

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ РАДІОЕЛЕКТРОНІКИ**

**САМОЙЛИК Сергій Сергійович**



УДК 621.372.8

**РОЗВИТОК МЕТОДІВ ТА МОДЕЛЕЙ АНАЛІЗУ  
ХВИЛЕВОДНО-РЕЗОНАТОРНИХ СИСТЕМ З ЧАСТКОВИМ  
БАГАТОШАРОВИМ ЗАПОВНЕННЯМ**

01.04.03 – радіофізика

**АВТОРЕФЕРАТ**  
дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

**Харків - 2019**

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Національному університеті «Запорізька політехніка»  
Міністерства освіти і науки України.

**Науковий керівник:**

доктор технічних наук, професор  
**Піза Дмитро Макарович,**  
Національний університет «Запорізька політехніка»,  
директор інституту інформатики та радіоелектроніки

**Офіційні опоненти:**

доктор фізико-математичних наук, с.н.с.  
**Прокопенко Юрій Володимирович,**  
Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова  
НАН України,  
провідний науковий співробітник відділу радіофізики  
твердого тіла

кандидат фізико-математичних наук  
**Салтиков Дмитро Юрійович,**  
Дніпровський національний університет  
імені Олеся Гончара МОН України,  
доцент кафедри прикладної і комп'ютерної радіофізики

Захист відбудеться «24» жовтня 2019 року о 11-00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.052.03 у Харківському національному університеті радіоелектроніки за адресою: 61166, м. Харків, пр. Науки, 14.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Харківського національного університету радіоелектроніки за адресою: 61166, м. Харків, пр. Науки, 14.

Автореферат розісланий «23» вересня 2019 р.

Вчений секретар  
спеціалізованої вченої ради



В.М. Безрук

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

**Актуальність теми.** Інтенсивний розвиток техніки НВЧ призвів до значного розширення області застосування хвилеводно-резонаторних структур як складових елементів різних радіотехнічних пристроїв. На практиці широко використовуються пристрої з діелектричними, феритовими і напівпровідниковими заповненнями. Залежність параметрів цих середовищ від напруженості магнітного або електричного полів дозволяє створювати системи, властивості яких можна змінювати.

Дослідження фізичних процесів, що мають місце в таких хвилеводно-резонаторних системах, виявляється настільки складним, що не є можливим отримати прості аналітичні вирази. Тому їх розрахунки проводяться або методами теорії ланцюгів, з використанням моделі з зосередженими параметрами без урахування геометрії структури, або з застосуванням сучасних систем автоматизованого проектування НВЧ-пристроїв, таких як AWR Microwave Office, CST Microwave Studio, AnSoft High Frequency System Simulator, Sonnet Suites та  $\mu$ Wave Wizard. У першому випадку результати дають лише якісний опис фізичних процесів, що в багатьох випадках виявляється недостатнім, у другому універсальні програмні комплекси, не враховують специфіку проєктованих пристроїв, що в свою чергу призводить до таких наслідків, як різке зростання «процесорного часу» і неможливість отримання оптимального рішення в прийнятному часовому інтервалі окрім того ліцензія на використання таких програмних комплексів вимагає значних капіталовкладень. Тому актуальною стає розробка і застосування математичних моделей, які створені для певного класу задач, а саме для дослідження взаємодії і поширення хвиль в хвилеводно-резонаторних системах з частковим багат шаровим заповненням.

Актуальність завдання на розробку і застосування математичних моделей, які адекватні реальним фізичним, підтверджуються відсутністю задовільної загальної теорії щодо взаємодії і поширення хвиль в хвилеводно-резонаторних системах з частковим багат шаровим заповненням й свідчить про необхідність розвитку методу інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки та методу областей, що частково перетинаються для їх дослідження.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, темами, планами.** Дисертаційна робота виконана в рамках науково-дослідної роботи державний реєстраційний номер №0118U100047 «Дослідження радіотехнічних, біотехнічних і телекомунікаційних пристроїв та систем моделювання обробки сигналів в них» кафедри радіотехніки та телекомунікацій Національного університету «Запорізька політехніка». Здобувач Самойлик С.С. є учасником цієї держбюджетної роботи.

**Мета та задачі дослідження.** *Метою дисертаційної роботи є розвиток методу інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки та методу областей, що частково перетинаються для розв'язання задач із знаходження електромагнітного поля в хвилеводно-резонаторних системах з частковим*

багатошаровим заповненням.

Відповідно до поставленої мети дисертаційної роботи необхідно розв'язати наступні задачі:

– провести аналіз структурних особливостей хвилеводно-діелектричних резонаторів, визначити основні переваги та недоліки хвилеводно-діелектричних структур;

– провести аналіз існуючих методів розрахунку хвилеводно-резонаторних систем;

– розробити загальний підхід до розрахунку характеристик прямокутного резонатора для конструкцій з заповненням у вигляді діелектричних пластин, багатошарових циліндричних неоднорідностей;

– розвинути метод інтегральних рівнянь для отримання аналітичних виразів, що дозволяють визначити енергетичні параметри закритого прямокутного резонатора з частковим багатошаровим заповненням;

– вирішити задачу по знаходженню резонансних частот прохідного резонатора з неоднорідностями при сильному та слабкому зв'язку.

*Об'єкт дослідження* – процес визначення електромагнітного поля в хвилеводно-резонаторних системах.

*Предмет дослідження* – методи та моделі аналізу хвилеводно-резонаторних систем з частковим багатошаровим заповненням.

**Методи дослідження.** При вирішенні поставлених задач було використано метод інтегрального рівняння, метод областей, що частково перетинаються, математичний апарат електродинаміки НВЧ, апарат функцій Гріна, а також методи чисельного аналізу.

**Наукова новизна одержаних результатів.** Встановлені в дисертації наукові положення є суттєвим доповненням знань, необхідних для розвитку високоякісної елементної бази пристроїв НВЧ України та світу, а саме запропоновано математичні моделі хвилеводно-резонаторних структур з частковим багатошаровим заповненням та методи їх розрахунку. У дисертаційній роботі отримані наступні результати, які характеризуються науковою новизною:

1. Набув подальшого розвитку метод інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки, що дозволив отримати математичну модель закритого резонатора з багатошаровим заповненням.

2. Вперше запропоновано математичну модель закритого прямокутного резонатора з багатошаровим заповненням, що дозволило отримати аналітичні вирази для визначення повної енергії, енергії, яка накопичена резонатором, потужності втрат в металевих стінках резонатора і діелектричних пластинах всередині закритого прямокутного резонатора.

3. Набув подальшого розвитку метод областей, що частково перетинаються, який дозволив отримати математичну модель прохідного резонатора з багатошаровим заповненням при сильному та слабкому зв'язку резонатора з хвилеводом.

4. Проведено чисельний аналіз на базі створеної математичної моделі, який дозволив обчислити потужності, що поглинаються багатопаровими неоднорідностями для прохідного резонатора з сильним та слабким зв'язком. Визначено коефіцієнти проходження та відбиття для кожної структури.

**Достовірність результатів** забезпечується коректністю математичної і фізичної постановок задач, всебічним тестуванням чисельних алгоритмів.

**Практична значущість отриманих результатів.**

1. Внаслідок розвитку методу інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки досліджено електромагнітне поля в хвилеводно-резонаторних системах з частковим багатопаровим заповненням.

2. Запропоновані в роботі моделі можуть застосовуватись для проектування, створення та виробництва нагрівальних, сушильних, плавильних пристроїв мікрохвильового типу, а також для проектування резонаторів з керованою резонансною частотою.

3. Результати дисертаційних досліджень впровадженні в КП НВК "Іскра", в Національному університеті «Запорізька політехніка» при виконанні держбюджетної НДР, а також в навчальному процесі на кафедрі радіотехніки та телекомунікацій Національного університету «Запорізька політехніка».

Практична значимість результатів роботи підтверджена актами впровадження.

**Особистий внесок здобувача.** Нові наукові результати дисертаційної роботи отримані здобувачем самостійно. Автор самостійно виконав літературний пошук, визначив мету та задачі дослідження В роботах, опублікованих у співавторстві, особистий внесок автора наступний: розробка методики [1,15], розробка математичної моделі, створення алгоритму розв'язку та обговорення результатів [2 - 3], постановка задачі, розробка методики розв'язання та створення алгоритму, розробка математичної моделі, аналіз отриманих результатів [4-7], постановка та чисельне вирішення задачі, створення алгоритму та машинне моделювання, аналіз отриманих результатів [8-13].

**Апробація результатів дисертації.** Результати роботи доповідалися та обговорювалися на наступних конференціях: 16-а Міжнародна Кримська конференція «НВЧ-техніка та телекомунікаційні технології» CrMiCo (Севастополь, 11-15 вересня 2006 р.), 3-я Міжнародна молодіжна науково-технічна конференція «Сучасні проблеми радіотехніки та телекомунікацій» RT-2007 (Севастополь, 16-21 квітня 2007 р.), 6<sup>th</sup> International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves MSMW'07 (Харків, 25-30 червня 2007 р.), ), 6<sup>th</sup> International Conference on Antenna Theory and Techniques ICATT'07 (Севастополь, 17-21 вересня 2007 р.), 8-а Конференція молодих науковців «Радіофізика та електроніка, біофізика» (Харків, 25-27 листопада 2008 р.), 6-9 Міжнародні науково-практичні конференції «Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій» (Запоріжжя, 2012, 2014, 2016, 2018 рр.), Науково-практична конференція «Тиждень науки» (Запоріжжя, 16–20

квітня 2018 р.)

**Публікації.** За результатами наукових дисертаційних досліджень автор опублікував 15 наукових праць, 3 з яких увійшли до міжнародної наукометричної бази Scopus, 5 статей надруковано у спеціалізованих фахових виданнях, 10 публікацій – у збірниках наукових праць конференцій.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація являє собою рукопис і складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить – 146 сторінок. Дисертація містить 18 рисунків. Список використаних джерел налічує 105 найменувань робіт вітчизняних та закордонних авторів.

## ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** до дисертаційної роботи обґрунтовано актуальність теми дисертації, сформульовано її мету і задачі, визначено об'єкт, предмет і методи, визначено зв'язок дисертаційної роботи з науковими програмами, планами, темами, сформульовано мету і основні завдання досліджень, визначено наукову новизну і практичне значення отриманих результатів, особистий внесок здобувача, надано відомості про публікації у фахових виданнях, наукових журналах, збірниках праць конференцій, окреслено структуру та обсяг дисертації.

У **першому розділі** виконано аналіз структурних особливостей хвилеводно-діелектричних резонаторів, визначено основні переваги хвилеводно-діелектричних структур та їх недоліки. Виділено три основні напрямки для їх усунення, такі, як застосування в якості резонаторів структури типу "А-сендвіч" з чверть хвильовими зв'язками; збільшення відносної діелектричної проникності діелектричних елементів; одночасне зменшення поперечних розмірів лінії передачі і збільшення проникності діелектричного елемента, коли робочі частоти виявляються нижче критичної частоти основної хвилі регулярної лінії передачі (поза межний режим).

Наведено деякі можливі реалізації хвилеводно-діелектричних структур, що застосовуються на практиці в якості резонансних елементів, що збуджуються полями хвиль, які поширюються.

Запропоновано класифікацію методів вирішення внутрішньої крайової задачі електродинаміки. Перш за все виділено групи методів, що дозволяють знаходити розв'язання рівнянь Максвелла в часовій ( $t$ ) і частотній ( $\omega$ ) областях. Перша група призначена для аналізу нестационарних процесів і зводиться до розв'язання крайової задачі гіперболічного типу. Методи розв'язання рівнянь Максвелла в частотній області розроблені значно краще. Їх можна розбити на дві великі групи. Перша група методів, яку умовно можна назвати глобальними, передбачає визначення поля системи одночасно у всій області резонатора. Друга група використовує розбиття електродинамічної системи на часткові області простої геометричної форми, незалежне знаходження

розв'язань в кожній з цих областей з наступним «зшиванням» полів на межах розділу.

При розрахунку хвильоводно-резонаторних структур з частково однорідним середовищем крайова задача може бути ефективно розв'язана при використанні прямих проекційних методів, що призводять до систем інтегральних рівнянь для виділених частково дотичних областей. Однак, для розрахунку хвильоводно-резонаторних систем з частковим багат шаровим діелектричним заповненням, більш раціональним є використання методу областей, що частково перетинаються. На підставі аналізу можливостей чисельних методів розрахунку електромагнітних полів в хвильоводно-резонаторних системах з частковим багат шаровим заповненням, обрано метод областей, що частково перетинаються, в поєднанні з методом інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки для вирішення внутрішньої крайової задачі.

У другому розділі виконано теоретичне дослідження закритого резонатора з діелектричними неоднорідностями (рис. 1). У відсутності збудження в резонаторі існували вільні гармонічні коливання типу  $H_{m0n}$  з частотою  $\omega_{m0n_0}$ . В момент часу  $t=0$  в резонаторі розміщують  $N$  пластин з діелектричними проникностями  $\varepsilon_k$  та питомими провідностями  $\sigma_k$ , де  $k$  – порядковий номер пластини  $k=1,2,3\dots N$ .

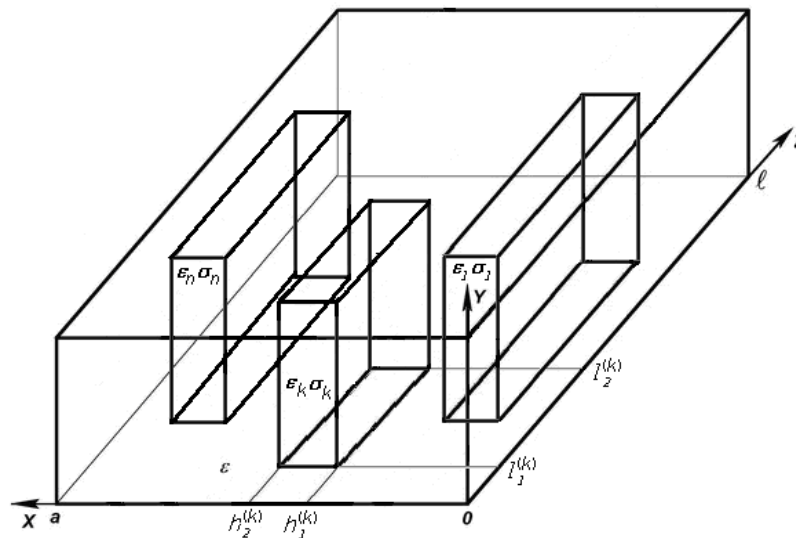


Рис. 1. Резонатор з частковим діелектричним заповненням

За умови, що  $t > 0$ , електромагнітне поле в резонаторі для  $k$ -ої неоднорідності задовольняє інтегральному рівнянню :

$$\vec{E}^{(k)}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) - \sum_{k=1}^N \left[ \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_k} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') [\varepsilon_k - \varepsilon] \vec{E}^{(k)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' + \right.$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \int_0^t dt' \int_{V_k} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \sigma_k \vec{E}^{(k)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' \Big], \quad (1)$$

де  $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$  – початкове поле в резонаторі,

$G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$  – скалярна функція Гріна прямокутного резонатора,

$N$  – кількість неоднорідностей в резонаторі,

$\varepsilon$  – діелектрична проникність вільного середовища,

$\varepsilon_k$  – діелектрична проникність  $k$ -тої неоднорідності,

$\sigma_k$  – питома провідність  $k$ -тої неоднорідності.

Якщо припустити, що діелектричні пластини однорідні вздовж вісі  $y$  та їхня висота співпадає з висотою вузької стінки хвилеводу, то поле, що збуджується в резонаторі можна виразити через  $y$  складові напруженості електричного поля  $E_y = E$  і представити у вигляді:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E_{\alpha\beta}(t) \cdot \Phi_{\alpha\beta}(x, z), \quad (2)$$

де  $\Phi_{\alpha\beta}(x, z)$  – власні функції пустого резонатора.

Діагональні компоненти тензорної функції Гріна мусять задовольняти граничним умовам на стінках резонатора, що накладаються на відповідну компоненту поля. Тому функція Гріна  $G(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$  за умови ортонормування запишеться:

$$G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = \frac{4}{a \cdot l \cdot \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon} \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\omega_{mn}} \sin\left(\frac{\omega_{mn}}{\sqrt{\varepsilon}}(t-t')\right) \cdot \Phi_{mn}(x', z') \cdot \Phi_{mn}(x, z), \quad (3)$$

де  $a$  – ширина вузької стінки резонатора, вздовж осі  $x$ ,

$l$  – довжина резонатора, вздовж осі  $z$ ,

$\omega_{mn} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2}$  – власна частота незаповненого резонатора,

$\Phi_{mn} = \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right)$  – власні функції області  $0 \leq x \leq a$ ,  $0 \leq z \leq l$ ,

$m, n = 1, 2, \dots$

З урахуванням ортогональності власних функцій резонатора та при підстановці наведених виразів в (1), отримали систему інтегральних рівнянь. Лінійно-незалежні розв'язання системи при гармонічній залежності поля від часу представлені у вигляді



$$E_p(t) = \sum_{r=1}^{\infty} \left( U_{rp}^+ \cdot e^{i\omega_r t} + U_{rp}^- \cdot e^{-i\omega_r t} \right), \quad (4)$$

де  $U_{rp}^{\pm}$  – амплітуди відповідних гармонік  $r$ -х типів коливань,

$\omega_r$  – власна частота  $r$ -го типу коливань.

Після підстановки та перетворень отримали систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \sum_{r=1}^{\infty} \left( U_{r,p}^{+(k)} \cdot e^{i\omega_r t} + U_{r,p}^{-(k)} \cdot e^{-i\omega_r t} \right) &= E_{p_0}(t) \cdot \delta_{pp_0} e^{i\omega_{p_0} t} - \\ &- \frac{1}{2\varepsilon\tilde{\omega}_p} \sum_{k=1}^N \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} A_{pq}^{(k)} \left\{ U_{r,q}^{+(k)} \left( \frac{2\tilde{\omega}_p \omega_r^2 (\varepsilon_k - \varepsilon) e^{i\omega_r t}}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} - \frac{\tilde{\omega}_p^2 \cdot (\varepsilon_k - \varepsilon) e^{i\tilde{\omega}_p t}}{(\omega_r - \tilde{\omega}_p)} + \frac{\tilde{\omega}_p^2 (\varepsilon_k - \varepsilon) e^{-i\tilde{\omega}_p t}}{(\omega_r + \tilde{\omega}_p)} \right) + \right. \\ &+ U_{r,q}^{-(k)} \left( \frac{2\tilde{\omega}_p \omega_r^2 (\varepsilon_k - \varepsilon) \cdot e^{-i\omega_r t}}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} + \frac{\tilde{\omega}_p^2 (\varepsilon_k - \varepsilon) \cdot e^{i\tilde{\omega}_p t}}{\omega_r + \tilde{\omega}_p} - \frac{\tilde{\omega}_p^2 (\varepsilon_k - \varepsilon) \cdot e^{-i\tilde{\omega}_p t}}{\omega_r - \tilde{\omega}_p} \right) \left. \right\} - \\ &- \frac{1}{i2\varepsilon_0 \varepsilon \tilde{\omega}_p} \sum_{k=1}^N \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{r=1}^{\infty} \left\{ U_{r,q}^{+(k)} \left( \frac{2\sigma_k \tilde{\omega}_p \omega_r e^{i\omega_r t}}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} - \frac{\sigma_k \tilde{\omega}_p e^{i\tilde{\omega}_p t}}{\omega_r - \tilde{\omega}_p} - \frac{\sigma_k \tilde{\omega}_p e^{-i\tilde{\omega}_p t}}{\omega_r + \tilde{\omega}_p} \right) + \right. \\ &+ U_{r,q}^{-(k)} \left( \frac{-2\sigma_k \tilde{\omega}_p \omega_r e^{-i\omega_r t}}{\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2} + \frac{\sigma_k \tilde{\omega}_p e^{i\tilde{\omega}_p t}}{\omega_r + \tilde{\omega}_p} + \frac{\sigma_k \tilde{\omega}_p e^{-i\tilde{\omega}_p t}}{\omega_r - \tilde{\omega}_p} \right) \left. \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

де  $k=1,2,\dots,N$ .

В систему входять складові з різною залежністю від часу. Прирівнюючи складові, що пропорційні  $e^{\pm i\omega_r t}$ , отримали систему лінійних однорідних алгебраїчних рівнянь відносно невідомих амплітуд поля  $U_{r,q}^{\pm(k)}$ . Розв'язання задачі на власні значення дозволило визначити спектр і відповідні співвідношення амплітуд коливань, що збуджуються. Також отримали вирази, що пов'язують амплітуду поля в незбудженому резонаторі з амплітудами гармонік у збудженому.

Отримали аналітичні вирази, що описують накопичену повну енергію резонатора, потужність втрат в стінках резонатора, потужність втрат в діелектричних неоднорідностях, що дозволило знайти повну (навантажену) добротність резонатора з діелектричними неоднорідностями. Через те, що розміри діелектричних пластин можна порівняти з розмірами резонатора і резонансною довжиною хвилі, розв'язання інтегрального рівняння проводилося чисельно. Порядок алгебраїчних систем залежить від кількості врахованих власних функцій. При розв'язанні задачі кількість власних функцій могла варіюватися в залежності від параметрів діелектриків і їх геометричних розмірів.

Проведено чисельний аналіз, який дозволив визначити добротності резонатора на різних  $H_{m0n}$  типах коливань в залежності від розташування діелектричних пластин в резонаторі і їх діелектричної проникності.

На рис.2 показана залежність добротності від місцезнаходження пластин. При цьому обидві пластини з ідентичними параметрами ( $\varepsilon = 4, tg\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ ) і товщиною  $0.1 \cdot a$  симетрично пересувалися вздовж широкої стінки хвилеводу з крайнього положення біля стінки хвилеводу до центра резонатора. При цьому діелектричні пластини займали 0,8 довжини резонатора, геометричні розміри якого були  $23 \times 10 \times 25$  мм.

Добротність, яка обумовлена діелектричними неоднорідностями біля стінок резонатора, приймає найбільше значення і різко зменшується при переміщенні пластин до центру резонатора, де напруженість  $H_{101}$  типу коливань максимальна і, отже, максимальні діелектричні втрати. Таким же чином поводить ся і загальна добротність. Добротність, яка обумовлена втратами в стінках резонатора ( $Q_m$ ), спадає на відрізьку  $0 \dots 0,1$ , після чого починає зростати завдяки тому, що діелектрична неоднорідність відтягує на себе поле від стінок резонатора, що, відповідно, призводить до зростання добротності резонатора.

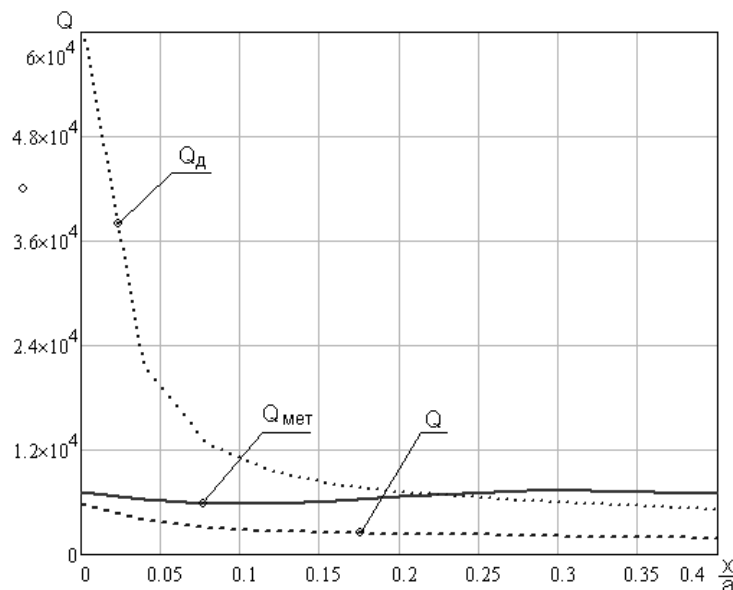


Рис. 2. Залежність добротності від величини переміщення неоднорідностей уздовж широкої стінки резонатора

На рис. 3, 4 приведені залежності добротностей від величини діелектричної проникності пластин, при цьому положення пластин в резонаторі було зафіксовано на відстані  $0,1 \cdot a$  від бокових стінок резонатора та  $0,1 \cdot l$  від повздовжніх. Тангенс кутів діелектричних втрат пластин були обрані  $tg\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ . На рис. 3,4 представлені результати розрахунків добротності для першого та другого типів коливань, відповідно. Залежності добротностей мають якісно однаковий вигляд, але кількісно відрізняються (для першого типу коливань добротність вище майже в 2 рази).

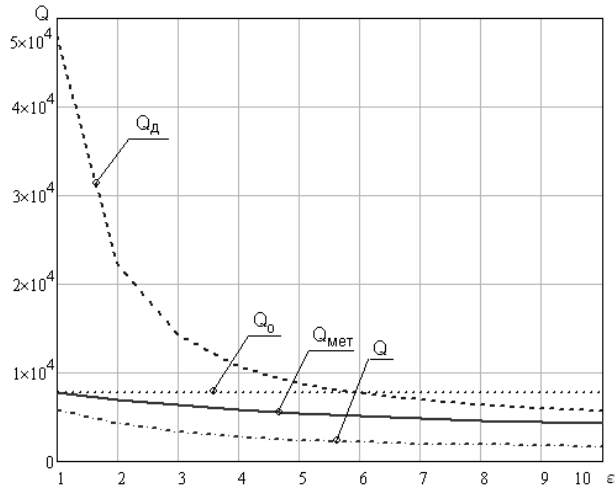


Рис. 3. Залежність добротності від діелектричної проникливості пластин для першого типу коливань

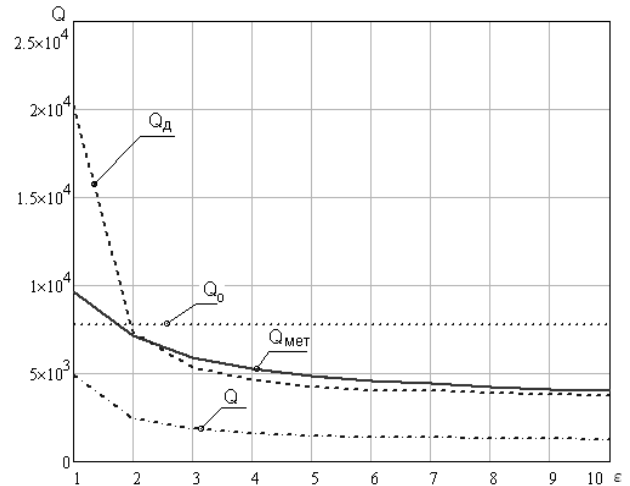


Рис. 4. Залежність добротності від діелектричної проникливості пластин для другого типу коливань

В третьому розділі розглянуто прямокутний резонатор (рис. 5), за умови, що у відсутності збудження в резонаторі існували вільні гармонічні коливання типу  $H_{m0n}$  з частотою  $\omega_{m_0 n_0}$ . В момент часу  $t=0$  в резонаторі розмістили два циліндри з діелектричною проникністю  $\varepsilon_1$  та  $\varepsilon_2$  і питомою провідністю  $\sigma_1$  і  $\sigma_2$ . Центральні вісі циліндрів співпадали, тобто всередині другого циліндра була порожнина, що дорівнювала об'єму першого циліндра, в котрій він і знаходився.

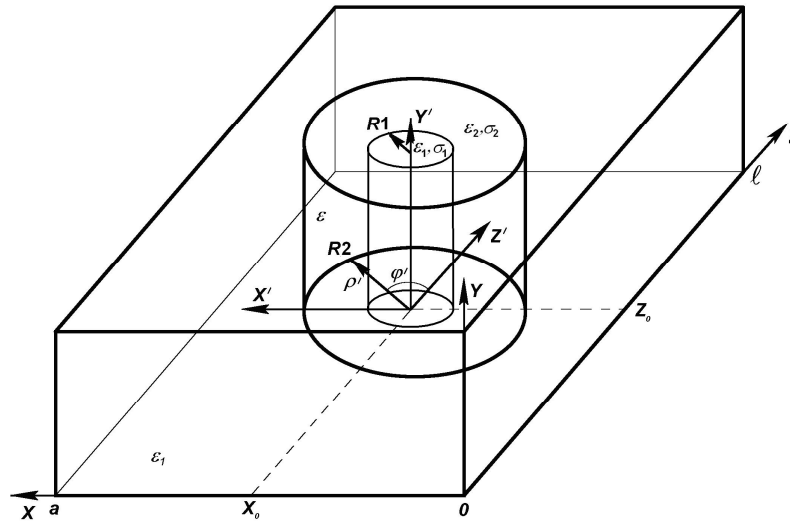


Рис. 5. Прямокутний резонатор з багаточаровим діелектричним заповненням

За умови  $t > 0$  електромагнітне поле в резонаторі для кожного з циліндрів задовольняє інтегральним рівнянням для першої циліндричної неоднорідності:

$$\vec{E}^{(1)}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_1} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \cdot [\varepsilon_1 - \varepsilon] \cdot \vec{E}^{(1)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \int_0^t dt' \int_{V_1} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \cdot \sigma_1 \cdot \vec{E}^{(1)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_2} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \times \\
& \times [\varepsilon_2 - \varepsilon] \vec{E}^{(2)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \int_0^t dt' \int_{V_2} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \sigma_2 \vec{E}^{(2)}(\vec{r}', t') d\vec{r}', \quad (6)
\end{aligned}$$

для другої циліндричної неоднорідності:

$$\begin{aligned}
& \vec{E}^{(2)}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_1} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \cdot [\varepsilon_1 - \varepsilon] \cdot \vec{E}^{(1)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \\
& - \frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \int_0^t dt' \int_{V_1} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \cdot \sigma_1 \cdot \vec{E}^{(1)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_2} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \times \\
& \times [\varepsilon_2 - \varepsilon] \vec{E}^{(2)}(\vec{r}', t') d\vec{r}' - \frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \int_0^t dt' \int_{V_2} G(\vec{r}, t, \vec{r}', t') \sigma_2 \vec{E}^{(2)}(\vec{r}', t') d\vec{r}'. \quad (7)
\end{aligned}$$

Поле, що збуджується всередині резонатора, виразили через у складову напруженості електричного поля  $E_y = E$  і представили у вигляді (2), функцію Гріна обрали у формі (3). Після підстановки (2) та (3), з урахуванням (4), в (6) та (7), отримали систему рівнянь для першої та другої неоднорідності, відповідно:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m,n=1}^{\infty} E^{(1)}_{mn}(t) \Phi_{mn}(x, z) = E_0(t, x, z) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_1} \frac{4(\varepsilon_1 - \varepsilon)}{\varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^{(1)}_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\
& \times \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz' - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_{V_1} \frac{4\sigma_1}{\varepsilon_0 \varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^{(1)}_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\
& \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz' - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_2} \frac{4(\varepsilon_2 - \varepsilon)}{\varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^2_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\
& \times \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz' - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_{V_2} \frac{4\sigma_2}{\varepsilon_0 \varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^{(2)}_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\
& \times \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz', \quad (8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{m,n=1}^{\infty} E^{(1)}_{mn}(t) \Phi_{mn}(x, z) = E_0(t, x, z) - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_1} \frac{4(\varepsilon_1 - \varepsilon)}{\varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^{(1)}_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\
& \times \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz' - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_{V_1} \frac{4\sigma_1}{\varepsilon_0 \varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^{(1)}_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\
& \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz' - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t dt' \int_{V_2} \frac{4(\varepsilon_2 - \varepsilon)}{\varepsilon a l} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E^2_{\alpha\beta}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz' - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_{V_2} \frac{4\sigma_2}{\varepsilon_0 \varepsilon} \sum_{m,n=1}^{\infty} \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E_{\alpha\beta}^{(2)}(t') \Phi_{\alpha\beta}(x', z') \times \\ & \times \frac{\sin(\tilde{\omega}_{mn}(t-t'))}{\tilde{\omega}_{mn}} \Phi_{mn}(x', z') \Phi_{mn}(x, z) dx' dz'. \end{aligned} \quad (9)$$

Аналітично знайдено інтеграли по просторових координатах, які входять у вирази (8) та (9). Для цього було запропоновано перейти до полярної системи координат :

$$\begin{aligned} x' &= x_0 + \rho' \sin(\varphi') \\ z' &= z_0 + \rho' \cos(\varphi') \end{aligned} \quad (10)$$

та перетворити підінтегральні вирази інтегралів з використанням розкладення Якобі – Ангера. Підставивши знайдені коефіцієнти  $AR^{(1)}$ ,  $AR^{(2)}$ , що відповідають за геометрію задачі в вирази (8) та (9), а також, виконавши інтегрування за часовими координатами, отримали однорідну систему рівнянь для двошарової циліндричної структури:

$$\left\{ \begin{aligned} & \sum_{q=1}^{\infty} \left[ \left( \left( \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} - i \frac{\sigma_1 \omega_r}{\varepsilon_0 \varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} \right) AR_{pq}^{(1)} + \delta_{pq} \right) U_q^{(+1)} + \right. \\ & \left. + \left( \left( \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} - i \frac{\sigma_2 \omega_r}{\varepsilon_0 \varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} \right) AR_{pq}^{(2)} \right) U_q^{(+2)} \right] = 0 \\ & \sum_{q=1}^{\infty} \left[ \left( \left( \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} - i \frac{\sigma_1 \omega_r}{\varepsilon_0 \varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} \right) AR_{pq}^{(1)} \right) U_q^{(+1)} + \right. \\ & \left. + \left( \left( \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon) \omega_r^2}{\varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} - i \frac{\sigma_2 \omega_r}{\varepsilon_0 \varepsilon (\omega_r^2 - \tilde{\omega}_p^2)} \right) AR_{pq}^{(2)} + \delta_{pq} \right) U_q^{(+2)} \right] = 0 \end{aligned} \right. , \quad (11)$$

де  $p = 1, 2, 3, \dots$

Оскільки розміри напівпровідникового елемента порівняні з розмірами резонатора та резонансною довжиною хвилі, то розв'язання інтегрального рівняння проводилось чисельно. Порядок алгебраїчних систем залежить від кількості врахованих власних функцій. При розв'язанні задачі кількість власних функцій могла варіюватися в залежності від параметрів напівпровідника та його геометричних розмірів.

Проведений чисельний аналіз дозволив обчислити комплексні власні частоти на  $H_{m0n}$  типах коливань в залежності від розташування напівпровідникового циліндра в резонаторі, його діелектричної проникності і провідності шарів.

На рис.6 показана залежність власної частоти від розташування двошарової структури відносно широкої стінки резонатора, для різних напівпровідників з параметрами ( $R_1=0.1a$ ,  $R_2=0.15a$ ,  $\sigma_1 = 0.1 \text{ См/м}$ ,  $\sigma_2 = 0.01 \text{ См/м}$ ). Неперервна лінія відповідає GaAs ( $\varepsilon = 10.9$ ), штрих пунктирна – Si ( $\varepsilon = 11.8$ ), пунктирна – InP ( $\varepsilon = 12.1$ ).

На рис.7 показана залежність уявної частини власної частоти резонатора для напівпровідникових вставок (Si  $\varepsilon = 11.8$ ,  $\sigma_1 = 0.1 \text{ См/м}$ ) циліндричної структури в залежності від питомої провідності другого шару  $\sigma_2$ .

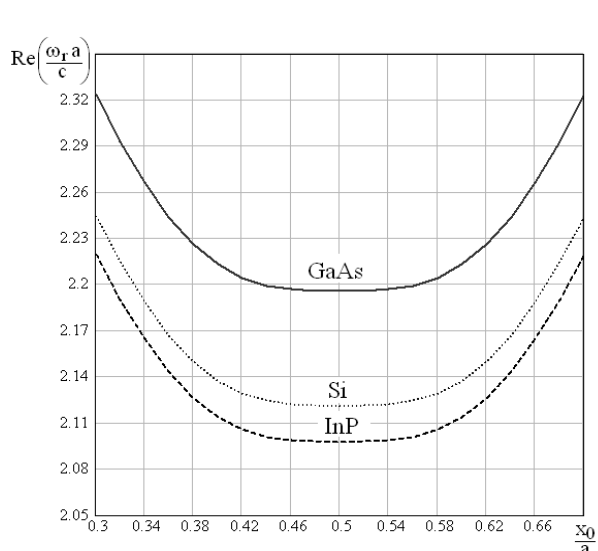


Рис. 6. Залежність власної частоти резонатора від місцезнаходження циліндра

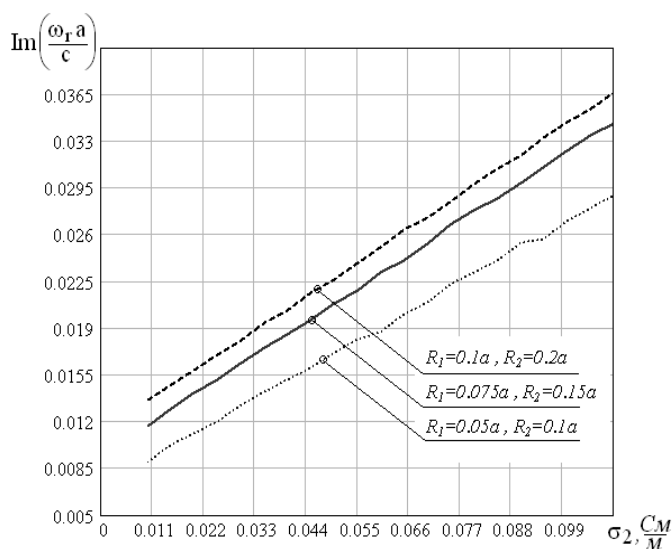


Рис.7. Залежність константи загасання від провідності другого шару

Розглянуто комбіновану структуру – діелектричний циліндр-пластина в закритому прямокутному резонаторі, (рис.8).

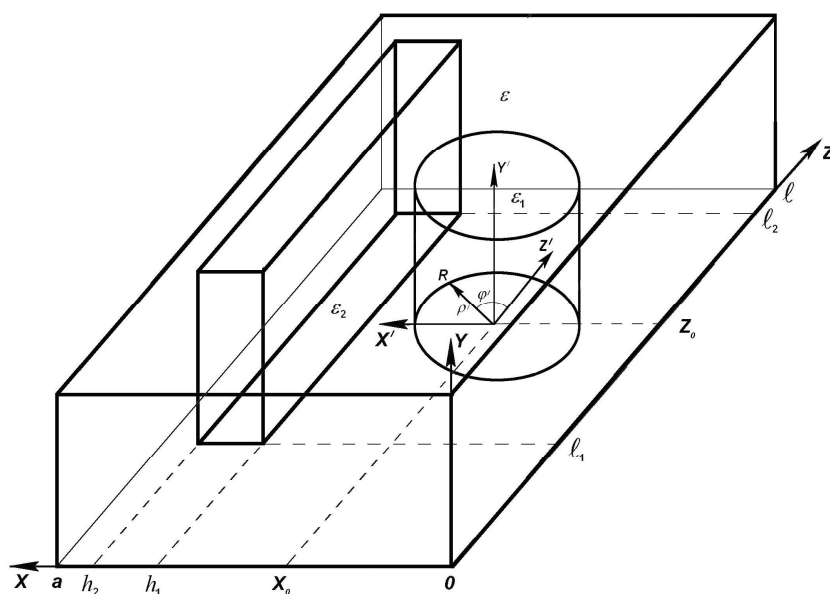


Рис. 8. Резонатор з комбінованим діелектричним заповненням

Проведено чисельний аналіз, який дозволив обчислити комплексні власні частоти на  $H_{m0n}$  типах коливань в залежності від розташування діелектричних неоднорідностей в резонаторі і їх діелектричної проникності.

На рис.9 показана залежність власної частоти від місцезнаходження циліндра відносно широкої стінки резонатора ( з параметрами вставки  $\varepsilon'=4$ ,  $\varepsilon''=0.01$ ,  $Z_0=l/2$ ), при цьому місцезнаходження і діелектрична проникливість пластини залишалися незмінними ( $\varepsilon'=3$ ,  $\varepsilon''=0.01$ ,  $h_1=0$ ,  $h_2=0.1$ ). Неперервна лінія відповідає радіусу циліндра  $R = 0.1$ , штрихпунктирна –  $R = 0.075$ , пунктирна –  $R = 0.05$ .

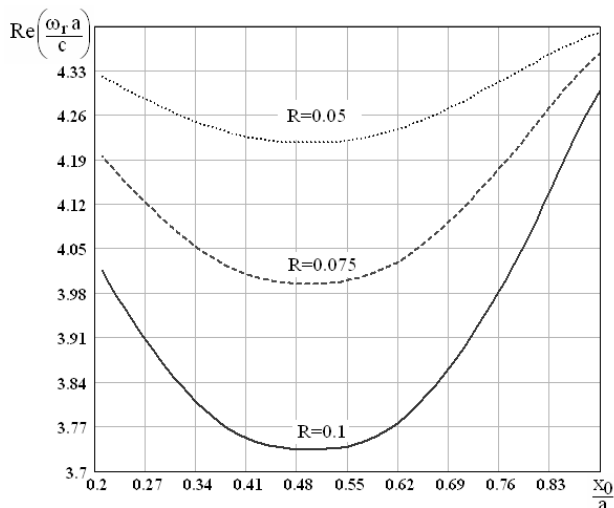


Рис. 9. Залежність власної частоти від місцезнаходження циліндра

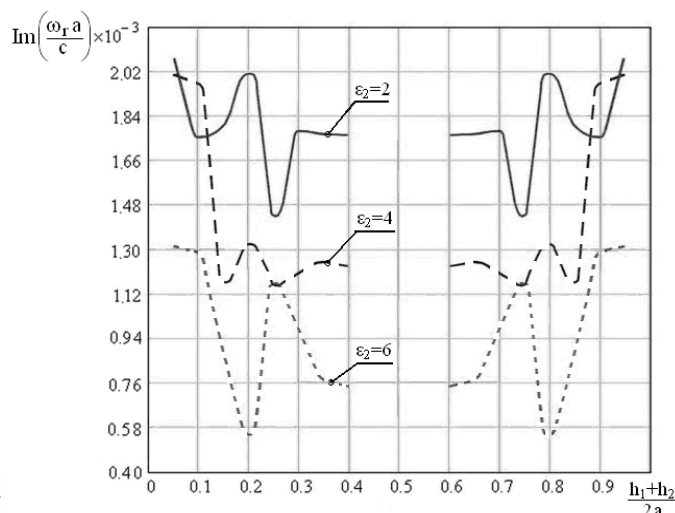


Рис. 10. Залежність константи загасання від місцезнаходження пластини

На рис.10 показана залежність уявної частини резонансної частоти від положення пластини без втрат, при цьому місцезнаходження та діелектрична проникність циліндра залишалися незмінними ( $\varepsilon'=4$ ,  $\varepsilon''=0.01$ ,  $X_0=a/2$ ,  $Z_0=l/2$ ,  $h_2=0.1$ ). Неперервна лінія відповідає діелектричній проникності пластини  $\varepsilon'=2$ , штрих лінія  $\varepsilon'=4$ , пунктирна  $\varepsilon'=6$ .

**В четвертому розділі** досліджено математичну модель прохідного резонатора з сильним зв'язком, що містить діелектричне заповнення з заданими комплексними діелектричними проникностями, (рис. 11).

Всю область існування електромагнітного поля було розбито на дві області, що частково перетинаються (область, що перетинається позначена пунктирною лінією):

$$\begin{array}{l}
 1 \text{ область } ABCD \\
 2 \text{ область } EFGH \text{ (резонаторна область)}
 \end{array}
 \left\{ \begin{array}{l}
 -\infty < z < +\infty \\
 0 \leq x \leq a \\
 0 \leq z \leq l \\
 0 \leq x \leq a + d
 \end{array} \right.$$

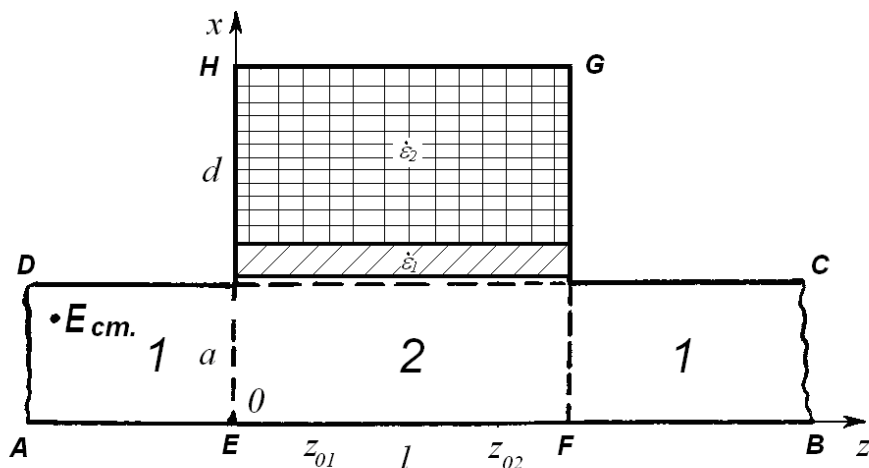


Рис.11. Резонатор з діелектричним заповненням з втратами

Було прийнято, що на вході даної конструкції вздовж додатного напрямку вісі  $z$  розповсюджується хвиля  $TE_{10}$ . Область резонатора (друга область) заповнена середовищем з комплексною діелектричною проникністю  $\hat{\epsilon}_2$  та відділена від основного хвилеводу діелектричною пластинкою з діелектричною проникністю  $\hat{\epsilon}_1$ , а основний хвилевід заповнений середовищем зі скалярними проникностями  $\epsilon_0$  та  $\mu_0$  і має ідеально провідну поверхню.

Через те, що розміри структури вздовж вісі  $OY$  не змінюються, варіації полів у всіх областях, що розглядаються по цій вісі, відсутні. Електричне поле в цьому випадку має лише одну складову напруженості  $E_y$ .

Використавши другу теорему Гріна та враховуючи вторинні хвилі, які перевипромінюються пластинами, а також граничні умови Діріхле, для першої та другої областей, складено систему інтегральних рівнянь:

$$E^I(x, y) = E_{cm.}(x, z) - \int_0^l E^{II}(x', z') \frac{\partial G^I(x, z; x', z')}{\partial x'} dz' \Big|_{x'=a}, \quad (12)$$

$$E^{II}(x, y) = \int_0^a E^I(x', z') \frac{\partial G^{II}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=0} - \int_0^a E^I(x', z') \frac{\partial G^{II}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=l} + (k^2 + \text{graddiv}) \int_V \vec{G}_e(x, z; x', z') (\hat{\epsilon} - 1) E^{II}(x', z') dV'. \quad (13)$$

Електромагнітне поле в резонансній області визначається з інтегрального рівняння для  $E^{II}(x, y)$ , котре отримано при підстановці (12) в (13):

$$E^{II}(x, y) = \int_0^a \left( E_{cm.}(x', z') - \int_0^l E^{II}(x'', z'') \frac{\partial G^I(x', z'; x'', z'')}{\partial x''} dz'' \Big|_{x''=a} \right) \frac{\partial G^{II}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=0} -$$



$$\begin{aligned}
& - \int_0^a \left( E_{cm.}(x', z') - \int_0^l E^{II}(x'', z'') \frac{\partial G^I(x', z'; x'', z'')}{\partial x''} dz'' \right) \frac{\partial G^{II}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=l} + \\
& + \sum_{i=1}^k (k^2 + \text{graddiv}) \int_{V_i} G^{II}(x, z; x', z') (\dot{\varepsilon}_i - 1) E^{II}(x', z') dV', \quad (14)
\end{aligned}$$

де  $G^I(x, z; x', z')$ ,  $G^{II}(x, z; x', z')$  - функції Гріна для першої та другої області, відповідно.

Рівняння (14) є інтегральним рівнянням Фредгольма другого роду з виродженим ядром. Рішення цього рівняння винайшли у вигляді розкладання за власними функціями другої області:

$$E^{II}(x, z) = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z\right). \quad (15)$$

Розрахунок інтеграла по просторових координатах проводився аналогічно до розрахунків в розділах 2 та 3.

За значеннями амплітуд напруженостей полів розраховано коефіцієнти проходження та відбиття, а також потужність випромінювання з резонансної області і потужність втрат в діелектриках.

Потужність втрат в діелектрику визначається виразом:

$$P_d = \frac{\omega_p}{2} \varepsilon'' \varepsilon_0 \int_{V_1} |\vec{E}|^2 dV, \quad (16)$$

де  $\varepsilon''$  – уявна частина діелектричної проникливості,  
 $\omega_p$  – частота випромінювання.

Потужність втрат в N-й неоднорідності, з урахуванням (15) та (16), після перетворень та операцій інтегрування визначається виразом:

$$P_{dN} = \frac{b}{2} \omega \varepsilon_N'' \varepsilon_0 \sum_{\alpha, \beta=1}^{\infty} \sum_{m, n=1}^{\infty} E_{\alpha\beta} E_{mn} I_{m\alpha}^{(N)} \cdot J_{n\beta}^{(N)}, \quad (17)$$

де  $N$  – номер неоднорідності.

Графіки потужності від довжини хвилі, що пройшла, відбитої та потужності, що поглинулась в діелектрику, представлені на рис. 13 для наступних параметрів резонансної системи: рідина всередині резонатора  $\varepsilon_2 = 10$ ,  $\text{tg}\delta = 5 \cdot 10^{-2}$ , що відділена від хвилеводу кварцовою діелектричною пластиною ( $\varepsilon_1 = 3.8$ ,  $\text{tg}\delta = 1 \cdot 10^{-4}$ ) товщиною  $0.1 \cdot a$ . Геометричні розміри хвилеводу  $23 \times 10$  мм, товщина резонаторної області  $d=0.5a$ .

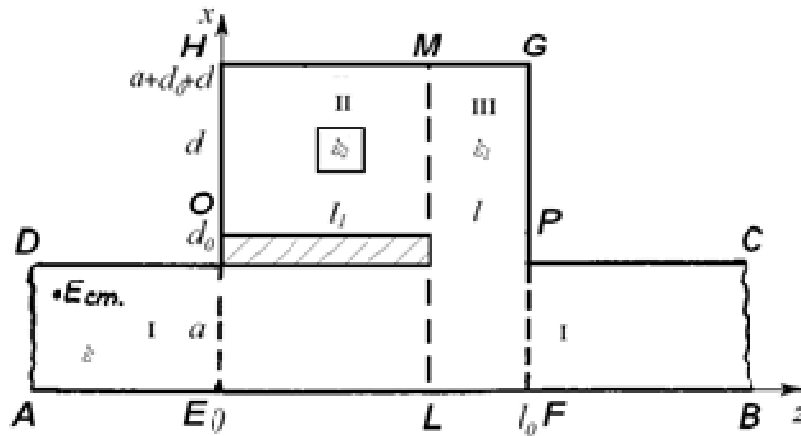


Рис. 12. Прохідний резонатор з слабким зв'язком

На графіку (рис. 13) можна виділити три області, в яких коефіцієнт проходження мінімальний (в інтервалі частот  $0.68 \dots 0.7$ ,  $0.74 \dots 0.77$ ,  $0.85 \dots 0.87$ ). Саме тут слід розташовувати діелектрики, щоб вони поглинали максимальну кількість енергії. Відповідно, саме в цих областях буде відбуватися найбільш ефективний нагрів неоднорідностей в резонансній області.

Також розглянуто випадок з слабким зв'язком для прохідного резонатора, що містить діелектричне заповнення з комплексною діелектричною проникністю, (рис.12).

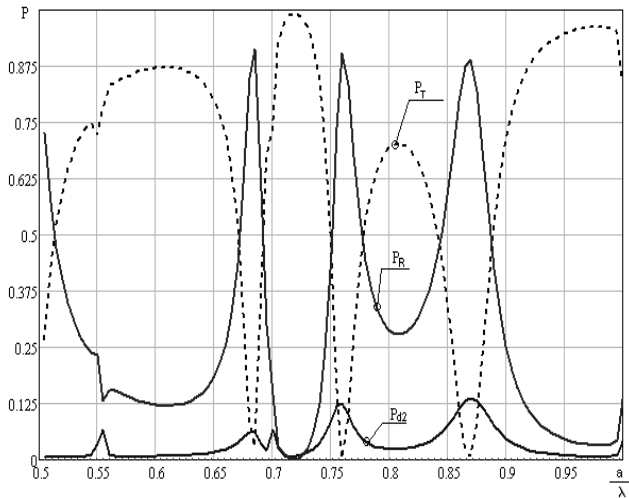


Рис. 13. Залежність потужності від довжини хвилі, що пройшла, відбитої та потужності, що поглинулась в діелектрику

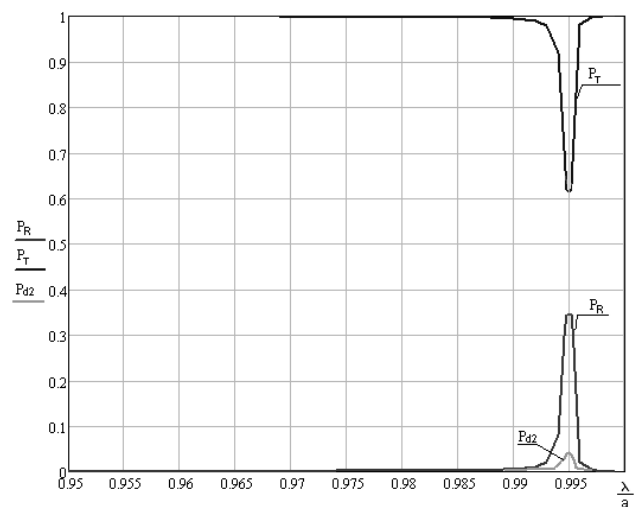


Рис. 14. Залежність потужності від довжини хвилі, що пройшла, відбитої та потужності, що поглинулась в діелектрику

Отримано чисельні результати моделювання, графіки представлені на рис.14. Графіки потужності від довжини хвилі, що пройшла ( $P_t$ ), відбитої ( $P_r$ ) та потужності, що поглинулась в діелектрику ( $P_{d2}$ ), для наступних параметрів резонаторної системи: довжина резонатора –  $2 \cdot a$ ; щілина ( $l$ ) –  $0.4 \cdot a$ . Всередині резонаторної області знаходиться неоднорідність у вигляді прямокутного діелектричного бруска ( $\epsilon_2 = 4.0$ ,  $\text{tg} \delta = 0.1$ ), шириною –  $0.25 \cdot a$  та

довжиною –  $0.8 \cdot a$ . Геометричні розміри хвилеводу  $23 \times 10$  мм, товщина резонаторної області  $d=0.5a$ .

На графіку (рис. 14) можна виділити лише одну область, в якій коефіцієнт проходження мінімальний (в інтервалі частот  $0.994 \dots 0.996$ ).

Слабкий зв'язок резонатора з хвилеводом звужує полосу частот у порівнянні з хвилеводно-резонаторною системою з сильним зв'язком, в якій можливий резонанс, та не дозволяє діелектричній неоднорідності поглинати потужність. Лише 3.5% якої витрачається на нагрів діелектричної вставки.

## ВИСНОВКИ

В результаті дисертаційних досліджень вирішено актуальну науково-прикладну задачу моделювання резонаторних систем з неоднорідностями за допомогою вдосконалення методу інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки та методу областей, що частково перетинаються. Вона полягає в розробці ефективної математичної моделі таких пристроїв, а також методики та алгоритмів аналізу, програмних засобів її реалізації.

Основні результати роботи і висновки з них можна сформулювати наступним чином:

1. Проведено аналіз структурних особливостей хвилеводно-діелектричних резонаторів, визначені основні переваги та недоліки хвилеводно-діелектричних структур.

2. На підставі аналізу можливостей чисельних методів розрахунку електромагнітних полів в хвилеводно-резонаторних системах з частковим багат шаровим заповненням показано, що для моделювання таких структур найбільш доцільно обрати метод областей, що частково перетинаються в поєднанні з методом інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки.

3. Сформульовано основні положення та визначені особливості математичної реалізації методу інтегральних рівнянь та методу областей, що частково перетинаються при вирішенні внутрішніх крайових задач електродинаміки, пов'язаних з комп'ютерним моделюванням резонаторних систем НВЧ діапазону.

4. Розроблено загальний підхід до розрахунку прямокутних резонаторів з частковим багат шаровим заповненням на базі методу інтегральних рівнянь електродинаміки. Показано, що він дозволяє розраховувати характеристики таких систем без використання коштовних та ресурсномістких програмних комплексів. Для ряду найбільш розповсюджених конструкцій (резонатор з двома діелектричними пластинами, резонатор з циліндричними неоднорідностями) представлені результати чисельної реалізації моделювання. Показано, що при переміщенні діелектричних пластин уздовж широкої стінки резонатора від краю до центру добротність резонансної структури спадає.

5. Сформульовано початково-граничну електродинамічну задачу про розповсюдження електромагнітного поля у неоднорідному стаціонарному середовищі у вигляді інтегрального рівняння Вольтерра 2-го роду із

включеними граничними й початковими умовами. Показано, що за допомогою функції Гріна з урахуванням ортогональності власних функцій резонатора отриману систему інтегральних рівнянь, можна звести до системи лінійних алгебраїчних рівнянь, коефіцієнти якої враховують геометричну будову неоднорідностей та параметри матеріалу з якого вони виготовлені.

6. Методом областей що частково перетинаються проведено розрахунок резонансних частот двох варіантів конструкцій прохідного резонатора з частковим діелектричним заповненням: при сильному та слабкому зв'язку. Показано що прохідний резонатор з слабким зв'язком містить три області в яких коефіцієнт проходження мінімальний, а прохідний резонатор з слабким зв'язком лише одну, це може використовуватися для оптимізації та керуванням енергією, що витрачається на нагрів діелектрика в середині резонатора, оскільки розмішувати діелектричну неоднорідність слід в інтервалі частот де коефіцієнт проходження мінімальний, для максимального поглинання ним електромагнітної енергії.

7. Розроблені математичні моделі, були впроваджені: в КП НВК “Іскра”, в Національному університеті «Запорізька політехніка» при виконанні держбюджетної НДР, а також в навчальному процесі на кафедрі радіотехніки та телекомунікацій Національного університету «Запорізька політехніка», що підтверджується відповідними актами впровадження.

### **ПЕРЕЛІК НАУКОВИХ ПРАЦЬ, ОПУБЛІКОВАНИХ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

1. Бондарев В. П., Самойлик С. С. Электромагнитное поле прямоугольного резонатора с нестационарной цилиндрической неоднородностью // Радиоэлектроника, информатика, управління. 2004. Т. 12. № 2. С. 6–10.

2. Самойлик С. С., Бондарев В. П. Добротность прямоугольного резонатора с переменным числом диэлектрических неоднородностей // Радиоэлектроника, информатика, управління. 2008. Т.19. № 1. С. 32–37.

3. Самойлик С. С., Бондарев В. П. Энергетические характеристики прохідного резонатора на прямоугільних волноводах с частичным диэлектрическим заполнением // Радиоэлектроника, информатика, управління. 2010. Т.22. № 1. С. 15–20.

4. Самойлик С. С., Бондарев В. П. Электромагнитное поле прямоугольного резонатора с кусочно-однородными диэлектрическими включениями // Радиоэлектроника, информатика, управління. 2012. Т.27. № 2. С. 25–29.

5. Piza D. M., Samoylyk S. S. Development of the Method of Integral Equations of Macroscopic Electrodynamics for Determining Eigen Frequencies of a Rectangular Resonator with a Multilayer Cylindrical Semiconductor Inhomogeneity // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75 (18). P. 1625–1631.

6. Бондарев В. П., Самойлик С. С. Рассеяние электромагнитных волн на пластине с изменяющейся диэлектрической проницаемостью, расположенной в

волноводе // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2006) : Материалы 16-й Международной Крымской конференции (Севастополь, 11–15 сентября 2006 г.). Севастополь, 2006. С. 544–545.

7. Самойлик С. С., Бондарев В. П. Расчет собственных частот прямоугольного резонатора с несколькими неоднородностями // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций "РТ–2007" : Материалы 3-ей междунар. молодежной науч.-техн. конф. (Севастополь, 16–21 апреля 2007 г.). Севастополь, 2007. С. 113.

8. Bondaryev V. P., Samoylyk S. S. Proper frequencies of a rectangular resonator with multilayer semiconductor cylinder heterogeneity // Millimeter and Submillimeter Waves (MSMM'07) : Proceedings of the Sixth Kharkov International Symposium on Physics and Engineering (Kharkov, 25–30 June, 2007). Kharkov, 2007. Vol. 1. P. 366–368.

9. Samoylyk S. S., Bondaryev V. P. Complex frequencies of the rectangular resonator with the arbitrary number of the dielectric heterogeneities // International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'07) : Proceedings of the Sixth International Conference (Sevastopol, 17–21 September, 2007). Sevastopol, 2007. P. 152–154.

10. Самойлик С. С., Бондарев В. П. Добротность проходного прямоугольного резонатора с частичным диэлектрическим заполнением при сильной связи // Радіофізика та електроніка, біофізика : Матеріали VIII конф. молодих науковців (Харків, 25—27 листопада 2008 р.). Харків, 2008. С. 139.

11. Самойлик С. С., Бондарев В. П. Оптимизация параметров проходного резонатора со слабой связью с произвольным числом диэлектрических неоднородностей // Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій : Тези доповідей VI Міжнародної науково-практичної конференції (Запоріжжя, 19—21 вересня 2012 р.). Запоріжжя, 2012. С. 79—80.

12. Бондарев В. П., Самойлик С. С. Энергетические характеристики проходного резонатора со слабой связью и диэлектрическими неоднородностями // Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій : Тези доповідей VII Міжнародної науково-практичної конференції (Запоріжжя, 17—19 вересня 2014 р.). Запоріжжя, 2014. С. 28—29.

13. Самойлик С. С., Пиза Д. М. Развитие метода интегральных уравнений макроскопической электродинамики для нахождения собственных частот прямоугольного резонатора с многослойной полупроводниковой цилиндрической неоднородностью // Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій : Тези доповідей VIII Міжнародної науково-практичної конференції (Запоріжжя, 21—23 вересня 2016 р.). Запоріжжя, 2016. С. 73—74.

14. Самойлик С. С. Використання методу інтегральних рівнянь для знаходження власних частот прямокутного резонатора з неоднорідностями //

Тиждень науки : Тези доповідей науково-практичної конференції (Запоріжжя, 16–20 квітня 2018 р.). Запоріжжя, 2018. С. 815–816.

15. Самойлик С. С., Піза Д. М. Аналіз методів вирішення внутрішньої граничної задачі електродинаміки для резонаторних структур з частковим діелектричним заповненням // Сучасні проблеми і досягнення в галузі радіотехніки, телекомунікацій та інформаційних технологій : Тези доповідей ІХ Міжнародної науково-практичної конференції (Запоріжжя, 03—05 жовтня 2018 р.). Запоріжжя, 2018. С. 65—66.

### АНОТАЦІЯ

Самойлик С.С. Розвиток методів та моделей аналізу хвилеводно-резонаторних систем з частковим багатосаровим заповненням – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. – Харківський національний університет радіоелектроніки, Харків, 2019.

У роботі розв’язана актуальна наукова задача аналізу хвилеводно-резонаторних систем з частковим багатосаровим заповненням. Завдяки розвитку методу інтегральних рівнянь у поєднанні з методом областей, що частково перетинаються створено математичні моделі, які описують зазначені структури. Сформульовано основні положення та визначені особливості математичної реалізації методу інтегральних рівнянь та методу областей, що частково перетинаються при вирішенні внутрішніх крайових задач електродинаміки, пов’язаних з моделюванням резонаторних систем НВЧ діапазону. Для ряду найбільш розповсюджених конструкцій (резонатор а діелектричними пластинами, резонатор з циліндричними неоднорідностями) представлені результати чисельної реалізації моделювання.

Для прохідного резонатора з сильним та слабким зв’язком, проведено чисельний аналіз на базі створеної математичної моделі, який дозволив обчислити потужності, що поглинаються багатосаровими неоднорідностями, визначено коефіцієнти проходження та відбиття для кожної структури.

**Ключові слова:** резонатор, інтегральне рівняння, функція Гріна, діелектричне заповнення, метод областей, що частково перетинаються, електромагнітне поле.

### АННОТАЦИЯ

Самойлик С.С. Развитие методов и моделей анализа волноводно-резонаторных систем с частичным многослойным заполнением - Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.03 - радиофизика. - Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Харьков, 2019.

В работе решена актуальная научная задача анализа волноводно-резонаторных систем с частичным многослойным заполнением. Благодаря

развитию метода интегральных уравнений в сочетании с методом частично пересекающихся областей, созданы математические модели, описывающие указанные структуры.

Впервые предложена математическая модель закрытого прямоугольного резонатора с многослойным заполнением, что позволило получить аналитические выражения для определения полной энергии, энергии, накопленной резонатором, мощности потерь в металлических стенках резонатора и диэлектрических пластинах внутри закрытого прямоугольного резонатора.

Решена задача на собственные значения для прямоугольного резонатора с цилиндрическими неоднородностями и для комбинированной структуры из диэлектрического цилиндра и пластины в прямоугольном резонаторе.

Получил дальнейшее развитие метод частично пересекающихся областей, который позволил получить математическую модель проходного резонатора с многослойным заполнением при сильной и слабой связи резонатора с волноводом. Проведен численный анализ на базе созданной математической модели, который позволил вычислить мощности, поглощаемые многослойными неоднородностями для проходного резонатора с сильной и слабой связью. Определены коэффициенты прохождения и отражения для каждой структуры.

**Ключевые слова:** резонатор, интегральное уравнение, функция Грина, диэлектрическое заполнение, метод частично пересекающихся областей, электромагнитное поле.

## ANNOTATION

Samoylyk S.S. Development of methods and models of analysis of waveguide-resonator systems with partial multilayer filling. – Manuscript.

Thesis for science degree in physics and mathematics by specialty 01.04.03 – radiophysics. – Kharkiv national university of radio electronics, Kharkiv, 2019.

An actual scientific problem on the analysis of waveguide-resonator systems with partial multilayer filling is solved. Due to the development of the method of integral equations in conjunction with the method of partially intersecting regions, have been created mathematical models that describe these structures. The main provisions and definitions of mathematical implementation of the integral equation method and the method of domains that partially intersect in solving the internal boundary value problems of electrodynamics related to the modeling of microwave resonator systems are formulated. The results of numerical simulation implementation are presented for some of the most common structures (resonator with dielectric plates, resonator with cylindrical inhomogeneities).

For the strong and weak coupling passage resonator, a numerical analysis is performed on the basis of the created mathematical model, which made it possible to calculate the power absorbed by multilayer inhomogeneities, and determined the transmission and reflection coefficients for each structure.

**Key words:** resonator, integral equation, Green's function, dielectric filling, method of partially intersecting regions, electromagnetic field.