

# Мікросистеми та фізична електроніка

УДК 621.372.413

## Одновимірна неоднорідна діелектрична структура, як перелаштовуваний резонатор

Волошин<sup>f</sup> А. О., ORCID [0000-0001-9443-7331](https://orcid.org/0000-0001-9443-7331)Чернов<sup>f</sup> А. С., ORCID [0000-0002-5669-9223](https://orcid.org/0000-0002-5669-9223)Голубєва І. П., к.т.н., ORCID [0000-0002-4801-006X](https://orcid.org/0000-0002-4801-006X)Казміренко В. А., к.т.н., доц., ORCID [0000-0002-0494-5365](https://orcid.org/0000-0002-0494-5365)Прокопенко<sup>s</sup> Ю. В., д.т.н., доц., ORCID: [0000-0001-6366-9279](https://orcid.org/0000-0001-6366-9279)Кафедра електронної інженерії [ee.kpi.ua](http://ee.kpi.ua)

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» [kpi.ua](http://kpi.ua)

Київ, Україна

**Анотація**—Строго розв'язано електродинамічну задачу для неоднорідної діелектричної структури, яка складається з двох нескінченних пластин, розділених діелектричним прошарком з відмінною діелектричною проникністю. Задачу зведено до нелінійної задачі на власні числа та вектори. Власні числа визначають резонансні частоти, а вектори – власне електромагнітне поле резонансної структури. Показано, що резонансна частота нижчого типу коливань має високу чутливість до зміни повітряного прошарку між діелектричними пластинами. Встановлено зв'язок характеристик перелаштування з геометричними та електрофізичними параметрами пластин. Показано, що перелаштування резонансної частоти відбувається без погіршення власної добротності резонатора. Продемонстровано, що встановлені закономірності для одновимірної неоднорідної структури справедливі для неоднорідних діелектричних резонаторів циліндричної форми.

**Ключові слова** — діелектричний резонатор; ефективна діелектрична проникність; мікромеханічне перелаштування; електромагнітне поле; добротність.

### I. ВСТУП

Діелектричні резонатори із сучасних матеріалів не поступаються порожнистим металевим резонаторам у температурній стабільності резонансної частоти, проте вигідно відрізняються від них поліпшеними масогабаритними характеристиками. Як і мікросмужкові частотно-селективні структури, ДР конструктивно просто поєднуються з пасивними та активними елементами гібридних інтегральних схем. Разом з тим, порівняно з мікросмужковими структурами, ДР мають набагато більш високі значення власних добротностей, які у ряді випадків істотно перевищують значення, реалізовані і в порожнистих металевих резонаторах [1], [2]. Діелектричні резонатори широко застосовуються для створення фільтрів [3], генераторів [4], антен [5].

Колишній підхід до створення пристроїв, що можуть працювати на різних частотах, передбачав використання окремих резонаторів, налаштованих на відповідні частоти. У сучасних пристроях робота на різних частотах забезпечується використанням перелаштовуваних компонентів. Перелаштування резонансної частоти може бути реалізовано різними способами: перемиканням *pin*-діодів [6], впливом

електричного поля на діелектричну проникність сегнетоелектричних матеріалів [7], магнітного поля на магнітну проникність феритових матеріалів [8], зміною провідності напівпровідників під дією оптичного опромінювання [9] і т.ін. Спільною рисою перелічених способів керування є деградація власної добротності резонаторів внаслідок додаткових втрат електромагнітної енергії у керуючих елементах.

Перелаштування робочої частоти без внесення суттєвих додаткових втрат можливе, коли під час керування складові частини резонатора залишаються високодобротними. Зокрема, цього можна досягти взаємним переміщенням частин резонатора за допомогою рушіїв, які знаходяться за межами області, де відбувається електромагнітний резонанс. Механічне переміщення може бути поєднане з електронними системами керування шляхом використання п'єзоелектричних [10] та електрострикційних рушіїв [11]. Оскільки діапазон механічних переміщень швидкодіючих рушіїв обмежений [12], практичні конструкції перелаштовуваних резонаторів повинні мати високу чутливість робочої частоти до переміщення частин резонатора. У цій роботі досліджуються чинники, які впливають на чутливість та діапазон перелаштування робочої частоти діелектричних резонаторів.



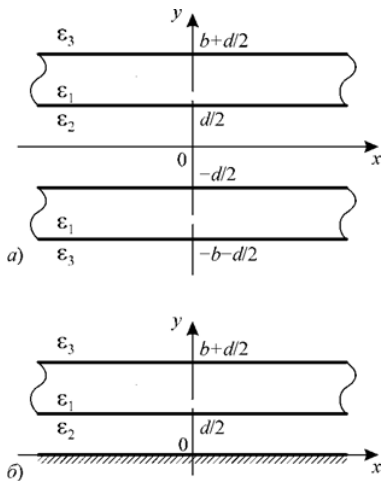


Рис. 1 Неоднорідна одновимірною діелектрична резонансна структура

Позаяк аналітичні розв’язки для подібних задач не існують, у цій роботі строго досліджено характеристики одновимірної структури і встановлено, що її властивості справджуються і для задач складнішого профілю, зокрема, складених діелектричних резонаторів [13].

### II. Розв’язання ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОЇ ЗАДАЧІ

Розглянемо одновимірну діелектричну структуру, яка складається з двох діелектричних нескінченних пластин товщиною  $b$ , що розділені діелектричним прошарком товщиною  $d$  (Рис. 1, а). Нехай відносна діелектрична проникність матеріалу пластин дорівнює  $\epsilon_1$ , прошарку між ними –  $\epsilon_2$ , а середовища, в якому знаходиться структура, складає  $\epsilon_3$ .

Враховуючи симетрію структури в площині симетрії без порушення властивостей електромагнітного поля можна поставити у відповідність електричну або магнітну стінки. А отже для аналізу можна розглядати лише половину структури (Рис. 1, б). Аналіз можна провести методом часткових областей [14], розглядаючи три області:

- 1)  $d/2 \leq y \leq b + d/2$ ;
- 2)  $0 \leq y \leq d/2$ ;
- 3)  $y \geq b + d/2$ .

Метод часткових областей передбачає розв’язання рівнянь Максвелла в кожній області окремо та прирівнювання тангенціальних компонент поля на границях областей.

Електродинамічна задача для обраної структури розв’язується в термінах  $LM$ - та  $LE$ -мод з відсутніми  $x$  – компонентами магнітного та електричного поля відповідно.  $LE$ -моди описуються вектором  $\Gamma^m$ , а  $LM$ -моди – вектором  $\Gamma^e$ , які направлені вздовж осі  $Oy$ , тобто вектори  $\Gamma^m$  та  $\Gamma^e$  мають тільки  $y$  – компоненти  $\Gamma^m$ ,  $\Gamma^e$ . З рівнянь Максвелла випливає, що

функції  $\Gamma^{e(m)}$ , повинні задовольняти рівняння Гельмгольца:

$$\nabla^2 \Gamma^{e(m)} + \epsilon(y) k^2 \Gamma^{e(m)} = 0, \quad (1)$$

де  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  – оператор Лапласа,

$$\epsilon(y) = \begin{cases} \epsilon_1, & d/2 \leq y \leq b + d/2 \\ \epsilon_2, & 0 \leq y \leq d/2 \\ \epsilon_3, & y \geq b + d/2 \end{cases}, \quad k = \frac{\omega}{c} \text{ – хвильове число}$$

у вільному просторі,  $\omega$  – циклічна частота,  $c$  – швидкість світла у вакуумі. Після розв’язання рівняння (1) компоненти електромагнітного поля можуть бути знайдені наступним чином:

для  $LM$ -мод

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\partial^2 \Gamma^e}{\partial x \partial y} & H_x &= j\omega \epsilon(y) \epsilon_0 \frac{\partial \Gamma^e}{\partial z} \\ E_y &= \frac{\partial^2 \Gamma^e}{\partial y^2} + \epsilon(y) k^2 \Gamma^e & H_y &= 0 \\ E_z &= \frac{\partial^2 \Gamma^e}{\partial y \partial z} & H_z &= -j\omega \epsilon(y) \epsilon_0 \frac{\partial \Gamma^e}{\partial x} \end{aligned} \quad (2)$$

для  $LE$ -мод

$$\begin{aligned} E_x &= -j\omega \mu_0 \frac{\partial \Gamma^m}{\partial z} & H_x &= -\frac{\partial^2 \Gamma^m}{\partial x \partial y} \\ E_y &= 0 & H_y &= -\frac{\partial^2 \Gamma^m}{\partial y^2} - \epsilon k^2 \Gamma^m \\ E_z &= j\omega \mu_0 \frac{\partial \Gamma^m}{\partial x} & H_z &= -\frac{\partial^2 \Gamma^m}{\partial y \partial z} \end{aligned} \quad (3)$$

Подамо вектори Герца в кожній із областей у вигляді добутку функцій, які залежать тільки від  $x$ ,  $y$  та  $z$ :

$$\Gamma_i^{e(m)} = X^{e(m)}(x) Y_i^{e(m)}(y) Z^{e(m)}(z), \quad i = \overline{1,3}, \quad (4)$$

де  $i$  – номер області, функції  $X^{e(m)}(x)$ ,  $Y_i^{e(m)}(y)$  та  $Z^{e(m)}(z)$  є розв’язками одновимірних рівнянь Гельмгольца.

Розв’язуючи рівняння Гельмгольца відносно  $Y_i^e(y)$  для  $LM$ -мод та враховуючи, що хвилі поширюються тільки в напрямку нескінченності  $y$ , отримуємо:

$$\begin{aligned} Y_1^e(y) &= \left( A_{11}^e \cos(\beta_{y1}^e y) + A_{12}^e \sin(\beta_{y1}^e y) \right); \\ Y_2^e(y) &= A_2^e \cos(\beta_{y2}^e y + \varphi); \\ Y_3^e(y) &= A_3^e e^{-j\beta_{y3}^e y}, \end{aligned} \quad (5)$$



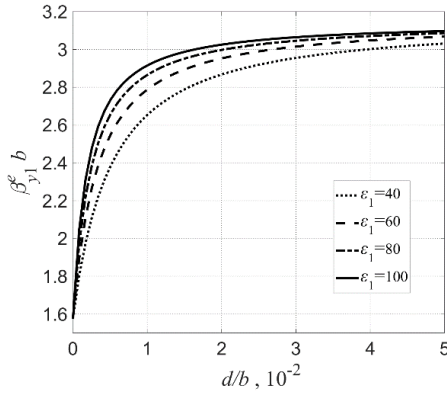


Рис. 2 Залежність нормованого поперечного хвильового числа  $\beta_{y1}^e b$  найнижчої  $LM$ -моди від нормованого на товщину діелектричної пластини повітряного проміжку для різних  $\epsilon_1$

де  $A_{11}^e, A_{12}^e, A_2^e, A_3^e$  – сталі, що визначають амплітуди поля,  $\varphi^e$  – стала фази, причому  $\varphi^e = 0$ , якщо в площині  $y = 0$  виконуються граничні умови електричної стінки або  $\varphi^e = \pi/2$ , для граничних умов на магнітній стінці в площині  $y = 0$ ,  $\beta_{yi}^e, i = \overline{1,3}$  – сталі, що задовольняють рівнянням:

$$\epsilon_i k^2 = \beta^e{}^2 + \beta_{yi}^e{}^2, i = \overline{1,3}, \quad (6)$$

де  $\beta^e$  – хвильове число, що визначає розподіл електромагнітного поля у напрямках  $0y$  та  $0z$ .

Амплітуди  $A_{11}^e, A_{12}^e, A_2^e$  та  $A_3^e$  необхідно визначити таким чином, щоб тангенціальні складові електричного та магнітного поля в площинах  $y = d/2$  та  $y = b + d/2$  були неперервними [14]. Ці умови приводять до такої системи рівнянь:

$$\begin{cases} a_{11}A_{11}^e + a_{12}A_{12}^e + a_{13}A_2^e = 0; \\ a_{21}A_{11}^e + a_{22}A_{12}^e + a_{23}A_2^e = 0; \\ a_{31}A_{11}^e + a_{32}A_{12}^e + a_{34}A_3^e = 0; \\ a_{41}A_{11}^e + a_{42}A_{12}^e + a_{44}A_3^e = 0, \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{де} \quad a_{11} &= \epsilon_1 \cos\left(\beta_{y1}^e \frac{d}{2}\right), & a_{12} &= \epsilon_1 \sin\left(\beta_{y1}^e \frac{d}{2}\right), \\ a_{13} &= -\epsilon_2 \cos\left(\beta_{y2}^e \frac{d}{2} + \varphi^e\right), & a_{21} &= -\beta_{y1}^e \sin\left(\beta_{y1}^e \frac{d}{2}\right), \\ a_{22} &= \beta_{y1}^e \cos\left(\beta_{y1}^e \frac{d}{2}\right), & a_{23} &= \beta_{y2}^e \sin\left(\beta_{y2}^e \frac{d}{2} + \varphi^e\right), \\ a_{31} &= \epsilon_1 \cos\left(\beta_{y1}^e \left(b + \frac{d}{2}\right)\right), & a_{32} &= \epsilon_1 \sin\left(\beta_{y1}^e \left(b + \frac{d}{2}\right)\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_{34} &= -\epsilon_3 e^{-j\beta_{y3}^e \left(b + \frac{d}{2}\right)}, & a_{41} &= -\beta_{y1}^e \sin\left(\beta_{y1}^e \left(b + \frac{d}{2}\right)\right), \\ a_{42} &= \beta_{y1}^e \cos\left(\beta_{y1}^e \left(b + \frac{d}{2}\right)\right), & a_{44} &= j\beta_{y3}^e e^{-j\beta_{y3}^e \left(b + \frac{d}{2}\right)}. \end{aligned}$$

Для того, щоб однорідна система лінійних рівнянь відносно невідомих амплітуд (7) мала нетривіальний (ненульовий) розв'язок необхідно, щоб її визначник дорівнював нулю:

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & 0 \\ a_{31} & a_{32} & 0 & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & 0 & a_{44} \end{vmatrix} = 0. \quad (8)$$

Для заданого  $\beta^e$  (6) та (8) формують систему чотирьох рівнянь відносно чотирьох невідомих  $\beta_{yi}^e, i = \overline{1,3}$  та  $k$ . Розв'язок цієї системи визначає резонансну частоту  $LM$ -моди, що відповідає хвильовому числу  $\beta^e$ .

Аналогічно розв'язується задача для  $LE$ -мод.

Розв'язки систем рівнянь (6) та (8) залежать від величини  $d$ , а отже переміщуючи діелектричні пластини одна відносно одної можна змінювати резонансну частоту діелектричного резонатора. Діапазон перелаштування буде визначатися кількісною зміною хвильових чисел  $\beta_{y1}^e$ .

Для  $LM$ -мод, у яких площині симетрії відповідає магнітна стінка, тобто  $\varphi^e = \pi/2$ , поперечне хвильове число  $\beta_{y1}^e$  з ростом  $d$  незначно спадає. Разом з тим, якщо в площині симетрії електрична стінка, тобто  $\varphi^e = 0$ , збільшення  $d$  призводить до значного зростання поперечного хвильового числа  $\beta_{y1}^e$ . Слід зазначити, що поперечне хвильове число  $\beta_{y1}^e$  приймає найменше значення у випадку, коли площині симетрії відповідає електрична стінка. Тому найнижчу резонансну частоту  $LM$ -моди знаходять як найменший корінь системи (6), (8) з  $\varphi^e = 0$ . Отже найнижча  $LM$ -мода має високу чутливість резонансної частоти до переміщення пластин. Як приклад, на Рис. 2 показано розв'язки системи у випадку  $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$ ,  $\beta^e b = 5$  для різних  $\epsilon_1$  та  $d$ .

Як видно з Рис. 2 поперечне хвильове число, а відповідно до (6) і резонансна частота найнижчої  $LM$ -моди є чутливою до переміщення. Переміщення пластин на доли відсотків від її товщини призводить до зміни хвильового числа на десятки відсотків у залежності від діелектричної проникності пластини. Чутливість резонансної частоти до переміщення та діапазон перелаштування зростає з ростом діелектричної проникності та зменшенням товщини пластин. В той же

час чутливість до переміщення та діапазон перелаштування поперечного хвильового числа найнижчої *LE*-моди є незначним. Зміна проміжку між пластинами на одиниці та десятки відсотків призводить до зміни хвильового числа на доли відсотків і практично не залежить від діелектричної проникності пластини для матеріалів з відносною діелектричною проникністю більшою, ніж 40.

Основною відмінністю *LE*-мод від *LM*-мод є відсутність у *LE*-мод компоненти  $E_y$ . Отже для значного перелаштування резонансної частоти необхідно використовувати такі моди, у яких нормальна до границі розподілу діелектрик-повітря компонента електричного поля є домінуючою.

Розподіл електромагнітного поля для *LM*-мод знаходять з (2) після розв'язання системи рівнянь (7). Оскільки за умови (8) система (7) має нескінченну множину розв'язків, то можна обрати незалежну амплітуду, наприклад  $A_{11}^e$ , і виразити через нею інші розв'язки (амплітуди) шляхом виключення з системи

одного з рівнянь і розв'язуючи систему трьох лінійних алгебраїчних рівнянь відносно трьох невідомих амплітуд  $A_{12}^e$ ,  $A_2^e$  та  $A_3^e$ .

Розв'язки цієї системи лінійних алгебраїчних рівнянь залежать від амплітуди  $A_{11}^e$ , яка визначає енергію, що накопичується в резонансній системі. Оскільки у разі зміни товщини повітряного прошарку співвідношення між розв'язками змінюється, то амплітуда  $A_{11}^e$ , що відповідає одній й тій самій енергії, також змінюється. Тому, для порівняння розподілу компонент електромагнітного поля для різних значень товщини повітряного прошарку  $d$  всі амплітуди нормувались на значення:

$$N = \sqrt{\int_0^\infty (Y^e(y))^2 dy},$$

де  $Y^e$  визначає розподіл поля у часткових областях згідно з (5).

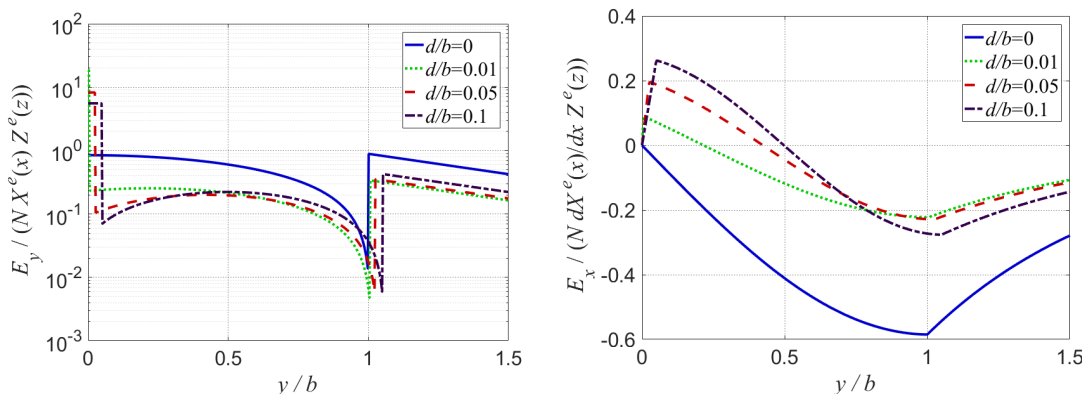


Рис. 3 Розподіл компонент електромагнітного поля нижчої *LM*-моди у напрямку  $0y$ .  $\epsilon = 80$ ,  $\beta^e b = 1.5$ .

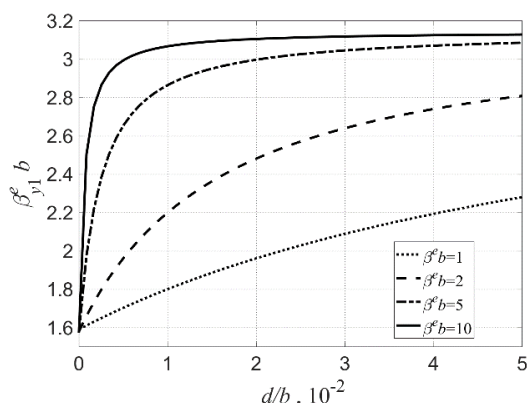


Рис. 4 Залежність нормованого поперечного хвильового числа  $\beta_{y1}^e b$  найнижчої *LM*-моди від нормованого на товщину діелектричної пластини повітряного проміжку для різних  $\beta^e$

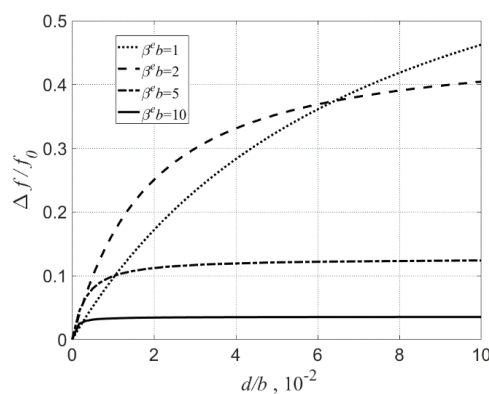


Рис. 5 Залежність відносної зміни резонансної частоти від нормованого на товщину діелектричної пластини повітряного проміжку для різних  $\beta^e$ .



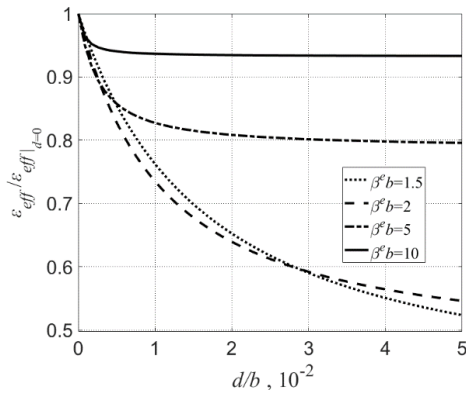


Рис. 6 Залежність відносної зміни ефективної діелектричної проникності від нормованої на товщину діелектричної пластини повітряного проміжку для різних  $\beta^e$  та  $\epsilon_1 = 80$

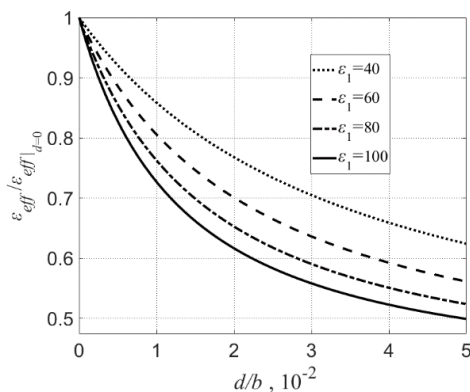


Рис. 7 Залежність відносної зміни ефективної діелектричної проникності від нормованої на товщину діелектричної пластини повітряного проміжку для різних  $\epsilon_1$  та  $\beta^e = 1.5$

Розподіл нормованих компонент  $E_y$  та  $E_x$  електромагнітного поля нижчої  $LM$ -моди в одновимірному перелаштованому діелектричному резонаторі для різних товщин повітряного прошарку  $d$  продемонстровано на Рис. 3. Як видно, поява та зміна повітряного проміжку між діелектричними пластинами призводить до суттєвої зміни розподілу електромагнітного поля, що відображається у перелаштуванні резонансної частоти. Електромагнітне поле  $LE$ -мод мало залежить від повітряного проміжку між діелектричними пластинами, а й отже резонансні частоти цієї моди не можуть перелаштовуватись за рахунок мікропереміщень.

Розв'язки системи рівнянь (6) та (8) залежать від  $\beta^e$ . Хвильове число  $\beta^e$  впливає на чутливість перелаштування. Як видно з Рис. 4, чутливість перелаштування поперечного хвильового числа  $\beta_{y1}^e$  зростає з ростом хвильового числа  $\beta^e$ . Проте, враховуючи (6)

, діапазон зміни резонансної частоти зменшується з ростом хвильового числа  $\beta^e$  (Рис. 5).

Отже необхідно знайти компроміс у виборі геометричної конструкції резонатора для того, щоб задовольнити вимоги необхідної чутливості та діапазону перелаштування.

Слід зазначити, що для малих  $\beta^e$  розв'язки системи (6) та (8) відносно резонансної частоти є комплексними, а отже електромагнітна хвиля поширюється у вільний простір, а структура не є резонансним елементом. Для того, щоб структура, що розглядається була резонатором необхідно, щоб  $\beta_{y3}^e$  було уявним.

Для цього мінімальне значення  $\beta^e$  повинно задовольняти умові:

$$\beta_{\min}^e = \epsilon_3 \frac{\pi}{b\sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_3}}. \quad (9)$$

Структури з  $\beta^e$ , що задовольняє (9) мають найширший діапазон перелаштування, але найменшу чутливість до переміщень діелектричних пластин.

Перелаштування резонансної частоти одновимірної діелектричної неоднорідності можна характеризувати введенням поняття ефективної діелектричної проникності  $\epsilon_{eff}$ , яка дорівнює такій відносній діелектричній проникності однорідної структури товщиною  $2b$ , за якої резонансні частоти однорідної і неоднорідної структури є рівними. Для однорідної структури дисперсійне рівняння має вигляд:

$$\epsilon_{eff} k^2 = \beta_{y0}^e{}^2 + \beta^e{}^2, \quad (10)$$

де  $\beta_{y0}^e$  – розв'язок рівняння  $\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \beta_{y0}^e \operatorname{tg} \beta_{y0}^e b = j\beta_{y3}^e$ .

З формул (6) та (10) випливає:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_1 \frac{\beta_{y0}^e{}^2 + \beta^e{}^2}{\beta_{y1}^e{}^2 + \beta^e{}^2} = \epsilon_1 \left( 1 - \frac{\beta_{y1}^e{}^2 - \beta_{y0}^e{}^2}{\beta_{y1}^e{}^2 + \beta^e{}^2} \right).$$

Як видно з Рис. 6 та Рис. 7 чутливість зміни ефективної діелектричної проникності до переміщення пластин зростає зі збільшенням діелектричної проникності матеріалу пластин. Проте, діапазон перелаштування збільшується зі зменшенням хвильового числа  $\beta^e$ . Найбільший діапазон перелаштування визначається найменшим значенням  $\beta_{\min}^e$ , яке розраховується за (9).

### III. ДОБРОТНІСТЬ ОДНОВИМІРНОГО РЕЗОНАТОРА

Втрати у одновимірній діелектричній неоднорідності визначають власну добротність одновимірного резонатора, яка є відношенням енергії, що запасється у резонаторі до енергії втрат, які виникають внаслідок перетворення енергії електромагнітного поля у теплову енергію. Наявність втрат призводить до появи уявної частини резонансної частоти, і вона стає комплексною величиною:

$$f = f' + j f'' = f' \left( 1 + \frac{j}{2Q_0} \right),$$

де  $f'$ ,  $f''$  – дійсна і уявна частини резонансної частоти  $f$ ,  $Q_0 = f'/2f''$  – власна добротність резонатора, що характеризує дисипативні втрати у резонаторі.

Власна добротність резонатора нижчого *LM*-типу коливань знаходиться з розв'язання задачі (8) для випадку комплексного значення відносної діелектричної проникності в області 1:

$$\varepsilon_1^* = \varepsilon_1 (1 - j \operatorname{tg} \delta),$$

де  $\operatorname{tg} \delta$  – тангенс кута діелектричних втрат в області 1. Результати розв'язання цієї задачі продемонстровано на Рис. 8.

Як видно з Рис. 8 власна добротність резонатора в процесі перелаштування резонансної частоти має екстремальну залежність, тобто добротність зростає на початковій ділянці перелаштування коли виникає повітряний проміжок між складовими частинами резонатора і він поступово збільшується, але досягнувши точки максимуму власна добротність починає спадати. Проте, для будь-якого повітряного проміжку власна добротність резонатора залишається більшою, ніж у однорідного резонатора. Це пов'язано з тим, що наявність неоднорідності у вигляді повітряного проміжку між діелектричними пластинами призводить до перерозподілу електромагнітного поля на користь

повітряного проміжку (див. Рис. 3), у якому втрати, практично, відсутні. Слід зазначити, що фактори, що впливають на збільшення діапазону перелаштування резонансної частоти призводять також до зростання точки максимуму власної добротності оскільки вони пов'язані одними й тими самими фізичними процесами.

Таким чином одновимірною діелектричною неоднорідністю є найпростішим діелектричним резонансним елементом, який здатний до перелаштування шляхом переміщення діелектричних пластин одна відносно одної. Чутливість резонансної частоти до переміщень та діапазон перелаштування залежать від резонансної моди, товщини та матеріалу пластин. Вища чутливість та ширший діапазон спостерігається для *LM*-мод, у яких є нормальна до границі розподілу діелектрик-повітря компонента електричного поля. Для цих мод резонансна частота може перелаштовуватись на десятки відсотків за переміщень, що складають одиниці відсотків від товщини пластин або десятки-сотні мікрометрів в сантиметровому діапазоні довжин хвиль та зменшуються з ростом частоти. Такі мікропереміщення можуть бути реалізовані за допомогою п'єзoeлектричних та електрострикційних актуаторів, щоб забезпечити електричний спосіб перелаштування. Особливістю такого способу перелаштування є, зокрема, погіршення власної добротності резонансного елемента, а, навіть, її збільшення. Виявлені закономірності справедливий для діелектричних резонаторів більш складної форми, які будуть розглянуті нижче.

### IV. СКЛАДЕНИЙ ЦИЛІНДРИЧНИЙ ДІЕЛЕКТРИЧНИЙ РЕЗОНАТОР

Виявлені закономірності для одновимірної діелектричної неоднорідності проявляються у циліндричному складеному діелектричному резонаторі (СДР), який складається з двох напівциліндрів радіусом  $R$  і висотою  $h$ , що розділяються повітряним проміжком товщиною  $d$  (Рис. 9).

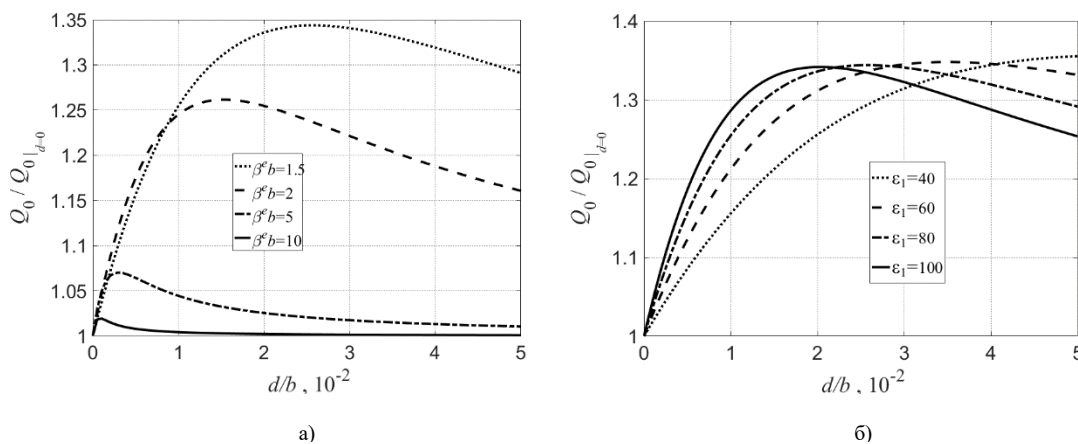


Рис. 8 Залежність нормованої власної добротності найнижчої *LM*-моди від нормованого на товщину діелектричної пластини повітряного проміжку для різних  $\beta^e$  (а) та  $\varepsilon_1$  (б).



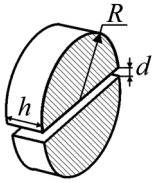


Рис. 9 Складений циліндричний діелектричний резонатор

В представленому СДР при збудженні на нижньому типі коливач  $TE_{01\delta}$ , повітряний зазор буде перпендикулярно перетинати силові лінії електричного поля резонатора, що, як показано для одновимірної неоднорідності, є основною вимогою високої чутливості перелаштування резонансної частоти. Таке розташування діелектричної неоднорідності призводить до значного збурення електромагнітного поля і, як результат, зміни електромагнітних характеристик резонатора.

Для розрахунку характеристик моделі СДР, який розміщений у регулярному прямокутному хвилеводі, застосовувався метод скінченних елементів [15]–[16]. Розраховані частотні залежності коефіцієнтів відбиття  $S_{11}$  та передачі  $S_{21}$  апроксимувалися формулами, отриманими методом теорії кіл для зв'язаної системи [16]:

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{K_0}{1 + j\xi + K_0}; \\ S_{21} &= \frac{1 + j\xi}{1 + j\xi + K_0}, \end{aligned} \quad (11)$$

де  $\xi = Q_0 \left( \frac{f_0}{f} - \frac{f}{f_0} \right)$ ,  $f$  – робоча частота,  $f_0$  – резонансна частота,  $Q_0$  – власна добротність,  $K_0$  – коефіцієнт зв'язку резонатора з лінією на резонансній частоті.

Резонансна частота, власна добротність та коефіцієнт зв'язку знаходились з умови мінімального відхилення значень отриманих за формулами (11) та методом скінченних елементів поблизу резонансної частоти.

В експериментальних дослідженнях одна частина СДР нерухомо закріплювалась на підкладці у відрізьку прямокутного хвилеводу. Інша частина СДР переміщувалася за допомогою поршня мікрометричним гвинтом. Рухомий поршень та підкладка були виготовлені з полістиролу, який має низьке значення діелектричної проникності ( $\varepsilon = 2.2 - 2.7$ ) [17], щоб не впливати суттєво на значення резонансних частот СДР. Вимірювальна секція підключалась до векторного аналізатора електричних схем та вимірювались частотні залежності параметрів матриці розсіювання. Приклад вимірюваних частотних характеристик параметрів матриці розсіювання для СДР в прямокутному хвилеводі з поперечним перерізом  $23 \times 10$  мм наведено на Рис. 10.

Виміряні залежності апроксимувалися формулами (11) поблизу резонансної частоти для знаходження власної добротності та коефіцієнту зв'язку шляхом мінімізації відхилення експериментальних даних від апроксимуючої кривої. Слід зазначити, що параметри матриці розсіювання, які розраховані за формулами (11) відповідають площині, де розміщено резонатор. Проте ці параметри вимірюються в площинах на торцях фланців прямокутного хвилеводу. Тому виміряні залежності перераховувались таким чином, щоб відповідати площині розташування резонатора за формулами:

$$\begin{aligned} S_{11}^n &= S_{11}^e \exp\left(-j4\pi \frac{l_1}{\lambda_{x\delta}}\right); \\ S_{21}^n &= S_{21}^e \exp\left(-j2\pi \frac{l_1 + l_2}{\lambda_{x\delta}}\right), \end{aligned}$$

де  $S_{11}^n$ ,  $S_{21}^n$  – перераховані коефіцієнти відбиття та передачі,  $S_{11}^e$ ,  $S_{21}^e$  – виміряні елементи матриці розсіювання,  $l_1$  та  $l_2$  – електричні відстані від центра резонатора до вхідного та вихідного фланця хвилеводу відповідно,  $\lambda_{x\delta}$  – довжина хвилі у прямокутному хвилеводі.

Досліджувалися зразки СДР, виготовлені з матеріалів з різними електрофізичними параметрами, резонансні частоти яких знаходяться в різних частотних діапазонах. Деякі результати експериментально визначених резонансних частот для різних значень товщини повітряного проміжку показано на Рис. 11.

Відносна похибка вимірювання резонансної частоти  $\delta f$  оцінювалась як похибка непрямих вимірювань:

$$\delta f = \sqrt{\left(\Xi_\varepsilon^f \delta\varepsilon\right)^2 + \left(\Xi_R^f \delta l\right)^2 + \left(\Xi_h^f \delta l\right)^2 + \left(\Xi_d^f \delta d\right)^2 + \delta f_{\text{вим}}^2}, \quad (12)$$

де  $\Xi_\beta^\alpha = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial \beta}$  – чутливість характеристики  $\alpha$  до зміни параметра  $\beta$ ,  $\delta l$  – відносна похибка вимірювання радіуса та висоти резонатора,  $\delta\varepsilon$  – відносна похибка визначення діелектричної проникності матеріалу резонатора,  $\delta f_{\text{вим}}$  – відносна похибка прямого вимірювання частоти. Чутливості  $\Xi_\varepsilon^f$ ,  $\Xi_R^f$ ,  $\Xi_h^f$ ,  $\Xi_d^f$  визначались з характеристик, що отримані з моделі СДР. Враховуючи, що для векторного аналізатора електричних схем похибка  $\delta f_{\text{вим}}$  складає 0,2 %, відносні похибки визначення діелектричної проникності матеріалу, розмірів  $R$  та  $h$  складали біля 1 %, а абсолютна похибка мікрометричного гвинта складала 1 мкм, загальна похибка експериментального визначення частоти складала трохи більше 2 %.

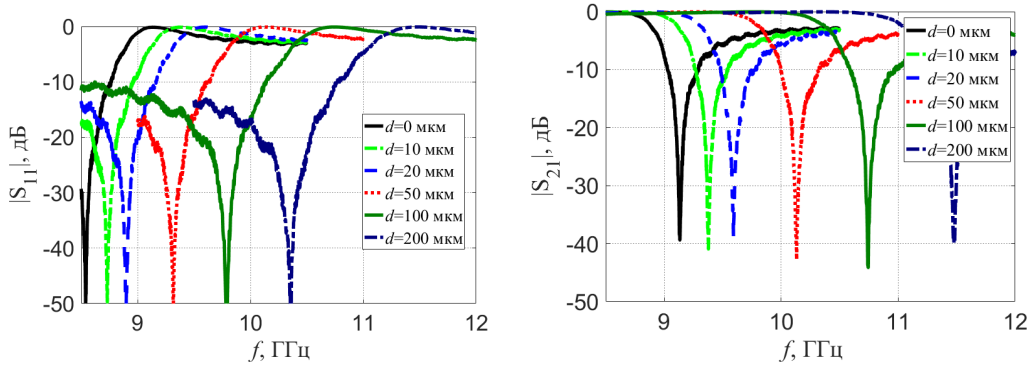


Рис. 10 Виміряні залежності модулів коефіцієнтів відбиття  $S_{11}$  та передачі  $S_{21}$  від частоти для СДР з параметрами:  $R = 3.5$  мм,  $h = 1.6$  мм,  $\epsilon = 40$  та для різної товщини повітряного проміжку

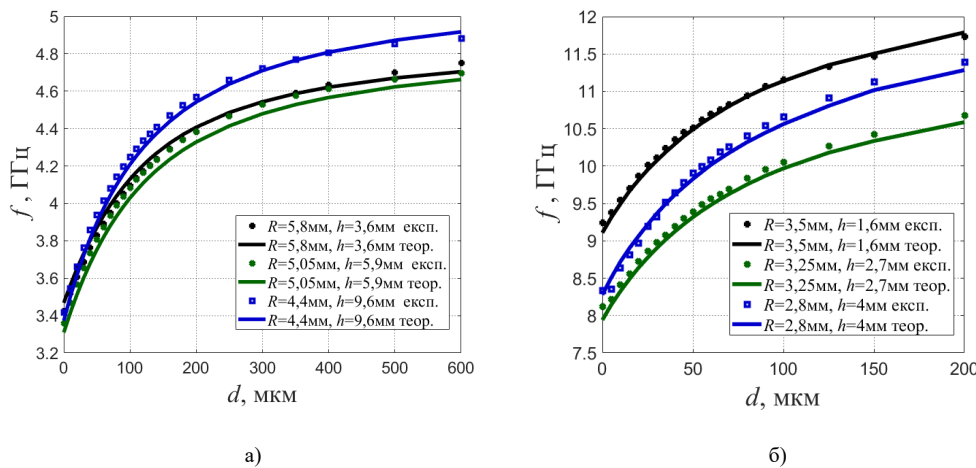


Рис. 11 Експериментально визначена залежність резонансних частот СДР від повітряного проміжку товщиною  $d$  для різних діелектричної провідності матеріалу резонатора а)  $\epsilon = 80$ , хвилевід з поперечним перерізом 58x25 мм б)  $\epsilon = 40$ , хвилевід з поперечним перерізом 23x10 мм

Як видно з Рис. 11 різниця між вимірними значеннями резонансної частоти та теоретичними результатами не перевищує вимірної похибки.

Характеристики перелаштування залежать як від геометричних параметрів, так і від електрофізичних параметрів матеріалу діелектричного резонатора.

Як показано вище, для оцінки характеристик перелаштування можна використовувати поняття ефективної діелектричної проникності  $\epsilon_{eff}$ , під яким розуміють таку проникність однорідного резонатора, який має такі ж макроскопічні характеристики як і неоднорідний. Такий підхід також використаний в роботах [17] та [18] для аналізу  $TE_{018}$  типів коливань СДР.

Вплив геометричних параметрів СДР на характеристики перелаштування  $TE_{018}$  типу коливань продемонстровано на рис. 12, де представлено залежність нормованого по відношенню до однорідного резонатора ефективної діелектричної проникності від висоти повітряного проміжку, нормованого до його

радіуса. Цю залежність можна використовувати для оцінки перелаштування резонансної частоти, оскільки вона є обернено пропорційною до кореня квадратного від ефективної діелектричної проникності. Зменшення величини ефективної діелектричної проникності призводить до зміщення резонансної частоти в більш високочастотну область.

Як було показано для одновимірного резонатора, діапазон перелаштування ефективної проникності залежить від відношення хвильового числа в напрямку переміщення до хвильових чисел, які перпендикулярні до цього напрямку, причому зі зменшенням останніх діапазон перелаштування збільшується. Така ж закономірність спостерігається і для більш складної форми резонатора. Оскільки зі збільшенням відношення  $h/R$  зменшується складова резонансної частоти, що пов'язана з поздовжнім хвильовим числом, яке є перпендикулярним до напрямку переміщення, а останнє зменшується з ростом висоти резонатора  $h$ , то як видно з Рис. 12, з ростом відношення  $h/R$  збільшується діапазон перелаштування резонансної частоти.





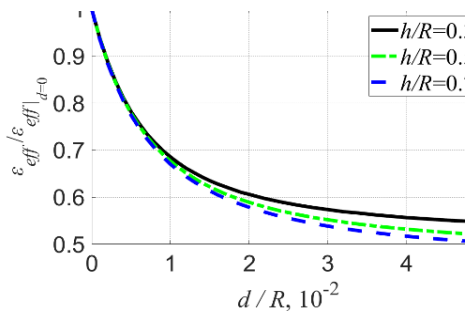


Рис. 12 Залежність відносної зміни ефективної діелектричної проникності СДР з діелектричної проникністю матеріалу  $\epsilon = 80$  від нормованої товщини повітряного проміжку

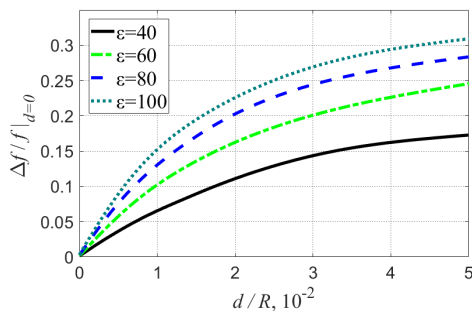


Рис. 13 Залежність відносної зміни резонансної частоти СДР з  $h/R = 0.3$  від нормованої до радіуса величини повітряного проміжку

Чутливість перелаштування ефективної діелектричної проникності та діапазон перелаштування збільшується з ростом діелектричної проникності матеріалу резонатора (Рис. 13), що узагальнює закономірності отримані для одновимірного резонатора.

Слід зазначити, що для незмінної частоти збільшення висоти та діелектричної проникності матеріалу резонатора призводить до зменшення його радіуса, а отже зі збільшенням висоти  $h$  та  $\epsilon$  зменшуються абсолютні переміщення складових частин для забезпечення одного і того самого діапазону перелаштування.

Таким чином, найбільша зміна ефективної діелектричної проникності і, як результат, резонансної частоти СДР досягається збільшенням діелектричної проникності матеріалу резонатора та співвідношення геометричних розмірів  $h/R$ . З чого випливає, що розширення діапазону перелаштування резонансної частоти для заданих границь переміщень складових частин СДР досягається вибором матеріалу резонатора з більшою діелектричною проникністю та зі збільшенням відношення товщини резонатора до його радіуса.

#### ВИСНОВКИ

Система з двох паралельних нескінченних діелектричних пластин з повітряним проміжком між ними є найпростішою діелектричною резонансною структурою, яка придатна для електромеханічного

керування за допомогою електричних рушіїв: п'єзоелектричних або електрострикційних актуаторів. Розведення діелектричних пластин одна відносно одної призводить до зміни резонансної частоти структури, що може бути використано для створення електромеханічно перелаштовуваних резонансних елементів.

Методом часткових областей аналітично розв'язано електродинамічну задачу для одновимірної діелектричної неоднорідності в термінах  $LM$ - та  $LE$ -мод. Проблему зведено до задачі на власні числа та власні вектори. Власні числа визначають резонансні частоти відповідних типів коливань, а власні вектори – амплітуди компонент електромагнітного поля в часткових областях.

Показано, що для перелаштування за рахунок мікропереміщень придатні тільки  $LM$ -моди, для яких характерна наявність ненульової компоненти електричного поля нормальної до границі поділу діелектричного-повітря. Переміщення діелектричних пластин призводить до суттєвого перерозподілу електромагнітного поля  $LM$ -мод і, як результат, до зміни резонансної частоти.

Для кількісної оцінки керованості характеристик одновимірного діелектричного резонатора введено поняття його ефективної діелектричної проникності, яка визначає таку діелектричну проникність однорідної структури, за якою резонансні частоти однорідної та неоднорідної структур співпадають, а відтак зміна ефективної діелектричної проникності визначає зміну резонансної частоти. Діапазон зміни цієї величини росте зі збільшенням відносної проникності діелектрика та зі зменшенням добутку хвильового числа, що визначає розподіл електромагнітного поля у площині паралельній пластині, на товщину діелектричної пластини. Отримано залежності ефективної діелектричної проникності від електрофізичних і геометричних параметрів одновимірного діелектричного резонатора. Показано, що ефективна діелектрична проникність для  $LM$ -мод може суттєво змінюватися за рахунок мікропереміщень пластин одна відносно одної.

Власна добротність  $LM$ -мод резонатора на основі одновимірної діелектричної неоднорідності збільшується на початкових ділянках перелаштування, а потім монотонно спадає, залишаючись більшою ніж у однорідного резонатора. Тому досліджений спосіб перелаштування не вносить додаткових втрат і, щонайменше, не знижує власну добротність резонатора.

Зменшення дисипативних втрат пов'язано з тим, що наявність повітряного проміжку між діелектричними пластинами призводить до перерозподілу електромагнітного поля на користь повітряного проміжку, у якому втрати, практично, відсутні. Оскільки зростання добротності та діапазон перелаштування резонансної частоти обумовлені одними й тими самими фізичними процесами, то фактори, які покращують характеристики перелаштування, призводять також до зростання точки максимуму власної добротності.



Проведено експериментальні та теоретичні дослідження тривимірних складених діелектричних резонаторів, придатних до мікроемеханічного перелаштування. Закономірності, що встановлено для одновимірного діелектричного резонатора справедливі і для тривимірного. Конструкцію циліндричного СДР вибрано таким чином, щоб для нижчої  $TE_{01\delta}$  типу коливань електрична компонента поля була перпендикулярна границі поділу діелектрик-повітря. Діапазон та чутливість мікроемеханічного перелаштування  $TE_{01\delta}$  типу коливань СДР зростають зі збільшенням діелектричної проникності матеріалу та зі збільшенням відношення повздовжніх до поперечних розмірів резонатора. Зменшення геометричних розмірів СДР і перехід в більш височастотний діапазон зменшує величину необхідних переміщень складових частин резонатора і в сантиметровому діапазоні довжин хвиль становить десятки мікрометрів, що дозволяє застосувати електроемеханічний спосіб керування центральною частотою антени, побудованого на його основі.

#### ВНЕСОК АВТОРІВ

Волошин А. О.: аналітичне розв'язання електродинамічної задачі для одновимірної діелектричної структури, аналіз залежностей частот, добротностей та розподілу електромагнітного поля діелектричних резонаторів від геометричних та електрофізичних параметрів, експериментальні дослідження.

Чернов А. С.: розрахунок частот резонаторів тривимірним методом скінчених елементів для різних геометричних та електрофізичних параметрів.

Голубева І. П.: проведення чисельних розрахунків частот резонаторів в залежності від їх геометричних та електрофізичних параметрів.

Казміренко В. А.: верифікація методик досліджень, включаючи оцінку похибок розрахунків та експериментальних вимірювань, аналіз та візуалізація результатів досліджень.

Прокопенко Ю. В.: обґрунтування методик досліджень, постановка задач та загальне керівництво.

#### ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

- [1] М.Е. Il'chenko, V.F. Vzyatyshev, L.G. Gassanov і Ju.M. Bezborodov, *Dijelekticheskie rezonatory*. Moskva: Radio і svjaz', 1989, 328 s.
- [2] М.Е. Il'chenko і А. А. Trubin, *Jelektrodinamika dijelekticheskikh rezonatorov*. Kiev: Naukova dumka, 2004, 265 s.
- [3] D. L. Cuenca, G. Alavi and J. Hesselbarth, "On-chip mm-wave spherical dielectric resonator bandpass filter," 2017 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS), Honolulu, HI, 2017, pp. 1460-1463. DOI: [10.1109/MWSYM.2017.8058896](https://doi.org/10.1109/MWSYM.2017.8058896)
- [4] A. Kogut, R. Dolia, S. Nosatiuk and Y. Shulha, "Opportunity of solid-state oscillator stabilization by shielded dielectric resonator," 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), Kharkiv, 2016, pp. 1-4. DOI: [10.1109/MSMW.2016.7538096](https://doi.org/10.1109/MSMW.2016.7538096)

- [5] A. A. Trubin and I. V. Trubarov, "Microwave antennas using microstrip line with orthogonally placed dielectric resonator," 2014 IEEE International Black Sea Conference on Communications and Networking (BlackSeaCom), Odessa, 2014, pp. 102-106. DOI: [10.1109/BlackSeaCom.2014.6849014](https://doi.org/10.1109/BlackSeaCom.2014.6849014)
- [6] M. Belazzoug, S. Aidel, I. Messaoudene, B. Hammache, F. Chetouah and Y. B. Chaouche, "A reconfigurable cylindrical dielectric resonator antenna for WiMAX/WLAN applications," 2016 12th International Conference on Innovations in Information Technology (IIT), Al-Ain, 2016, pp. 1-4. DOI: [10.1109/INNOVATIONS.2016.7880018](https://doi.org/10.1109/INNOVATIONS.2016.7880018)
- [7] O. Y. Buslov et al., "Active integrated antenna based on planar dielectric resonator with tuning ferroelectric varactor," 2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, Honolulu, HI, 2007, pp. 1201-1204. DOI: [10.1109/MWSYM.2007.380382](https://doi.org/10.1109/MWSYM.2007.380382)
- [8] I. V. Zavislyaka, M. A. Popova, E. D. Solovyovab, et al., "Dielectric-ferrite film heterostructures for magnetic field controlled resonance microwave components", *Materials Science and Engineering*, vol. 197, pp. 36-42, July 2015. DOI: [10.1016/j.mseb.2015.03.008](https://doi.org/10.1016/j.mseb.2015.03.008)
- [9] A. Ayazi, A. Motafakker-Fard and B. Jalali, "Optically tunable silicon RF antenna," LEOS 2008 - 21st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, Acapulco, 2008, pp. 83-84. DOI: [10.1109/LEOS.2008.4688499](https://doi.org/10.1109/LEOS.2008.4688499)
- [10] Y. Poplavko, Y. Prokopenko, V. Pashkov, V. Molchanov, I. Golubeva, V. Kazmirenko, D. Shmigin, "Low loss microwave piezotunable devices," *Proc. of the 36th European Microwave Conference*, Manchester, 10-15 Sept. 2006, pp.657-660. DOI: [10.1109/EUMC.2006.281496](https://doi.org/10.1109/EUMC.2006.281496).
- [11] A. Plihon, V. Fischer, F. D. D. Santos and R. Gwoziecki, "Printed actuators made with electroactive polymers on flexible substrates," *The 9th IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems (NEMS)*, Waikiki Beach, HI, 2014, pp. 68-71. DOI: [10.1109/NEMS.2014.6908761](https://doi.org/10.1109/NEMS.2014.6908761).
- [12] F. Bedeschi et al., "Piezoelectric actuators control unit," *IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference*, Knoxville, TN, 2010, pp. 769-771. DOI: [10.1109/NSSMIC.2010.5873862](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2010.5873862)
- [13] B. Pratsiuk, D. Tkachov, Y. Prokopenko and Y. Poplavko, "Tunable dielectric resonator: design and parameters", in *Proc. of 20rd Int. Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2010)*, Sevastopol, 2010, pp. 655-656. DOI: [10.1109/CRMICO.2010.5632671](https://doi.org/10.1109/CRMICO.2010.5632671)
- [14] A.D. Grigor'ev, *Elektrodinamika I tehnika SVCh*, Vysshaya shkola, 1990.
- [15] B. Pratsiuk, Y. Prokopenko and Y. Poplavko, "Tunable Sphere and cubic dielectric resonator", in *Proc. of Microwave & Radar Week in Poland (MIKON)*, Wroclaw, 2008, vol. 2, p. 549-552. DOI: [10.1109/CRMICO.2010.5632671](https://doi.org/10.1109/CRMICO.2010.5632671)
- [16] Yu. V. Prokopenko, Yu. M. Poplavko and V. I. Molchanov, "Electromechanically tunable dielectric microwave devices," *Information and Telecommunication Science*, vol. 1, no. 1, pp. 57-64, 2010. URL: [http://telesc.kpi.ua/sites/default/files/document/TS\\_1\\_2010\\_8.pdf](http://telesc.kpi.ua/sites/default/files/document/TS_1_2010_8.pdf)
- [17] V. A. Kargin, *Entsiklopedia polimerov*. Moskva: Sovetskaya Entsiklopedia, 1974.
- [18] Y. M. Poplavko, V. I. Molchanov, V. M. Pashkov, Y. V. Prokopenko, V. A. Kazmirenko, I. P. Golubeva, B. B. Pratsiuk, "Perestraivayemie SVCh-ustroystva s elektromehaničeskim upravleniem.", *Tehnika I pribory SVCh*, №1, c. 49-59, 2009.
- [19] Y. Prokopenko, Y. Poplavko, V. Kazmirenko and I. Golubeva, "Electromechanical control over effective permittivity used for microwave devices," *Dielectric Material, In-Tech.*, pp. 281-302, 2012. DOI: [10.5772/2781](https://doi.org/10.5772/2781)

Надійшла до редакції 30 серпня 2019 р.



# Одномерная неоднородная диэлектрическая структура, как перестраиваемый резонатор

Волошин<sup>f</sup> А. А., ORCID [0000-0001-9443-7331](https://orcid.org/0000-0001-9443-7331)

Чернов<sup>f</sup> А. С., ORCID [0000-0002-5669-9223](https://orcid.org/0000-0002-5669-9223)

Голубева И. П., к.т.н., ORCID [0000-0002-4801-006X](https://orcid.org/0000-0002-4801-006X)

Казмиренко В. А., к.т.н., доц., ORCID [0000-0002-0494-5365](https://orcid.org/0000-0002-0494-5365)

Прокопенко<sup>s</sup> Ю. В., д.т.н., доц., ORCID: [0000-0001-6366-9279](https://orcid.org/0000-0001-6366-9279)

Кафедра электронной инженерии [ee.kpi.ua](http://ee.kpi.ua)

Национальный технический университет Украины

«Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского» [kpi.ua](http://kpi.ua)

Киев, Украина

**Аннотация**—Строго решена электродинамическая задача для неоднородной диэлектрической структуры, которая состоит из двух бесконечных пластин, разделенных диэлектрической прослойкой с иной диэлектрической проницаемостью. Задача сведена к нелинейной задаче на собственные числа и векторы. Собственные числа определяют резонансные частоты, а векторы - собственное электромагнитное поле резонансной структуры. Показано, что резонансная частота низшего типа колебаний имеет высокую чувствительность к изменению воздушной прослойки между диэлектрическими пластинами. Установлена связь характеристик перестройки с геометрическими и электрофизическими параметрами пластин. Показано, что перестройка резонансной частоты происходит без ухудшения собственной добротности резонатора. Продемонстрировано, что установленные закономерности для одномерной неоднородной структуры справедливы для неоднородных диэлектрических резонаторов цилиндрической формы.

**Ключевые слова** — диэлектрический резонатор; эффективная диэлектрическая проницаемость; микромеханическая перестройка; электромагнитное поле; добротность.



UDC 621.372.413

# One-Dimensional Non-Uniform Dielectric Structure as Tunable Resonator

A. A. Voloshyn<sup>f</sup>, ORCID [0000-0001-9443-7331](https://orcid.org/0000-0001-9443-7331)A. S. Chernov<sup>f</sup>, ORCID [0000-0002-5669-9223](https://orcid.org/0000-0002-5669-9223)I. P. Golubeva, PhD, ORCID [0000-0002-4801-006X](https://orcid.org/0000-0002-4801-006X)V. A. Kazmirenko, PhD Assos.Prof., ORCID [0000-0002-0494-5365](https://orcid.org/0000-0002-0494-5365)Yu. V. Prokopenko<sup>s</sup>, Dr.Sc.(Eng.) Prof., ORCID [0000-0001-6366-9279](https://orcid.org/0000-0001-6366-9279)Electronic Engineering Department [ce.kpi.ua](http://ce.kpi.ua)National technical university of Ukraine «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute» [kpi.ua](http://kpi.ua)

Kyiv, Ukraine

DOI: [10.20535/2523-4447.2019.4.5.192449](https://doi.org/10.20535/2523-4447.2019.4.5.192449)

**Abstract**—The paper presents research on the composite dielectric resonators. This type of resonator consists of dielectric parts, which can move with respect to each other using an external actuator. The air discontinuity between dielectric parts perturbs the electromagnetic field of the resonator and as a result, shifts resonance frequency. As an analytical solution for this kind of structure does not exist, most practical techniques resort to approximate numerical solutions. The electromagnetic field problem for an inhomogeneous dielectric structure consisting of two infinite plates separated by a dielectric layer with a different dielectric constant is solved rigorously. The problem is reduced to a nonlinear eigenvalues and vectors problem. The eigenvalues determine the resonant frequencies, and the vectors represent the electromagnetic field of the resonance structure. It is shown, that the resonant frequency of the basic *LM*-mode has a high sensitivity to the change of the air layer between dielectric plates. Displacement of the plates in a few percent of its thickness leads to a change in the resonant frequency by tens of percent, depending on the dielectric constant of the plate. The sensitivity of the resonant frequency shift and the tuning range increases as the dielectric constant grows up and the plate thickness decreases. Another factor affected on resonant frequency tuning sensitivity and range is the distribution of the electromagnetic field along the dielectric plate plane. The increase of the electromagnetic field variation in such directions leads to growing sensitivity but reducing the tuning range. Resonant frequencies of *LE*-mode are less sensitive to a displacement of resonator's parts. The main reason for such a difference is the direction of *E*-field in inhomogeneity regions. *E*-field of *LM*-modes is directed normally to the border between the dielectric plate and air, but the *E*-field of *LE*-modes is located parallel to the border. The correlation characteristics of the tuning with the geometric and electrophysical parameters of the plates were established. It has been shown, that resonance frequency tuning occurs without degradation of the resonator's unloaded *Q*-factor. Moreover, the *Q*-factor increases due to the redistribution of electromagnetic field energy into the air region where the loss is almost absent. It has been demonstrated, that the regularities for a one-dimensional inhomogeneous structure are valid for inhomogeneous cylindrical dielectric resonators.

**Keywords** — dielectric resonator; effective dielectric constant; micromechanical tuning; electromagnetic field; *Q*-factor.

