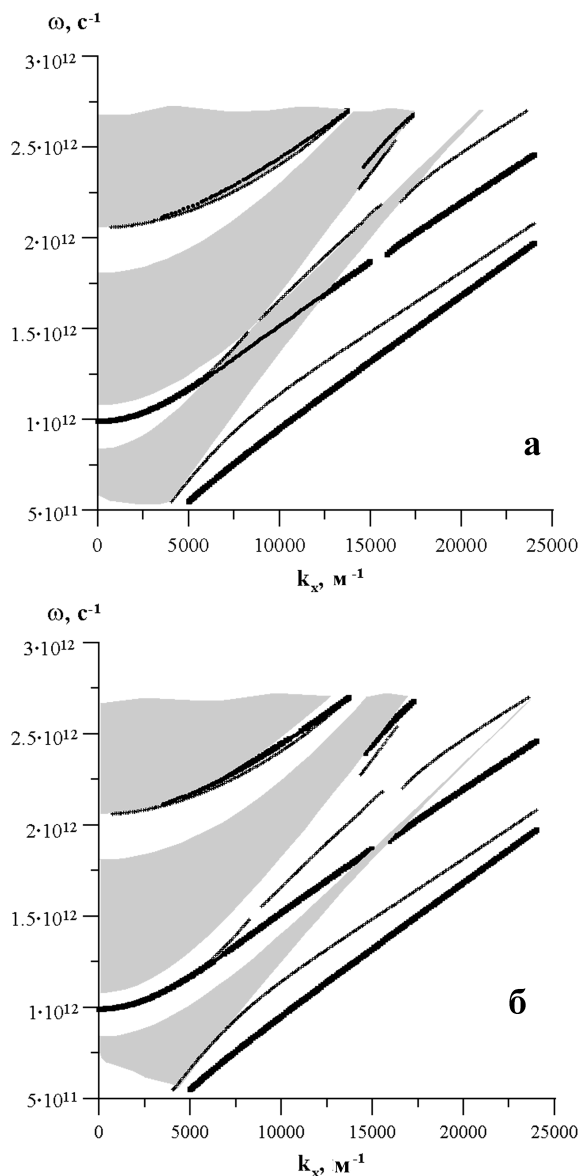


Рис. 1 Дисперсійні залежності для хвилевода першого типу. Тоншою лінією позначені дисперсійні криві для випадку ТМ-хвиль, товстішою – для ТЕ хвиль. Дисперсійні криві нанесені на зонну структуру ТМ- (а) та ТЕ- хвиль (б) (затемнені області).

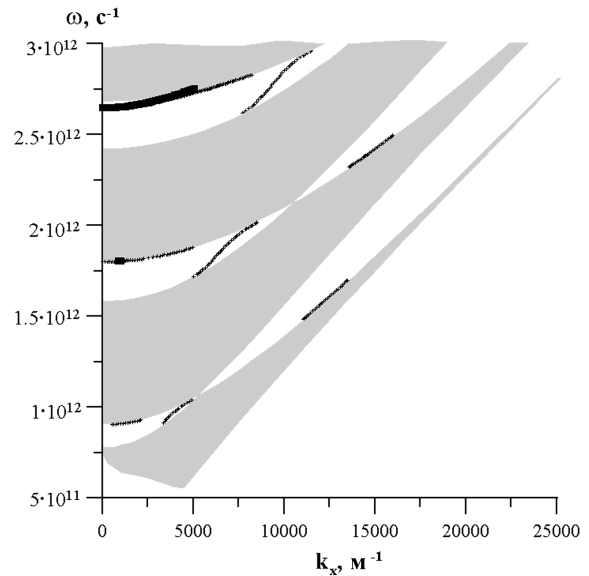


Рис. 3. Дисперсійні залежності для хвилевода другого типу. Тоншою лінією позначено дисперсійні криві для випадку ТМ-хвиль, товстшою – для ТЕ хвиль. Дисперсійні криві нанесено на зонну структуру ТМ- хвиль (затемнені області).

У статті [3] наведено результати розрахунку розподілу полів та потоків енергії у хвилеводах обох типів для ТМ-хвиль. Виявлено, що хвилеводне розповсюдження можливе для хвилеводів обох типів. Показано, що можливий випадок, коли потік енергії зосереджено поблизу стінок хвилеведучого шару (хвилевід поверхневих хвиль). Також показано можливість виникнення ситуації розділення сигналу, коли потік у хвилеведучому шарі відсутній, а вся енергія переноситься в періодичних стінках. Методики отримання співвідношень для полів та потоків енергії у випадку ТЕ-хвиль будуть подібні.

Розглянуті властивості хвилевода з періодичними стінками показують, що перспективними областями застосування таких структур є діапазони від міліметрових до субмікронних довжин хвиль. Такі хвилеводи мають селективні властивості, що залежать від ширини заборонених зон, керувати якими можна, змінюючи параметри шарів надграток. Крім того, задаючи частоту та параметри шарів надграток чи обираючи параметри хвилеведучого шару, можна забезпечити існування тільки однієї, ТЕ- чи ТМ-, моди.

**Література**

1. A.Y. Cho, A.Yariv, P.Yeh, Appl. Phys. Lett. 30, 471 (1977). водников со сверхрешёткой (Наука, Москва, 1989).
2. Ф.Г. Басс, А.А.Булгаков, А.П. Тетервов, Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешёткой (Наука, Москва, 1989).
3. А.А.Булгаков, О.В.Костылева, А.В.Мериуц, Изв. вузов. Радиофизика 48, 53 (2005).

**MODE WAVE CONSTITUTION OF A WAVEGUIDE WITH PERIODIC LAYERED WALLS**

**A.A.Bulgakov, O.V.Kostylyova**

Institute of Radiophysics and Electronics, Ukr. Nat. Acad. Sci.,  
Akad. Proskura Str. 12, Kharkiv, 61085  
e-mail: bulgakov@ire.kharkov.ua, ovkost@ire.kharkov.ua

Mode wave constitution of a waveguide with periodic layered walls for different ratios between the permittivities of the central (guiding) layer and the superlattices layers is investigated. The separation conditions for TE- and TM-modes are obtained.