

Донецький національний університет імені Василя Стуса  
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова праця  
на правах рукопису

РАССОХІНА ЮЛІЯ ВАЛЕНТИНІВНА

УДК 537.867

**ДИСЕРТАЦІЯ**

**МЕТОДИ АНАЛІЗУ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У БАГАТОШАРОВИХ  
ПЛАНАРНИХ СТРУКТУРАХ**

01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,  
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ Ю.В. Рассохіна

Науковий консультант: Крижановський Володимир Григорович,  
доктор технічних наук, професор

Вінниця – 2020

## АНОТАЦІЯ

Рассохіна Ю. В. Методи аналізу неоднорідностей у багат шарових планарних структурах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 «Радіофізика». – Донецький національний університет імені Василя Стуса МОН України, Вінниця, 2020.

У дисертації вирішено актуальну **проблему** радіофізики та прикладної електродинаміки – розробки та удосконалення методів аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, що розташовані у багат шарових планарних структурах, у мікрохвильовому діапазоні частот. **Мета роботи** полягає у дослідженні характеристик розсіяння на розподілених та багат площинних неоднорідностях у лініях передачі планарного типу у багат шарових планарних структурах, а також у вивченні закономірностей поведінки характеристик розсіяння на них, і у розробці на їх основі нових конструкцій мікрохвильових пристроїв із поліпшеними властивостями за електродинамічними характеристиками, розмірами і функціональними можливостями. **Наукова новизна** дисертації полягає у розвитку та удосконаленні методу поперечного резонансу для аналізу розподілених багат площинних неоднорідностей у планарних лініях передачі, у розвитку методів розрахунку спектрів резонансних частот об'ємних резонаторів на лініях передачі із неоднорідностями на базі строгого розв'язку крайових задач із відповідними граничними умовами, розробці методики визначення точок резонансної взаємодії неоднорідностей із лінією передачі для симетричних багат шарових структур, а також у виявленні та вивченні нових фізичних явищ і ефектів, пов'язаних із взаємодією цих неоднорідностей.

Досліджено характеристики розсіяння хвилевідно-щілинної лінії передачі із металево-діелектричним включенням, що моделює запертий PIN діод; 4-портової планарної схеми вертикального переходу між мікросмушковою (МСЛ) та щілинною (ЩЛ) лініями передачі, які розташовані взаємно-перпендикулярно по різні боки підкладки; періодичних структур на базі вузьких прямокутних щілинних резонаторів (ЩР) у заземлюючій площині регулярної МСЛ. Вивчено ефекти

взаємного зв'язку ЩР складної форми, що послідовно включені у заземлюючу площину МСЛ, та показано, що ЩР складної форми взаємодіють один з одним на відстанях, порівнянних із їхнім поздовжнім розміром, а характеристика розсіювання на них містить додаткові частоти резонансної взаємодії між сигнальною лінією передачі і розподіленою неоднорідністю. За методом поперечного резонансу вивчено характеристики розсіювання на повороті ЩЛ на прямий кут; східчастої неоднорідності кінцевої довжини (індуктивної та ємнісної) у МСЛ; 2-площинних симетричних неоднорідностей, що складаються із східчастої неоднорідності у МСЛ та ЩР прямокутної та складної форми із прямокутними координатними границями у її заземлюючій площині. На базі розроблених методів аналізу багатопланарних планарних структур розроблено схему високоефективного підсилювача потужності із контролем амплітуди і фази вищих гармонік сигналу, запропоновано методику проектування смуго-пропускних фільтрів із поліпшеними характеристиками згасання сигналу поза смугою та методику проектування смуго-запиральних фільтрів на базі Н-подібних ЩР. Одержані результати мають велику практичну цінність в галузі радіофізики та мікроелектроніки.

**Ключові слова:** планарна структура, мікросмужкова лінія, щілинна лінія, щілинний резонатор, об'ємний резонатор, неоднорідність, власна частота, періодична структура, метод поперечного резонансу

## ABSTRACT

Rassokhina Yu. V. Analysis methods of a discontinuities in multilayer planar structures. – Manuscript of qualifying scientific work.

Thesis for doctor of science degree in physics and mathematics by specialty 01.04.03 “Radiophysics”. – Vasyl' Stus Donetsk National University of the Ministry of Education and Science of Ukraine, Vinnitsa, 2020.

This dissertation presents the solution for the actual problem of radiophysics and applied electrodynamics — the development and improvement of analysis methods of distributed multiplane discontinuities in planar transmission lines located in multilayer planar structures for microwave frequency band. The objective of this work is to study

the scattering characteristics by distribution and multiplane discontinuities in planar transmission lines in multilayer planar structures, investigation of new physics phenomena and wave processes regularities in such structures, and development of new microwave devices constructions with improved capabilities in both scattering characteristics and dimensions and functional. The dissertation novelty lies in development and improvement of transverse-resonance method for distributed multilayer discontinuities in planar transmission lines analysis, development of eigen frequency spectrum calculation methods for volume resonators based on transmission lines with discontinuities using rigorous solution of boundary problems with corresponding boundary conditions, development of determining technique of resonant interaction points between discontinuities and fed transmission line for symmetrical multilayer structures, and revelation and study of new physics phenomena and effects, related with discontinuities interaction.

Scattering characteristics are investigated for the finline with metal-dielectric insertion modeling the opened PIN-diode; four-port planar circuit contained vertical transition between microstrip line (MSL) and slot line (SL) located transversely spaced by different sides of substrate; periodical structures on the base of narrow rectangular slot resonators (SR) in regular MSL ground plane. The mutual coupling effects between complex-shaped SR's by series located in ground plane of MSL are investigated. Scattering characteristics of the SL 90° bend; finite length step discontinuity (inductive and capacitive) in MSL; two-plane symmetrical discontinuities formed by the step discontinuity in MSL and the rectangular and complex form SR in ground plane are investigated by the transverse resonance method. The circuit of high efficiency amplifier with higher harmonics level control is designed using the developed methods of multilayer planar structures analysis; the design technique for the band-pass filters with improved attenuation characteristics beyond the pass-band and for the stop-band filters on the base of H-shaped SR is proposed. The obtained results have large practical value in the radiophysics and microelectronics area.

**Keywords:** planar structure, microstrip line, slot line, slot resonator, volume resonator, discontinuity, eigen frequency, periodic structure, transverse resonance method

## СПИСОК ОСНОВНИХ ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Основні результати дисертації висвітлені в 1-й монографії, 1-му розділі монографії, 22 статтях у періодичних журналах і збірниках статей, виданих в Україні та США (21 з них входять до переліку ВАК України); у 3 патентах України на корисну модель; у 29 тезах і доповідях, які увійшли у Праці міжнародних конференцій. Статей, що реферуються у базі Scopus – 8; у базі WoS – 2, загалом – 53 публікації за темою дисертаційної роботи.

Монографія:

1. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Планарные полосково-щелевые резонансные структуры с прямоугольными координатными границами. Методы анализа : монография. Донецк : изд-во Апекс, 2010. 168 с.

Статті:

2. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Преобразователь типов волн на базе Е-плоскостного Т-соединения прямоугольного и П-волноводов. *Известия ВУЗов. Радиоэлектроника*. 2000. №4. С. 31–37 (**Scopus**).
3. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Микрополосковая линия передачи с инверсным трехслойным диэлектрическим заполнением в фильтрующих цепях. *Радиотехника и электроника*. 2001. т. 46, № 10. С. 1206–1211.
4. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Проектирование фильтров СВЧ на индуктивных диафрагмах. *Вестник Харьковского национального университета. Серия "Радиофизика и электроника"*. 2002. Вып. 2, № 570. С. 137–138.
5. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Рудякова А.Н. Строгий анализ структур типа photonic bandgap с прямоугольными координатными границами. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2003. Т. 46, №12. С. 12–19 (**Scopus**).
6. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Анализ волноводно-щелевой линии передачи с прямоугольной металло-диэлектрической вставкой в щели. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2006. Т. 49, №5. С.72–80 (**Scopus**).
7. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Рассеяние на четырехпортовом вертикальном переходе микрополосковая – щелевая линия передачи. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2008. Т. 51, №5. С. 54–65 (**Scopus**).

8. **Rassokhina Yu. V.**, Krizhanovski V.G. Periodic Structure on the Slot Resonators in Microstrip Transmission Line. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2009. Vol. 57, No. 7. P. 1694–1699 (**Scopus**).
9. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Периодические структуры на связанных щелевых резонаторах в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2010. Т. 53, № 8. С. 36–42 (**Scopus**).
10. **Рассохина Ю. В.**, Крыжановский В. Г. Анализ периодических структур на базе П- и Н-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое полосковой линии передачи. *Радиофизика и электроника* (ИРЭ НАНУ, Харьков). 2010. Т. 15, № 4. С. 16–22.
11. **Рассохина Ю. В.**, Крыжановский В. Г., Коваленко В. А. Выходные цепи для усилителей с манипуляцией на гармониках на П-образных щелевых резонаторах. *Вісник Донецького національного університету, Сер. А: Природничі науки*. 2010. Вип. 2. С. 148–152.
12. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Анализ связанных щелевых резонаторов сложной формы в металлизированной плоскости микрополосковой линии передачи методом поперечного резонанса. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2012. Т. 55, №5. С. 29–39 (**Scopus**).
13. **Rassokhina Yu.**, Krizhanovski V. Analysis of Distributed Slot Discontinuity in Microstrip Line Ground Plane. *Computational Problems of Electrical Engineering* (Lviv Polytechnic National University). 2013. Vol. 3, №1. P. 101–108.
14. **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V.G., Colantonio P. and Giofrè R. Inverse Class-F Power Amplifier Using Slot Resonators as a Harmonic Filter. *International journal of microwave and optical technology*. 2014. Vol. 9, No 1. P. 49–53. <https://www.ijmot.com/ijmot/uploaded/1453519017.pdf>
15. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г., Коваленко В.А., Colantonio P., Giofrè R. Использование щелевых резонаторов для проектирования усилителя мощности с манипуляцией гармоник. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2014. № 2-3. С. 18–23.

16. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Эффекты взаимной связи между прямоугольными щелевыми резонаторами в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. *Прикладная радиоэлектроника*. 2014. №4. С. 420–425.
17. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Режекторный фильтр на H-образном щелевом резонаторе в экранирующем слое микрополосковой линии. *Радиотехника. Всеукраинский межвед. н.-т. сб., Харьков*. 2015. Вып. 182. С. 129–136.
18. **Рассохина Ю.В.** Крижановський В.Г., Коваленко В.О. Наближений метод розрахунку компактного фільтру із щілинними резонаторами. *Вісник НТУУ «КПІ». Серія Радіотехніка. Радіоапаратобудування*. 2016. № 67. С. 18–24 (WoS).
19. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Метод анализа неоднородностей в полосково-щелевых структурах. Часть 1: Анализ скачка ширины в микрополосковой линии методом поперечного резонанса. *Радиотехника. Межвед. науч.-техн. сб.* 2016. Вып. 187. С. 91–99. **Rassokhina Yu.V.**, Kryzhanovskii V.G. A method for analyzing irregularities in stripline-slot structures. Part 1: Analysis of a width jump in a microstrip line by the transverse resonance method. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Volume 76, Issue 8. P. 653–665. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i8.10
20. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Метод анализа неоднородностей в полосково-щелевых структурах. Часть 2: Анализ комплексных неоднородностей в трехслойных планарных структурах. *Радиотехника. Межвед. науч.-техн. сб.* 2017. Вып. 188. С. 20–25. **Rassokhina Yu. V.**, Kryzhanovskii V. G. A method for analyzing irregularities in stripline-slot structures. Part 2: Analysis of complex irregularities in three-layer planar structures. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Volume 76, Issue 12. P. 1049–1056. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i12.20
21. **Rassokhina Yu. V.**, Krizhanovski V. G. The Analysis of Distributed Two-Layers Components in Three-Layer Planar Structure. *Visn. NTUU KPI, Ser. Radiotekh. Radioaparatabuduv.* 2018. № 72. P. 5-12 (WoS).

22. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Аналіз східчастої неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі методом поперечного резонансу: спосіб алгебраїзації крайових задач. *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2019. Вип. 196. С. 117–129.
23. Комаров В.Ф., **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Синтез компактного фільтра нижніх частот на гантелеподібних щілинних резонаторах. *Радіотехніка. Міжвід. науково.-техн. сб.* 2019. Вип. 197. С. 50–55.

Розділ монографії:

24. **Yulia V. Rassokhina**, Vladimir G. Krizhanovski and Vasyl Komarov. The Analysis Of Distributed Two-Layers Components In Three-Layer Planar Structure. In book Ilchenko, M., Uryvsky, L., & Globa, L. (Eds.). (2021). *Advances in Information and Communication Technology and Systems. Lecture Notes in Networks and Systems*. P. 359-376. (Scopus)

Патенти України на корисну модель:

25. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Мікросмужковий фільтр з щілинними резонаторами. Патент України на корисну модель № 80302. Заявка від 09.11.2012, Видано **27.05.2013**. Бюл. №10.
26. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.В. Мікросмужковий фільтр зі щілинними резонаторами. Патент України на корисну модель № 99638. **10.06.2015**. Бюл. № 11.
27. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В. В. Мікросмужковий фільтр з щілинними резонаторами. Патент України на корисну модель № 128809. Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на корисні моделі **10.10.2018**. Заявка від 02.04.2018 номер u 2018 03467, дата, з якої є чинними права на корисну модель 10.10.2018. Бюл. №19.



## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ .....	14
ВСТУП .....	15
1 РОЗДІЛ 1 РОЗВИТОК ТА СУЧАСНИЙ СТАН МЕТОДІВ АНАЛІЗУ І ПОБУДОВИ ПРИСТРОЇВ НА БАЗІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛАНАРНИХ СТРУКТУР .....	29
1.1 Методи аналізу ліній передачі планарного типу та інтегральних схем на їх основі.....	29
1.2 Періодичні структури на базі планарних ліній передачі.....	36
1.3 Пристрої на базі багатоплощинних неоднорідностей у багатошарових планарних структурах.....	43
1.4 Висновки за Розділом 1 .....	49
2 РОЗДІЛ 2 МЕТОД РОЗРАХУНКУ ДИСПЕРСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕГУЛЯРНИХ ЛІНІЙ ПЕРЕДАЧІ ПЛАНАРНОГО ТИПУ ТА АНАЛІЗ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У НИХ МЕТОДОМ УЗАГАЛЬНЕНИХ МАТРИЦЬ РОЗСІЯННЯ.....	51
2.1 Мікросмужкова лінія передачі: розв’язання крайової задачі для екранованої структури .....	52
2.1.1 Вступ .....	52
2.1.2 Розв'язання крайової задачі для екранованої мікросмужкової лінії передачі .....	53
2.1.3 Дисперсійні характеристики основної хвилі екранованої МСЛ. 60	
2.1.4 Постановка та розв’язання крайової задачі для екранованої МСЛ на підвішеній підкладці .....	65
2.1.5 Збіжність алгоритму і дисперсійні характеристики основної хвилі МСЛ на підвішеній підкладці.....	69

2.2 Щілинна лінія передачі: крайова задача для екранованої структури .....	72
2.2.1 Постановка та розв'язання крайової задачі для екранованої щілинної лінії передачі.....	72
2.2.2 Збіжність алгоритму і дисперсійні характеристики хвиль щілинної та хвилевідно-щілинної ліній передачі .....	78
2.2.3 Східчастий перехід на хвилевідно-щілинній лінії передачі.....	84
2.2.4 ХЩЛ із металево-діелектричним включенням.....	86
2.3 Висновки за Розділом 2 .....	90
3 РОЗДІЛ 3 МЕТОД ПОПЕРЕЧНОГО РЕЗОНАНСУ ДЛЯ АНАЛІЗУ РОЗПОДІЛЕНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У ЛІНІЯХ ПЕРЕДАЧІ.....	92
3.1 Метод поперечного резонансу .....	92
3.2 Аналіз 4-портового вертикального переходу між мікросмужковою та щілинною лініями передачі.....	101
3.2.1 Постановка і розв'язання крайової задачі для вертикального переходу (схрещення) МСЛ–ЩЛ.....	102
3.2.2 Розрахунок S-матриці взаємно-перпендикулярного вертикального переходу МСЛ-ЩЛ методом поперечного резонансу .....	111
3.2.3 Результати розрахунків характеристик розсіяння переходу МСЛ – ЩЛ і деяких пристроїв на його основі.....	114
3.3 Висновки за Розділом 3 .....	117
4 РОЗДІЛ 4 ВУЗЬКІ ПРЯМОКУТНІ ЩІЛИННІ РЕЗОНАТОРИ У МЕТАЛІЗОВАНОМУ ШАРІ МІКРОСМУЖКОВОЇ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ І ПЕРІОДИЧНІ СТРУКТУРИ НА ЇХ ОСНОВІ .....	119
4.1 Матриця розсіяння на щілинному резонаторі у низькочастотному діапазоні хвиль .....	119

4.2	Постановка і розв'язання крайових задач для прямокутного щілинного резонатору у заземлюючій площині МСЛ .....	120
4.3	Приклади чисельних розрахунків спектрів власних частот і характеристик розсіяння на прямокутних щілинних резонаторах у заземлюючій площині МСЛ .....	126
4.4	Періодичні структури на базі прямокутних щілинних резонаторів у заземлюючій площині МСЛ .....	129
4.5	Періодичні структури на зв'язаних щілинних резонаторах у заземлюючій площині МСЛ .....	134
4.6	Ефекти взаємного зв'язку між прямокутними щілинними резонаторами у заземлюючій площині МСЛ.....	139
4.7	Висновки за Розділом 4 .....	145
5	РОЗДІЛ 5 ЩІЛИННІ РЕЗОНАТОРИ ІЗ ПРЯМОКУТНИМИ КООРДИНАТНИМИ ГРАНИЦЯМИ У ЗАЗЕМЛЮЮЧІЙ ПЛОЩИНІ МІКРОСМУЖКОВОЇ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ.....	147
5.1	Аналіз електромагнітно зв'язаних щілинних резонаторів складної форми у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі методом поперечного резонансу .....	148
5.2	Результати аналізу неоднорідностей у вигляді П- та Н-подібних щілинних резонаторів у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі .....	152
5.3	Аналіз періодичних структур на базі щілинних резонаторів складної форми у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі.....	157
5.4	Висновки за Розділом 5 .....	162
6	РОЗДІЛ 6 АНАЛІЗ ОКРЕМИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У ЩІЛИННІЙ ТА СМУЖКОВІЙ ЛІНІЯХ ПЕРЕДАЧІ МЕТОДОМ ПОПЕРЕЧНОГО РЕЗОНАНСУ: РОЗСІЯННЯ НА ПРЯМОКУТНОМУ ПОВОРІТІ ЩІЛИННОЇ	

ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ ТА РОЗСІЯННЯ НА СХІДЧАСТІЙ НЕОДНОРІДНОСТІ У СМУЖКОВІЙ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ .....	164
6.1 Постановка та розв'язання крайової задачі для резонатору, що включає в себе поворот на прямий кут щілинної лінії передачі .....	165
6.2 Аналіз східчастої неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі методом поперечного резонансу .....	169
6.2.1 Розв'язання крайової задачі для мікросмужкового резонатору із східчастою неоднорідністю .....	171
6.2.2 Дослідження збіжності алгоритму та результати аналізу східчастої неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі.....	182
6.3 Висновки за Розділом 6 .....	188
7 РОЗДІЛ 7 АНАЛІЗ ДВОПЛОЩИННИХ РОЗПОДІЛЕНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У МІКРОСМУЖКОВІЙ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ .....	190
7.1 Аналіз двоплощинних розподілених неоднорідностей, що містять східчасту неоднорідність у мікросмужковій лінії передачі та прямокутний щілинний резонатор у її заземлюючій площині .....	191
7.2 Аналіз розподілених 2-площинних компонентів у тришаровій планарній структурі із щілинними резонаторами складної форми методом поперечного резонансу .....	197
7.3 Аналіз симетричної 2-площинної неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі: ємнісний відрізок мікросмужкової лінії та гребінчастий щілинний резонатор у заземлюючій площині .....	206
7.4 Висновки за Розділом 7 .....	212
8 РОЗДІЛ 8 ПРИСТРОЇ НА ОСНОВІ РОЗПОДІЛЕНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У ТРИШАРОВИХ ПЛАНАРНИХ СТРУКТУРАХ .....	214
8.1 Використання щілинних резонаторів для проектування високоефективного підсилювача потужності із маніпуляцією гармонік.....	214

	13
8.1.1 Проектування підсилювачу .....	215
8.1.2 Результати моделювання та експерименту.....	220
8.2 Компактний фільтр із щілинними резонаторами.....	221
8.2.1 Розрахунок фільтру за допомогою <i>ABCD</i> -матриць .....	222
8.2.2 Чисельний аналіз і проектування фільтрів з Чебишевською характеристикою на основі узгоджувальних трансформаторів з відрізками ліній передачі $\lambda/16$ .....	225
8.3 Смуго-запиральний фільтр на Н-подібному щілинному резонаторі у заземлюючій площині мікросмужкової лінії.....	231
8.3.1 Метод поперечного резонансу для аналізу розподіленої неоднорідності.....	233
8.3.2 Результати розрахунків .....	234
8.4 Висновки за розділом 8 .....	241
ВИСНОВКИ.....	243
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....	249

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ІС	Інтегральна схема
ВЧ	Високочастотний
НВЧ	Надвисокочастотний
МСЛ	Мікросмужкова лінія
МПР	Метод поперечного резонансу
ОІС	Об'ємна інтегральна схема
ПП	Підсилювач потужності
СЛАР	Система лінійних алгебраїчних рівнянь
СЗФ	Смуго-запиральний фільтр
СПФ	Смуго-пропускний фільтр
ФНЧ	Фільтр нижніх частот
ХЩЛ	Хвилевідно-щілинна лінія
ЩЛ	Щілинна лінія
ЩР	Щілинний резонатор
МоМ	Method of moments
PBG	Photonic bandgap
EBG	Electromagnetic bandgap
DGS	Defected ground structure
TRT	Transverse resonance method
SR	Slot resonator
e.w.	Electric wall
m.w.	Magnetic wall

## ВСТУП

**Актуальність теми.** Одним з найважливіших компонентів мікрохвильових інтегральних схем (ІС) є лінії передачі планарного типу, що призначені для передачі сигналу та реалізації численних функцій пристроїв мікрохвильового діапазону частот (трансформаторів, різних видів фільтрів, відгалужувачів, мультиплексерів та багато інших). Підвищення вимог за розмірами, вагою, надійністю та багатофункціональністю, що пред'являються до сучасних пристроїв на базі ІС, призводить до необхідності не тільки розробляти їх нові конструкції, але й створювати нові та удосконалювати існуючі методи їх аналізу.

Лінії передачі планарного типу включають в себе безліч структур, що містять один або декілька інтерфейсів типу повітря – діелектрик або діелектрик – діелектрик з металевими смужками, що надруковані на цих інтерфейсах. Найбільш поширеними лініями передачі планарного типу є смужкова (stripline), мікросмужкова (microstrip line), смужкова лінія на підвішеній підкладці (suspended microstrip line), а також хвилевідно-щілинна (finline), щілинна (slotline) та копланарна лінії передачі. Протягом останніх 40-ка років (в основному у 70-80 роки) були розроблені різні аналітичні та піваналітичні методи розрахунку дисперсійних характеристик планарних ліній передачі (сталого поширення або критичної частоти), методи, в яких завжди зберігається компроміс між точністю і чисельною ефективністю. Спочатку були введені спрощені апроксимації для досягнення достатньої чисельної ефективності за рахунок точності: наприклад, наводилися чисельні результати для ідеалізованих структур з нульовою товщиною металізації, не враховувався вплив монтажної канавки на підкладку і т. ін. Але з часом вплив цих факторів на результати розрахунку характеристик планарних ліній передачі також було вивчено.

Для регулярної екранованої мікросмужкової лінії передачі методи розрахунку дисперсійних характеристик основної і вищих типів хвиль у представленні гібридних мод із алгебраїзацією крайових задач методом Гальоркіна були опубліковані у роботах Іто та Міттри [57], [59], [58]. Там же вперше наведено

методику розрахунку резонансних частот прямокутного мікросмушкового резонатора. Аналогічні методи для розрахунку характеристик щілинної та хвилевідно-щілинної лінії передачі буди наведені у [60], [61], [62]. Узагальнення методу імітансів у спектральній області для мультипланарних смужково-щілинних структур було описано Іто із співавторами у роботах [63], [64], [65]. Надалі вагомий вклад у розвиток та удосконалення методу розрахунку власних хвиль ліній передачі планарного типу був внесений Борнеманном, Вальдіком [66], [67], [68], Мансуром, Макфи [69], а також Омаром та Шюнеманном [70].

Також паралельно розвивалися і методи розрахунку характеристик розсіювання на неоднорідностях у планарних лініях передачі. Для аналізу планарних схем у частотній області були розроблені і успішно використовуються тільки повнохвильові піваналітичні методи аналізу, а саме уніфікований метод гібридних мод, метод сингулярних інтегральних рівнянь, метод узгодження мод в рамках формалізму узагальнених матриць розсіювання та метод поперечного резонансу.

Поряд із розвитком піваналітичних чисельних методів, із збільшенням потреби в строгому аналізі і проектуванні компонентів ІС мікрохвильового та міліметрового діапазонів, розроблялися і прямі чисельні методи їх аналізу: різні модифікації методу моментів (moments method) та аналізу структур у часовій області (finite-difference time domain methods). Аналізу і синтезу планарних структур присвячена більша частина комерційних програм, за якими розраховуються та оптимізуються схеми ВЧ і мікрохвильового діапазонів, що ґрунтуються на прямих чисельних (сіткових) методах розв'язання крайових задач. Для забезпечення необхідної точності ці методи вимагають значних обчислювальних ресурсів та мають свої обмеження. Тим не менш, електродинамічне моделювання за прямими чисельними методами в даний час є найбільш поширеною та відповідальною частиною циклу проектування мікрохвильових схем. У свій час удосконалення прямих чисельних методів розрахунку дозволило прискорити аналіз складної планарної схеми від тижнів до декількох днів або годин.

До повнохвильових методів аналізу неоднорідностей у лініях передачі планарного типу належить метод узгодження мод (mode matching method) та метод



поперечного резонансу (transverse resonance technique). Останній метод виділяється тим, що за ним розраховуються як дисперсійні характеристики регулярних ліній передачі різних типів (від хвилевідних до планарних), так і характеристики розсіяння на неоднорідностях у них. Основні ідеї використання методу поперечного резонансу для аналізу неоднорідностей у лініях передачі планарного типу були закладені у роботах Соррентіно та Іто [76], [77]. У [75] метод поперечного резонансу був розвинутий за допомогою уніфікації граничних умов для побудови ефективних алгоритмів розрахунку дисперсійних характеристик ліній передачі планарного типу відкритого та напіввідкритого типу для використання його у проектуванні пристроїв без металевих екрануючих корпусів у мікрохвильовому діапазоні частот.

Аналіз неоднорідностей за методом узагальнених матриць розсіяння можливий для використання у таких планарних схемах, що містять пласко-поперечні (зосереджені) неоднорідності (наприклад, східчаста неоднорідність у хвилевідно-щілинній лінії передачі), або в традиційних хвилевідних конструкціях (включаючи трансформатори опорів, трійники та інші розгалужувачі). Тобто в структурах, в яких можливо однозначне розбиття вихідної області, що аналізується, на часткові підобласті із розв'язанням задачі для поля в кожній з них. У багатошарових планарних схемах, коли, наприклад, лінії передачі розташовані по різні боки підкладки або йдеться про якусь розподілену у просторі неоднорідність, неможливо чітко виділити часткові області для опису поля у системі з електромагнітно зв'язаних між собою елементів схеми. Це особливо стосується резонансних смужково-щілинних структур, в яких лінії передачі можуть мати області перекриття і, відповідно, різні напрямки поширення хвиль. Наприклад, у застосуванні до шлейфового переходу між мікросмужковою та щілинною лініями передачі метод узгодження мод не можна використати, оскільки обидві хвилі існують у загальному об'ємі структури одночасно. Тому для аналізу таких структур необхідний метод, що дозволяє записати поле в екранованій структурі цілком, з урахуванням всіх існуючих у ній коливань. Цій умові задовольняє метод поперечного резонансу, який у комбінації з такими методами, як теорія

довгих ліній або матриць розсіяння, успішно використовується для аналізу розгалужених планарних схем та окремих розподілених неоднорідностей у них [81].

Огляд робіт за останні роки по використанню багат шарових планарних структур для проектування різних видів приладів, наприклад [109], показує, що основними методами аналізу розгалужених планарних схем залишаються комерційні програми-симулятори типу Ansys HFSS, MWO та методи побудови еквівалентних схем. Ці методи не завжди дають уявлення про хвильові процеси, що протікають у планарних структурах, та не дозволяють, приміром, передбачити частоти резонансної взаємодії неоднорідностей із сигнальною лінією передачі у широкому діапазоні частот.

На підставі вивчення сучасного стану і тенденцій розвитку галузі можна сформулювати два напрями досліджень, що мають велике значення для теорії і практики побудови різних видів пристроїв мікрохвильового і міліметрового діапазонів частот.

Перший напрям – це розвиток методів повнохвильового аналізу тривимірних планарних схем, побудова достатньо строгих, але прозорих для аналізу результатів розрахунків методів для вивчення хвильових процесів, що протікають у складних планарних схемах, а саме, методів, що дають змогу передбачити поведінку характеристик розсіяння на таких схемах у цілому.

Другий напрям – це створення нових конструкцій пристроїв, що відповідають вимогам компактності, функціональності та малих втрат. Цей напрям стосується не тільки проектування стандартних пасивних пристроїв, а і активних пристроїв (підсилювачів, автогенераторів), для підвищення ефективності роботи яких потрібно проектувати схеми, що контролюють рівень вищих гармонік основної частоти та формують певний вихідний імпеданс на робочій частоті для схеми в цілому.

У даній дисертаційній роботі розвинені саме піваналітичні методи для аналізу різного типу неоднорідностей у дво- та тришарових планарних структурах. **Проблемою**, що вирішуються в дисертаційній роботі, є розробка теорії та удосконалення методів аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі

планарного типу, що розташовані у багатошарових планарних структурах, у мікрохвильовому діапазоні частот.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконана в рамках пріоритетних напрямів науково-технічної діяльності Міністерства освіти і науки України: інформаційні та комунікаційні технології (згідно з Законом України від 12.10.2010 № 2519-17). Назва пріоритетного тематичного напрямку: Нові апаратні рішення для перспективних засобів обчислювальної техніки, інформаційних та комунікаційних технологій, секція 5: Електроніка, радіотехніка та телекомунікації. Дослідження проводилися у рамках виконання д/б тем, на яких працював автор: 2011–2012 роки – «Розробка високоефективних підсилювачів потужності на базі схем із маніпуляцією гармонік», номер держреєстрації 0111U000405, 2013–2014 роки «Розробка просторово-розвинених схем підсилення та перетворення сигналів на базі високоефективних активних пристроїв» 0113U001534, 2015–2016 роки «Розробка високоефективних передавачів телекомунікаційної апаратури на базі підсилювачів з високим ККД за інтегральною технологією та енергоресурсозбереження при виробництві сталі в агрегаті ківш-піч» 0115U000089, 2017–2018 роки «Високоефективні вузли радіопередавальних систем на базі підсилювачів та автогенераторів класів E та об'ємних інтегральних схемах» 0117U002363.

**Мета роботи** полягає у дослідженні характеристик розсіяння на розподілених та багатоплощинних неоднорідностях у лініях передачі планарного типу у багатошарових планарних структурах, а також у вивченні закономірностей поведінки характеристик розсіяння на них, і у розробці на їх основі нових конструкцій пристроїв із поліпшеними властивостями за електродинамічними характеристиками, розмірами і функціональними можливостями.

Відповідно до зазначеної проблеми і поставленої мети у дисертації **розв'язано такі задачі:**

1. Розвинуто метод узгодження мод з використанням формалізму узагальнених матриць розсіяння для аналізу східчастих та металеводіелектричних неоднорідностей у хвилевідно-щілинній лінії передачі (ХЩЛ). Метод враховує

основну та вищі типи хвиль, що існують у таких структурах та визначають поведінку характеристики розсіювання на неоднорідностях у них. Розсіювання на металево-діелектричному включенні кінцевої довжини у ХЩЛ моделює розсіювання на запертому PIN-діоді у лінії передачі.

2. Розвинуто узагальнений метод поперечного резонансу для аналізу 2-портових схем із розподіленими неоднорідностями у лініях передачі планарного типу. Метод базується на строгому розв'язанні тривимірних крайових задач для об'ємних резонаторів на лініях передачі планарного типу із неоднорідностями у них та аналізі їхніх спектрів резонансних частот. Показано, що розв'язки крайових задач щодо спектрів власних частот об'ємних резонаторів із симетричними у поперечному напрямку розподіленими неоднорідностями у них дозволяють передбачити частоти резонансної взаємодії цих неоднорідностей із основною лінією передачі, тобто вивчити резонансні властивості характеристик розсіювання, що розраховуються за методом поперечного резонансу.

3. Отримано умову поперечного резонансу та розв'язано задачу розсіювання основних хвиль мікросмужкової та щілинної ліній передачі на 4-портовому вертикальному переході між смужковою та щілинною лініями, які розташовані взаємно-перпендикулярно по різні боки підкладки, за методом поперечного резонанса. На базі отриманого розв'язку та теорії довгих ліній вивчено характеристики розсіювання періодичних структур на базі вузьких прямокутних щілинних резонаторів у заземлюючій площині регулярної мікросмужкової лінії передачі.

4. Розроблено способи алгебраїзації крайових задач, за якими будуються ефективні алгоритми аналізу неоднорідностей у вигляді щілинних резонаторів із прямокутними координатними границями у заземлюючій площині мікросмужкової лінії та повороту щілинної лінії передачі на прямий кут.

5. Розроблено спосіб алгебраїзації крайових задач для аналізу східчастих неоднорідностей у мікросмужковій лінії передачі кінцевої довжини, який базується на опису густини струму у неоднорідній смужковій лінії у термінах магнітного та електричного векторних потенціалів. Розв'язано двовимірні крайові задачі на власні функції і власні значення векторних потенціалів у залежності від умов на

поздовжніх границях через розкладання їх у ряди за ортогональними поліномами, що враховують особливості поведження поля на тонкому ребрі.

б. Удосконалено метод поперечного резонансу для розрахунку характеристик розсіювання на розподілених неоднорідностях за даними попереднього розрахунку спектрів власних частот. Модифікація методу полягає у використанні процедури апроксимації спектральних кривих або їх ділянок раціональними функціями виду  $f(x) = 1/Q_m$ , де  $Q_m$  – поліном  $m$ -го порядку.

*Об'єктом дослідження є* коливання та хвилі, а також процеси розсіювання на розподілених неоднорідностях у багатошарових планарних структурах на базі ліній передачі планарного типу.

*Предметом дослідження є* методи аналізу розподілених та багатоплощинних неоднорідностей у лініях передачі планарного типу у мікрохвильовому діапазоні частот, а також закономірності хвильових процесів та резонансного розсіювання на неоднорідностях у багатошарових планарних структурах.

*Методами дослідження є* математичний апарат рівнянь Максвелла, методи розв'язання крайових задач прикладної електродинаміки (метод часткових областей, метод узгодження мод, метод узагальнених матриць розсіювання, метод поперечного резонанса), що базуються на векторній алгебрі та методах розв'язання крайових задач математичної фізики (зокрема на методі Гальоркіна), методи розв'язання лінійних та трансцендентних рівнянь та систем з цих рівнянь, а також математичний апарат теорії довгих ліній.

**Наукова новизна** отриманих результатів полягає у наступному:

1. Вперше розроблений метод розрахунку дисперсійних характеристик хвильовідно-щілинної лінії передачі (ХЩЛ) із металево-діелектричним включенням кінцевої довжини, за допомогою якого моделюється запертий PIN-діод у ХЩЛ. На базі розроблених алгоритмів за методом узагальнених матриць розсіювання були змодельовані втрати потужності при відбитті основної хвилі ХЩЛ від запертого діоду, а також запропонована і оптимізована схема для узгодження двох запертих кремнієвих PIN-діодів з основною ХЩЛ. Порівняння результатів вимірювання експериментального макета (у діапазоні частот 11-15 ГГц) із даними

аналізу схеми на базі ХЩЛ показали, що запропонована електродинамічна модель запертого діоду у ХЩЛ з високою точністю моделює його поведінку і дозволяє проектувати узгоджуючі ланки із заданими характеристиками.

2. Вперше розвинуто метод поперечного резонансу для аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу для 2-портової схеми із симетрією у поперечному напрямку. Отримано прості вирази для розрахунку елементів матриці розсіяння на симетричних неоднорідностях та запропоновано методу попереднього аналізу схеми за даними розрахунку спектрів власних частот резонаторів із різними умовами на поздовжніх границях та у площині симетрії (а саме умовами поперечного резонансу у вигляді ідеальних електричних та магнітних стінок). Точки резонансної взаємодії неоднорідності із основною лінією передачі (мінімуми коефіцієнтів відбиття або передачі) визначаються точками перетину спектральних кривих, що отримані з розрахунків тривимірних крайових задач для об'ємного резонатору із симетричною у поперечному напрямку неоднорідністю.

3. Метод поперечного резонансу розвинутий для аналізу 4-портової схеми, що являє собою вертикальний перехід між мікросмужковою та щілинною лініями передачі, які розташовані взаємно-перпендикулярно по різні боки підкладки. Вперше отримано умову поперечного резонансу для неоднорідності у вигляді схрещення ліній передачі із різною симетрією основних хвиль, що поширюються у них, та визначені граничні умови для крайових задач щодо спектрів власних частот, що мають розв'язуватися для розрахунку елементів матриці розсіяння.

4. Удосконалено методи розв'язання крайових задач для неоднорідності у вигляді вузьких прямокутних щілинних резонаторів у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі. Модифікація алгоритмів, на відміну від попередніх, полягає у врахуванні у функціях розподілу електричного поля на щілині та густини струму на смужці, що використовуються для алгебраїзації крайових задач для резонатору, поздовжніх гармонік поля на щілинному резонаторі та у виразах для густини струму на смужці. Така модифікація дозволила вивчити явище взаємного зв'язку між неоднорідностями, наприклад, у періодичних структурах.

Результати розрахунків елементів матриці розсіяння показали, що взаємодія неоднорідностей відбувається за рахунок вищих гармонік поля у площині щілинних резонаторів та призводить до зсуву частот резонансного взаємодії між ними та мікросмужковою лінією, а також до появи додаткових областей або додаткових частот з високим рівнем згасання основної хвилі мікросмужкової лінії передачі у мікрохвильовому діапазоні частот.

5. Метод поперечного резонансу удосконалений для аналізу розподілених неоднорідностей у вигляді щілинних резонаторів складної форми із прямокутними координатними границями у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі. Удосконалення полягає у тому, що для опису поля на Н-, П- та О-подібних щілинних резонаторах у регулярній мікросмужковій лінії передачі були обрані базисні функції (тобто базисні функції, що використовуються для алгебраїзації крайової задачі за методом Гальоркіна) у вигляді розкладань їх у ряди за власними функціями хвилеводів складного перерізу (*TE*- та *TN*-типу). Порівняння характеристик, отриманих за допомогою чисельних розрахунків, із результатами експериментальних вимірювань демонструють їх узгодженість із ними та обґрунтованість вибору базисних функцій для аналізу як окремих щілинних резонаторів, так і періодичних структур на їх основі.

6. За допомогою удосконаленого методу поперечного резонансу вперше встановлено, що щілинні резонатори складної форми при їх послідовному включенні у заземлюючу площину мікросмужкової лінії взаємодіють один з одним не тільки на малих відстанях, але і на відстанях, порівнянних з їхнім поздовжнім розміром. Взаємний зв'язок між ними призводить до того, що, наприклад, структура з двох однакових щілинних резонаторів складної форми фільтрує основний сигнал в більш широкій смузі частот, ніж окремий щілинний резонатор, оскільки містить додаткову частоту резонансної взаємодії між мікросмужковою лінією передачі і щілинними резонаторами.

7. Методом поперечного резонансу вперше проаналізовано неоднорідність у щілинній лінії передачі у вигляді повороту її на прямий кут. Аналіз 2-портової схеми базується на розрахунку власних частот віртуального об'ємного

резонатору з коротким замиканням на портах і представленням поля на апертурі щілини у вигляді рядів за власними  $TE$ -хвилями  $L$ -подібного хвилеводу. Чисельні розрахунки показали, що у разі повороту щілинної лінії на прямий кут із різною шириною щілин на портах зворотні втрати (коефіцієнт відбиття) є значно більшими, ніж у випадку повороту щілинної лінії із однаковою шириною щілин на портах. Крім того, поворот на прямий кут щілинної лінії передачі з однаковою шириною щілин добре узгоджений за втратами, а набіг фази коефіцієнту передачі на повороті щілинної лінії має немонотонну залежність від частоти з максимумом, що дорівнює  $\pi/2$ , на деякій частоті, що залежить від її ширини.

8. Вперше побудовано двовимірні власні функції магнітного і електричного векторних потенціалів у вигляді розкладання їх у ряди за ортогональними поліномами Чебишова 1-го та 2-го роду для опису густини струму у смужковій лінії передачі із східчастою неоднорідністю кінцевої довжини у ній. Перевагою використання даних функцій є малий порядок системи рівнянь, що розв'язується, та швидка збіжність алгоритму при чисельних розрахунках: для забезпечення точності розрахунку власних чисел порядку  $10^{-3} \text{ мм}^{-1}$ , досить врахувати три-чотири члени ряду ( $M=3..4$ ) у розкладаннях електричного і магнітного векторних потенціалів у ряди за ортогональними поліномами. Внаслідок цього алгоритми розв'язання задач на резонансні частоти мікросмужкового резонатору із східчастою неоднорідністю кінцевої довжини та різними умовами на поздовжніх границях (при застосуванні побудованих функцій у процедурі алгебраїзації крайових задач) також збігаються швидко: для забезпечення точності розрахунку власних частот у 2 % порядок зрізання рядів за власними функціями дорівнює  $P=3\div 5$  при співвідношенні ширин смужки до значення  $a=w_1/w_2=4$  (за умови  $w_1>w_2$ ).

9. Удосконалений метод поперечного резонансу для розрахунку характеристик розсіяння на розподілених 2-площинних неоднорідностях у лініях передачі планарного типу, за даними попереднього розрахунку спектрів власних частот об'ємного резонатору. Модифікація методу полягає у використанні процедури апроксимації спектральних кривих або їх ділянок раціональними функціями виду  $f(x)=1/(a_0+a_1x+a_2x^2+\dots+a_mx^m)$ . В результаті такої оптимізації істотно



скорочується час, що витрачається на чисельний аналіз неоднорідності в одній частотній точці, а тому і у діапазоні частот в цілому.

10. За результатами чисельних розрахунків характеристик розсіяння на розподілених 2-площинних неоднорідностях у мікросмужковій лінії передачі, що складаються із східчастої неоднорідності кінцевої довжини у смужковій лінії та щілинного резонатору у її заземлюючій площині, вперше показано, що додавання до індуктивного або ємнісного відрізка щілинних резонаторів у заземлюючу площину призводить до появи додаткових частот резонансного відбиття і пропускання, у порівнянні характеристиками розсіяння окремої неоднорідності у регулярній мікросмужковій лінії. Це дозволяє розширити функціональні можливості фільтрів або узгоджувальних ланок, що проектуються на основі розподілених 2-площинних неоднорідностей, при зберіганні малих розмірів схеми в цілому. До того ж було показано, що діапазон смуго-запиральних фільтрів (у тому числі фільтрів вищих гармонік) можна розширити за допомогою використання щілинних резонаторів складної форми, наприклад, Н-подібних із поперечним розташуванням «гантелей» щодо мікросмужкової лінії або, взагалі, гребінчастих щілинних резонаторів.

**Практичне значення** одержаних результатів полягає у наступному.

1. Розроблені та удосконалені методи аналізу розподілених неоднорідностей у багат шарових планарних структурах дозволяють виконувати розрахунки характеристик розсіяння та оптимізацію схем різних пристроїв мікрохвильового діапазону частот: фільтрів, розгалужувачів, узгоджувачів ланок активних та пасивних пристроїв тощо.
2. Отримано нові знання про якості та характеристики окремих планарних структур, а саме:
  - спектральний підхід до вивчення резонансних властивостей неоднорідностей у багат шарових планарних структурах, та пов'язаний із ним метод розрахунку характеристики розсіяння на них, дозволяє вивчити природу електромагнітних явищ та хвильових процесів у таких структурах;

- прикладне значення розвинутих методів полягає у можливості проектувати на основі таких структур компактних багатофункціональних пристроїв, що виконують одночасно декілька функцій у різних піддіапазонах частот.

**Особистий внесок здобувача.** У дисертації було використано матеріали монографії [23], розділу книги [24], наукових статей [1–22] і матеріали тез та доповідей на конференціях [25–53]. У спільних роботах [1, 2, 3, 4, 8, 9, 15, 16, 18, 19, 20, 21, 24] особистий внесок здобувача полягає в участі у розробці методу розв'язання крайових задач та параметрів розсіяння, розробці відповідних алгоритмів і налагодженні комп'ютерних програм, проведенні чисельного моделювання, а також в обговоренні отриманих результатів і написанні статей; у статтях [5, 6, 7, 11, 12] особистий внесок здобувача полягає в удосконаленні методу розв'язання задач розсіяння, написанні відповідних алгоритмів та комп'ютерних програм, проведенні числового моделювання, а також в обговоренні отриманих результатів і написанні статей; у роботах [10, 13, 14, 17, 22] автору належить вибір напрямків дослідження та участь в обговоренні результатів і написанні робіт. Роботи були виконані у співавторстві з Крижановським В.Г., Крижановським В.В., Черновим Д.В., Рудяковою Г.М., Макаровим Д.Г., Комаровим В.Ф., Коваленко В.О., Колантонио П.

**Апробація результатів дисертації.** Матеріали дисертації викладені на внутрішніх конференціях ДонНУ та доповідалися на таких міжнародних конференціях і симпозіумах : 9-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь 13-16 вересня 1999 г.; International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET) Kiev, Ukraine, September 10-13, 2002; 13-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології», Севастополь 8-12 вересня 2003 г.; The Fifth International Kharkov Symposium “Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves” (MSMW'2004.), Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2004.; «15-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 12-16 вересня 2005 р.; 11 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory" MMET\*06, June 26-29, 2006. Kharkiv, Ukraine,

2006.; 16-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 10-14 вересня 2006 г.; 17-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 10-14 вересня 2007 р.; 12 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory" ММЕТ\*08, June 29- July 02, 2008. Odessa, Ukraine, 2008.; 19-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 14-18 вересня 2009 р.; 2010 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves. Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010.; 20-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 13-17 вересня 2010 г.; 21-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 12-16 вересня 2011 г.; International Conference on Antenna Theory and Techniques, 20-23 September, 2011, Kyiv, Ukraine.; 14th International Conference on Mathematical Methods In Electromagnetic Theory (ММЕТ'2012). Kharkiv, Ukraine, August 28-30, 2012.; 22-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 10-14 вересня 2012 р.; 23-й Міжнародній Кримській конф. «НВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» Севастополь, 9-13 вересня 2013 р.; 14th International Symposium on Microwave and Optical Technology Proceedings, KL, MALAYSIA, October 28-31, 2013.; "Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications, and Computer Science" International Conference TCSET'2014. Lviv-Slavske, Ukraine February 25 – March 1, 2014.; MIKON 2014, 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, June 16-18, Gdansk, Poland.; Міжнародній науково-технічній конференції з інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки УкрМіКо'2016. Київ 11-15 вересня 2016 р.; 2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo), Year: 2017.; 2018 14th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET) – Year: 2018.; 2018 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo), Year: 2018.; 2019 International Conference on Information and

Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo), Year: 2019; Y. V. Rassokhina, D. V. Chernov and P. Colantonio, "High-Efficiency Microwave Power Amplifier with Higher Harmonics Level Control on Basis of Defected Ground Structure Resonators," 2020 23rd International Microwave and Radar Conference (MIKON), Warsaw, Poland, 2020.

**Публікації.** Результати дисертації було опубліковано в **53** наукових роботах, у тому числі в **22** статтях [1–22] у профільних та періодичних наукових виданнях, в **1-й** монографії [23], **1-му** розділі монографії [24], у **29** збірках тез та доповідей на міжнародних науково-технічних конференціях [25–53]. Також за результатами роботи отримано **3** патенти України на корисну модель [54-56].

**Структура і обсяг роботи.** Дисертація складається з анотації, вступу, восьми розділів, висновків, списку цитованої літератури. Робота містить 268 сторінок, 131 рисунок, 14 таблиць і 172 бібліографічних посилання.

Автор вдячна професорові Крижановському В.Г. за наукове консультування та цінні поради в процесі роботи над дисертацією, а також усім співробітникам кафедри радіофізики та кібербезпеки і кафедри комп'ютерних наук та інформаційних технологій Донецького національного університету імені Василя Стуса за підтримку і допомогу в роботі.

## 1 РОЗДІЛ 1

### РОЗВИТОК ТА СУЧАСНИЙ СТАН МЕТОДІВ АНАЛІЗУ І ПОБУДОВИ ПРИБРОЇВ НА БАЗІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛАНАРНИХ СТРУКТУР

Розглянуто основні методи аналізу неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, що використовуються при проектуванні різних видів пристроїв на базі об'ємних інтегральних схем (ІС). Розглянуто основні етапи їх розвитку, переваги та перспективи подальшого їх удосконалення. Матеріали розділу частково викладено у монографії [23].

#### 1.1 Методи аналізу ліній передачі планарного типу та інтегральних схем на їх основі

Одним з найважливіших компонентів мікрохвильових об'ємних інтегральних схем (ОІС) є лінії передачі планарного типу, що призначені для передачі сигналу та реалізації численних функцій пристроїв мікрохвильового діапазону частот (трансформаторів опорів, різних видів фільтрів, відгалужувачів, переходів та багато інших). Підвищення вимог за розмірами, вагою, надійністю та функціональністю, що пред'являються до сучасних пристроїв мікрохвильового діапазону, призводить до необхідності не тільки розробляти їх нові конструкції, але й розробляти нові та удосконалювати існуючі методи їх аналізу.

Лінії передачі планарного типу включають в себе безліч структур, що містять одну або декілька границь типу повітря – діелектрик або діелектрик – діелектрик з металевими смужками, що надруковані на цих границях. Найбільш поширеними лініями передачі планарного типу є смужкова (stripline), мікросмужкова (microstrip line), смужкова лінія на підвішеній підкладці (suspended microstrip line), а також хвилевідно-щілинна (finline), щілинна (slotline) та копланарна лінії передачі. Протягом останніх 40-ка років (в основному у 70-80 роки) були розроблені різні аналітичні та піваналітичні чисельні методи розрахунку дисперсійних характеристик планарних ліній передачі (сталого поширення або критичної частоти). У цих методах завжди є компроміс між точністю і чисельною

ефективністю. Спочатку були введені спрощені апроксимації для досягнення достатньої чисельної ефективності за рахунок точності, наприклад, наводилися численні результати для ідеалізованих структур з нульовою товщиною металізації, не враховувався вплив монтажної канавки на підкладку і т. ін. Але з часом вплив цих факторів на результати розрахунку дисперсійних характеристик планарних ліній передачі також було вивчено.

Для аналізу планарних схем у частотній області, у тому числі багат шарових, були розроблені і успішно використовуються повнохвильові методи аналізу, а саме уніфікований метод гібридних мод, метод сингулярних інтегральних рівнянь, метод узгодження мод в рамках формалізму узагальнених матриць розсіювання та метод поперечного резонансу. Тобто, паралельно із методами розрахунку дисперсійних характеристик базових ліній передачі планарного типу розвивалися і методи розрахунку характеристик розсіювання на неоднорідностях у них. Для регулярної екранованої мікросмужкової лінії передачі методи розрахунку дисперсійних характеристик основної і вищих типів хвиль у представленні гібридних мод із алгебраїзацією крайових задач методом Гальоркіна були опубліковані у роботах Іто та Міттри [57], [58]. Тими ж самими авторами вперше було наведено метод розрахунку резонансних частот прямокутного мікросмужкового резонатору [59]. Аналогічні методика для розрахунку дисперсійних характеристик щілинної та хвилевідно-щілинної лінії передачі були наведені у [60], [61], [62]. Узагальнення методу імітансів у спектральній області для мультипланарних смужкових або щілинних структур було описано Іто із співавторами у роботах [63], [64], [65]. Надалі вагомий вклад у розвиток та удосконалення методу розрахунку власних хвиль ліній передачі планарного типу був внесений Борнеманном, Вальдіком [66], [67], [68], Мансуром, Макфі [69], а також Омаром та Шюнеманном [70].

Метод аналізу міжрівневого зв'язку (Multilayer Interconnection), тобто зв'язку між лініями передачі планарного типу, що розташовані у різних площинах багат шарової структури, розглянуто у [65]. Було показано, що цей метод, що базується на спектральному підході, здатний прогнозувати частотну

дисперсію параметрів лінії передачі та придатний для точного дослідження явищ взаємного зв'язку між сусідніми лініями передачі. Зроблено висновок, що спектральний підхід підходить для аналізу загального взаємозв'язку ліній в інтегральній схемі. Він надає залежну від частоти інформацію про характеристики поширення, а похідні 4-портові параметри еквівалентної схеми є більш точними та корисними, ніж звичайна модель з зосереджених елементів.

Вивчалися також характеристики поширення хвиль вищого порядку. У статті [71] докладно представлені характеристики сталої поширення (у комплексній формі) першої моди вищого порядку у щілинній лінії передачі. Виявлено, що сталі загасання і смуги випромінювання першої моди вищого порядку більші, ніж у першій високочастотній моді мікросмужкової лінії. Аналізується залежність характеристик поширення від структурних параметрів і впливу кінцевої товщини площин, що проводять. Крім того, обговорюються характеристики поширення мод, подібних поверхневим хвилям. Щоб уникнути ненавмисного збудження цих подібних поверхневим хвилям мод в антенних додатках, порівнюються і обговорюються розподіли струму і поля у цій моді. Збудження першої моди вищого порядку у щілинній лінії передачі здійснювалося двома способами: шляхом живлення її від копланарного хвилеводу і від мікросмужкової лінії передачі. Результати експериментів показали добре узгодження з результатами, отриманими у чисельних розрахунках, а також підтвердили існування у щілинній лінії передачі першої моди вищого порядку.

Із збільшенням потреби в строгому аналізі і проектуванні компонентів ІС мікрохвильового та міліметрового діапазонів, розроблялися і прямі чисельні методи їх аналізу: різні модифікації методу моментів (методу скінченних елементів) та аналізу структур у часовій області за методом кінцевих різниць (*finite-difference time domain methods*). Аналізу і синтезу планарних схем присвячена більша частина комерційних програм, за якими розраховуються та оптимізуються схеми ВЧ і мікрохвильового діапазонів, що ґрунтуються на прямих чисельних (сіткових) методах розв'язання крайових задач. Для забезпечення необхідної точності розв'язання задач ці методи вимагають значних обчислювальних

ресурсів та мають свої обмеження. Тим не менш, електродинамічне моделювання прямими чисельними методами на даний час є найбільш поширеною та відповідальною частиною циклу проектування мікрохвильових пристроїв. У свій час це дозволило прискорити аналіз складної мікрохвильової схеми від тижнів до декількох днів або годин. Однак ці методи не дають чіткого уявлення щодо хвильових процесів і процесів взаємодії хвиль у складних планарних схемах, а тому не дають інформації про закономірності поведінки характеристик розсіювання на неоднорідностях у них у залежності від геометричних параметрів схеми.

До повнохвильових піваналітичних методів аналізу неоднорідностей у лініях передачі планарного типу належить метод узгодження мод (mode matching method) та метод поперечного резонансу (Transverse Resonance Technique, TRT). Останній метод виділяється тим, що за ним розраховуються як дисперсійні характеристики (критичні частоти або сталі поширення) регулярних ліній передачі різних типів (від хвилевідних до планарних), так і характеристики розсіювання на неоднорідностях у них.

У [72] описаний метод розрахунку характеристик розсіювання на неоднорідності з двох схрещених мікросмужкових ліній передачі на підвішеній підкладці. Метод базується на узагальненому методі поперечного резонансу, що поширений на 4-портову схему, для обчислення резонансної частоти резонатора, створеного шляхом екранування перехрестя ідеально провідними допоміжними стінками. Для такої 4-портової схеми отримано рівняння поперечного резонансу. Розв'язуються 3 крайові задачі для резонатора із різними площинами симетрії (типами резонансів). Розміри резонансної структури на заданій частоті знаходять варіюванням довжини смужок. Ці структури використовуються для отримання параметрів еквівалентної ланки, що характеризує цю неоднорідність.

У [73] наведено методику проектування фільтрів на основі металевих включень у Е-площині прямокутного хвилеводу за методом узгодження мод та методом узагальнених матриць розсіювання. У [68] представлений аналіз різних квазіпланарних ліній передачі на основі опису поля у вигляді гібридних хвиль, з урахуванням кінцевої товщини металізації і монтажних канавок. Використання



модифікованого методу узгодження мод у поєднанні з узагальненою матрицею ліній передачі має перевагу, що полягає у збереженні розміру матриці характеристичного рівняння сталою навіть для зростаючого числа неоднорідностей.

Використовуючи строгий опис розподілу поля у гребінчастих хвилеводах із двобічними металевими ребрами у Е-площині, у статті [74] була представлена методика проектування, що базується на методі поперечного резонансу, компактних недорогих смугових фільтрів з низькими втратами, що вносяться. Теорія проектування враховує вплив як кінцевої товщини ребер, так і взаємодію мод вищого порядку на всіх неоднорідностях. При цьому в роботі метод поперечного резонансу порівнювався з більш класичними методами аналізу неоднорідностей, а саме методом стоячих хвиль і методом узгодження мод у резонаторі. Був зроблений висновок про те, що основною перевагою методу поперечного резонансу є той факт, що у визначнику функції характеристичного матричного рівняння немає полюсів. Тому алгоритм пошуку заданого числа власних значень (сталих поширення для даної частоти або частот відсічення) може бути спрощений, і ризик пропуску власних значень дуже низький, на відміну від інших методів.

А вже у роботі [75] за допомогою уніфікації граничних умов метод поперечного резонансу був розвинутий для побудови ефективних алгоритмів аналізу ліній передачі планарного типу відкритого та напіввідкритого типу, що має значення для проектування пристроїв без металевого екрануючого корпусу у мікрохвильовому діапазоні.

Аналіз неоднорідностей за методом узагальнених матриць розсіяння можливий для використання у таких планарних схемах, що містять пласкопоперечні (зосереджені) неоднорідності (наприклад, східчаста неоднорідність у хвилевідно-щілинній лінії передачі), або в традиційних хвилевідних конструкціях (включаючи трансформатори опорів, трійники та інші хвилевідні розгалужувачі). Тобто в структурах, в яких можливо однозначне розбиття вихідної області, що аналізується, на часткові підобласті із розв'язанням для поля в кожній з них. У багатошарових планарних структурах, коли, наприклад, лінії передачі розташовані по різні боки підкладки або йдеться про якусь розподілену у просторі

неоднорідність, неможливо чітко виділити часткові області для опису поля у системі з електромагнітно зв'язаних між собою елементів схеми. Це особливо стосується резонансних смужково-щілинних структур, в яких лінії передачі можуть мати області перекриття і, відповідно, різні напрямки поширення хвиль. Наприклад, у застосуванні до шлейфового переходу між мікросмужковою та щілинною лініями передачі метод узгодження мод не можна використати, оскільки обидві хвилі існують у загальному об'ємі структури одночасно. Тому для аналізу таких структур необхідний метод, що дозволяє записати поле в екранованій структурі цілком, з урахуванням всіх існуючих у ній коливань. Цій умові задовольняє метод поперечного резонансу, який у комбінації з такими методами, як теорія довгих ліній або формалізмом матриць розсіяння, успішно використовується для аналізу розгалужених планарних схем та окремих розподілених неоднорідностей у них [81].

Основні ідеї використання методу поперечного резонансу для аналізу неоднорідностей у лініях передачі планарного типу були закладені у роботах Соррентіно та Іто [76], [77]. На базі цих робіт було запропоновано різні комбіновані методи. Наприклад, у роботі [78] представлений гібридний підхід, що поєднує теорію довгих ліній (MoL, method of lines) і метод поперечного резонансу (TRT), для аналізу східчастих неоднорідностей в мікросмужкових лініях, що друкуються на одновісних або двовісних біанізотропних підкладках. Методи теорії довгих ліній використовуються для визначення характеристичного рівняння для резонансної довжини, а метод поперечного резонансу застосовується для отримання S-параметрів шляхом подання неоднорідності у вигляді мікрохвильової еквівалентної схеми. В роботі [79] характеризується новий тип неоднорідності у хвилевідно-щілинній лінії передачі, який складається з прямокутної провідної смужки, розташованої поперечно на зворотному боці повітряно-діелектричного інтерфейсу, що містить щілинну лінію. Моделювання об'ємного резонатора на ХЩЛ, що містить неоднорідність у вигляді смужкового резонатора, виконується з використанням метода гібридних мод, а потім для отримання параметрів еквівалентної схеми неоднорідності використовується метод поперечного резонансу.

В роботі [80] зазначається, що методи, пов'язані з методом узгодження мод, такі як узагальнений метод поперечного резонансу (Generalized TRT), «страждають» від явища відносної збіжності. Щоб зменшити його вплив, у [80] був представлений підхід, що полягає у використанні базисних функцій, які враховують сингулярну поведінку полів на ребрах і оптимальне модальне співвідношення (число мод в області хвилеводу, поділене на число мод в області щілини). Були представлені результати чисельних розрахунків, отримані при аналізі однорідної короткозамкненою щілинний ліній передачі, які продемонстрували мінімізацію явища відносної збіжності.

У статті [82] представлена методика повнохвильового аналізу багатоportових, численних переходів між лініями передачі з використанням багатоportової теореми взаємності. Використовуючи це формулювання, розсіяний сигнал на заданому порту безпосередньо зв'язаний через взаємність з відгуками відомих власних полів конкретного порту на різні індуковані струми в смужкових лініях і електричні поля у щілинних лініях передачі. За результатами аналізу розраховуються параметри еквівалентних ланок для багатоportових переходів між лініями передачі різного типу.

У [83] запропоновано методику аналізу планарної схеми на базі комерційного програмного продукту та методу моментів. Використовується специфічний комерційний програмний модуль, що дає можливість здійснювати двовимірне з'єднання декількох накладених плоских структур, а також вивчення характеристик з'єднань, що відбуваються між різними рівнями (шарами) тришарової структури. Запропонований підхід продемонстровано на прикладах смуго-запирального та смуго-пропускного фільтрів, що спроектовані на базі мікросмужково-щілинного переходу, де лінії передачі розташовані по різні боки підкладки (Рис. 1.1).

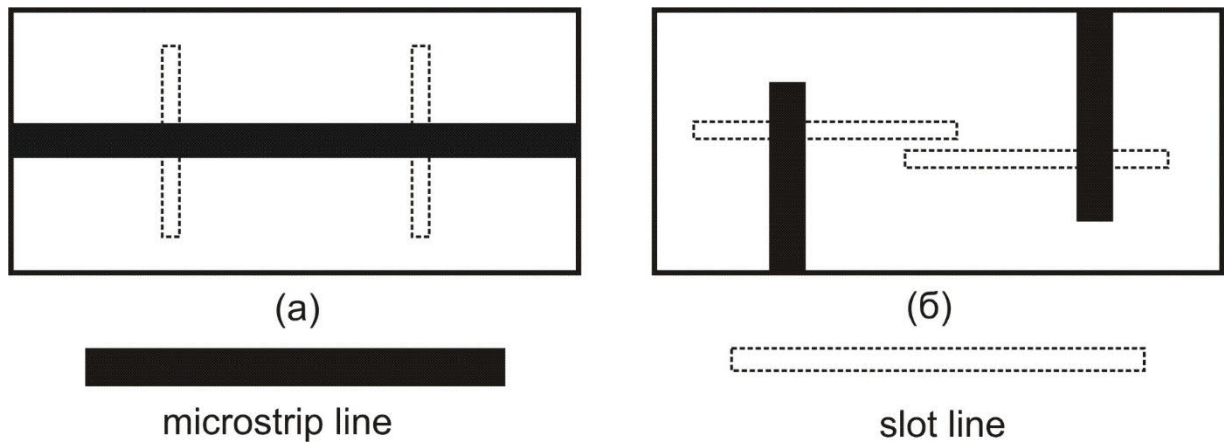


Рис. 1.1. (а) – Смуго-запиральний фільтр, (б) – смуго-пропускний фільтр на базі смужково-щілинного переходу [83]

## 1.2 Періодичні структури на базі планарних ліній передачі

Починаючи з 2000-х років вивчалися можливості використання структур типу Photonic bandgap (PBG), Electromagnetic bandgap (EBG) та Defected ground structure (DGS) для проектування різноманітних пристроїв мікрохвильового діапазону [84], [85], [86], [87]. Розвиток обчислювальних потужностей комп'ютерної техніки дав можливість аналізувати та проектувати різні пристрої на базі періодичних структур прямими чисельними методами, здебільшого методом моментів та різними його модифікаціями (тим не менш, цей метод теж є методом повнохвильового аналізу).

Наприклад, у роботі [85] представлені уніпланарні одновимірні (1-D) періодичні структури, так звані структури з фотонною забороненою зоною (PBG), і дефектні високодобротні резонатори для копланарного хвилеводу, копланарної смужкової лінії і щілинної лінії передачі. Запропоновані уніпланарні PBG-структури складаються з періодично протравлених пазів уздовж лінії передачі або ряду змінних характеристичних імпедансів з широкосмуговими характеристиками фільтру загородження (Рис. 1.2).

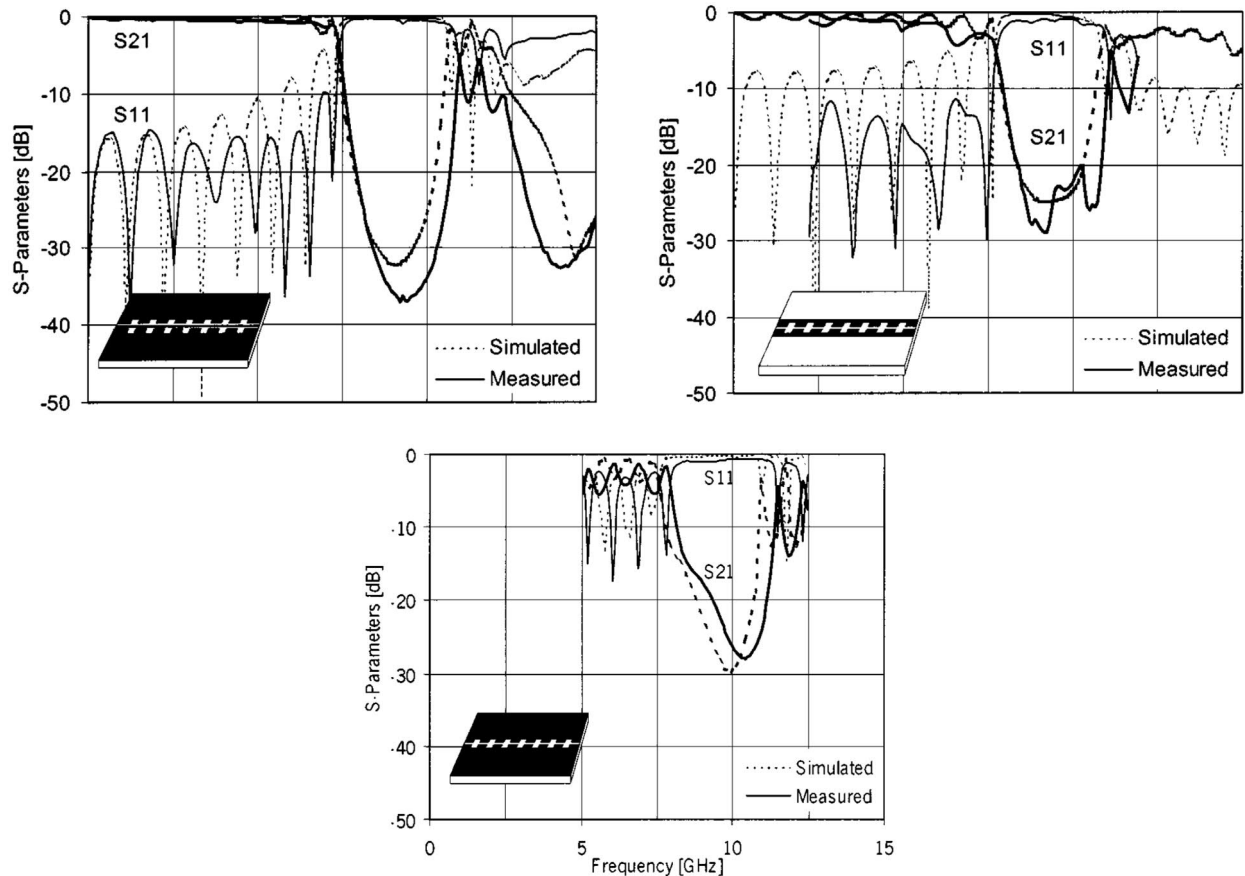


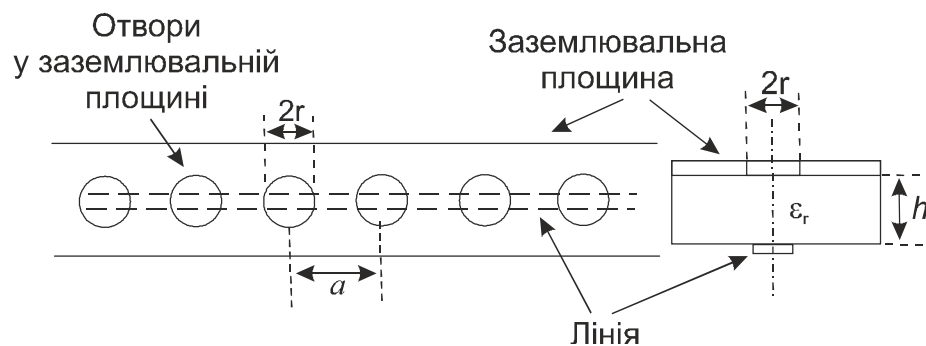
Рис. 1.2. Уніпланарні 1-D PBG структури з копланарного хвилеводу, копланарної смужкової лінії та щілинної лінії передачі: промодельовані та вимірні характеристики розсіювання [85]

Отримана смуга загородження становить 2.8 ГГц з рівнем подавлення 36.5 дБ. Показано, що продуктивність PBG-структури можна легко поліпшити, якщо в параметричному аналізі змінити кількість комірок або коефіцієнт заповнення. Використовуючи уніпланарні 1-D PBG структури, було продемонстровано нові високочастотні «дефектні» резонатори з повнохвильовим моделюванням і результатами вимірів. Ці структури на основі дефектного резонатора або резонаторів Фабрі - Перо складаються з центральної резонансної лінії з двома сторонами відбивачів у вигляді PBG-структур. Навантажена і ненавантажена добротності резонаторів досягли значень 247.3 і 299.1 відповідно.

Планарні EBG-структури часто використовуються в якості багатфункціональних компактних фільтрів, що характеризуються смугою зпирання, яка значно ширше смуги пропускання. Іншими різновидами EBG-структур, що широко використовуються, є одновимірні періодичні плоскі структури на основі

мікросмужкових ліній із ширинами смужок, що чергуються [88], і мікросмужкових ліній з отворами різного (nonuniform) розміру у заземлюючій площині [89], [90], [91].

З появою матеріалів виду «фотонних заборонених зон» (photonic bandgap, PBG) були запропоновані різні топології PBG для поліпшення пропускної здатності та взагалі характеристик розсіяння мікрохвильових сигналів. Звичайні PBG-структури з круглими отворами у заземлюючій площині мають недоліки у формуванні широкої смуги запирання через великі пульсації у смузі пропускання. У [90] було запропоновано дві нові конфігурації з неоднорідними розмірами кругових резонаторів PBG для покращення характеристик у смузі запирання та зменшення пульсацій у смузі пропускання. Розміри елементарних комірок PBG-структури варіюються пропорційно біноміальним коефіцієнтам та коефіцієнтам Чебишевських поліномів, Рис. 1.3а-в. З представлених результатів моделювання та експериментальних вимірів було доведено, що розподіл розмірів структури за поліноміальними коефіцієнтами Чебишова дає чудові показники, пригнічуючи пульсації у смузі пропускання та створюючи чітку смугу запирання. Також було показано, що характеристики у смугах пропускання та запирання додатково покращуються за допомогою розподілених за Чебишовим кільцевих PBG-резонаторів з їх унікальною особливістю регулювання коефіцієнту форми. Структури PBG моделювалися програмним інструментом Zeland IE3D на базі методу моментів (МоМ).



а

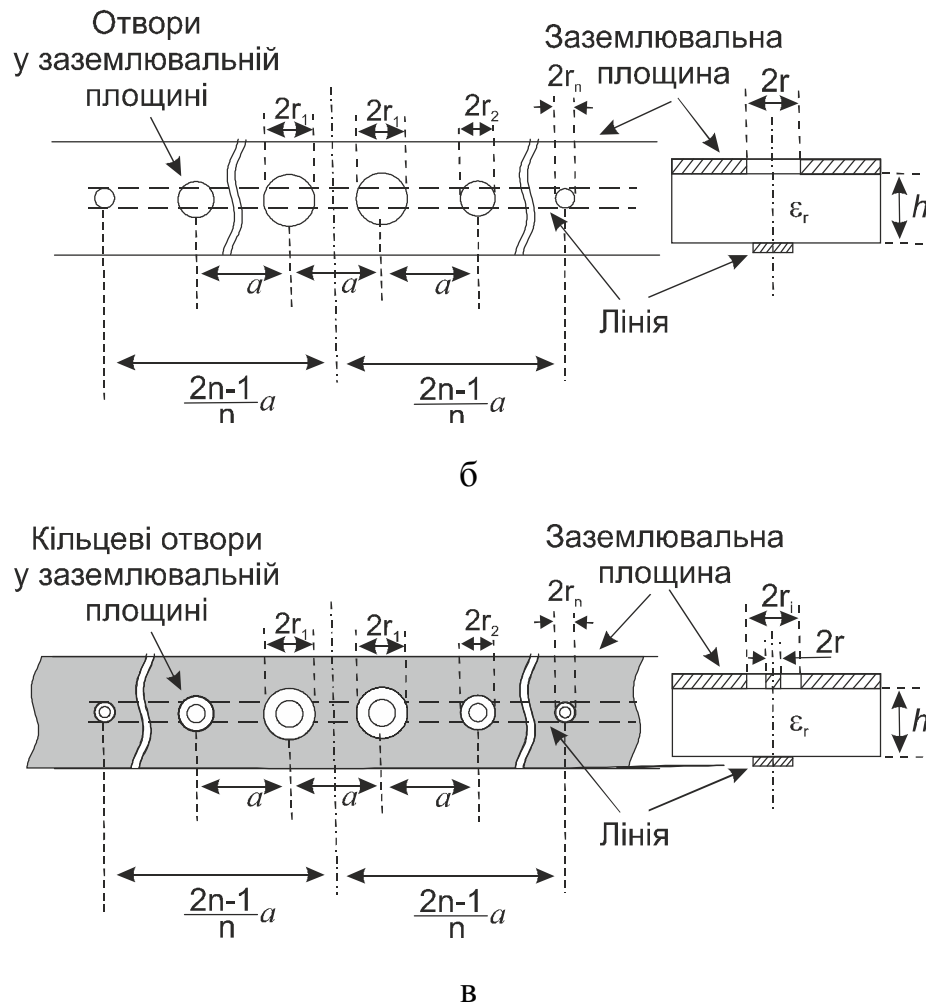


Рис. 1.3. (а) – Регулярна PGB-структура із круглими отворами у заземлювальній площині із періодом  $a$  та радіусом  $r$ , (б) – нерегулярні PGB-структури із круглими отворами та (в) – кільцевими отворами із парним числом комірок [90]

У роботі [86] представлений метод зменшення пульсацій в смугах пропускання послідовно або паралельно навантажених EBG-фільтрів із скінченим числом періодів. Був розроблений, виготовлений і виміряний смуговий фільтр на основі EBG зі спіральними травленнями у заземлюючій площині мікросмужкової лінії. Для експериментальної перевірки запропонованого методу проектування ілюструється 4-секційний мікросмужковий EBG-фільтр, навантажений на щільні резонатори спіральної форми. І моделювання, і вимірювання показали ослаблення сигналу на 50 дБ в центрі першої смуги запирання і пульсації менші ніж 0.29 дБ у суміжних смугах пропускання.

Представлений у [92] новий компактний широкосмуговий високочастотний фільтр низьких частот (ФНЧ, англійською LPF) із використанням H-DGS-

щілинних резонаторів (Рис. 1.4), на базі якого проектується смуго-пропускний фільтр. Він складається з двох з'єднаних Н-пазів у площині заземлення разом з компенсуючою лінією і додатковою щілиною у лінії передачі. Порівняння зі звичайними фільтрами показує, що запропонований фільтр гарантує велику смугу запирання за рівнем 20 дБ від 2.5 до 16 ГГц. Експериментальні вимірювання за допомогою аналізатору мікрохвильових ланок HP8719D добре узгоджуються з результатами моделювання, яке було виконано у програмі Microwave Office.

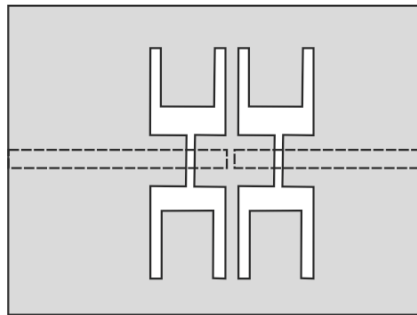


Рис. 1.4. Топологія смуго-пропускного фільтру на базі H-DGS-структури з двох щілинних резонаторів [92]

У статті [93] представлені дві нові конструкції фільтрів низьких частот з використанням щілинної DGS-структури із парою складених Т-подібних плечей. Показано, що резонансну частоту щілини можна легко контролювати, змінюючи розміри складених Т-подібних щілинних резонаторів, не змінюючи при цьому площу, яку займає конструкція в цілому. За допомогою цієї щілини було спроектовано, виготовлено та випробувано два квазі-еліптичні ФНЧ. Результати експериментів добре співпадають з результатами моделювання та демонструють, що завдяки запропонованому ФНЧ можна отримати відмінні показники у смугі запирання. Фільтр має частоту відсічення приблизно 2.4 ГГц.

У статті [94] демонструються меандро-подібні щілинні резонатори в площині заземлення з багаторезонансною характеристикою і компактний ФНЧ з використанням такого резонатору. Меандрова щілина формує широкосмуговий резонатор з низькими втратами, що вносяться, і дуже різкою частотною характеристикою зрізу. Вимірні втрати, що вносяться, у смугі пропускання складають



менше ніж 0.7 дБ, а смуга запирання за рівнем більш ніж 20 дБ – від 2.9 до 12.0 ГГц.

У [95] запропонована компактна трисмугова Н-подібна щілинна антена (Рис. 1.5), що живиться через електромагнітний зв'язок із мікросмужковою лінією передачі. Збуджуються чотири резонансні моди, в тому числі монопольна мода, щілинна мода і моди вищого порядку для покриття GPS (1.575 ГГц) та Wi-Fi (2.4–2.485 ГГц і 5.15–5.85 ГГц), відповідно.

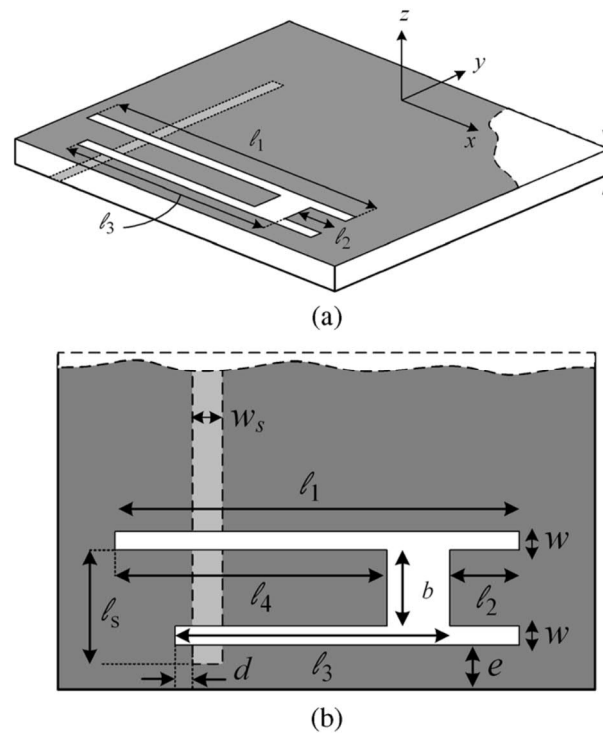


Рис. 1.5. Конфігурація Н-подібної щілинної антени [95], що живиться через зв'язок із мікросмужковою лінією. Розмір плати  $60 \times 60 \text{ мм}^2$ , а відстань від щілини до краю становить  $e=3.5 \text{ мм}$ , (а) панорамний вигляд, (б) вид зверху

На базі двошарової планарної структури у [96] розроблена, виготовлена та реалізована нова DGS з переважно магнітним зв'язком для пригнічення позасмугових гармонік фільтру (Рис. 1.6), який належить до класу багатосмугового, і який характеризується дуже різким паразитним відгуком. Еквівалентна схема з'єднання двох DGS була представлена і підтверджена за допомогою двох комерційних ЕМ-симуляторів, і для підтвердження концепції були отримані експериментальні результати для трисмугового фільтру (Рис. 1.7).

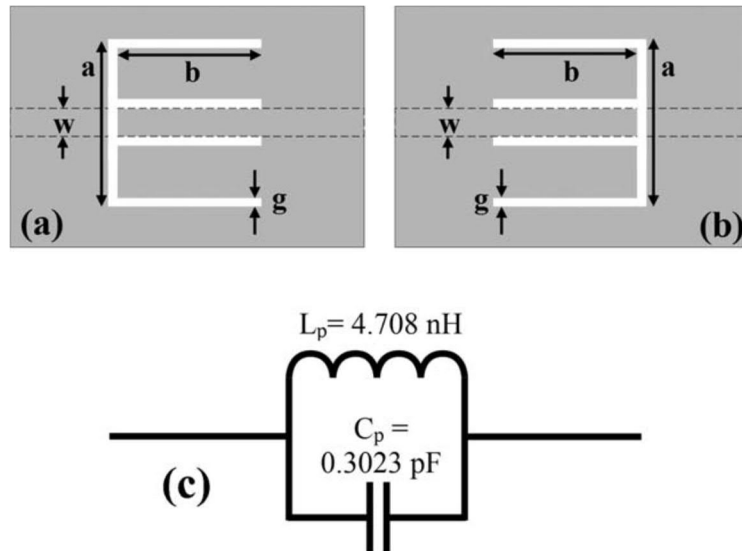


Рис. 1.6. Запропонована DGS та її еквівалентна LC-схема

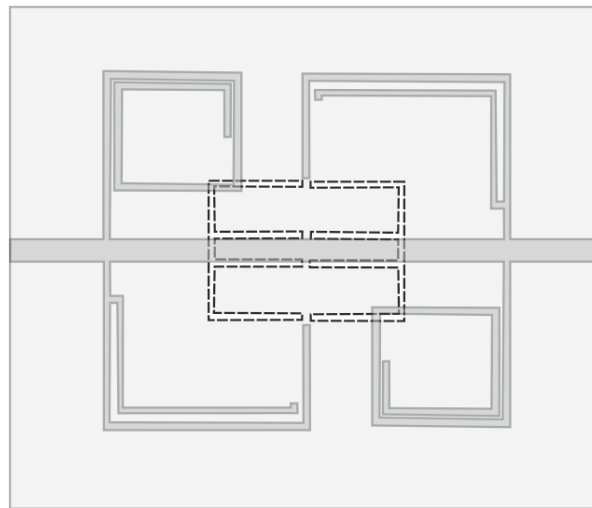


Рис. 1.7. Топологія трисмугового фільтра із DGS [96]

У роботі вітчизняних дослідників [97] проаналізовано обмеження ефективності традиційних мікросмужкових структур. Порівняно ефективність електромагнітних кристалів (ЕК), тобто структур з отворами не тільки у заземлюючій площині, а і у діелектрику, на основі запропонованих авторами неоднорідностей з традиційними рішеннями на основі мікросмужкової лінії. Показано, що з використанням тривимірних неоднорідностей в структурі її площа зменшуються на 40 %. На прикладі вузькосмугового фільтра була порівняна ефективність запропонованих тривимірних низькоімпедансних ЕК-неоднорідностей зі сторони сигнального провідника з одновимірними неоднорідностями традиційної

мікросмужкової лінії, показано, що ширина фільтра зменшується вдвічі. Комп'ютерне моделювання ЕК-структур проведено у середовищі CST Microwave Studio.

### 1.3 Пристрої на базі багатоплощинних неоднорідностей у багат шарових планарних структурах

У мікрохвильовому та міліметровому діапазоні частот широко використовуються пристрої на базі змішаних щілинно-смужкових структур: це різновиди фільтрів, переходи між лініями передачі, спрямовані розгалужувачі та ін.

У [98] пропонуються два види широкосмугових диференціальних фільтрів з внутрішнім (intristic) синфазним (common-mode, CM) придушенням сигналу. Обидва фільтри реалізовані на основі багатомодових щілинних резонаторів, Рис. 1.8, в режимі дво- і тримодового резонансу відповідно.

У [99] запропоновано клас широкосмугових вертикальних переходів з мікросмужки на мікросмужку через встановлення режиму багаторезонансних мод у щілинному резонаторі, сформованому у їх загальній площині заземлення. Щілина діє як багатомодовий резонатор з мікросмужковими лініями на обох сторонах діелектричної підкладки в якості вхідних і вихідних портів. Мультирезонансні моди в цьому щілинному резонаторі збуджуються шляхом встановлення певної відстані між цими портами  $2\Delta d$  (Рис. 1.9). Розрахунки та проектування переходів виконано за допомогою комерційної програми аналізу Agilent HFSS методом моментів. За результатами розрахунків розроблено еквівалентну схему переходу (equivalent transmission-line model) та виведено формули перетворення її у фізичні розміри для побудови фізичного макету переходу.

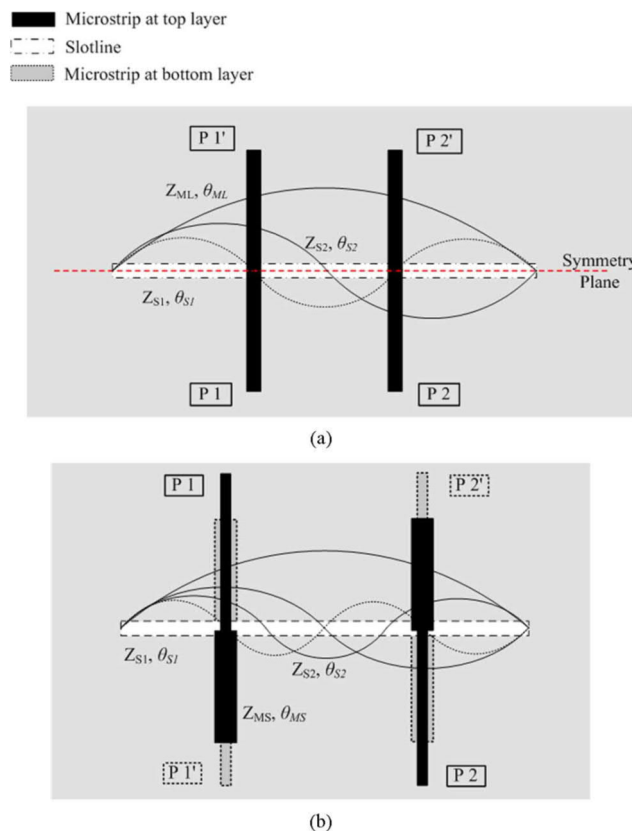


Рис. 1.8. Вид зверху двох запропонованих диференціальних фільтрів і розподіл електричного поля відповідної резонансної моди в щілинному резонаторі

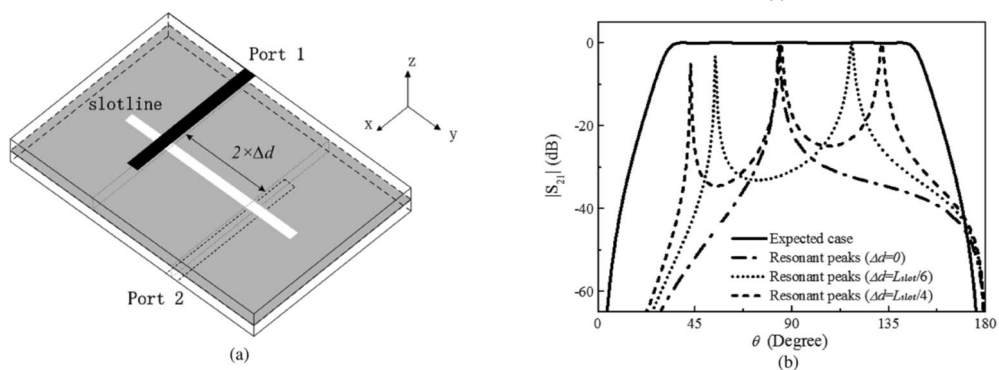


Рис. 1.9. (a) – Тривимірний вигляд вертикального переходу, що пропонується у [99]. (b) – Частотні характеристики у залежності від відстані зсуву при слабкому зв'язку, а також очікувана робоча смуга

У статті [100] представлено розробку і аналіз однокомпонентного комплементарного резонатора із розщепленим кільцем (SC-CSRR), який індукує дві резонансні частоти для одночасного вимірювання товщини і діелектричної проникності двохшарових діелектричних структур, Рис. 1.10.

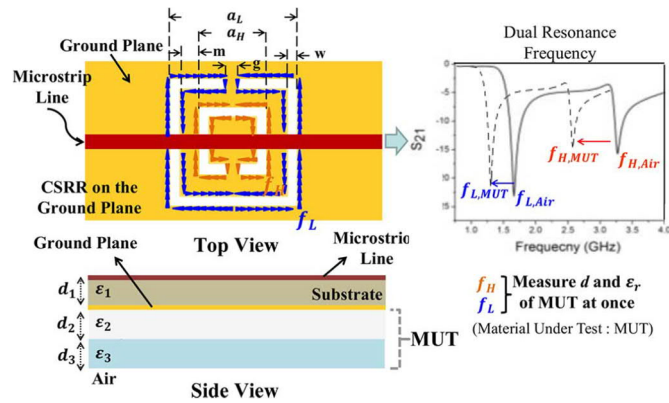


Рис. 1.10. Прототип сенсору на базі SC-CSRR з двома резонансними частотами і ілюстрація рівня виявлення MUT [100]

У статті [101] були запропоновані нові широкосмугові диференціальні смуго-пропускні фільтри з внутрішнім синфазним загасанням на основі багатомодового щілинного резонатора, навантаженого по обидві боки на смужку (йдеться про тришарову планарну структуру із смужково-щілинною неоднорідністю, Рис. 1.11).

У роботі [102] запропонований і розроблений клас балансних широкосмугових та дводіапазонних смугових фільтрів на гібридному багатомодовому резонаторі. Цей резонатор складається з двох різних видів ліній передач, тобто мікросмужкової лінії та щілинної лінії, тому автори його називають гібридним резонатором, Рис. 1.12. Результати моделювання фільтрів отримані за допомогою комерційного повнохвильового симулятора Ansoft HFSS. За результатами моделювання побудовано еквівалентні схеми фільтрів. Виміряний широкосмуговий балансний фільтр має зворотні втрати 0.45–0.78 дБ та прямі втрати вище за 14.2 дБ у межах усієї смуги пропускання від 2.09 до 6.09 ГГц при частковій пропускній здатності 97.8%. Результати вимірювань дводіапазонного фільтру показали, що два діапазони реалізовані з абсолютною пропускною здатністю 500 і 620 МГц на частотах 2.41 і 5.26 ГГц відповідно.

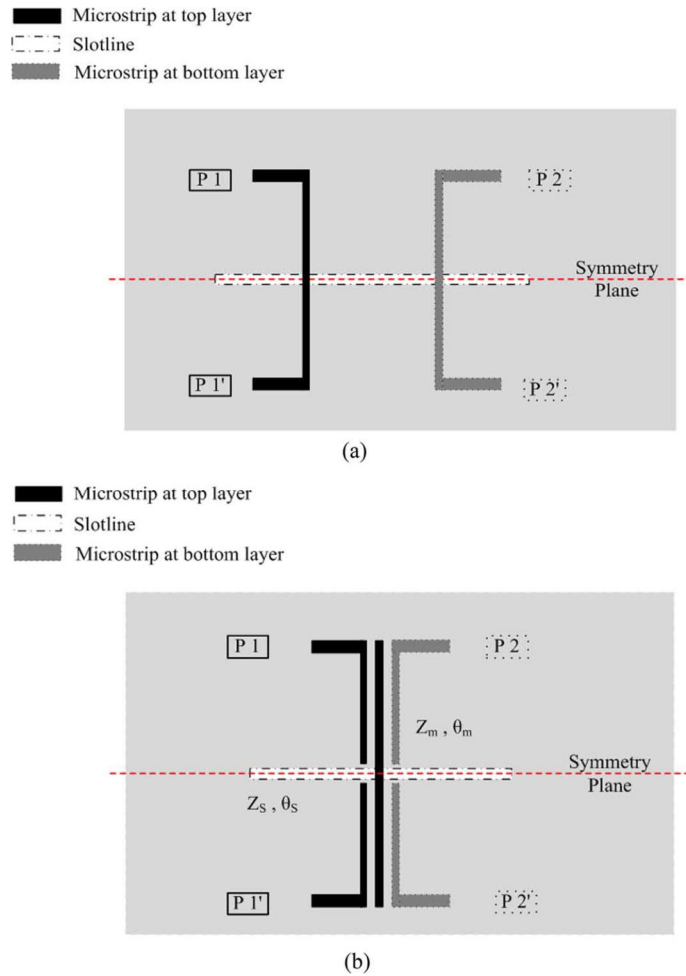


Рис. 1.11. Вид зверху на два типи диференціальних СПФ на щілинному резонаторі та резонатору на щілинній лінії передачі, навантаженого на смужку. (a) Традиційний тип СПФ. (b) Тип, що пропонується у [101]

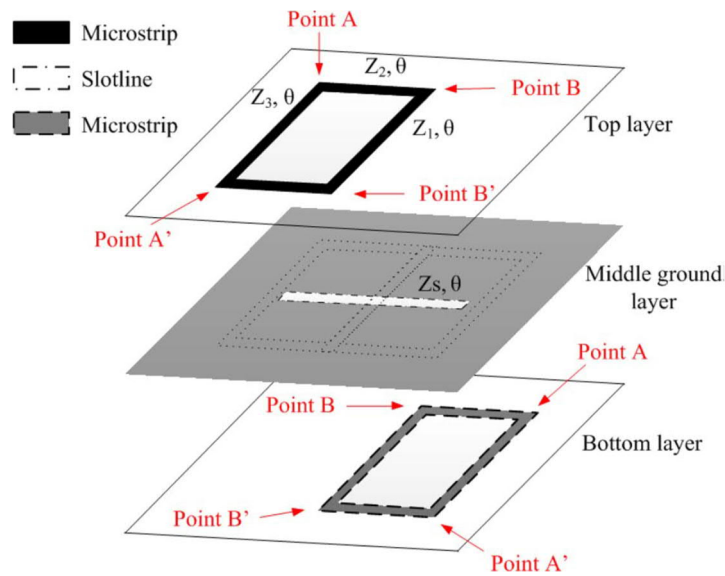


Рис. 1.12. 3-D вигляд гібридного багатомодового резонатору, на базі якого спроектовано диференціальні фільтри [102]

У роботі [103] запропоновані спрямовані фільтри на багатошарових рідкокристалічних полімерних підкладках на частоту 95 ГГц, що складаються з двох закорочених мікросмужкових ліній у верхньому шарі схеми, спільного заземлення та зв'язаних щілин у другому шарі, і циклічних (loop) мікросмужкових резонаторів на нижньому шарі.

У [104] був запропонований новий компактний 8-портовий спрямований відгалужувач прямої хвилі з періодичною структурою у вигляді щілинних резонаторів у площині заземлення. На основі теореми Блоха-Флоке були побудовані еквівалентні схеми для передбачення властивостей характеристик поширення. Також запропонована процедура проектування відгалужувача, що повністю базується на еквівалентній схемі. Робоча смуга відгалужувача склала 22 % на центральній частоті 1.45 ГГц.

У [105] вперше представлені два типи широкосмугових вертикальних переходів між мікросмужковими лініями (microstrip-to-microstrip) з рівномірною пульсацією, розроблених з використанням рівномірних і складених (С-подібних) щілинних резонаторів, відповідно. Частотні характеристики багатошарової структури розраховуються за допомогою еквівалентних схем та теорії довгих ліній. На базі переходів спроектовано і експериментально перевірено цілу низку широкосмугових смуго-пропускних фільтрів для мікрохвильового діапазону частот.

У [106] запропонований новий двомодовий балунний смуго-пропускний фільтр (СПФ) з високою селективністю. Балунний фільтр в основному складається з двох різних типів переходів між мікросмужковими лініями і щілинними лініями, двох ідентичних двомодових навантажених на шлейф резонаторів і пари збалансованих виходів. В цілому вийшла складна розгалужена схема фільтру, у якій чотири нулі коефіцієнту передачі, що генеруються за межами смуги пропускання, забезпечують високу селективність фільтру. Для демонстрації розроблений, виготовлений та виміряний зразок балунного СПФ на частоту 2.78 ГГц із дисбалансом магнітуди 0.5 дБ та фазовим дисбалансом 5°.

У роботі [107] представлена теорія і реалізація нового мікросмужкового спрямованого відгалужувачі з високим коефіцієнтом зв'язку, який може досягати

теоретичного значення 0 дБ. Область зв'язку являє собою мікросмужкову лінію з прорізами у заземлюючому шарі, яка підтримує два режими, парний і непарний. Геометрія «слотованої» мікросмужкової лінії полегшує компенсацію фазової швидкості, що покращує ізоляцію і спрямованість відгалужувача. Вимірювання макета та електромагнітне моделювання за допомогою програми Ansys HFSS добре узгоджуються з теоретичними розрахунками, що виконані за допомогою створеної еквівалентної схеми. Запропонований спрямований відгалужувач має фракційну смугу частот з коефіцієнтом зв'язку  $52\% \pm 1$  дБ з центром близько 2.4 ГГц з ізоляцією і зворотними втратами не гірше, ніж 25 дБ.

У статті [108] пропонується новий клас компактних диференціальних смугових (DM) фільтрів із Чебишовською характеристикою з внутрішнім пригніченням синфазного сигналу (CM). Фільтр продемонстрований на чвертьхвильових копланарних смужкових лініях – резонаторах із поліпшеною ненавантаженою добротністю.

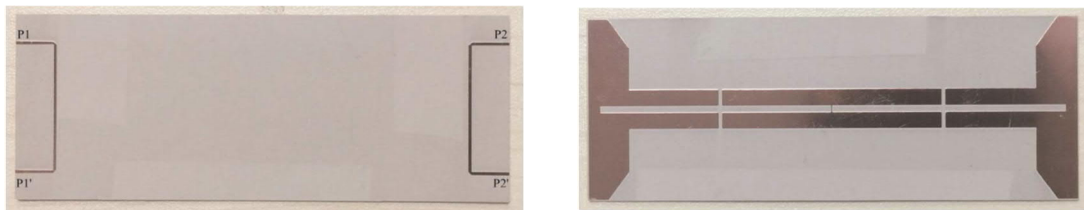


Рис. 1.13. Виготовлений DM-фільтр на основі фільтра-прототипу четвертого порядку: вид зверху та вид знизу [108]

У [109] представлений новий клас багат шарових надшироко смугових смугових фільтрів на основі високоімпедансних щілинних резонаторів (Рис. 1.14). З метою експериментальної перевірки виготовлений і виміряно прототип двошарового смугового фільтра з центральною частотою 2 ГГц. Він має 7-полюсний відгук надшироко смугової фільтрації, сильно зниженими втратами на випромінювання і характеристиками верхньої смуги загородження з великою крутизою характеристики.



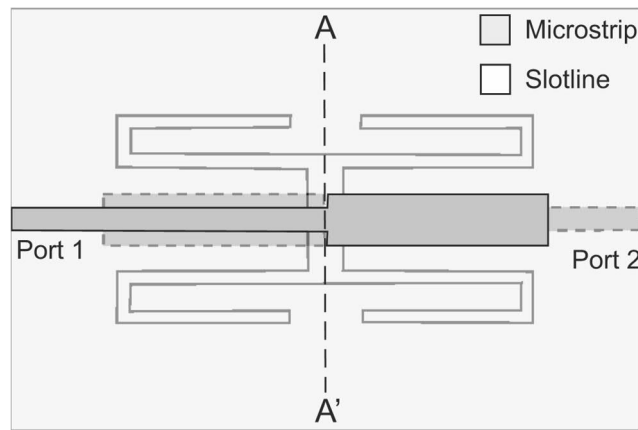


Рис. 1.14. Базова резонансна структура для виготовлення надширокопосмугового фільтру [109]

Огляд робіт по використанню багатошарових планарних структур для проектування різних видів пристроїв демонструє, що основними методами аналізу таких достатньо складних розгалужених, але компактних схем залишаються комерційні програми-симулятори типу Ansys HFSS, Microwave Office та методи побудови еквівалентних схем на зосереджених елементах. Ці методики не дають повного уявлення про хвильові процеси, що протікають у планарних схемах, та не дозволяють точно передбачити частоти резонансної взаємодії неоднорідностей із базовою сигнальною лінією передачі у широкому діапазоні частот.

#### 1.4 Висновки за Розділом 1

На підставі вивчення сучасного стану і тенденцій розвитку галузі можна сформулювати ряд напрямків досліджень, що має велике значення для теорії і практики побудови різних пристроїв мікрохвильового і міліметрового діапазонів частот на базі планарних ІС.

Перший напрямок – це розвиток методів повнохвильового аналізу тривимірних планарних схем, побудова достатньо строгих, але прозорих для аналізу результатів розрахунків методів, що дозволять вивчити хвильові процеси, що протікають у складних планарних схемах та дають змогу передбачити поведінку характеристик розсіяння у таких схемах в цілому.

Другий напрямок – це створення нових конструкцій пристроїв, що відповідають вимогам компактності, функціональності та малих втрат. При цьому цей

напрямок стосується не тільки проектування стандартних пасивних пристроїв, а і активних пристроїв (підсилювачів, автогенераторів), для підвищення ефективності роботи яких потрібно проектувати схеми, що контролюють рівень вищих гармонік основної частоти та формують певний вихідний імпеданс на робочій частоті для схеми в цілому.

Дана дисертаційна робота присвячена розвиненню строгих піваналітичних методів, що базуються на рівняннях електродинаміки Максвелла, для аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу у три- і взагалі багат шарових планарних структурах. **Проблемою**, що розв'язується у дисертаційній роботі, є розробка теорії та удосконалення методів аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, що розташовані у багат шарових планарних структурах, у мікрохвильовому діапазоні частот. **Мета роботи** полягає у дослідженні характеристик розсіяння на розподілених та багат площинних неоднорідностях у лініях передачі планарного типу у багат шарових планарних структурах, а також у вивченні закономірностей поведінки характеристик розсіяння на них і у розробці на їх основі нових конструкцій мікрохвильових пристроїв із поліпшеними властивостями за електродинамічними характеристиками, розмірами і функціональними можливостями.

## 2 РОЗДІЛ 2

МЕТОД РОЗРАХУНКУ ДИСПЕРСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
РЕГУЛЯРНИХ ЛІНІЙ ПЕРЕДАЧІ ПЛАНАРНОГО ТИПУ ТА АНАЛІЗ  
НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У НИХ МЕТОДОМ УЗАГАЛЬНЕНИХ МАТРИЦЬ  
РОЗСІЯННЯ

Розділ присвячений методам розрахунку дисперсійних характеристик традиційних ліній передачі планарного типу та аналізу зосереджених та розподілених неоднорідностей у них за методом узагальнених матриць розсіяння, що базується на методі узгодження мод. У розділі наведено приклади розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, аналіз яких можливий за методом узгодження мод.

Спочатку у розділі розглянуто методику, аналіз збіжності алгоритмів та результати розрахунків сталих поширення власних хвиль регулярної екранованої мікросмужкової (МСЛ), щілинної (ЩЛ) та хвилевідно-щілинної ліній передачі (ХЩЛ). Потім на цій базі також розроблений метод розрахунку дисперсійних характеристик ХЩЛ із металеводіелектричним включенням у щілині, що моделює запертий PIN-діод, а також розраховується матриця розсіяння на запертому PIN-діоді, тобто втрати на відбиття на відрізку ХЩЛ із металеводіелектричним включенням кінцевої довжини. Матриця розсіяння на такий розподілений неоднорідності, а також на східчастому переході на базі ХЩЛ, розрахована методом узагальнених матриць розсіяння, за яким враховуються основна хвиля та декілька хвиль вищого порядку, що не поширюються, але збуджуються при розсіянні на зосередженій неоднорідності існують та на коротких відрізках цих ліній.

Дослідження щодо дисперсійних характеристик екранованих ліній передачі планарного типу вже давно і неодноразово публікувалися. Новим у цьому розділі є детальне дослідження збіжності алгоритму розв'язання крайових задач при використанні для їхньої алгебраїзації рядів з ортогональних поліномів. Цей аспект недостатньо висвітлений у попередніх публікаціях, але є важливим при розробці кінцевого продукту, а саме ефективних за точністю та часом, що

витрачається на розрахунки, алгоритмів аналізу планарних схем мікрохвильового діапазону частот.

Новою є також ідея використання металево-діелектричного включення у ХЩЛ для опису поведінки запертого PIN-діода у ЩЛ та синтез на основі такої конструкції схеми узгодження двох PIN-діодів із основною ХЩЛ, та самої ХЩЛ із сигнальним прямокутним хвилеводом.

Друга мета цього розділу полягає у використанні результатів розрахунків дисперсійних характеристик регулярних екранованих ліній передачі планарного типу для аналізу розподілених неоднорідностей у них за методом поперечного резонансу, що викладений та розвинутий у наступних Розділах 3-7.

Результати, що викладені у розділі, опубліковано у роботах [5], [6], [31].

## 2.1 Мікросмужкова лінія передачі: розв'язання крайової задачі для екранованої структури

### 2.1.1 Вступ

Смужкові лінії передачі через свої малі габарити становлять основу для побудови об'ємних інтегральних схем (ОІС) на базі планарних ліній передачі у багатошарових планарних структурах (multilayer structure). Розрізняють два основних типи смужкової ліній передачі: симетричну і несиметричну. Перші є плоскою модифікацією коаксіальної лінії передачі, а другі – відкритої двопровідної лінії. Найбільш технологічною за виготовленням, і тому тою, що найчастіше використовується у мікрохвильових ОІС, є несиметрична смужкова лінія передачі, за якою закріпилася назва мікросмужкова лінія передачі (МСЛ, в англomовному варіанті *microstrip line*). В даний час МСЛ та елементи на її основі широко використовуються при формуванні монолітних схем, наприклад, на GaAs матеріалі, на рідкокристалічних і звичайних керамічних підкладках типу Rogers. Простота технологічного формування МСЛ, зручність установлення в неї активних елементів дозволили МСЛ досягти 100 ГГц частотної границі свого застосування.

У цьому підрозділі розглянуто спектральний метод аналізу екранованої МСЛ і різних її модифікацій, ранні версії якого, в тому числі і квазістатичне наближення, були викладені у роботах Іто і Міттри [57, 58, 59].

Відомо, що основною хвилею у МСЛ є хвиля квазі-ТЕМ типу, поздовжні компоненти якої за амплітудою є багато меншими, ніж поперечні. У мікрохвильовому діапазоні (на частотах вище 1 ГГц) аналіз МСЛ у квазістатичному наближенні вже є недостатнім. Строгий аналіз МСЛ та структур на її основі став можливий із розвитком чисельних методів аналізу у спектральній області. В роботі [57] Т. Itoh і R. Mittra продемонстрували застосування цієї техніки до розв'язання задачі визначення дисперсійних характеристик відкритої МСЛ. А вже в роботі [58] Т. Itoh і R. Mittra поширили цю техніку на розрахунок характеристик екранованої МСЛ.

Крайова задача на власні хвилі екранованої МСЛ зводиться до системи з двох інтегральних рівнянь щодо невідомих складових (поперечної та поздовжньої) струму у смужці. Метод Гальоркіна для розв'язання цієї системи передбачає розкладання струмів на смужці в ряди за деяким базисом. У [110, 111, 112] в якості базисних функцій, що враховують поведінку поля на нескінченно тонкому ребрі і забезпечують швидку збіжність і усталеність алгоритму, пропонуються поліноми Чебишова 1-го і 2-го роду. Надалі для опису поля на смужці у МСЛ і поля на щілині у щілинній лінії передачі будуть використані саме ці базисні функції. Однією з переваг цих функцій є їх інтегрованість із тригонометричним базисом в явному вигляді, що суттєво прискорює процес чисельного розрахунку дисперсійних характеристик регулярних ліній передачі планарного типу у будь-яких середовищах для програмування.

### 2.1.2 Розв'язання крайової задачі для екранованої мікросмужкової лінії передачі

Спочатку розглянемо розв'язання класичної задачі на власні хвилі екранованої МСЛ за методом часткових областей. Поперечний переріз екранованої МСЛ і його розбиття на дві часткові підобласті показано на Рис. 2.1. Ширина

екрану  $A$ , його висота  $B$ , товщина діелектричної підкладки  $h$  із відносною діелектричною проникністю  $\varepsilon_{r1}$  (зазвичай другий шар у МСЛ має повітряне заповнення  $\varepsilon_{r2}=1$ ). Основній хвилі МСЛ відповідає симетрія із магнітною стінкою у площині  $x=0$ . Електромагнітне поле хвилі гібридного типу описується за допомогою двох векторних потенціалів  $\mathbf{A}_{e(h)} = (0, A_{e(h)y}, 0)$ ,  $A_{h(e)y} = T_{h(e)}(x, y)e^{-j\beta_z z}$ , де індекс « $e$ » позначає електричний потенціал, а індекс « $h$ » – магнітний потенціал,  $\beta_z$  – стала поширення хвилі. Векторні потенціали у часткових областях задовольняють рівнянню Гельмгольца

$$\Delta A_{h(e)y,i} + k_0^2 \varepsilon_{ri} A_{h(e)y,i} = 0, \quad i=1,2, \quad (2.1)$$

де  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  – колова частота,  $c$  – швидкість світла у вакуумі, а компоненти електричного та магнітного поля розраховуються за формулами:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \text{rot } \mathbf{A}_{hy} + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} (\nabla \text{div} - \Delta) \mathbf{A}_{hy}, \\ \mathbf{H} &= \text{rot } \mathbf{A}_{ey} - \frac{1}{jk_0} (\nabla \text{div} - \Delta) \mathbf{A}_{he}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

звідки маємо вирази для компонентів поля:

$$\begin{aligned} E_x &= j\beta_z T_h(x, y) + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} \frac{d^2 T_e(x, y)}{dy dx}, \quad E_y = \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} \left( \frac{d^2}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_{ri} \right) T_e(x, y), \\ E_z &= \frac{d}{dx} T_h(x, y) - \frac{\beta_z}{k_0 \varepsilon_{ri}} \frac{dT_e(x, y)}{dy}, \quad H_x = j\beta_z T_e(x, y) - \frac{1}{jk_0} \frac{d^2 T_h(x, y)}{dy dx}, \\ H_y &= \frac{-1}{jk_0} \left( \frac{d^2}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_{ri} \right) T_h(x, y), \quad H_z = \frac{d}{dx} T_e(x, y) + \frac{\beta_z}{k_0} \frac{dT_h(x, y)}{dy}. \end{aligned}$$

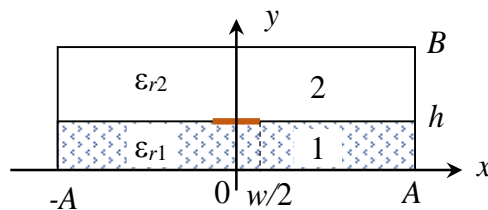


Рис. 2.1. Поперечний переріз екранованої МСЛ та його розбиття на дві часткові підобласті для розв'язання крайової задачі на власні хвилі

Розподіл поля у поперечному перерізі описується двома функціями, а саме потенціалами  $T_h(x, y)$  та  $T_e(x, y)$ , які задовольняють рівнянню Гельмгольца (2.1) і граничним умовам на ідеально провідній металевій поверхні  $T_e|_{\partial G} = 0$ ,  $dT_h/d\mathbf{n}|_{\partial G} = 0$ , де  $\mathbf{n}$  – одиничний вектор нормалі до металевої поверхні екрану  $G$ . При цьому  $T_e \sim E_y$ ,  $T_h \sim H_y$ .

Розв'язання крайової задачі для електричного потенціалу  $T_e(x, y), i=1, 2$  у вигляді рядів Фур'є за умови магнітної стінки в площині  $x=0$  має вигляд:

$$\begin{aligned} T_{e1}(x, y) &= \sum_{n=1} R_{1n} \frac{\cos k_{y1n} y}{\sin k_{y1n} h} \frac{1}{k_{y1n}} \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn} x, \\ T_{e2}(x, y) &= \sum_{n=1} R_{2n} \frac{\cos k_{y2n} (B-y)}{\sin k_{y2n} b_1} \frac{1}{k_{y2n}} \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn} x, \end{aligned} \quad (2.3)$$

де  $k_{xn} = \pi(2n-1)/2A$ ,  $k_{y1(2)n}^2 = k_{c1(2)}^2 - k_{xn}^2$ ,  $k_{ci}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ri} - \beta_z^2$ ,  $b_1 = B-h$ .

Для магнітного потенціалу  $T_h(x, y), i=1, 2$  розв'язанням буде:

$$\begin{aligned} T_{h1}(x, y) &= \sum_{n=1} T_{1n} \frac{\sin k_{y1n} y}{\sin k_{y1n} h} \frac{1}{k_{xn}} \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn} x, \\ T_{h2}(x, y) &= \sum_{n=1} T_{2n} \frac{\sin k_{y2n} (B-y)}{\sin k_{y2n} b_1} \frac{1}{k_{xn}} \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn} x. \end{aligned} \quad (2.4)$$

З умови безперервності дотичних складових електричного поля на границі часткових областей 1 і 2 виходять співвідношення для коефіцієнтів розкладання поля в рядах Фур'є:

$$\begin{aligned} T_{1n} &= T_{2n}, \\ \frac{R_{1n}}{\varepsilon_{r1}} &= -\frac{R_{2n}}{\varepsilon_{r2}}. \end{aligned}$$

Крім того, необхідно задовольнити умові рівності нулю дотичних складових  $E_x, E_z$  електричного поля на смужці при  $y=h$ ,  $|x| \leq w/2$ :

$$\sum_{n=1} \left( T_{1n} + \frac{\beta_z}{k_0 \varepsilon_{r1}} R_{1n} \right) \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn} x = 0, \quad (2.3.1)$$

$$\sum_{n=1} \left( \beta_z T_{1n} \frac{1}{k_{xn}} - \frac{1}{k_0 \varepsilon_{r1}} R_{1n} k_{xn} \right) \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn} x = 0, |x| \leq w/2. \quad (2.4.1)$$

Рівняння безперервності дотичних складових магнітного поля на границі часткових областей мають вигляд:

$$(H_{z1} - H_{z2})|_{y=h} = \begin{cases} 0, w/2 \leq x \leq A, \\ J_x(x), 0 \leq x \leq w/2, \end{cases} \quad (2.5)$$

$$(H_{x1} - H_{x2})|_{y=h} = \begin{cases} 0, w/2 \leq x \leq A, \\ J_z(x), 0 \leq x \leq w/2, \end{cases} \quad (2.6)$$

де  $\mathbf{J}(x) = (J_x(x), J_z(x))$  – функції розподілу густини струму на смужці. Згідно з методикою [111], розв'язання для струмів шукається у вигляді розкладання у ряди за поліномами Чебишова 1-го  $T_k(2x/w)$  та 2-го  $U_k(2x/w)$  роду, а саме з урахуванням симетрії задачі щодо площини  $x=0$  маємо функції:

$$T_{2k} \left( \frac{x}{w/2} \right) = \cos \left( 2k \arccos \frac{x}{w/2} \right), \quad k = 0, 1, 2, \dots,$$

$$U_{2k+1} \left( \frac{x}{w/2} \right) = \frac{u_{2k+1} \left( \frac{x}{w/2} \right)}{\sqrt{1 - \left( \frac{x}{w/2} \right)^2}}, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

де  $u_{2k+1} \left( \frac{x}{w/2} \right) = \sin \left( (2k+2) \arccos \frac{x}{w/2} \right)$  – функції Чебишова 2-го роду, які є ортогональними із вагою, що відповідає особливості поведінки поля на нескінченно тонкому ребрі. Умови нормування базисних функцій мають вигляд:

$$\int_0^{w/2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{x}{w/2} \right)^2}} T_{2k} \left( \frac{x}{w/2} \right) T_{2m} \left( \frac{x}{w/2} \right) dx = \frac{w}{2} \int_0^{\pi/2} \cos(2ku) \cos(2mu) du = \frac{w}{2} \delta_{km} \frac{\pi}{4 - 2 \cdot \delta_{k0}},$$

$$\int_0^{w/2} \sqrt{1 - \left( \frac{x}{w/2} \right)^2} U_{2k+1} \left( \frac{x}{w/2} \right) U_{2m+1} \left( \frac{x}{w/2} \right) dx = \frac{w}{2} \int_0^{\pi/2} \sin(2k+2)u \sin(2m+2)u du = \frac{w}{2} \delta_{km} \frac{\pi}{4}.$$



Тоді, нормуючі коефіцієнти для поліному Чебишова 1-го роду мають вигляд  $N_{T,k} = \sqrt{\frac{2}{w}} \sqrt{\frac{4-2\cdot\delta_{k0}}{\pi}}$ , а для поліному 2-го роду –  $N_U = \sqrt{\frac{2}{w}} \frac{2}{\sqrt{\pi}}$ .

З урахуванням симетрії поля щодо площини  $x=0$  розв'язання для компонентів струму має вигляд ( $t = 2x/w$ ):

$$J_z(x) = \sum_{k=0}^j c_k \phi_k(t), \quad \phi_k(t) = N_{T,k} \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} T_{2k}(t), \quad (2.7.1)$$

$$J_x(x) = \sum_{k=0} d_k \psi_k(t), \quad \psi_k(t) = N_U \cdot \sqrt{1-t^2} U_{2k+1}(t) = N_U \cdot u_{2k+1}(t), \quad (2.7.2)$$

де  $(c_k, d_k)$  – невідомі коефіцієнти розкладання, до визначання яких зводиться розв'язання крайової задачі. З (2.5) та (2.6) з урахуванням ортогональності базисних функцій отримаємо ще два рівняння, що встановлюють зв'язок між коефіцієнтами розкладання:

$$-R_{1n} k_{xn} \left[ \frac{\text{ctg } k_{y1n} h}{k_{y1n}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} \frac{\text{ctg } k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} \right] + \frac{\beta_z}{k_0} \frac{1}{k_{xn}} T_{1n} [k_{y1n} \text{ctg } k_{y1n} h + k_{y2n} \text{ctg } k_{y2n} b_1] = J_{xn},$$

$$\beta_z k_0 R_{1n} \left( \frac{\text{ctg } k_{y1n} h}{k_{y1n}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} \frac{\text{ctg } k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} \right) + T_{1n} [k_{y1n} \text{ctg } k_{y1n} h + k_{y2n} \text{ctg } k_{y2n} b_1] = J_{zn},$$

або, вводячи позначки

$$F_{en} = \frac{\text{ctg } k_{y1n} h}{k_{y1n}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} \frac{\text{ctg } k_{y2n} b_1}{k_{y2n}}, \quad F_{hn} = k_{y1n} \text{ctg } k_{y1n} h + k_{y2n} \text{ctg } k_{y2n} b_1,$$

отримаємо:

$$-k_{xn} F_{en} R_{1n} + \frac{\beta_z}{k_0} \frac{1}{k_{xn}} F_{hn} T_{1n} = J_{xn}, \quad (2.5.1)$$

$$\beta_z k_0 F_{en} R_{1n} + F_{hn} T_{1n} = J_{zn}. \quad (2.6.1)$$

Фур'є-компоненти струму  $J_{z(x)n}$  розраховуються в явному вигляді з інтегралів:

$$\begin{aligned}\tilde{J}_{zn} &= \sqrt{\frac{2}{A}} \int_0^{w/2} J_z(x) \cos(k_{xn}x) dx = \frac{j}{k_0} \sum_{k=0} c_k \alpha_{nk}^m = \frac{j}{k_0} J_{zn}, \\ J_{xn} &= \sqrt{\frac{2}{A}} \int_0^{w/2} J_x(x) \sin(k_{xn}x) dx = \sum_{k=0} d_k \beta_{nk}^m,\end{aligned}\tag{2.7.3}$$

де

$$\alpha_{nk}^m = (-1)^k \sqrt{\frac{2}{A}} \frac{w}{2} \frac{\pi}{2} J_{2k} \left( k_{xn} \frac{w}{2} \right), \quad \beta_{nk}^m = (-1)^k \sqrt{\frac{2}{A}} \frac{2k+2}{k_{xn}} \frac{\pi}{2} J_{2k+2} \left( k_{xn} \frac{w}{2} \right),$$

і  $J_k(k_{xn} w/2)$  – функції Бесселя першого роду  $k$ -го порядку.

Далі, з розв'язання системи рівнянь (2.5.1)-(2.6.1) знаходимо зв'язок коефіцієнтів Фур'є розкладання поля з Фур'є-компонентами густини струму:

$$\begin{aligned}R_{1n} &= A_{ez,n} J_{zn} + A_{ex,n} J_{xn}, \\ T_{1n} &= A_{hz,n} J_{zn} + A_{hx,n} J_{xn}.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Повертаємося до рівнянь (2.3.1) і (2.4.1). Помножимо (2.3.1) на  $\phi_k(2x/w)$  і проінтегруємо по площині смужкової лінії  $0 \leq x \leq w/2$ . З урахуванням (2.8) отримаємо:

$$\begin{aligned}\sum_{n=1} \left( T_{1n} + \frac{\beta_z}{k_0 \epsilon_{r1}} R_{1n} \right) \alpha_{nk}^m &= 0, \quad |x| \leq w/2, \\ \sum_{n=1} \left( \left( A_{hz,n} + \frac{\beta_z}{k_0 \epsilon_{r1}} A_{ex,n} \right) J_{zn} + \left( A_{hx,n} + \frac{\beta_z}{k_0 \epsilon_{r1}} A_{ex,n} \right) J_{xn} \right) \alpha_{nk}^m &= 0.\end{aligned}$$

Вводячи позначення для хвильових імпедансів  $Z_{zn}$  та  $Z_{xn}$ , отримаємо перше рівняння системи лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР):

$$\begin{aligned}\sum_{n=1} (Z_{zn} J_{zn} + Z_{xn} J_{xn}) \alpha_{nk}^m &= 0, \\ \sum_{l=0} c_l \sum_{n=1} Z_{zn} \alpha_{nk}^m \alpha_{nl}^m + \sum_{l=0} d_l \sum_{n=1} Z_{xn} \alpha_{nk}^m \beta_{nl}^m &= 0.\end{aligned}\tag{2.9}$$

Помножимо рівняння (2.4.1) на  $\psi_k(2x/w)$  і проінтегруємо по поверхні смужки, звідки отримуємо друге рівняння СЛАР щодо коефіцієнтів  $c_k, d_k$ :

$$\sum_{n=1} \left( \frac{\beta_z}{k_{xn}} (A_{hz,n} J_{zn} + A_{hx,n} J_{xn}) - \frac{k_{xn}}{k_0 \epsilon_{r1}} (A_{ez,n} J_{zn} + A_{ex,n} J_{xn}) \right) \beta_{nk}^m = 0,$$

$$\sum_{n=1} \left[ \left( \frac{\beta_z}{k_{xn}} A_{hz,n} - \frac{k_{xn}}{k_0 \varepsilon_{r1}} A_{ez,n} \right) J_{zn} + \left( \frac{\beta_z}{k_{xn}} A_{hx,n} - \frac{k_{xn}}{k_0 \varepsilon_{r1}} A_{ex,n} \right) J_{xn} \right] \beta_{nk}^m = 0,$$

$$\sum_{n=1} \left[ Z_{xz,n} J_{zn} + Z_{xx,n} J_{xn} \right] \beta_{nk}^m = 0,$$

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{n=1} Z_{xz,n} \beta_{nk}^m \alpha_{nl}^m + \sum_{l=0} d_l \sum_{n=1} Z_{xx,n} \beta_{nk}^m \beta_{nl}^m = 0. \quad (2.10)$$

Таким чином, Фур'є-компоненти дотичних складових електричного поля пов'язані з Фур'є-компонентами струмів на смужці через матрицю імпедансів:

$$\begin{pmatrix} E_{zn} \\ E_{xn} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{zz,n} & Z_{zx,n} \\ Z_{xz,n} & Z_{xx,n} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} J_{zn} \\ J_{xn} \end{pmatrix}.$$

Умовою розв'язання СЛАР (2.9)-(2.10) є рівність нулю її визначника  $\det \|A_{kl}\| = 0$ , звідки знаходиться значення сталої поширення  $\beta_z$  (або коефіцієнту уповільнення хвилі  $\chi = \beta_z/k_0$ ). Це рівняння, що зветься характеристичним, має не єдиний корінь: крім основної хвилі квазі-ТЕМ типу, яка не має частоти відсічення, у екранованій структурі можуть поширюватися і хвилі вищого типу [58]. Для кожного знайденого значення  $\chi = \beta_z/k_0$  з розв'язання СЛАР (2.9)-(2.10) знаходяться значення коефіцієнтів розкладання струмів на смужці  $c_k, d_k$ , а з (2.8) – коефіцієнти Фур'є розкладання поля в областях з точністю до деякої сталої. Зазвичай значення коефіцієнтів Фур'є нормуються на одиничну потужність. Потужність моди в МСЛ обчислюється за стандартною формулою [111]:

$$P = \operatorname{Re} \int_{S_{\perp}} (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dS,$$

де інтегрування здійснюється на півплощині поперечного перерізу лінії передачі ( $0 \leq x \leq A$ ,  $0 \leq y \leq B$ , Рис. 2.1). З урахуванням (2.2) потужність запишеться у вигляді:

$$P = \frac{\beta_z}{k_0} \int_{S_{\perp}} T_h(x, y) \left( \frac{d^2}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_{ri} \right) T_h^*(x, y) dS + \frac{\beta_z^*}{k_0 \varepsilon_{ri}} \int_{S_{\perp}} T_e(x, y) \left( \frac{d^2}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_{ri} \right) T_e^*(x, y) dS +$$

$$+ \frac{1}{k_0^2 \varepsilon_{ri}} \int_{S_{\perp}} \left[ -\frac{d^2 T_e(x, y)}{dy dx} \left( \frac{d^2}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_{ri} \right) T_h^*(x, y) + \left( \frac{d^2}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_{ri} \right) T_e(x, y) \frac{d^2 T_h^*(x, y)}{dy dx} \right] dS.$$

В явному вигляді вираз для потужності виходить у формі рядів:

$$\begin{aligned}
P = & \frac{\beta_z}{k_0} \sum_{n=1} T_{1n}^2 \frac{\beta_z^2 + k_{xn}^2}{k_{xn}^2} \frac{1}{2} \left( \frac{h}{\sin^2 k_{y1n} h} - \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n} h}{k_{y1n}} \right) + \frac{\beta_z}{k_0} \sum_{n=1} T_{2n}^2 \frac{\beta_z^2 + k_{xn}^2}{k_{xn}^2} \frac{1}{2} \left( \frac{b_1}{\sin^2 k_{y2n} b_1} - \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} \right) + \\
& + \frac{\beta_z^*}{k_0 \varepsilon_{r1}} \sum_{n=1} R_{1n}^2 \frac{(\beta_z^2 + k_{xn}^2)}{k_{y1n}^2} \frac{1}{2} \left( \frac{h}{\sin^2 k_{y1n} h} + \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n} h}{k_{y1n}} \right) + \\
& + \frac{\beta_z^*}{k_0 \varepsilon_{r2}} \sum_{n=1} R_{2n}^2 \frac{(\beta_z^2 + k_{xn}^2)}{k_{y2n}^2} \frac{1}{2} \left( \frac{b_1}{\sin^2 k_{y2n} b_1} + \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} \right) + \\
& + \frac{1}{k_0^2 \varepsilon_{r1}} \sum_{n=1} (-k_{y1n}^2 + k_0^2 \varepsilon_{r1}) R_{1n} T_{1n}^* \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n} h}{k_{y1n}} - \frac{1}{k_0^2 \varepsilon_{r2}} \sum_{n=1} (-k_{y2n}^2 + k_0^2 \varepsilon_{r2}) R_{2n} T_{2n}^* \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_1}{k_{y2n}}.
\end{aligned}$$

Важливою характеристикою МСЛ є її хвильовий опір (характеристичний)  $Z_0$ . У термінах поздовжнього струму  $I$  на смужці вираз для  $Z_0$  має вигляд [111]:

$$Z_0 = 2P/I,$$

звідки з урахуванням виразу для струму (2.7.1), отримаємо:

$$I = \int_{-w/2}^{w/2} J_z(x) dx = c_0 \frac{w}{2} \frac{\pi}{k_0}. \quad (2.11)$$

### 2.1.3 Дисперсійні характеристики основної хвилі екранованої МСЛ

Відповідно до вищеописаного алгоритму були реалізовані програми для розрахунку дисперсійних характеристик основної та частот відсічення вищих типів хвиль МСЛ. Характеристики основної та вищих типів хвиль МСЛ детально вивчені та описані, наприклад, у [57, 58, 110-112]. Основна хвиля МСЛ – це квазі-ТЕМ хвиля, яка поширюється без відсічення і містить всі шість компонент електромагнітного поля. Решта типів хвиль аналогічні хвилевідним модам двошарового хвилеводу, в який перетворюється структура при видаленні з неї центрального провіднику. Дослідження авторів у [110,111] показали, що при значній відстані екрану від смужкового провіднику він практично не впливає на дисперсійні характеристики основної хвилі та хвиль вищих типів. Єдиною відмінністю є те, що у структурі з центральною смужкою деякі хвилі вищого типу перетворюються на дві комплексні хвилі з парою комплексно-спряжених рішень для сталої поширення. Оскільки в подальшому будуть розглядатися задачі про розсіяння основної хвилі МСЛ на різних неоднорідностях у заземлюючому шарі підкладки,

в цьому розділі розглянуто дисперсійні характеристики тільки для основної квазі-ТЕМ-хвилі.

Розподіл густини струму на смужці з урахуванням тільки нульової компоненти в рядах (2.7.1) та (2.7.2) показано на Рис. 2.2, оскільки повний струм на смужці (2.11) визначається тільки доданком із коефіцієнтом  $c_0$ . На рисунку видно особливість поведінки густини поздовжнього струму  $J_z(x)$  поблизу крайки ребра. Густина поперечного струму  $J_x(x)$  являє собою непарну функцію щодо центру смужки, що залежить від частоти, і на крайці ребра дорівнює нулю.

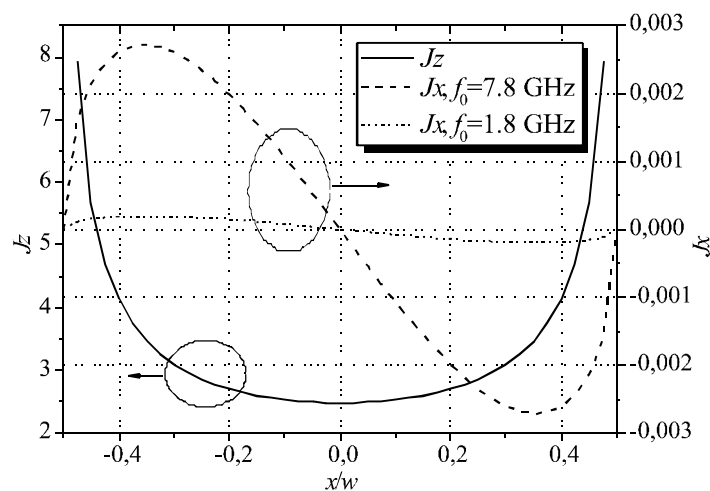
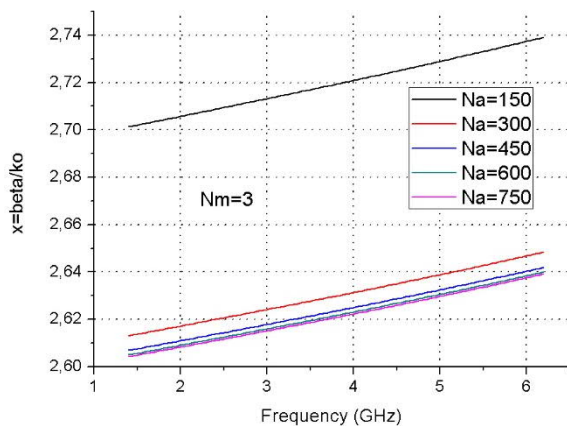


Рис. 2.2. Розподіл густини поздовжнього  $J_z$  і поперечного  $J_x$  струму (нормованих на одиницю потужності  $P$ ) на смужці для основної хвилі МСЛ. Розрахунок виконаний для підкладки проникністю  $\epsilon_r=9.8$ , товщиною (розміри у мм)  $h=1.0$ , розміри екрану  $A=24.0$ ,  $B=16.0$  та ширина смужки  $w=1.0$

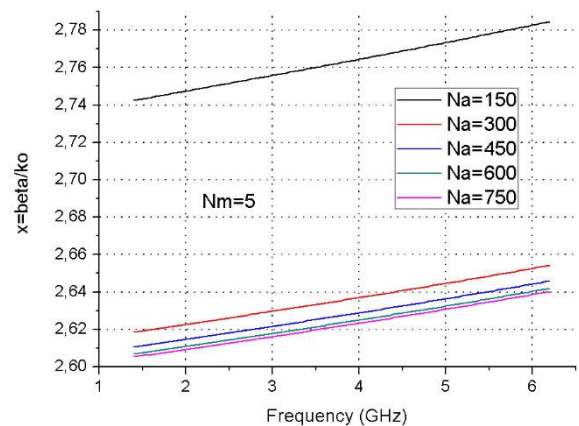
Дослідження алгоритму на збіжність, що наведені на Рис. 2.3–2.4, показують, що для забезпечення точності розрахунку коефіцієнту уповільнення основної хвилі МСЛ  $\chi$  не гірше, ніж  $10^{-2}$ , треба дотримуватися певних співвідношень між числом врахованих членів ряду з поліномів Чебишова  $k=0..N_m$  (2.7.1)-(2.7.2), що описують компоненти густини струму на смужці, та числом членів тригонометричних рядів (2.3)-(2.4)  $n=0..N_a$ . Це співвідношення можна сформулювати наступним чином: збіжність алгоритму розрахунку основних характеристик лінії передачі забезпечується за умови, якщо  $N_a/N_m \geq 2A/w$ , де  $2A$  – ширина екрану в екранованій структурі, Рис. 2.1. Надалі ми будемо використовувати відносно

широкі екрани ( $A/w > 10$ ), в межах яких можна розташувати розподілені неоднорідності як в самої МСЛ, так і в її в заземлювальній площині. Чим більша ширина екрану  $A$ , тим більше число членів ряду Фур'є необхідно враховувати для забезпечення необхідної точності розрахунку коефіцієнту уповільнення основної хвилі та її характеристичного опору.

Результати дослідження збіжності алгоритмів розрахунків коефіцієнту уповільнення та хвильового опору МСЛ представлені на Рис. 2.3-2.4. Розрахунки виконано для регулярних ліній передачі на підкладці із діелектричною сталою  $\epsilon_r=10.2$ , товщиною  $h=0.635$  мм, напівшириною екрану  $A=15.0$  мм і висотою  $B=7.635$  мм. Порівняння результатів на Рис. 2.3а та Рис. 2.3б показують, що розв'язок збігається швидко, і результати розрахунку коефіцієнту уповільнення для  $N_m=3$  та  $N_m=5$  відрізняються менше ніж  $10^{-2}$ .



а



б

Рис. 2.3. Частотна характеристика коефіцієнту уповільнення основної хвилі МСЛ у залежності від порядку зрізання ряду з поліномів  $N_m$  та тригонометричних рядів  $N_a$ . Параметри структури, що розраховується (у мм):  $\epsilon_r=10.2$ ,  $A=15.0$ ,  $B=7.635$ ,  $w=0.58$  ( $Z_0=50$  Ом)

Порівняння результатів розрахунків на Рис 2.4а та Рис. 2.4б показує, що урахування в рядах з поліномів до 10 членів ряду ( $k=0..9$ ) є вже перебільшенням точності та машинного часу, що витрачається на розрахунок однієї частотної точки. Характеристики коефіцієнту уповільнення і хвильового опору основної

хвилі МСЛ в діапазоні 1.5-6.2 ГГц, що наведені на рисунках, відповідають стандартним характеристикам з відомих джерел [58, 110,111].

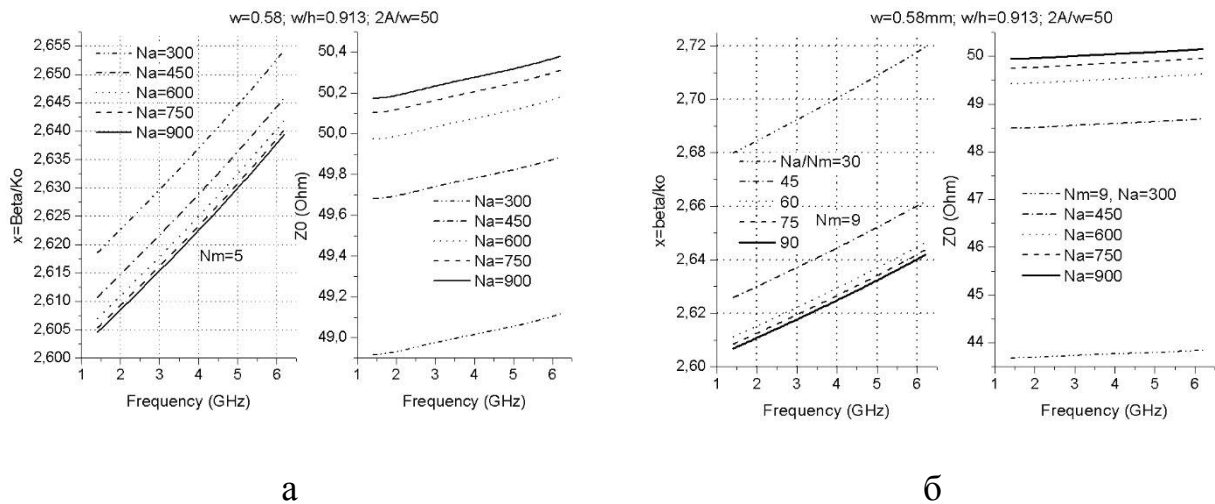


Рис. 2.4. Частотна характеристика коефіцієнту уповільнення та хвильового опору основної хвилі МСЛ у залежності від порядку зрізання тригонометричних рядів  $N_a$  при  $N_m=5$  та  $N_m=9$ . Параметри структури, що розраховується (у мм):  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $A=15.0$ ,  $B=7.635$ ,  $w=0.58$  ( $Z_0=50$  Ом)

Розрахунок частот відсічення вищих типів хвиль виконується на основі вищезазначеного алгоритму за умови  $\beta_z = 0$ . З чисельного розв'язку характеристичного рівняння для СЛАР (2.9)-(2.10) щодо  $k_0$  виходять критичні хвильові числа, а значить і частоти відсічення вищих типів хвиль екранованої МСЛ. Результати розрахунків перших чотирьох частот відсічення вищих типів хвиль 50-омної МСЛ у залежності від ширини екрану наведені в Таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Частоти відсічення хвиль вищого типу у МСЛ  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $w=0.58$ ,  $B=7.735$  (мм) ( $N_m=5$ ,  $N_a = 600$ ).

	$A=15.0$ мм	$A=22.0$ мм
$f_{cut,1}$ , ГГц	20.0698	19.6694
$f_{cut,2}$	24.3460	21.8141
$f_{cut,3}$	29.2518	25.4988
$f_{cut,4}$	30.9333	30.0589

СЛАР (2.9)-(2.10) дозволяє також розраховувати дисперсійні характеристики вищих (реактивних) типів хвиль екранованої МСЛ. Розв'язок СЛАР щодо невідомих коефіцієнтів у рядах (2.3)-(2.4) дозволяє, за необхідності, визначити структуру електромагнітного поля в лінії передачі за формулами (2.2).

Наприкінці розділу наведемо дисперсійні характеристики МСЛ шириною  $w=0.24$  мм та  $w=1.28$  мм, Рис. 2.5. З рисунків видно, що чим менша ширина смужки, тим більшим має бути співвідношення  $N_a/N_m$ , щоб забезпечити необхідну точність розрахунку сталої уповільнення та хвильового опору регулярної лінії передачі.

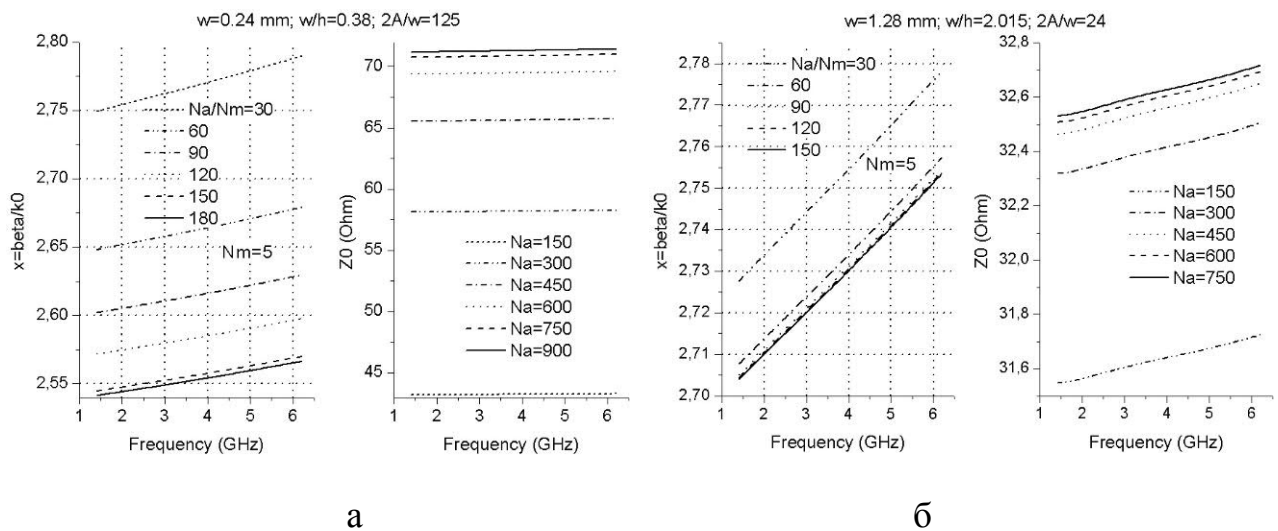


Рис. 2.5. Характеристика коефіцієнта уповільнення і хвильового опору основної хвилі екранованої МСЛ у залежності від ширини смужки та збіжність алгоритму. Параметри структури, що розраховується (у мм):  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $A=15.0$ ,  $B=7.635$

Таким чином, розроблено алгоритми розрахунку сталої поширення (коефіцієнту уповільнення) основної хвилі екранованої мікросмужкової лінії передачі та частот відсічення хвиль вищого типу. Алгебраїзація крайових задач для розрахунку дисперсійних характеристик ліній передачі виконана за допомогою рядів за базисом із ортогональних поліномів Чебишова, що враховують особливості поведінки полів та густини струмів на тонкому ребрі та швидко збігаються.



### 2.1.4 Постановка та розв'язання крайової задачі для екранованої МСЛ на підвішеній підкладці

Крім звичайної мікросмужкової лінії, в мікрохвильових схемах часто використовується смужкова лінія передачі на підвішеній підкладці (рис. 2.6), в англійській літературі вона зветься *suspended microstrip line* [63, 69, 113]. МСЛ на підвішеній підкладці відрізняється від звичайної МСЛ наявністю повітряного зазору між заземлюючою металевією площиною і діелектричною підкладкою із смужковою лінією, який в технологічних цілях може бути заповнений діелектриком з проникністю, меншою, ніж у підкладці (часткова область 3 на Рис. 2.6). На відміну від звичайної МСЛ, в даному випадку необхідно розв'язувати крайову задачу вже для тришарової планарної структури.

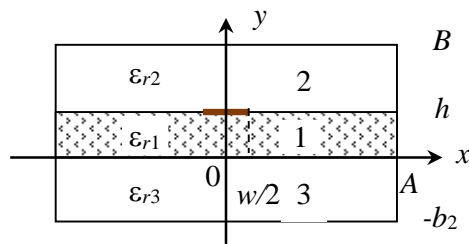


Рис. 2.6. Поперечний переріз МСЛ на підвішеній підкладці і розбиття вихідної області на три часткові підобласті

Розглянемо розв'язок крайової задачі для класичної МСЛ на підвішеній підкладці, за аналогією з розділом 2.1.2. Вихідна область (Рис. 2.6) розбивається на 3 часткових підобласті, в кожній з яких шукаються розв'язки для електричного ( $e$ ) і магнітного ( $h$ ) векторних потенціалів  $\mathbf{A}_{e(h),i} = (0, A_{e(h),y,i}, 0)$ , аналогічно тому, як це було описано в п. 2.1.2. Розв'язок для електричного і магнітного потенціалів в часткових областях 1-3 на Рис. 2.6 запишуться у вигляді рядів Фур'є:

$$T_{e1}(x, y) = \sum_{n=1} \left[ R_{11n} \frac{\sin k_{y1n}(y - y_0)}{k_{y1n} \cos k_{y1n} y_0} + R_{12n} \frac{\cos k_{y1n}(y - y_0)}{k_{y1n} \sin k_{y1n} y_0} \right] \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn} x,$$

$$T_{h1}(x, y) = \sum_{n=1} \left[ T_{11n} \frac{\cos k_{y1n}(y - y_0)}{k_{xn} \cos k_{y1n} y_0} + T_{12n} \frac{\sin k_{y1n}(y - y_0)}{k_{xn} \sin k_{y1n} y_0} \right] \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn} x,$$

$$\begin{aligned}
T_{e2}(x, y) &= \sum_{n=1} R_{2n} \frac{\cos k_{y2n}(B-y)}{\sin k_{y2n}b_1} \frac{1}{k_{y2n}} \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn}x, \\
T_{h2}(x, y) &= \sum_{n=1} T_{2n} \frac{\sin k_{y2n}(B-y)}{\sin k_{y2n}b_1} \frac{1}{k_{xn}} \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn}x, \\
T_{e3}(x, y) &= \sum_{n=1} R_{3n} \frac{\cos k_{y2n}(b_2+y)}{\sin k_{y2n}b_2} \frac{1}{k_{y2n}} \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn}x, \\
T_{h3}(x, y) &= \sum_{n=1} T_{3n} \frac{\sin k_{y2n}(b_2+y)}{\sin k_{y2n}b_2} \frac{1}{k_{xn}} \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn}x,
\end{aligned} \tag{2.12}$$

де  $y_0 = h/2$ ,  $k_{xn} = \pi(2n-1)/2A$ . Інші позначення – ті ж самі, що і в крайовій задачі для звичайної МСЛ (п. 2.1.2). Для алгебраїзації крайової задачі також будемо використовувати апроксимацію густини струмів на смужці у вигляді рядів з поліномів Чебишова виду (2.7.1)-(2.7.2).

Зшиваючи дотичні складові електричного поля на границях  $y = 0$  та  $y = h$ , за умови повітряного заповнення областей 2 і 3  $\varepsilon_{r2(3)} = 1$ ,  $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_r$  отримаємо співвідношення між коефіцієнтами розкладання:

$$\begin{aligned}
T_{11n} + T_{12n} &= T_{2n}, & T_{11n} - T_{12n} &= T_{3n}, \\
\frac{1}{\varepsilon_r}(R_{11n} - R_{12n}) &= R_{2n}, & -\frac{1}{\varepsilon_r}(R_{11n} + R_{12n}) &= R_{3n}.
\end{aligned}$$

З умови безперервності  $x$ -компоненти магнітного поля у площині смужки  $y = h$

$$(H_{x1} - H_{x2})\Big|_{y=h} = \begin{cases} 0, w/2 \leq x \leq A, \\ J_z(x), 0 \leq x \leq w/2, \end{cases}$$

виходить рівняння:

$$k_0\beta_z F_{e11n} R_{11n} + k_0\beta_z F_{e12n} R_{12n} + F_{h11n} T_{11n} + F_{h12n} T_{12n} = J_{zn}, \tag{2.13}$$

де введено позначки:

$$F_{e11n} = \frac{\operatorname{tg} k_{y1n}y_0}{k_{y1n}} - \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n}b_1}{k_{y2n}}, \quad F_{e12n} = \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n}y_0}{k_{y1n}} + \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n}b_1}{k_{y2n}},$$

$$F_{h11n} = -k_{y1n} \operatorname{tg} k_{y1n}y_0 + k_{y2n} \operatorname{ctg} k_{y2n}b_1, \quad F_{h12n} = k_{y1n} \operatorname{ctg} k_{y1n}y_0 + k_{y2n} \operatorname{ctg} k_{y2n}b_1.$$

З умови безперервності для  $z$ -компоненти магнітного поля у площині  $y = h$

$$(H_{z1} - H_{z2})|_{y=h} = \begin{cases} 0, w/2 \leq x \leq A, \\ J_x(x), 0 \leq x \leq w/2, \end{cases}$$

аналогічно, виходить друге рівняння ( $\chi = \beta_z/k_0$ ):

$$-k_{xn}(F_{e11n}R_{11n} + F_{e12n}R_{12n}) + \frac{\chi}{k_{xn}}(F_{h11n}T_{11n} + F_{h12n}T_{12n}) = J_{xn}, \quad (2.14):$$

де Фур'є-компоненти густини струмів  $J_{zn}, J_{xn}$  мають той самий вигляд, що і у формулах (2.7.3). З умови безперервності магнітного поля на границі  $y=0$  отримаємо ще два рівняння:

$$k_{xn}(G_{e11n}R_{11n} - G_{e12n}R_{12n}) + \frac{\chi}{k_{xn}}(G_{h11n}T_{11n} + G_{h12n}T_{12n}) = 0, \quad (2.15)$$

$$-k_0^2\chi(G_{e11n}R_{11n} - G_{e12n}R_{12n}) + G_{h11n}T_{11n} + G_{h12n}T_{12n} = 0, \quad (2.16)$$

де введені позначення:

$$G_{e11n} = \frac{\text{tg } k_{y1n}y_0}{k_{y1n}} - \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\text{ctg } k_{y2n}b_2}{k_{y2n}}, \quad G_{e12n} = \frac{\text{ctg } k_{y1n}y_0}{k_{y1n}} + \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\text{ctg } k_{y2n}b_2}{k_{y2n}},$$

$$G_{h11n} = k_{y1n} \text{tg } k_{y1n}y_0 - k_{y2n} \text{ctg } k_{y2n}b_2, \quad G_{h12n} = k_{y1n} \text{ctg } k_{y1n}y_0 + k_{y2n} \text{ctg } k_{y2n}b_2.$$

Дорівнюючи дотичні компоненти електричного поля на смужці до нуля, отримаємо два рівняння для формування СЛАР:

$$\sum_{n=1} \left( T_{11n} + T_{12n} - \frac{\chi}{\varepsilon_r} (R_{11n} - R_{12n}) \right) \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{xn}x = 0, |x| \leq w/2, \quad (2.17)$$

$$\sum_{n=1} \left( \beta_z (T_{11n} + T_{12n}) \frac{1}{k_{xn}} + \frac{1}{k_0\varepsilon_r} (R_{11n} - R_{12n}) k_{xn} \right) \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn}x = 0. \quad (2.18)$$

Розв'язуємо систему. З (2.15)-(2.16) виходять співвідношення:

$$R_{12n} = \frac{G_{e11n}}{G_{e12n}} R_{11n}, \quad T_{12n} = -\frac{G_{h11n}}{G_{h12n}} T_{11n}.$$

Підставляючи їх у (2.13) і (2.14), отримаємо два рівняння зв'язку коефіцієнтів через Фур'є-компоненти густини струму на смужці:

$$\left( \frac{\beta_z^2 + k_{xn}^2}{k_{xn}} \right) \left( F_{e11n} + F_{e12n} \frac{G_{e11n}}{G_{e12n}} \right) R_{11n} = \frac{\chi}{k_{xn}} J_{zn} - J_{xn},$$

$$\frac{\beta_z^2 + k_{xn}^2}{k_{xn}^2} \left( F_{h11n} - F_{h12n} \frac{G_{h11n}}{G_{h12n}} \right) T_{11n} = J_{zn} + \frac{k_0 \beta_z}{k_{xn}} J_{xn}.$$

Або:

$$R_{11n} = A_{e11z,n} J_{zn} + A_{a11x,n} J_{xn}, \quad T_{11n} = A_{h11z,n} J_{zn} + A_{h11x,n} J_{xn}.$$

$$R_{12n} = \frac{G_{e11n}}{G_{e12n}} R_{11n} = A_{e12z,n} J_{zn} + A_{a12x,n} J_{xn}, \quad T_{12n} = -\frac{G_{h11n}}{G_{h12n}} T_{11n} = A_{h12z,n} J_{zn} + A_{h12x,n} J_{xn}.$$

Як і в алгоритмі для звичайної МСЛ (див. п. 2.1.2), помножимо рівняння (2.17) на  $\phi_k(2x/w)$ , а рівняння (2.18) – на  $\psi_k(2x/w)$  і проінтегруємо по площині смужки. З урахуванням співвідношень для коефіцієнтів розкладання отримаємо:

$$\sum_{n=1} \left[ \begin{aligned} & \left( A_{h11zn} + A_{h12zn} - \frac{\chi}{\varepsilon_r} (A_{e11zn} - A_{e12zn}) \right) J_{zn} + \\ & + \left( A_{h11xn} + A_{h12xn} - \frac{\chi}{\varepsilon_r} (A_{a11xn} - A_{a12xn}) \right) J_{xn} \end{aligned} \right] \alpha_{nk}^m = 0,$$

$$\sum_{n=1} \left[ \begin{aligned} & \left( \frac{\beta_z}{k_{xn}} (A_{h11zn} + A_{h12zn}) + \frac{k_{xn}}{k_0 \varepsilon_r} (A_{e11zn} - A_{e12zn}) \right) J_{zn} + \\ & + \left( \frac{\beta_z}{k_{xn}} (A_{h11xn} + A_{h12xn}) + \frac{k_{xn}}{k_0 \varepsilon_r} (A_{a11xn} - A_{a12xn}) \right) J_{xn} \end{aligned} \right] \beta_{nk}^m = 0.$$

Вводячи позначення для елементів матриці імпедансів  $\mathbf{Z}$ , отримаємо СЛАР:

$$\sum_{n=1} (Z_{zz,n} J_{zn} + Z_{zx,n} J_{xn}) \alpha_{nk}^m = 0,$$

$$\sum_{n=1} [Z_{xz,n} J_{zn} + Z_{xx,n} J_{xn}] \beta_{nk}^m = 0.$$

З урахуванням явних виразів для Фур'є-компонент струмів на смужці (2.7.3), СЛАР перетвориться до такого вигляду:

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{n=1} Z_{zz,n} \alpha_{nk}^m \alpha_{nl}^m + \sum_{l=0} d_l \sum_{n=1} Z_{zx,n} \alpha_{nk}^m \beta_{nl}^m = 0, \quad (2.19)$$

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{n=1} Z_{xz,n} \beta_{nk}^m \alpha_{nl}^m + \sum_{l=0} d_l \sum_{n=1} Z_{xx,n} \beta_{nk}^m \beta_{nl}^m = 0. \quad (2.20)$$

Прирівнюючи визначник СЛАР (2.19)-(2.20) до нуля і розв'язуючи це характеристичне рівняння, знаходимо сталу поширення хвилі в лінії передачі

$\chi = \beta_z/k_0$  на заданій частоті (у загальному випадку знаходимо спектр власних хвиль екранованої МСЛ на підвішеній підкладці, які поширюються, або хвиль, що згасають). Розв'язуючи цю СЛАР, отримаємо значення невідомих коефіцієнтів розкладання поля на смужці з точністю до сталого множника і коефіцієнти розкладання ряду Фур'є для компонентів поля (2.12). Інші характеристики лінії передачі (потужність власної хвилі та її хвильовий опір) розраховуються аналогічно тому, як це зроблено в п. 2.1.2.

### 2.1.5 Збіжність алгоритму і дисперсійні характеристики основної хвилі МСЛ на підвішеній підкладці

Дані дослідження збіжності алгоритму для МСЛ на підвішеній підкладці зведені на Рис. 2.7-2.8. Чисельні розрахунки, що проведені для  $w/h = 0.58/0.635 = 0.913$  та ширини екрану  $A=15.0$  мм, представлені на Рис. 2.7а,б.

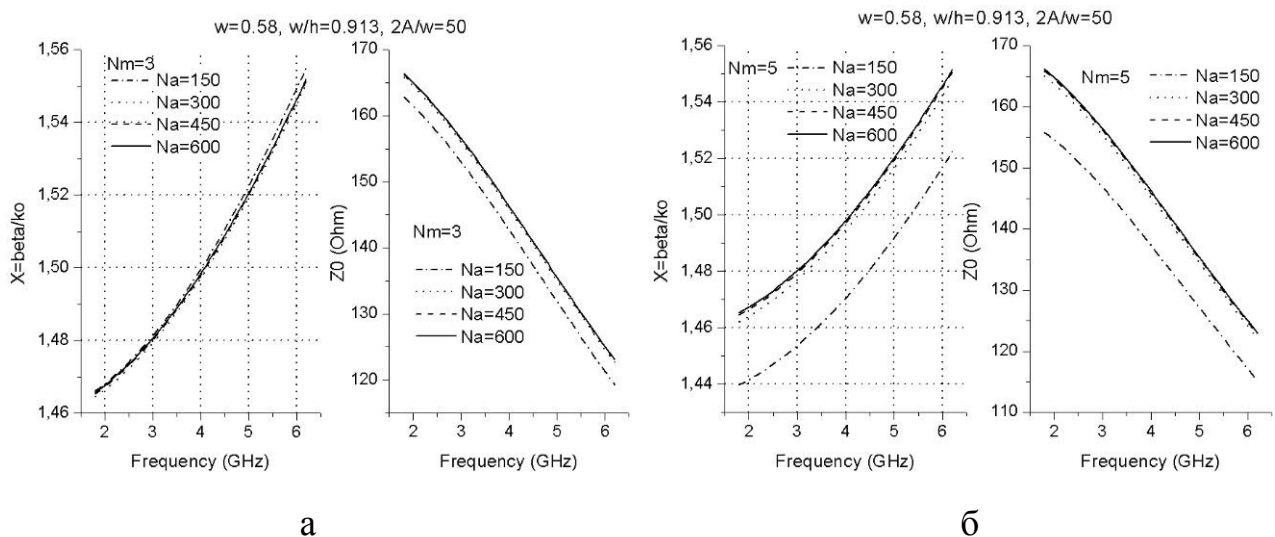


Рис. 2.7. Частотна характеристика коефіцієнту уповільнення та хвильового опору основної хвилі МСЛ на підвішеній підкладці шириною  $w=0.58$  у залежності від порядку зрізання тригонометричних рядів  $N_a$  при  $N_m=3$  та  $N_m=5$ . Параметри структури, що розраховується (у мм):  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $A=15.0$ ,  $B=8.0$ ,  $b_1=b_2=B-h=7.365$ .

Видно, що вже при зрізанні рядів до  $N_a=600$  точність розрахунку коефіцієнта уповільнення становить не гірше ніж  $10^{-2}$ , а хвильового опору – до одиниць Ому.

Ряди з поліномів Чебишова, як і в алгоритмі для звичайної МСЛ, достатньо обмежити значенням  $N_m=5$ , а суми тригонометричних рядів досить обмежити значенням  $N_a=300$ , Рис. 2.8.

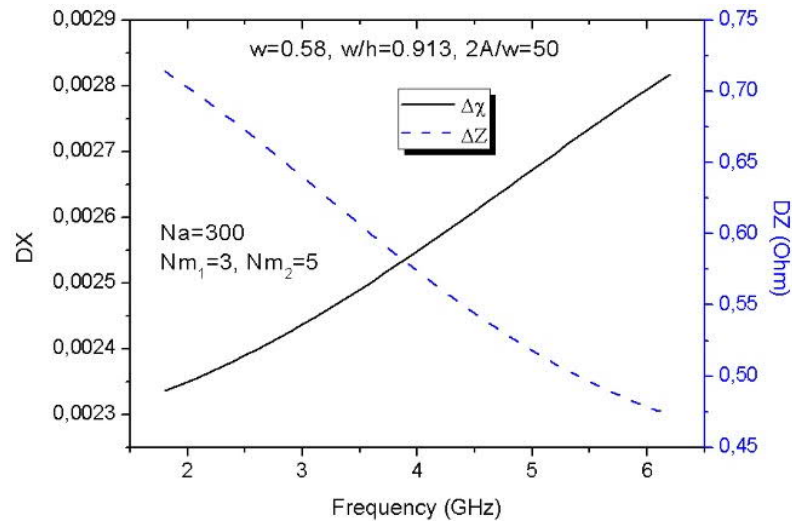


Рис. 2.8. Різниця між значеннями коефіцієнту уповільнення та хвильового опору основної хвилі МСЛ на підвішеній підкладці шириною  $w=0.58$  при зрізання рядів з ортогональних поліномів до  $N_m=3$  та  $N_m=5$

Порівняння збіжності алгоритмів розрахунку дисперсійних характеристик МСЛ на підвішеній підкладці для  $w=0.32$  та  $w=1.27$  мм показано на Рис. 2.9. Видно, що чим менша ширина смужки  $w$ , там більше членів тригонометричного ряду  $N_a$  треба враховувати, щоб забезпечити точність розрахунку коефіцієнту уповільнення  $\chi=\beta_z/k_0$  не гірше ніж  $10^{-2}$ .

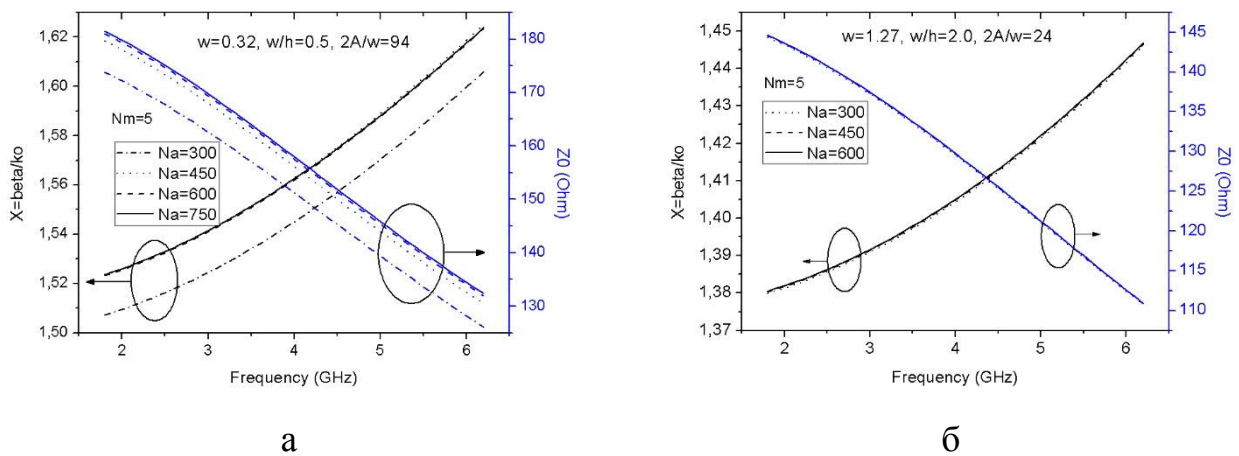


Рис. 2.9. Частотна характеристика коефіцієнту уповільнення та хвильового опору основної хвилі МСЛ на підвішеній підкладці шириною  $w=0.32$  та

$w=1.27$  мм у залежності від порядку зрізання тригонометричних рядів  $N_a$  при  $N_m=5$ . Параметри структури, що розраховується (у мм):  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $A=15.0$ ,  $B=8.0$ ,  $b_1=b_2=B-h=7.365$

Результати чисельних розрахунків частот відсічення для перших чотирьох хвиль вищого типу зведені у Таблицях 2.2-2.3. Аналіз даних показує, що частоти відсічення вищих «хвилевідних» мод МСЛ на підвішеній підкладці слабо залежать від ширини смужки, але істотно залежать від ширини і висоти екрану.

Таблиця 2.2 – Частоти відсічення вищих типів хвиль МСЛ на підвішеній підкладці (параметри структури, у мм,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $w=0.58$ ,  $b_1=b_2=B-h$ ).

(у ГГц)	$A=15.0, B=8.0$ (мм)	$A=15.0,$ $B=12.0$	$A=20.0, B=8.0$	$A=20.0, B=12.0$
$f_{cut,1}$	9.2440	7.7362	8.5212	6.8804
$f_{cut,2}$	13.8989	13.3471	11.7223	10.9295
$f_{cut,3}$	18.8286	13.7922	15.5138	13.3718
$f_{cut,4}$	20.1383	16.9657	19.1485	15.1462

Таблиця 2.3 – Частоти відсічення вищих типів хвиль МСЛ на підвішеній підкладці (параметри структури, у мм  $\epsilon_r=10.2$ ,  $h=0.635$ ,  $A=15.0$ ,  $B=8.0$ )

(у ГГц)	$w=0.32$	$w=0.635$	$w=1.27$
$f_{cut,1}$	9.1073	9.2597	9.4795
$f_{cut,2}$	13.7031	13.9224	14.2703
$f_{cut,3}$	18.6416	18.8512	19.1884
$f_{cut,4}$	20.1316	20.1392	20.1591

Таким чином, побудований алгоритм розрахунку власних хвиль екранованої МСЛ на підвішеній підкладці дозволяє розраховувати дисперсійні характеристики як основний хвилі, так і частоти відсічення і дисперсійні характеристики вищих (реактивних) типів хвиль цієї екранованої структури. Алгебраїзацію крайової задачі виконано за допомогою розкладання функцій густини струму на смужці у ряди за поліномами Чебишова 1-го та 2-го роду. За даними дослідження

збіжності, отриманий алгоритм є усталеним і забезпечує високу точність розрахунку дисперсійних характеристик при відносно невеликих ( $N_m=3-5$ ) значеннях порядку редукції (зрізання) рядів з ортогональних поліномів.

## 2.2 Щілинна лінія передачі: крайова задача для екранованої структури

### 2.2.1 Постановка та розв'язання крайової задачі для екранованої щілинної лінії передачі

В ОІС мікрохвильового діапазону частот, окрім мікросмужкових із квазі-ТЕМ типом основної хвилі, використовуються і ліній передачі з основними модами хвилевідного типу, такі як щілинна лінія передачі і її різновиди [114, 115, 116]. Щілинна лінія (ЩЛ) являє собою щілину у провідниковому шарі на одній стороні діелектричної підкладки, інша сторона підкладки при цьому не металізована. Різновидом ЩЛ є хвилевідно-щілинна лінія передачі (ХЩЛ), для реалізації якої використовується *E*-площинна технологія, що робить ланки на основі ХЩЛ сумісними зі стандартними хвилевідними конструкціями та забезпечує переходи між ними [66, 117, 118, 119].

ЩЛ застосовується в пристроях, де потрібно забезпечити великий хвильовий опір лінії передачі (60–200 Ом), включення послідовних шлейфів і короткозамикаючих елементів, а також у багат шарових ІС спільно із МСЛ.

Основною хвилею у ЩЛ є хвиля *H*-типу, яка в екранованої структурі має частоту відсічення. На практиці використовуються такі параметри підкладки, розмірів щілини та екрану, що частота відсічення основної хвилі ЩЛ становить близько 0.5–1 ГГц.

Розрахункова модель екранованої ЩЛ є симетричною тришаровою структурою, що містить підкладку з діелектричною проникністю  $\epsilon_{r1}$  (часткова область 1) із шаром металізації і щілиною в ній, та дві області 2 і 3, які зазвичай мають повітряне заповнення (Рис. 2.10). Основній хвилі ЩЛ відповідає симетрія з електричної стінкою у площині  $x=0$ .



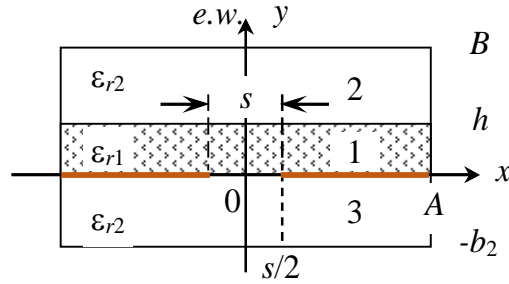


Рис. 2.10. Екранована ЩЛ: поперечний переріз для розв'язання крайової задачі на власні хвилі і розбиття області на три часткові підобласті

За такої базисними функціями ряду Фур'є для векторних потенціалів є  $\cos k_{xn}x$ ,  $\sin k_{xn}x$ , де  $k_{xn} = \pi n/A$ . Процедура розв'язання крайової задачі аналогічна викладеній вище для МСЛ на підвішеній підкладці. Крайова задача для поля у ЩЛ розв'язується за допомогою векторних у-потенціалів  $\mathbf{A}_{e(h),i} = (0, A_{e(h),y,i}, 0)$ ,  $A_{h(e),y,i} = T_{h(e),i}(x, y)e^{-j\beta_z z}$ , через які виражаються інші компоненти електромагнітного поля (див. п. 2.1). Векторні потенціали в часткових областях 1 - 3 запишуться у вигляді рядів за тригонометричним базисом:

$$T_{e1}(x, y) = \sum_{n=1} \left[ R_{11n} \frac{\sin k_{y1n}(y-y_0)}{k_{y1n} \cos k_{y1n}y_0} + R_{12n} \frac{\cos k_{y1n}(y-y_0)}{k_{y1n} \sin k_{y1n}y_0} \right] \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn}x,$$

$$T_{h1}(x, y) = \sum_{n=0} \left[ T_{11n} \frac{\cos k_{y1n}(y-y_0)}{\cos k_{y1n}y_0} + T_{12n} \frac{\sin k_{y1n}(y-y_0)}{\sin k_{y1n}y_0} \right] \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{A}} \cos k_{xn}x,$$

де  $y_0 = h/2$ .

$$T_{e2}(x, y) = \sum_{n=1} R_{2n} \frac{\cos k_{y2n}(B-y)}{\sin k_{y2n}b_1} \frac{1}{k_{y2n}} \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn}x,$$

$$T_{h2}(x, y) = \sum_{n=0} T_{2n} \frac{\sin k_{y2n}(B-y)}{\sin k_{y2n}b_1} \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{A}} \cos k_{xn}x,$$

і  $b_1 = B-h$ .

$$T_{e3}(x, y) = \sum_{n=1} R_{3n} \frac{\cos k_{y2n}(b_2+y)}{\sin k_{y2n}b_2} \frac{1}{k_{y2n}} \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{xn}x,$$

$$T_{h3}(x, y) = \sum_{n=0} T_{3n} \frac{\sin k_{y2n}(b_2+y)}{\sin k_{y2n}b_2} \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{A}} \cos k_{xn}x.$$

Крім того,  $k_{ci}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ri} - \beta_z^2$ ,  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $k_{yn}^2 = k_{ci}^2 - k_{xn}^2$ ,  $i = 1..3$ .

З урахуванням симетрії задачі і особливостей поведінки поля на нескінченно тонкому ребрі при  $x = \pm s/2$  (при  $y = 0$ ) дотичні компоненти поля на щілині записуються також через розкладання у ряди за поліномами Чебишова:

$$\begin{aligned} E_{x0} &= \frac{j}{k_0} \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \sum_{k=0}^j c_k T_{2k}(t) = \frac{j}{k_0} \sum_{k=0}^j c_k \Phi_k(t), \\ E_{z0} &= -\sqrt{1-t^2} \sum_{k=0} d_k U_{2k+1}(t) = -\sum_{k=0} d_k \Psi_k(t), \\ H_{x0} &= \frac{j}{k_0} \sqrt{1-t^2} \sum_{k=0} f_k U_{2k+1}(t) = \frac{j}{k_0} \sum_{k=0} f_k \Psi_k(t), \\ H_{z0} &= \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \sum_{k=0} g_k T_{2k}(t) = \sum_{k=0} g_k \Phi_k(t), \end{aligned} \quad (2.21)$$

де введена позначка для змінної  $t = 2x/s$ . Зшиваючи дотичні складові поля на границях часткових областей  $y = 0$  та  $y = h$  отримаємо співвідношення між коефіцієнтами розкладання:

$$\begin{aligned} T_{11n} + T_{12n} &= T_{2n}, \\ \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} (R_{11n} - R_{12n}) &= R_{2n}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} k_{xn} (F_{e11n} R_{11n} + F_{e12n} R_{12n}) + \chi (F_{h11n} T_{11n} + F_{h12n} T_{12n}) &= 0, \\ k_0 \beta_z (F_{e11n} R_{11n} + F_{e12n} R_{12n}) - k_{xn} (F_{h11n} T_{11n} + F_{h12n} T_{12n}) &= 0, \end{aligned} \quad (2.23)$$

де позначення для множників  $F_{e11(2)n}$ ,  $F_{h11(2)n}$  – ті ж самі, що і у підрозділі 2.1.2.

Далі отримаємо рівняння зв'язків між коефіцієнтами:

$$\begin{aligned} T_{11n} - T_{12n} &= T_{3n}, \\ -\frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} (R_{11n} + R_{12n}) &= R_{3n}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$k_{xn} (T_{11n} - T_{12n}) + \frac{\chi}{\varepsilon_{r1}} (R_{11n} + R_{12n}) = \sum_{k=0} d_k \beta_{nk}^S(k_{xn}) = E_{0z,n}, \quad (2.25)$$

$$k_0 \beta_z (T_{11n} - T_{12n}) - \frac{k_{xn}}{\varepsilon_{r1}} (R_{11n} + R_{12n}) = \sum_{k=0} c_k \alpha_{nk}^S(k_{xn}) = E_{0x,n}. \quad (2.26)$$

Матричні елементи в рядах за результатами інтегрування виходять наступними:

$$\alpha_{nk}^S(k_{xn}) = \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{A}} \int_0^{s/2} \frac{1}{\sqrt{1-(2x/s)^2}} T_{2k}(2x/s) \cos k_{xn} x dx = \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{A}} \frac{s}{2} \frac{\pi}{2} (-1)^k J_{2k} \left( k_{xn} \frac{s}{2} \right),$$

$$\beta_{nk}^S(k_{xn}) = \sqrt{\frac{2}{A}} \int_0^{s/2} \sqrt{1-(2x/s)^2} U_{2k+1}(2x/s) \sin k_{xn} x dx = \sqrt{\frac{2}{A}} \frac{2k+2}{k_{xn}} (-1)^k \frac{\pi}{2} J_{2k+2} \left( k_{xn} \frac{s}{2} \right),$$

де  $J_{2k}(2k_{xn}/s)$  – функції Бесселя першого роду.

Рівняння СЛАР виходять з двох рівнянь безперервності дотичних складових магнітного поля на щілині в площині  $y=0$ ,  $|x| \leq s/2$ :

$$H_{z1} = H_{z3} = H_{z0} \text{ on slot,}$$

$$H_{x1} = H_{x3} = H_{x0} \text{ on slot.}$$

Помноживши перше рівняння на  $\frac{1}{\sqrt{1-t^2}} T_{2k}(t)$ , а друге – на  $\sqrt{1-t^2} U_{2k+1}(t)$  і інтегруючи по площі щілини, отримаємо два алгебраїчних рівняння:

тегруючи по площі щілини, отримаємо два алгебраїчних рівняння:

$$\sum_{n=0} [k_{xn} (G_{e11n} R_{11n} + G_{e12n} R_{12n}) + \chi (G_{h11n} T_{11n} + G_{h12n} T_{12n})] \cdot \alpha_{nk}^S = 0, \quad (2.27)$$

$$\sum_{n=1} [k_0 \beta_z (G_{e11n} R_{11n} + G_{e12n} R_{12n}) - k_{xn} (G_{h11n} T_{11n} + G_{h12n} T_{12n})] \cdot \beta_{nk}^S = 0. \quad (2.28)$$

де  $\chi = \beta_z / k_0$  та

$$G_{e11n} = -\frac{\operatorname{tg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_2}{k_{y2n}}, \quad G_{e12n} = \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r1}} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_2}{k_{y2n}},$$

$$G_{h11n} = k_{y1n} \operatorname{tg} k_{y1n} y_0 - k_{y2n} \operatorname{ctg} k_{y2n} b_2, \quad G_{h12n} = k_{y1n} \operatorname{ctg} k_{y1n} y_0 + k_{y2n} \operatorname{ctg} k_{y2n} b_2.$$

Розв'язуємо систему. З системи рівнянь (2.23) – (2.24) витікає, що

$$R_{12n} = -(F_{e11n}/F_{e12n}) \cdot R_{11n},$$

$$T_{12n} = -(F_{h11n}/F_{h12n}) \cdot T_{11n}.$$

З (2.25) та (2.26) виходять рівняння зв'язку для коефіцієнтів розкладання через Фур'є-компоненти функцій додаткового базису для поля на щілині:

$$R_{11n} = A_{ex11,n} E_{0x,n} + A_{ez11,n} E_{0z,n},$$

$$T_{11n} = A_{hx11,n} E_{0x,n} + A_{hz11,n} E_{0z,n},$$

де

$$A_{ex11,n} = -\frac{\varepsilon_{r1} k_{xn}}{\beta_z^2 + k_{xn}^2} \frac{1}{(1 - F_{e11n}/F_{e12n})}, \quad A_{ez11,n} = \frac{\varepsilon_{r1}}{\beta_z^2 + k_{xn}^2} \frac{k_0 \beta_z}{(1 - F_{e11n}/F_{e12n})},$$

$$A_{hx11,n} = \frac{\chi}{\beta_z^2 + k_{xn}^2} \frac{1}{(1 + F_{h11n}/F_{h12n})}, \quad A_{hz11,n} = \frac{k_{xn}}{\beta_z^2 + k_{xn}^2} \frac{1}{(1 + F_{h11n}/F_{h12n})},$$

для  $n=1..N_a$ . При  $n=0$  виходить вираз:

$$T_{11,0} = \frac{1}{\chi \cdot k_0^2} (1 + F_{h11n}/F_{h12n})^{-1} E_{0x,0} = A_{hx11,0} E_{0x,0}.$$

Крім того,

$$R_{12n} = -\frac{F_{e11n}}{F_{e12n}} R_{11n} = A_{ex12,n} E_{0x,n} + A_{ez12,n} E_{0z,n},$$

$$T_{12n} = -\frac{F_{h11n}}{F_{h12n}} T_{11n} = A_{hx12,n} E_{0x,n} + A_{hz12,n} E_{0z,n}.$$

Тоді рівняння (2.27)–(2.28) запишуться у вигляді:

$$\sum_{n=0} \left[ \begin{array}{l} \left( k_{xn} (G_{e11n} A_{ex11,n} + G_{e12n} A_{ex12,n}) + \right. \\ \left. + \chi (G_{h11n} A_{hx11,n} + G_{h12n} A_{hx12,n}) \right) E_{0x,n} + \left( k_{xn} (G_{e11n} A_{ez11,n} + G_{e12n} A_{ez12,n}) + \right. \\ \left. + \chi (G_{h11n} A_{hz11,n} + G_{h12n} A_{hz12,n}) \right) E_{0z,n} \end{array} \right] \alpha_{nk}^S = 0,$$

$$\sum_{n=1} \left[ \begin{array}{l} \left( k_0 \beta_z (G_{e11n} A_{ex11,n} + G_{e12n} A_{ex12,n}) - \right. \\ \left. - k_{xn} (G_{h11n} A_{hx11,n} + G_{h12n} A_{hx12,n}) \right) E_{0x,n} + \left( k_0 \beta_z (G_{e11n} A_{ez11,n} + G_{e12n} A_{ez12,n}) - \right. \\ \left. - k_{xn} (G_{h11n} A_{hz11,n} + G_{h12n} A_{hz12,n}) \right) E_{0z,n} \end{array} \right] \beta_{nk}^S = 0,$$

або, вводячи позначення для матриці  $\mathbf{Y}$ , отримаємо СЛАР:

$$\sum_{n=0} \left[ Y_{xx,n} \sum_{l=0} c_l \alpha_{nl}^S + Y_{xz,n} \sum_{l=0} d_l \beta_{nl}^S \right] \alpha_{nk}^S = 0,$$

$$\sum_{n=1} \left[ Y_{zx,n} \sum_{l=0} c_l \alpha_{nl}^S + Y_{zz,n} \sum_{l=0} d_l \beta_{nl}^S \right] \beta_{nk}^S = 0.$$

З урахуванням (2.25) і (2.26) остаточно виходить СЛАР для невідомих коефіцієнтів розкладання поля в ряди за поліномами Чебишова:

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{n=0} \alpha_{nk}^S Y_{xx,n} \alpha_{nl}^S + \sum_{l=0} d_l \sum_{n=0} \alpha_{nk}^S Y_{xz,n} \beta_{nl}^S = 0, \quad (2.29)$$

$$\sum_{l=0} c_l \sum_{n=1} \beta_{nk}^S Y_{zx,n} \alpha_{nl}^S + \sum_{l=0} d_l \sum_{n=1} \beta_{nk}^S Y_{zz,n} \beta_{nl}^S = 0. \quad (2.30)$$

Дорівнюючи до нуля визначник СЛАР (2.29)-(2.30), отримуємо характеристичне рівняння щодо невідомого коефіцієнту уповільнення  $\chi = \beta_z/k_0$  (а тому і сталої поширення  $\beta_z$ ), причому корені рівняння у залежності від частоти можуть бути як дійсними, так і уявними (згасаючі або реактивні хвилі). Частоти відсічення хвиль ЩЛ визначаються з характеристичного рівняння для СЛАР при  $\chi=0$  з урахуванням виразу для нульової компоненти матриці провідності:

$$Y_{xx,0} = \frac{1}{k_0^2} \frac{1}{F_{h12,0} + F_{h11,0}} (G_{h11,0} F_{h12,0} - G_{h12,0} F_{h11,0}).$$

Елементи матриць  $Y_{xz}$  и  $Y_{zx}$  при  $\chi=0$  дорівнюють нулю.

Хвильовий опір  $Z_s$  для основної хвилі ЩЛ визначається через різницю потенціалів  $U_s$  на щілині та потужність хвилі в екранованій лінії передачі:

$$U_s = \int_{-s/2}^{s/2} E_{x0}|_{y=0} dx = \frac{\pi}{k_0} \frac{s}{2} \cdot c_0,$$

$$Z_s = \frac{U_s^2}{2P}. \quad (2.31)$$

Більш складне визначення хвильового опору ЩЛ для вузьких щілин було розглянуто в [120].

Потужність в лінії передачі зазвичай нормується на одиницю, її визначення дано в підрозділі 2.1. В явному вигляді вираз для потужності в ЩЛ після інтегрування виходить у вигляді:

$$P = \chi \sum_{n=0} (\beta_z^2 + k_{zn}^2) \left[ T_{11n}^2 \left( \frac{y_0}{\cos^2 k_{y1n} y_0} + \frac{\text{tg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} \right) + T_{12n}^2 \left( \frac{y_0}{\sin^2 k_{y1n} y_0} - \frac{\text{ctg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} \right) \right] +$$

$$+ \chi \sum_{n=0} T_{2n}^2 (\beta_z^2 + k_{zn}^2) \frac{1}{2} \left( \frac{b_1}{\sin^2 k_{y2n} b_1} - \frac{\text{ctg} k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} \right) + \chi \sum_{n=0} T_{3n}^2 (\beta_z^2 + k_{zn}^2) \frac{1}{2} \left( \frac{b_2}{\sin^2 k_{y2n} b_2} - \frac{\text{ctg} k_{y2n} b_2}{k_{y2n}} \right) +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\chi^*}{\varepsilon_{r1}} \sum_{n=1} \frac{\beta_z^2 + k_{xn}^2}{k_{y1n}^2} \left[ R_{11n}^2 \left( \frac{y_0}{\cos^2 k_{y1n} y_0} - \frac{\operatorname{tg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} \right) + R_{12n}^2 \left( \frac{y_0}{\sin^2 k_{y1n} y_0} + \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} \right) \right] + \\
& + \frac{\chi^*}{\varepsilon_{r2}} \sum_{n=1} R_{2n}^2 \frac{(\beta_z^2 + k_{xn}^2)}{k_{y2n}^2} \frac{1}{2} \left( \frac{b_1}{\sin^2 k_{y2n} b_1} + \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} \right) + \\
& + \frac{\chi^*}{\varepsilon_{r2}} \sum_{n=1} R_{3n}^2 \frac{(\beta_z^2 + k_{xn}^2)}{k_{y2n}^2} \frac{1}{2} \left( \frac{b_2}{\sin^2 k_{y2n} b_2} + \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_2}{k_{y2n}} \right) - \\
& - \frac{2}{k_0^2 \varepsilon_{r1}} \sum_{n=1} (\beta_z^2 + k_{xn}^2) k_{xn} \left[ R_{11n} T_{11n}^* \frac{\operatorname{tg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} + R_{12n} T_{12n}^* \frac{\operatorname{ctg} k_{y1n} y_0}{k_{y1n}} \right] + \\
& + \frac{1}{k_0^2 \varepsilon_{r2}} \sum_{n=1} (\beta_z^2 + k_{xn}^2) R_{2n} T_{2n}^* k_{xn} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_1}{k_{y2n}} - \frac{1}{k_0^2 \varepsilon_{r2}} \sum_{n=1} (\beta_z^2 + k_{xn}^2) k_{xn} R_{3n} T_{3n}^* \frac{\operatorname{ctg} k_{y2n} b_2}{k_{y2n}}.
\end{aligned}$$

Отриманий алгоритм використовується для розрахунку як дійсних, так і уявних коренів ( $\chi = -j\gamma$ ) дисперсійного рівняння для власних хвиль ЩЛ і ХЩЛ.

### 2.2.2 Збіжність алгоритму і дисперсійні характеристики хвиль щілинної та хвилевідно-щілинної ліній передачі

Оскільки в екранованій ЩЛ поширюються тільки моди хвилевідного типу, їх частоти відсічення напряму залежать від розмірів екрану. Чисельний розв'язок нескінченної СЛАР (2.29)-(2.30) зводиться до розв'язання зрізаної СЛАР з кінечним числом членів ряду з поліномів  $k=0..N_m$ . Збіжність алгоритму розрахунку коефіцієнта уповільнення  $\chi$  і хвильового опору  $Z_s$  ЩЛ у залежності від ширини екрану і порядку зрізання ряду Фур'є наведена у Табл. 2.4. Розміри екрану  $2A < B + b_2$  (третій стовпчик, де  $A=12.0$  мм) відповідають хвилевідно-щілинній лінії передачі (ХЩЛ або finline). Видно, що при відносно широкому екрані  $A=24.0$  досить врахувати 600 членів ряду Фур'є для точності розрахунку коефіцієнта уповільнення  $\chi$  не гірше за  $10^{-3}$ , а хвильового опору лінії – до одиниць Ому. Із зменшенням розміру екрану  $A$  швидкість збіжності алгоритму зростає, проте при цьому в ЩЛ зростає частота відсічення. Збіжність алгоритму у залежності від порядку зрізання  $N_m$  рядів з ортогональних поліномів наведена у Таблиці 2.5.

Таблиця 2.4 – Збіжність алгоритму розрахунку характеристик ЩЛ (при зрізанні СЛАР до  $N_m=5$ ), частота  $f_0=2.0$  ГГц, розміри структури (у мм): екран  $B=16.0$ ,  $b_2=15.0$ , підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , ширина щілини  $s=0.5$

$N_a$	A=24 (мм)		A=16		A=12	
	$\chi$	$Z_s$ (Ом)	$\chi$	$Z_s$ (Ом)	$\chi$	$Z_s$ (Ом)
300	1.6606	92.37	1.6283	91.94	1.5443	96.92
600	1.6897	83.56	1.6276	89.16	1.5456	95.61
900	1.6892	82.82	1.6275	88.81	1.5457	95.39

Таблиця 2.5 – Збіжність алгоритму у залежності від порядку зрізання ряду з поліномів Чебишова  $N_m$ . Частота  $f_0=2.0$  ГГц, розміри (у мм): екран  $A=24.0$ ,  $B=16.0$ ,  $b_2=15.0$ , підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , ширина щілини  $s=0.5$  ( $N_a=900$ )

$N_m$	$\chi$	$Z_s$ (Ом)
1	1.6915	82.37
3	1.6900	82.55
5	1.6892	82.81
6	1.6887	83.01

У Табл. 2.6 наведені частоти відсічення  $f_{cut}$  перших чотирьох хвиль у залежності від розмірів екрану.

Таблиця 2.6 – Частоти відсічення хвиль в ЩЛ у залежності від розмірів екрану. Розміри (у мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , щілинні лінія  $s=0.5$ , ( $b_2=b_1$ )

(у ГГц)	A = 24.0, B = 16.0 (мм)	A = 12.0, B = 16.0	A = 24.0, B = 8.0
$f_{cut,1}$	0.8066	1.1522	1.1533
$f_{cut,2}$	6.0998	9.3791	5.9579
$f_{cut,3}$	6.3201	10.0660	6.4077
$f_{cut,4}$	9.3422	12.0381	11.6265

Видно, що частоти відсічення істотно залежать як від ширини  $A$ , так і від висоти екрану  $B$ . Однак при фіксованих розмірах екрану частота відсічення основної хвилі ЩЛ залежить тільки від ширини щілини: чим вужча щілина, тим нижче частота відсічення основної хвилі (Табл. 2.7).

Таблиця 2.7– Частоти відсічення хвиль в ЩЛ у залежності від ширини щілини  $s$ . Розміри (у мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\varepsilon_r=9.8$ , екран  $A=24.0$ ,  $B=16.0$  ( $b_2=b_1$ )

(у ГГц)	$s = 0.2$	$s = 0.5$	$s = 1.0$	$s = 2.0$
$f_{cut,1}$	0.7431	0.8066	0.9211	1.0901
$f_{cut,2}$	6.0944	6.0998	6.1089	6.1204
$f_{cut,3}$	6.3076	6.3201	6.3468	6.3965
$f_{cut,4}$	9.3366	9.3422	9.3531	9.3711

Розглянемо тепер дисперсійні характеристики основної хвилі щілинної лінії передачі. На Рис. 2.11 і Рис. 2.12 наведено результати чисельних розрахунків коефіцієнта уповільнення (сталого поширення) основної хвилі ЩЛ і її хвильового опору, розрахованого за формулою (2.31), у залежності від ширини щілини  $s$ .

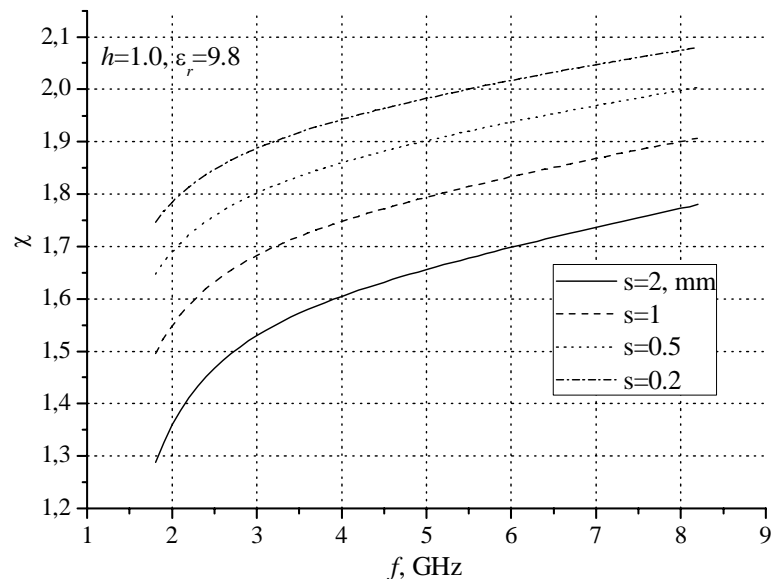


Рис. 2.11. Дисперсійна характеристика коефіцієнта уповільнення основної хвилі ЩЛ у залежності від ширини щілини  $s$ . Параметри екранованої ЩЛ (у мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\varepsilon_r=9.8$ , розміри екрану  $A=24.0$ ,  $B=16.0$  ( $b_2=b_1$ )



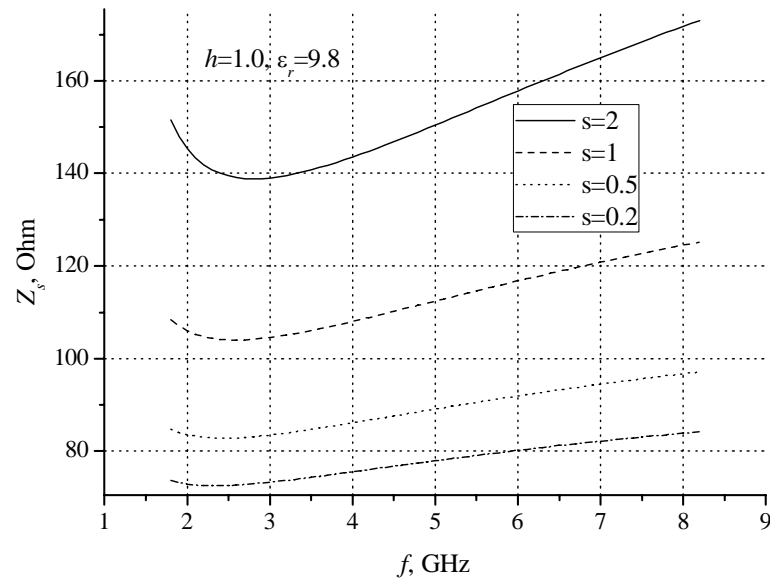


Рис. 2.12. Хвильовий опір основної хвилі ЩЛ, розрахований за формулою (2.31), при параметрах підкладки та екрану тих самих, що і на Рис. 2.11

Видно, що у діапазоні частот 2-8 ГГц характеристика хвильового опору поводить себе немонотонно, і має мінімум. Для підкладки з параметрами  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$  цей мінімум розташований на частотах від 2.2 до 2.7 ГГц.

У ХЩЛ використовуються підкладки із відносно невеликою діелектричною проникністю і хвилеводом, розміри якого визначають робочий діапазон частот. На Рис 2.13. для порівняння наведені дисперсійні характеристики звичайної ЩЛ для підкладки  $h=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.22$ , розміри екрану ті ж самі, що і на Рис. 2.11. Для схем на ХЩЛ використовується хвилевід із розмірами, що відповідають робочому діапазону частот і умові  $2A < B + b_2$  [66, 117-119]. Наприклад, ХЩЛ у хвилеводі розмірами  $2A=8.0$ ,  $B+b_2=16.0$  мм на підкладці товщиною  $h=0.5$  мм, діелектричною проникністю  $\epsilon_r=2.22$  та шириною щілини  $s=0.4$  мм має частоту відсічення основної хвилі 4.96 ГГц, а першої хвилі вищого типу – 18.56 ГГц, тобто робочий діапазон частот такої ХЩЛ становить близько 6-18 ГГц (Рис. 2.14).

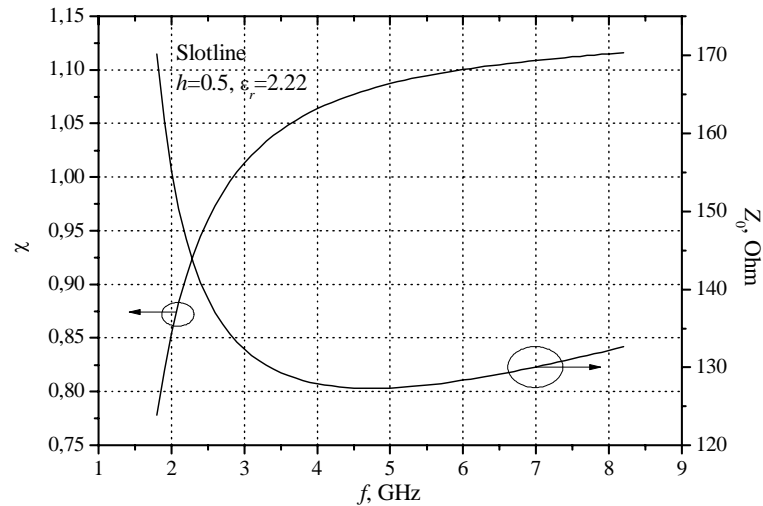


Рис. 2.13. Дисперсійна характеристика основної хвилі ЩЛ на підкладці з низьким значенням діелектричної проникності. Розміри (у мм): підкладка  $h=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.22$ , ширина щілини  $s=0.5$ , екрану  $A=24.0$ ,  $B=16.0$  ( $b_1=b_2$ )

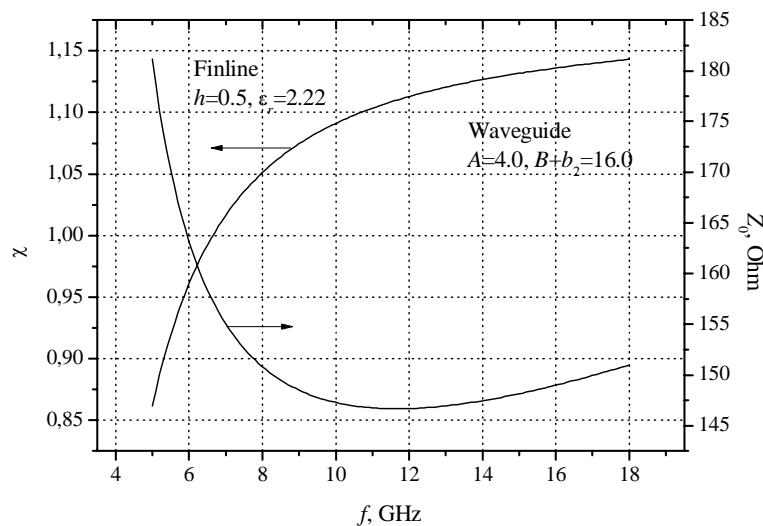
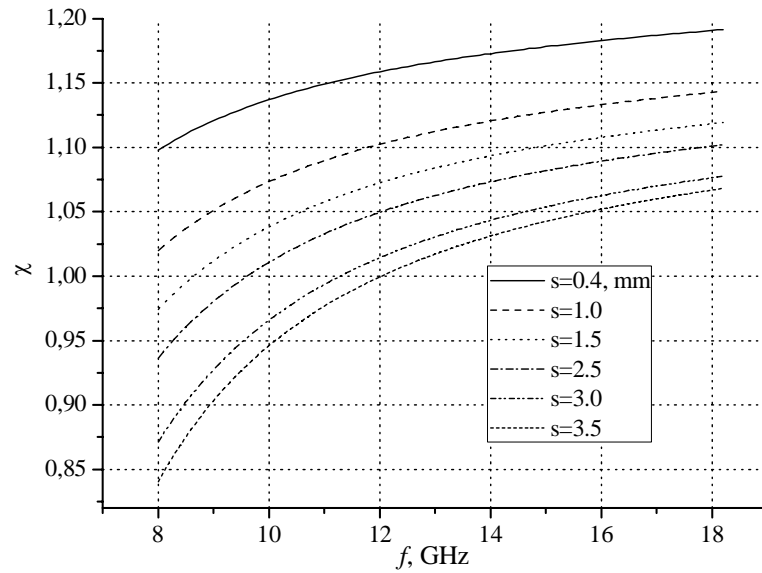
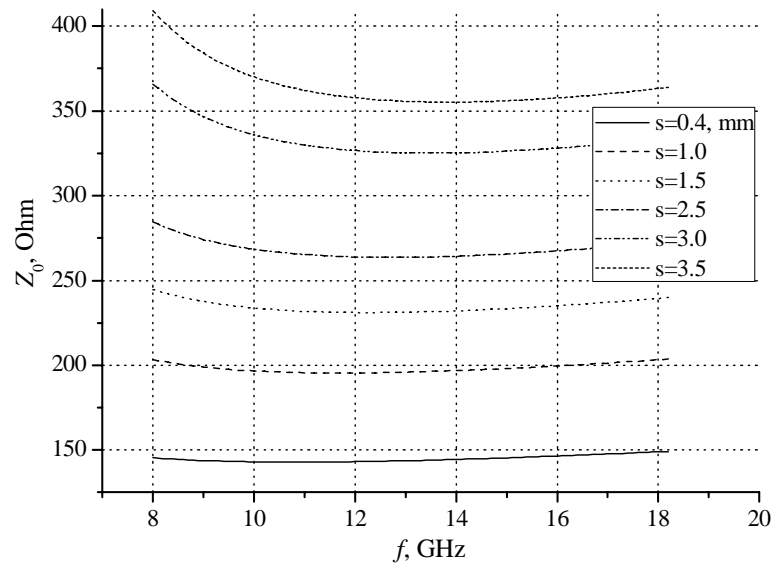


Рис. 2.14. Дисперсійна характеристика основної хвилі ХЩЛ на підкладці з низьким значенням діелектричної проникності. Розміри (у мм): підкладка  $h=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.22$ , ширина щілини  $s=0.5$ , екрану  $A=4.0$ ,  $B+b_2=16.0$  ( $b_1=b_2$ )

На Рис. 2.15. наведені результати розрахунку характеристик ХЩЛ у залежності від ширини щілини на базі хвилеводу розміром  $16 \times 8$  мм із підкладкою  $h=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.6$ . Результати розрахунків дисперсійних характеристик доводять, що на основі такої ХЩЛ можна проектувати різні переходи (трансформатори опорів) і фільтри в діапазоні частот 9-18 ГГц.



а



б

Рис. 2.15. Дисперсійні характеристики основної хвилі ХЩЛ для різних ширин щілини  $s$ . Параметри структури (у мм): підкладка  $h=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.6$ , екран  $A=8.0$ ,  $B+b_2=16.0$  ( $b_1=b_2$ ). (а) – характеристика коефіцієнта уповільнення  $\chi$ ; (б) – характеристика хвильового опору  $Z_0$  ХЩЛ, що розрахований за (2.31)

Описаний вище алгоритм дозволяє за необхідності розраховувати і уявні корені дисперсійного рівняння для ХЩЛ. Частоти відсічення основної та вищих типів хвиль для цієї ХЩЛ наведені у Табл. 2.8.

Таблиця 2.8 – Частоти відсічення основної та вищих хвиль ХЩЛ у залежності від ширини щілини  $s$ . Розміри (у мм): підкладка  $h=0.5$ ,  $\epsilon_r=2.6$ , екран  $A=4.0$ ,  
 $B= B+b_2=16.0$  ( $b_2=b_1$ )

(у ГГц)	$s=0.4$	$s=1.0$	$s=2.0$	$s=3.0$
$f_{cut,1}$	4.6188	5.4905	6.4550	7.1832
$f_{cut,2}$	18.5366	18.6036	18.6597	18.6926
$f_{cut,3}$	20.2444	20.7760	21.6340	22.5854
$f_{cut,4}$	36.2053	36.2075	36.2282	36.3130
$f_{cut,5}$	36.9253	37.0121	37.0743	37.1136

### 2.2.3 Східчастий перехід на хвилевідно-щілинній лінії передачі

В роботі [5] була спроектована мікрохвильова схема для НВЧ атенюатора на PIN-діодах на базі ХЩЛ з параметрами (у мм):  $A=16.0$ ,  $2b=8.0$ ,  $t=0.5$ ,  $s=0.8$ ,  $\epsilon_r=2.6$  (Рис. 2.16). Задача на власні хвилі звичайної ХЩЛ розв'язувалася за описаною вище методикою з урахуванням поведінки поля на нескінченно тонкому ребрі при  $x = t/2$  та  $g \leq y \leq b$ . Поперечний переріз і розрахований спектр власних хвиль (включаючи чотири реактивні моди) ХЩЛ показано на Рис. 2.16. Потім, методом узагальнених матриць розсіяння [76, 121, 4], що базується на методі узгодження мод, був побудований алгоритм розрахунку матриць розсіяння на стрибку ширини щілини у ХЩЛ, а потім і каскадного з'єднання матриць розсіяння на цих неоднорідностях. Метод узгодження мод є універсальним методом розрахунку матриць розсіяння на плоско-поперечних (за розміром – «зосереджених») неоднорідностях у лініях передачі, якщо можна строго виділити ділянки однорідних (регулярних) ліній передачі з відомим спектром хвиль, що існують у них [121].

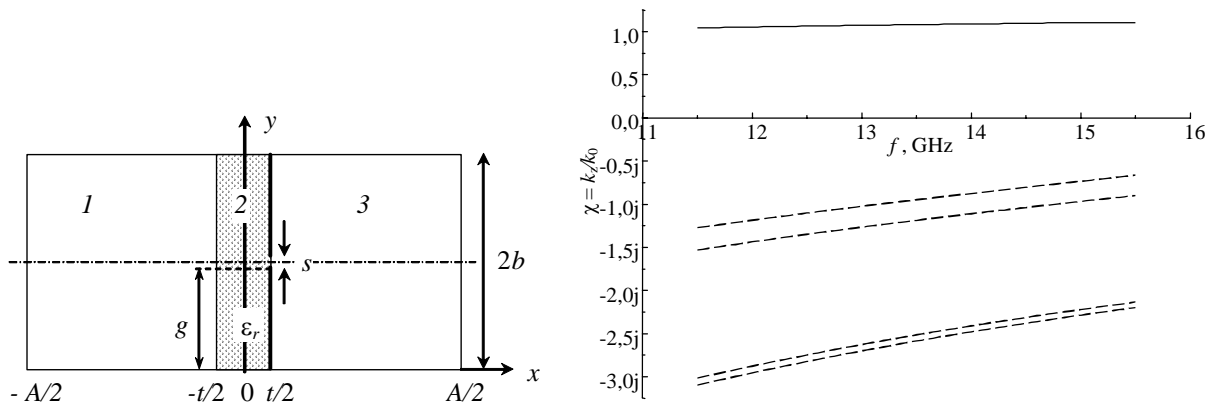


Рис. 2.16. Поперечний переріз і спектр власних хвиль (основної та чотирьох реактивних) ХЩЛ із  $s=0.8$  мм на підкладці  $t=0.5$  мм,  $\epsilon_r=2.6$

На базі цих алгоритмів і на основі чверть-хвильового Чебишовського фільтру-прототипу був спроектований і оптимізований 5-східчастий перехід з порожнього прямокутного хвилеводу на основну ХЩЛ із  $s=0.8$  мм. Розрахунок матриць розсіяння виконаний з урахуванням перших чотирьох хвиль вищого типу (реактивних хвиль). Отримані в результаті процедури оптимізації параметри 5-східчастого переходу є наступними (у мм):  $s_1=6.93$ ,  $l_1=6.149$ ;  $s_2=4.324$ ,  $l_2=5.572$ ;  $s_3=2.466$ ,  $l_3=5.361$ ;  $s_4=1.36$ ,  $l_4=4.925$ ;  $s_5=0.912$ ,  $l_5=4.833$ . Отримана характеристика переходу показана на Рис. 2.17. Вимірювання характеристик експериментального макету переходу показало, що його КСХН (коефіцієнт стоячої хвилі за напругою) не перевищує величини  $K_U=1.2$  у робочій смузі частот 12–15 ГГц. Експериментально виміряні втрати на відбиття вийшли гіршими, ніж у розрахунку, через втрати на роз'ємах, втрати у діелектрику і неточності виготовлення макету.

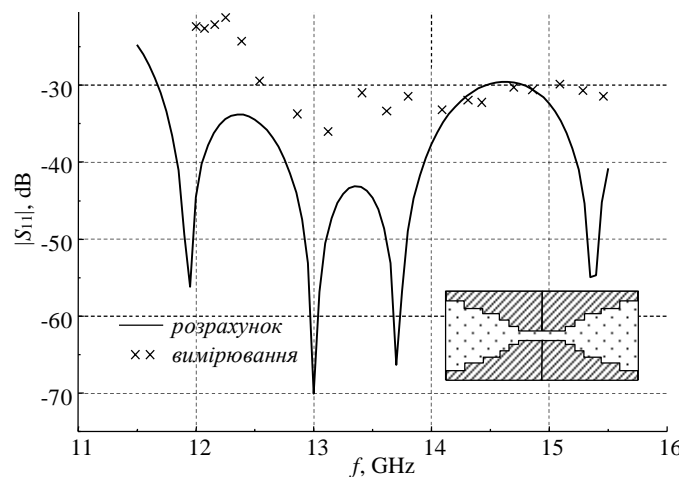


Рис. 2.17. Характеристика 5-східчастого переходу на базі ХЩЛ

### 2.2.4 ХЩЛ із металево-діелектричним включенням

На надвисоких частотах активні елементи (діоди, транзистори та ін.), що розташовані у ХЩЛ, у закритому стані вносять свої істотні втрати. Як правило, до вимог, що пред'являються до активних пристроїв, входять і певні характеристики схеми в цілому у стані, коли активний елемент запертий. Тому при проектуванні пристроїв НВЧ зазвичай необхідно не тільки спроектувати відповідний перехід з хвилеводу, який живить, на основну лінію передачі, але й узгодити закритий активний елемент (або декілька елементів) з усією схемою. У роботах [5, 31] була спроектована схема узгодження ХЩЛ з двома запертими PIN-діодами на основі оригінального розв'язання крайової задачі для ХЩЛ із металево-діелектричним включенням у щілину, що імітує запертий діод.

Для проектування ланки, що узгоджує діоди з основною ХЩЛ, була побудована модель закритого PIN-діоду в цій лінії передачі. Запертий діод у ХЩЛ утворює структуру, подібну до МСЛ (Рис. 2.18). Для строгого аналізу структури запертий діод був представлений у вигляді прямокутного діелектричного включення із металізацією з боку, прилеглого до краю щілини. На Рис. 2.18 показаний поперечний переріз (половина перетину, у площині  $y=b$  – електрична стінка) ХЩЛ із «діодом» і його розбиття на часткові області для розв'язання крайової задачі за методом часткових областей.

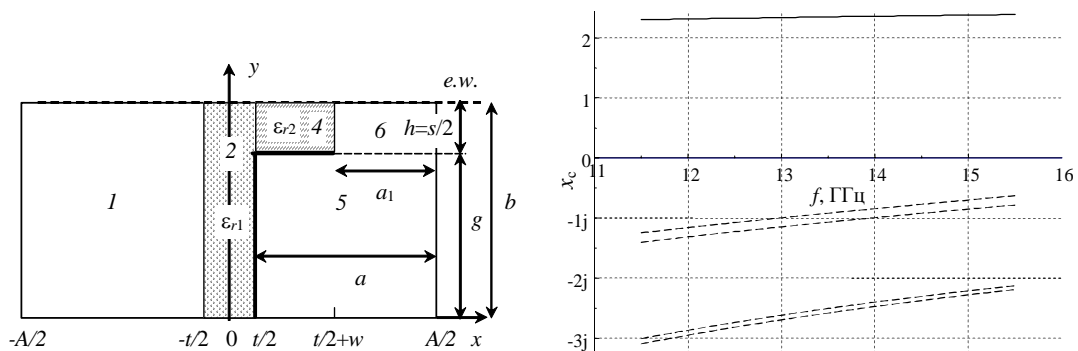


Рис. 2.18. ХЩЛ із металево-діелектричним включенням (додатком) у щілині, що моделює запертий PIN-діод, і дисперсійні характеристики основної і перших 4-х хвиль вищого типу. Параметри для розрахунку лінії (у мм):  $A=16.0$ ,  $b=4.0$ ,  $s=0.8$  ( $h=0.4$ ),  $t=0.5$ ,  $\epsilon_{r1}=2.6$ ,  $w=0.7$ ,  $\epsilon_{r2}=11.6$

Детальний опис алгоритму розрахунку власних хвиль такої структури наданий у [5]. Як і у [4], окремо були побудовані алгоритми для розрахунку коефіцієнтів уповільнення  $\chi$  власних хвиль, що поширюються та не поширюються, а також частот відсічення. Частоти відсічення звичайної ХЩЛ і ХЩЛ із включенням для ліній із такими самими параметрами, що і на Рис. 2.18, наведені у Таблиці 2.9.

Таблиця 2.9 – Порівняння частот відсічення  $f_{cut}$  ХЩЛ із включенням та звичайної ХЩЛ. Параметри для розрахунку лінії (у мм):  $A=16.0$ ,  $b=4.0$ ,  $s=0.8$  ( $h=0.4$ ),  $t=0.5$ ,  $\epsilon_{r1}=2.6$ , метало-діелектричне включення  $w=0.7$ ,  $\epsilon_{r2}=11.6$

ХЩЛ, $f_{cut}$ , ГГц	$Z_0$ , Ом ( $f_0 = 13.5$ ГГц)	ХЩЛ із «діодом», $f_{cut}$ , ГГц	$Z_0$ , Ом ( $f_0 = 13.5$ ГГц)
5.2436	89.675	2.3809	40.2919
18.5863		18.2509	
20.6062		19.6084	
36.2064		35.8715	

На базі цих алгоритмів були змодельовані втрати потужності при відбитті основної хвилі ХЩЛ від запертого діоду, а також запропонована і оптимізована схема узгодження двох закритих кремнієвих PIN-діодів з основною ХЩЛ.

Розсіяння потужності на запертому діоді моделюється як втрати на відбиття основної хвилі звичайної ХЩЛ на відрізку ХЩЛ з «діодом». Елементи матриці зв'язку власних хвиль (тобто, інтеграли зв'язку) на з'єднанні ХЩЛ – ХЩЛ з «діодом» записуються у вигляді [4, 5]:

$$C_{mn} = \int_{S_{\perp}} [\mathbf{e}_n^{II} \times \mathbf{h}_m^{I*}] \cdot \mathbf{z} \cdot dS = \sum_{i=1}^N \int_{S_i} \left\{ \frac{k_{zn}^{II}}{k_0 \epsilon_i^{II}} \nabla T_{emi}^{I*} \nabla T_{eni}^{II} + \frac{k_{zm}^{I*}}{k_0} \nabla T_{hmi}^{I*} \nabla T_{hni}^{II} + \frac{k_{zn}^{I*} k_{zn}^{II}}{k_0^2 \epsilon_i^{II}} \left( \frac{\partial T_{hmi}^{I*}}{\partial x} \frac{\partial T_{eni}^{II}}{\partial y} - \frac{\partial T_{hmi}^{I*}}{\partial y} \frac{\partial T_{eni}^{II}}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial T_{hni}^{II}}{\partial x} \frac{\partial T_{emi}^{I*}}{\partial y} - \frac{\partial T_{hni}^{II}}{\partial y} \frac{\partial T_{emi}^{I*}}{\partial x} \right) \right\} dS,$$

де  $(\mathbf{e}_m^{I(II)}, \mathbf{h}_m^{I(II)})$  – нормовані поля власних хвиль ХЩЛ, індекси  $I, II$  позначають ХЩЛ і ХЩЛ з «діодом» відповідно, підсумовування виконується за кількістю часткових областей  $N$ . Загальні  $S$ -матриці каскадного з'єднання відрізків різних

ХЩЛ розраховуються з  $S$ -матриць окремих стиків за відомими формулами для каскадного з'єднання 4-полюсників [121].

Оскільки кремнієвий діод є неоднорідним за своєю структурою і містить всередині провідник, ефективна діелектрична проникність матеріалу, що заповнює діод, виходить дещо меншою: проникність  $Si$  дорівнює  $\epsilon_r=11.7$ , а ефективна проникність діелектрика, яка дає схожу характеристику для втрат на довжині діоду  $l_d=5.8$  мм, вийшла  $\epsilon_{r2}=11.6$ . Розраховані методом узгодження мод (з урахуванням 4-х реактивних мод) втрати на відбиття на 6-мм ділянці ХЩЛ з діодом показані на Рис. 2.19 суцільною лінією. Видно, що розраховані та експериментально виміряні дані за характеристикою коефіцієнту передачі  $S_{21}$  добре узгоджуються. Електрична довжина відрізка ХЩЛ із впаяним діодом в експерименті склала  $221^\circ$  на центральній частоті (13.5 ГГц), у розрахунку отримано довжину  $220.73^\circ$ . Різниця в характеристиках обумовлена, по-перше, тим, що експериментальні характеристики отримані з урахуванням двох східчастих переходів, і, по-друге, тим, що ефективна діелектрична проникність запертого діода є дещо меншою, ніж у чистого кремнію (через неоднорідність структури самого діоду).

Таким чином, запропонована електродинамічна модель закритого діоду у ХЩЛ дозволяє з високою точністю моделювати його характеристику розсіяння у ХЩЛ і на цій основі синтезувати узгоджуючі ланки за його участю.

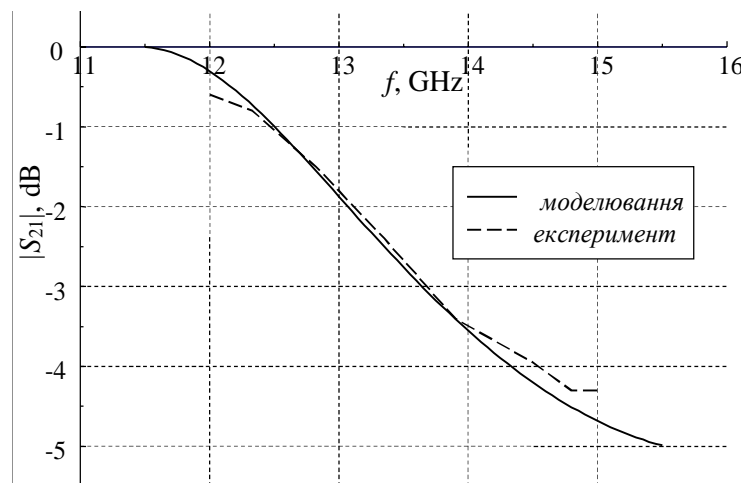


Рис. 2.19. Втрати на відбиття на ділянці ХЩЛ із «запертим діодом»



Загальна схема узгодження ХЩЛ з двома діодами (D) показана на Рис. 2.20. Для узгодження ХЩЛ з двома діодами в якості прототипу використовувався фільтр із чверть-хвильовими зв'язками. Оскільки електрична довжина відрізка ХЩЛ з діодом становить більше половини довжини хвилі, то довжини «високоомних» ділянок ХЩЛ1, що прилеглі до діодів, з урахуванням періодичності виходять короткими. Чверть-хвильовий «низькоомний» відрізок ХЩЛ2 з меншою шириною щілини  $s$  (Рис. 2.20) компенсує індуктивну складову вхідного імпедансу ланки. В результаті отримали узгоджувальну ланку, що складається з відрізків основної ХЩЛ1 і ХЩЛ2, що утворюють «ємнісну» сходинку. Характеристика коефіцієнту відбиття (за розрахунком повної S-матриці з урахуванням матриці східчастих переходів) схеми для атенюатора показана на Рис. 2.21. На «ємнісній» ділянці ширина щілини дорівнює  $s=0.24$  мм. На рисунку також показана збіжність алгоритму розрахунку матриць розсіювання: наведені характеристики мікрохвильової схеми з урахуванням перших 2-х ( $N_w=3$ ) і перших 4-х ( $N_w=5$ ) хвиль вищого типу. Довжини відрізків в узгоджувальних ланках:  $l_g = \lambda_g/2$ ,  $l_1=4.177$ ,  $l_2=0.41$ ,  $l_3=0.7955$ ,  $l_d=5.8$  (діод), ( $\lambda_g/4 = 5.1285$  мм). Загальна довжина схеми з переходами становить не більше 96 мм. Чисельним експериментом встановлено, що отримана схема є усталеною до малих варіацій (близько  $\pm 0,2$ ) діелектричної проникності запертого діода  $\epsilon_{r2}$ .

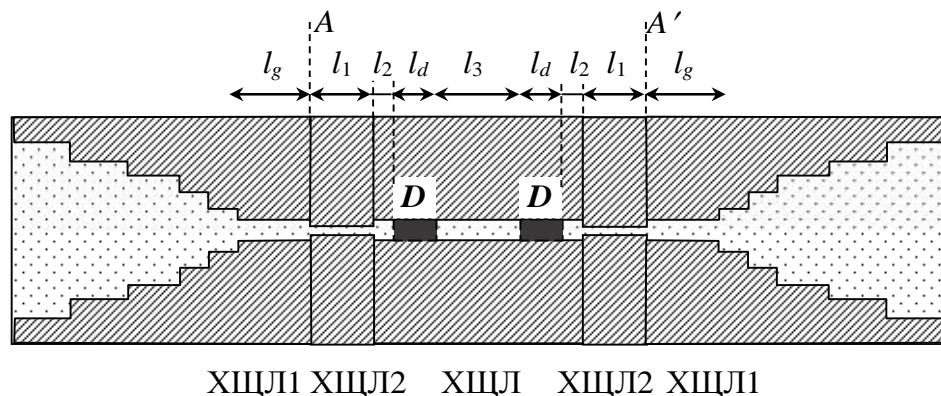


Рис. 2.20. Схема атенюатора з двома діодами  $D$ : два чверть-хвильові трансформатори і схема узгодження діодів із основною ХЩЛ

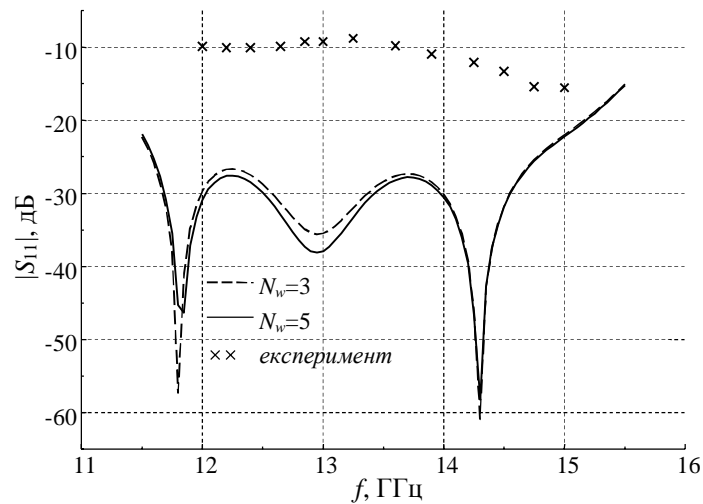


Рис. 2.21. Характеристика розсіяння загальної схеми на ХЩЛ для атенюатора на PIN-діодах

### 2.3 Висновки за Розділом 2

1. Розроблено методи та побудовано алгоритми розрахунку сталої поширення (коефіцієнту уповільнення) основної та вищих типів хвиль для базових ліній передачі планарного типу: екранованої мікросмушкової та щілинної ліній передачі. Алгебраїзація крайових задач для розрахунку дисперсійних характеристик виконана за допомогою рядів за базисом із ортогональних поліномів, що враховують особливості поведінки полів та густини струмів на тонкому ребрі та швидко збігаються. Наведено дослідження збіжності базових алгоритмів розрахунку дисперсійних характеристик. Ці алгоритми було розвинуто для розрахунку дисперсійних характеристик мікросмушкової лінії на підвищеній підкладці та хвилевідно-щілинної ліній передачі. Наведено результати розрахунків частоти відсічення та сталих уповільнення хвиль вищого типу, що не поширюються, але мають враховуватися при аналізі неоднорідностей за методом узагальнених матриць розсіяння.

2. Розв'язано крайові задачі та побудовано алгоритми для розрахунку коефіцієнтів уповільнення власних хвиль, а також частот відсічення звичайної ХЩЛ і ХЩЛ із металеводіелектричним включенням, за допомогою якого моделюється запертий діод у ХЩЛ. На базі цих алгоритмів за методом узагальнених матриць розсіяння вперше були змодельовані втрати потужності при відбитті

основної хвилі ХЦЛ від запертого діоду, а також запропонована і оптимізована схема для узгодження двох запертих кремнієвих PIN-діодів з основною ХЦЛ. Порівняння результатів вимірювання експериментального макета (у діапазоні частот 11-15 ГГц) із даними аналізу схеми на базі ХЦЛ показали, що запропонована електродинамічна модель запертого діоду у ХЦЛ дозволяє з високою точністю моделювати його характеристику розсіяння, а також проектувати узгоджуючі ланки із наперед заданими характеристиками.

### 3 РОЗДІЛ 3

## МЕТОД ПОПЕРЕЧНОГО РЕЗОНАНСУ ДЛЯ АНАЛІЗУ РОЗПОДІЛЕНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У ЛІНІЯХ ПЕРЕДАЧІ

Цей розділ присвячений розвитку і удосконаленню методу поперечного резонансу для аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу. У розділі розглянуто неоднорідності, аналіз яких неможливо провести традиційними проєкційними методами, тобто методом узгодження мод або узагальнених матриць розсіяння.

У розділі метод поперечного резонансу розвинутий для аналізу 2-портових схем, що складаються із симетричних у поперечному напрямі розподілених неоднорідностей. Також, отримано умову поперечного резонансу для 4-портової схеми переходу між регулярними мікросмужковою та щільною лініями передачі, що розташовані взаємно-перпендикулярно по різні боки підкладки.

Розділ написано за результатами, опублікованими у роботах [6], [7], [8], [9], [12], [23].

### 3.1 Метод поперечного резонансу

Метод поперечного резонансу (**МПР**) [76], в англomовному варіанті *transverse resonance technique (TRT)*, спочатку застосовувався до структур, що є похідними від звичайних прямокутних хвилеводів, для яких існує простий аналітичний розв'язок, з додаванням кількох неоднорідностей в поперечному напрямку, тобто в напрямку, ортогональному до самої неоднорідності або до поздовжньої вісі хвилеводу. Назву методу обумовлено введенням граничних умов в поперечному по відношенню до неоднорідності напрямку в термінах коефіцієнтів відбиття від ідеальних границь (електричної або магнітної стінки). Типовим прикладом використання МПР є розрахунок критичних частот і власних хвиль хвилеводів складних перерізів (П- або Н-хвилеводів). У загальному випадку цей метод застосовується до таких неоднорідностей, як діелектричні включення, металеві *E*-площинні неоднорідності або діафрагми у прямокутному хвилеводі [74].

Надалі метод поперечного резонансу був розвинений як для розрахунку дисперсійних характеристик звичайних ліній передачі планарного типу [62, 66], так і для аналізу *зосереджених неоднорідностей* у них. Концепція методу поперечного резонансу для аналізу планарних структур, зазвичай, використовується у поєднанні з іншими чисельними методами, такими як метод імітанса в спектральній області [57, 64] або теорія довгих ліній [122].

У традиційному формулюванні методу поперечного резонансу для розрахунку частот відсічення (або власних частот і інших додаткових характеристик структури) лінії передачі будується еквівалентна схема, що відповідає поширенню хвилі у поперечному напрямку хвилеводу. У більш складному і строгому формулюванні був розроблений повнохвильовий метод аналізу з використанням представлення електромагнітного поля у термінах набору мод, належним чином підібраних для спрощення розв'язку крайової задачі (наприклад, МПР використовується у поєднанні з методом узгодження мод для розрахунку характеристичної матриці неоднорідності у лінії передачі). В рамках формалізму мікрохвильової ланки це відповідає побудові узагальненої еквівалентної схеми неоднорідності в напрямку, перпендикулярному цій неоднорідності. Іншими словами, строге формулювання крайової задачі досягається комбінацією концепції поперечного резонансу з узагальненою характеристичною матрицею (розсіяння, імпедансу, провідності та ін.) поперечної неоднорідності. Формулювання у вигляді «поперечного резонансу» використовується, щоб підкреслити зв'язок цієї методики з формалізмом теорії довгих ліній.

В узагальненому формулюванні методу поперечного резонансу неоднорідності у лініях передачі моделюються у представленні узагальненої матриці (розсіяння або імпедансу) на основі методу узгодження мод, прикладеного у поперечному напрямку. Ідея цього методу полягає в тому, що відповідна крайова задача легше формулюється у поперечному, ніж у поздовжньому напрямку. Подібна ідея застосовується і до розв'язання тривимірних крайових задач, а саме до аналізу *розподілених неоднорідностей*. Термін «розподілена» означає, що

неоднорідність має поздовжній розмір, на відміну від зосередженої неоднорідності, що має нульову довжину.

Строге формулювання узагальненого МПР було розширене для створення зручного інструменту формалізації більш складних видів неоднорідностей у планарних і квазіпланарних структурах, таких як смужкові, щілинні і копланарні лінії передачі. Ця методика актуальна для аналізу як 1-портових схем із навантаженням (наприклад, короткого замикання щілинної лінії передачі), так і для 2-портових, а також 4-портових з'єднань типу розташованих по різні боки діелектричної підкладки смужкових ліній передачі [72]. В цілому ж, для  $N$ -портової неоднорідності узагальнений метод поперечного резонансу застосовується до переходів між різними провідними середовищами, таким як перехід МСЛ – МСЛ, МСЛ – ЩЛ та інші їх конфігурації. Тому формалізація неоднорідностей за допомогою узагальненого МПР має фундаментальне значення при проектуванні будь-яких ланок мікрохвильового і міліметрового діапазону.

Ідея методу поперечного резонансу в термінах стоячих хвиль полягає у наступному. В однорідній лінії передачі стоячі хвилі створюються простою суперпозицією двох хвиль рівної амплітуди, що поширюються у протилежних напрямках. В  $N$ -портовому з'єднанні хвилі відповідних амплітуд і фаз мають приходити на виходи з'єднань таким чином, щоб суперпозиція хвиль, що пройшли та відбиті, дорівнювала нулю у деякій точці підвідних ліній. Це еквівалентно введенню ідеальних електричних або магнітних площин для нуля напруги або струму, так що виходить резонансна структура, яка містить в собі з'єднання чи неоднорідність, що розглядається. Положення цих нулів, а значить і розмір області, залежить від параметрів з'єднання (стику або розподіленої неоднорідності), так що ці параметри можуть бути оцінені в термінах локалізації нулів. Таким чином, припущення про стоячі хвилі в неоднорідних структурах є надзвичайно корисним, щоб використовувати метод поперечного резонансу для їх аналізу.

Для 2-портової схеми узагальнений МПР схематично може бути описаний наступним чином [76]:

- 1) Створюється резонансна область, яка включає в себе неоднорідність, з допоміжними реактивними стінками (електричними або магнітними), досить віддаленими від неї.
- 2) Аналіз поля, що базується на МПР, виконується за допомогою розрахунку резонансних частот, і можливо відповідного їм розподілу поля.
- 3) Матричне представлення (матриця розсіяння, матриця імпедансів та ін.) неоднорідності виходить за допомогою резонансних частот і (або) розподілу поля.

Визначення параметрів еквівалентної 2-портової схеми за допомогою резонансних частот схеми, розташованої між двома реактивними стінками, еквівалентно експериментальній методиці, відомої як тангенціальний метод або метод Вайссфлюха [123]. Аналітичне формулювання методу було представлено Колліном [124] у поєднанні з варіаційної методикою і Янсенем у поєднанні із спектральною методикою [125]. Опис методу у поєднанні з методом поперечного резонансу було запропоновано Соррентіно і Іто у роботі [77].

Аналіз 2-портових схем на основі ліній передачі планарного типу зазвичай ґрунтується на наступних гіпотезах [76]:

- 1) Тільки основна мода може поширюватися в кожній з двох секцій однорідних (інший термін - регулярних) ліній передачі. Відстані від неоднорідності (площини відліку) до електродинамічної (електричної або магнітної) границі резонатору такі, що вищі моди, відбиті від неоднорідності, на них вже згасають.
- 2) Пристрій взаємний і без втрат. За такої умови невідомими є три комплексні величини (три параметри характеристичної матриці).
- 3) Для щілинних або смужкових ліній передачі може бути поставлена умова нескінченно тонкої металізації смужок і підкладки. Для схем міліметрового діапазону хвиль метод дозволяє врахувати і товщину металізації.

Розглянемо конкретні приклади розрахунку матриці розсіяння неоднорідності у лінії передачі методом поперечного резонансу, аналогічно тому, як це було зроблено у [76].

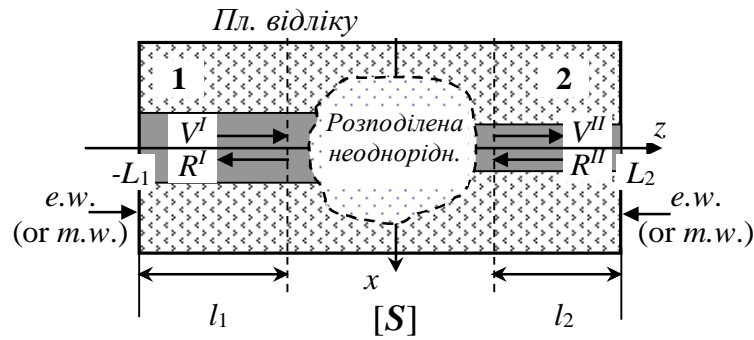


Рис. 3.1. Резонатор із розподіленою неоднорідністю у лінії передачі, 2-портова схема (вказані площини відліку та поздовжні границі резонатору)

Нехай резонатор обмежений електричними стінками (*e.w.*) по обидві сторони від розподіленої неоднорідності у сигнальних лініях передачі 1 і 2, Рис. 3.1. Неоднорідність в лінії передачі описується матрицею розсіяння

$$\begin{pmatrix} R^I \\ V^{II} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

З умови повного відбиття (тобто умови резонансу) на поздовжніх границях резонатору  $z = -L_1$ ,  $z = L_2$  витікають два рівняння, що зв'язують амплітуди прямої  $V^{I(II)}$  і зворотної хвилі  $R^{I(II)}$  (Рис. 3.1):

$$R^I = -\exp(2j\beta_{z1}l_1)V^I = -\Gamma_1 V^I,$$

$$V^{II} = -\exp(2j\beta_{z2}l_2)R^{II} = -\Gamma_2 R^{II},$$

де  $\beta_{z1(2)}$  – сталі поширення у регулярних лініях передачі, розрахунок яких наведений у Розділі 2. У матричній формі це має вигляд:

$$-diag \{ \Gamma \} \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$diag \{ \Gamma \} = \begin{bmatrix} \exp(2j\beta_{z1}l_1) & 0 \\ 0 & \exp(2j\beta_{z2}l_2) \end{bmatrix}.$$

З (3.1) і (3.2) виходить матричне рівняння:

$$[S + diag \{ \Gamma \}] \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \end{pmatrix} = 0. \quad (3.3)$$

Умовою його розв'язання є рівність нулю визначника:



$$\|S + \text{diag}\{\Gamma\}\| = \left\| \begin{array}{cc} S_{11} + \Gamma_1 & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} + \Gamma_2 \end{array} \right\| = 0,$$

$$(S_{11} + \Gamma_1)(S_{22} + \Gamma_2) - S_{12}S_{21} = 0. \quad (3.4)$$

З урахуванням умови взаємності 4-полюсника  $S_{12} = S_{21}$  умова поперечного резонансу набуде вигляду:

$$(S_{11} + \Gamma_1)(S_{22} + \Gamma_2) - S_{12}^2 = 0. \quad (3.5)$$

Для розрахунку невідомих елементів матриці розсіювання необхідно мати 3 пари розв'язків для резонатору, що на Рис. 3.1 ( $l_{1,i}, l_{2,i}$ ),  $i=1,3$ , (а значить  $\Gamma_{1,i}, \Gamma_{2,i}$ ).

Тоді з системи 3-х рівнянь

$$(S_{11} + \Gamma_{1,1})(S_{22} + \Gamma_{2,1}) - S_{12}^2 = 0,$$

$$(S_{11} + \Gamma_{1,2})(S_{22} + \Gamma_{2,2}) - S_{12}^2 = 0,$$

$$(S_{11} + \Gamma_{1,3})(S_{22} + \Gamma_{2,3}) - S_{12}^2 = 0.$$

виходять елементи матриці розсіювання з точністю до фазового множника з аргументом  $\pi$ . Процедура розв'язку може бути наступною. Віднімаємо перше рівняння з другого, і перше з третього, в результаті отримуємо СЛАР:

$$(\Gamma_{2,2} - \Gamma_{2,1})S_{11} + (\Gamma_{1,2} - \Gamma_{1,1})S_{22} = \Gamma_{1,1}\Gamma_{2,1} - \Gamma_{1,2}\Gamma_{2,2},$$

$$(\Gamma_{2,3} - \Gamma_{2,1})S_{11} + (\Gamma_{1,3} - \Gamma_{1,1})S_{22} = \Gamma_{1,1}\Gamma_{2,1} - \Gamma_{1,3}\Gamma_{2,3}.$$

Або, вводячи позначення для коефіцієнтів при невідомих елементах матриці

$$\begin{cases} a_{11}S_{11} + a_{12}S_{22} = b_1; \\ a_{21}S_{11} + a_{22}S_{22} = b_2, \end{cases}$$

отримаємо:

$$S_{11} = (a_{22}b_1 - a_{12}b_2)/\Delta,$$

$$S_{22} = (a_{11}b_2 - a_{21}b_1)/\Delta,$$

де  $\Delta = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$ , а значення  $S_{12}$  знайдемо, наприклад, з першого рівняння:

$$S_{12} = \sqrt{(S_{11} + \Gamma_{1,1})(S_{22} + \Gamma_{2,1})}.$$

Електрична стінка (*e.w.*) на границях резонатору – це не єдиний можливий варіант для коливань власних хвиль в резонаторі. При розв'язанні крайових задач про розсіяння на неоднорідності у планарній структурі часто фізично обґрунтованим є розв'язок для резонатору з магнітними стінками на границях об'ємного резонатору (*m.w.*) [77]. Нехай неоднорідність в лінії передачі описується також коливаннями у вигляді стоячих хвиль у «магнітному» резонаторі. Тоді амплітуди прямих та зворотних хвиль зв'язані між собою матричним рівнянням:

$$\begin{pmatrix} R' \\ V'' \end{pmatrix} = \text{diag} \{ \Gamma \} \begin{pmatrix} V' \\ R'' \end{pmatrix},$$

і умова поперечного резонансу набуває вигляду:

$$(S_{11} - \Gamma_1)(S_{22} - \Gamma_2) - S_{12}^2 = 0. \quad (3.6)$$

Для розрахунку матриці розсіяння 4-полюсника система рівнянь і її розв'язок теж зміниться. Нехай в алгоритмі для розрахунку параметрів розсіяння перші дві умови поперечного резонансу записані для резонатору з електричними стінками на поздовжніх границях, а третя – з магнітними стінками. Тоді виходить наступна система рівнянь:

$$(S_{11} + \Gamma_{1,1})(S_{22} + \Gamma_{2,1}) - S_{12}^2 = 0,$$

$$(S_{11} + \Gamma_{1,2})(S_{22} + \Gamma_{2,2}) - S_{12}^2 = 0,$$

$$(S_{11} - \Gamma_{1,3})(S_{22} - \Gamma_{2,3}) - S_{12}^2 = 0,$$

яка розв'язується описаним вище способом.

Для неоднорідностей, симетричних щодо площини  $z=0$  (тобто, симетричних у поперечному напрямку неоднорідностей), методика розрахунку параметрів розсіяння методом поперечного резонансу спрощується, оскільки при цьому  $L_1=L_2=L$  і  $S_{11}=S_{22}$ ,  $S_{12}=S_{21}$  (див. Рис. 3.2, на якому показаний щілинний резонатор Н-подібної форми у заземлюючій площині МСЛ). Тоді матриця розсіяння на неоднорідності визначається з розв'язків двох крайових задач: задачі з умовами електричної і магнітної стінки у площині симетрії  $z=0$  (Рис. 3.2). При збереженні граничного умови електричної стінки у площинах  $z = \pm L$  розглядаються

відповідно напівхвильовий та однохвильовий резонатори на базі лінії передачі із розподіленою неоднорідністю. В силу симетрії структури, крайову задачу для резонатора досить розв'язати в області  $0 \leq z \leq L$ .

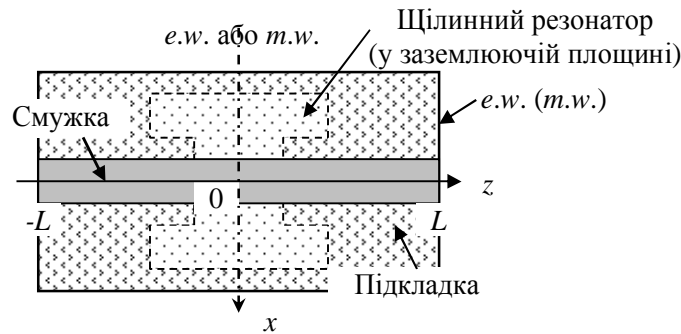


Рис. 3.2. Смужковий резонатор із симетричною розподіленою неоднорідністю у металізованому шарі підкладки із електричною або магнітною стінками у площині симетрії  $z=0$

За умови електричної стінки на границях  $z = \pm L$  (але двома різними умовами у площині симетрії) умова поперечного резонансу набуде вигляду:

$$(S_{11} + \Gamma)^2 - S_{12}^2 = 0.$$

а система рівнянь, отримана з двох розв'язків для довжин резонатору ( $l_1, l_2$ ) (тобто фазових множників  $\Gamma_1, \Gamma_2$ ), набуде вигляду:

$$\begin{aligned} (S_{11} + \Gamma_1)^2 - S_{12}^2 &= 0, \\ (S_{11} + \Gamma_2)^2 - S_{12}^2 &= 0. \end{aligned}$$

Її розв'язання має простий вигляд:

$$S_{11} = -\frac{\Gamma_2 + \Gamma_1}{2}, \quad S_{12} = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2}. \quad (3.7)$$

Можна також, за аналогією з [77], використовувати один розв'язок з електричними стінками у площинах  $z = 0$  та  $z = L$ , а другий – з магнітними стінками у тих самих площинах (Рис. 3.3). Тобто розглянути розв'язання для двох напівхвильових резонаторів за умов електричної і магнітної стінки у площині симетрії  $z = 0$  та на поздовжніх границях  $z = \pm L$ . Будемо надалі для стислості називати їх «**електричною**» і «**магнітною**» крайовими задачами для об'ємного резонатору.

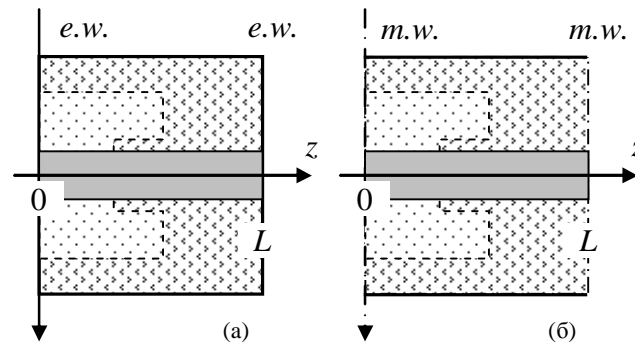


Рис. 3.3. (а) «Електричний» і (б) «магнітний» резонатори для визначення елементів матриці розсіяння 4-полюсника (половина перетину симетричної структури)

Тоді система рівнянь щодо невідомих елементів матриці розсіяння буде мати вигляд:

$$\begin{aligned}(S_{11} + \Gamma_1)^2 - S_{12}^2 &= 0, \\ (S_{11} - \Gamma_2)^2 - S_{12}^2 &= 0,\end{aligned}$$

а її розв'язками будуть елементи матриці розсіяння:

$$S_{11} = \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2}, \quad S_{12} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}. \quad (3.8)$$

З формул (3.7) або (3.8) витікає, що для симетричних структур спектральні криві наочно демонструють точки резонансної взаємодії між сигнальною (feeding line) лінією передачі та неоднорідністю, тобто визначають мінімуми коефіцієнтів відбиття або передачі (у частотних точках, в яких  $\Gamma_2 = \Gamma_1$ ).

Таким чином, метод поперечного резонансу було розвинуто для аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, у тому числі для аналізу неоднорідностей із симетрією у поперечному напрямку. Отримано прості вирази для розрахунку елементів матриці розсіяння на симетричних неоднорідностях та запропоновано методіку попереднього аналізу схеми за даними розрахунку спектрів власних частот резонаторів із різними умовами на поздовжніх границях. З отриманих формул (3.7), (3.8) можна зробити висновок, що спектр резонансних частот об'ємного резонатора, у якому розташовується сигнальна лінія передачі із неоднорідністю у ній, при наявності симетрії у схемі

може нести попередню інформацію про резонансну поведінку характеристик розсіяння на ній.

### 3.2 Аналіз 4-портового вертикального переходу між мікросмужковою та щілинною лініями передачі

Розглянемо приклад застосування МПР для структури, яка також не піддається аналізу традиційними проєкційними методами. Одним з базових елементів тришарових планарних структур є вертикальний перехід між мікросмужковою і щілинною лініями передачі, в якому лінії передачі розташовані перпендикулярно одна одній по різні боки підкладки. Найбільш відомим пристроєм на базі переходу МСЛ – ЩЛ є перехід зі смужкової на щілинну лінію передачі, коли один з портів кожної лінії закінчується чверть-хвильовим шлейфом (розімкненим для МСЛ і короткозамкненим для ЩЛ) [111]. Іншим прикладом тришарової смужково-щілинної структури є структури типу EBG (electromagnetic bandgap), що розвиваються і активно досліджуються в останні два десятиліття, і їх похідні: ESB (electromagnetic stopband) [126] та DGS (defected ground structures) структури. DGS-структури являють собою МСЛ з фігурно (patterned) витравленою заземлюючою підкладкою [127]. Їх ще називають slotted ground plane структури. Про деякі види таких структур йдеться у наступних розділах.

Найпростішим варіантом EBG-структури є МСЛ з періодично розташованими у її заземлюючій площині вузькими щілинними резонаторами прямокутної форми. У низькочастотному варіанті (до 2 ГГц) щілинний резонатор у металізованому шарі МСЛ є похідною від більш загальної структури – 4-портового переходу МСЛ–ЩЛ, в якому щілинна лінія передачі закорочується з обох кінців. Такий перехід становить інтерес, наприклад, для проєктування схем підсилювачів і генераторів, що працюють паралельно (балансні схеми підсилювачів з 2-х і більше транзисторів) [128, 129].

Аналіз вертикального переходу з ліній передачі, що розташовані по різні боки однієї підкладки та перекриваються, є досить складною задачею, яка не піддається розв'язанню звичайними проєкційними методами. Як вже говорилося, це

пов'язано з тим, що в такій структурі неможливо розбити вихідну область на часткові підобласті із строго заданим спектром хвиль в кожній з них. В окремих випадках (структури зі шлейфами в МСЛ і ЩЛ) розв'язки цієї задачі були побудовані або методом моментів з використанням функцій Гріна (у квазістатичному наближенні) [130, 131], або за теорією довгих ліній [132], що мають невисоку точність розрахунку на частотах вище за 2 ГГц, у порівнянні з результатами експериментів. Тому аналіз таких структур методом поперечного резонансу, що враховує весь набір існуючих гармонік у лініях передачі, виявився досить ефективним. Наприклад, в роботі Шваба та Мензеля [81] матриця розсіяння основної хвилі МСЛ на переході МПЛ – ЩЛ – МПЛ (2-портова схема зі шлейфами) з високою точністю розрахована за методом поперечного резонансу. А в роботі [72] методом поперечного резонансу розраховано і досліджено характеристики 4-портового переходу між смужковими лініями передачі, що взаємно-перпендикулярно розташовані по різні боки діелектричної підкладки.

### 3.2.1 Постановка і розв'язання крайової задачі для вертикального переходу (схрещення) МСЛ–ЩЛ

Як вже згадувалося у підрозділі 3.1, для розрахунку матриці розсіяння на будь-якій неоднорідності у лінії передачі за методом поперечного резонансу використовуються розв'язання крайової задачі для об'ємного резонатора, що включає в себе цю неоднорідність. Структура, що аналізується, показана на Рис. 3.4. Розглядається резонатор із тришаровим заповненням, область якого обмежена ідеально провідними електричними стінками. Розміри екрану  $2A \times 2L$ , підкладка товщиною  $h$  із діелектричною проникністю  $\epsilon_r$ , ширини мікросмужкової і щілинної ліній передачі дорівнюють відповідно  $w$  та  $s$ . Розміри за вертикальною віссю у зрозумілі з рисунку. Другий шар в структурі (перша часткова область) – це діелектрична підкладка, по обидві боки якої взаємно перпендикулярно розташовані мікросмужкова і щілинна лінії передачі. Перший і третій шари структури (часткові області 2 та 3) зазвичай мають повітряне заповнення  $\epsilon_{r2(3)}=1.0$ . З фізичних міркувань симетрія структури припускає існування принаймні трьох видів

коливань (стоячих хвиль) у ній. По-перше, це стояча мода з основних хвиль МСЛ та ЩЛ, тобто смужково-щілинна мода із симетрією магнітної стінки (*m.w.*) у площині  $x=0$  та електричної стінки (*e.w.*) у площині  $z=0$ . По-друге – це стояча мода з основної хвилі МСЛ і реактивної (що не поширюється) хвилі ЩЛ за умови *m.w.* у площинах  $x=0$  та  $z=0$ . І, нарешті, по-третє – це стояча мода з хвилі МСЛ вищого порядку і основної хвилі ЩЛ за умови *e.w.* у площинах  $x=0$  та  $z=0$ . Варіант, коли обидві хвилі у лініях передачі реактивні, не розглядається, оскільки в цьому випадку немає передачі енергії між цими лініями передачі.

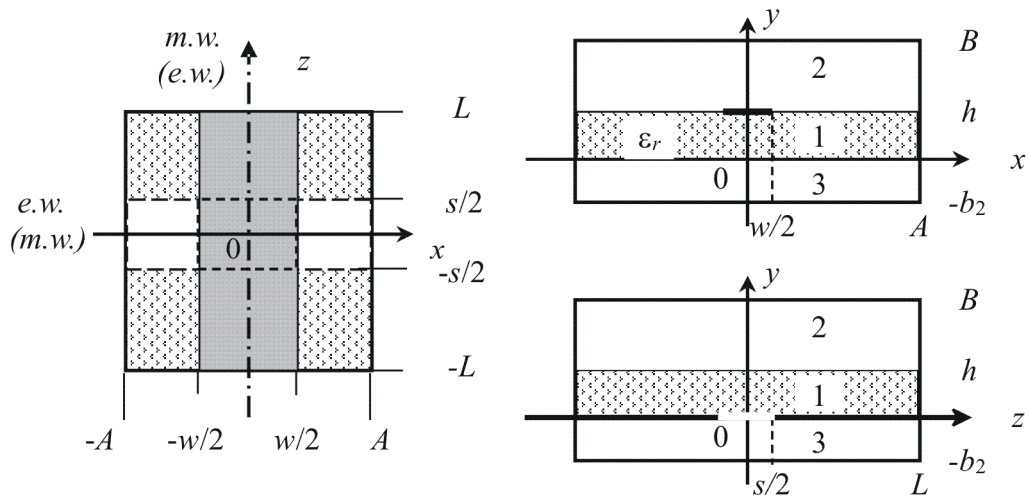


Рис. 3.4. Тришарова планарна структура із смужково-щілинним резонатором, для якої розв'язуються крайові задачі із відповідними умовами у площинах симетрії  $x=0$ ,  $z=0$

Розв'язання кожної з трьох крайових задач на власні хвилі резонатору записується через електричний і магнітний векторні потенціали  $\mathbf{A}_{e(h)y,i} = (0, A_{e(h)y,i}, 0)$ ,  $i=1..3$ . У кожній з часткових областей  $i=1..3$  (Рис. 3.4) векторні потенціали задовольняють рівнянню Гельмгольца ( $k_0 = \omega_0/c$ ):

$$\Delta A_{h(e)y,i} + k_0^2 \varepsilon_{ri} A_{h(e)y,i} = 0, \quad (3.9)$$

а компоненти полів виражаються через них за формулами:

$$\mathbf{E} = \text{rot } \mathbf{A}_{hy} + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} (\nabla \text{div} - \Delta) \mathbf{A}_{hy},$$

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}_{ey} - \frac{1}{jk_0} (\nabla \text{div} - \Delta) \mathbf{A}_{hy}.$$

Розглянемо першу крайову задачу для резонатора з умовами магнітної стінки (*m.w.*) у площині симетрії  $x=0$  та електричної стінки (*e.w.*) у площині симетрії  $z=0$ . Розв'язання крайової задачі для чверті перетину області ( $0 \leq x \leq A$ ,  $0 \leq z \leq L$ ) записується у вигляді подвійних рядів Фур'є з невідомими коефіцієнтами розкладання у функціях  $F_{e(h)i,mm}$ ,  $i=1..3$ :

$$A_{ey,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{mn} \cos k_{xm} x \sin k_{zn} z F_{ei,mm}(y) = \sum_{m=1} \sum_{n=1} \varphi_{mn}(x, z) F_{ei,mm}(y),$$

$$A_{hy,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=0} P_{mn} \sin k_{xm} x \cos k_{zn} z F_{hi,mm}(y) = \sum_{m=1} \sum_{n=0} \psi_{mn}(x, z) F_{hi,mm}(y).$$

де  $k_{xm} = \pi(2m-1)/2A$ ,  $k_{zn} = \pi n/L$ . З умови нормування власних функцій

$$\int_S |\nabla \varphi_{mn}|^2 dS = 1, \quad \int_S |\nabla \psi_{mn}|^2 dS = 1,$$

множник  $P_{mn}$  дорівнює  $P_{mn} = \sqrt{\frac{2}{A}} \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{L}} \frac{1}{\chi_{mn}}$ ,  $\chi_{mn}^2 = k_{xm}^2 + k_{zn}^2$ .

Функції  $F_{e(h)i,mm}(y)$  визначаються граничними умовами на металевому екрані по вісі  $y$  та їх вигляд не змінюється для всіх трьох крайових задач (див. Розділ 2.2). Для скорочення запису введемо індекс  $l=(m, n)$  і запишемо ці функції у рядах для електричного векторного потенціалу у вигляді:

$$F_{e1,l}(y) = \left[ R_{11l} \frac{\sin k_{y1l}(y-y_0)}{\cos k_{y1l}y_0} + R_{12l} \frac{\cos k_{y1l}(y-y_0)}{\sin k_{y1l}y_0} \right] \frac{1}{k_{y1l}}, \quad y_0 = h/2,$$

$$F_{e2,l}(y) = R_{21l} \frac{\cos k_{y2l}(B-y)}{\sin k_{y2l}b_1} \frac{1}{k_{y2l}}, \quad F_{e3,l}(y) = R_{31l} \frac{\cos k_{y2l}(b_2+y)}{\sin k_{y2l}b_2} \frac{1}{k_{y2l}}.$$

Аналогічно, для магнітного векторного потенціалу функції в рядах запишуться у вигляді:

$$F_{h1,l}(y) = \left[ T_{11l} \frac{\cos k_{y1l}(y-y_0)}{\cos k_{y1l}y_0} + T_{12l} \frac{\sin k_{y1l}(y-y_0)}{\sin k_{y1l}y_0} \right],$$

$$F_{h2,l}(y) = T_{21l} \frac{\sin k_{y2l}(B-y)}{\sin k_{y2l}b_1}, \quad F_{h3,l}(y) = T_{31l} \frac{\sin k_{y2l}(b_2+y)}{\sin k_{y2l}b_2},$$



де  $R_{1(2),l}, R_{2(3),l}, T_{1(2),l}, T_{2(3),l}$  – невідомі коефіцієнти розкладання і хвильове число  $k_{yi,l}$  задовольняє рівнянню  $k_{yi,l}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ri} - k_{xm}^2 - k_{zn}^2$ .

Звідси поперечні компоненти полів запишуться у вигляді:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{t,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=0} \left[ \nabla \Psi_{mn}(x, z) \times \mathbf{e}_y \right] F_{hi, mn}(y) + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} \sum_{m=1} \sum_{n=1} \nabla \Phi_{mn}(x, z) \frac{d}{dy} F_{ei, mn}(y), \\ \mathbf{H}_{t,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=1} \left[ \nabla \Phi_{mn}(x, z) \times \mathbf{e}_y \right] F_{ei, mn}(y) - \frac{1}{jk_0} \sum_{m=1} \sum_{n=0} \nabla \Psi_{mn}(x, z) \frac{d}{dy} F_{hi, mn}(y). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Розглянемо випадок повітряного заповнення областей 2 і 3 ( $\varepsilon_{r2} = \varepsilon_{r3} = 1$ ). Дотримуючись методу Гальоркіна розв'язання крайових задач, поле на щілині і густина струму на смужці записуються через розкладання у ряди за поліномами Чебишова 1-го і 2-го роду які враховують сингулярність поля на нескінченно тонкому ребрі, а також через тригонометричні функції для стоячих хвиль з порядками зрізання рядів  $(P, Q)$  [6]. Для першої крайової задачі ці функції з урахуванням симетрії задачі матимуть вигляд:

$$\mathbf{E}_0(x, z) = (E_{0z}(x, z), E_{0x}(x, z)), \quad |z| \leq s/2, \quad (3.11)$$

$$E_{0z}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{x,p} x \frac{1}{\sqrt{1 - (2z/s)^2}} \sum_{k=0} f_{p,k} T_{2k}(2z/s) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{x,p} x \cdot E_{0z,p}(z),$$

$$E_{0x}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{x,p} x \sqrt{1 - (2z/s)^2} \sum_{k=0} g_{p,k} U_{2k+1}(2z/s) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{x,p} x \cdot E_{0x,p}(z).$$

$$\mathbf{J}(x, z) = (J_x(x, z), J_z(x, z)), \quad |x| \leq w/2, \quad (3.12)$$

$$J_z(x, z) = \sum_{q=0}^Q \sqrt{\frac{2 - \delta_{q0}}{L}} \cos k_{zq} z \sum_{k=0} c_{q,k} \Phi_k\left(\frac{x}{w/2}\right), \quad J_x(x, z) = \sum_{q=1}^Q \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k_{zq} z \sum_{k=0} d_{q,k} \Psi_k\left(\frac{x}{w/2}\right).$$

$$\Phi_k\left(\frac{x}{w/2}\right) = \left(1 - \left(\frac{x}{w/2}\right)^2\right)^{-1/2} T_{2k}\left(\frac{x}{w/2}\right), \quad \Psi_k\left(\frac{x}{w/2}\right) = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{w/2}\right)^2} U_{2k+1}\left(\frac{x}{w/2}\right),$$

$c_{q,k}, d_{q,k}, f_{p,k}, g_{p,k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання.

Накладаємо умови безперервності дотичних складових полів та їх похідних на границях часткових областей  $y=0$  та  $y=h$ . Для дотичних складових

електричного поля на границі  $y = 0$  отримаємо співвідношення для коефіцієнтів розкладання:

$$\begin{aligned} T_{11mn} - T_{12mn} &= T_{3mn}, \\ \frac{1}{\varepsilon_r} (R_{11mn} + R_{12mn}) &= -R_{3mn}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$T_{11mn} - T_{12mn} = \frac{1}{\chi_{mn}} (k_{xm} \bar{E}_{0z,mn} + k_{zn} \bar{E}_{0x,mn}) \quad (3.14)$$

$$R_{11mn} + R_{12mn} = jk_0 \varepsilon_r \frac{1}{\chi_{mn}} (k_{zn} \bar{E}_{0z,mn} - k_{xm} \bar{E}_{0x,mn}), \quad (3.15)$$

де Фур'є-компоненти поля на щілині з урахуванням (3.11) мають вигляд:

$$\bar{E}_{0z,pn}(k_{zn}) = \sqrt{\frac{2 - \delta_{n0}}{L}} \int_0^{s/2} E_{0z,p}(z) \cos k_{zn} z dz = \sum_{k=0} f_{pk} \alpha_{nk}^S,$$

$$\alpha_{nk}^S = (-1)^k \sqrt{\frac{2 - \delta_{n0}}{L}} \frac{s}{2} \frac{\pi}{2} J_{2k} \left( k_{zn} \frac{s}{2} \right),$$

$$E_{0x,n}(k_{zn}) = \sqrt{\frac{2}{L}} \int_0^{s/2} E_{0x,p}(z) \sin k_{zn} z dz = \sum_{k=0} g_k \beta_{nk}^S,$$

$$\beta_{nk}^S = (-1)^k \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{2k+2}{k_{zn}} \frac{\pi}{2} J_{2k+2} \left( k_{zn} \frac{s}{2} \right).$$

З умови безперервності дотичних складових магнітного поля у тій же самій площині (3.10) отримаємо рівняння:

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1} \sum_{n=1} [\nabla \varphi_{mn}(x, z) \times \mathbf{e}_y] \cdot [G_{e11,mn} R_{11,mn} + G_{e12,mn} R_{12,mn}] - \\ & - \frac{1}{jk_0} \sum_{m=1} \sum_{n=0} \nabla \psi_{mn}(x, z) [G_{h11,mn} T_{11,mn} + G_{h12,mn} T_{12,mn}] = 0, \\ G_{e11,mn} &= -\frac{\operatorname{tg} k_{y1l} y_0}{k_{y1l}} + \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2l} b_2}{k_{y2l}}, \quad G_{e12,mn} = \frac{\operatorname{ctg} k_{y1l} y_0}{k_{y1l}} + \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2l} b_2}{k_{y2l}}, \quad l = (m, n), \end{aligned}$$

$$G_{h11,mn} = k_{y1l} \operatorname{tg} k_{y1l} y_0 - k_{y2l} \operatorname{ctg} k_{y2l} b_2, \quad G_{h12,mn} = k_{y1l} \operatorname{ctg} k_{y1l} y_0 + k_{y2l} \operatorname{ctg} k_{y2l} b_2.$$

Помножимо рівняння безперервності для  $x$ -компоненти магнітного поля на

$$\sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{x,p} x \frac{1}{\sqrt{1 - (2z/s)^2}} T_{2k}(2z/s), \quad p = 1..P, k = 0..K \quad \text{і проінтегруємо його по площині}$$

щілини, в результаті отримаємо:

$$\sum_{m=1} \sum_{n=1(0)} \frac{1}{\chi_{mn}} \delta_{pm} \alpha_{nk}^S \left[ \begin{aligned} &k_{zn} (G_{e11, mn} R_{11, mn} + G_{e12, mn} R_{12, mn}) + \\ &+ \frac{1}{jk_0} k_{xn} (G_{h11, mn} T_{11, mn} + G_{h12, mn} T_{12, mn}) \end{aligned} \right] = 0 \quad (3.16)$$

Помножимо рівняння безперервності для  $z$ -компоненти магнітного поля на  $\sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{x,p} x \sqrt{1-(2z/s)^2} U_{2k+1}(2z/s)$ ,  $p=1..P, k=0..K$ , і проінтегруємо його по площині щільності, в результаті отримаємо:

$$\sum_{n=1(0)} \frac{1}{\chi_{pn}} \beta_{nk}^S \left[ \begin{aligned} &-k_{xp} \cdot (G_{e11, pn} R_{11, pn} + G_{e12, pn} R_{12, pn}) + \\ &+ \frac{1}{jk_0} k_{zn} (G_{h11, pn} T_{11, pn} + G_{h12, pn} T_{12, pn}) \end{aligned} \right] = 0. \quad (3.17)$$

З умови безперервності дотичних складових електричного поля у площині  $y = h$  запишемо рівняння:

$$\begin{aligned} &\sum_{m=1} \sum_{n=0} [\nabla \psi_{mn}(x, z) \times \mathbf{e}_y] F_{h1, mn}(h) + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_r} \sum_{m=1} \sum_{n=1} \nabla \phi_{mn}(x, z) \frac{d}{dy} F_{e1, mn}(h) = \\ &= \sum_{m=1} \sum_{n=0} [\nabla \psi_{mn}(x, z) \times \mathbf{e}_y] F_{h2, mn}(h) + \frac{1}{jk_0} \sum_{m=1} \sum_{n=1} \nabla \phi_{mn}(x, z) \frac{d}{dy} F_{e2, mn}(h) \end{aligned}$$

І отримаємо співвідношення для коефіцієнтів розкладання:

$$\begin{aligned} T_{11mn} + T_{12mn} &= T_{2mn}, \\ \frac{1}{\varepsilon_r} [R_{11mn} - R_{12mn}] &= R_{2mn}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

За умови  $E_{z1}|_{y=h} = 0$ ,  $|x| \leq w/2$  помножимо рівняння безперервності для  $z$ -компоненти електричного поля на  $\phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) \sqrt{\frac{2-\delta_{q0}}{L}} \cos k_{zq} z$ ,  $q=0..Q, k=0..K$ , та проінтегруємо по площині смужки, отримаємо:

$$\sum_{m=1} \alpha_{mk}^m \frac{1}{\chi_{mq}} \left[ k_{xm} (T_{11mq} + T_{12mq}) + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_r} k_{zq} (R_{11mq} - R_{12mq}) \right] = 0. \quad (3.19)$$

За умови  $E_{x1}|_{y=h} = 0$ ,  $|x| \leq w/2$  помножимо рівняння безперервності для  $x$ -компоненти електричного поля на  $\psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k_{zq} z$ ,  $q=1..Q, k=0..K$ , та проінтегруємо по площині смужки, отримаємо:

$$\sum_{m=1} \beta_{mk}^m \frac{1}{\chi_{mq}} \left[ k_{zq} (T_{11mq} + T_{12mq}) - \frac{1}{jk_0 \varepsilon_r} k_{xm} [R_{11mq} - R_{12mq}] \right] = 0. \quad (3.20)$$

Тут використано такі позначки для Фур'є-компонентів густини струму:

$$J_{z,qn} = \sum_{k=0} c_{q,k} \sqrt{\frac{2}{A}} \int_0^{w/2} \phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) \cos(k_{xn} x) dx = \sum_{k=0} c_{q,k} \alpha_{nk}^m, \quad \alpha_{nk}^m = (-1)^k \sqrt{\frac{2}{A}} \frac{w}{2} \frac{\pi}{2} J_{2k} \left( k_{xn} \frac{w}{2} \right),$$

$$J_{x,qn} = \sum_{k=0} d_{q,k} \sqrt{\frac{2}{A}} \int_0^{w/2} \psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) \sin(k_{xn} x) dx = \sum_{k=0} d_{q,k} \beta_{nk}^m, \quad \beta_{nk}^m = (-1)^k \sqrt{\frac{2}{A}} \frac{2k+2}{k_{xn}} \frac{\pi}{2} J_{2k+2} \left( k_{xn} \frac{w}{2} \right).$$

З умови безперервності дотичних складових магнітного поля  $\mathbf{H}_{t,1} - \mathbf{H}_{t,2} = \mathbf{J} \times \mathbf{e}_y$  на границі  $y=h$  виходять ще два рівняння для зв'язку між коефіцієнтами розкладання:

$$F_{e11,nn} R_{11nn} + F_{e12,nn} R_{12nn} = \begin{cases} \frac{1}{\chi_{nn}} (k_{zn} J_{z,nn} - k_{xn} J_{x,nn}), & n \leq Q \\ 0, & n > Q \end{cases} \quad (3.21)$$

$$F_{h11,nn} T_{11nn} + F_{h12,nn} T_{12nn} = \begin{cases} \frac{jk_0}{\chi_{nn}} (k_{xn} J_{z,nn} + k_{zn} J_{x,nn}), & n \leq Q, \\ 0, & n > Q. \end{cases} \quad (3.22)$$

де

$$F_{e11,nn} = \frac{\operatorname{tg} k_{y1l} y_0}{k_{y1l}} - \frac{1}{\varepsilon_{r1}} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2l} b_1}{k_{y2l}}, \quad F_{e12,nn} = \frac{\operatorname{ctg} k_{y1l} y_0}{k_{y1l}} + \frac{1}{\varepsilon_{r1}} \frac{\operatorname{ctg} k_{y2l} b_1}{k_{y2l}},$$

$$F_{h11,nn} = -k_{y1l} \operatorname{tg} k_{y1l} y_0 + k_{y2l} \operatorname{ctg} k_{y2l} b_1, \quad F_{h12,nn} = k_{y1l} \operatorname{ctg} k_{y1l} y_0 + k_{y2l} \operatorname{ctg} k_{y2l} b_1, \quad l = (m, n).$$

Далі, з рівнянь зв'язку між коефіцієнтами розкладання ряду Фур'є і компонентами поля на щілині (3.14)-(3.15) і густини струмів на смужці (3.21)-(3.22) виводяться співвідношення між коефіцієнтами Фур'є розкладання поля в часткових областях і Фур'є-компонентами густини струму на смужці і поля на щілині. З рівнянь (3.16)-(3.17) та (3.19)-(3.20), вводячи позначки для матриць зв'язку в кожній з двох площин  $\mathbf{Z}$ ,  $\mathbf{Y}$  і матриці зв'язку між лініями передачі по різні боки підкладки  $\mathbf{T}_{12}$ ,  $\mathbf{T}_{21}$ , отримаємо СЛАР у вигляді:

$$j \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m Z_{zz,mq} J_{z,qm} + j \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m Z_{zx,mq} J_{x,qm} + \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m T_{12zz,mq} \bar{E}_{0z,mq} + \sum_{m=1} \alpha_{mk}^m T_{12zx,mq} \bar{E}_{0x,mq} = 0,$$

$$\begin{aligned}
& j \sum_{m=1} \beta_{mk}^m Z_{xz,mq} J_{z,qm} + j \sum_{m=1} \beta_{mk}^m Z_{xx,mq} J_{x,qm} + \sum_{m=1} \beta_{mk}^m T_{12xz,mq} \bar{E}_{0z,mq} + \sum_{m=1} \beta_{mk}^m T_{12xx,mq} \bar{E}_{0x,mq} = 0, \\
& \sum_{n=0} \alpha_{nk}^S T_{21xz,pn} J_{z,np} + \sum_{n=0} \alpha_{nk}^S T_{21xx,pn} J_{x,np} + j \sum_{n=0} \alpha_{nk}^S Y_{xz,pn} \bar{E}_{0z,pn} + j \sum_{n=0} \alpha_{nk}^S Y_{xx,pn} \bar{E}_{0x,pn} = 0, \\
& \sum_{n=0} \beta_{nk}^S T_{21zz,pn} J_{z,np} + \sum_{n=0} \beta_{nk}^S T_{21zx,pn} J_{x,np} + j \sum_{n=0} \beta_{nk}^S Y_{zz,pn} \bar{E}_{0z,pn} + j \sum_{n=0} \beta_{nk}^S Y_{zx,pn} \bar{E}_{0x,pn} = 0.
\end{aligned}$$

Міняємо місцями порядок підсумовування та отримуємо СЛАР щодо вектору невідомих коефіцієнтів  $(\mathbf{c}, \mathbf{d}, \mathbf{f}, \mathbf{g})$ :

$$\begin{bmatrix} \bar{Z}_{zz} & \bar{Z}_{zx} & \bar{T}_{12,zz} & \bar{T}_{12,zx} \\ \bar{Z}_{xz} & \bar{Z}_{xx} & \bar{T}_{12,xz} & \bar{T}_{12,xx} \\ \bar{T}_{21,xz} & \bar{T}_{21,xx} & \bar{Y}_{xz} & \bar{Y}_{xx} \\ \bar{T}_{21,zz} & \bar{T}_{21,zx} & \bar{Y}_{zz} & \bar{Y}_{zx} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c} \\ \mathbf{d} \\ \mathbf{f} \\ \mathbf{g} \end{pmatrix} = \|A\|(\mathbf{b}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.23)$$

Прирівнюючи до нуля визначник СЛАР (3.23)  $\det\|A\|=0$ , отримуємо власні частоти резонатору  $k_{0,res}$ . Або, задаючи на фіксованій частоті розмір екрану по одній з вісей (задаючи  $A$  або  $L$ ), отримуємо другий розмір. Для розв'язку задачі можна задавати співвідношення  $k = A/L$ .

Для розв'язання другої крайової задачі (умови у площинах симетрії  $m.w. - m.w.$ ) векторні потенціали поля розкладаються у подвійні ряди Фур'є виду:

$$\begin{aligned}
A_{ey,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{mn} \cos k_{xm} x \cos k_{zn} z F_{ei,mn}(y) = \sum_{m=1} \sum_{n=1} \Phi_{mn}(x, z) F_{ei,mn}(y), \\
A_{hy,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{mn} \sin k_{xm} x \sin k_{zn} z F_{hi,mn}(y) = \sum_{m=1} \sum_{n=1} \Psi_{mn}(x, z) F_{hi,mn}(y). \quad (3.24)
\end{aligned}$$

де  $k_{xm} = \pi(2m-1)/2A$ ,  $k_{zn} = \pi(2n-1)/2L$ . У розкладанні електричного поля на щіліні у подвійні ряди з урахуванням симетрії залежний від  $z$  множник запишеться у вигляді (також, у порівнянні з першою крайовою задачею, зміниться парність поліномів Чебишова у рядах):

$$E_{0z,p}(z) = \frac{1}{\sqrt{1-(2z/s)^2}} \sum_{k=0} f_{p,k} T_{2k+1}(2z/s), \quad E_{0x,p}(z) = \sqrt{1-(2z/s)^2} \sum_{k=0} g_{p,k} U_{2k}(2z/s),$$

а для густини струмів на смужці розкладання за базисом з поліномів буде таким самим, що і для першої крайової задачі, але зміниться тригонометричний базис:

$$J_z(x, z) = \sum_{q=1}^Q \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k_{zq} z \sum_{k=0} c_{q,k} \phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right), \quad J_x(x, z) = \sum_{q=1}^Q \sqrt{\frac{2}{L}} \cos k_{zq} z \sum_{k=0} d_{q,k} \psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right).$$

Застосовуючи за вищеописаною схемою процедуру Гальоркіна до рівнянь безперервності полів на границях часткових областей, отримаємо дисперсійне рівняння для власних частот резонатору або для його резонансних розмірів. Цей випадок відповідає взаємодії основної хвилі МСЛ з непарною модою вищого порядку ЩЛ.

Розв'язанням для векторних потенціалів у часткових областях третьої крайової задачі (*e.w. – e.w.*) у вигляді подвійних рядів Фур'є буде:

$$A_{ey,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{mn} \sin k_{xm} x \sin k_{zn} z F_{ei,mn}(y) = \sum_{m=1} \sum_{n=1} \varphi_{mn}(x, z) F_{ei,mn}(y),$$

$$A_{hy,i} = \sum_{m=0} \sum_{n=0} P_{mn} \cos k_{xm} x \cos k_{zn} z F_{hi,mn}(y) = \sum_{m=0} \sum_{n=0} \psi_{mn}(x, z) F_{hi,mn}(y). \quad (3.25)$$

де  $k_{xm} = \pi m/A$ ,  $k_{zn} = \pi n/L$  ( $i=1..3$ ). Тут, у порівнянні з першою крайовою задачею, також у виразі для густини струмів на смужці зміниться парність поліномів Чебишова у рядках:

$$J_{z,q}(x) = \frac{1}{\sqrt{1-(2x/w)^2}} \sum_{k=0} c_{q,k} T_{2k+1}(2x/w), \quad J_{x,q}(x) = \sqrt{1-(2x/w)^2} \sum_{k=0} d_{q,k} U_{2k}(2x/w),$$

і тригонометрична частина у рядках для розподілу електричного поля на щіліні:

$$E_{0z}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{x,p} x \cdot E_{0z,p}(z), \quad E_{0x}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{x,p} x \cdot E_{0x,p}(z).$$

У цій крайовій задачі основна мода ЩЛ взаємодіє з парною (реактивною) модою МСЛ. Побудова СЛАР для третьої крайової задачі виконується аналогічно процедурі, що описана вище.

Таким чином, виходить три алгоритми розв'язання крайових задач, що відповідають трьом різним граничним умовам у площинах симетрії, для розрахунку власних частот смужково-щілинного резонатора із взаємно перпендикулярно розташованими по різні боки підкладки лініями передачі, які враховують всі можливі види взаємодії між мікросмужковою і щілинною лініями передачі.

### 3.2.2 Розрахунок S-матриці взаємно-перпендикулярного вертикального переходу МСЛ-ЩЛ методом поперечного резонансу

Розглянемо ідеалізовану 4-портову схему неоднорідності, яка обмежена областю перекриття двох ліній передачі, що розташовані взаємно-перпендикулярно по різні боки підкладки. На Рис. 3.5 показано схему переходу і напрямки падаючих та відбитих від неоднорідності хвиль у ньому, які зв'язані через матрицю розсіяння на границях області перекриття (схрещення) двох ліній передачі.

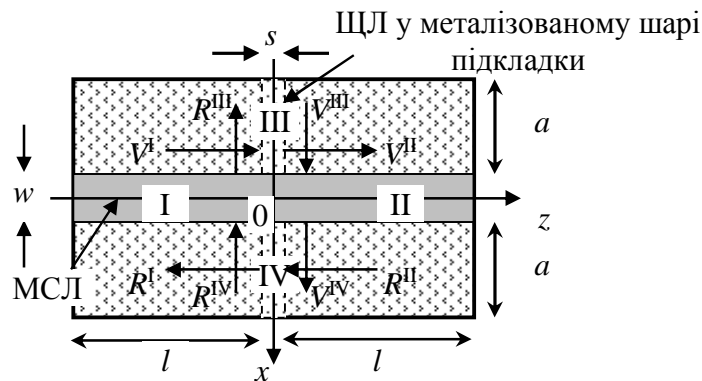


Рис. 3.5. 4-портова схема схрещення (crossing) смужкової і щілинної ліній передачі, що розташовані по різні боки діелектричної підкладки

Знаючи розв'язки задач на власні хвилі кожної з ліній передачі, можна записати матрицю розсіяння у площинах  $z = \pm s/2$ ,  $x = \pm w/2$  у вигляді:

$$\begin{pmatrix} R^I \\ V^{II} \\ R^{III} \\ V^{IV} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \\ V^{III} \\ R^{IV} \end{pmatrix}.$$

З умов симетрії для основних (що поширюються) хвиль МСЛ і ЩЛ мають виконуватися наступні співвідношення між елементами матриці розсіяння:

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{22}; & S_{12} &= S_{21}; \\ S_{13} &= S_{14} = -S_{23} = -S_{24}; \\ S_{33} &= S_{44}; & S_{34} &= S_{43}; \\ S_{31} &= -S_{32} = S_{41} = -S_{42}. \end{aligned}$$

Крім того, за законом збереження потужності має виконуватися умова для коефіцієнтів передачі у перпендикулярні плечі  $S_{13}=S_{31}$ . У підсумку, виходить 5 невідомих елементів матриці розсіяння симетричної 4-портової схеми:

$$\begin{pmatrix} R^I \\ V^{II} \\ R^{III} \\ V^{IV} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & -S_{13} & -S_{13} \\ S_{13} & -S_{13} & S_{33} & S_{34} \\ S_{13} & -S_{13} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \\ V^{III} \\ R^{IV} \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Застосовуючи умови поперечного резонансу до (3.26), запишемо СЛАР для 4-портової схеми МСЛ – ЩЛ з урахуванням симетрії хвиль і умов електричної стінки на границях резонатора  $x = \pm A, z = \pm L$  (Рис. 3.5) у вигляді (див. підрозділ 3.1):

$$\begin{bmatrix} \Gamma_1 + S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{13} \\ S_{12} & \Gamma_1 + S_{11} & -S_{13} & -S_{13} \\ S_{13} & -S_{13} & \Gamma_3 + S_{33} & S_{34} \\ S_{13} & -S_{13} & S_{34} & \Gamma_3 + S_{33} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \\ V^{III} \\ R^{IV} \end{pmatrix} = 0, \quad (3.27)$$

де  $\Gamma_1 = \exp(2j\beta_z l)$ ,  $\Gamma_3 = \exp(2j\beta_x a)$ ,  $a = A - w/2$ ,  $l = L - s/2$ ,  $\beta_z, \beta_x$  – сталі поширення хвиль регулярних екранованих МСЛ і ЩЛ відповідно, що розраховуються за алгоритмами з Розділу 2. Прирівнюючи визначник матриці (3.27) до нуля, отримаємо алгебраїчне рівняння, яке є умовою поперечного резонансу:

$$\left[ (\Gamma_1 + S_{11} - S_{12})(\Gamma_3 + S_{33} + S_{34}) - 4S_{13}^2 \right] \cdot (\Gamma_1 + S_{11} + S_{12}) \cdot (\Gamma_3 + S_{33} - S_{34}) = 0. \quad (3.28)$$

Перша дужка відповідає розв'язанню першої крайової задачі для «зв'язаної» смужково-щілинної моди резонатора, через яку передається потужність з однієї лінії передачі в іншу. Друга і третя дужки відповідають розв'язанням крайових задач для прохідних мод (друга і третя крайові задачі відповідно), що взаємодіють з реактивними модами ліній передачі. Для обчислення невідомих параметрів розсіяння будемо використовувати 5 пар розв'язків для резонатора з 5-ю парами резонансних розмірів  $(l_i, a_i), i = 1..5$ , і відповідно 5 пар фазових множників  $(\Gamma_{1,i}, \Gamma_{3,i})$ .



Для першої крайової задачі знаходимо 3 пари розв'язків  $(l_i, a_i), i=1..3$ , для зв'язаної смужково-щілинної моди резонатору. Прирівнюючи до нуля першу дужку з (3.28) для 3-х пар розв'язків, отримаємо

$$\Gamma_{1,1}\Gamma_{3,1} + (S_{11} - S_{12})(S_{33} + S_{34}) + \Gamma_{1,1}(S_{33} + S_{34}) + \Gamma_{3,1}(S_{11} - S_{12}) - 4S_{13}^2 = 0,$$

$$\Gamma_{1,2}\Gamma_{3,2} + (S_{11} - S_{12})(S_{33} + S_{34}) + \Gamma_{1,2}(S_{33} + S_{34}) + \Gamma_{3,2}(S_{11} - S_{12}) - 4S_{13}^2 = 0,$$

$$\Gamma_{1,3}\Gamma_{3,3} + (S_{11} - S_{12})(S_{33} + S_{34}) + \Gamma_{1,3}(S_{33} + S_{34}) + \Gamma_{3,3}(S_{11} - S_{12}) - 4S_{13}^2 = 0.$$

Відніmemo з другого рівняння перше, з третього рівняння перше, тоді отримаємо СЛАР:

$$(\Gamma_{3,2} - \Gamma_{3,1})(S_{11} - S_{12}) + (\Gamma_{1,2} - \Gamma_{1,1})(S_{33} + S_{34}) = \Gamma_{1,1}\Gamma_{3,1} - \Gamma_{1,2}\Gamma_{3,2},$$

$$(\Gamma_{3,3} - \Gamma_{3,1})(S_{11} - S_{12}) + (\Gamma_{1,3} - \Gamma_{1,1})(S_{33} + S_{34}) = \Gamma_{1,1}\Gamma_{3,1} - \Gamma_{1,3}\Gamma_{3,3}.$$

Розв'язуючи неоднорідну СЛАР, отримаємо два розв'язки:

$$\begin{aligned} S_{11} - S_{12} &= B_1, \\ S_{33} + S_{34} &= B_2. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Значення елемента  $S_{13}$  знаходиться, наприклад, з першого рівняння:

$$S_{13} = \frac{1}{2} \sqrt{(\Gamma_{1,3} + B_1)(\Gamma_{3,3} + B_2)}. \quad (3.30)$$

З розв'язання другої крайової задачі на кожній частоті при заданому розмірі екрану МСЛ А (що відповідає екрану ізольованої МСЛ) визначається довжина смужкового резонатору  $L$  і четверта пара розв'язків  $(l_4, a_4)$ . З розв'язання третьої крайової задачі на кожній частоті при заданому розмірі екрану ЩЛ  $L$  знаходиться довжина  $A$  щілинного резонатору і відповідно остання пара рішень для розмірів резонатору  $(l_5, a_5)$ . Прирівнюючи по черзі до нуля другу і третю дужки рівняння (3.28), остаточно отримаємо:

$$\begin{aligned} \Gamma_{1,4} + B_1 + 2S_{12} &= 0, & \Gamma_{3,5} + B_2 - 2S_{34} &= 0, \\ S_{12} &= -\frac{1}{2}(\Gamma_{1,4} + B_1), & S_{34} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{3,5} + B_2), \\ S_{11} &= \frac{1}{2}(B_1 - \Gamma_{1,4}), & S_{33} &= \frac{1}{2}(B_2 - \Gamma_{3,5}). \end{aligned} \quad (3.31)$$

### 3.2.3 Результати розрахунків характеристик розсіяння переходу МСЛ – ЩЛ і деяких пристроїв на його основі

Аналіз резонатору для всіх трьох крайових задач виконано при зрізанні рядів у СЛАР за тригонометричним базисом до  $N_a=300$  і поліноміальним – до  $N_m=5$  та  $(P,Q)=(1,1)$ . На Рис. 3.6 показано результати розрахунків розмірів резонаторів (спектрів власних частот) для «зв'язаної» смужково-щілинної моди (а) та двох мод, що проходять (б). Параметри резонатору (у мм): підкладка з діелектричною проникністю  $\epsilon_r=9.8$  товщиною  $h=1$ , ширина смужки  $w=1.0$ , ширина щілини  $s=0.5$ , висота екрану  $b_2=b_1=7.5$ . Сталі поширення основних хвиль кожної з регулярних ліній передачі в діапазоні частот 1.8–8.2 ГГц також були розраховані саме для цих параметрів тришарової планарної структури (див. Розділ 2). Результати розрахунку елементів матриці розсіяння (магнітуди коефіцієнтів відбиття і пропускання) для 4-портової схеми (3.26) наведено на Рис. 3.7.

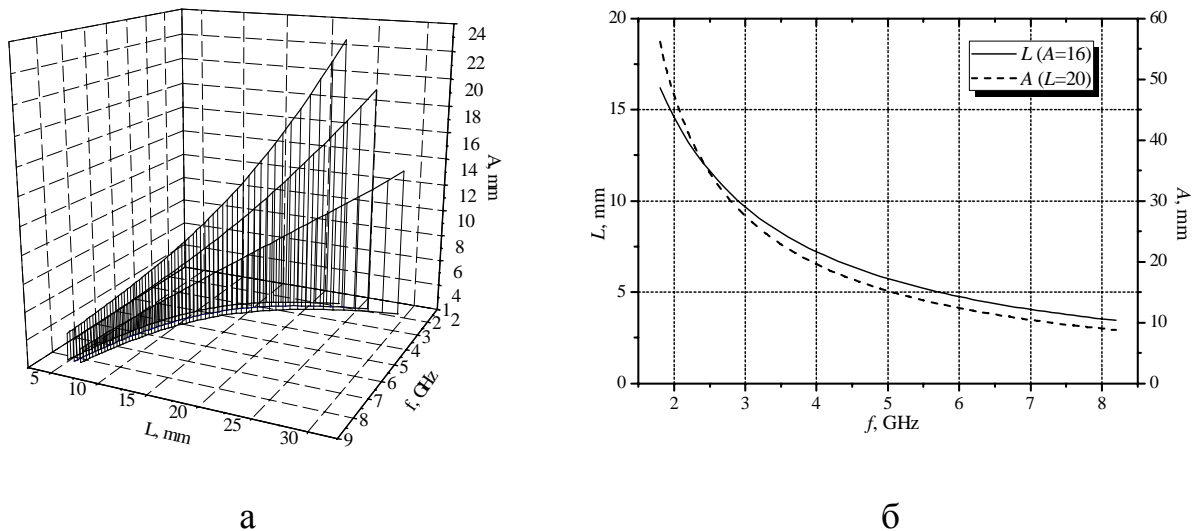


Рис. 3.6. Розв'язки трьох крайових задач для резонансних частот смужково-щілинного резонатору, які використовуються для розрахунку елементів матриці розсіяння переходу між МСЛ і ЩЛ методом поперечного резонансу

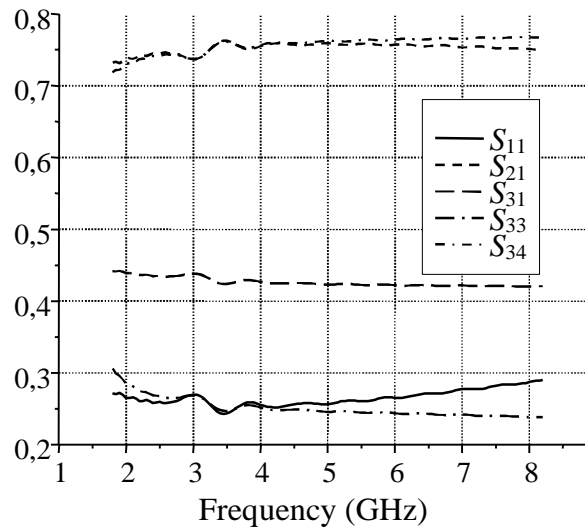


Рис. 3.7. Магнітуди елементів матриці розсіяння вертикального переходу МСЛ–ЩЛ розмірами (у мм):  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ ,  $w=1.0$ ,  $s=0.5$ ,  $b_1=b_2=7.5$ ,  $A=16.0$ ,  $L=20.0$

Алгоритми були протестовані на прикладі переходу смужкова лінія - щілинний резонатор – смужкова лінія з [81]. Для цього  $S$ -матриця (3.26) переходу МСЛ – ЩЛ за теорією довгих ліній перетворюється в чотиріполіусник з урахуванням двох шлейфів (ідеального розімкненого для МСЛ і короткозамкненого для ЩЛ), а потім за формулами каскадного з'єднання двох переходів через відрізок ЩЛ довжиною  $L_c$  виходить матриця переходу МСЛ – ЩЛ – МСЛ. Характеристику коефіцієнту передачі переходу із параметрами підкладки і ліній передачі, що на Рис. 3.7, наведено на Рис. 3.8.

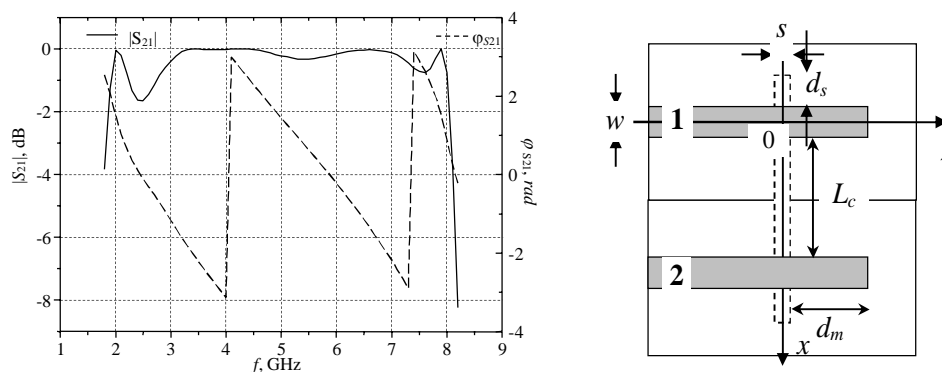


Рис. 3.8. Характеристика переходу МСЛ – ЩЛ – МСЛ. Параметри структури (у мм): підкладка  $\epsilon_r=9.8$ ,  $h=1.0$ , ширина смужки  $w=1.0$ , ширина щілини  $s=0.5$ , довжини відрізків ліній передачі  $L_c=23.5$ ,  $d_m=5.74$ ,  $d_s=6.95$

Інший приклад ланки на основі переходу МСЛ-ЩЛ пов'язаний з ідеєю використання щілинного резонатора для зв'язку двох МСЛ на заданій частоті. Дві смужкові лінії передачі, зв'язані через щілинний резонатор у заземлюючій підкладці, забезпечують заданий імпеданс ланки на вищих гармоніках основного сигналу. Такі ланки можуть використовуватися, наприклад, у балансних підсилювачах у схемі з двох транзисторів, що працюють паралельно. Матриця розсіяння на двох МСЛ, зв'язаних через щілинний резонатор у заземлюючій площині, наведена на Рис. 3.9а. Нумерація плечей показана на рисунку. На Рис. 3.9б показана фільтрація сигналу в плечах 2 і 4 на частоті 4 ГГц за умови подачі двох синфазних сигналів з плечей 1 і 3.

На Рис. 3.10а показаний експериментальний макет пристрою з двох МСЛ, зв'язаних через щілинний резонатор (позначений на малюнку пунктиром), плечі 2 і 4 зв'язані через кільцевий суматор, а на Рис. 3.10б наведені експериментальні залежності відповідних коефіцієнтів передачі, які підтверджують резонансне затухання сигналу на частоті 4 ГГц.

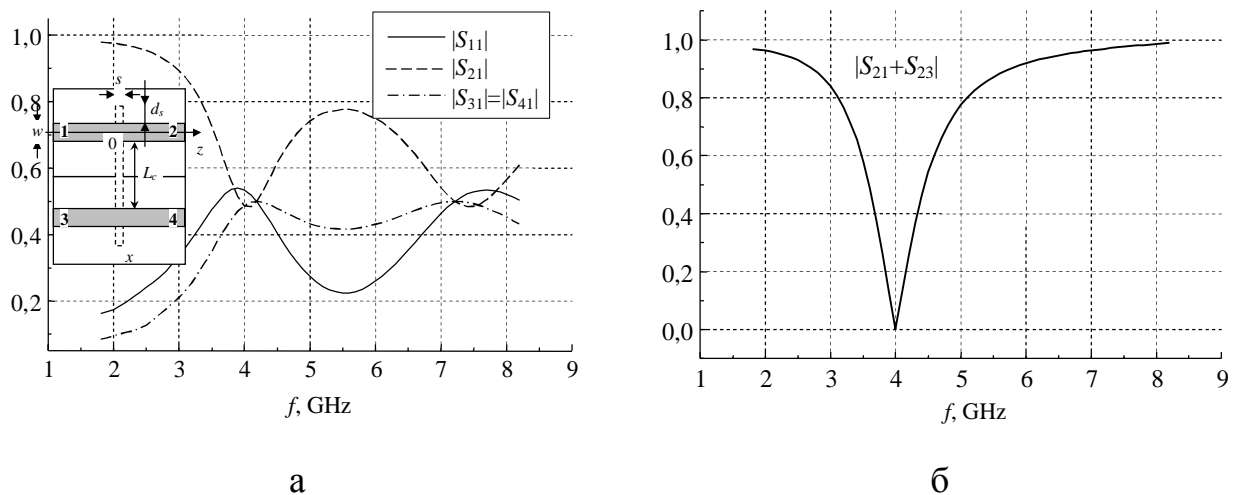
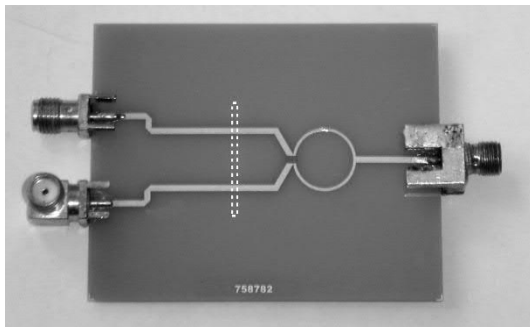
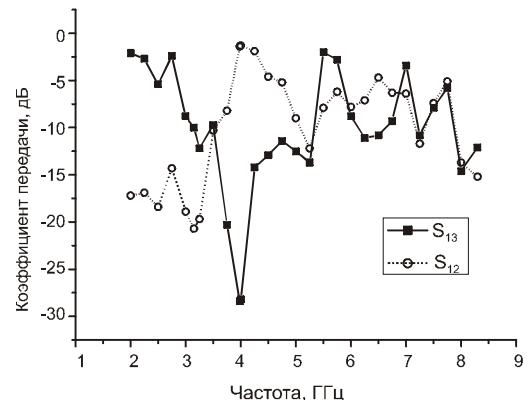


Рис 3.9. Характеристика двох МСЛ, зв'язаних через щілинний резонатор у заземлюючій площині. Параметри ліній (у мм):  $\epsilon_r=9.8$ ,  $h=1.0$ ,  $w=1.0$ ,  $s=0.5$ ,  $d_s=4.41$ ,  $L_c=8.82$



а



б

Рис. 3.10. (а) – Макет мікрохвильової 3-портової схеми з двох МСЛ, що зв'язані через ЦР, і (б) – його експериментально виміряні характеристики [6]

### 3.3 Висновки за Розділом 3

Таким чином, у 3-му розділі отримано наступні нові наукові результати:

1) Розвинутий метод поперечного резонансу для аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу із симетрією у поперечному напрямку для 2-портових планарних схем. Отримано прості вирази для розрахунку елементів матриці розсіяння на симетричних неоднорідностях та запропоновано методіку попереднього аналізу схем за даними розрахунку спектрів власних частот резонаторів із двома різними умовами у площині симетрії та на поздовжніх границях (ідеальних електричній або магнітній стінці).

2) Показано, що за умови симетрії структури у поперечному напрямі точки перетину спектральних кривих, отриманих з розв'язків крайових задач із різними умовами у площині симетрії, можуть нести інформацію про частоти резонансного відбиття або пропускання на цій неоднорідності.

3) Отримано умову поперечного резонанса у термінах матриці розсіяння для 4-портової планарної схеми, що описує взаємодію між смужковою і щілинною лініями передачі, які взаємно-перпендикулярно розташовані по різні боки підкладки. На основі методу поперечного резонансу розроблений алгоритм розрахунку матриці розсіяння на схрещенні мікросмужкової і щілинної ліній

передачі. Алгоритм базується на строгому розв'язанні трьох крайових задач для смужково-щілинного резонатору із різними умовами у двох площинах симетрії.

4) Як приклад використання і для перевірки правильності розрахунків, на основі отриманої  $S$ -матриці переходу МСЛ – ЩЛ за теорією довгих ліній розрахована схема з двох МСЛ, зв'язаних через щілинний резонатор, яка забезпечує фільтрацію гармоніки основного сигналу.

## 4 РОЗДІЛ 4

ВУЗЬКІ ПРЯМОКУТНІ ЩІЛИННІ РЕЗОНАТОРИ У  
МЕТАЛІЗОВАНОМУ ШАРІ МІКРОСМУЖКОВОЇ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ І  
ПЕРІОДИЧНІ СТРУКТУРИ НА ЇХ ОСНОВІ

У цьому розділі розглянуто характеристики розсіяння на вузькому прямокутному щілинному резонаторі у заземлюючій площині мікросмужкової лінії. Для цього використовується розвинутий у Розділі 3 метод поперечного резонансу для симетричних у поперечному напрямі структур. 2-портова схема аналізується двома способами: за теорією довгих ліній з матриці розсіяння 8-полюснику МСЛ – ЩЛ, отриманої у підрозділі 3.2 (низькочастотний варіант), і строгим розрахунком за методом поперечного резонансу.

Також досліджені характеристики розсіяння періодичних структур на базі прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ і розглянуто ефекти взаємодії неоднорідностей. Розділ написаний за результатами досліджень, що наведені у роботах [7], [8], [15], [38].

#### 4.1 Матриця розсіяння на щілинному резонаторі у низькочастотному діапазоні хвиль

Найпростішим варіантом неоднорідності у заземлюючій площині МСЛ є вузькі щілинні резонатори (ЩР) прямокутної форми. Матрицю розсіяння на цій неоднорідності можна отримати за теорією довгих ліній з (3.26), якщо перерахувати її у 4-полюсник із короткозамкненими шлейфами у ЩЛ, Рис. 4.1.

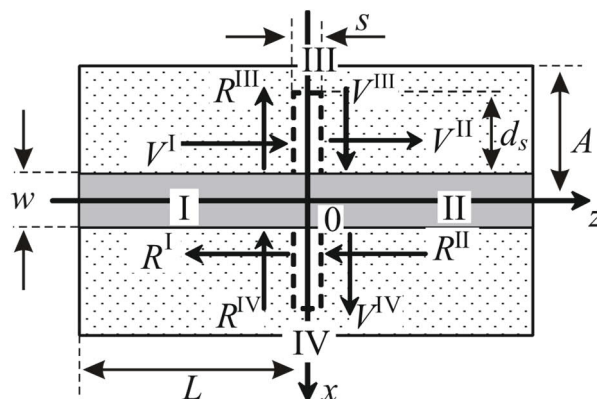


Рис. 4.1. Щілинний резонатор у заземлюючій площині МСЛ

Для короткозамкнених шлейфів в областях III, VI, припускаючи, що електричні стінки розташовані у площинах  $x = \pm w/2 \pm d_s$ , отримаємо співвідношення:

$$R^{III} = -\exp(2j\beta_s d_s) V^{III} = -D_s V^{III}. \quad (4.1a)$$

$$V^{IV} = -\exp(2j\beta_s d_s) R^{IV} = -D_s R^{IV}, \quad (4.1б)$$

де  $\beta_s$  – стала поширення регулярної ЩЛ. Підставляючи вирази (4.1) у (3.26) і розв'язуючи отриману систему, знайдемо необхідну матрицю розсіяння на ЩР у заземлюючій площині МСЛ [7]:

$$\begin{aligned} R^I &= S_{r11} V^I + S_{r12} R^II, \\ V^II &= S_{r21} V^I + S_{r22} R^II. \end{aligned} \quad (4.2)$$

#### 4.2 Постановка і розв'язання крайових задач для прямокутного щілинного резонатору у заземлюючій площині МСЛ

У мікрохвильовому діапазоні крайову задачу про розсіяння основної хвилі МСЛ на ЩР в її заземлюючому (металізованому) шарі необхідно розв'язувати у строгій постановці, оскільки формула (4.2) на частотах вище за 2 ГГц дає суттєву похибку [7].

Топологія мікросмужкового резонатору із ЩР в його заземлюючій площині, для якого розв'язуються крайові задачі, показана на Рис. 4.2 (тришарова планарна структура). У загальному випадку ЩР розташовується довільно щодо центру МСЛ (із зсувом що до неї  $X_0$ , Рис. 4.2). У разі симетричного розташування ЩР щодо площини  $x = 0$  (тобто, коли  $X_0 = 0$ ) крайова задача для резонатора розв'язується розкладанням поля в ряд Фур'є по непарних модах (використовується умова магнітної стінки у площині симетрії  $x = 0$ ). А симетрія структури щодо площини  $z = 0$  вказує на два типи стоячих хвиль у резонаторі, які беруть участь у формуванні матриці розсіяння основної хвилі МСЛ на цій неоднорідності. Це стоячі хвилі з граничними умовами магнітної (*m.w.*) і електричної стінки (*e.w.*) у площині симетрії  $z = 0$  і на границі резонатору  $z = L$ . Метод поперечного резонансу у застосуванні до такої неоднорідності дає набір з двох розв'язків крайових



задач для розміру екрану  $L$  по вісі  $z$  на кожній частоті при заданій ширині екрану МСЛ  $A$ , звідки за формулою (3.8) знаходяться елементи матриці розсіяння.

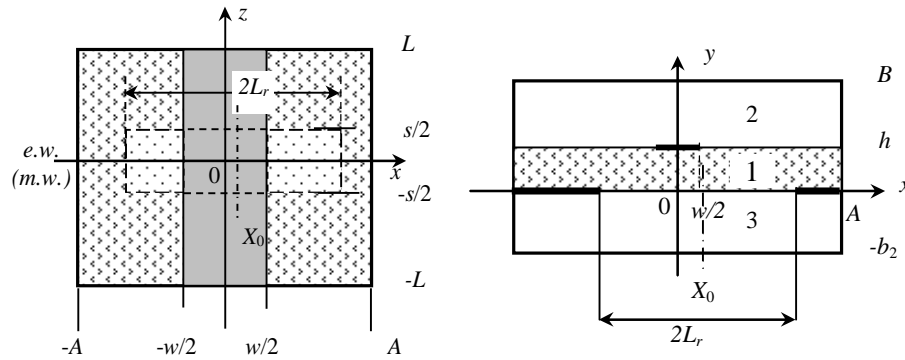


Рис. 4.2. Топологія об'ємного резонатору для розв'язання крайових задач для щілинного резонатору (ЩР) у заземлюючій площині МСЛ. Загальний випадок розташування ЩР зі зсувом  $X_0$  що до центру смужки

Розглянемо постановку та розв'язання крайової задачі для смужкового резонатора за умови електричної стінки ( $e.w.$ ) у площині симетрії  $z=0$ , яка відповідає симетрії основної хвилі щілинної лінії передачі («електрична» крайова задача). Розв'язується рівняння Гельмгольца для електричного ( $e$ ) і магнітного ( $h$ ) векторних потенціалів в кожній з часткових областей резонатору,  $i=1-3$ :

$$\Delta A_{h(e)y,i} + k_0^2 \varepsilon_{ri} A_{h(e)y,i} = 0,$$

де  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $\varepsilon_{ri}$  – відносна діелектрична проникність  $i$ -го шару. При несиметричному розташуванні ЩР щодо смужки (площини  $x=0$ ) поле за координатою  $x$  розкладається за повним набором функцій з тригонометричного базису. В обраній системі координат розкладання для векторних потенціалів виглядають наступним чином:

$$A_{ey,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{mn} \sin k_{xm} (x-A) \cdot \sin k_{zn} z \cdot F_{ei,mn} (y), \quad (4.3a)$$

$$A_{hy,i} = \sum_{m=0} \sum_{n=0} P_{mn} \cos k_{xm} (x-A) \cdot \cos k_{zn} z \cdot F_{hi,mn} (y). \quad (4.3b)$$

де  $k_{xm} = \pi m/2A$ ,  $k_{zn} = \pi n/L$ ,  $P_{mn} = \sqrt{\frac{1}{A(1+\delta_{m0})}} \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{L}} \frac{1}{\chi_{mn}}$ ,  $\chi_{mn}^2 = k_{xm}^2 + k_{zn}^2$ . Функції

$F_{ei,mn}(y), F_{hi,mn}(y)$  з невідомими коефіцієнтами розкладання – ті ж самі, що і в п.

3.2. Електромагнітне поле в площині щілинного резонатора розкладається в ряди за поліномами Чебишова і тригонометричним функціям з хвильовим вектором  $k_{x1p} = \pi p / 2L_r$ , та з урахуванням зсуву  $X_0$  записується у такий спосіб ( $t = 2z/s$ ):

$$\mathbf{E}_0(x, z) = (E_{0z}(x, z), E_{0x}(x, z)), \quad |z| \leq s/2, \quad |x - X_0| \leq L_r,$$

$$E_{0z}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \cos k_{x,p} (x - L_r - X_0) \cdot E_{0z,p}(z),$$

$$E_{0x}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{A}} \sin k_{x,p} (x - L_r - X_0) \cdot E_{0x,p}(z),$$

$$E_{0z,p}(z) = (1 - t^2)^{-1/2} \sum_{k=0}^P f_{p,k} T_{2k}(t), \quad E_{0x,p}(z) = \sqrt{1 - t^2} \sum_{k=0}^P g_{p,k} U_{2k+1}(t),$$

$f_{p,k}$ ,  $g_{p,k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання. Густини струмів на смужці у відсутності симетрії щодо площини  $x = 0$  записуються у вигляді розкладань за повним набором ортогональних з вагою поліномів Чебишова  $T_k(2x/w)$ ,  $U_k(2x/w)$  (парних і непарних):

$$\mathbf{J}(x, z) = (J_x(x, z), J_z(x, z)), \quad |x| \leq w/2, \quad |z| \leq L,$$

$$J_z(x, z) = \sum_{q=0}^Q \sqrt{\frac{2 - \delta_{q0}}{L}} \cos k_{zq} z \sum_{k=0}^Q c_{q,k} \phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right), \quad J_x(x, z) = \sum_{q=1}^Q \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k_{zq} z \sum_{k=0}^Q d_{q,k} \psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right),$$

$$\phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) = (1 - (2x/w)^2)^{-1/2} T_k(2x/w), \quad \psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) = \sqrt{1 - (2x/w)^2} U_k(2x/w),$$

$c_{q,k}$ ,  $d_{q,k}$  – також невідомі коефіцієнти розкладання. Зшиваючи дотичні складові електричного поля на границях  $y = 0$  та  $y = h$  і застосовуючи процедуру Гальоркіна, отримаємо СЛАР щодо невідомих коефіцієнтів  $(\mathbf{c}, \mathbf{d}, \mathbf{f}, \mathbf{g})$ . При її укладанні враховується, що магнітне поле на щілині записується у вигляді подвійних рядів:

$$H_{0z}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \sin k_{x1p} x \sqrt{1 - (2z/s)^2} \sum_{k=0}^P h_{p,k} U_{2k+1} \left( \frac{z}{s/2} \right),$$

$$H_{0x}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \cos k_{x1p} x \frac{1}{\sqrt{1 - (2z/s)^2}} \sum_{k=0}^P j_{p,k} T_{2k} \left( \frac{z}{s/2} \right).$$

Крім того, у СЛАР присутні інтеграли, що були використані для побудови алгоритмів (які були реалізовані у середовищі Delphi):

$$\begin{aligned} K_{mp} &= \sqrt{\frac{1}{L_r}} \sqrt{\frac{1}{A}} \int_{X_0-L_r}^{X_0+L_r} \sin k_{x1p} (x-L_r-X_0) \sin k_{xm} (x-A) dx = \\ &= \sqrt{\frac{1}{L_r}} \sqrt{\frac{1}{A}} \frac{-2k_{x1p}}{k_{x1p}^2 - k_{xm}^2} \left( \cos^2 \frac{\pi p}{2} \cos k_{xm} (X_0-A) \sin k_{xm} L + \right. \\ &\quad \left. + \sin^2 \frac{\pi p}{2} \sin k_{xm} (X_0-A) \cos k_{xm} L \right), \end{aligned}$$

$$E_{0z,pn}(k_{zn}) = \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{L}} \int_0^{s/2} E_{0z,p}(z) \cos k_{zn} z dz = \sum_{k=0} f_{p,k} \alpha_{nk}^S,$$

$$\alpha_{nk}^S = (-1)^k \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{L}} \frac{s}{2} \frac{\pi}{2} J_{2k} \left( k_{zn} \frac{s}{2} \right).$$

$$\begin{aligned} L_{mp} &= \sqrt{\frac{1}{L_r}} \sqrt{\frac{1}{A(1+\delta_{m0})}} \int_{X_0-L_r}^{X_0+L_r} \cos k_{x1p} (x-L_r-X_0) \cos k_{xm} (x-A) dx = \\ &= \sqrt{\frac{1}{L_r}} \sqrt{\frac{1}{A(1+\delta_{m0})}} \frac{-2k_{xm}}{k_{x1p}^2 - k_{xm}^2} \left( \cos^2 \frac{\pi p}{2} \cos k_{xm} (X_0-A) \sin k_{xm} L + \right. \\ &\quad \left. + \sin^2 \frac{\pi p}{2} \sin k_{xm} (X_0-A) \cos k_{xm} L \right), \end{aligned}$$

$$E_{0x,pn}(k_{zn}) = \sqrt{\frac{2}{L}} \int_0^{s/2} E_{0x,p}(z) \sin k_{zn} z dz = \sum_{k=0} g_{p,k} \beta_{nk}^S,$$

$$\beta_{nk}^S = (-1)^k \sqrt{\frac{2}{L}} \frac{2k+2}{k_{zn}} \frac{\pi}{2} J_{2k+2} \left( k_{zn} \frac{s}{2} \right).$$

$$J_{z,qm} = \sqrt{1/A} \int_{-w/2}^{w/2} J_{z,q}(x) \sin k_{xm} (x-A) dx = \sum_{k=0} c_{q,k} \alpha_{mk}^m,$$

$$J_{x,qm} = \sqrt{1/A(1+\delta_{m0})} \int_{-w/2}^{w/2} J_{x,q}(x) \cos k_{xm} (x-A) dx = \sum_{k=0} d_{q,k} \beta_{mk}^m,$$

де

$$\alpha_{mk}^m = -2 \sqrt{\frac{1}{A}} \frac{w}{2} \frac{\pi}{2} J_k \left( k_{xm} \frac{w}{2} \right) \sin \left( \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi k}{2} \right),$$

$$\beta_{mk}^m = -2 \sqrt{\frac{1}{A}} \frac{k+1}{k_{xm}} \frac{\pi}{2} J_{k+1} \left( k_{xm} \frac{w}{2} \right) \sin \left( \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi k}{2} \right), m \neq 0, \beta_{0,0}^m = \sqrt{\frac{1}{2A}} \frac{w}{2} \frac{\pi}{2}.$$

Тепер розглянемо постановку «магнітно-електричної» крайової задачі для резонатору за умови магнітної стінки в площині симетрії щілинного резонатору  $z = 0$ . За граничної умови електричної стінки при  $z = \pm L$  в області  $0 \leq z \leq L$ , що аналізується, укладається чверть довжини хвилі. Розкладання у ряди Фур'є електричного і магнітного векторних потенціалів запишеться у вигляді:

$$A_{ey,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{mn} \sin k_{xm} (x - A) \cdot \cos k_{zn} z \cdot F_{ei,mn} (y), \quad (4.4a)$$

$$A_{hy,i} = \sum_{m=0} \sum_{n=1} P_{mn} \cos k_{xm} (x - A) \cdot \sin k_{zn} z \cdot F_{hi,mn} (y). \quad (4.4б)$$

де  $k_{xm} = \pi m / 2A$ ,  $k_{zn} = \pi(2n - 1) / 2L$ . Розкладання густини струмів на смужці  $J_z(x, z), J_x(x, z)$  залишаться такими ж самими, що і вище, але зміниться парність власних функцій у розкладанні електричного поля на щілинному резонаторі за поліномами ( $t = 2z/s$ ):

$$E_{0z,p}(z) = (1 - t^2)^{-1/2} \sum_{k=0} f_{p,k} T_{2k+1}(t), \quad E_{0x,p} = \sqrt{1 - t^2} \sum_{k=0} g_{p,k} U_{2k}(t).$$

Процедура «зшивання» полів на границях часткових областей і отримання СЛАР за методом Гальоркіна аналогічна описаній вище для «електричної» крайової задачі і у підрозділі 3.2. Для практичних розрахунків зручніше розв'язувати «магнітну» крайову задачу, тобто задачу з граничними умовами магнітної стінки при  $z = \pm L$ , тоді у рядах (4.4) зміниться тільки вираз для хвильового вектору  $k_{zn} = \pi n / L$ .

При симетричному розташуванні ЩР щодо площини  $x=0$  ( $X_0=0$ , Рис. 4.2) розкладання електричного і магнітного векторних потенціалів у подвійні ряди Фур'є для «електричної» та «магнітної» крайових задач аналогічні тим, що були записані у розділі 3.2, а саме:

$$\begin{aligned} A_{ey,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=1(0)} \varphi_{mn}(x, z) F_{ei,mn}(y), \\ A_{hy,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=0(1)} \psi_{mn}(x, z) F_{hi,mn}(y), \end{aligned} \quad (4.5)$$

де  $k_{xm} = \pi(2m - 1) / 2A$ ,  $k_{zn} = \pi n / L$  і

$$\begin{aligned}\Phi_{mn}(x, z) &= \begin{cases} P_{mn} \cos k_{xm} x \sin k_{zn} z, & e.w. - e.w. \\ P_{mn} \cos k_{xm} x \cos k_{zn} z, & m.w. - m.w. \end{cases} \\ \Psi_{mn}(x, z) &= \begin{cases} P_{mn} \sin k_{xm} x \cos k_{zn} z, & e.w. - e.w. \\ P_{mn} \sin k_{xm} x \sin k_{zn} z, & m.w. - m.w. \end{cases}\end{aligned}\quad (4.6)$$

За умови нормування базисних функцій

$$\int_S |\nabla \Phi_{mn}|^2 dS = 1, \quad \int_S |\nabla \Psi_{mn}|^2 dS = 1,$$

параметр  $P_{mn}$  дорівнює  $P_{mn} = \sqrt{\frac{2}{A}} \sqrt{\frac{2 - \delta_{n0}}{L}} \frac{1}{\chi_{mn}}$ ,  $\chi_{mn}^2 = k_{xm}^2 + k_{zn}^2$ . Густина струму на смужці запишеться у вигляді (відповідно для «електричної» та «магнітної» крайових задач):

$$\begin{aligned}J_z(x, z) &= \sum_{q=0(1)}^Q \sqrt{\frac{2 - \delta_{q0}}{L}} \begin{cases} \cos k_{zq} z \\ \sin k_{zq} z \end{cases} \sum_{k=0} c_{q,k} \phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right), \\ J_x(x, z) &= \sum_{q=1(0)}^Q \sqrt{\frac{2 - \delta_{q0}}{L}} \begin{cases} \sin k_{zq} z \\ \cos k_{zq} z \end{cases} \sum_{k=0} d_{q,k} \psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right),\end{aligned}\quad (4.7)$$

$$\phi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) = \left( 1 - \left( \frac{x}{w/2} \right)^2 \right)^{-1/2} T_{2k} \left( \frac{x}{w/2} \right), \quad \psi_k \left( \frac{x}{w/2} \right) = \sqrt{1 - \left( \frac{x}{w/2} \right)^2} U_{2k+1} \left( \frac{x}{w/2} \right).$$

Розподіл поля на щілинному резонаторі у цьому випадку має вигляд:

$$\begin{aligned}E_{0z}(x, z) &= \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \cos k_{x1p} x \sum_{k=0} f_{p,k} \phi_k \left( \frac{z}{s/2} \right), \\ E_{0x}(x, z) &= \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \sin k_{x1p} x \sum_{k=0} g_{p,k} \psi_k \left( \frac{z}{s/2} \right),\end{aligned}\quad (4.8)$$

$$\phi_k \left( \frac{z}{s/2} \right) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - (2z/s)^2}} T_{2k} \left( \frac{z}{s/2} \right), & e.w. - e.w. \\ \frac{1}{\sqrt{1 - (2z/s)^2}} T_{2k+1} \left( \frac{z}{s/2} \right), & m.w. - m.w. \end{cases} \quad \psi_k \left( \frac{z}{s/2} \right) = \begin{cases} \sqrt{1 - (2z/s)^2} U_{2k+1} \left( \frac{z}{s/2} \right), & e.w. - e.w. \\ \sqrt{1 - (2z/s)^2} U_{2k} \left( \frac{z}{s/2} \right), & m.w. - m.w. \end{cases}$$

де  $k_{x1p} = \frac{\pi(2p-1)}{2L_r}$ . Надалі, використовуючи для алгебраїзації крайових задач вирази (4.7), (4.8), з умов безперервності функцій на границях часткових областей

записується СЛАР, з умови розв'язності якої розраховуються власні частоти резонатору із неоднорідністю у вигляді вузького ЩР прямокутної форми.

#### 4.3 Приклади чисельних розрахунків спектрів власних частот і характеристик розсіяння на прямокутних щілинних резонаторах у заземлюючій площині МСЛ

Розглянемо залежності власних частот напівхвильового смужкового резонатору (при зрізанні рядів до  $Q = 1, P = 1$ ) з неоднорідністю у вигляді прямокутного ЩР у заземлюючій площині від деяких параметрів структури. Спектральні характеристики розраховані для підкладки (у мм)  $\epsilon_r=9.8, h=1.0$  та 50-омної МСЛ шириною  $w=1.0$ . На Рис. 4.3а,б наведені спектральні характеристики резонатору із щілинними резонаторами із напівдовжинами  $L_r=5.0$  та  $L_r=9.0$  мм і шириною щілини  $s=0.5$  мм у залежності від величини зсуву  $X_0$ .

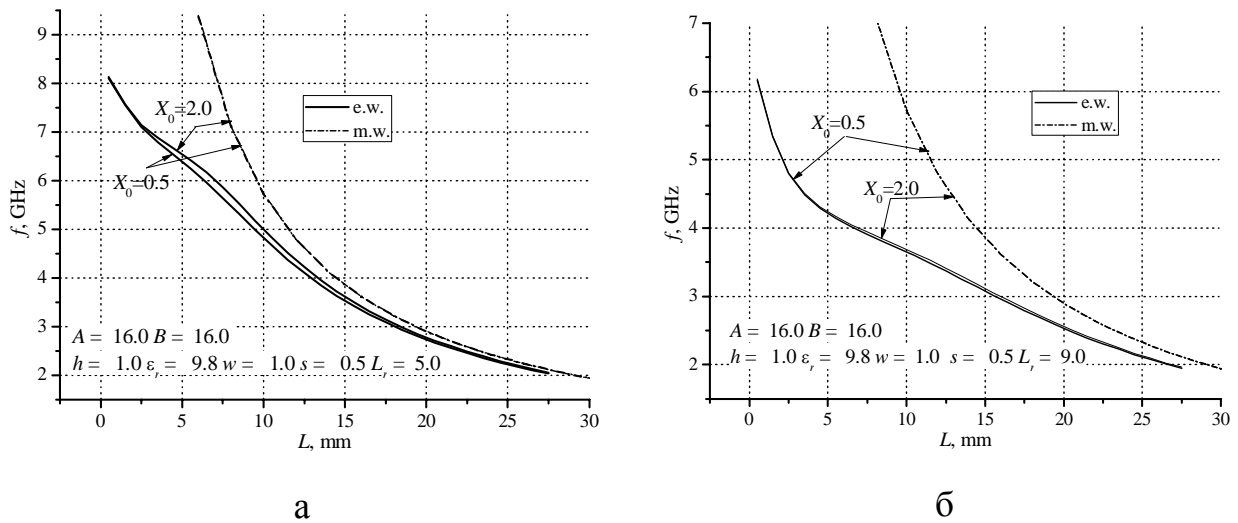


Рис. 4.3. Спектр власних частот об'ємного резонатору із ЩР напівшириною (а)  $L_r=5.0$  і (б)  $L_r=9.0$  мм у заземлюючій площині МСЛ у залежності від зсуву  $X_0$ , отриманий з розв'язання «електричної» і «магнітної» крайових задач. Видно, що до зсуву щодо центру смужки  $X_0$  чутлива тільки спектральна характеристика, що отримується з розв'язку «електричної» крайової задачі. «Магнітна» мода (m.w. у площині  $z = 0$ ) резонатору не «відчуває» зсуву ЩР щодо смужки, оскільки вона відповідає реактивній (вищій) моді у ЩР і не бере участі у передачі енергії у смузі частот, що розглядається.

Спектр власних частот смужкового резонатора із неоднорідністю у залежності від ширини щілини при невеличкому зсуві  $X_0 = 0.5$  мм наведено на Рис. 4.4а,б. Видно, що «магнітна» мода резонатора чутлива до ширини щілини тільки на відносно високих частотах, що пов'язано з реактивним характером взаємодії поля на щілині із смужковою лінією, а крутизна спектральної характеристики «електричної» моди тим більша, чим більша ширина щілини  $s$ .

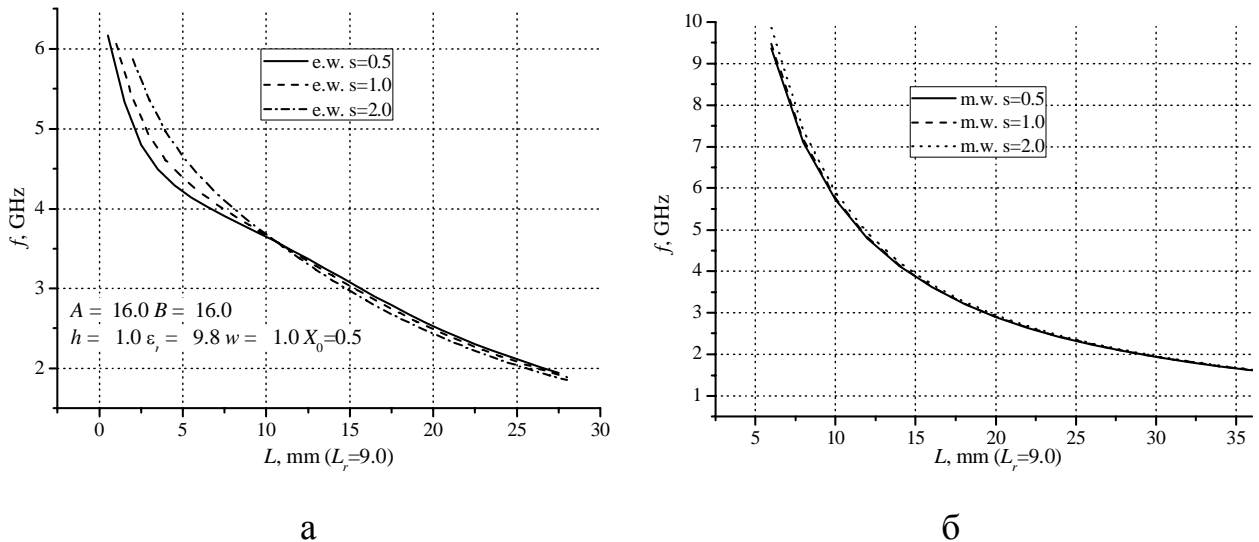


Рис. 4.4. Спектр власних частот об'ємного резонатору з ЩР прямокутної форми розміром  $L_r=9.0$  мм у заземлюючій площині МСЛ із зсувом щодо центру смужки  $X_0=0.5$  мм у залежності від ширини щілини  $s$ , отриманий з розв'язків (а) «електричної» і (б) «магнітної» крайових задач

Далі розглянемо розрахунок типової характеристики розсіяння (коефіцієнтів відбиття і передачі) основної хвилі МСЛ на вузькому прямокутному ЩР в її заземлюючій площині. Різниця результатів розрахунку матриці розсіяння двома способами, що описано у підрозділах 4.1 та 4.2, показана на Рис. 4.5а. Вона складає приблизно 200 МГц на частоті 4 ГГц.

На Рис. 4.5б показаний спектр власних частот об'ємного мікросмужкового резонатора з неоднорідністю, що був отриманий з розв'язання трьох крайових задач, а на рис. Рис. 4.5в – відповідні йому характеристики розсіяння, розраховані за формулами (3.8). Додаткова «магнітно-електрична» задача розв'язувалась з метою наочної демонстрації частоти резонансної взаємодії основної хвилі МСЛ

з неоднорідністю, на якій спостерігається мінімум коефіцієнту передачі  $S_{21}$  (3.7). З Рис. 4.5б видно, що звичайний прямокутний ЩР у заземлюючій площині МСЛ формує характеристику розсіяння у вигляді одночастотного смуго-запирального фільтру. Така характеристика еквівалентна характеристиці послідовного коливального контуру, паралельно включеного у лінію передачі.

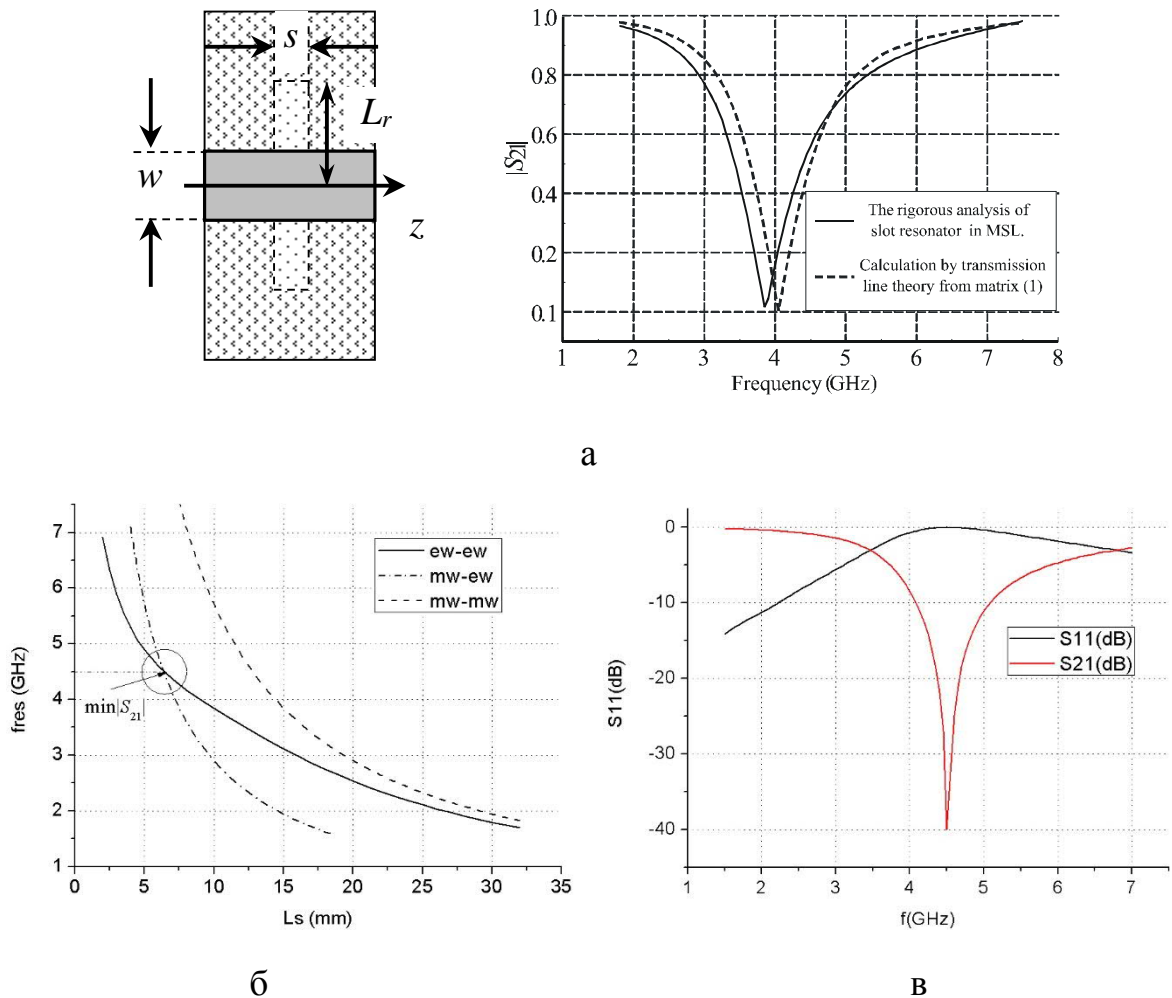


Рис. 4.5. (а) – Топологія ЩР у заземлюючій площині МСЛ та приклад розрахунку коефіцієнту передачі двома способами з [7]. Параметри структури: ( $y$  мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , ширина МСЛ  $w=1.0$  ( $Z_0=50$  Ом), розміри екрану  $A=16.0$ ,  $b_1=b_2=15.0$ , розміри щілинного резонатору  $s=0.5$ ,  $L_r=9.75$ ; (б) – Спектр власних частот  $f_{res}$  резонатору із вузьким прямокутним ЩР у заземлюючій площині та (в) – характеристики розсіяння на ньому основної хвилі МСЛ, розраховані за методом поперечного резонансу для ЩР розмірами  $s=0.5$ ,  $L_r=9.25$



#### 4.4 Періодичні структури на базі прямокутних щілинних резонаторів у заземлюючій площині МСЛ

Теоретичний і практичний інтерес становлять періодичні структури з ЩР у заземлюючій площині МСЛ. Їх ще називають Electromagnetic-bandgap (EBG) структури за аналогією з Photonic bandgap структурами [8]. Приклад найпростішої одноступеневої періодичної структури на базі ЩР наведено на Рис. 4.6.

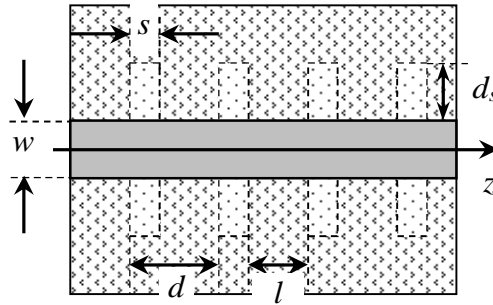


Рис. 4.6. Одноступенева періодична структура з прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ

Нехай  $S_r$  – 2-портова матриця розсіяння на окремому ЩР у заземлюючій площині МСЛ виду (4.2), що розрахована або з матриці 8-полюсника (3.26), або методом поперечного резонансу безпосереднім розв'язанням двох крайових задач. Тоді матриця розсіяння періодичної структури з кінцевим числом ланок  $n$  і періодом  $d = s + l$ , де  $l$  – відстань між ЩР, розраховується за відомими формулами каскадного з'єднання 4-полюсників. Використовуючи (4.2), матриця розсіяння елементарної комірки періодичної структури набуде такого вигляду:

$$\begin{pmatrix} R^I \\ V^{II} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{r11} & S_{r12} D_m \\ D_m S_{r21} & D_m S_{r22} D_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \end{pmatrix} = S_s \begin{pmatrix} V^I \\ R^{II} \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

де  $D_m = \exp(-j\beta_m l)$ ,  $\beta_m$  – стала поширення основної моди регулярної МСЛ. Для нескінченного ланцюга щілинних резонаторів зсув фаз просторової гармоніки періодичної структури  $\Gamma = j\varphi = j(\beta - j\alpha)d = j\gamma d$ , де  $\gamma = \beta - j\alpha$  є сталою поширення моди Флоке, знайдемо з використанням відомих елементів матриці розсіяння (4.9) з наступного рівняння [133]:

$$S_{S11} - S_{S22}^{-1} - S_{S22}^{-1} S_{S12} S_{S21} + S_{S22}^{-1} S_{S12} \exp(-\Gamma) + S_{S22}^{-1} S_{S21} \exp(\Gamma) = 0. \quad (4.10)$$

Враховуюючи, що у одномодовому режимі  $S_{S12} = S_{S21}$ , отримаємо:

$$\cosh \Gamma = \frac{1 - S_{S11} S_{S22} + S_{S12}^2}{2S_{S12}} = A_p. \quad (4.11)$$

Для матриці розсіювання пасивної ланки значення  $A_p$  у правій частині (4.11) є дійсним. У залежності від  $A_p$ , корені рівняння (4.11) знаходять наступним чином.

Якщо  $|A_p| \leq 1$ , то

$$\begin{aligned} \cosh \Gamma &= \cos \beta d = A_p, \\ \beta d &= \arccos A_p, \quad \alpha = 0. \end{aligned} \quad (4.12a)$$

Для  $|A_p| > 1$  та  $A_p > 1$  отримаємо:

$$\begin{aligned} \cosh \Gamma &= \cosh \alpha d = A_p, \\ \beta &= 0, \quad \alpha d = \operatorname{arccosh} A_p. \end{aligned} \quad (4.12б)$$

При  $|A_p| > 1$  і  $A_p < -1$  отримаємо:

$$\begin{aligned} \cosh \Gamma &= \cosh \alpha d = -A_p, \\ \beta d &= \pi, \quad \alpha d = \operatorname{arccosh}(-A_p). \end{aligned} \quad (4.12в)$$

Діапазон частот, де  $\Gamma$  є чисто уявною ( $\alpha=0$ ) відповідає смузі пропускання, а діапазон, де  $\alpha \neq 0$  відповідає смузі запирання [133]. Таким чином характеристика фазового зсуву  $\varphi$  демонструє як смугу пропускання, так і смугу запирання у робочій смузі частот, і характеристики розсіювання періодичної структури можуть бути визначені з характеристики фазового зсуву  $\varphi$  нескінченної періодичної структури.

На Рис. 4.7 показана розрахована і експериментально виміряна характеристика коефіцієнту передачі 6-ланкової періодичної структури з ЩР із шириною щілини  $s=2.0$  мм та зсувом щодо смужки  $X_0=0.5$  мм. Смуга запирання, яку створює періодична структура, складає близько 46%.

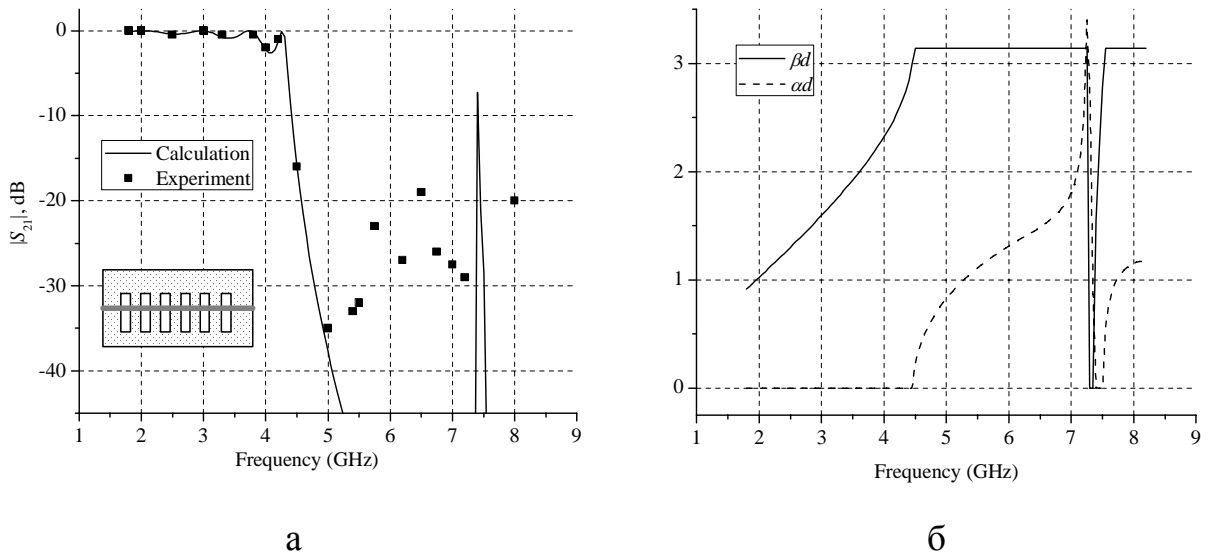


Рис. 4.7. Скінченновимірна 1-D періодична структура на основі ЩР, несиметрично розташованих у заземлюючому шарі МСЛ, з параметрами (у мм)  $s=2.0$ ,  $2L_r=10$ ,  $X_0=0.5$ ,  $l=6.0$  [7], ширина мікросмужки  $w=1.0$ , параметри підкладки  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , параметри екрану  $A=16.0$   $B=8.5$ ,  $b_1=7.5$ . (а) – характеристика коефіцієнту передачі на  $n=6$  комірках структури; (б) – фазовий зсув  $\gamma d$

Для порівняння, на Рис. 4.8 наведено результати аналізу 1-D періодичної структури з широкими «щілинами» з числом ланок  $n=3$ , що обчислювалася за методом узгодження мод. З рисунку видно, що рівень згасання сигналу в цій структурі менший, ніж у періодичній структурі на вузьких ЩР.

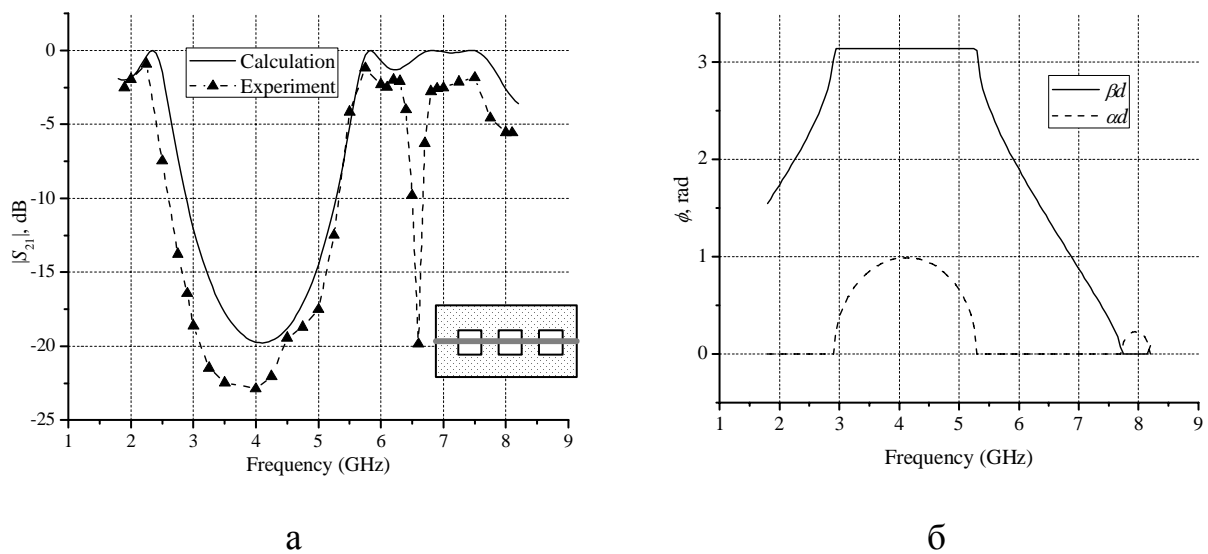


Рис. 4.8. (а) – Скінченновимірна 1-D періодична структура на основі несиметрично розташованих у заземлюючій площині МСЛ широких ЩР із

параметрами (у мм)  $s=10.0$ ,  $2L_r=10$ ,  $X_0=0.5$ ,  $l=6.0$ . (а) – характеристика коефіцієнту передачі на  $n=3$  комірках структури; (б) – характеристика фазового зсуву  $\gamma d$

Розглянемо приклад 2-ступеневої періодичної структури. Тут і далі термін «ступінь» означає число ЩР в елементарній комірці періодичної структури. Для багатоланкової структури загальна матриця розсіяння, як і вище, розраховувалася за формулами каскадного з'єднання 4-полюсників. На Рис. 4.9 наведена характеристика коефіцієнту передачі на 3-х ланках 2-ступеневої періодичної структури з ЩР однакової довжини  $L_r$ . Характеристика коефіцієнту передачі демонструє високий рівень загасання сигналу у смузі частот порядку 26%. Параметри структури:  $s=0.5$ ,  $L_r=5.05$ ,  $X_0=0$ ,  $l_1=3.3$ ,  $l=4.8$  (мм); період структури  $d = 2s + l_1 + l$ .

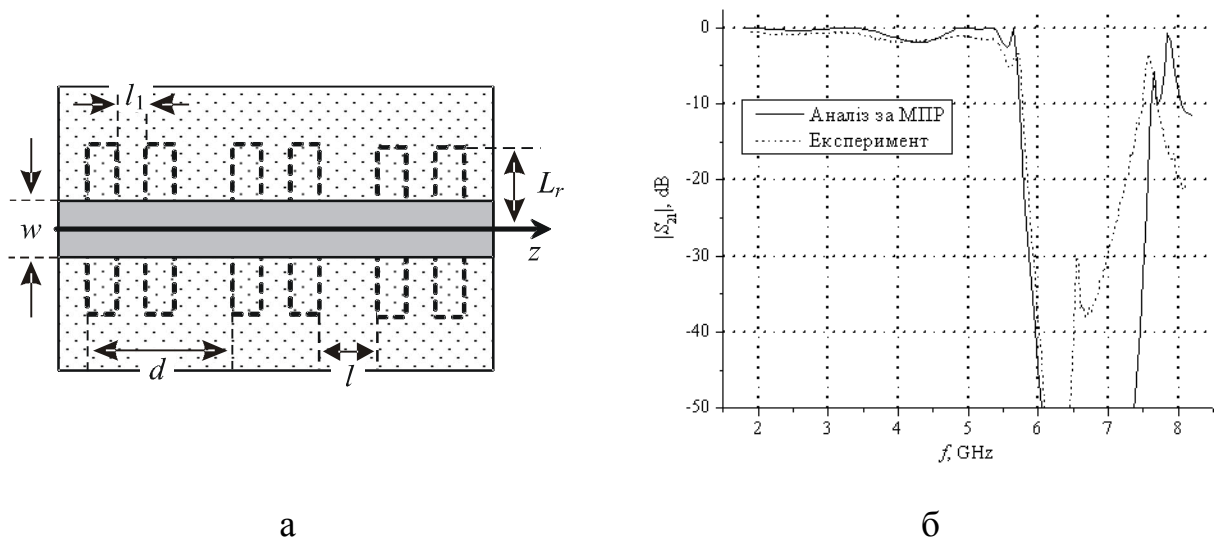


Рис. 4.9. (а) Топологія і (б) характеристика коефіцієнту передачі 2-ступеневої періодичної структури з числом комірок  $n=3$  та параметрами (у мм): розміри ЩР  $s=0.5$ ,  $2L_r=10.1$ ,  $X_0=0$ , відстані  $l_1=3.3$ ,  $l=4.8$ ; розміри екрану  $b_1=b_2=10.0$  [7]

І, зрештою, топологія і характеристики 3-ступеневої структури показані на Рис. 4.10. Дана ланка була оптимізована на передачу основної гармоніки сигналу 1.95 ГГц і замикання другої та третьої гармоніки (3.9 і 5.85 ГГц), причому фази коефіцієнту відбиття на вищих гармоніках дорівнюють відповідно 0 і  $\pi$ . Як приклад використання такої ланки, подібні значення фаз коефіцієнту відбиття на вищих гармоніках основного сигналу у вихідній ланці підсилювача потужності забезпечують його роботу у режимі інверсного класу  $F$ . Зауважимо, що відстані

між ЩР у розглянутих періодичних структурах є такими, що немає необхідності враховувати взаємний зв'язок між сусідніми ЩР [7]. Експериментальні вимірювання характеристик виконані за допомогою векторного аналізатору сигналів Agilent N5230A. В цілому, багатоступеневі періодичні структури на ЩР прямокутної форми можуть використовуватися при проектуванні широкосмугових смуго-запиральних фільтрів або ланок НВЧ із контролем рівня гармонік основного сигналу [134], [26], [27], [44] [128].

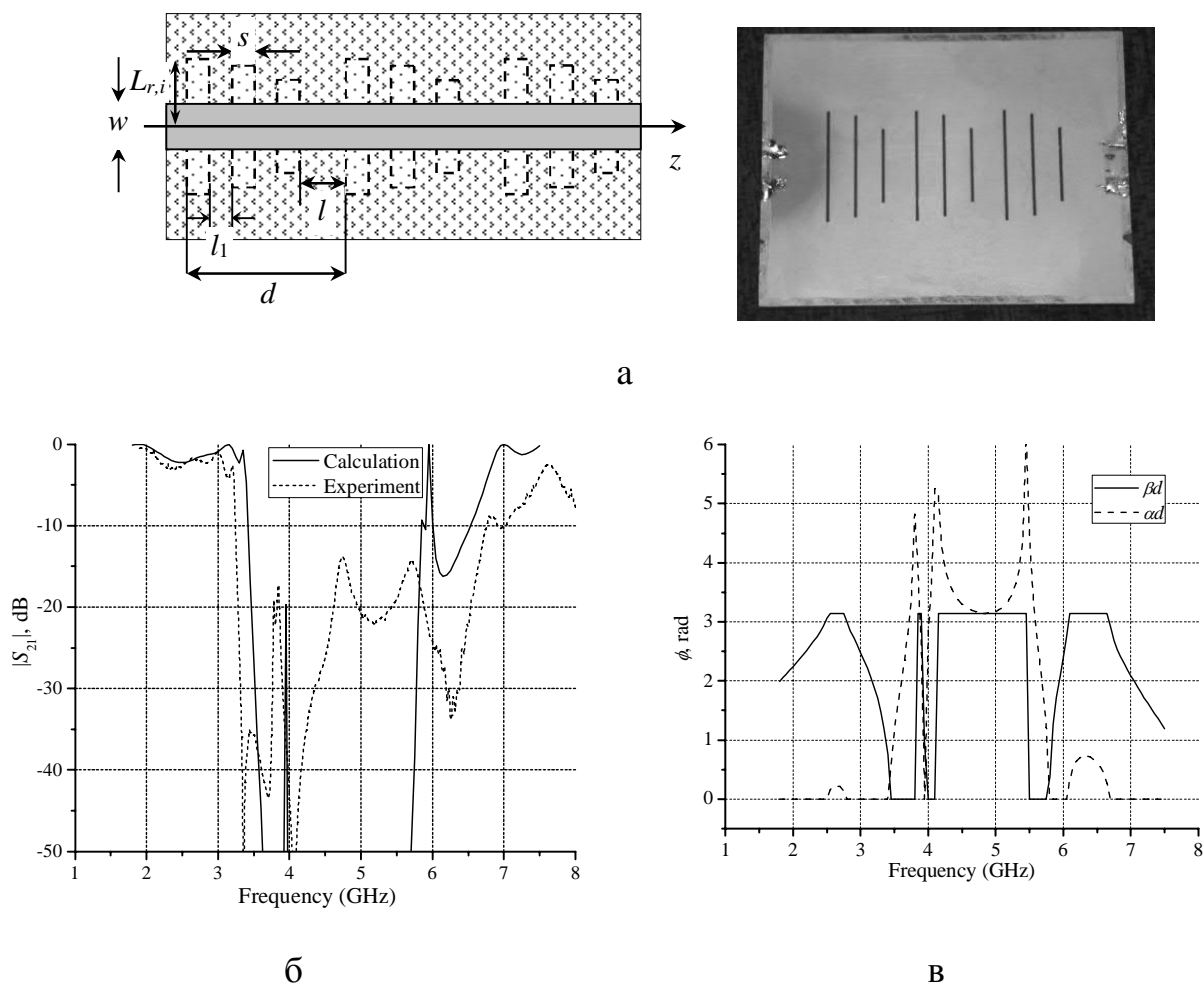


Рис. 4.10. (а) – Топологія, макет і (б) – характеристика коефіцієнту передачі 3-ступеневої періодичної структури з числом комірок  $n=3$  із параметрами (у мм):  $s=0.5$ ,  $L_{r1}=9.9$ ,  $L_{r2}=9.0$ ,  $L_{r3}=6.43$ ;  $l_1=4.0$ ,  $l=5.0$ , період структури  $d=3s+l+2l_1$  [7], (в) – характеристика фазового зсуву  $\gamma d$ .

Резюмуємо вищесказане. Запропоновано та розроблено методи аналізу прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ. Запропоновано два способи

розрахунків: строгим аналізом 4-портової схеми переходу МСЛ – ЩЛ за методом поперечного резонансу із наступним перерахунком матриці розсіяння на 2-портову схему за теорією довгих ліній і безпосереднім строгим розрахунком характеристик розсіяння ЩР у заземлюючій площині МСЛ методом поперечного резонансу. Показано, що в мікрохвильовому діапазоні (на частотах вище 2 ГГц) необхідно враховувати індуктивний характер короткого замикання ЩЛ.

Отримано и досліджено характеристики розсіяння основної хвилі МСЛ на вузьких прямокутних ЩР у залежності від зсуву щодо центру смужки. Вивчено амплітудні і фазові характеристики 1-, 2- і 3-ступеневих періодичних структур на базі ЩР у заземлюючій площині МСЛ, показано, що такі періодичні структури можуть використовуватися для проектування широкосмужкових загороджувальних фільтрів і фільтрів гармонік з різницею фаз між спектральними складовими, що досягає значення  $\pi$ .

#### 4.5 Періодичні структури на зв'язаних щілинних резонаторах у заземлюючій площині МСЛ

Наступною науковою задачею є аналіз близько розташованих щілинних резонаторів у заземлюючій площині МСЛ з бічним взаємним зв'язком між ними (при близькому розташуванні ЩР один щодо одного фактично виходять резонатори на копланарній лінії передачі). Залежно від взаємного розташування, ефект взаємного зв'язку (*mutual coupling*) між ЩР може мати істотний вплив на характеристики розсіяння періодичної структури на їх основі, тобто для строгого аналізу матрицю розсіяння таких ЩР не можна отримати за формулами каскадного з'єднання матриць окремого ЩР.

Топологія екранованого об'ємного мікросмужкового резонатору із зв'язаними ЩР в його заземлюючій площині показана на Рис. 4.11. В силу симетрії структури, для її аналізу досить розглянути половину області, тобто  $0 \leq z \leq L$ , і розв'язати дві крайові задачі для смужкового резонатору з неоднорідністю за умови електричних і магнітних стінок у площині симетрії  $z = 0$  та на електродинамічній границі  $z = L$  (підрозділ 3.1).

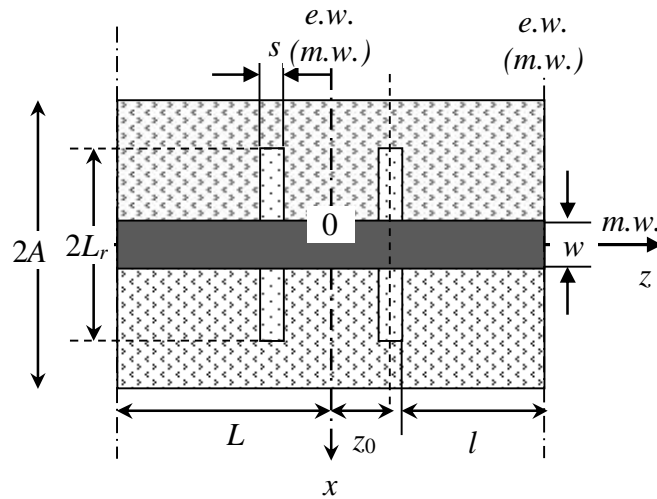


Рис. 4.11. Топологія планарної структури із зв'язаних ЩР у заземлюючій площині МСЛ та граничні умови для крайових задач, що розв'язуються

Розглянемо лише загальну схему розв'язання обох крайових задач, оскільки вона аналогічна розв'язкам у п. 4.2. Векторні потенціали електромагнітного поля для резонатору в області  $0 \leq z \leq L$ ,  $0 \leq x \leq A$ , через які виражаються компоненти полів в часткових областях 1-3, «електричної» і «магнітної» крайових задач записуються у вигляді подвійних рядів Фур'є (4.5) та (4.6).

Для алгебраїзації крайових задач для резонатору використовуються вирази для густини струмів на смужці  $\mathbf{J}$  у вигляді розкладань за поліномами Чебишова і тригонометричними функціями (4.7). У виразі для поля на щіліні  $\mathbf{E}_0$  в сумах присутні складові за всіма індексами  $k$  порядків поліномів,  $t = 2(z - z_0)/s$ :

$$E_{0z}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \cos k_{x1p} x (1-t^2)^{-1/2} \sum_{k=0} f_{p,k} T_k(t), \quad k_{x1p} = \frac{\pi(2p-1)}{2L_r},$$

$$E_{0x}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \sin k_{x1p} x \sqrt{1-t^2} \sum_{k=0} g_{p,k} U_k(t). \quad (4.13)$$

З умов безперервності полів на границях часткових областей  $y = 0$  та  $y = h$  з використанням процедури алгебраїзації системи інтегральних рівнянь за методом Гальоркіна виходить СЛАР щодо невідомих коефіцієнтів розкладання густини струмів на смужці і поля на щіліні. Прирівнюючи визначник цієї системи до нуля, знаходимо корені рівняння, тобто власні (резонансні) частоти смужкового резонатору з неоднорідністю у ньому для кожної з двох, електричної і

магнітної, крайових задач. Таким чином, виходять два алгоритми для розрахунку власних частот смужкового резонатору з двома зв'язаними ЩР у його заземлюючій площині.

Для розрахунку елементів матриці розсіяння методом поперечного резонансу у схемі 4-полоснику на заданій частоті і при заданому розмірі екрану  $A$  знаходиться поздовжній розмір резонансної області  $L$ , а саме відстань від неоднорідності до електродинамічної границі резонатору  $l$  (Рис. 4.11). За фактом симетрії структури елементи матриці розсіяння основної хвилі МСЛ на двох зв'язаних ЩР знаходяться з розв'язків двох, «електричної» та «магнітної», крайових задач для резонансних довжин  $l_{1(2)}$  за формулами (3.8).

На Рис. 4.12 показані результати розрахунків власних частот резонатору для слабо зв'язаних ( $z_0=1.5$ ) і зв'язаних ЩР ( $z_0=0.5$ ) напівшириною  $L_r=4.5$  мм, отриманих з розв'язання «електричної» і «магнітної» крайових задач.

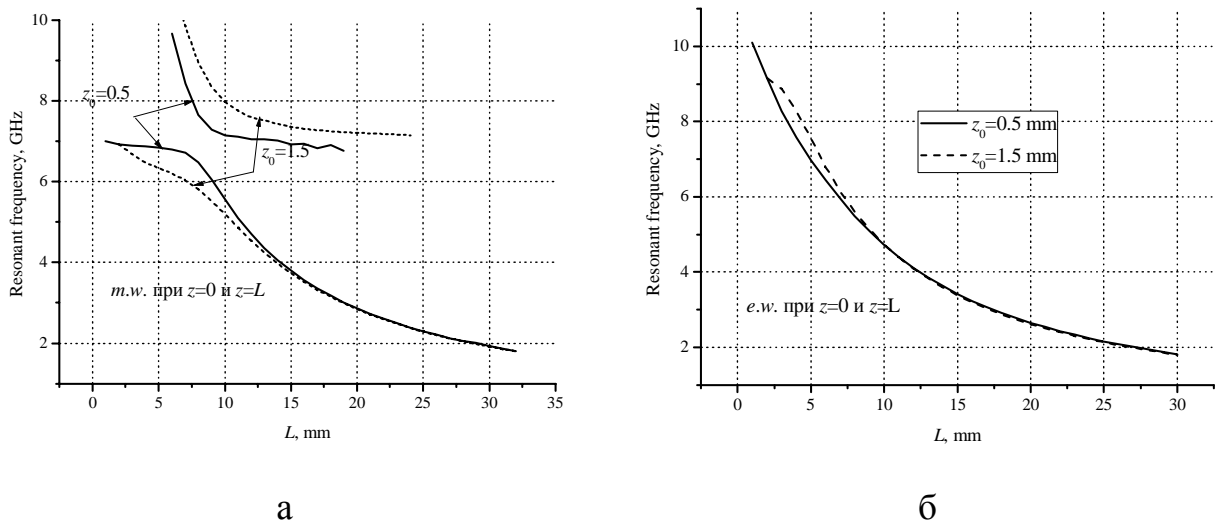


Рис. 4.12. Спектр власних частот мікросмужкового резонатору з двома зв'язаними ЩР напівшириною  $L_r=4.5$  мм в його заземлюючій площині, отриманий з розв'язків (а) «магнітної» і (б) «електричної» крайових задач, у залежності від відстані (ступеня зв'язку) між ЩР. Параметри структури (у мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , ширина МСЛ  $w=1.0$ , ширина щілини  $s=0.5$ , розміри екрану  $A=24.0$ ,  $b_1=b_2=15.0$

Видно, що спектр власних частот резонатору, отриманий з розв'язку «магнітної» крайової задачі, має розрив, обумовлений кінчними розмірами неоднорідності,



а значить і дві гілки у діапазоні частот 2–10 ГГц та довжин  $L$  об'ємного резонатора, що розглядаються.

Результати розрахунку двох характеристик розсіяння основної хвилі МСЛ на періодичній структурі із зв'язаних ЩР напівшириною  $L_r=4.5$  мм і відстанню між ними  $l_z=1.0$  та  $l_z=0.5$  мм показані на Рис. 4.13. Розглядається двоступенева періодична структура з числом комірок з двох зв'язаних ЩР  $n=4$  і відстанню між ними  $d_m$  (Рис. 4.13а).

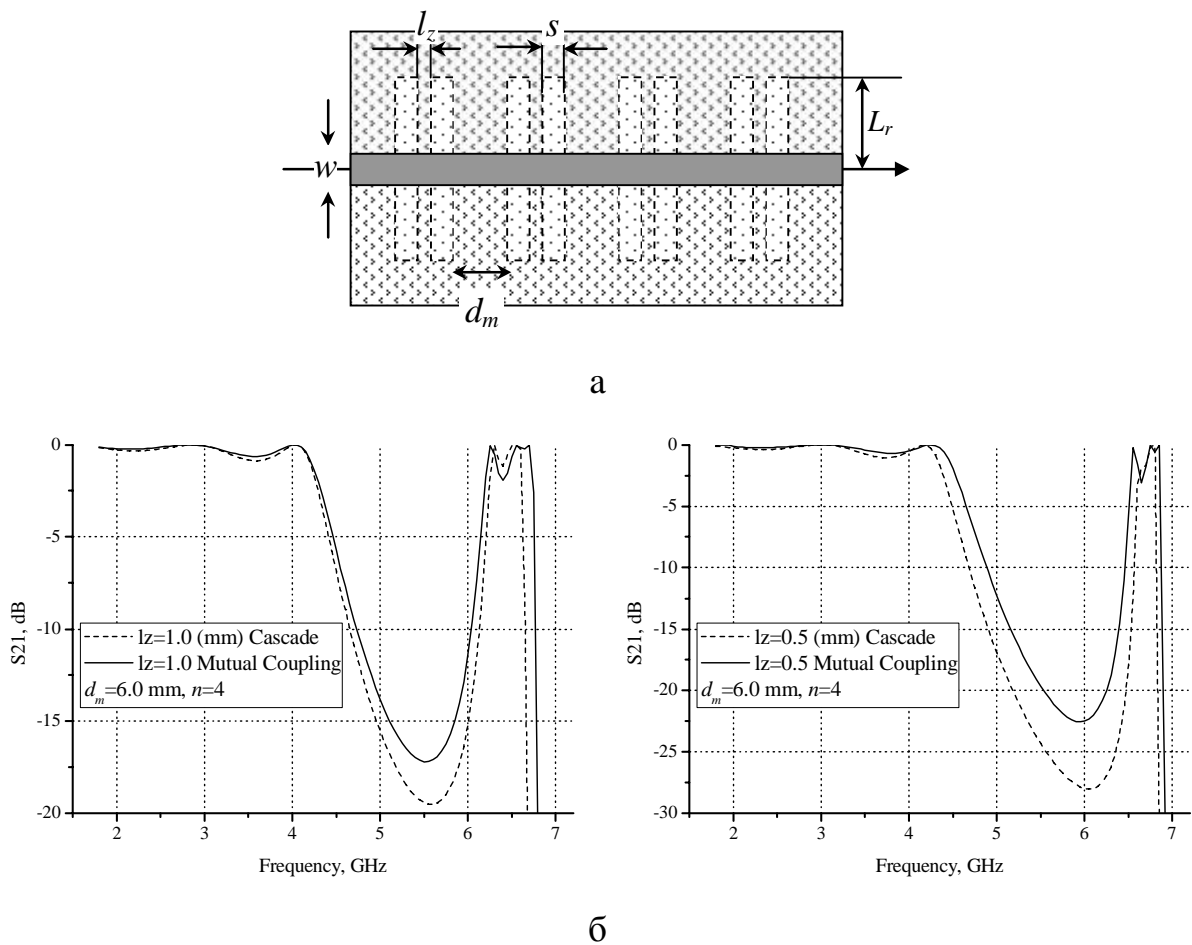


Рис. 4.13. (а) – Топологія періодичної структури і (б) – характеристики коефіцієнта передачі основної хвилі МСЛ на періодичній структурі з двох зв'язаних ЩР розміром  $L_r=4.5$  мм у металізованому шарі МСЛ у залежності від відстані між ЩР  $l_z$ . Параметри структури (у мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ , ширина МСЛ  $w=1.0$ , ширина ЩР  $s=0.5$ , розміри екрану  $b_1=b_2=15.0$

Розрахунок виконаний двома способами: каскадним з'єднанням матриць розсіяння окремих ЩР і строгим розрахунком матриці розсіяння елементарної

комірки із зв'язаних ЦР з урахуванням їх взаємного впливу. Видно різницю у рівні прямих втрат у першій смузі запирання, яка у залежності від ступеня зв'язку ЦР (відстані  $l_z$ ) становить близько 3-5 дБ (Рис. 4.13б).

Експериментальний макет 4-ланкової періодичної структури із зв'язаних ЦР у заземлюючій площині МСЛ показаний на Рис. 4.14. Вимірювання макету були виконані за допомогою аналізатору Agilent N5230A. Порівняння розрахованих і експериментально вимірених характеристик 2-ступеневих періодичних структур на зв'язаних ЦР напівшириною  $L_r=4.6$  мм показано на Рис. 4.15. Невелике розходження у характеристиках (рівень втрат і невеликий зсув по частоті у верхньому діапазоні частот) пояснюється тим, що алгоритм не враховує кінцевої товщини металізації і втрати у діелектрику на високих частотах. З характеристик також видно, що на частотах, що відповідають другій гілці спектру власних частот резонатору (Рис. 4.12а), забезпечується високий, не менше  $-40$  дБ, рівень згасання основної хвилі МСЛ, що може бути використаним при проектуванні смуго-запиральних фільтрів.



Рис. 4.14. Макет періодичної структури із зв'язаних ЦР у заземлюючій площині МСЛ.

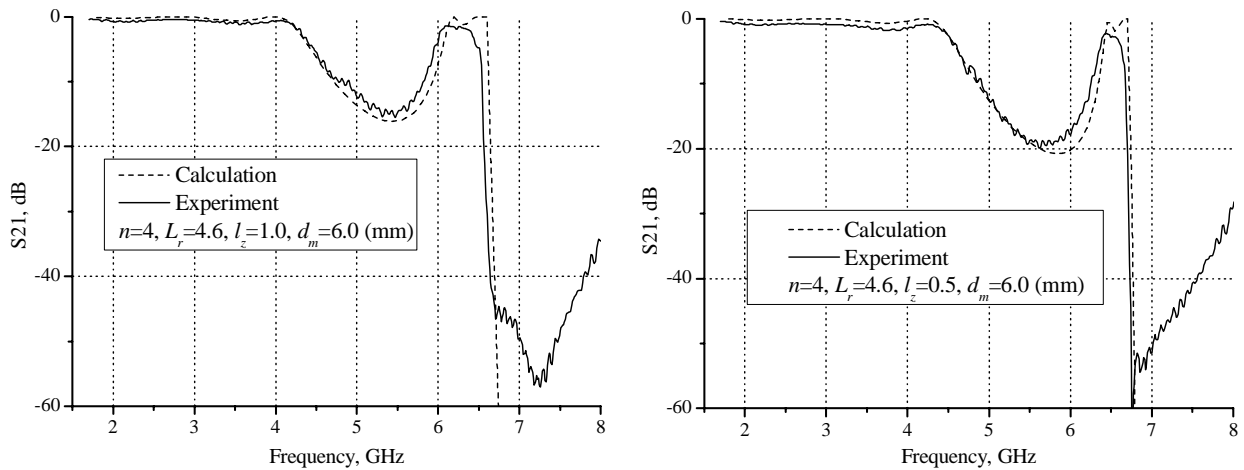


Рис. 4.15. Характеристики коефіцієнту передачі періодичної структури з двох зв'язаних ЩР розмірами  $s=0.5$ ,  $L_r=4.6$  мм у заземлюючій площині МСЛ у залежності від відстані між ЩР  $l_z$ ; розміри екрану  $A=24.0$ ,  $b_1=b_2=7.5$  мм

Таким чином, взаємодія близько розташованих ЩР у заземлюючій площині МСЛ у періодичних структурах на їх основі призводить до зменшення на 3-5 дБ втрат у першій смузі запирання, порівняно з характеристикою, що отримана каскадним з'єднанням матриць розсіяння основної хвилі МСЛ на окремому щілинному резонаторі. Крім того, такі структури забезпечують високий рівень згасання основної хвилі мікросмушкової лінії в області частот, у якій спостерігається розрив спектру власних частот, отриманого з розв'язку «магнітної» крайової задачі.

#### 4.6 Ефекти взаємного зв'язку між прямокутними щілинними резонаторами у заземлюючій площині МСЛ

При проектуванні мікрохвильових ланок на основі багат шарових планарних структур актуальним є питання про взаємодію між неоднорідностями у лініях передачі планарного типу. В даному розділі розглянуто явище взаємного зв'язку між прямокутними ЩР різної довжини, що послідовно розташовані у заземлюючій площині МСЛ, причому розглянуто випадки несиметричного і симетричного розташування їх у періодичній структурі. Як і вище, для строгого аналізу їх методом поперечного резонансу розв'язувалися крайові задачі для резонатору цілком, з двома і більше неоднорідностями у ньому. Необхідність

уточнення алгоритму аналізу зв'язаних між собою ЩР виникала, зокрема, при розробці високоефективного підсилювача потужності [128], вихідна ланка якого містила періодичну структуру з прямокутних ЩР, оскільки важливо було точно розрахувати частоти резонансної взаємодії періодичної структури з МСЛ.

Розглядається резонансна структура з двох елементарних комірок (розподілених неоднорідностей), що складаються з двох прямокутних ЩР різної довжини  $L_i, i=1,2$  у заземлюючій площині МСЛ. Поперечний переріз структури показаний на Рис. 4.16а. Далі розглянуто два види неоднорідностей на базі зв'язаних ЩР, а саме періодичних структур ЩР із несиметричним і симетричним розташуванням їх у заземлюючій площині МСЛ (Рис. 4.16б і Рис. 4.16в відповідно).

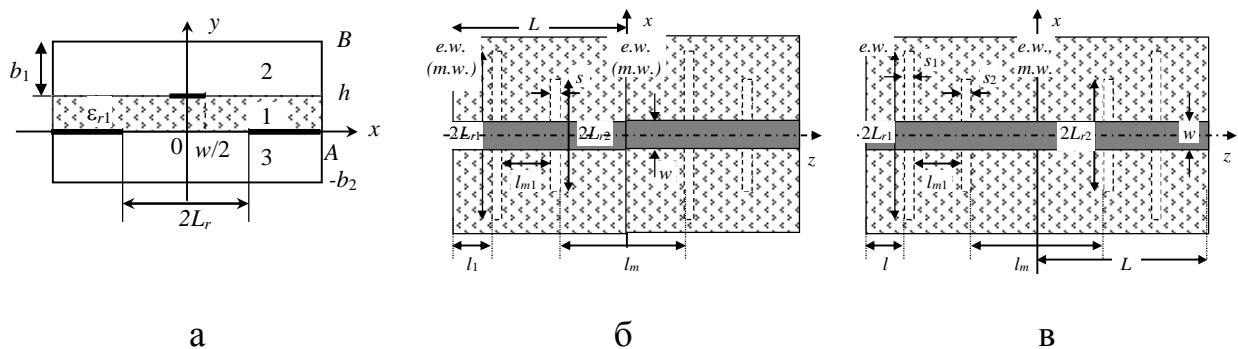


Рис. 4.16. (а) – Поперечний переріз, (б) – топологія несиметричної та (в) – симетричної 2-ступеневої 2-ланкової періодичної структури для розв'язання крайової задачі. Позначки  $e.w.$ ,  $m.w.$  – електрична і магнітна стінки відповідно

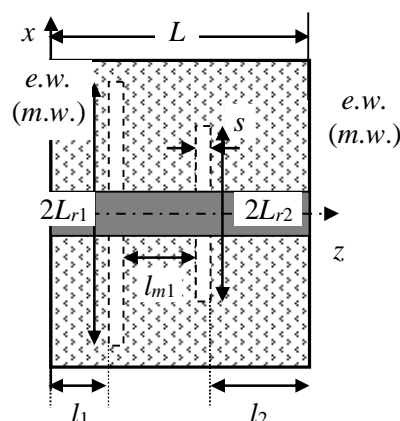


Рис. 4.17. Елементарна комірка періодичної структури з розподіленою неоднорідністю з двох електромагнітно зв'язаних ЩР, розташованих на відстані  $l_{m1}$  один від одного,  $l_1, l_2$  – відстані від неоднорідності до електродинамічної границі

У загальному випадку, матриця розсіяння на неоднорідності у сигнальній лінії передачі (на Рис. 4.17 це МСЛ) розраховуються за методом поперечного резонансу з розв'язанням крайової задачі для трьох пар відстаней від електродинамічної границі резонатору до неоднорідності  $(l_i, l_{2i}), i=1,2,3$  (підрозділ 3.1). На практиці у чисельних розрахунках довжини  $(l_1, l_2)$  по обидва боки неоднорідності зв'язують між собою через коефіцієнт пропорційності, наприклад  $k_p = l_2/l_1$ , і знаходять розв'язки крайових задач для трьох різних значень  $k_p$  [77]. Крім того, у залежності від геометрії структури, для отримання фізично коректного результату може знадобитися розв'язувати як задачі з ідеальними електричними (*e.w.-e.w.*), так і магнітними (*m.w.-m.w.*) стінками на поздовжніх границях.

То ж розв'язання рівняння Гельмгольца для електричного і магнітного векторних потенціалів «електричної» і «магнітної» крайових задач у кожній з трьох часткових областей  $i = 1..3$  (Рис. 4.16а та Рис. 4.17) записується у вигляді подвійних рядів Фур'є за формулами (4.5)-(4.6). Для алгебраїзації крайової задачі за процедурою Гальоркіна густина струму  $\mathbf{J}$  у смужковій лінії передачі записується у вигляді подвійних рядів за поліномами Чебишова (по вісі  $x$ ) та власними функціями резонатору (уздовж вісі  $z$ ) за формулами (4.7). Вирази для поля у площині щілинних резонаторів також записуються у подвійні ряди за ортогональними поліномами Чебишова (по вісі  $z$ ) і просторовими гармоніками резонатору (по вісі  $x$ ) із невідомими коефіцієнтами  $f_{ip}, g_{ip}$  [38]:

$$\begin{aligned} E_{0z,i}(x, z) &= \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_{ri}}} \cos k_{ip} x \sum_{k=0} f_{ip,k} \phi_k \left( \frac{z - z_{0i}}{s_i/2} \right), \\ E_{0x,i}(x, z) &= \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_{ri}}} \sin k_{ip} x \sum_{k=0} g_{ip,k} \psi_k \left( \frac{z - z_{0i}}{s_i/2} \right), \end{aligned} \quad (4.14)$$

де  $k_{ip} = \frac{\pi(2p-1)}{2L_{ri}}$  ( $i=1,2$  – номер щілинного резонатору),  $\phi_k \left( \frac{z - z_{0i}}{s_i/2} \right)$ ,  $\psi_k \left( \frac{z - z_{0i}}{s_i/2} \right)$  – ті ж самі, що і у (4.13).

Наведемо деякі результати розрахунків з [15]. У чисельних розрахунках підсумовування у подвійних рядах Фур'є (4.5)-(4.6) було обмежено до  $N=M=300$

членів ряду, в описі поля на щілинних резонаторах (4.14) і густини струму у смужковій лінії (4.7) враховувалися по три просторові гармоніки ( $P=Q=3$ ), а підсумовування в рядах за ортогональними з вагою поліномами обмежено до п'яти членів ряду ( $K=5$ ).

У разі несиметричної у поздовжньому напрямку розподіленої неоднорідності (Рис. 4.17) точки резонансної взаємодії на характеристиці власних частот резонатора не відображаються, Рис. 4.18а, а спектр власних частот розподіленої неоднорідності розщеплюється на гілки. На Рис. 4.18а для порівняння наведено спектри власних частот напівхвильового та однохвильового мікросмужкового резонатора без неоднорідностей ( $l_g/2$  та  $l_g$ ). Характеристика розсіяння була отримана за результатами розв'язків трьох крайових задач (однієї електричної та двох магнітних) та показана на Рис. 4.18б.

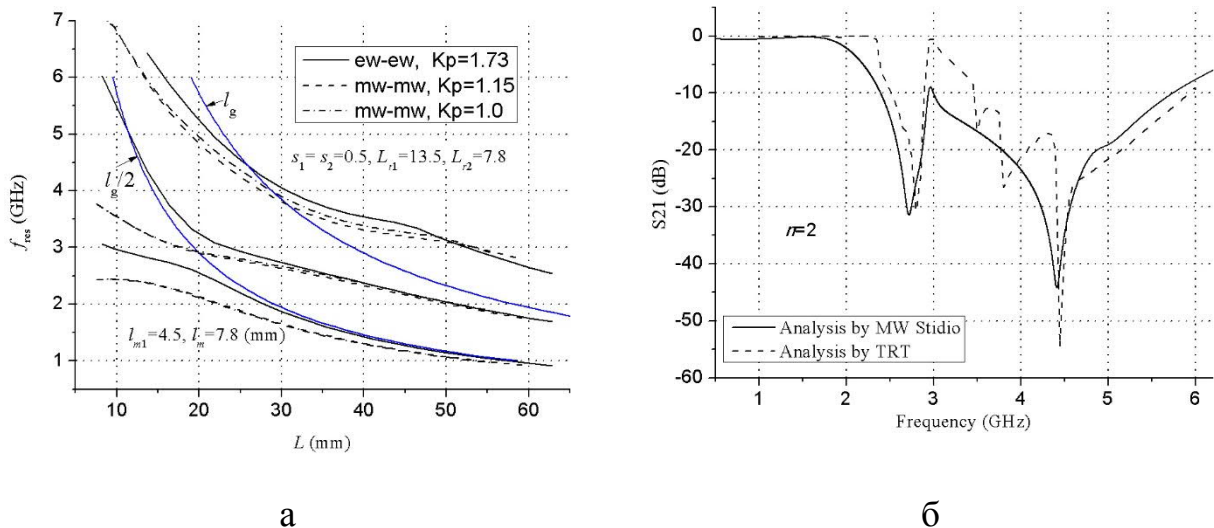


Рис. 4.18. (а) – Спектр власних частот мікросмужкового резонатора із розподіленою неоднорідністю у вигляді двох ЩРів різної довжини у заземлюючій площині (Рис. 4.17). (б) – Характеристика коефіцієнту передачі 2-ланкової 2-ступеневої періодичної структури (Рис. 4.16б). Параметри структури (у мм): підкладка  $h=1.0$ ,  $\epsilon_{r1}=9.8$ ; ширина МСЛ  $w=1.0$  ( $Z_0=50$  Ом),  $b_1=8.0$ ,  $b_2=7.0$ ,  $A=16.0$ , розміри щілинних резонаторів:  $s_1 = s_2 = 0.5$ ,  $L_{r1}=13.5$ ,  $L_{r2}=7.8$ ; відстані:  $l_{m1}=4.5$ ,  $l_m=7.8$

З розрахованих методом поперечного резонансу елементів матриці розсіяння випливає, що характеристика коефіцієнту передачі в діапазоні частот 1–6 ГГц містить дві частоти резонансної взаємодії з мікросмужковою лінією, які не

збігаються з власними частотами кожного резонатора окремо (близько 3.2 і 5.1 ГГц відповідно). У порівнянні з ними, частоти резонансного взаємодії зсунуті донизу за частотою на 0.4-0.5 ГГц, що є наслідком взаємодії між неоднорідностями, які складають періодичну структуру. В цілому, взаємодія неоднорідностей призводить до того, що структура запирає у більшій смузі частот, ніж на характеристиці, отриманої каскадним з'єднанням матриць розсіяння окремих ЩР.

Як приклад розрахунку була проаналізована та експериментально виміряна симетрична структура з 4-х щілинних резонаторів у заземлюючій площині МСЛ шириною  $w=0.58$  мм (характеристичний імпеданс 50 Ом), що виготовлена на матеріалі підкладки Ro3010 товщиною  $h = 0.635$  мм із діелектричною проникністю  $\epsilon_r=10.2$ . Спектр власних частот з двома ЩРми у заземлюючій площині МСЛ, отриманий з розв'язків «електричної» і «магнітної» крайових задач, показаний на Рис. 4.19а. Розрахована методом поперечного резонансу і експериментально виміряна характеристика коефіцієнту передачі показана на Рис. 4.19б. Вибір спектральної гілки, з якої розраховуються елементи матриці розсіяння, визначається площиною відліку, за якої вищі типи хвиль вже загасають (площина відліку розташована на відстані від неоднорідності, що дорівнює 5.0 мм).

Розрахунок спектру власних частот резонатора з неоднорідностями в цілому показує, по-перше, що частоти резонансного взаємодії зсуваються за частотою щодо власних частот кожної неоднорідності окремо, і, по-друге, характеристика містить додаткові смуги з високим рівнем загасання основної хвилі МСЛ. Власні частоти кожного з двох ЩР дорівнюють 3.1 та 4.75 ГГц [15], але симетрична 2-ланкова структура, що складається з них, має інші частоти резонансної взаємодії та додаткову смугу запирання.

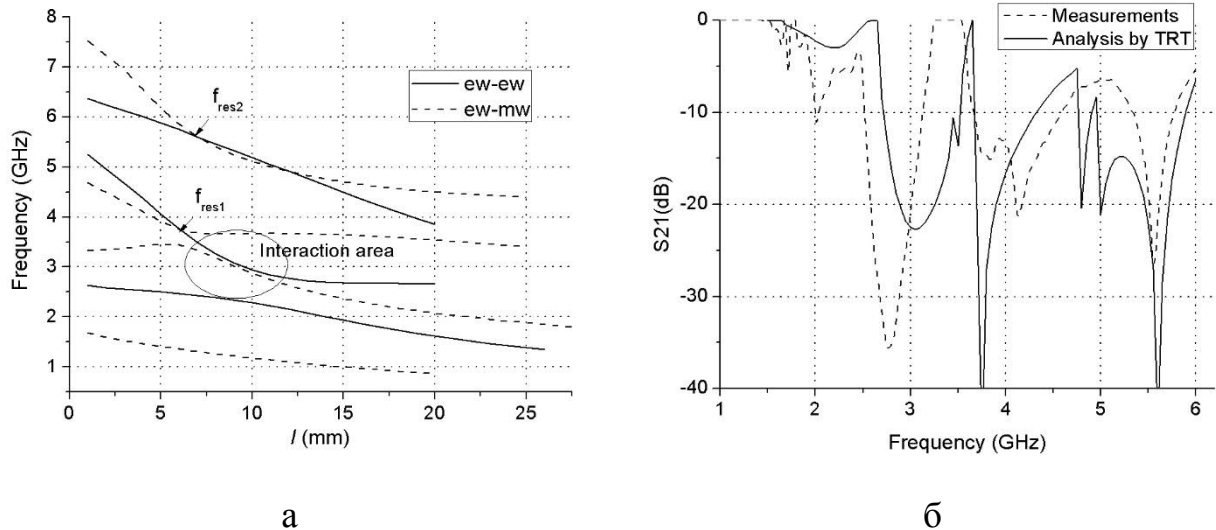


Рис. 4.19. (а) – Спектр власних частот мікросмужкового резонатора із симетричною розподіленою неоднорідністю, що показана на рис. 4.16в. (б) – Характеристика коефіцієнту передачі 2-ланкової 2-ступеневої періодичної структури. Параметри структури (у мм): підкладка  $h=0.635$ ,  $\epsilon_{r1}=10.2$ ; ширина МСЛ  $w=0.58$  ( $Z_0=50$  Ом),  $b_1=8.0$ ,  $b_2=5.0$ ,  $A=16.0$ , розміри ЩР  $s_1=s_2=0.3$ ,  $L_{r1}=13.7$ ,  $L_{r2}=8.0$ ; відстані:  $l_{m1}=6.7$ ,  $l_m=5.4$  ( $l \equiv l_1$  на Рис. 4.17,  $l_2 = l_m/2$  – фіксовано)

Вплив вищих гармонік поля на апертурі щілинних резонаторів і густини струму на смужці показано на Рис. 4.20. На Рис. 4.20а показано спектри власних частот, що отримані з розв'язків крайових задач  $e.w.-e.w.$  та  $e.w.-m.w.$  за напівхвильовою апроксимацією ( $P=Q=1$ ), а на Рис. 4.20б – за апроксимацією полів та густини струмів до 2-3-х гармонік ( $P=Q=3$  для крайової задачі  $e.w.-m.w.$ ). З рисунків видно, що у випадку, коли поле на щілині та струм на смужці описуються у напівхвильовій апроксимації крайова задача  $e.w.-m.w.$  навіть не має розв'язків для частот у смузі 3.5-4.5 ГГц, а точки перетину спектральних кривих, що відповідають мінімуму коефіцієнту передачі  $S_{21}$ , близькі до частот резонансної взаємодії ізольованих ЩРів із МСЛ.



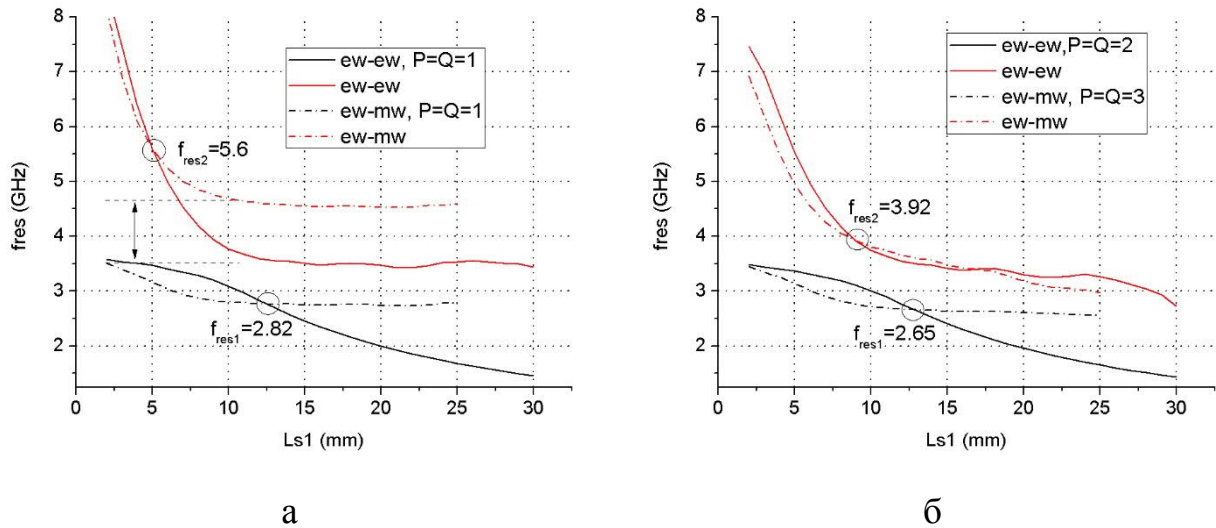


Рис. 4.20. Спектр власних частот мікросмушкового резонатору із симетричною 2-ланковою 2-ступеневою розподіленою неоднорідністю, що показана на Рис. 4.16в ( $l \equiv l_1$  на Рис. 4.17,  $l_2$  – фіксовано). (а) – напівхвильова апроксимація; (б) – апроксимація із врахуванням вищих гармонік. Параметри структури (у мм): підкладка  $h=0.635$ ,  $\varepsilon_{r1}=10.2$ ; ширина МСЛ  $w=0.58$  ( $Z_0=50$  Ом),  $b_1=8.0$ ,  $b_2=5.0$ ,  $A=16.0$ , розміри ЩРів:  $s_1=s_2=0.3$ ,  $L_{r1}=8.0$ ,  $L_{r2}=12.7$ ; відстані:  $l_{m1}=0.9$ ,  $l_2=1.4$  (Рис. 4.17,  $l_2=l_m/2$  – фіксовано)

#### 4.7 Висновки за Розділом 4

1) Розроблений метод аналізу і отримані характеристики розсіяння основної хвилі МСЛ на вузькому прямокутному ЩР у її заземлюючій площині. На основі вивчення амплітудних і фазових характеристик 1-, 2- і 3-ступеневих періодичних структур на базі вузьких прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ показано, що періодичні структури з ЩР можуть використовуватися для проектування широкосмугових загороджувальних фільтрів і фільтрів гармонік з різницею фаз між спектральними складовими, що досягає значення  $\pi$ .

2) Метод поперечного резонанса удосконалений для вивчення явища взаємного зв'язку між двома ідентичними неоднорідностями у лінії передачі. Удосконалення методу полягає у тому, що для отримання спектрів власних частот розв'язуються дві крайові задачі із умовами електричної і магнітної стінки у

площині симетрії. Показано, що спектр власних частот розподіленої неоднорідності з двох взаємно зв'язаних ЩР, отриманий з розв'язків магнітної крайової задачі, стає розривним і містить мінімум дві гілки.

3) Удосконалено метод розв'язання крайових задач для об'ємного резонатору із вузькими прямокутними щілинними резонаторами у заземлюючій площині мікросмужкової лінії. Удосконалення методу полягає у врахуванні у функціях, що використовуються для алгебраїзації крайових задач для об'ємного резонатору, вищих поздовжніх гармонік поля на щілинному резонаторі та густини струму на смужці. Така модифікація дозволила за даними розрахунків спектрів власних частот резонатору вивчити фізичні ефекти, що пов'язані із взаємним зв'язком між такими неоднорідностями, в тому числі і у періодичних структурах.

4) Результати аналізу планарних структур з щілинних резонаторів у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі показали, що взаємодія неоднорідностей відбувається за рахунок вищих гармонік поля у площині щілинних резонаторів та призводить до зсуву частот резонансного взаємодії між ними і мікросмужковою лінією і до появи додаткових областей (або резонансних частот) з високим рівнем згасання сигналу в мікрохвильовому діапазоні частот.

## 5 РОЗДІЛ 5

ЩІЛИННІ РЕЗОНАТОРИ ІЗ ПРЯМОКУТНИМИ КООРДИНАТНИМИ  
ГРАНИЦЯМИ У ЗАЗЕМЛЮЮЧІЙ ПЛОЩИНІ МІКРОСМУЖКОВОЇ  
ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ

Планарні структури у вигляді МСЛ із отворами різної форми у заземлюючої площині широко використовуються для проектування різноманітних приладів, наприклад, періодичних уповільнюючих структур, широкосмугових смуго-запиральних фільтрів [135-138] та антенних елементів [139-141].

Аналіз неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, що мають прямокутні координатні границі, може бути виконаним за допомогою строгих чисельних методів, зокрема, методу поперечного резонансу. У роботах [8, 23] (див. також Розділ 4) було вивчено взаємний вплив неоднорідностей у періодичних структурах на основі прямокутних щілинних резонаторів у заземлюючій площині МСЛ, де залежність густини струму у смужковій лінії від поздовжньої координати  $z$  записана у напівхвильовій апроксимації, тобто за допомогою функцій  $\cos(\pi/L)$  і  $\sin(\pi/L)$ , де  $L$  – розмір резонатору за поздовжньою віссю. У разі, коли розміри щілинних резонаторів можна порівняти з довжиною хвилі в лінії передачі на основній частоті, розподілені структури вже не можна назвати «неоднорідностями», оскільки це поняття поширюється на неоднорідності у лініях передачі, що мають розміри порядку  $\lambda/8$ . Проте, спроба аналізу розподілених структур у вигляді щілинних резонаторів П- і Н-подібної форми у заземлюючій площині мікросмужкової лінії за такою апроксимацією була зроблена в роботі [9]. З результатів розрахунків у [9] витікало, що при врахуванні тільки основної просторової гармоніки у виразі для густини струму з достатнім рівнем точності розраховується тільки перша гілка спектральної характеристики смужкового резонатору з розподіленою щілинною структурою в його заземлюючій площині.

Метою даного розділу є, по-перше, розвиток узагальненого методу поперечного резонансу для аналізу щілинних резонаторів складної форми у заземлюючій площині МСЛ у мікрохвильовому діапазоні частот, і, по-друге, розвиток

методу для аналізу схем з послідовним включенням розподілених неоднорідностей у лінію передачі з урахуванням їх взаємного зв'язку між собою. Розділ написаний за матеріалами статей [8], [23], [9], [12].

### 5.1 Аналіз електромагнітно зв'язаних щілинних резонаторів складної форми у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі методом поперечного резонансу

Розглядається 2-портова схема, що складається із МСЛ з ЩР складної форми у її заземлюючій площині. Матриця розсіювання 4-полюсника  $\mathbf{S}$  має вигляд:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

Згідно методу поперечного резонансу, для несиметричної щодо площини поперечного перерізу  $z = \text{Const}$  структури (наприклад, П-подібного ЩР, Рис. 5.1), елементи матриці розсіювання у площинах  $A-A'$  ( $S_{11} \neq S_{22}$ ,  $S_{21} = S_{12}$ ) розраховуються з 3-х пар розв'язків крайової задачі для смужкового резонатора, що включає в себе ЩР у заземлюючій площині, що до його розмірів  $(l_i, l_{2i})$ ,  $i=1..3$ .

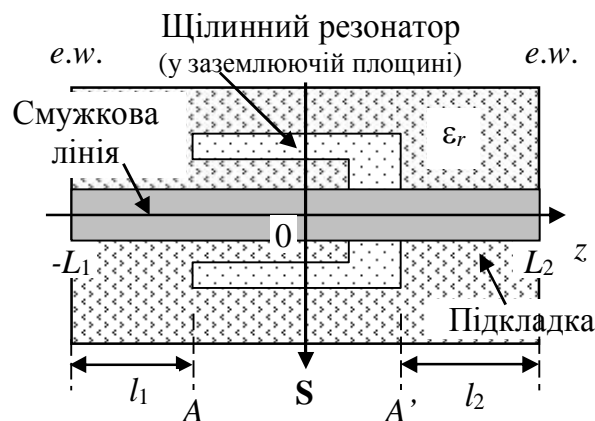


Рис. 5.1. Несиметрична у поперечному напрямку неоднорідність у вигляді ЩР складної форми у заземлюючій площині МСЛ (структура симетрична щодо площини  $x=0$ )

За умови електричної стінки у площинах  $z = -L_1$ ,  $z = L_2$  (Рис. 5.1) умова поперечного резонансу має вигляд (див. також Розділ 3.1):

$$(S_{11} + \Gamma_1)(S_{22} + \Gamma_2) - S_{12}^2 = 0, \quad (5.2)$$

де  $\Gamma_{1(2)} = \exp(2j\beta_z l_{1(2)})$ ,  $\beta_z$  – стала поширення основної хвилі регулярної МСЛ (див. Розділ 2).

Як вже було показано у Розділі 3, за наявності у розподіленій неоднорідності симетрії щодо деякої площини  $z = \text{Const}$  (наприклад, симетричного Н-подібного щілинного резонатору, Рис. 5.2,  $z=0$ ), достатньо розв'язати дві крайові задачі. У першому варіанті розв'язуються «електрична» крайова задача за умови електричної стінки у площині симетрії  $z=0$  і на електродинамічній границі  $z=L$  та «магнітно-електрична» за умови магнітної стінки у площині симетрії  $z=0$  та електричної при  $z=L$ . Тоді елементи 2-портової матриці розсіяння основної хвилі МСЛ, де  $S_{11} = S_{22}$ ,  $S_{12} = S_{21}$ , розраховуються з розв'язків двох крайових задач щодо довжин резонаторів  $l_i, i = 1, 2$ , за формулами (3.7). Точки перетину спектральних кривих відповідають мінімумам коефіцієнту передачі  $S_{21}$ .

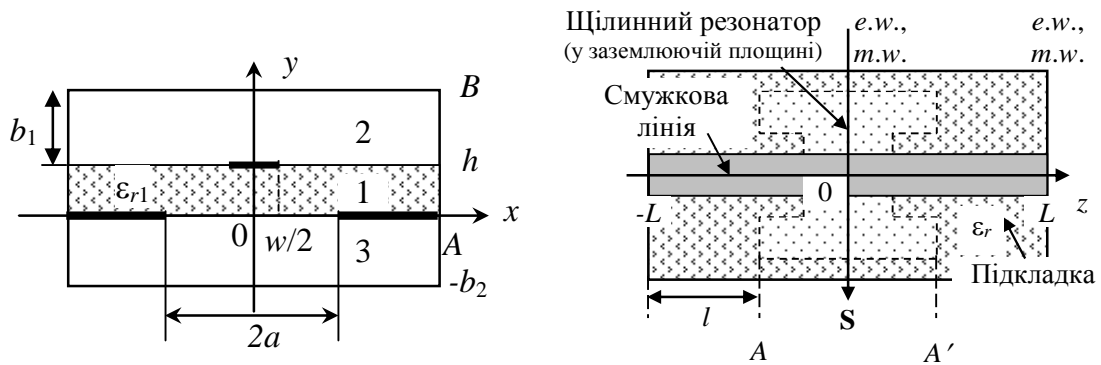


Рис. 5.2. Симетрична у поперечному напрямку неоднорідність у вигляді ЩР складної форми у заземлюючій площині МСЛ (дана неоднорідність симетрична також щодо площини  $x=0$ )

З іншого боку, в методі поперечного резонансу для коректного і більш точного розрахунку матриці розсіяння на окремій неоднорідності використовуються розв'язки крайових задач щодо спектрів власних частот об'ємного резонатору на відстанях від неоднорідності, де вищі типи коливань вже згасають. Тоді другу крайову задачу краще розв'язувати за умови магнітних стінок в обох площинах, а елементи матриці розсіяння розраховуються з розв'язку двох, «електричної» і «магнітної», крайових задач за формулами (3.8). В цьому випадку,

точки перетину спектральних кривих, отриманих з розв'язання обох задач, відповідають мінімумам коефіцієнту відбиття  $S_{11}$ .

Перший варіант набору спектральних кривих, отриманих з розв'язання крайових задач, зручно використовувати для визначення точок резонансного відбиття (наприклад, при проектуванні пристроїв із заданою смугою загородження), а другий варіант набору спектральних кривих використовується вже для розрахунку елементів матриці розсіяння на розподіленій неоднорідності.

Для більш точного аналізу близько розташованих неоднорідностей у заземлюючій площині МСЛ, що включені у неї послідовно, необхідно враховувати взаємний зв'язок між ними. Розглянемо симетричні структури у вигляді МСЛ з двома ЩР Н- і П-подібної форми у металізованому шарі, Рис. 5.3а,б.

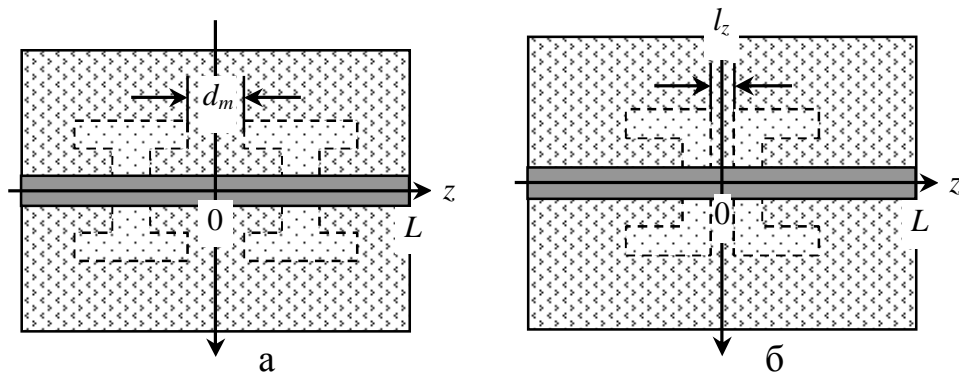


Рис. 5.3. Електромагнітно зв'язані щілинні резонатори у заземлюючій площині МСЛ: симетричні щодо площини  $z=0$  та  $x=0$  структури

Топологія екранованої симетричної тришарової планарної структури на прикладі двох зв'язаних Н-подібних та П-подібних ЩР у заземлюючій площині МСЛ показана на Рис. 5.4 (вид зверху, де смужкова лінія передачі і ЩР розташовані симетрично щодо площин  $x=0$ ,  $z=0$ ). Постановка «електричної» і «магнітної» крайових задач описана вище (див. (4.5), (4.6) у Розділі 4). Крайові задачі розв'язуються за методом Гальоркіна, для чого поле на апертурі ЩР записується через розкладання у ряди за власними функціями  $T_{h(e)y,k}$  непарних (умова магнітної стінки у площині  $x=0$ )  $TE$ - і  $TN$ -хвиль хвилеводу складного перерізу [23]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0t} &= \sum_{k=1} V_{hk} (\nabla_t T_{hy,k} \times \mathbf{e}_y) + \sum_{k=1} V_{ek} \nabla_t T_{ey,k}, \\ \mathbf{H}_{0t} &= \sum_k I_{hk} \nabla_t T_{hy,k} - \sum_k I_{ek} (\nabla_t T_{ey,k} \times \mathbf{e}_y), \end{aligned} \quad (5.3)$$

де  $V_{h(e),k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання. Густина струму  $\mathbf{J}(x,z)$  у смужковій лінії, яка визначається через різницю дотичних складових магнітного поля у площині  $y = h$

$$\mathbf{H}_{t,1} - \mathbf{H}_{t,2} = \mathbf{J} \times \mathbf{e}_y$$

записується у вигляді розкладання у подвійні ряди за поліномами Чебишова (за координатою  $x$ ) і поздовжніми гармоніками резонатору (по вісі  $z$ ) з невідомими коефіцієнтами  $c_{q,k}, d_{q,k}$ , вирази (4.7).

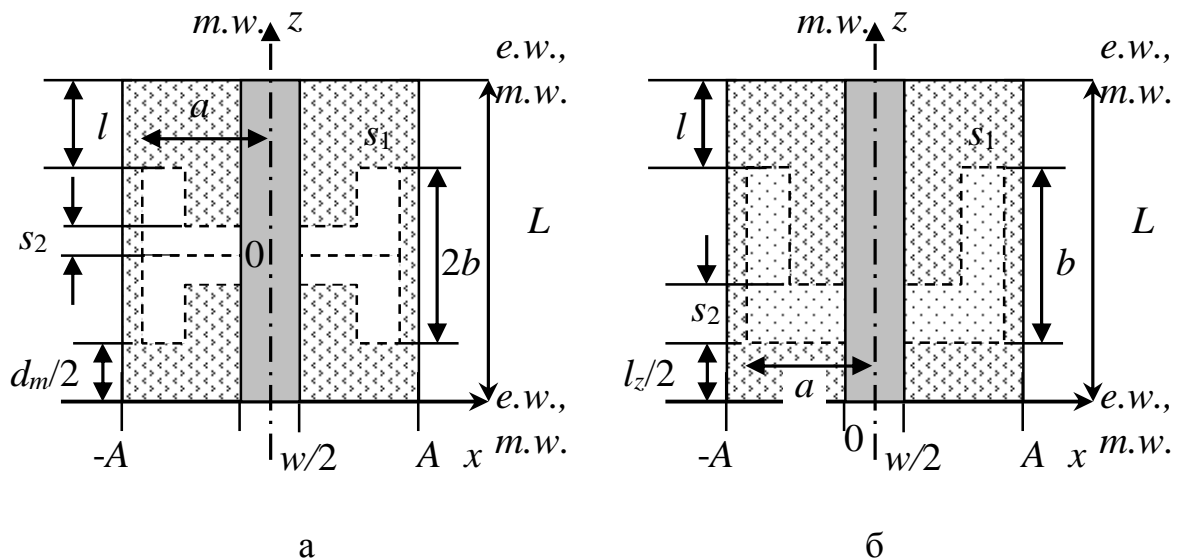


Рис. 5.4. Топології електромагнітно зв'язаних ЩР, що розташовано у об'ємних резонаторах, для яких розв'язуються крайові задачі

Інтеграли зв'язку між власними функціями об'ємного резонатору (4.5) та власними функціями  $T_{h(e)y,k}(x,z)$  хвилеводів складного перерізу мають вигляд:

$$\alpha_{hh,mn,k} = \int_{S_0} [\nabla \psi_{mn}(x,z) \times \mathbf{e}_y] (\nabla_t T_{hy,k} \times \mathbf{e}_y) dS = k_{hc,k}^2 \int_{S_0} \psi_{mn}(x,z) T_{hy,k}(x,z) dS,$$

$$\alpha_{he,mn,k} = \int_{S_0} [\nabla \psi_{mn}(x,z) \times \mathbf{e}_y] \nabla_t T_{ey,k} dS = 0,$$

$$\alpha_{eh,mn,k} = \int_{S_0} \nabla_t \Phi_{mn}(x, z) (\nabla_t T_{hy,k} \times \mathbf{e}_y) dS = \int_{S_0} \left[ \frac{dT_{hy,k}}{dx} \frac{\Phi_{mn}}{dz} - \frac{dT_{hy,k}}{dz} \frac{\Phi_{mn}}{dx} \right] dS,$$

$$\alpha_{ee,mn,k} = \int_{S_0} \nabla_t \Phi_{mn}(x, z) \nabla_t T_{ey,k} dS = \chi_{mn}^2 \int_{S_0} \Phi_{mn}(x, z) T_{ey,k} dS.$$

«Зшиваючи» поля на границях часткових областей  $y = 0$  та  $y = h$  і застосовуючи до рівнянь безперервності процедуру Гальоркіна, отримаємо однорідну СЛАР з невідомим параметром (повдовжнім розміром резонатору  $L$  або його власною частотою  $f_{res}$ ) що до невідомих коефіцієнтів розкладання поля на ЩР складної форми  $V_{h,k}, V_{e,k}$  та густини струму у МСЛ  $c_{n,k}, d_{n,k}$ . Прирівнюючи визначник СЛАР до нуля, отримаємо характеристичне рівняння для визначення цього параметру.

Таким чином, з отриманої СЛАР розраховується або спектр власних частот резонатору у залежності від його розміру  $L$ , або на кожній фіксованій частоті  $f_{res}$  шукається довжина резонатору  $L$ . У першому випадку будується графік спектра власних частот резонатора, з якого можна визначити частоти резонансної взаємодії між МСЛ і неоднорідністю. У другому випадку з розв'язків крайових задач за формулами (3.7) або (3.8) розраховуються елементи матриці розсіяння у діапазоні частот.

## 5.2 Результати аналізу неоднорідностей у вигляді П- та Н-подібних щілинних резонаторів у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі

Після дослідження алгоритмів на збіжність чисельні розрахунки власних частот мікросмужкового резонатору із зв'язаними ЩР складної форми у заземлюючій площині були проведені із зрізанням подвійних рядів Фур'є до  $N=300$  членів ряду. В рядах (5.3) за власними хвилями щілинного резонатора враховано по дві непарних хвилі  $TE$ - і  $TH$ -типу П-подібного хвилеводу, а у подвійних рядах, що описують розподіл густини струму у смужковій лінії передачі, суми (4.7) за



просторовими гармоніками і поліномами Чебишова обмежені до п'яти ( $Q = 0.5$ ,  $k = 0.5$ ).

На Рис. 5.5а наведена залежність власних частот смужкового резонатора з двома зв'язаними П-подібними ЩР у заземлюючій площині від його поздовжнього розміру  $L$  (Рис. 5.3б). Видно, що спектр резонансних частот, отриманий з розв'язків як «електричної», так і «магнітної» крайової задачі, має по дві гілки у діапазоні частот 2–8 ГГц, при тому спектр «магнітної» крайової задачі має характеристику подібну до характеристики неоднорідностей із взаємним зв'язком.

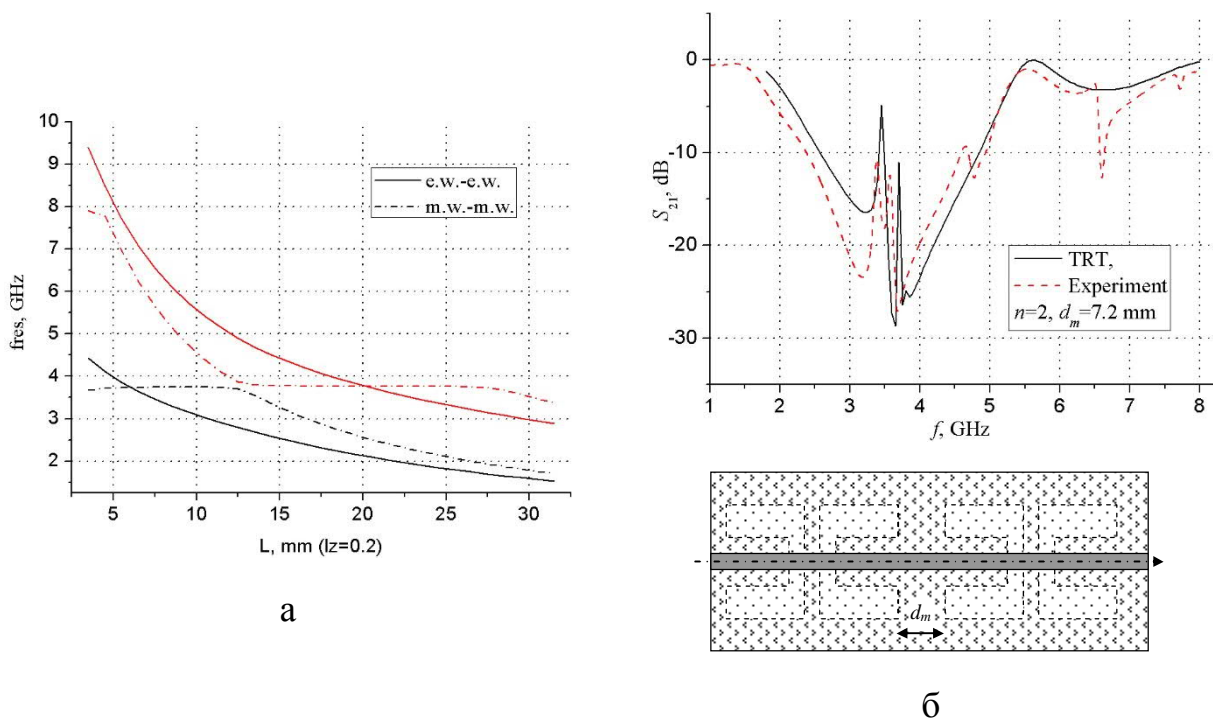


Рис. 5.5. (а) – Спектр власних частот резонатора з розподіленою неоднорідністю та (б) – характеристика розсіяння 2-ланкової періодичної структури на її основі. Параметри структури (у мм): підкладка  $h=1.0$ ;  $\epsilon_r=9.8$ ; ширина смужкової лінії  $w=1.0$ ; розміри екрану  $A=24.0$ ;  $b_1=9.0$ ;  $b_2=5.0$ ; розміри П-подібного ЩР  $a=6.0$ ;  $b=5.0$ ;  $s_1=1.0$ ;  $s_2=0.5$ ; відстань між зв'язаними ЩР  $l_z=0.2$  мм

На Рис. 5.5б показана розрахована за методом поперечного резонансу характеристика коефіцієнту передачі 2-ланкової ( $n=2$ ) структури з П-подібних щілинних резонаторів у заземлюючій площині, розташованих на відстані  $d_m = 7.2$  мм один від одного, і її порівняння із результатами експерименту. Результуюча матриця розрахована за формулами каскадного з'єднання матриць розсіяння

на двох зв'язаних ЩР через відрізок МСЛ довжиною  $d_m$ . Вимірювання характеристик експериментальних макетів виконані за допомогою векторного аналізатора Agilent N5230A. З урахуванням похибки виготовлення макета і варіацій діелектричної сталої матеріалу розрахована за методом поперечного резонансу характеристика добре відповідає експериментально вимірній кривій.

Розв'язання крайової задачі для мікросмужкового резонатора з симетричним Н-подібним ЩР у заземлюючій площині розглядалося нами в роботі [9]. Характеристика розсіяння на окремому ЩР Н-подібної форми подібна до характеристики звичайного вузького прямокутного ЩР (Розділ 4) та має одну частоту резонансного відбиття основної хвилі МСЛ. Параметри для розрахунку резонансної структури з [9] (у мм), Рис. 5.2: МСЛ ( $Z_0=50$  Ом)  $h=1.0$ ,  $\epsilon_r=9.8$ ,  $w=1.0$ ; розміри екрану  $A=24.0$ ,  $b_1=b_2=5.0$  для «електричної» задачі і  $b_1=b_2=9.0$  для «магнітної» крайової задачі; Н-подібний ЩР розмірами  $a=5.0$ ,  $b=3.0$ ,  $s_1=2.0$ ,  $s_2=0.25$ . Проблема полягала в тому, що матриця розсіяння на двох послідовно включених у схему Н-подібних ЩРах, розрахована за формулами каскадного з'єднання матриці розсіяння на окремій неоднорідності через відрізок МСЛ довжиною  $d_m=5.5$  мм, не відповідала характеристиці, яка була отримана вимірюванням експериментального макету (Рис. 5.6).

Розщеплення частот резонансної взаємодії між сигнальною лінією передачі і двома ЩР говорить про наявність взаємного зв'язку між цими неоднорідностями. Відзначимо, що відстань між щілинними резонаторами (5.5 мм) порівняна з їх поздовжнім розміром  $2b=6.0$  мм. Подібне явище було розглянуто у [142], де виникнення додаткових резонансних частот в періодичних структурах зв'язується з неоднозначністю вибору в них елементарної комірки.

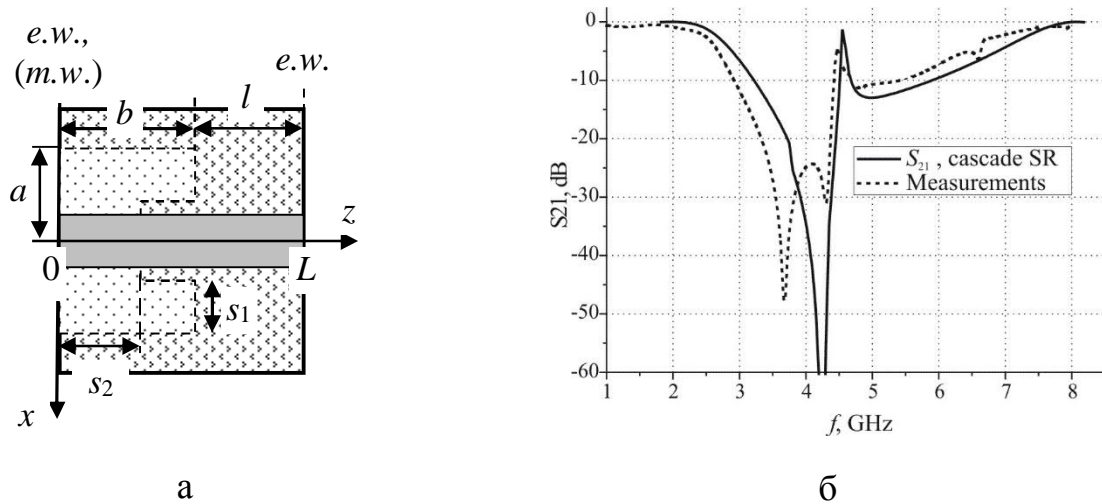


Рис. 5.6. Характеристика розсіяння на двох Н-подібних ЩР, послідовно розташованих у заземлюючій площині МСЛ, отримана за формулами каскадного з'єднання матриць розсіяння на окремій розподіленій неоднорідності

Щоб врахувати взаємний зв'язок між ЩР-ми, «електрична» і «магнітна» крайові задачі розв'язувались для резонатора із регулярною МСЛ та Н-подібним ЩР у її заземлюючій площині з площиною симетрії на відстані  $d_m/2$  від ЩР, як показано на Рис. 5.4а. При цьому для визначення частот резонансної взаємодії додатково розв'язувалася «магнітно-електрична» крайова задача (*m.w. – e.w.*).

На Рис. 5.7а показаний спектр власних частот, отриманий з розв'язання обох крайових задач, за якими розраховувалися елементи матриці розсіяння на двох зв'язаних Н-подібних ЩР. Для області резонансної взаємодії приведено розв'язання «магнітно-електричної» крайової задачі (*m.w. – e.w.*) що до спектру власних частот резонатора, на якому видно дві частоти резонансної взаємодії МСЛ із розподіленою неоднорідністю у її заземлюючій площині (Рис. 5.7б).

Отримана за цими даними характеристика коефіцієнту передачі у порівнянні з експериментально виміряною показана на Рис. 5.8. Смуга запирання основної хвилі МСЛ для системи з двох зв'язаних Н-подібних ЩР складає 17 %.

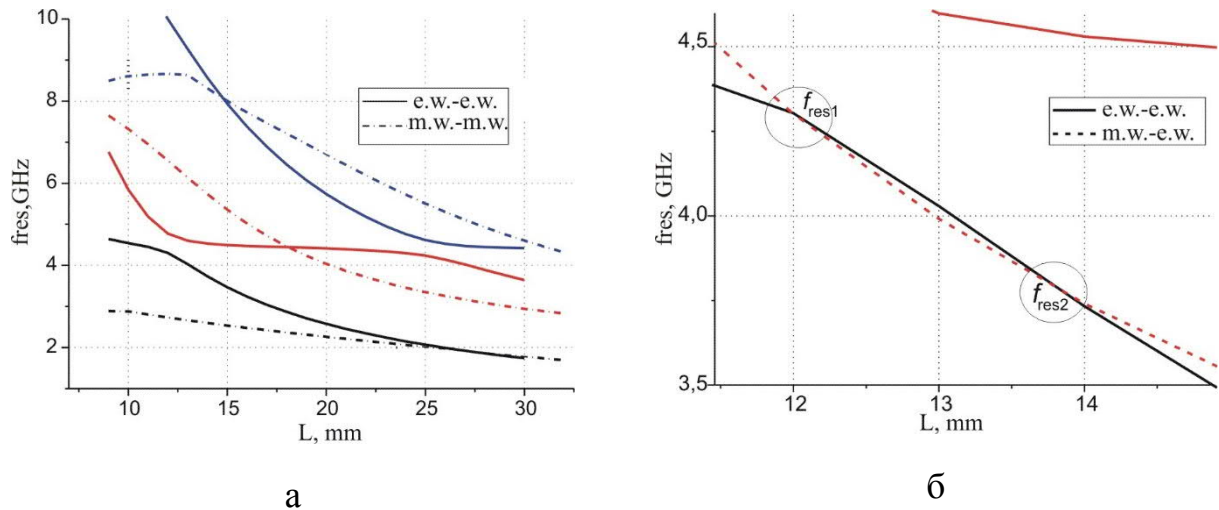


Рис. 5.7. Спектр власних частот резонатору із розподіленою неоднорідністю у вигляді двох зв'язаних ЩР (Рис. 5.4а)

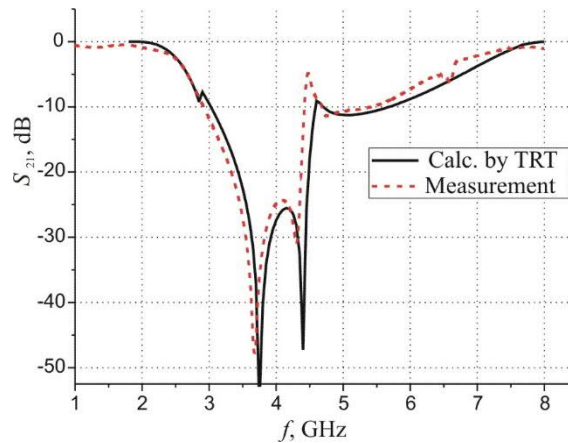


Рис. 5.8. Характеристика коефіцієнту передачі, що відповідає спектральним кривим на Рис. 5.7,  $d_m = 5.5$  мм

Характеристика розсіяння на двох ЩР, що взаємодіють, аналогічна характеристикі двох зв'язаних контурів з однаковою добротністю і резонансною частотою. Смуга пропускання двоконтурної системи ширше, ніж у окремого (одиночного) контуру, і при коефіцієнті зв'язку більше критичного має два екстремуми на характеристиці, що ілюструє відповідно виникнення двох частот резонансного взаємодії [143].

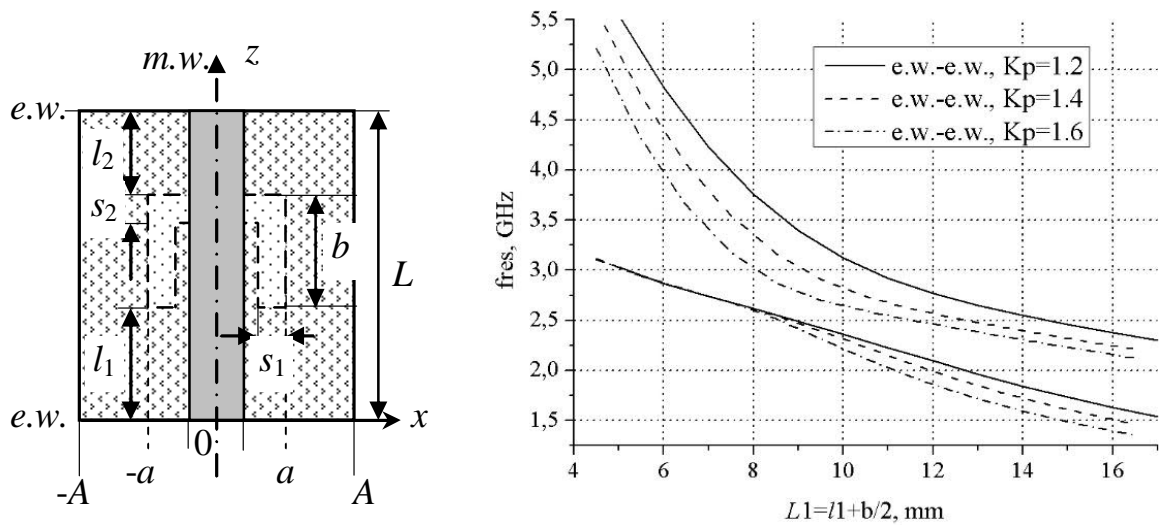
### 5.3 Аналіз періодичних структур на базі щілинних резонаторів складної форми у заземлюючій площині мікросмужкової лінії передачі

Періодичні структури скінченного розміру найчастіше розглядаються як ті, що складаються з окремих неоднорідностей, послідовно розташованих у сигнальній лінії передачі на деяких відстанях один від одного. Якщо взаємний зв'язок між окремими неоднорідностями нехтовно малий, сумарна матриця розсіювання скінченновимірної періодичної структури розраховується за формулами каскадного з'єднання матриць кожної окремої неоднорідності, що складає елементарну комірку. Проте, як було показано вище, для багатоступеневої періодичної структури із близько розташованими неоднорідностями треба розв'язувати крайову задачу для структури в цілому, щоб врахувати взаємний зв'язок між ними.

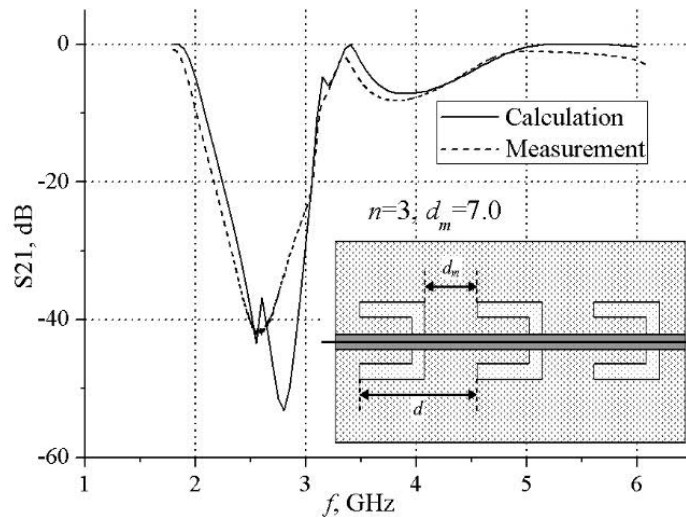
Нижче наведемо ще три приклади таких структур та результати аналізу їх за методом поперечного резонансу [12]: П-подібні ЩР з двома орієнтаціями щодо мікросмужки та О-подібні ЩР. Після досліджень алгоритмів на збіжність, чисельні розрахунки власних частот смужкового резонатора із розподіленою неоднорідністю у заземлюючій площині було проведено із зрізанням подвійних рядів Фур'є до  $N=300$  членів ряду кожного. У рядах за власними хвилями щілинних резонаторів складного перерізу (5.3) було враховано по дві хвилі  $TE$ - та  $TH$ -типу, у подвійних рядах (4.7) суми за поліномами та просторовими гармоніками було обмежено до п'яти членів ряду ( $Q=5$  та  $k=0.5$ ).

На Рис. 5.9а показано залежність спектру власних частот  $f_{res}$  мікросмужкового резонатора із неоднорідністю у вигляді П-подібного ЩР у заземлюючій площині від розміру резонатора  $L_1$ , де  $L_i = l_i + b/2$ ,  $i=1,2$ , та співвідношення  $K_p = L_2/L_1$ . Спектр резонансних частот у діапазоні 1.5–5.5 ГГц має дві гілки, тому при розв'язанні крайової задачі що до невідомих розмірів  $l_1, l_2$  резонатора виконується перехід на другу спектральну гілку на частоті приблизно 2.6 ГГц. На базі цих розв'язків отримано матрицю розсіювання на окремій неоднорідності у вигляді П-подібного ЩР.

На Рис. 5.9б показано характеристику коефіцієнту передачі основної хвилі МСЛ періодичної структури, що складається з трьох ( $n=3$ ) послідовно розташованих у заземлюючій площині П-подібних ЩР-ів. Матриця розсіяння періодичної структури із скінченним числом ланок отримана за формулами каскадного з'єднання матриць розсіяння окремих ЩР-ів через відрізки МСЛ довжиною  $d_m = 7.0$  мм. На тому ж рисунку наведено результати, отримані вимірюванням характеристики експериментального макету.



а



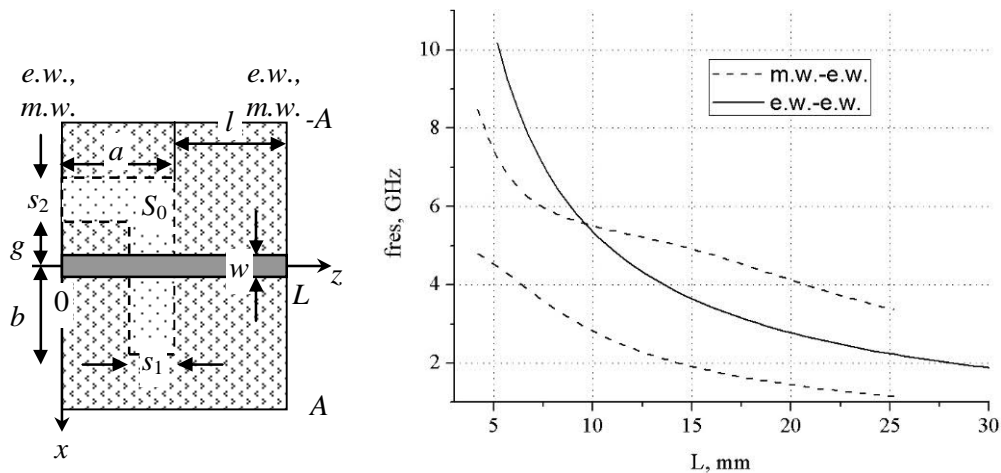
б

Рис. 5.9. (а) – П-подібний ЩР у заземлюючій площині МСЛ (несиметрична щодо площини  $z=0$  структура) та його спектр власних частот; (б) – прямі втрати 3-ланкової періодичної структури. Параметри резонатора (у мм): підкладка

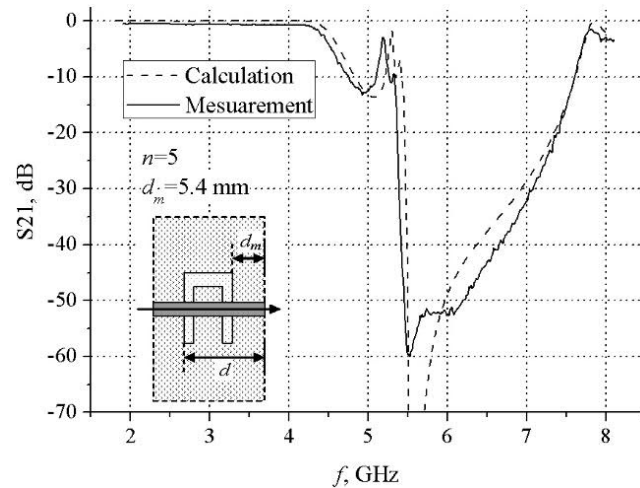
$h=1.0$ ,  $\varepsilon_{r1}=9.8$ , ширина МСЛ  $w=1.0$  (характеристичний імпеданс  $Z_0=50$  Ом), розміри екрану  $b_1=9.0$ ,  $b_2=5.0$ ,  $A=24.0$ , розміри ЩР:  $a=8.0$ ,  $b=8.0$ ,  $s_1=0.5$ ,  $s_2=0.75$

На Рис. 5.10а показано топологію та результати розрахунків спектрів власних частот смужкового резонатора із симетричною розподіленою неоднорідністю. В цьому випадку спектр власних частот, отриманий із розв'язання «електричної» крайової задачі, складається з однієї гілки у діапазоні частот 2–8 ГГц, у той же час спектр власних частот «магнітної» крайової задачі містить дві гілки рішень. Це пов'язано із тим, що симетрія структури із магнітною стінкою у площині  $z=0$  відповідає симетрії основної моди П-подібного хвилеводу. На Рис. 5.10б показано характеристику коефіцієнту передачі 5-ланкової періодичної структури на базі П-подібних щілинних резонаторів із періодом  $d=5.4+a=9.8$  мм.

З рисунків 5.9, 5.10 видно, що характеристики, розраховані для резонансних структур обох видів симетрії, добре відповідають результатам експериментальних вимірювань. У всіх прикладах характеристики коефіцієнтів передачі вимірювались за допомогою векторного аналізатору Agilent N5230A.



а



б

Рис. 5.10. (а) – Топологія П-подібного ЩР у заземлюючій площині МСЛ та спектр власних частот, отриманий з розв’язків крайових задач для об’ємного резонатора; (б) – прямі втрати 5-ланкової періодичної структури. Параметри резонатора (в мм): розміри екрану  $b_1=b_2=12.0$ ,  $A=24.0$ ; розміри ЩР:  $2a=4.4$ ,  $b=2.2$ ,  $s_1=s_2=0.5$

На Рис. 5.11 показано топологію структури, що містить три послідовно розташованих О-подібних (у формі прямокутної коаксіальної лінії) ЩРів у заземлюючій площині МСЛ, для якої розв’язуються крайові задачі. Попередні розрахунки показали, що загальна матриця розсіювання, що була отримана каскадним з’єднанням матриць окремих неоднорідностей, не узгоджується із результатами вимірювань коефіцієнта передачі експериментального макету. Як вже говорилося, це обумовлено тим, що розподілені неоднорідності взаємодіють одна з одною на відстанях, порівняних із їхнім поздовжнім розміром.

Для того, щоб врахувати взаємодію між неоднорідностями, 3-ланкова періодична структура була проаналізована цілком. Як і вище, завдяки симетрії структури елементи матриці розсіювання визначаються із розв’язань двох крайових задач, “електричної” ( $e.w.-e.w.$ ) та “магнітної” ( $m.w.-m.w.$ ) (див. Рис. 5.11).



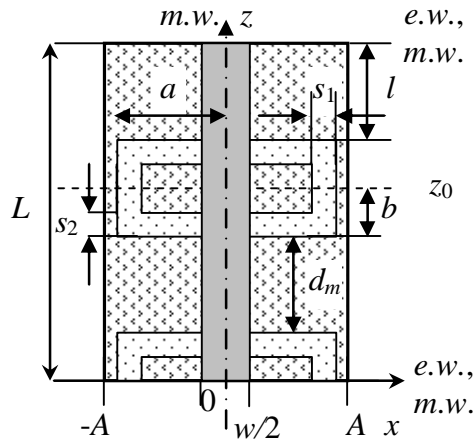


Рис. 5.11. 3-ланкова періодична структура з О-подібних ЩР: топологія резонатору для розв'язання крайових задач для розподіленої неоднорідності

У цьому випадку в розкладанні поля на О-подібній щілині також враховується  $TEM$ -мода коаксіального хвилеводу, у додатку до парних ( $e$ ) і непарних ( $o$ ) мод О-хвилеводу:

$$\mathbf{E}_{0t} = \sum_{k=1} V_{he,k} (\nabla_t T_{hy,k}^e \times \mathbf{e}_y) + \sum_{k=1} V_{ho,k} (\nabla_t T_{hy,k}^o \times \mathbf{e}_y) + V \cdot \nabla_t T_{TEM},$$

де  $V_{he,k}$  – амплітуди парних  $TE$ -хвиль О-хвилеводу,  $V_{ho,k}$  – амплітуди непарних  $TE$ -хвиль О-хвилеводу,  $V$  – амплітудою  $TEM$ -хвилі коаксіального хвилеводу.

На рисунку 5.12а показано спектр власних частот мікросмужкового резонатору з трьома послідовно зв'язаними ЩР у заземлюючій площині, отриманий із розв'язків двох крайових задач. Параметри МСЛ ті ж самі, що й вище, а розміри О-подібного щілинного резонатору вказані на рисунку. Для такої періодичної структури у частотному діапазоні 2–6 ГГц спектр резонансних частот містить чотири гілки. На рисунку 5.12б показані розраховані та експериментально виміряні характеристики коефіцієнту передачі періодичної структури, що містить три взаємно зв'язаних О-подібних ЩР. Смуга запирання основної хвилі МСЛ для системи зв'язаних О-подібних ЩР, є більшою, ніж та, що отримується з розрахунку системи з окремих ЩР, і за рівнем 15 дБ складає близько 40 %.

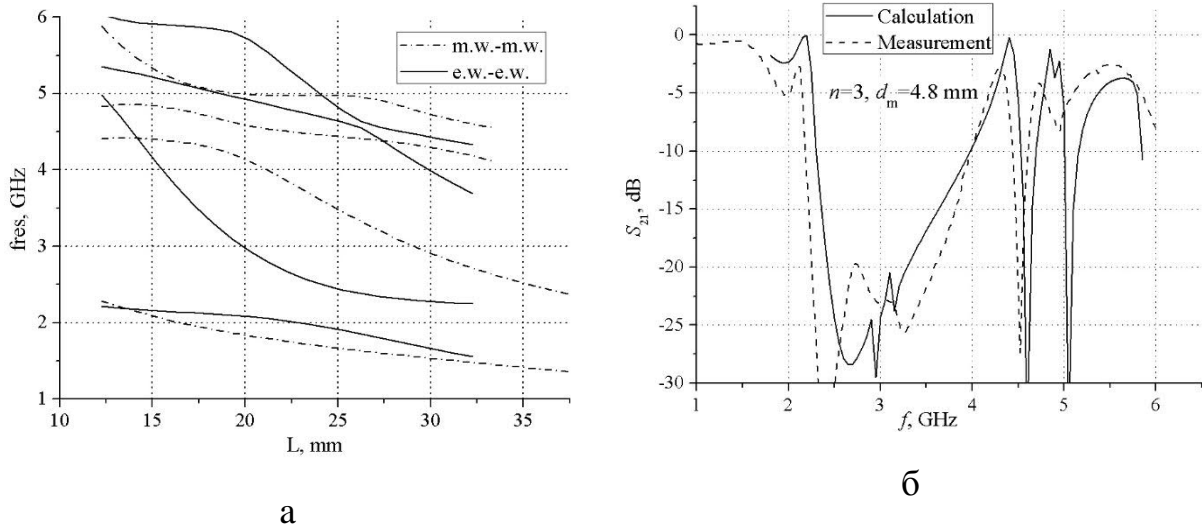


Рис. 5.12. Характеристика 3-ланкової періодичної структури на базі О-подібного ЩР у заземлюючій площині МСЛ: (а) спектр власних частот, та (б) прямі втрати. Розміри О-подібного резонатора (у мм):  $a=12.9$ ,  $b=2.15$ ,  $s_1=s_2=0.5$

То ж, методом поперечного резонансу проведено аналіз нового типу неоднорідностей у вигляді П- та О-подібних ЩР у заземлюючій площині МСЛ. Для опису поля на П- та О-подібних щілинних резонаторах та густини струму у смужковій лінії передачі були обрані відповідні базисні функції. З метою урахування взаємного зв'язку між О-подібними ЩР крайові задачі розв'язувались для 3-ланкової структури в цілому. Представлені результати розрахунків спектральних кривих та характеристик коефіцієнту передачі періодичних структур з ЩР складної форми. Порівняння цих характеристик із результатами експериментальних вимірювань демонструють їхню узгодженість із ними та обґрунтованість вибору базисних функцій, що використовуються для алгебраїзації крайових задач.

#### 5.4 Висновки за Розділом 5

1) Метод поперечного резонансу удосконалений для аналізу розподілених неоднорідностей у вигляді ЩР складної форми у заземлюючій площині МСЛ. Удосконалення полягає у використанні у процедурі алгебраїзації крайових задач для опису поля на апертурі щілинних резонаторів рядів за власними хвилями хвилеводів складного перерізу та врахуванні у виразах для густини струму вищих просторових гармонік (включаючи нульову).

- 2) Метод поперечного резонанса також був розвинутий для врахування взаємного зв'язку між двома однаковими і послідовно включеними у заземлюючу площину МСЛ розподіленими неоднорідностями у вигляді ЩР складної форми. Розвиток полягає у тому, що для врахування взаємного зв'язку між неоднорідностями розв'язуються дві крайові задачі для резонатору, що містить неоднорідність цілком, із двома різними умовами у площині симетрії та на електродинамічній границі резонатору.
- 3) На прикладі двох послідовно включених у схему Н-подібних ЩР показано, що ЩР складної форми у заземлюючій площині МСЛ взаємодіють один з одним на відстанях, порівнянних з їхнім поздовжнім розміром. Взаємний зв'язок між ними призводить до того, що структура з двох однакових ЩР складної форми фільтрує основний сигнал у більш широкій смузі частот, ніж окремий ЩР, бо містить додаткову частоту резонансної взаємодії між МСЛ і розподіленою неоднорідністю.
- 4) Отримано також характеристики коефіцієнту передачі на скінченновимірних періодичних структурах з ЩР П-, Н- та О-подібної форми. Порівняння цих характеристик із результатами експериментальних вимірювань демонструють їх узгодженість із ними та обґрунтованість вибору базисних функцій, що використовуються для алгебраїзації крайових задач для об'ємних резонаторів, та ефективність удосконаленого методу поперечного резонансу для аналізу таких неоднорідностей.

## 6 РОЗДІЛ 6

## АНАЛІЗ ОКРЕМИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У ЩІЛИННІЙ ТА СМУЖКОВІЙ ЛІНІЯХ ПЕРЕДАЧІ МЕТОДОМ ПОПЕРЕЧНОГО РЕЗОНАНСУ: РОЗСІЯННЯ НА ПРЯМОКУТНОМУ ПОВОРІТІ ЩІЛИННОЇ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ ТА РОЗСІЯННЯ НА СХІДЧАСТІЙ НЕОДНОРІДНОСТІ У СМУЖКОВІЙ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ

У цьому розділі розглянуто досить нестандартне застосування методу поперечного резонансу – а саме, застосування його до аналізу неоднорідності у щілинній лінії передачі у вигляді повороту її на прямий кут. У відомих нам публікаціях неоднорідності такого типу аналізуються тільки прямими чисельними методами (методом скінченних елементів та ін.) за допомогою комерційних програм, наприклад, HFSS [144, 145]. Топологія неоднорідності у вигляді повороту ЩЛ на довільний кут є такою, що її не вдається проаналізувати традиційним методом узгодження мод. Але поворот саме на прямий кут дає можливість проаналізувати таку неоднорідність методом поперечного резонансу, оскільки у віртуальному резонаторі з коротким замиканням на обох портах поворот ЩЛ утворює хвилевід Г-подібної форми (L-waveguide в англійській транскрипції).

Друга задача, що розв'язується у цьому розділі, це аналіз східчастої неоднорідності у смужковій (мікросмужковій) лінії передачі за методом поперечного резонансу. Розробка способу алгебраїзації цієї крайової задачі являла собою процес наукового дослідження, у якому було апробовано три варіанти її розв'язку, але в остаточному варіанті густину струму на неоднорідній смужці вдалося описати через розкладання у ряди за ортогональними поліномами. На відміну від регулярної МСЛ, що розглянута у Розділі 2, у даному випадку треба було будувати двовимірні, тобто залежні від двох координат, власні функції для опису густини струму у МСЛ із індуктивним або ємнісним відрізком.

Розділ написаний за матеріалами статей [34], [47], [43], [18], [49], [21].

### 6.1 Постановка та розв'язання крайової задачі для резонатору, що включає в себе поворот на прямий кут щілинної лінії передачі

Резонатор з неоднорідністю показаний на Рис. 6.1, і являє собою тришарову планарну структуру. Шар діелектрика має заземлювальну площину, в якій розташована щілинна лінія передачі з поворотом на  $90^\circ$ .

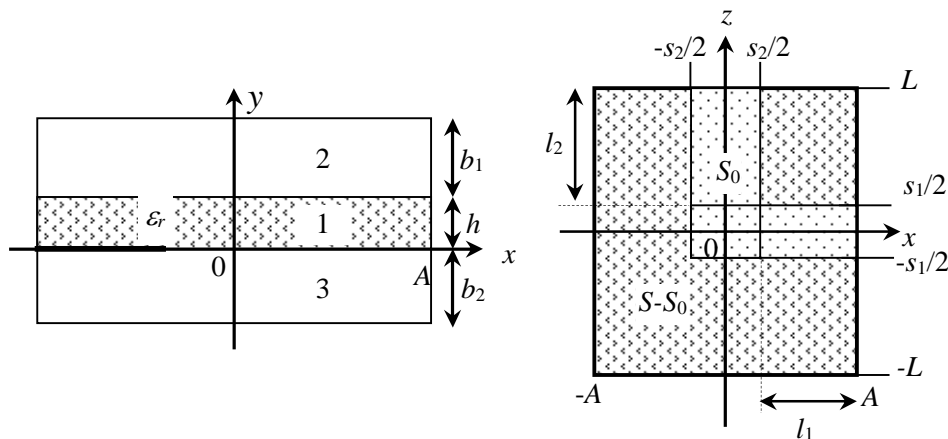


Рис. 6.1. Поперечний і поздовжній переріз резонатору з неоднорідністю у вигляді  $90^\circ$ -повороту щілинної лінії передачі у заземлюючій площині підкладки

Електромагнітне поле у часткових областях 1-3 (Рис. 6.1) записується в термінах магнітного  $A_{hy,i}$  і електричного  $A_{ey,i}$  ( $i=1..3$ ) векторних потенціалів в прямокутному хвилеводі ( $|x| \leq A$ ,  $|z| \leq L$ ). Компоненти електромагнітного поля виражаються через них за формулами:

$$\mathbf{E}_i = \text{rot } \mathbf{A}_{hy,i} + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} (\nabla \text{div} - \Delta) \mathbf{A}_{hy,i},$$

$$\mathbf{H}_i = \text{rot } \mathbf{A}_{ey,i} - \frac{1}{jk_0} (\nabla \text{div} - \Delta) \mathbf{A}_{ey,i},$$

де  $k_0 = \omega/c$ ,  $\varepsilon_{ri}$  – діелектрична проникність  $i$ -ї часткової області. Вирази для векторних потенціалів  $A_{hy,i}$  та  $A_{ey,i}$  у часткових областях  $i=1..3$  мають вигляд:

$$\begin{aligned} A_{ey,i} &= \sum_{m=1} \sum_{n=1} P_{nm} \sin k_{xm} (x-A) \sin k_{zn} (z-L) F_{ei, nm} (y) = \sum_{m=1} \sum_{n=1} \varphi_{nm} (x, z) F_{ei, nm} (y), \\ A_{hy,i} &= \sum_{m=0} \sum_{n=0} P_{nm} \cos k_{xm} (x-A) \cos k_{zn} (z-L) F_{hi, nm} (y) = \sum_{m=0} \sum_{n=0} \psi_{nm} (x, z) F_{hi, nm} (y), \end{aligned} \quad (6.1)$$

де  $k_{xm} = \pi m/2A$ ,  $k_{zn} = \pi n/2L$ , а нормуючий множник дорівнює:

$$P_{mn} = \sqrt{\frac{\delta_m}{2A}} \sqrt{\frac{\delta_n}{2L}} \frac{1}{\chi_{mn}}, \quad \chi_{mn}^2 = k_{xm}^2 + k_{zn}^2, \quad \delta_n = \begin{cases} 2, n > 0 \\ 1, n = 0 \end{cases}$$

Функції  $F_{ei, mn}(k_{yi, mn}), F_{hi, mn}(k_{yi, mn})$ , що включають в себе невідомі коефіцієнти розкладання, мають той же вигляд, що і у Розділі 3, де  $k_{yi, mn}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ri} - \chi_{mn}^2$ . Умовами безперервності дотичних компонент поля у площині  $y = 0$  є:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{t,1} = \mathbf{E}_{t,3} &= \begin{cases} \mathbf{E}_{0t}(x, z), & \text{on } S_0, \\ 0, & \text{on } S - S_0, \end{cases} \\ \mathbf{H}_{t,1} = \mathbf{H}_{t,3} &= \mathbf{H}_{0t}(x, z), \quad \text{on } S_0, \end{aligned} \quad (6.2)$$

де  $\mathbf{E}_{0t}$  і  $\mathbf{H}_{0t}$  – невідомі функції розподілу поля на щілині. Ці функції записуються в вигляді рядів за ортогональними векторними функціями (розв'язаннями для власних хвиль L-хвилеводу) на апертурі щілини  $S_0$ . Для вузьких щілин  $s_1, s_2$ , як показали розрахунки, досить врахувати тільки векторні потенціали для  $TE$ -хвиль ( $TH$ -хвилі L-хвилеводу мають нехтовно малі амплітуди):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0t} &= \sum_k V_{hk} [\nabla_t T_{hy,k}(x, z) \times \mathbf{e}_y], \\ \mathbf{H}_{0t} &= \sum_k I_{hk} \nabla_t T_{hy,k}(x, z), \end{aligned} \quad (6.3)$$

де  $V_{h,k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання,  $T_{hy,k}(x, z)$  – векторні потенціали  $TE$ -хвиль L-хвилеводу, що задовольняють хвильовому рівнянню:

$$\Delta T_{hy,k} + k_{hc,k}^2 T_{hy,k} = 0,$$

$k_{hc,k}^2$  – власні (критичні) числа  $TE$ -хвиль L-хвилеводу, та граничним умовам на металевій поверхні, що ідеально проводить. Застосовуючи процедуру Гальоркіна до розв'язання крайової задачі для резонатора і підставляючи (6.3) в умови (6.2), отримаємо СЛАР що до невідомих коефіцієнтів розкладання  $V_{h,l}$ :

$$\sum_l V_{h,l} \sum_{m,n=0} \left[ j k_0 \varepsilon_r \alpha_{eh, mn, k} Z_{e, mn} \alpha_{eh, mn, l} - \frac{1}{j k_0} \alpha_{hh, mn, k} Z_{h, mn} \alpha_{hh, mn, l} \right] = 0, \quad (6.4)$$

де інтеграли зв'язку між власними функціями в рядах Фур'є та власними функціями L-хвилеводу записуються у вигляді:

$$\alpha_{hh,mn,k} = k_{hc,k}^2 \int_{S_0} \psi_{mn}(x,z) T_{hy,k}(x,z) dS,$$

$$\alpha_{eh,mn,k} = \int_{S_0} \left[ \frac{dT_{hy,k}}{dx} \frac{\phi_{mn}}{dz} - \frac{dT_{hy,k}}{dz} \frac{\phi_{mn}}{dx} \right] dS.$$

За умови  $s_1 = s_2$  через симетрію задачі аналіз резонатора з неоднорідністю у вигляді прямокутного повороту у ЩЛ методом поперечного резонансу (Рис. 6.2) зводиться до розв'язання двох крайових задач: для парної і непарної хвилі рівноплечого L-хвилеводу ( $L=A$ ). Тоді  $S_{12} = S_{21} = |S_{21}|e^{i\varphi_{21}}$ ,  $S_{11} = S_{22}$  та елементи матриці розсіяння розраховуються за формулами (3.7). При різних ширинах щілин на портах 1 і 2 ( $s_1 \neq s_2$ ,  $L \neq A$ ,  $S_{11} \neq S_{22}$ ) для розрахунку елементів матриці розсіяння потрібно знайти три розв'язки крайової задачі для резонатора, а для визначення елементів матриці розсіяння розв'язується система рівнянь виду (3.5), як це описано у Розділі 3.

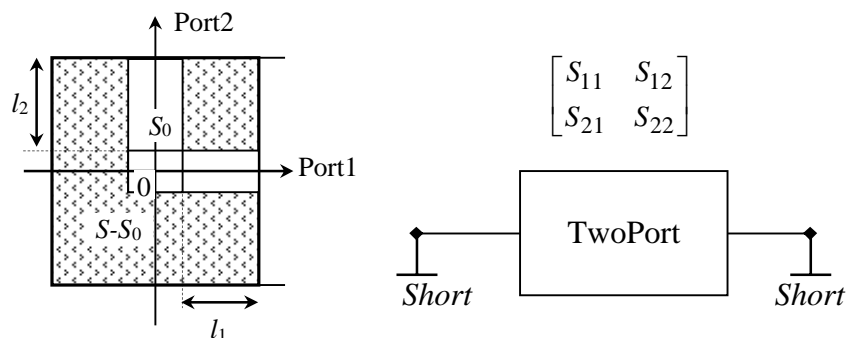


Рис. 6.2. Резонатор з неоднорідністю у вигляді повороту ЩЛ на прямий кут і її представлення у вигляді 2-портової еквівалентної схеми

На Рис. 6.3а наведені результати розрахунків коефіцієнту відбиття на  $90^\circ$ -повороті ЩЛ у діапазоні частот 2–8 ГГц у залежності від ширини щілини за умови  $s_1 = s_2 = s$ . Як і очікувалося, чим менша ширина щілини - тим менший коефіцієнт відбиття на її повороті. Набіг фази коефіцієнту передачі на повороті щілини тим більший, чим вужча щілина, Рис 6.3б (складає близько до  $\pi/2$  при  $s=0.5$  мм). При цьому характеристика набігу фаз у смузі частот є немонотонною і має максимум. Частота, на якій спостерігається максимум набігу фази на повороті ЩЛ, зростає із збільшенням ширини щілини  $s$ .

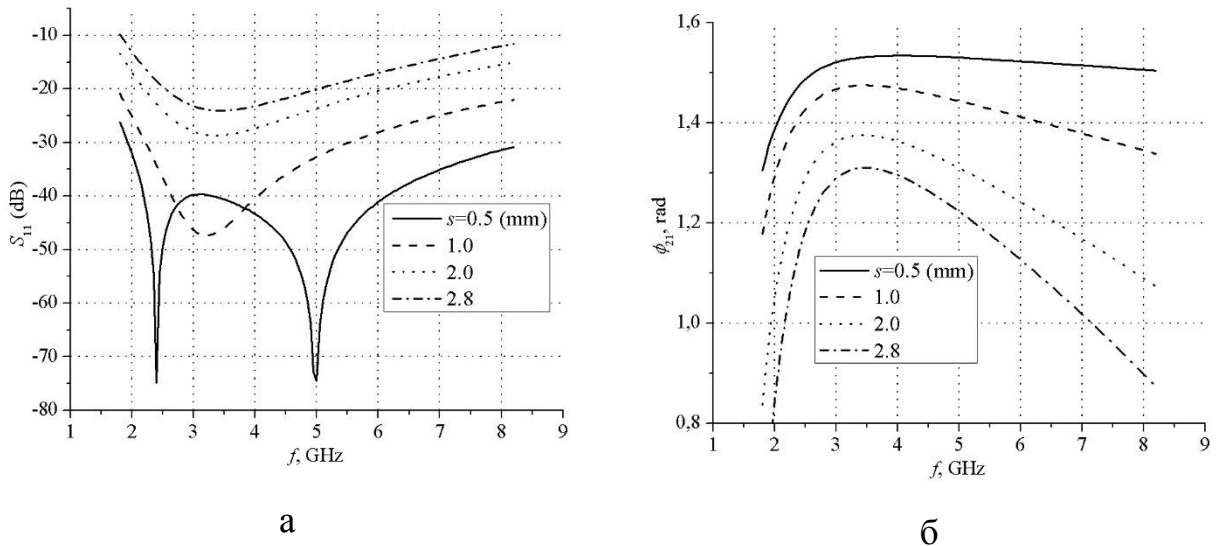


Рис. 6.3. Елементи матриці розсіяння на прямокутному повороті ЩЛ у залежності від ширини щілини  $s_1 = s_2 = s$ : (а) – модуль коефіцієнту відбиття і (б) – набіг фази коефіцієнту передачі на  $90^\circ$ -повороті ЩЛ. Параметри підкладки та екрану (у мм):  $h=1.0$ ,  $\varepsilon_r=9.8$ ,  $B=16.0$ ,  $b_2=15.0$

Результати розрахунків залежності резонансних частот від розмірів резонатору для повороту ЩЛ із різною шириною щілини на портах 1 та 2,  $s_1 = 0.5$  та  $s_2 = 1.0$  мм, а також отримані з них параметри матриці розсіяння показані на Рис. 6.4. Перші дві пари довжин резонатору ( $l_i, l_{2i}$ ) були отримані з результатів розрахунків першого (непарна мода L-хвилеводу) і другого (парна мода) кореня СЛАР (6.4) при заданому параметрі  $K = A/L = 0.8$ . А третя пара довжин була розрахована для першого кореня дисперсійного рівняння СЛАР (6.4) з параметром  $K = 0.5$ . У цьому випадку коефіцієнт відбиття приймає значно більші значення, ніж у випадку однакової ширини щілини на портах.

Таким чином, метод поперечного резонансу дозволяє проаналізувати поворот ЩЛ на прямий кут. Аналіз базується на розрахунку власних частот віртуального резонатору з коротким замиканням на портах і представленні поля на апертурі щілини у вигляді рядів за власними  $TE$ -хвилями L-хвилеводу.



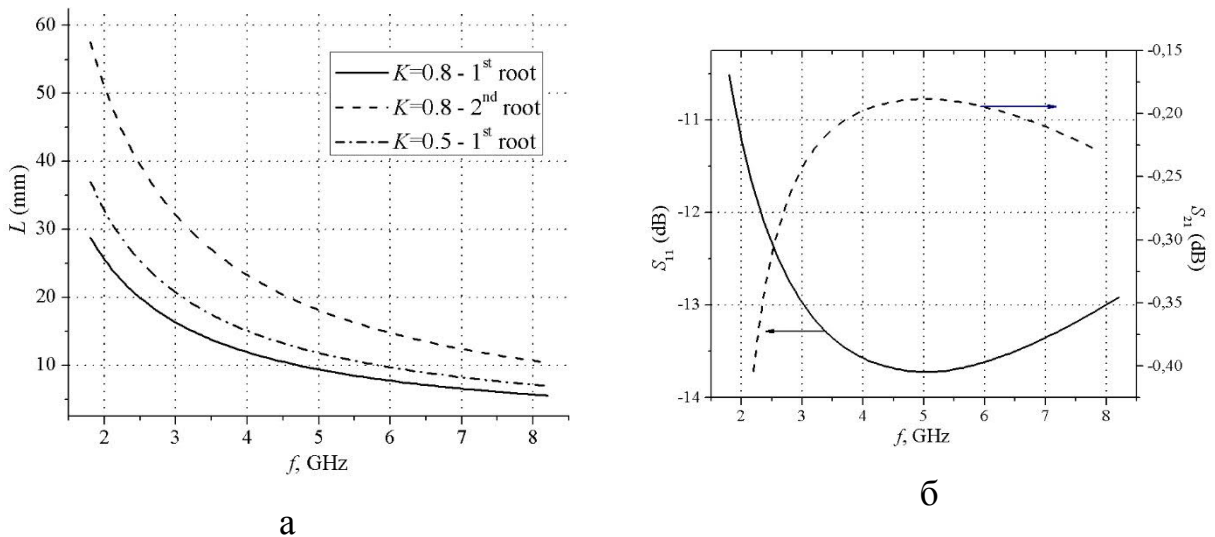


Рис. 6.4. Поворот на прямий кут ЩЛ з шириною щілини  $s_1=0.5$  на ширину  $s_2=1.0$  мм: (а) – залежність довжин резонатора з неоднорідністю у ЩЛ від частоти, парності хвилі і параметра  $K = A/L$  і (б) – характеристики розсіювання

Чисельні розрахунки показали, що у разі повороту ЩЛ з різною шириною щілин на портах зворотні втрати (коефіцієнт відбиття) є значно більшими, ніж у випадку повороту щілини з однаковою шириною щілин на портах. Крім того, прямокутний поворот ЩЛ з однаковою шириною щілин добре узгоджений за втратами, а набіг фази коефіцієнта передачі на повороті ЩЛ має немонотонну залежність від частоти з максимумом на деякій частоті, що залежить від її ширини.

## 6.2 Аналіз східчастої неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі методом поперечного резонансу

Існуючі методики розрахунку стрибка ширини у смужковій лінії передачі розроблялися досить давно, ще у 80-і роки минулого століття. Крім традиційного методу узгодження мод дослідники використовували різні наближені методи аналізу такої неоднорідності [146-149, 78]. Для класичної східчастої неоднорідності (індуктивного чи ємнісного відрізка, Рис. 6.5) метод узгодження мод з використанням формалізму узагальнених матриць розсіювання (Розділ 2) забезпечує необхідну точність розрахунку при проектуванні, наприклад, мікросмужкових фільтрів. Однак у сучасних планарних схемах мікрохвильового діапазону у

комплексі із ємнісними або індуктивними відрізками МСЛ використовуються також елементи виду Defected Ground Structure, тобто отвори різної форми у металізованій підкладці МСЛ. Для такої 2-площинної неоднорідності метод узгодження мод вже неможливо застосовувати, оскільки її не можна описати у термінах класичних пласко-поперечних стиків відрізків регулярних ліній передачі.

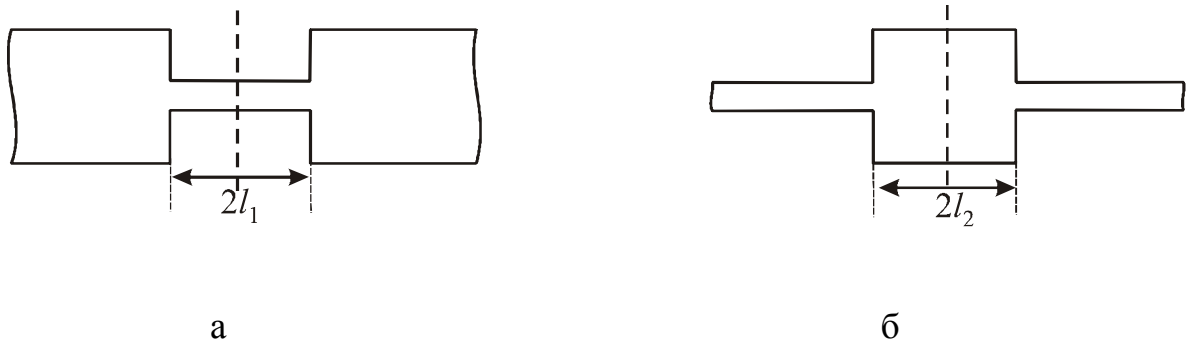


Рис. 6.5. Індуктивна (а) і ємнісна (б) неоднорідності у смужковій лінії

Для розв'язання цієї проблеми нами у [47, 43] була запропонована техніка аналізу стрибка ширини у МСЛ методом поперечного резонансу, в якій для алгебраїзації крайової задачі використовувалося розкладання електромагнітного поля в площині МСЛ (в області між лінією передачі і екраном) по базисних функціях хвилеводу складного перерізу (П- або Г-подібного, у залежності від граничних умов). Незважаючи на високу точність розрахунку, недоліком цього алгоритму є залежність розв'язань для спектру власних частот резонатора з неоднорідністю від частоти і числа  $TE$ - і  $TH$ -хвиль у вікні зв'язку на межі поділу середовищ, що треба враховувати, і самий розв'язок залежить від ширини екрану. Чим нижче частота – тим більше хвиль потрібно було врахувати, щоб отримати гладку криву для спектра власних частот резонатора. Тому ця методика була удосконалена у [18], а саме був запропонований спосіб алгебраїзації крайової задачі на власні частоти резонатора із неоднорідністю, заснований на виразі густини струму у неоднорідній смужковій лінії передачі через векторні потенціали у термінах власних функцій хвилеводів складного перетину з прямокутними координатними межами і використанні тригонометричного базису для її опису. Вже у наступній роботі [21] векторні потенціали густини струму нерегулярної смужкової лінії були визначені у термінах ортогональних поліномів.

### 6.2.1 Розв'язання крайової задачі для мікросмужкового резонатора із східчастою неоднорідністю

Згідно методу поперечного резонансу, елементи матриці розсіяння на симетричній неоднорідності (коли один з розмірів,  $l_1$  чи  $l_2$ , фіксується) розраховуються з розв'язків двох крайових задач з граничними умовами у площині симетрії та на поздовжній границі виду  $e.w.-e.w.$  та  $m.w.-m.w.$  для резонатора щодо його розміру, що змінюється  $l_{i,1(2)}$  (Рис. 6.6), за формулами:

$$S_{11} = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2, \quad S_{12} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2,$$

де,  $\Gamma_{1(2)} = \exp(2j\beta_z l_{i,1(2)})$ ,  $\beta_z$  – стала поширення основний хвилі у регулярній МСЛ.

Таким способом розраховується матриця розсіяння на відрізку МСЛ, індуктивному (вузькому) або ємнісному (широкому) в залежності від того, який з розмірів,  $l_1$  чи  $l_2$ , фіксується, Рис. 6.6. Мінімум коефіцієнту відбиття (резонансне пропускання) визначається точками перетину спектральних кривих, отриманих з розв'язків обох крайових задач.

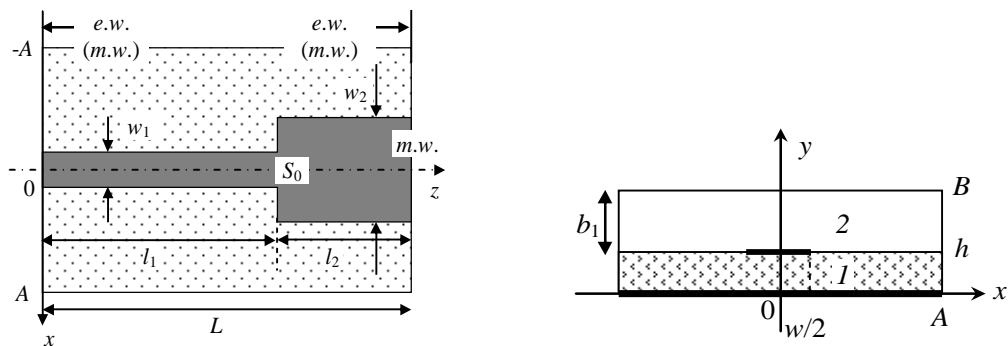


Рис. 6.6. Топологія резонатора з неоднорідністю для розв'язання крайової задачі із граничними умовами  $e.w.-e.w.$  або  $m.w.-m.w.$

На відміну від попередніх робіт, густина струмів  $\mathbf{J}_t(x, z) = (J_x(x, z), J_z(x, z))$  у неоднорідній смужковій лінії у площині  $S_0$  описується у термінах електричного  $J_{e,q}(x, z)$  та магнітного  $J_{h,l}(x, z)$  векторних потенціалів ( $k_0 = \omega_0/c$ ) [18]:

$$\mathbf{J}_t = \sum_{q=1} \left[ \nabla J_{e,q}(x, z) \times \mathbf{e}_y \right] C_{e,q} - \frac{1}{j \cdot k_0} \sum_{l=1} \nabla J_{h,l}(x, z) C_{h,l},$$

або за координатами

$$J_z = \sum_{n=1} \frac{d}{dx} J_{e,n}(x, z) \cdot C_{e,n} - \frac{1}{j \cdot k_0} \sum_{n=1} \frac{d}{dz} J_{h,n}(x, z) \cdot C_{h,n},$$

$$J_x = -\sum_{n=1} \frac{d}{dz} J_{e,n}(x, z) \cdot C_{e,n} - \frac{1}{j \cdot k_0} \sum_{n=1} \frac{d}{dx} J_{h,n}(x, z) \cdot C_{h,n},$$

де  $C_{e(h),n}$  – невідомі коефіцієнти розкладання, а функції  $J_{e(h),n}(x, z)$  задовольняють рівнянню Гельмгольца

$$\Delta_{\perp} J_{e(h),n}(x, z) + \chi_{z(x)q}^2 J_{e(h),n}(x, z) = 0 \quad (6.5)$$

та відповідним граничним умовам на вільних границях смужки

$$\frac{dJ_h(x, z)}{dn} = 0, \quad J_e(x, z)|_S = 0.$$

і на поздовжніх границях, що залежать від типу крайової задачі для віртуального резонатору.

Використання саме векторних потенціалів  $J_{e(h),n}(x, z)$  (а не безпосередньо компонент густини струму  $J_{z(x)}(x, z)$ ) для опису густини струмів дозволяє отримати хорошу збіжність алгоритмів розв'язання крайових задач із використанням розкладання функцій  $J_{e(h),n}(x, z)$  у тригонометричні ряди, як це було зроблено у [18]. При розв'язанні задачі на власні функції і власні значення для області з прямокутними координатними межами методом часткових областей у вигляді розкладань у тригонометричні ряди внутрішні суми в рядах, що входять до характеристичного рівняння, збігаються як  $O(n^{-3})$ . Недоліком цього алгоритму є те, що він збігається повільніше (тобто має більший порядок системи лінійних рівнянь), ніж алгоритми, за якими густина струму описується рядами по базисних функціях з ортогональних поліномів.

У попередніх розділах для опису струмів і полів у регулярних лініях передачі планарного типу використовувалися поліноми Чебишова першого  $T_n(x)$  та другого  $U_n(x)$  роду, які мають вагові функції, що відповідають особливостям поведінки поля на тонкому ребрі. За поздовжньою координатою  $z$  густина струму описується звичайними тригонометричними гармоніками. Однак в нерегулярній лінії передачі, а саме у смужковій лінії з індуктивним або ємнісним

відрізками, процедура опису густини струму ускладнюється, бо у цьому випадку треба будувати вже двовимірні функції у вигляді рядів за ортогональними поліномами у часткових областях. Це пов'язано з тим, що ортогональні поліноми і тригонометричні функції, за допомогою яких описується електромагнітне поле в області з прямокутними межами, відповідають різним диференціальним рівнянням. Ця проблема частково розв'язувалась у роботі [49] та врешті решт її розв'язання було викладено у роботі [21]. Нижче опишемо цю процедуру.

Топологію смужкового резонатора із **ємнісною** (для визначеності) неоднорідністю із розбиттям вихідної області смужкового резонатора на дві часткові підобласти та поперечними граничними умовами, для якого будується векторна функція розподілу густини струму, наведено на Рис. 6.7.

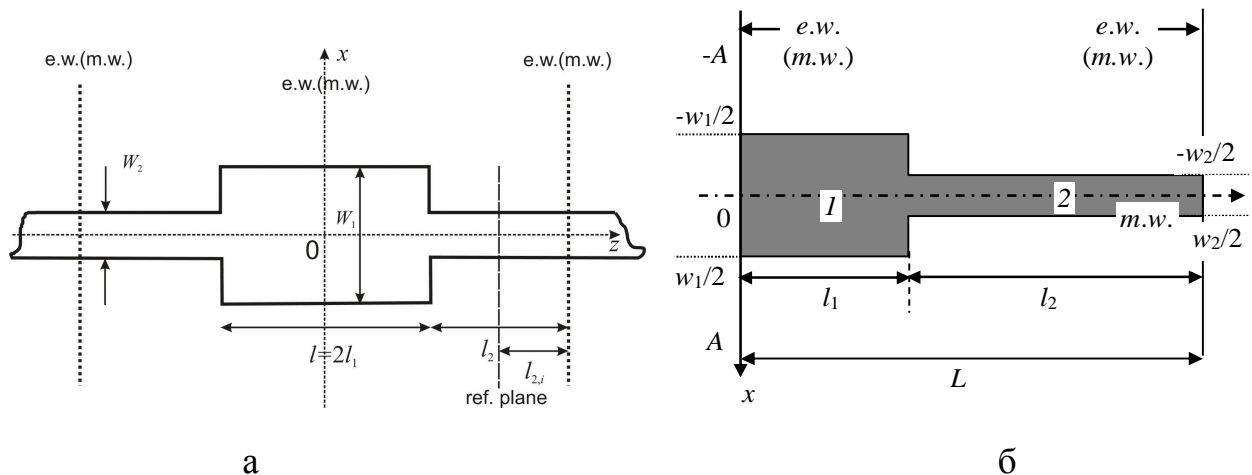


Рис. 6.7. (а) – Топологія смужкової лінії передачі зі стрибком ширини  $w_1 > w_2$  кінцевої довжини, (б) – половина симетричної структури (смушкової лінії) із граничними умовами електричної (*e.w.*) і магнітної (*m.w.*) стінки на поздовжніх границях (умови поперечного резонансу), для якої розв'язуються крайові задачі

Умови на поздовжніх границях, а саме електрична і магнітна стінки (*e.w.* та *m.w.*), відповідають резонаторам, власні частоти яких використовуються для розрахунку елементів матриці розсіяння на неоднорідності методом поперечного резонансу. У подальшому, як і у попередніх розділах, для стислості крайові задачі із такими умовами на поздовжніх границях, будемо називати «**електричною**» та «**магнітною**» крайовими задачами відповідно.

Поняття густини струму  $\mathbf{J}$ , що протікає у смужковій лінії передачі, як і у попередніх розділах, вводиться через різницю дотичних компонент магнітного поля  $\mathbf{H}$  з обох сторін смужкової лінії передачі:

$$\mathbf{H}_{t,1} - \mathbf{H}_{t,2} = \mathbf{J} \times \mathbf{e}_y.$$

Розглянемо розв'язання крайової задачі для густини струму  $\mathbf{J}$  мікросмужкового резонатору, що виражений через векторні потенціали магнітного  $J_h$  та електричного  $J_e$  типу, а саме:

$$\mathbf{J}_t = \sum_{n=1}^P [\nabla J_{e,n}(x, z) \times \mathbf{e}_y] C_{e,n} - \frac{1}{j \cdot k_0} \sum_{n=1}^P \nabla J_{h,n}(x, z) C_{h,n}, \quad (6.6)$$

де  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $\omega_0$  – колова частота,  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $J_{h(e),n}(x, z)$  – власні функції магнітного та електричного векторних потенціалів,  $C_{h(e),n}$  – невідомі коефіцієнти розкладання,  $P$  – порядок зрізання ряду.

Компоненти магнітного поля у замкненій (екранованій) структурі у площині  $y=h$  задовольняють рівнянню Гельмгольца, тобто хвильовому рівнянню у декартових координатах (6.5). Але функція густини струму на регулярному відрізьку мікросмужкової лінії передачі має особливості на краях смужки (тонкому ребрі), тому для опису густини струму будемо використовувати поліноми Чебишова першого  $T_n(x)$  і другого  $U_n(x)$  роду, які мають вагові функції  $1/\sqrt{1-x^2}$  та  $\sqrt{1-x^2}$ , що відповідають особливостям поведінки поля на тонкому ребрі та задовольняють власним диференціальним рівнянням.

Основній хвилі смужкової (мікросмужкової) лінії передачі в симетричній структурі відповідає умова магнітної стінки в площині  $x=0$  (Рис. 6.7), тож отримаємо додаткові умови для функцій електричного і магнітного векторного потенціалів:

$$J_{e,i}(0, z) = 0, \quad \frac{dJ_{h,i}(0, z)}{dx} = 0,$$

$i=1,2$  – номер часткової області. З урахуванням цього, двовимірна функція магнітного векторного потенціалу  $J_{h,n}(x,z)$  у часткових областях 1 та 2 розкладається у ряд за ортогональними поліномами Чебишова 1-го роду парного порядку

$$T_{2k}\left(\frac{x}{w_i/2}\right) = \cos\left(2k \arccos \frac{x}{w_i/2}\right), \quad k = 0, 1, 2, \dots,$$

що задовольняють диференціальному рівнянню

$$\left(1 - \left(\frac{x}{w_i/2}\right)^2\right) \frac{d^2}{dx^2} T_{2k}\left(\frac{x}{w_i/2}\right) - \frac{x}{(w_i/2)^2} \frac{d}{dx} T_{2k}\left(\frac{x}{w_i/2}\right) + \left(\frac{2k}{w_i/2}\right)^2 T_{2k}\left(\frac{x}{w_i/2}\right) = 0, \quad (6.7)$$

$i=1,2$ , або у операторному вигляді, де  $L$  – диференціальний оператор:

$$L\left(T_{2k}\left(\frac{x}{w_i/2}\right)\right) = -\left(\frac{2k}{w_i/2}\right)^2 T_{2k}\left(\frac{x}{w_i/2}\right). \quad (6.7.1)$$

А двовимірна функція електричного векторного потенціалу  $J_{e,n}(x,z)$  розкладається у ряд за ортогональними поліномами Чебишова 2-го роду непарного порядку

$$U_{2k+1}\left(\frac{x}{w_i/2}\right) = \frac{u_{2k+1}\left(\frac{x}{w_i/2}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{w_i/2}\right)^2}}, \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

де  $u_{2k+1}\left(\frac{x}{w_i/2}\right) = \sin\left((2k+2) \arccos \frac{x}{w_i/2}\right)$  – функції Чебишова 2-го роду, що задовольняють тому ж самому диференціальному рівнянню (6.7), або в операторному вигляді:

$$L\left(u_{2n+1}\left(\frac{x}{w_i/2}\right)\right) = -\left(\frac{2n+2}{w_i/2}\right)^2 u_{2n+1}\left(\frac{x}{w_i/2}\right). \quad (6.7.2)$$

Тоді диференціальне рівняння щодо векторних потенціалів має вигляд:

$$L(J_{h(e),n}(x,z)) + \frac{d^2}{dz^2} J_{h(e),n}(x,z) + \chi_{h(e),n}^2 \cdot J_{h(e),n}(x,z) = 0, \quad (6.8)$$

$\chi_{h(e),n}^2$  – власні числа, що відповідають власним функціям  $J_{h(e),n}(x,z)$ ,  $n=1,2,\dots$

Крім того, на вільних границях неоднорідної смужкової лінії власні функції задовольняють граничним умовам:

$$\frac{dJ_{hi}(\pm w_i/2, z)}{dx} = 0, \quad J_{ei}(\pm w_i/2, z) = 0, \quad i = 1, 2.$$

На поздовжніх границях  $z=0$  та  $z=L$  електричний  $J_e$  та магнітний  $J_h$  векторні потенціали задовольняють таким граничним умовам:

$$J_{h1}(x, 0) = 0, \quad J_{h2}(x, L) = 0,$$

$$\frac{d}{dz} J_{e1}(x, 0) = 0, \quad \frac{d}{dz} J_{e2}(x, L) = 0$$

за умови ідеальної електричної стінки при  $z=0$  та  $z=L$ , та граничним умовам

$$\frac{d}{dz} J_{h1}(x, 0) = 0, \quad \frac{d}{dz} J_{h2}(x, L) = 0,$$

$$J_{e1}(x, 0) = 0, \quad J_{e2}(x, L) = 0$$

за умови ідеальної магнітної стінки на них.

Враховуючи вищезазначене, двовимірний функція для магнітного векторного потенціалу у часткових областях 1 та 2 запишеться у вигляді:

$$J_{h1}(x, z) = \sum_{k=0}^M A_{h1k} \sqrt{\frac{2}{w_1}} \sqrt{\frac{4 - 2 \cdot \delta_{k0}}{\pi}} T_{2k} \left( \frac{x}{w_1/2} \right) F_{h1,k}(z), \quad |x| \leq w_1/2, \quad 0 \leq z \leq l_1,$$

$$J_{h2}(x, z) = \sum_{k=0}^M A_{h2k} \sqrt{\frac{2}{w_2}} \sqrt{\frac{4 - 2 \cdot \delta_{k0}}{\pi}} T_{2k} \left( \frac{x}{w_2/2} \right) F_{h2,k}(z), \quad |x| \leq w_2/2, \quad l_1 \leq z \leq L, \quad (6.9)$$

де згідно (6.7)  $k_{zi,k}^2 = \chi_{h,n}^2 - \left( \frac{2k}{w_i/2} \right)^2$ ,  $A_{h1(2),k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання,  $M$  –

порядок зрізання нескінченного ряду та

$$F_{h1,k}(k_{z1k}, z) = \frac{\sin k_{z1k} z}{k_{z1k} \cos k_{z1k} l_1}, \quad F_{h2,k}(k_{z2k}, z) = \frac{\sin k_{z2k} (L - z)}{k_{z2k} \cos k_{z2k} l_2}$$

для крайової задачі із електричними стінками на границях  $z=0$  та  $z=L$  (електрична крайова задача, *e.w.-e.w.*) і

$$F_{h1,k}(k_{z1k}, z) = \frac{\cos k_{z1k} z}{k_{z1k} \sin k_{z1k} l_1}, \quad F_{h2,k}(k_{z2k}, z) = \frac{\cos k_{z2k} (L - z)}{k_{z2k} \sin k_{z2k} l_2}$$



для крайової задачі із магнітними стінками на поздовжніх границях (магнітна крайова задача, *m.w.-m.w.*). Умови безперервності функцій на границі часткових областей з урахуванням сингулярності базисних функцій запишуться наступним чином:

$$J_{h2}(x, l_1) = J_{h1}(x, l_1), |x| \leq w_2/2,$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{w_1/2}\right)^2}} \frac{dJ_{h1}(x, l_1)}{dz} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{w_2/2}\right)^2}} \frac{dJ_{h2}(x, l_1)}{dz}, |x| \leq w_2/2 \\ 0, w_2/2 \leq x \leq w_1/2 \end{cases},$$

звідки отримується система рівнянь щодо невідомих коефіцієнтів розкладання, з умови розв'язності якої виходить трансцендентне рівняння для власних значень  $\chi_{h,n}^2$ . Для «електричної» крайової задачі система рівнянь щодо невідомих коефіцієнтів  $A_{h2k}$  має вигляд:

$$\sum_{n=0}^M \alpha_{kn} A_{h2n} = 0, \quad (6.10.1)$$

$$\alpha_{kn} = \frac{\tan k_{z2n} l_2}{k_{z2n}} \delta_{kn} + \sum_{m=0}^M \frac{\tan k_{z1m} l_1}{k_{z1m}} S_{mk}^h S_{mn}^h,$$

де коефіцієнти  $A_{h1k}$  пов'язані із ними співвідношенням  $A_{h1k} = -\sum_{m=0}^M S_{km}^h A_{h2m}$ , а рівняння щодо  $\chi_{h,n}^2$  має вигляд  $\det \|\alpha_{kn}(\chi_{h,m})\| = 0, m = 1, 2, \dots$  (тобто, визначник матриці дорівнює нулю). Аналогічно, для «магнітної» крайової задачі матриця  $\alpha_{kn}$  СЛАР має вигляд:

$$\alpha_{kn} = \frac{\cot k_{z2n} l_2}{k_{z2n}} \delta_{mn} + \sum_{k=0}^M \frac{\cot k_{z1k} l_1}{k_{z1k}} S_{kn}^h S_{km}^h. \quad (6.10.2)$$

Значення коефіцієнтів  $S_{km}^h$  розраховуються з інтегралів виду:

$$S_{km}^h = \sqrt{\frac{4-2 \cdot \delta_{k0}}{\pi}} \sqrt{\frac{4-2 \cdot \delta_{m0}}{\pi}} \sqrt{\frac{2}{w_1}} \sqrt{\frac{2}{w_2}} \int_0^{w_2/2} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{w_2/2}\right)^2}} T_{2k}\left(\frac{x}{w_1/2}\right) T_{2m}\left(\frac{x}{w_2/2}\right) dx =$$

$$= c_{km} \int_0^{\pi/2} \cos(2k \arccos(a \cos u)) \cdot \cos(2mu) du, \quad c_{km} = \sqrt{\frac{4-2 \cdot \delta_{k0}}{\pi}} \sqrt{\frac{4-2 \cdot \delta_{m0}}{\pi}} \sqrt{a}, \quad a = \frac{w_2}{w_1}.$$

Інтегралі  $S_{km}^h$  для кожного  $k$  та  $m$  можна розрахувати у явному вигляді. Розрахунок декількох перших елементів  $S_{km}^h$  показав, що матриця  $\|S_{km}^h\|$  має трикутний вигляд (при зрізанні рядів (6.9) до  $M$ ), а саме  $S_{km}^h=0$ , якщо  $k > m$ :

$$S^{h(e)} = \begin{vmatrix} S_{00} & 0 & \dots & 0 \\ S_{10} & S_{11} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 \\ S_{M0} & S_{M1} & \dots & S_{MM} \end{vmatrix}, \quad (6.11)$$

а її елементи являють собою поліноми парного ступеня від параметру  $a = w_2/w_1 < 1$  [21]. Наприклад,  $S_{30}^h = \sqrt{2a}(10a^6 - 18a^4 + 9a^2 - 1)$ ,  $S_{33}^h = \sqrt{a} \cdot a^6$ . Крім того, матриця  $\|\alpha_{kn}\|$  у (6.10.1) та (6.10.2) симетрична, що також дозволяє скоротити час, що витрачається на розв'язання зрізаної системи рівнянь при чисельних розрахунках на комп'ютерах. За своїм фізичним сенсом власні числа  $\chi_{h,n}$  є хвильовими числами, що відповідають поздовжнім гармонікам струму, тому у першому наближенні їхній спектр розраховується за формулою  $\chi_{h,n}^{(0)} = \pi n/L$ , де  $L=l_1+l_2$  – довжина резонатору.

Варто зазначити, що диференціальне рівняння (6.8) для магнітного векторного потенціалу густини струму  $J_h(x, z)$  із «електричними» умовами поперечного резонансу має розв'язок, якщо  $\chi_{h,n} = 0$  (тобто функція задовольняє рівнянню Лапласа). Векторний потенціал у цьому випадку записується у вигляді:

$$J_{h1}(x, z) = A_{h1,0} \frac{2}{\sqrt{\pi w_1}} T_0 \left( \frac{x}{w_1/2} \right) \cdot z + \sum_{k=1} A_{h1k} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi w_1}} T_{2k} \left( \frac{x}{w_1/2} \right) \frac{\sinh k_{x1k} z}{k_{x1k} \cosh k_{x1k} l_1},$$

$$|x| \leq w_1/2, \quad 0 \leq z \leq l_1.$$

$$J_{h2}(x, z) = A_{h2,0} \frac{2}{\sqrt{\pi w_2}} T_0 \left( \frac{x}{w_2/2} \right) \cdot (L - z) + \sum_{k=1} A_{h2k} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi w_2}} T_{2k} \left( \frac{x}{w_2/2} \right) \frac{\sinh k_{x2k} (L - z)}{k_{x2k} \cosh k_{x2k} l_2},$$

$$|x| \leq w_2/2, \quad l_1 \leq z \leq L, \quad \text{де } k_{xi,k} = \frac{2k}{w_i/2}, \quad i = 1, 2. \quad \text{За своїм фізичним сенсом компонента}$$

струму із  $\chi_{h,n}=0$  відповідає сталій складовій поздовжнього струму  $J_z$ .

Аналогічно, двовимірна функція  $J_{e,n}(x, z)$  для електричного векторного потенціалу для густини струму у часткових областях 1 та 2 записується у вигляді:

$$J_{e1}(x, z) = \sum_{k=0}^M A_{e1k} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2}{w_1}} U_{2k+1} \left( \frac{x}{w_1/2} \right) F_{e1,k}(z), \quad |x| \leq w_1/2, \quad 0 \leq z \leq l_1,$$

$$J_{e2}(x, z) = \sum_{k=0}^M A_{e2k} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2}{w_2}} U_{2k+1} \left( \frac{x}{w_2/2} \right) F_{e2,k}(z), \quad |x| \leq w_2/2, \quad l_1 \leq z \leq L. \quad (6.12)$$

де згідно (6.7.2)  $k_{zi,k}^2 = \chi_{e,n}^2 - \frac{(2k+2)^2}{(w_i/2)^2}$ ,  $A_{e1(2)k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання та

$$F_{e1,k}(k_{z1k}, z) = \frac{\cos k_{z1k} z}{\cos k_{z1k} l_1}, \quad F_{e2,k}(k_{z2k}, z) = \frac{\cos k_{z2k} (L-z)}{\cos k_{z2k} l_2}$$

для крайової задачі із електричними стінками на границях  $z=0$  та  $z=L$  (задача е.в.-е.в.) і

$$F_{e1,k}(k_{z1k}, z) = \frac{\sin k_{z1k} z}{\sin k_{z1k} l_1}, \quad F_{e2,k}(k_{z2k}, z) = \frac{\sin k_{z2k} (L-z)}{\sin k_{z2k} l_2}$$

для крайової задачі із магнітними стінками на поздовжніх границях (задача м.в.-м.в.). Умови безперервності функцій на границі часткових областей мають вигляд:

$$\frac{dJ_{e2}(x, l_1)}{dz} = \frac{dJ_{e1}(x, l_1)}{dz}, \quad 0 \leq x \leq w_2/2,$$

$$\sqrt{1 - \left( \frac{x}{w_1/2} \right)^2} J_{e1}(x, l_1) = \begin{cases} \sqrt{1 - \left( \frac{x}{w_2/2} \right)^2} J_{e2}(x, l_1), & |x| \leq w_2/2 \\ 0, & w_2/2 \leq |x| \leq w_1/2 \end{cases}$$

Тоді система рівнянь щодо невідомих коефіцієнтів розкладання для «електричної» крайової задачі записується у вигляді

$$\sum_{n=0}^M \alpha_{kn} A_{e2n} = 0, \quad (6.13.1)$$

$$\alpha_{kn} = k_{z2k} \tan k_{z2k} l_2 \cdot \delta_{kn} + \sum_{m=0} k_{z1m} \tan k_{z1m} l_1 \cdot S_{mn}^e S_{mk}^e$$

де зв'язок між коефіцієнтами є  $A_{e1m} = \sum_{n=0} A_{e2n} S_{mn}^e$  та рівняння щодо спектру власних значень  $\chi_{e,m}^2, m=1,2,\dots$  є умовою розв'язання однорідної СЛАУ  $\det \|\alpha_{kn}(\chi_{e,m})\| = 0$ . Аналогічно, для «магнітної» крайової задачі матриця  $\alpha_{kn}$  має вигляд:

$$\alpha_{kn} = k_{z2k} \cot k_{z2k} l_2 \cdot \delta_{kn} + \sum_{m=0} k_{z1m} \cot k_{z1m} l_1 \cdot S_{mn}^e S_{mk}^e \quad (6.13.2)$$

Значення коефіцієнтів  $S_{mk}^e$  електричного векторного потенціалу  $J_e(x, z)$  розраховуються з інтегралів виду:

$$\begin{aligned} S_{mk}^e &= \frac{4}{\pi} \frac{2}{\sqrt{w_1 w_2}} \int_0^{w_2/2} \frac{u_{2k+1} \left( \frac{x}{w_1/2} \right) u_{2m+1} \left( \frac{x}{w_2/2} \right)}{\sqrt{1 - \left( \frac{x}{w_1/2} \right)^2}} dx = \\ &= \frac{4}{\pi} \sqrt{a} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin \left( (2k+2) \arccos(a \cos u) \right)}{\sqrt{1 - (a \cos u)^2}} \cdot \sin \left( (2m+2)u \right) \cdot \sin u du, \end{aligned}$$

де  $a = w_2/w_1$ . Як і вище, інтеграли  $S_{mk}^e = 0$  якщо  $m > k$ , тобто матриця  $\|S_{mk}^e\|$  також має трикутний вигляд (6.11), а її елементи являють собою поліноми непарного ступеня від параметру  $a = w_2/w_1 < 1$ . Наприклад,  $S_{00}^e = \sqrt{a} a$ ,  $S_{10}^e = 2\sqrt{a} \cdot (a^3 - a)$ .

Коефіцієнти розкладання функцій густини струму за поліноміальним базисом у всіх крайових задачах визначаються із точністю до деякого сталого множника, що визначається з умови нормування:

$$\int_{S_{MSL}} \left[ \nabla J_{h(e),n}(x, z) \right]^2 dS = \chi_{h(e),n}^2 \int_{S_{MSL}} J_{h(e),n}^2(x, z) dS = 1.$$

У такий же спосіб будується і двовимірна функція векторного потенціалу, що описує густину струму для гібридної крайової задачі із граничними умовами магнітної стінки у площині симетрії  $z=0$  і електричної стінки у площині  $z=L$  (задача виду *m.w.-e.w.*).

Розв'язання «електричної» і «магнітної» крайових задач для власних функцій густини струму в нерегулярній екранованій смужковій лінії використовується для алгебраїзації за формулою (6.6) крайових задач для резонаторів із

неоднорідностями, що містять індуктивні або ємнісні відрізки смужкової лінії передачі (Рис. 6.8).

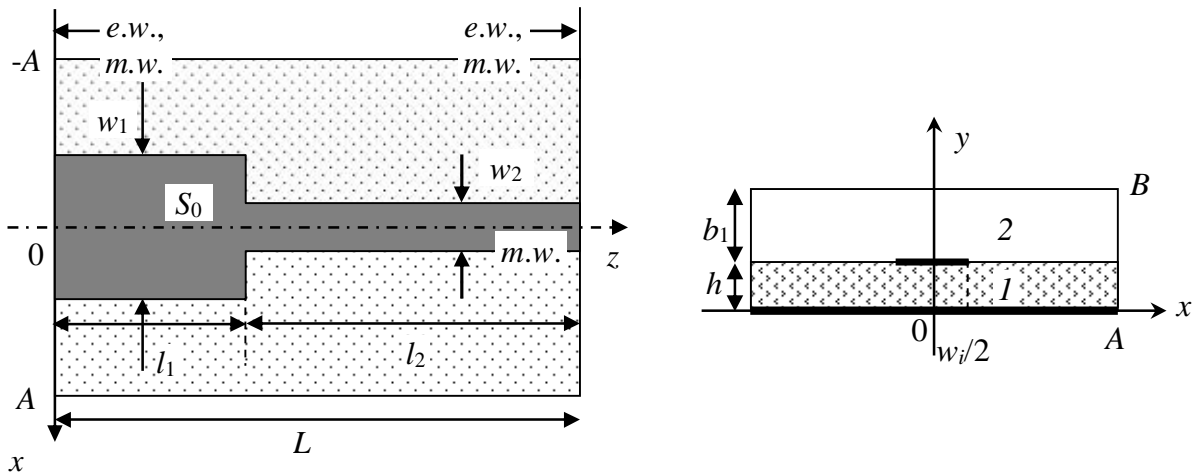


Рис. 6.8. Топологія об'ємного резонатору на базі екранованої двошарової планарної структури із східчастою неоднорідністю у МСЛ для розв'язання крайових задач.  $A, B$  – розміри екрану,  $h$  – товщина діелектричної підкладки із діелектричною проникністю  $\epsilon_r$ .

Електричний і магнітний векторні потенціали об'ємного прямокутного резонатору (Рис. 6.8) записуються у вигляді подвійних рядів Фур'є (див. також Розділ 4):

$$\begin{aligned} A_{ey,i} &= \sum_{m=1}^N \sum_{n=1(0)}^N \phi_{mn}(x, z) F_{ei, mn}(k_{yi, mn}), \\ A_{hy,i} &= \sum_{m=1}^N \sum_{n=0(1)}^N \psi_{mn}(x, z) F_{hi, mn}(k_{yi, mn}), \end{aligned} \quad (6.14)$$

де,  $i=1,2$  – номер часткової області,  $N$  – порядок зрізання рядів.  $\phi_{mn}(x, z)$ ,  $\psi_{mn}(x, z)$  – базисні функції електричного і магнітного векторного потенціалу об'ємного резонатору [18] ( $k_{xm} = \pi(2m-1)/2A$ ,  $k_{zn} = \pi n/L$ ):

$$\begin{aligned} \phi_{mn}(x, z) &= \begin{cases} P_{mn} \cos k_{xm} x \sin k_{zn} z, & ew - ew \\ P_{mn} \cos k_{xm} x \cos k_{zn} z, & mw - mw \end{cases}, \\ \psi_{mn}(x, z) &= \begin{cases} P_{mn} \sin k_{xm} x \cos k_{zn} z, & ew - ew \\ P_{mn} \sin k_{xm} x \sin k_{zn} z, & mw - mw \end{cases}. \end{aligned}$$

Функції  $F_{e(h)i, mn}(k_{yi, mn}^2)$  із невідомими коефіцієнтами розкладання мають вигляд:

$$F_{e1,mn}(y) = R_{1mn} \frac{\cos k_{y1mn} y}{\sin k_{y1mn} h} \frac{1}{k_{y1mn}}, \quad F_{e2,mn}(y) = R_{2mn} \frac{\cos k_{y2mn} (B-y)}{\sin k_{y2mn} b_1} \frac{1}{k_{y2mn}},$$

$$F_{h1,mn}(y) = T_{1mn} \frac{\sin k_{y1mn} y}{\sin k_{y1mn} h}, \quad F_{h2,mn}(y) = T_{2mn} \frac{\sin k_{y2mn} (B-y)}{\sin k_{y2mn} b_1},$$

де  $k_{yi,mn}^2 = k_0^2 \varepsilon_{ri} - k_{xm}^2 - k_{zn}^2$  та  $R_{e1(2),mn}$ ,  $R_{h1(2),mn}$  – невідомі коефіцієнти розкладання у подвійні ряди Фур'є. Компоненти електромагнітного поля у площині  $(x,z)$ , у даному випадку у площині  $y=h$ , розраховуються з векторних потенціалів за формулами:

$$\mathbf{E}_{t,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=0} [\nabla \psi_{mn}(x,z) \times \mathbf{e}_y] F_{hi,mn}(h) + \frac{1}{jk_0 \varepsilon_{ri}} \sum_{m=1} \sum_{n=1} \nabla \phi_{mn}(x,z) \frac{d}{dy} F_{ei,mn}(h),$$

$$\mathbf{H}_{t,i} = \sum_{m=1} \sum_{n=1} [\nabla \phi_{mn}(x,z) \times \mathbf{e}_y] F_{ei,mn}(h) - \frac{1}{jk_0} \sum_{m=1} \sum_{n=0} \nabla \psi_{mn}(x,z) \frac{d}{dy} F_{hi,mn}(h).$$

Інтеграли зв'язку між векторними потенціалами смужкового резонатора і базисними функціями об'ємного резонатора розраховуються за формулами:

$$\alpha_{h,q,mn}^m = \int_{S_{MSL}} \nabla J_{h,q}(x,z) [\nabla \psi_{mn}(x,z) \times \mathbf{e}_y] dS, \quad \beta_{h,q,mn}^m = \int_{S_{MSL}} \nabla J_{h,q}(x,z) \nabla \phi_{mn}(x,z) dS,$$

$$\gamma_{h,q,mn}^m = \int_{S_{MSL}} [\nabla J_{e,q}(x,z) \times \mathbf{e}_y] \cdot [\nabla \psi_{mn}(x,z) \times \mathbf{e}_y] dS \quad (6.15)$$

### 6.2.2 Дослідження збіжності алгоритму та результати аналізу східчастої неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі

Алгоритм аналізу східчастої неоднорідності у смужковій або мікросмужковій лінії передачі методом поперечного резонансу, що описаний вище, виходить достатньо складним. Процедура його алгебраїзації визначається трьома групами рядів: два ряди у (6.6), ряди (6.9), (6.12) та два ряди (6.14). Перша група рядів (6.9) та (6.12) визначає власні функції густини струму у неоднорідній смужці. Друга група рядів (6.6) визначає поздовжні гармоніки густини струму на смужці. І, наприкінці, третя група рядів (6.14) визначає Фур'є-компоненти електромагнітного поля у прямокутній екранованій області (об'ємному резонаторі із поперечними граничними умовами при  $z=0$  та  $z=L$ ). Тому перш, ніж аналізувати

за цим алгоритмом неоднорідності, треба провести його дослідження на збіжність, щоб визначити порядки зрізання кожної групи рядів.

На Рис. 6.9 показано розв'язання «електричної» (*e.w.-e.w.*) і «магнітної» (*m.w.-m.w.*) крайових задач на власні числа  $\chi_{h(e),m}, m=1,2,\dots$  векторних потенціалів магнітного і електричного типу для смужкового резонатора із ємнісним відрізком у ньому (Рис. 6.8) при співвідношенні  $a=1/3$ . Результати були отримані при зрізанні рядів (6.9), (6.12) і систем рівнянь (6.10), (6.13) до значень  $M=3$  для обох крайових задач. При збільшенні порядку зрізання  $M$  значення власних чисел  $\chi_{h(e),m}$  відрізняються від значення, отриманого при  $M=3$ , не більше, ніж на  $10^{-3}$ . Крім того, «електрична» задача має розв'язок для  $\chi_{h,n}=0$ , і його варто враховувати, оскільки він суттєво впливає на збіжність розв'язків крайових задач для об'ємних резонаторів.

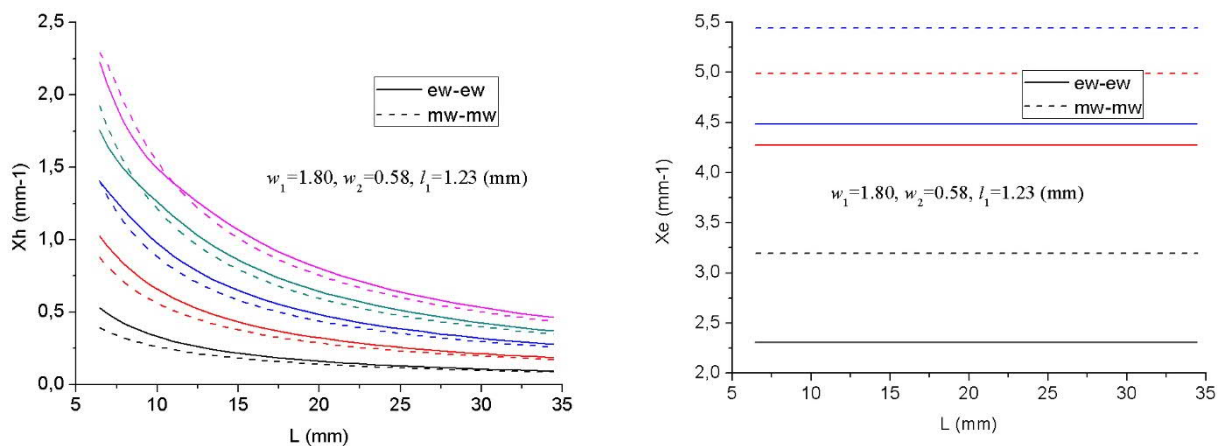


Рис. 6.9. Власні числа  $\chi_{h,n}$  та  $\chi_{e,n}$  базисних функцій магнітного  $J_h(x,z)$  та електричного  $J_e(x,z)$  векторних потенціалів для густини струму смужкового резонатора із ємнісним відрізком, отримані з розв'язків «електричної» і «магнітної» крайових задач (параметр  $a=w_2/w_1=1/3$ )

Результати дослідження збіжності алгоритмів розв'язання крайових задач щодо резонансних частот мікросмужкового резонатора із ємнісною неоднорідністю представлено на Рис. 6.10. Тут і далі розрахунки виконані для матеріалу підкладки Ro3010 товщиною  $h=0.635$  мм із діелектричної проникністю  $\epsilon_r=10.2$ , ширина і висота екрану об'ємного резонатора дорівнюють відповідно  $A=15.0$  та

$b_1=7.0$  мм, інші параметри структури (у мм):  $w_1=2.4$ ,  $w_2=0.58$  (характеристичний імпеданс  $Z_0=50$  Ом),  $l_1=2.2$  ( $l=4.4$ ),  $l_2=15.125$ . При сталому числі  $M$  базисних функцій з ортогональних поліномів, що враховуються, та зрізанні рядів (6.6) за власними функціями векторних потенціалів до  $P=4$  достатня збіжність алгоритму спостерігається при зрізанні рядів (6.14) до  $N=300$  (ліва половина Рис. 6.10а). Збільшення числа  $M$  базисних функцій (при сталому  $N$ ), за якими розкладаються векторні потенціали густини струму, навпаки, призводить до чисельної нестабільності розв'язку щодо резонансної частоти (права половина Рис. 6.10а). Таким чином, для даної структури розрахунки власної частоти резонатора можна проводити при параметрах зрізання (редукції) рядів, що дорівнюють  $N=300$ ,  $M=4$ ,  $P=4$ . Аналогічні дослідження збіжності алгоритму наведено для «магнітної» крайової задачі, див. Рис. 6.10б.

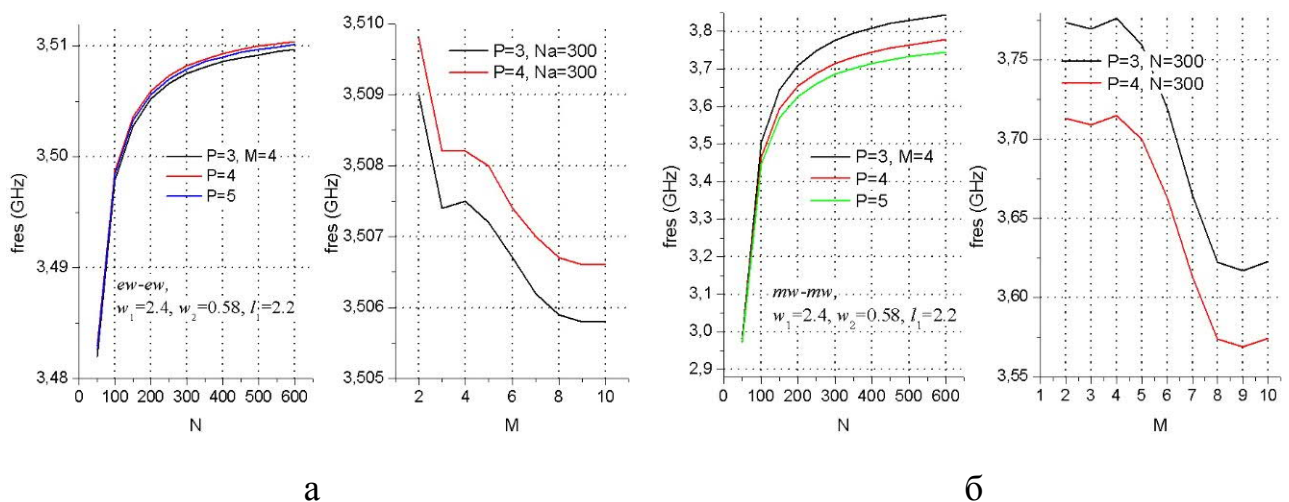


Рис. 6.10. Збіжність алгоритму аналізу ємнісної неоднорідності у МСЛ: результати розрахунків власних частот резонатора, отриманих з розв'язків (а) електричної та (б) магнітної крайових задач. Параметри для чисельних розрахунків (у мм):  $h=0.635$ ,  $\epsilon_r=10.2$ ,  $A=15.0$ ,  $b_1=7.0$ ,  $w_1=2.40$ ,  $w_2=0.58$  ( $a=1/4$ ),  $l_1=2.2$  ( $l=4.4$ ),  $l_2=15.125$

Порядок  $N$  зрізання рядів (6.14) визначається перш за все розміром екрану  $A$ : чим він більший – тим більше членів ряду (6.14) треба враховувати. Якщо базисні функції, за якими розкладається поле та розподіл густини струму в екранованій області, відносяться до одного типу (зазвичай, це тригонометричні



функції), то співвідношення порядків зрізання рядів визначається співвідношеннями геометричних параметрів, наприклад  $2A/w$ , де  $w$  – ширина смужки [18]. У нашому випадку це дорівнює  $2A/w_1=50$ , тобто, при  $N=600$  порядок зрізання ряду (6.9) мав би дорівнювати  $M=12$ , але використання для опису густини струму бази з ортогональних поліномів зменшує це значення до  $M=3\div 4$ , а при його збільшенні спостерігається ефект чисельної нестабільності [75].

На Рис. 6.11а,б наведено спектри власних частот, отримані з розв'язання двох крайових задач для мікросмужкового резонатору із ємнісною неоднорідністю із параметрами  $w_1=2.4$ ,  $w_2=0.58$  та двома різними значеннями довжини ємнісного відрізка  $l_1=2.2$  та  $l_1=4.8$ .

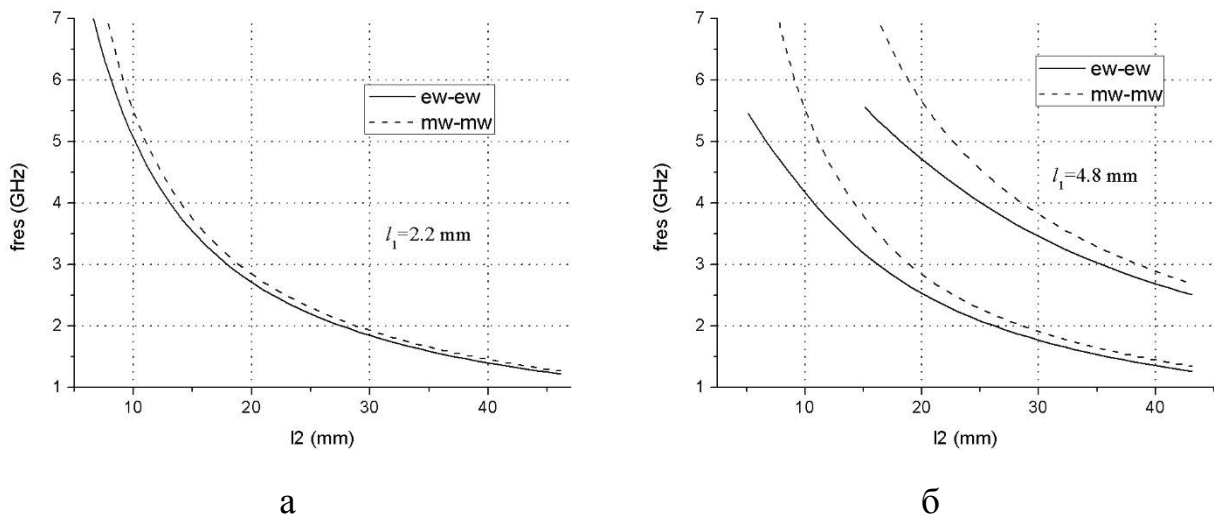


Рис. 6.11. Спектр власних частот мікросмужкового резонатору із ємнісним відрізком, отриманий з розв'язання «електричної» і «магнітної» крайових задач із параметрами (у мм)  $w_1=2.40$ ,  $w_2=0.58$  ( $a=0.25$ ): (а) –  $l=2l_1=4.40$ , (б) –  $l=2l_1=9.6$ . Параметри резонатору та підкладки – ті ж самі, що і на Рис. 6.10

З характеристик видно, що із збільшенням довжини ємнісного відрізка в спектрі власних частот об'ємного резонатору збільшується число гілок, які використовуються для розрахунку характеристик розсіювання за методом поперечного резонансу.

Для розрахунку матриці розсіювання на неоднорідності необхідно розв'язувати зворотні крайові задачі, тобто розраховувати розмір резонатору  $l_1$  або  $l_2$  (Рис. 6.8) на кожній заданій частоті  $f$ , що вимагає великих витрат машинного

часу, оскільки на кожному кроці ітерації треба розраховувати інтеграли зв'язку  $\alpha_{h,q,mm}^m$ ,  $\beta_{h,q,mm}^m$ ,  $\gamma_{h,q,mm}^m$ . Тому у [18, 21] для чисельного розрахунку елементів матриці розсіяння на східчій неоднорідності методом поперечного резонансу за формулами (3.8) була запропонована і використана апроксимація спектральних кривих раціональними функціями виду  $f(x) = 1/Q_m(x)$ , де  $Q_m(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_mx^m$  поліном високого порядку  $m=7..9$ .

На Рис. 6.12 представлені характеристики коефіцієнтів відбиття і передачі основної хвилі МСЛ на індуктивних неоднорідностях для трьох значень співвідношення  $a = w_2/w_1$ . Основна лінія передачі має ширину  $w_1 = 2.62$  мм, а довжини індуктивних відрізків дорівнюють  $\lambda/16$  на частоті 3.0 ГГц (відрізки такої довжини використовуються для проектування скорочених переходів і фільтрів [17]).

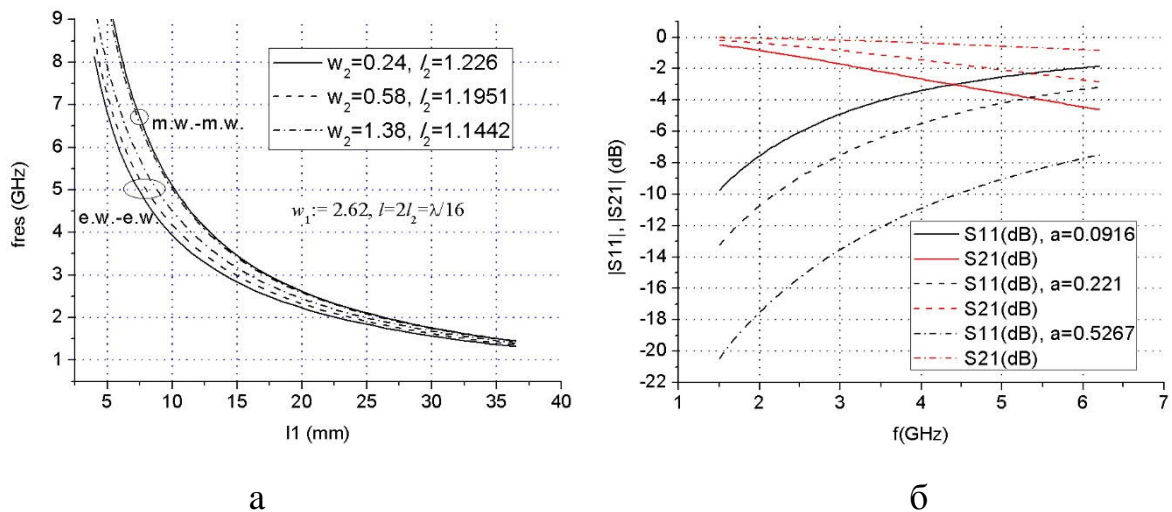


Рис. 6.12. (а) – Спектр власних частот, отриманий з розв'язання крайових задач для резонатору із **індуктивною неоднорідністю** у МСЛ (Рис. 6.8); (б) – Характеристики розсіяння на індуктивній неоднорідності у МСЛ ( $a = w_2/w_1$ ). Параметри резонатору та підкладки – ті ж самі, що і на Рис. 6.10

На Рис. 6.13а показаний спектр власних частот, отриманий з розв'язання «електричної» і «магнітної» крайових задач, у залежності від співвідношення ширини смужкових ліній  $a = w_2/w_1$  при фіксованій ширині  $w_2 = 0.58$  мм та  $l_1 = 1.2$  мм (довжина відрізка  $l = 2l_1 = 2.4$  мм відповідає довжині  $\lambda/16$  на частоті 3.0 ГГц), а на Рис. 6.13б – отримані з нього методом поперечного резонансу

характеристики коефіцієнтів відбиття і пропускання на ємнісній неоднорідності у МСЛ. Видно, що характеристика розсіяння на ємнісній неоднорідності у МСЛ у широкому діапазоні частот (від 1.5 до 6.0 ГГц) – гладка, а її крутизна залежить від співвідношення  $a = w_2/w_1$ : чим більше різниця між ширинами ліній, тим менша крутизна характеристики коефіцієнту відбиття.

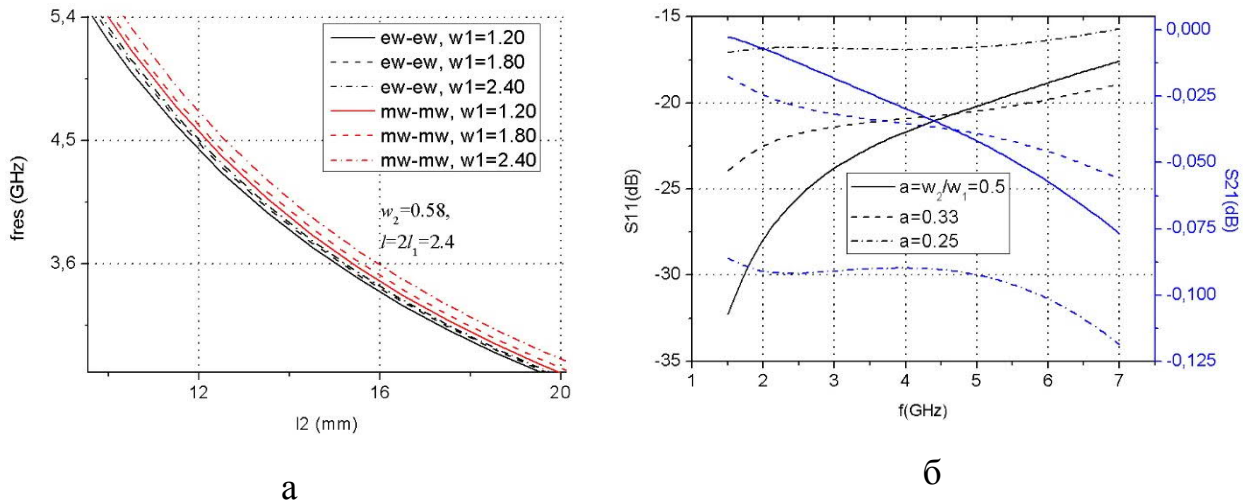


Рис. 6.13. (а) – спектр власних частот, отриманий з розв'язання крайових задач для резонатору із **ємнісною неоднорідністю** у МСЛ; (б) – частотні залежності коефіцієнтів відбиття і передачі на **ємнісній** неоднорідності у залежності від параметру  $a$ , довжина «ємнісного» відрізка  $2 \cdot l_1 = 2.4$  мм

Таким чином, були удосконалені алгоритми для аналізу неоднорідностей у вигляді стрибка ширини МСЛ кінцевої довжини (індуктивної або ємнісний неоднорідностей) методом поперечного резонансу. При цьому для алгебраїзації крайової задачі використані вирази для густини струму у неоднорідній смужковій лінії через магнітний і електричний векторні потенціали. Векторні потенціали, в свою чергу, були представлені у вигляді рядів за ортогональним базисом з використанням ортогональних поліномів, який виходить з розв'язання двовимірної крайової задачі на власні функції і власні значення в області, що займає нерегулярна смужкова лінія. Алгоритми добре збігаються і для забезпечення точності розрахунку власних чисел порядку  $10^{-3}$  мм $^{-1}$ , досить врахувати 3-4 власні функції у розкладаннях електричного і магнітного векторних потенціалів густини струму у ряди за ортогональними поліномами.

Перевага запропонованої методики полягає в тому, що порядок зрізання рядів за власними функціями (векторними потенціалами) залишається сталим для отримання гладкої кривої спектру власних частот у широкому діапазоні частот. У розрахунках досить обмежити суми у рядах за власними функціями векторних потенціалів до значення  $P=3\div 4$ , щоб отримати точність розрахунку власних частот резонатору не гірше за  $10^{-2}$  ГГц.

### 6.3 Висновки за Розділом 6

Висновки за результатами дослідження, що викладені у даному розділі, є наступними:

- 1) Методом поперечного резонансу вперше проаналізований поворот щілинної лінії передачі на прямий кут. Аналіз базується на розрахунку власних частот віртуального резонатору з коротким замиканням на портах і представленні поля на апертурі щілини у вигляді рядів за власними  $TE$ -хвилями  $L$ -хвилеводу.
- 2) Чисельні розрахунки показали, що у разі повороту на  $90^\circ$  щілинної лінії передачі з різною шириною щілин на портах зворотні втрати (коефіцієнт відбиття) є значно більшими, ніж у випадку повороту щілини з однаковою шириною щілин на портах. Крім того, прямокутний поворот щілинної лінії передачі з рівною шириною щілин добре узгоджений за втратами, а набіг фази коефіцієнта передачі на повороті ЩЛ має немонотонну залежність від частоти з максимумом на деякій частоті, що залежить від ширини щілини.
- 3) Запропонований новий спосіб алгебраїзації крайових задач для планарних структур, що містять східчасту неоднорідність у смужковій лінії передачі. А саме, побудовано двовимірні власні функції магнітного і електричного векторного потенціалів у вигляді розкладання їх у ряди за ортогональними поліномами Чебишова 1-го та 2-го роду для опису розподілу густини струму у смужковій лінії передачі із східчастою неоднорідністю у ній. Перевагою використання даних функцій є скорочення часу, що витрачається

на розрахунок матриць зв'язку на стику двох смужкових ліній різної ширини, малий порядок системи рівнянь та швидка збіжність алгоритму.

- 4) Побудовано алгоритми розв'язання крайових задач на власні функції і власні значення векторних потенціалів, за якими описується густина струму у нерегулярній мікросмужковій лінії, із різними умовами на поздовжніх границях. Ці алгоритми у подальшому застосовуються у процедурі алгебраїзації крайових задач на власні частоти об'ємних резонаторів та для розрахунку за цими даними характеристик розсіювання на розподілених неоднорідностях, що містять східчасту неоднорідність у МСЛ, за методом поперечного резонансу.
- 5) Побудовано та досліджено на збіжність алгоритми розв'язання крайових задач на резонансні частоти об'ємного мікросмужкового резонатору із індуктивним та ємнісним відрізками у ньому. Показано, що для отримання чисельно стабільного розв'язку рівняння щодо власних частот резонатору порядок зрізання рядів з ортогональних поліномів, за якими розкладається функція розподілу густини струму, є значно меншим ніж порядок зрізання рядів, наприклад, із тригонометричним базисом.

## 7 РОЗДІЛ 7

АНАЛІЗ ДВОПЛОЩИННИХ РОЗПОДІЛЕНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ  
У МІКРОСМУЖКОВІЙ ЛІНІЇ ПЕРЕДАЧІ

Спектральний підхід до аналізу розгалужених багатоплощинних схем мікрохвильового і міліметрового діапазону розвивається з 80-х років минулого століття [150]. Аналіз багат шарових планарних схем в спектральній області дозволяє сформулювати крайову задачу у вигляді інтегрального рівняння, що зводить її до розв'язання системи лінійних рівнянь нижчого порядку, і забезпечує розрахунок конструктивних параметрів пасивних пристроїв, що проектуються. На спектральному підході ґрунтується і метод поперечного резонансу, в якому для розрахунку характеристик розсіяння використовуються власні частоти віртуальних резонаторів з граничними умовами у вигляді електричних або магнітних стінок. У [151] описана методика розрахунку резонансних частот багат шарової планарної структури, що складається із смужкового резонатора на зв'язаних лініях і щілинного резонатора в іншій площині, що настроюється. Метод заснований на опису поля екранованої структури у спектральній області у вигляді гібридних хвиль і методі Гальоркіна розв'язання крайової задачі. Функції Гріна, записані для області, що аналізується, є універсальними і придатні до аналізу різних неоднорідностей у планарних схемах. Узагальнена методика аналізу і проектування багат шарових компонентів, що базується на поєднанні спектрального підходу (за допомогою матриці імітансу) і стандартних методів систем автоматизованого проектування, була описана у [81].

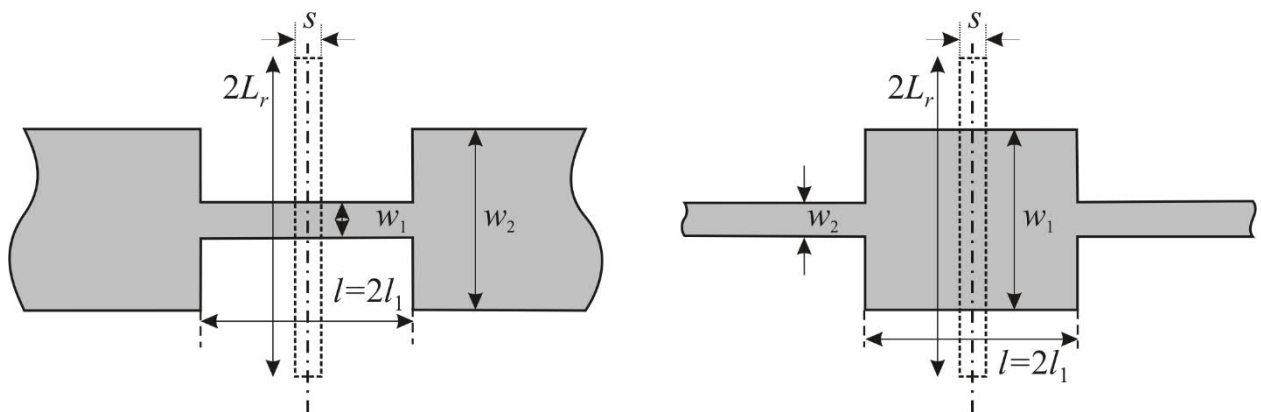
У попередніх розділах були описані методи та результати аналізу 1-площинних неоднорідностей: щілинних резонаторів у заземлюючій площині регулярної МСЛ та східчасті неоднорідності у ній. Цей розділ присвячений аналізу 2-площинних розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу методом поперечного резонансу. Також у розділі розглянуто ефекти взаємного зв'язку між компонентами неоднорідностей і як вони впливають на характеристику розсіяння неоднорідності. Аналіз башат шарових планарних структур із

топологією, що включає у себе періодичні структури з щілинних резонаторів різної форми (EBG- або DGS-структури), зазвичай виконується або за допомогою комерційних програм аналізу мікрохвильових пристроїв, або шляхом побудови еквівалентних схем таких неоднорідностей [86, 101, 109]. Описані у Розділах 4, 5 і 6 способи алгебраїзації крайових задач, що використовуються для розрахунку характеристик розсіяння на східчастій неоднорідності у МСЛ і ЩР складної форми із прямокутними координатними границями за методом поперечного резонансу, дає можливість аналізувати ці неоднорідності у комплексі, тобто дво- і взагалі багатоплощинні неоднорідності в лініях передачі планарного типу можна аналізувати цілком.

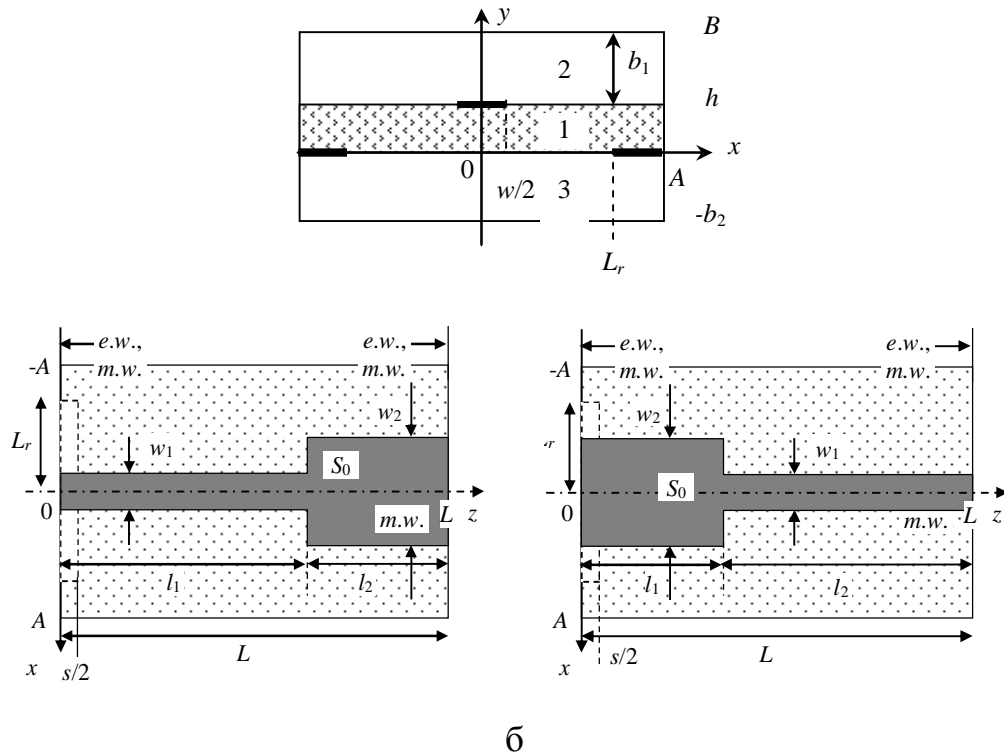
Розділ написаний за матеріалами статей [19], [20], [21], [24].

### 7.1 Аналіз двоплощинних розподілених неоднорідностей, що містять східчасту неоднорідність у мікросмужковій лінії передачі та прямокутний щілинний резонатор у її заземлюючій площині

На Рис 7.1а показано топологію розподіленої двоплощинної неоднорідності із індуктивним та ємнісним відрізками МСЛ, а на Рис. 7.1б – тришарову планарну структуру, другий і третій шари якої мають повітряне заповнення, для якої розв’язуються «електрична» та «магнітна» крайові задачі. Вузькі прямокутні ЩР розташовані симетрично щодо східчастої неоднорідності.



а



б

Рис. 7.1. (а) – Топологія об’ємного резонатору з двошаровою розподіленою неоднорідністю (індуктивний та ємнісний відрізки МСЛ із вузьким прямокутним ЩР у заземлюючій площині); (б) – топології для розв’язання крайових задач (поперечний переріз та вигляд зверху)

Для алгебраїзації крайової задачі використовуються вирази для векторних потенціалів густини струму виду (6.6), а компоненти електричного поля  $\mathbf{E}_s$  на апертурі ЩР записуються у вигляді подвійних рядів за ортогональними поліномами Чебишова 1-го та 2-го роду  $T_k, U_k$  і поздовжнім гармонікам резонатору (див. Розділ 4). У разі, коли середина щілинного резонатору розташована у площині  $z=0$ , компоненти поля  $\mathbf{E}_s$  на ньому записуються у вигляді:

$$E_{sz}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \cos k_{x1p} x \frac{1}{\sqrt{1-(2z/s)^2}} \sum_{k=0}^M f_{p,k} T_{2k} \left( \frac{z}{s/2} \right), \quad k_{x1p} = \frac{\pi(2p-1)}{2L_r};$$

$$E_{sx}(x, z) = \sum_{p=1}^P \sqrt{\frac{2}{L_r}} \sin k_{x1p} x \sqrt{1-(2z/s)^2} \sum_{k=0}^M g_{p,k} U_{2k+1} \left( \frac{z}{s/2} \right). \quad (7.1)$$

У чисельних розрахунках в опису поля на ЩР (7.1) враховувалися три просторові гармоніки ( $P=3$ ), а підсумовування в рядах за ортогональними



поліномами обмежено до п'яти ( $M=5$ ). У подвійних рядах виду (6.14) суми обмежено до  $N=300$ , у рядах (6.6) суми обмежено до  $P=4$ , у рядах (6.9) та (6.12) – до  $M=5$ . Як і вище, для оптимізації обчислювального процесу за часом для розрахунку елементів матриці розсіяння використовувалась апроксимація спектрів власних частот резонаторів зворотними поліномами  $1/Q_m$  високого порядку.

Далі розглянемо результати розрахунку характеристик розсіяння на симетричній неоднорідності, що містить індуктивний або ємнісний відрізок смужкової лінії передачі і ЩР прямокутної форми у її заземлюючій площині. На Рис. 7.2а показаний спектр власних частот резонатору, отриманий з розв'язків «електричної» і «магнітної» крайових задач, з індуктивною неоднорідністю у МСЛ розмірами (у мм)  $w_1=0.58$ ,  $w_2=2.0$  мм, та ЩР в заземлюючій площині розміром  $L_r=7.0$ ,  $s=0.3$ , у залежності від  $l=2 \cdot l_1$  – довжини індуктивного відрізка. На Рис. 7.2б показані відповідні йому характеристики розсіяння, що розраховані за методом поперечного резонансу.

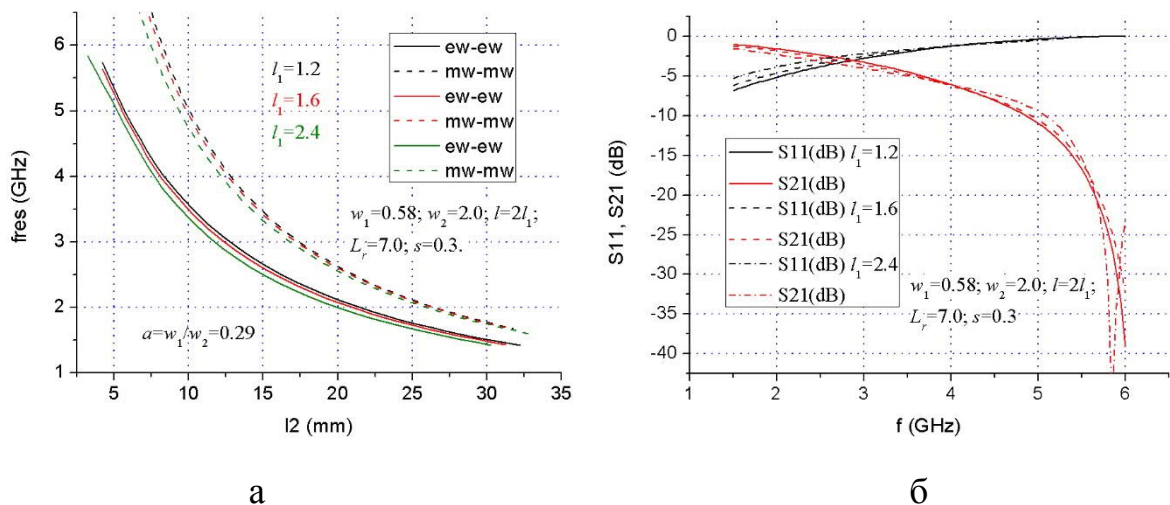


Рис.7.2. (а) – Спектри власних частот об'ємного резонатору, отримані з розв'язків «електричної» та «магнітної» крайових задач для індуктивної неоднорідності у МСЛ з вузьким прямокутним ЩР у заземлюючій площині; (б) – характеристики розсіяння на неоднорідності у залежності від довжини індуктивного відрізка  $l=2l_1$ . Розміри щілинного резонатору, у мм:  $L_r=7.0$ ,  $s=0.3$

З результатів розрахунків витікає, що резонансний мінімум коефіцієнту пропускання  $|S_{21}|$  визначається розміром щілинного резонатору і слабо залежить від

довжини індуктивного відрізка  $l$ . У діапазоні частот до 6 ГГц і розміру, що відповідає напівхвильовому мікросмушковому резонатору (до 33 мм), обидві криві спектрів власних частот, отриманих з розв'язку «електричної» та «магнітної» крайових задач, частот мають одну гілку.

На Рис. 7.3а, б показаний спектр власних частот того ж самого індуктивного відрізка МСЛ з ЩР розмірами  $L_r=11.4$ ,  $s=0.4$  у заземлюючій площині, і отримані за ним характеристики розсіювання. Спектр власних частот у діапазоні частот, що розглядається, розщеплюється на дві гілки, внаслідок чого характеристики розсіювання містять як мінімум коефіцієнту пропускання  $|S_{21}|$ , так і мінімум коефіцієнту відбиття  $|S_{11}|$ .

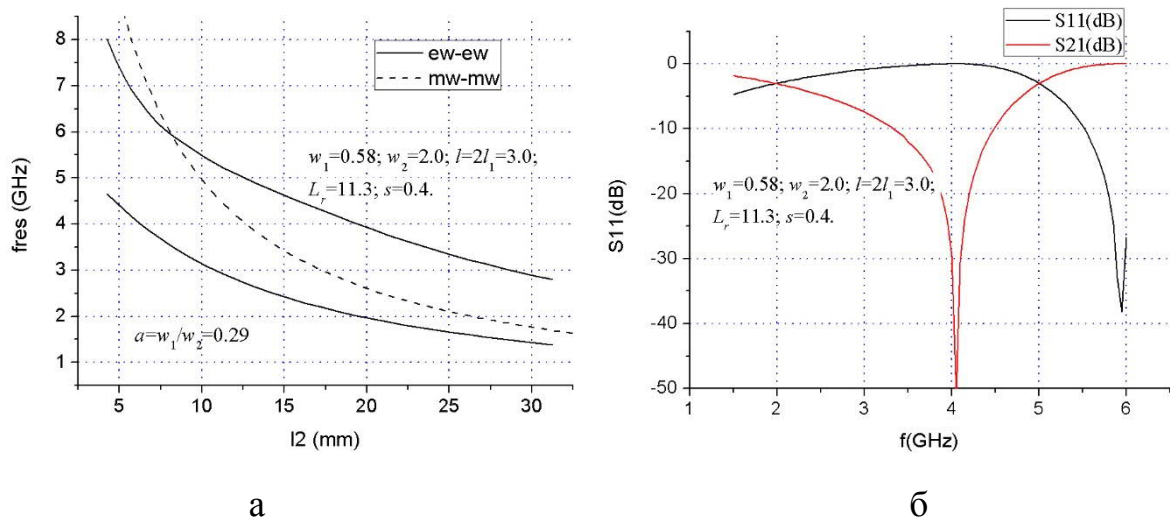


Рис. 7.3. (а) – Спектр власних частот резонатора, отриманий з розв'язку «електричної» і «магнітної» крайових задач для **індуктивної** неоднорідності із щілинним резонатором; (б) – характеристики розсіювання на неоднорідності

На Рис. 7.4а, б наведений спектр власних частот і характеристики розсіювання на індуктивному відрізку з щілинним резонатором у заземлюючій площині у залежності від ширини індуктивного відрізка  $w_1$  (інші параметри структури залишаються сталими). Характеристики розсіювання схожі на ті, що представлені на Рис. 7.2б, крім того видно, що чим більший параметр  $a = w_1/w_2$ , тим вище частота резонансного відбиття сигналу (тобто частота, де спостерігається мінімум коефіцієнту  $|S_{21}|$ ).

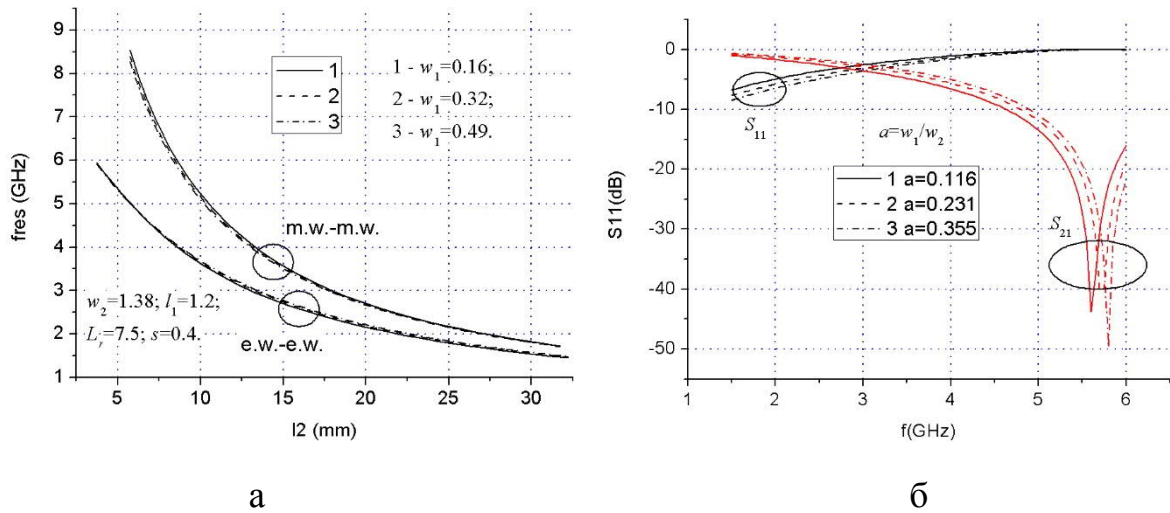


Рис. 7.4. (а) – Спектр власних частот резонатора, отриманий з розв'язання «електричної» і «магнітної» крайових задач, для об'ємного резонатора з 2-площинною неоднорідністю для різних значень ширини індуктивного відрізка  $w_1$  ( $w_2$  та  $l_1$ , а також розмір щілинного резонатора  $L_r=7.5$ ,  $s=0.4$  фіксовано); (б) – характеристики розсіяння на неоднорідності

Спектр власних частот і характеристики розсіяння на ємнісній неоднорідності з щілинним резонатором у заземлюючій площині показаний на Рис. 7.5а,б. З отриманих характеристик видно, що на відміну від характеристики традиційної ємнісної неоднорідності (див. Розділ 6), додавання ЩР у заземлюючу площину під ємнісним відрізком призводить до появи додаткових частот резонансного взаємодії основної хвилі МСЛ з 2-площинною неоднорідністю, а саме забезпечує появу додаткових частот резонансного запирання і пропускання сигналу. Таким чином при проектуванні різних фільтруючих схем або схем, що узгодять різні імпеданси, варіюванням параметрів такої неоднорідності можна домогтися бажаної характеристики розсіяння у різних піддіапазонах частот. Наявність в схемі ЩР (або їх каскаду) забезпечить високий рівень загасання сигналу поза смугою пропускання схеми, наприклад, на частоті вищої гармоніки.

На Рис. 7.6а,б наведені результати розрахунку і експериментальних вимірювань характеристик розсіяння на 2-площинних неоднорідностях у МСЛ. Неповна відповідність експериментальної кривої результатам розрахунку, наявність додаткових частот на експериментальній характеристиці пов'язані з тим,

що вимірювання проведені для відкритих структур, у той час, як розрахунки виконано для екранованих структур.

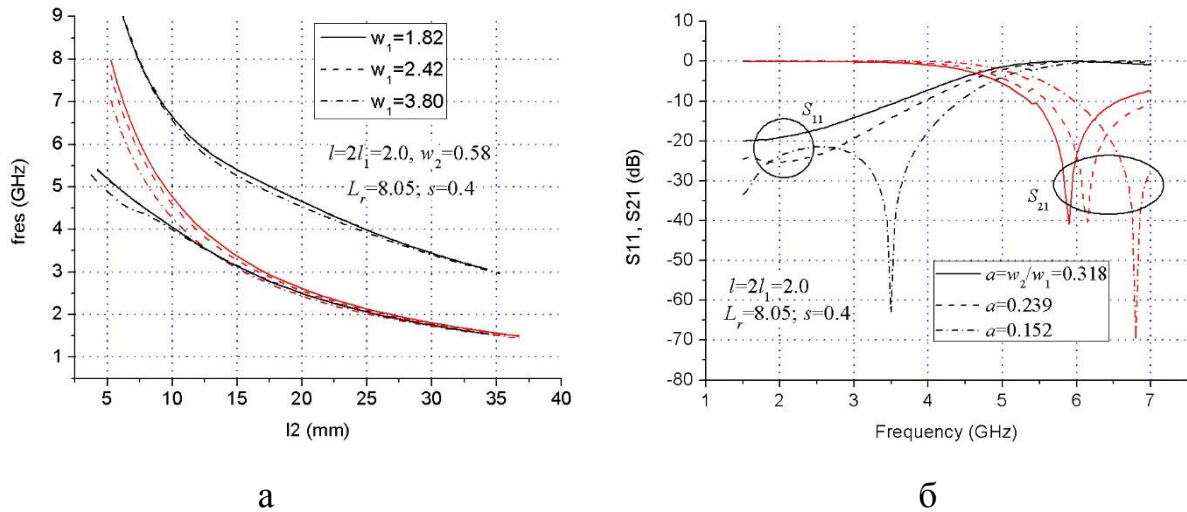


Рис. 7.5. (а) – Спектр власних частот резонатору, отриманий з розв'язків «електричної» і «магнітної» крайових задач, із 2-площинною неоднорідністю для різних значень ширини ємнісного відрізка  $w_1$  ( $w_2$  і  $l_2$ ,  $l_1$ , а також розмір щілинного резонатору  $L_r=8.05$ ,  $s=0.4$  – фіксовано); (б) – характеристики розсіювання на неоднорідності у залежності від співвідношення  $a = w_2/w_1$ .

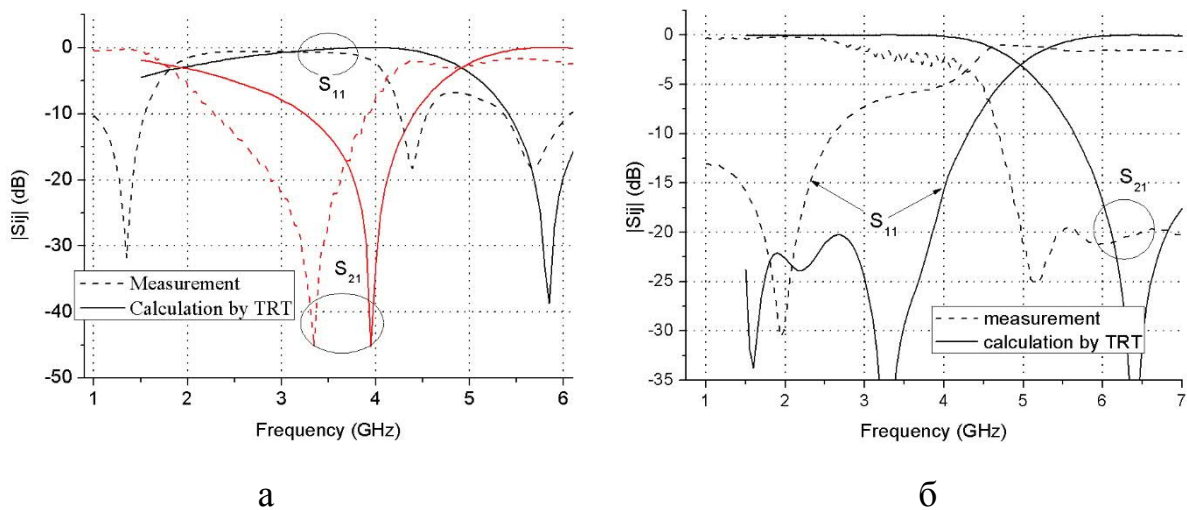


Рис. 7.6. Характеристики розсіювання на 2-площинній індуктивній (а) та ємнісній (б) неоднорідності. Параметри структур (у мм): (а) –  $w_1=0.58$ ,  $w_2=2.0$ ,  $2l_1=3.0$ , розміри ЩР  $L_r=11.4$ ,  $s=0.4$ ; (б) –  $w_1=0.58$ ,  $w_2=3.80$ ,  $2l_2=2.0$ , розміри ЩР  $L_r=8.05$ ,  $s=0.4$

Таким чином, розроблено метод та побудовано алгоритми аналізу розподілених 2-площинних неоднорідностей у вигляді стрибка ширини у МСЛ кінцевої довжини (індуктивного або ємнісного відрізків) з додаванням прямокутного ЩР, розташованого симетрично щодо індуктивного або ємнісного відрізків у заземлюючій площині.

Особливостями розробленої методики аналізу 2-площинних неоднорідностей, компонентами яких є індуктивний або ємнісний відрізок смужкової лінії передачі, методом поперечного резонансу є:

- швидка збіжність алгоритму, що досягається за рахунок опису функцій густини струму в неоднорідній МСЛ через векторні потенціали для них та розкладання їх у ряди за ортогональними поліномами;
- використання апроксимації спектру власних частот резонатора з неоднорідністю, в тому числі 2-площинною, раціональною функцією (зворотним поліномом), що істотно скорочує машинний час, що витрачається на аналіз неоднорідності для однієї частотної точки.

Результати розрахунку характеристик розсіяння на східчастих неоднорідностях у МСЛ показали, що додавання у заземлюючу площину щілинних резонаторів призводить, порівняно з характеристиками традиційних східчастих неоднорідностей, до появи додаткових частот резонансного відбиття і пропускання. Це дозволяє поліпшити характеристики і розширити функціональні можливості пристроїв, що проектуються на їх основі, наприклад, фільтрів або узгоджувальних ланок.

## 7.2 Аналіз розподілених 2-площинних компонентів у тришаровій планарній структурі із щілинними резонаторами складної форми методом поперечного резонансу

У цьому підрозділі наведено удосконалення методу аналізу розподілених 2-площинних неоднорідностей у МСЛ на базі спектрального підходу, та вивчено особливості поведінки характеристик розсіяння на 2-площинній розподіленій неоднорідності у тришаровій планарній структурі, що складається з індуктивного

відрізку МСЛ і ЩР Н-подібної форми із поперечним розташуванням «гантелей» у заземлюючій площині. У Розділі 5 були розглянуті характеристики розсіяння основної хвилі МСЛ на ЩР Н-подібної форми із різною орієнтацією їх щодо мікросмужкової лінії. Було показано, що такі неоднорідності забезпечують двочастотне, або, в окремому випадку – широкосмугове, загасання сигналу, обумовлене взаємодією неоднорідностей на відносно великих дистанціях одна від одної. Додавання до такої структури східчастої неоднорідності у МСЛ дає можливість регулювати рівень та значення частот резонансного пропускання. Передбачуваними перевагами використання такої структури при проектуванні ланок мікровильового діапазону, у порівнянні зі звичайним прямокутним щілинним резонатором, є більша функціональність пристрою і його компактність.

Розрахунок елементів матриці розсіяння методом поперечного резонансу виконується за результатами розв'язання крайових задач на власні частоти напівхвильового резонатора, що містить неоднорідність, з «вузлами» і «пучностями» на віртуальних границях. Тому становить інтерес вивчення спектрів власних частот такого резонатора, отриманих з розв'язків крайових задач; результати такого дослідження були наведені у роботі [20]. Як і вище, алгебраїзація крайових задач здійснюється з використанням хвилевідних базисних функцій  $T_{h(e)y,k}$ ,  $k=1..N_s$ , за якими розкладається поле на апертурі ЩР складної форми (5.3) У [20] для опису густини струмів у неоднорідному смужковому резонаторі використовується тригонометричний базис, на основі якого будуються двовимірні власні функції  $J_{e(h),n}(x,z)$ , що задовольняють рівняння Гельмгольца і відповідним граничним умовам на вільних границях смужкової лінії і резонатору. На відміну від [20], наведені нижче результати отримані для тих самих структур з використанням для опису розподілу густини струмів (6.6) більш ефективного базису, а саме базису з ортогональних поліномів за процедурою, що описана у Розділі 6.

Симетрична розподілена 2-площинна неоднорідність, що аналізується, у тришаровій планарній структурі показана на Рис. 7.7. Згідно методу поперечного резонансу, елементи матриці розсіяння на симетричній неоднорідності

розраховуються з розв'язків двох крайових задач для резонатора з граничними умовами електричної стінки (умови *e.w.-e.w.*) і магнітної стінки (умови *m.w.-m.w.*) на поздовжніх границях резонатора щодо розміру  $l_{2,i}$  (Рис. 7.7, розмір індуктивного відрізка  $l_1$  з урахуванням площини відліку не змінюється) за формулами:

$$S_{11} = (\Gamma_2 - \Gamma_1)/2, \quad S_{12} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2, \quad (7.2)$$

де  $\Gamma_i = \exp(2j\beta_z l_{2,i})$ , індекси  $i=1,2$  відповідають розв'язкам «електричної» і «магнітної» крайових задач відповідно,  $\beta_z$  – стала поширення основної хвилі в регулярній МСЛ. Терміни «електрична» і «магнітна», як і вище, відповідають граничним умовам на поздовжніх границях резонатора (за віссю  $z$ ). Згідно (7.2), мінімум коефіцієнта відбиття визначається точками перетину спектральних кривих, отриманих з розв'язання обох крайових задач, тобто на частотах, на яких  $\Gamma_1 = \Gamma_2$ , спостерігається мінімум коефіцієнту відбиття  $|S_{11}| = |S_{22}|$ .

Аналогічно, елементи матриці розсіяння на симетричній розподіленій неоднорідності розраховуються також і з розв'язків крайових задач виду *e.w.-e.w.* та *m.w.-e.w.* для резонатора щодо його поздовжнього розміру  $l_{2,i}$  (Рис. 7.7) за формулами:

$$S_{11} = -(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2, \quad S_{12} = (\Gamma_1 - \Gamma_2)/2, \quad (7.3)$$

Точки перетину спектральних кривих  $\Gamma_1 = \Gamma_2$  визначають частоти резонансної взаємодії основної хвилі мікросмушкової лінії передачі з розподіленою неоднорідністю, на яких коефіцієнт передачі  $|S_{12}| = |S_{21}|$  дорівнює нулю.

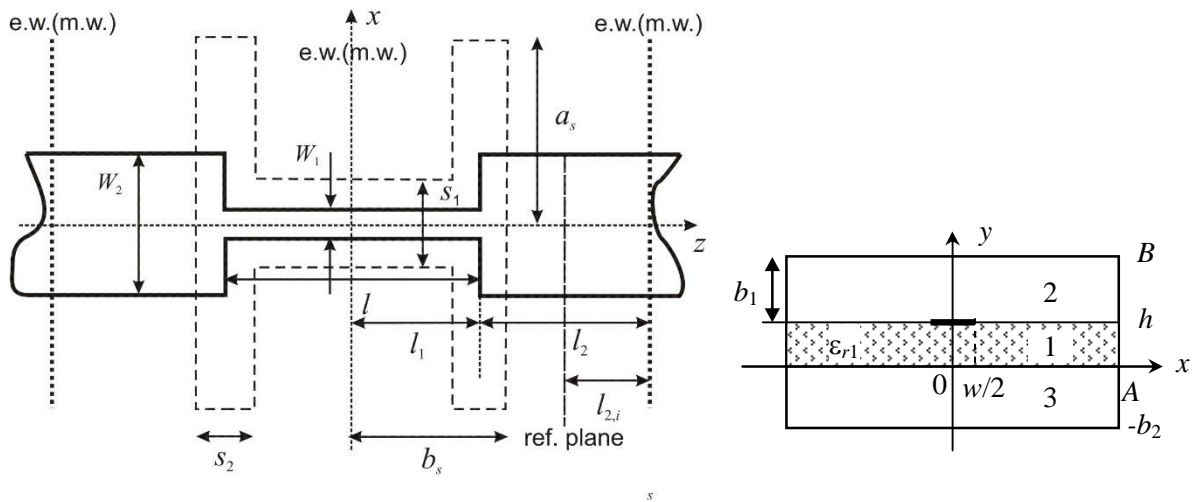


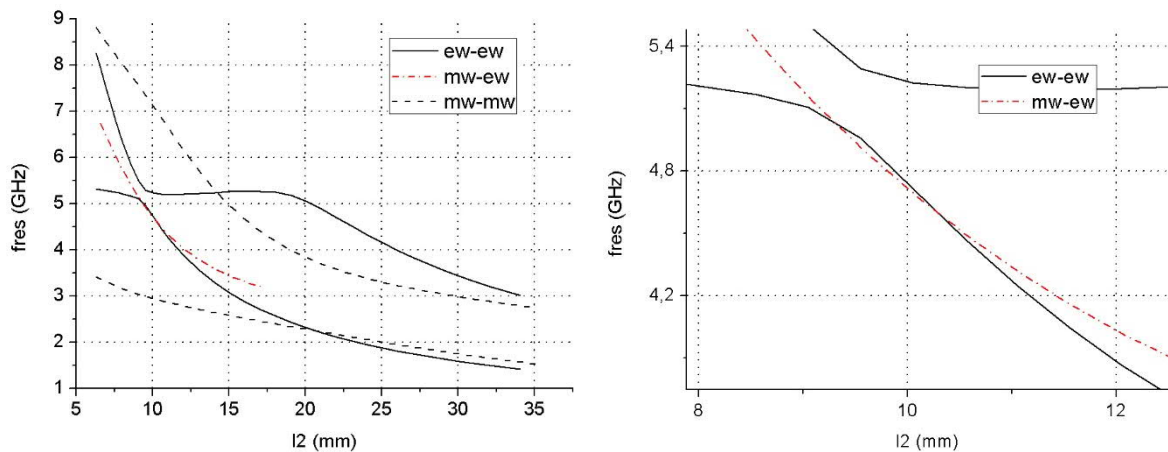
Рис. 7.7. Тришарова планарна структура із симетричною розподіленою неоднорідністю у МСЛ, що складається з індуктивного відрізка МСЛ та Н-подібного ЩР у заземлюючій площині із поперечним розташуванням «гантелей»

Як і вище, вигляд спектральних кривих дозволяє апроксимувати їх раціональними функціями виду  $f(x) = 1/Q_m(x)$ , де  $Q_m(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_mx^m$  – поліном порядку  $m$ , причому для апроксимації розв'язання «електричної» крайової задачі використовується тільки частина хвилевідної гілки, необхідної для розрахунку довжини резонатора на заданій частоті. Використання апроксимації для спектральних функцій дозволило істотно скоротити час на рахунок елементів матриці розсіяння для однієї частотної точки: час розрахунку частотної гілки в діапазоні довжин 5–35 мм (орієнтовний діапазон частот 1.5-7.0 ГГц) в середньому становить близько 30 хв (при порядках зрізання рядів  $N=300$ ,  $N_s=3$ ,  $P=3$ ), в той час як розв'язання оберненої задачі (розрахунок довжини резонатора на заданій частоті) займає близько 8 години (для персональної ЕОМ з процесором Intel® Core™ i3-330M @2.13 GHz). Розрахунки виконані для наступних параметрів матеріалу: товщина підкладки (у мм)  $h=0.635$ , діелектрична проникність  $\epsilon_{r1}=10.2$ , розміри екрану тришарової структури  $A=15.0$ ,  $B=7.635$ ,  $b_2=5.0$ .

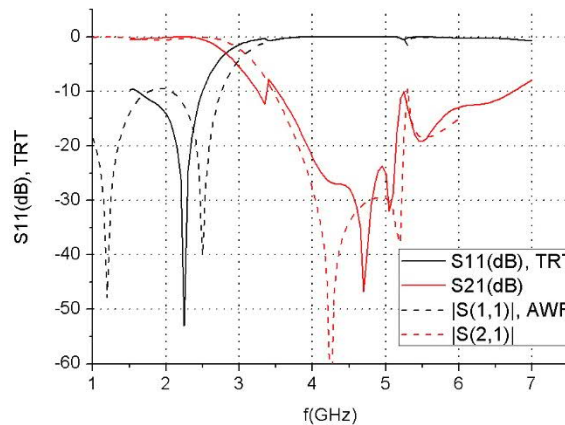
На Рис. 7.8а наведено спектр власних частот резонатора з 2-площинною розподіленою неоднорідністю, отриманий з розв'язків трьох крайових задач, а на Рис. 7.8б – відповідні йому характеристики розсіяння на ній (показано



характеристики розсіяння на неоднорідності у порівнянні з розрахованими за допомогою комерційної програми аналізу мікрохвильових схем AWR).



а



б

Рис. 7.8. (а) – Спектри власних частот резонатора з розподіленою 2-площинною неоднорідністю (Рис. 7.7), отримані з розв'язків трьох крайових задач: «електричної», «магнітної» і «магнітно-електричної», і (б) – відповідні їм характеристики розсіяння. Параметри структури (у мм):  $w_1=0.3$ ,  $w_2=1.2$ , довжина індуктивного відрізка  $l=1.8$  ( $l_1=0.9$ ), параметри ЦР  $a_s=8.7$ ,  $b_s=5.2$ ,  $s_1=0.3$ ,  $s_2=0.6$

З рисунку видно, що спектр власних частот резонатора з розподіленою неоднорідністю складається мінімум з двох гілок. Нижня гілка (для всіх трьох крайових задач) відповідає смужковій моді резонатора, а всі верхні – хвилевідним модам. Їх перетин відповідає частотам резонансного взаємодії МСЛ з 2-площинною неоднорідністю у ній. При цьому власні частоти резонатора з електричними стінками мають той самий вигляд, що і спектр власних частот електромагнітної

зв'язаних між собою неоднорідностей [8, 15]. Видно, що дана неоднорідність забезпечує пропускання у смузі частот близько 11 % (центральна частота 2.25 ГГц) і широкосмугове згасання сигналу у смузі 3.8–5.2 ГГц. Для порівняння, окрема неоднорідність у вигляді індуктивного відрізка не має частот резонансного відбиття в даному діапазоні частот, але в комплексі з ЩР складної форми створює структуру, характеристики якої одночасно містять частоти резонансного пропускання та відбиття у діапазоні 1.5–7.0 ГГц.

Аналогічні характеристики отримані для розподіленої неоднорідності з більшою довжиною індуктивного відрізка і Н-подібного ЩР, Рис. 7.9а.

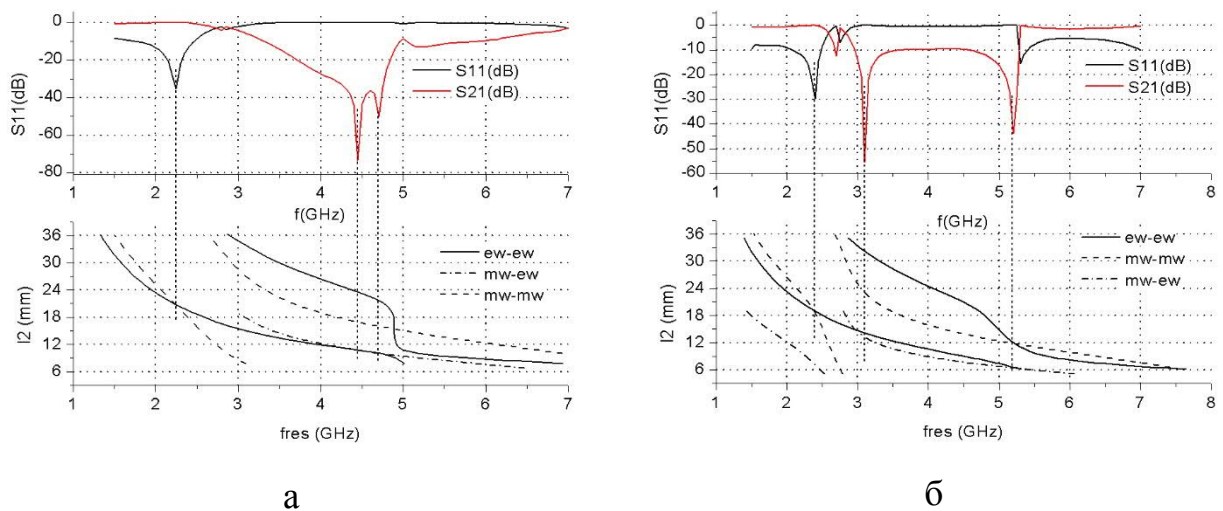


Рис. 7.9. Спектри власних частот резонатора з розподіленою неоднорідністю, отримані з розв'язання трьох крайових задач: «електричної», «магнітної» і «магнітно-електричної» і відповідні їм характеристики розсіяння. Розміри структур (у мм): (а) –  $w_1=0.3$ ,  $w_2=1.2$ , довжина індуктивного відрізка  $l=2.4$  ( $l_1=1.2$ ), параметри Н-подібного ЩР  $a_s=9.6$ ,  $b_s=6.0$ ,  $s_1=0.9$ ,  $s_2=0.6$ ; (б) –  $w_1=0.3$ ,  $w_2=0.9$ ,  $l=1.8$  ( $l_1=0.9$ ), параметри Н-подібного ЩР  $a_s=12.0$ ,  $b_s=4.0$ ,  $s_1=0.6$ ,  $s_2=0.4$

S-подібні ділянки кривих в спектрі власних частот резонатора з неоднорідністю характерні для протяжних неоднорідностей (коли поздовжній розмір  $2b_s$  порядку  $\lambda/4$ ). Характеристики розсіяння на неоднорідності містить дві частоти резонансного відбиття і одну частоту резонансного пропускання. Смуга пропускання схеми за рівнем  $-15$  дБ складає 13 %, а смуга запирання – порядку 30 %.

Для структури із параметрами, що наведені для на Рис. 7.9б, маємо дві частоти резонансного запирання 3.1 та 5.2 ГГц із шириною смуг за рівнем  $-15$  дБ близько 6 %. Крім того, структура пропускає сигнал у вузькому (порядку 8 %) діапазоні частот з резонансним мінімумом на частоті 2.4 ГГц. Тобто, зберігається закономірність, що наведена у Розділі 5: із зменшенням поздовжнього розміру щілинного резонатору  $b_s$ , частоти смуга запирання вироджується у дві частоти резонансного запирання.

Ще один варіант структури із характеристикою, що містить одночасно смугу пропускання та смугу запирання, показано на Рис. 7.10. Резонансна частота пропускання становить 2.85 ГГц, дві частоти резонансного запирання дорівнюють 4.85 та 5.85 ГГц, а полоса запирання в цілому складає 30 %.

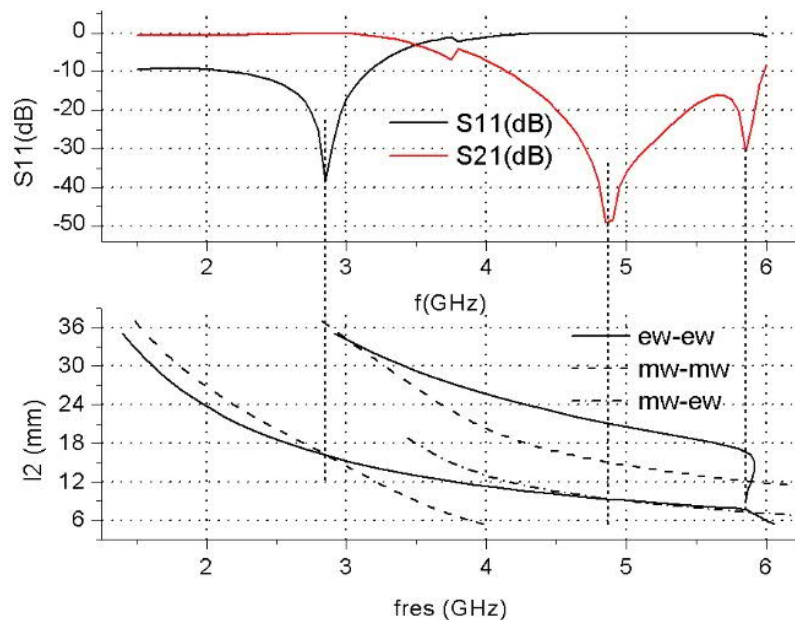


Рис. 7.10. Спектри власних частот резонатора з розподіленою неоднорідністю, отримані з розв'язання трьох крайових задач: «електричної», «магнітної» і «магнітно-електричної» і відповідні їм характеристики розсіяння. Параметри структури (у мм):  $w_1=0.3$ ,  $w_2=1.0$ , довжина індуктивного відрізка  $l=2.4$  ( $l_1=1.2$ ), параметри щілинного резонатору  $a_s=7.6$ ,  $b_s=4.6$ ,  $s_1=0.6$ ,  $s_2=0.4$

Розроблені алгоритми дозволяють аналізувати і більш складні схеми, а також проектувати широкосмугові переходи і фільтри гармонік на них. Перевагою структур, що складаються з індуктивного відрізка МСЛ та Н-подібного ЩР у її заземлюючій площині, є те, що вони виконують одночасно мінімум дві функції:

пропускання та запирання сигналу у різних піддіапазонах мікрохвильового діапазону частот. Ширина смуг запирання і пропускання і їх взаємне розташування одна щодо одної налаштовуються варіюванням геометричних параметрів 2-площинної неоднорідності з урахуванням взаємодії її складових.

Схожі характеристики виходять і при аналізі ємнісної неоднорідності у МСЛ у поєднанні із ЩР складної форми у заземлюючій площині. На Рис. 7.11 показана топологія тришарової планарної структури із 2-площинною неоднорідністю: ємнісним відрізком у МСЛ та Н-подібним ЩР із поперечним розташуванням «гантелей» у заземлюючій площині. Тут ЩР доданий до східчастої неоднорідності, характеристики якої наведено на Рис. 6.9а (параметр  $a=0.25$ ). На відміну від характеристики окремої ємнісної неоднорідності, характеристика 2-площинної неоднорідності містить як частоти резонансного пропускання, так і резонансного відбиття, Рис. 7.12.

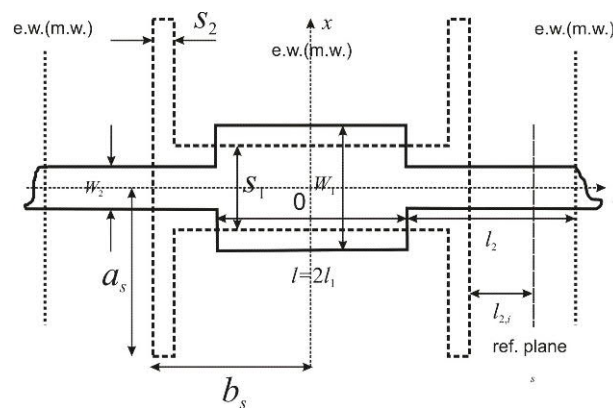


Рис. 7.11. Топологія 2-площинної симетричної неоднорідності у тришаровій планарній структурі: ємнісний відрізок МСЛ та Н-подібний ЩР у заземлюючій площині

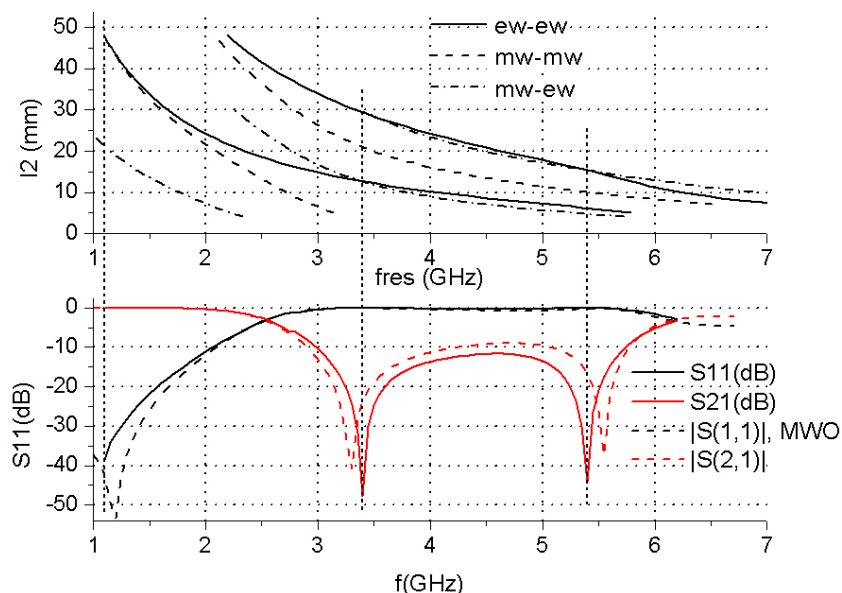


Рис. 7.12. Спектр власних частот мікросмушкового резонатору з 2-площинною неоднорідністю із ємнісним відрізком МСЛ, отриманий з розв'язків трьох крайових задач: «електричної», «магнітної» і «магнітно-електричної» і відповідні характеристики розсіяння. Параметри структури (у мм):  $w_1=2.40$ ,  $w_2=0.58$ ,  $l=2l_1=4.4$ ,  $a_s=9.9$ ,  $b_s=4.2$ ,  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.4$

Ще один приклад топології широкосмугового режекторного фільтру наведено на Рис. 7.13. У роботі [12] і Розділі 5 подібні щілинні резонатори були проаналізовані у регулярній МСЛ, де було показано, що щілинні резонатори складної форми взаємодіють між собою на порівняно великих відстанях, що призводить до появи додаткових частот резонансної взаємодії їх із сигнальною лінією передачі. У даному випадку аналізується 2-площинна розподілена неоднорідність довжиною порядку пів-довжини основної хвилі МСЛ на частоті 3.0 ГГц. Спектральний підхід дозволив проаналізувати цю неоднорідність цілком, без розбиття на компоненти, за алгоритмом із невеликим порядком системи рівнянь, що розв'язуються, та передбачити точки резонансної взаємодії розподіленої неоднорідності із сигнальною лінією передачі.

Результати аналізу симетричної 2-площинної неоднорідності отримані за методом поперечного резонансу і за допомогою аналізу у програмі MWO AWR, показано на Рис. 7.14.

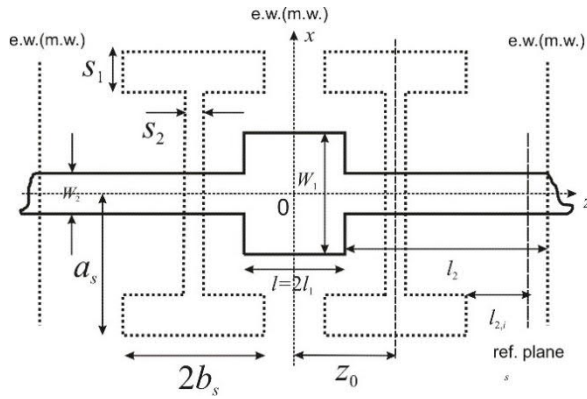


Рис. 7.13. Топологія 2-площинної симетричної неоднорідності у тришаровій планарній структурі: ємнісний відрізок МСЛ та два Н-подібних ЩР у заземлюючій площині МСЛ із поперечним розташуванням гантелей щодо неї

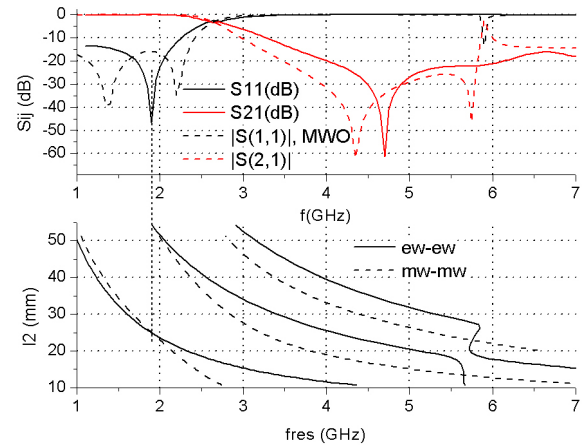


Рис. 7.14. Спектр власних частот мікросмушкового резонатора з 2-площинною неоднорідністю, що на рис. 7.13, та відповідні характеристики розсіяння. Параметри структури (у мм):  $w_1=2.70$ ,  $w_2=1.20$ ,  $l=2l_1=1.2$ ,  $z_0=4.6$ ,  $a_s=3.5$ ,  $b_s=3.0$ ,  $s_1=1.36$ ,  $s_2=0.4$

### 7.3 Аналіз симетричної 2-площинної неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі: ємнісний відрізок мікросмужкової лінії та гребінчастий щілинний резонатор у заземлюючій площині

В даному підрозділі розглянуті методика розрахунку і резонансні властивості планарної структури з гребінчастим ЩР у заземлюючій площині МСЛ у поєднанні із східчастою (ємнісною) неоднорідністю в ній. Досліджується можливість використання її для проектування багатофункціональних пристроїв, а саме можливість проектування пристроїв із розширеною смугою запирання для придушення гармонік основного сигналу з одночасним узгодженням схеми на нижніх частотах.

Розглядається неоднорідність, що складається з ємнісного відрізка МСЛ (стрибок ширини з  $w_1$  на  $w_2$ ) та гребінчастого ЩР, Рис. 7.15 (вид зверху і поперечний переріз тришарової планарної структури).

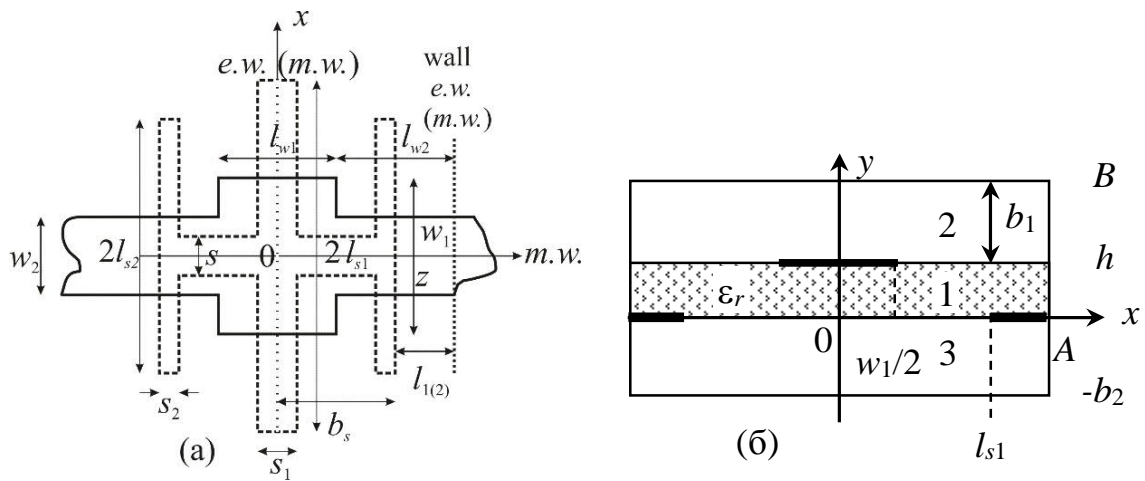


Рис. 7.15. Топологія резонансної структури із симетричною 2-площинною неоднорідністю із гребінчастим ЩР та ємнісним відрізком МСЛ у тришаровій планарній структурі

Перший шар являє собою діелектричну підкладку висотою  $h$  з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon_r$ , другий і третій шари мають повітряне заповнення ( $\epsilon_{r2}=1$ ). Згідно методу поперечного резонансу, структура з неоднорідністю, що аналізується, розміщується у резонаторі з ідеальними електричними ( $e.w.$ ) або магнітними ( $m.w.$ ) стінками за поздовжньою віссю  $z$ . Для обох резонаторів розв'язуються крайові задачі на їх власні частоти.

Крайова задача розв'язується за методом Гальоркіна, згідно з яким поле у щілинному резонаторі записується у вигляді рядів по базисних функціях  $T_{hy,k}$   $TE$ -хвиль гребінчастого хвилеводу ( $TH$ -хвилі не враховуються, оскільки йдеться про вузькі щілинні резонатори, у яких внеском цих хвиль у розподіл поля на щілині можна знехтувати).

$$\mathbf{E}_{0r} = \sum_{k=1}^K V_{h,k} (\nabla_t T_{hy,k} \times \mathbf{e}_y), \quad \mathbf{H}_{0r} = \sum_{k=1}^K I_{h,k} \nabla_t T_{hy,k}, \quad (7.4)$$

де  $V_{h,k}$  – невідомі коефіцієнти розкладання. Густина струму у смужковій лінії виражається через векторні потенціали магнітного  $J_h$  та електричного  $J_e$  типу за формулами (6.6). Застосовуючи процедуру Гальоркіна до рівнянь безперервності дотичних компонент поля на границях часткових областей  $y=0$  та  $y=h$ , отримаємо однорідну СЛАР із невідомим параметром (поздовжнім розміром резонатору

$L = l_{w1} + 2l_{w2}$  або його власною частотою  $f_{res}$ ) щодо невідомих коефіцієнтів розкладання поля на ЩР  $V_{h,k}$  та густини струму в смужковій лінії  $C_{h(e),n}$ . Прирівнюючи визначник СЛАР до нуля отримуємо характеристичне рівняння для визначення цього параметру.

Топологію гребінчастого ЩР, розподіл електромагнітного поля в якому описується через власні хвилі хвилеводу складного перерізу, показано на Рис. 7.16а. На рисунку показано три ЩР з шириною щілин  $s_1$  та  $s_2$ , що з'єднані через щілину шириною  $s$  із реактивним типом поля у ній. На Рис. 7.16б показано топологію хвилеводу, для якого розв'язуються дві крайові задачі, і розкладання початкової області на 5 часткових областей.

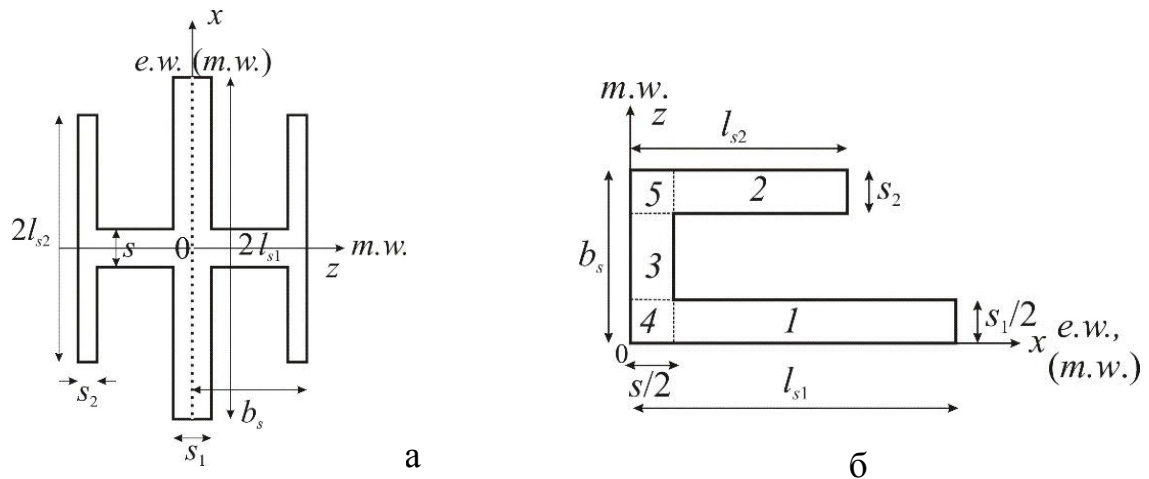


Рис. 7.16. (а) – Топологія гребінчастого щілинного резонатору та (б) – розбиття вихідної області на 5 часткових областей

Розв'язуються дві крайові задачі з двома різними умовами у площині симетрії  $z=0$  (електрична або магнітна стінка) і умовою магнітної стінки у площині  $x=0$  (що відповідає симетрії основної хвилі МСЛ, яка є сигнальною). Функції  $T_{hy,k}(x, z)$  ортогональні і задовольняють хвильовому рівнянню:

$$\Delta T_{hy,k} + k_{hc,k}^2 T_{hy,k} = 0$$

та граничним умовам  $dT_{hy,k}/dn = 0$  на ідеально провідній металевій поверхні. Як приклад розглянемо розв'язання крайової задачі за умови електричної стінки у площині  $z=0$ . Функції  $T_{hy,k}(x, z)$  у часткових областях з умовами магнітної стінки



при  $x=0$  та електричної стінки при  $z=0$  записуються у вигляді розкладання у ряди Фур'є із невідомими коефіцієнтами.

$$T_{h1}(x, z) = \sum_{k=0} A_{h1k} \sqrt{\frac{4-2\cdot\delta_{k0}}{s_1}} \cos \frac{2\pi k}{s_1} z \cdot \frac{\cos k_{x1k}(l_1-x)}{k_{x1k} \sin k_{x1k} d_1}, \quad s/2 \leq x \leq l_1, \quad 0 \leq z \leq s_1/2, \quad d_1 = l_1 - s/2;$$

$$T_{h2}(x, z) = \sum_{k=0} A_{h2k} \sqrt{\frac{2-\delta_{k0}}{s_2}} \cos \frac{\pi k}{s_2} \left( z - g - \frac{s_1}{2} \right) \cdot \frac{\cos k_{x2k}(l_2-x)}{k_{x2k} \sin k_{x2k} d_2},$$

$$s/2 \leq x \leq l_2, \quad g + \frac{s_1}{2} \leq z \leq b_s, \quad d_2 = l_2 - s/2;$$

$$T_{h3}(x, z) = \sum_{k=1} \frac{2}{\sqrt{s}} \sin \frac{\pi(2k-1)}{s} x \cdot \left[ A_{h31,k} \frac{\cos k_{z1k}(z-z_0)}{k_{z1k} \sin(k_{z1k} g/2)} + A_{h32,k} \frac{\sin k_{z1k}(z-z_0)}{k_{z1k} \cos(k_{z1k} g/2)} \right],$$

$$s_1/2 \leq z \leq g + s_1/2, \quad 0 \leq x \leq s/2, \quad z_0 = s_1/2 + g/2;$$

де  $k_{z1n}^2 = k_{hc}^2 - \left( \frac{\pi(2n-1)}{s} \right)^2$ ,  $k_{x1n}^2 = k_{hc}^2 - \left( \frac{2\pi n}{s_1} \right)^2$ ,  $k_{x2n}^2 = k_{hc}^2 - \left( \frac{\pi n}{s_2} \right)^2$ .

$$T_{h4}(x, z) = \sum_{n=1} B_{h1n} \frac{2}{\sqrt{s}} \sin \frac{\pi(2n-1)}{s} x \cdot \frac{\cos k_{z1n} z}{k_{z1n} \sin(k_{z1n} \cdot s_1/2)} +$$

$$+ \sum_{n=0} B_{h2n} \sqrt{\frac{4-2\cdot\delta_{n0}}{s_1}} \cos \frac{2\pi n}{s_1} z \cdot \frac{\sin k_{x1n} x}{k_{x1n} \cos(k_{x1n} \cdot s/2)}, \quad 0 \leq x \leq \frac{s}{2}, \quad 0 \leq z \leq \frac{s_1}{2}.$$

$$T_{h5}(x, z) = \sum_{k=1} C_{h1k} \frac{2}{\sqrt{s}} \sin \frac{\pi(2k-1)}{s} x \cdot \frac{\cos k_{z1k}(b_s-z)}{k_{z1k} \sin(k_{z1k} s_2)} +$$

$$+ \sum_{k=0} C_{h2k} \sqrt{\frac{2-\delta_{k0}}{s_2}} \cos \frac{\pi k}{s_2} \left( z - g - \frac{s_1}{2} \right) \cdot \frac{\sin k_{x2k} x}{k_{x2k} \cos(k_{x2k} \cdot s/2)}, \quad 0 \leq x \leq \frac{s}{2}, \quad \frac{s_1}{2} + g \leq z \leq b_s. \quad (7.5)$$

З умов безперервності функції та її похідної на межах часткових областей отримується СЛАР у вигляді (представлена матрична форма):

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{h31} \\ A_{h32} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Блочні матриці  $\mathbf{A}_{ij}$ ,  $i, j=1,2$ , у СЛАР (7.6) є симетричними. Характеристичним рівнянням для визначення власних чисел  $k_{hc}^2$  (спектру власних частот) є трансцендентне рівняння, у якому визначник матриці  $\mathbf{A}$  дорівнює нулю ( $\det \|\mathbf{A}\| = 0$ ).

З розв'язання СЛАР знаходяться всі коефіцієнти розкладання із точністю до деякого множника. Множник виходить із умови нормування:

$$\int_{S_i} \nabla T_{h,k} \cdot \nabla T_{h,l} dS = k_{c,h}^2 \int_{S_i} T_{h,k} \cdot T_{h,l} dS = \delta_{kl}.$$

За тією ж методикою розв'язується крайова задача за умови магнітної стінки у площині  $z=0$ .

У Таблиці 7.1 наведено значення перших трьох коренів характеристичного рівняння (дві серії розв'язків) для гребінчастого ЩР із параметрами (у мм):  $s=0.6$ ,  $s_1=s_2=0.4$ ,  $b_s=3.6$ ,  $l_{s1}=9.15$ ,  $l_{s2}=5.1$  ( $l_{s1} > l_{s2}$ ), отримані шляхом чисельного розв'язання крайової задачі за умови електричної стінки при  $z=0$  при зрізанні рядів до  $M=5$  членів ряду, відповідні значення критичних частот у ГГц наведені в дужках. Як і очікувалося, перші частоти відповідають власним частотам вузьких ( $s_i/2l_i \ll 1$ ,  $i=1,2$ ) прямокутних ЩР  $\chi_{i,n0} \approx \pi(2n-1)/2l_i$ ,  $i=1,2$ ,  $n=1,2,\dots,N$ . У Таблиці 7.1, також наведено результати розрахунків власних чисел щілинного резонатору із  $l_{s1}=5.10$ ,  $l_{s2}=9.15$  мм ( $l_{s1} < l_{s2}$ ).

ТАБЛИЦЯ 7.1 – ВЛАСНІ ЧИСЛА ГРЕБІНЧАСТОГО ХВИЛЕВОДУ (Е.В. ПРИ  $z=0$ )

$L_{s1}=9.15, L_{s2}=5.1$ мм		$L_{s1}=5.1, L_{s2}=9.15$ мм	
$\chi_1, \text{mm}^{-1}$ (GHz)	$\chi_2, \text{mm}^{-1}$ (GHz)	$\chi_1, \text{mm}^{-1}$ (GHz)	$\chi_2, \text{mm}^{-1}$ (GHz)
0.17379 (8.297)	0.3119 (14.895)	0.3148 (15.034)	0.1729 (8.255)
0.5213 (24.892)	0.9357 (44.677)	0.9443 (45.09)	0.5186 (24.76)
1.2162 (58.069)	1.5588 (74.429)	1.5555 (74.27)	0.8644 (41.27)

Аналогічні результати виходять і при розв'язанні крайової задачі за умови магнітної стінки при  $z=0$ . При цьому власні частоти  $\chi_{2,n0} \approx \pi(2n-1)/2l_2$  відповідають тільки одній серії власних частот (поле у центральному ЩР відповідає реактивної моді).

На Рис. 7.17а показаний спектр власних частот резонатору з 2-площинною розподіленою неоднорідністю, отриманий з розв'язків електричної і магнітної крайових задач. Розрахунки виконані при зрізанні подвійних рядів Фур'є (4.5)-(4.6) до  $N=150$ , рядів (7.4) та (6.6) до  $K=P=4$ , і рядів власних функцій гребінчастого хвилеводу (7.5) до  $M=5$ . На Рис. 7.17б наведені відповідні їм характеристики коефіцієнтів передачі та відбиття, розраховані за методом поперечного

резонансу, а також результати вимірювань характеристик розсіяння експериментального макета пристрою. Тут також метод поперечного резонансу реалізований за допомогою апроксимації спектральних кривих раціональною функцією із поліномами високого порядку у знаменнику.

З рис. 7.17б витікає, що пристрій з неоднорідністю з трьох зв'язаних через щілину прямокутних щілинних резонаторів (гребінчаста структура) забезпечує загасання сигналу у широкій смузі частот від 4.5 до 8.8 ГГц (66 % щодо середньої частоти 6.5 ГГц) і має вузьку смугу пропускання від 3.3 до 3.6 ГГц (8 %).

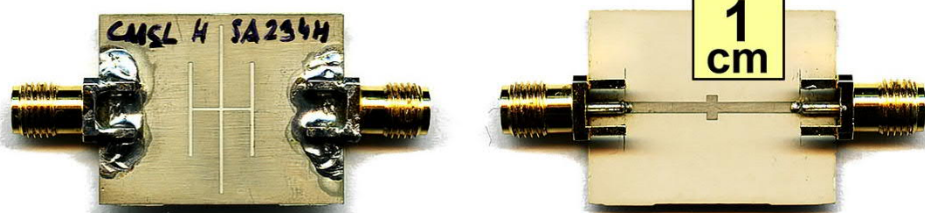
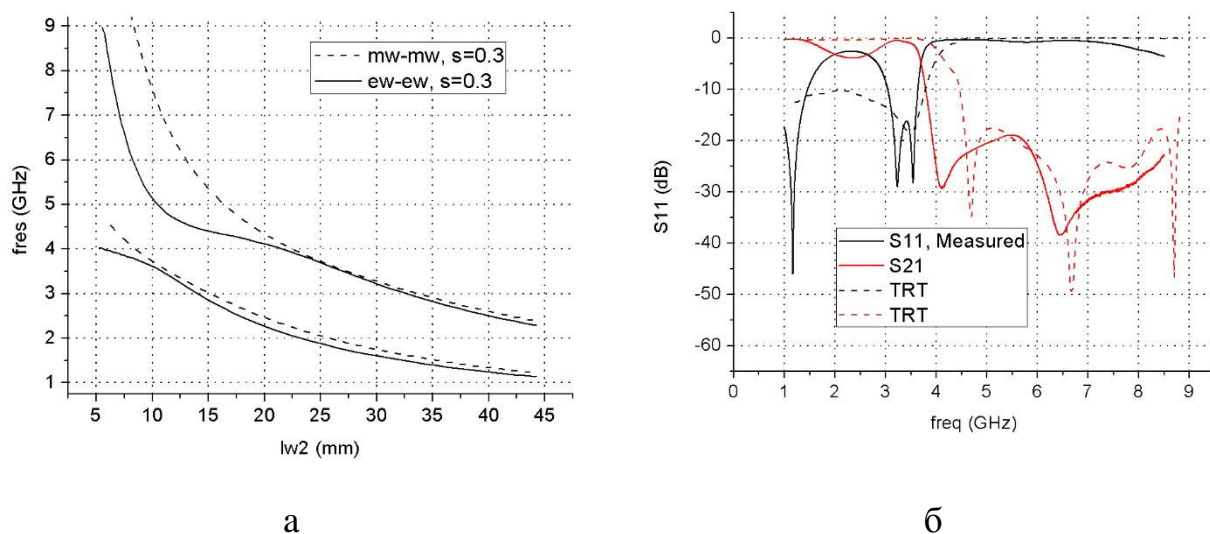


Рис. 7.17. (а) – Спектр власних частот резонатора з 2-площинною розподіленою неоднорідністю та (б) – відповідні йому характеристики розсіяння. Параметри структури (у мм): підкладка  $h=0.635$ ,  $\epsilon_r=10.2$ , розміри екрану  $A=15.0$ ,  $b_1=b_2=7.0$ , мікросмужкова лінія  $w_1=2.7$ ,  $w_2=1.2$ ,  $l_{\text{in}}=1.2$ , гребінчастий щілинний резонатор  $l_{s1}=9.15$ ,  $l_{s2}=5.1$ ,  $b_s=3.6$ ,  $s=0.3$ ,  $s_1=s_2=0.4$

Таким чином, доведено, що гребінчастий ЩР, симетрично розташований в заземлюючій площині МСЛ із поперечним розташуванням щілин щодо неї, забезпечує широкосмугове затухання основної хвилі в ній. У поєднанні із

східчастою неоднорідністю у мікросмужкової лінії 2-площинна неоднорідність формує полосу пропускання на нижніх частотах діапазону. Тобто, така структура може використовуватися для проектування багатofункціональних пристроїв, що містять надширокі смуги запирання та вузькі смуги пропускання. Для алгебраїзації крайових задач щодо 2-площинної розподіленої неоднорідності викладено методику розв'язання крайових задач на власні хвилі гребінчастих ЩР у вигляді рядів за власними хвилями хвилеводу складного перерізу.

#### 7.4 Висновки за Розділом 7

Удосконалений метод поперечного резонансу та розроблено алгоритми для аналізу розподілених 2-площинних неоднорідностей у вигляді індуктивного або ємнісного відрізків МСЛ з додаванням ЩР прямокутної або складної форми, що розташований у заземлюючій площині МСЛ, симетрично щодо індуктивного або ємнісного відрізків. Особливостями удосконаленого методу поперечного резонансу для аналізу 2-площинних неоднорідностей, що включають в себе індуктивний або ємнісний відрізки мікросмужкової лінії передачі, є:

- швидка збіжність алгоритму (малий порядок СЛАР, що розв'язуються), що досягається за рахунок опису функцій густини струму у неоднорідній МСЛ через векторні потенціали для них та розкладання їх у ряди за ортогональними поліномами із вагою, що відповідає сингулярності струму на краях смужки;
- швидка збіжність алгоритму забезпечується також за рахунок опису поля на ЩР складної форми у вигляді рядів по базисних функціях хвилеводів складного перерізу, ефективність яких була доведена у Розділі 5;
- використання апроксимації спектру власних частот резонатора з 2-площинною неоднорідністю раціональною функцією виду  $f(x) = 1/Q_m(x)$ , де  $Q_m(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_mx^m$  – поліном порядку  $m$ , що істотно скорочує машинний час, що витрачається на аналіз неоднорідності в одній частотній точці.

Спектральний підхід дозволяє проаналізувати розподілену неоднорідність цілком, без розбиття на компоненти, за алгоритмом із невеликим порядком

системи рівнянь, що розв'язуються, та передбачити точки резонансної взаємодії розподіленої неоднорідності із сигнальною лінією передачі.

Результати розрахунку характеристик розсіяння на симетричних 2-площинних розподілених неоднорідностях у МСЛ, показали, що така неоднорідність має додаткові частоти резонансного відбиття і пропускання, у порівнянні з характеристиками окремих східчастих або щілинних неоднорідностей у ній. Поява додаткових частот резонансної взаємодії пов'язана із тим, що компоненти неоднорідності взаємодіють одна з одною, що впливає на взаємне розташування смуг пропускання та запирання за частотою та на саму кількість резонансних частот. Це дозволяє поліпшити характеристики і розширити функціональні можливості фільтрів та узгоджувальних ланок, що проектуються на базі таких планарних структур. До того ж доведено, що діапазон смуго-запиральних фільтрів можна розширити за допомогою використання щілинних резонаторів складної форми, наприклад, Н-подібних або гребінчастих.

## 8 РОЗДІЛ 8

ПРИСТРОЇ НА ОСНОВІ РОЗПОДІЛЕНИХ НЕОДНОРІДНОСТЕЙ У  
ТРИШАРОВИХ ПЛАНАРНИХ СТРУКТУРАХ

У цьому розділі розглянуто процедури проектування та реалізація макетів пристроїв на основі розподілених неоднорідностей у тришарових планарних структурах. У пасивних пристроях схеми на лініях передачі планарного типу використовуються при проектуванні різних видів фільтрів, у активних – схем узгодження, живлення і т.ін. Основні результати розділу опубліковано в роботах [39], [13], [17], [14], [16].

### 8.1 Використання щілинних резонаторів для проектування високоефективного підсилювача потужності із маніпуляцією гармонік

При розробці високоефективних підсилювачів потужності (ПП) зазвичай обирається концепція формування певних хвильових форм сигналу на стоці транзистору для мінімізації потужності, що розсіюється в активному приладі, і збільшення вихідної потужності, що досягається, на основній частоті [152]. У цьому контексті були глибоко досліджені окремі конструкторські рішення, засновані на струмовому або ключовому режимі роботи активного приладу. Зокрема, найбільш простим рішенням, що ґрунтується на контролі рівня гармонік, є підсилювач потужності класу F або інверсного класу F (позначається як  $F^{-1}$ ) [153], [154]. Переваги підсилювачів потужності класів F та  $F^{-1}$  полягають у використанні великої вихідної потужності і прямій стратегії при проектуванні вихідної узгоджуючої ланки.

Навантажувальний імпеданс на стоці підсилювача ідеального класу F має забезпечувати напівсинусоїдальну форму струму на стоці транзистору (тобто містити у спектрі основну і парні гармоніки) і прямокутну форму напруги на стоці (містити в спектрі основну і непарні гармоніки). Однак у більшості практичних рішень налаштовується тільки друга і третя гармоніки основного сигналу,

нехтуючи гармоніками вищих порядків. Такий підхід обмежує максимально досяжний ККД підсилювача потужності класу F до 90% [153]. І навпаки, вихідна узгоджуюча ланка ПП класу  $F^{-1}$  забезпечує коротке замикання на третій гармоніці основного сигналу і умову холостого ходу на другій. У [155] були представлені методи проектування ПП обох класів, F і  $F^{-1}$ , на базі GaN транзистора. У цій роботі також було показано, що в мікрохвильовому діапазоні легше реалізується ПП інверсного класу  $F^{-1}$ , ніж класу F.

Зазвичай у мікрохвильовому діапазоні частот ланки ПП з фільтрацією гармонік реалізуються за допомогою відповідних комбінацій короткозамкнених і розімкнених шлейфів у МСЛ [156], [157]. Більш складне рішення запропоновано в роботі [158], де розглянута методика проектування ПП класу  $F^{-1}$  з використанням низки складних (комполітних) ліво- і правобічних (CRLH) ліній передачі і відкритих комполітних шлейфів.

Нами було запропоновано при проектуванні вихідної узгоджуючої ланки ПП класу  $F^{-1}$  використовувати періодичну структуру з ЩР у заземлюючій площині МСЛ, характеристики якої були вивчені у роботі [7]. У даному випадку структура на основі прямокутних ЩР використовується для контролю рівня гармонік на навантаженні підсилювача.

### 8.1.1 Проектування підсилювачу

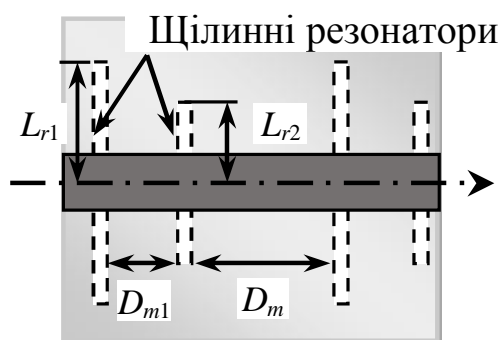
Для проектування ПП класу  $F^{-1}$  використовувався комерційний GaN транзистор Nitronex NPTB00004. Відповідно до технічних характеристик для цього транзистору, мали наступні параметри для початкового моделювання:

- живлення на стоці,  $V_{ds} = 28$  V;
- коефіцієнт посилення за потужністю,  $G = 15.5$  dB;
- напруга відсічення на затворі,  $V_p = -2$  V;
- оптимальний вхідний імпеданс на частоті 1.7 ГГц,  $Z_s = 13.1 + j \cdot 24.3$  Ом;
- оптимальний навантажувальний імпеданс на частоті 1.7 ГГц,  $Z_L = 34.5 + j \cdot 48.8$  Ом.

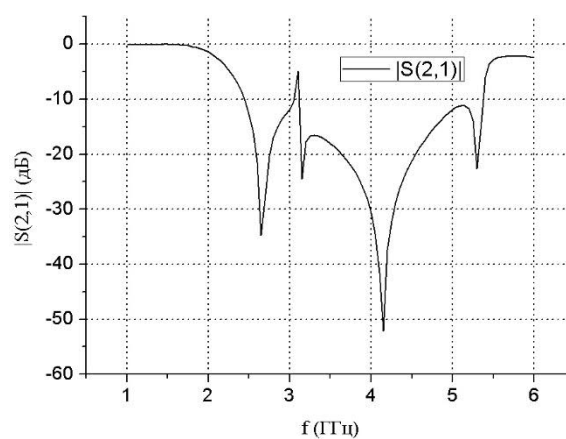
Для проектування ПП було обрано напругу відсічення, яка відповідає режиму класу С ( $V_{gs} = -3$  В). Згідно теорії ПП класу  $F^{-1}$ , вхідне і вихідне навантаження вважаються оптимально налаштованими.

Фільтр гармонік у вихідній узгоджувачій ланці був реалізований за допомогою двох пар ЩР різних розмірів у заземлюючій площині МСЛ, як показано на Рис. 8.1(а). Розміри двох щілинних резонаторів,  $L_{r1}$  і  $L_{r2}$ , розраховувалися за методом поперечного резонансу та оптимізувалися для забезпечення відповідних навантажувальних імпедансів на частотах другої та третьої гармонік робочої частоти  $f_0 = 1.7$  ГГц. Отримані в результаті розрахунків характеристики коефіцієнтів пропускання та відбиття фільтра гармонік у смузі частот показані на Рис. 8.1(б) і Рис. 8.1(в).

З рисунків видно, що періодична структура здійснює фільтрацію вихідного сигналу у діапазоні частот 2.6–5.2 ГГц. Надалі отриманий фільтр разом зі своєю характеристикою був використаний для проектування загальної вихідної узгоджувальної ланки ПП, тобто для узгодження її і на основній частоті [39]. Матриця розсіяння фільтра гармонік була розрахована окремо і на етапі проектування включалася у схему підсилувача.

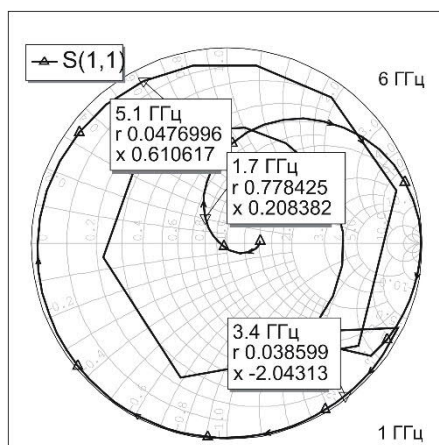


а



б





В

Рис. 8.1. (а) Топологія періодичної структури з щілинних резонаторів, (б) коефіцієнт передачі і (в) коефіцієнт відбиття спроектованого фільтра гармонік. Відстані між щілинними резонаторами, у мм:  $D_{m1}=4.5$ ,  $D_m=7.8$

Оптимізована підсумкова вихідна узгоджуюча ланка показана на Рис. 8.2 і включає в себе паразитні елементи корпусу транзистора, відрізок смужкової лінії TL1, узгоджуючий шлейф TL2 і фільтр гармонік на вузьких прямокутних ЩР (на малюнку позначено як ФГ).

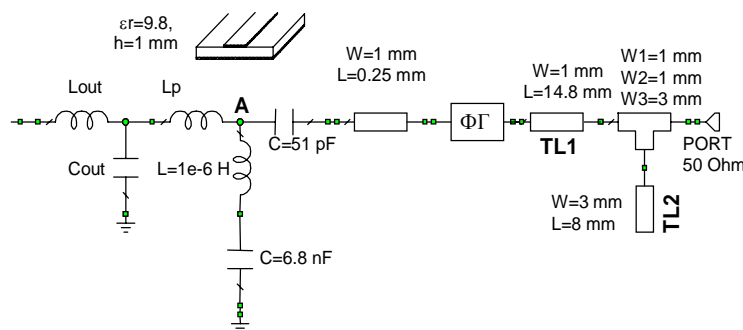


Рис. 8.2. Вихідна узгоджуюча ланка ПП класу  $F^{-1}$ , електрична схема

Налаштування підсилювача під час моделюванні виконувалося за такою процедурою. Зміною параметрів  $D_{m1}$  та  $D_m$  (Рис. 8.1) фільтр гармонік налаштовувався на максимальний рівень передачі потужності на основній частоті та відбиття другої та третьої гармонік з фазовим зсувом між ними порядку  $\pi$ . Потім, варіюванням відстані між комірками 2-ланкової періодичної структури  $D_m$  та довжин  $TL1$ ,  $TL2$  (Рис. 8.2), схема налаштовувалася на максимальні значення

вихідної потужності і ККД на робочій частоті  $f_0=1.7$  ГГц. Характеристика вхідного імпедансу оптимізованої вихідної ланки без паразитних елементів корпусу ( $L_{out}$ ,  $C_{out}$  і  $L_p$ ) наведена на Рис. 8.3. На тому ж рисунку показані значення навантажень на основній частоті та частотах вищих гармонік при ідеальному налаштуванні схеми класу  $F^{-1}$ .

На Рис. 8.4 показані отримані у моделюванні форми напруги  $V_{ds}$  і струму  $I_d$  на стоці транзистору. При цьому виходять такі значення імпедансів на основній частоті та частотах вищих гармонік  $Z(nf_0)=V_{ds}(nf_0)/I_d(nf_0)$  (Ом):  $Z(f_0)=46e^{-j136^\circ}$ ;  $Z(2f_0)=34e^{+j90^\circ}$ ;  $Z(3f_0)=49e^{-j95^\circ}$ .

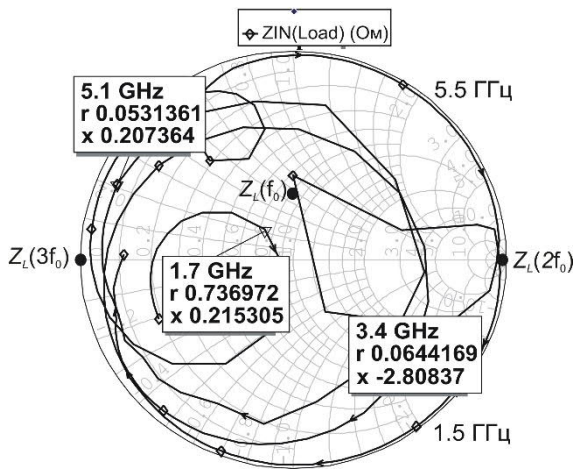


Рис. 8.3. Частотна характеристика вхідного імпедансу вихідної узгоджувальної ланки ПП. Показані значення імпедансів на робочій частоті і її гармоніках при ідеальному налаштуванні схеми

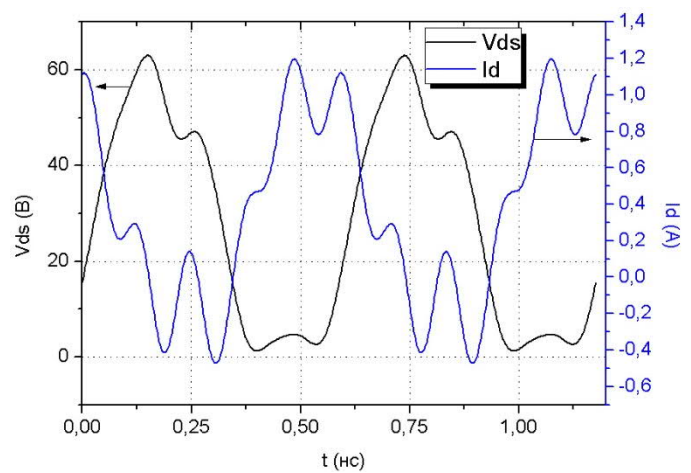


Рис. 8.4. Отримані за результатами моделювання форми напруги  $V_{ds}$  та струму  $I_d$  на стоці GaN транзистору при 1.7 ГГц, напруги живлення на стоці транзистора і зсув на затворі дорівнюють 28 В та  $-3.0$  В, відповідно

Вхідна узгоджувача ланка підсилювача проектувалася на максимум передачі потужності з генератора на затвор транзистору. Як показано на Рис. 8.5(а), ланка складається з відрізка лінії передачі TL3 з характеристичним хвильовим опором 50 Ом і ємнісного розімкнутого шлейфу TL4. Налаштування та оптимізація вхідної узгоджувальної ланки проведена варіюванням довжин цих відрізків. Значення імпедансу ланки на затворі транзистора (порт 2 в схемі на Рис. 8.5(а)) склало  $Z_S=11.5+j\cdot 20.5$  Ом на робочій частоті і відповідає комплексно

спряженим значенням вхідного імпедансу активного приладу. На рис. 8.5(б) представлена отримана в результаті моделювання характеристика вхідного імпедансу транзистора.

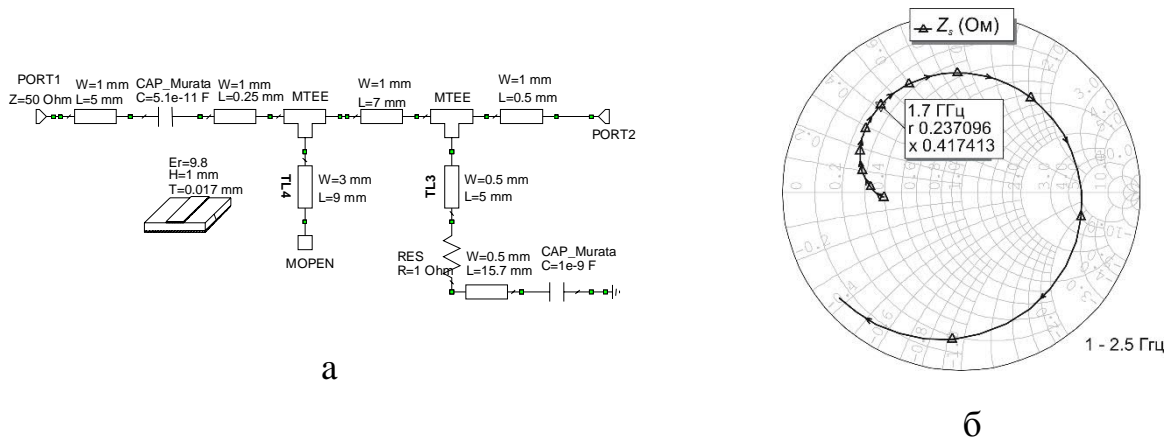


Рис. 8.5 (а) – Електрична схема та (б) – повний імпеданс вхідної узгоджувальної ланки підсилювача потужності

Друкована плата для фільтра гармонік і підсилювача в цілому виготовлена на полімерному матеріалі (ФЛАН) товщиною  $h=1.0$  мм з діелектричною проникністю  $\epsilon_r=9.8$ . Топологія друкованої плати для виготовлення ПП показана на Рис. 8.6. Друкована плата вміщується на основу, в якій виконана порожнина для забезпечення роботи щілинних резонаторів. Фотографія виготовленого макету ПП класу  $F^{-1}$  показана на Рис. 8.7. В даному виконанні фільтр гармонік на основі прямокутних ЩР розташований у порожнині площею  $30 \times 38$  мм<sup>2</sup> глибиною 7 мм.

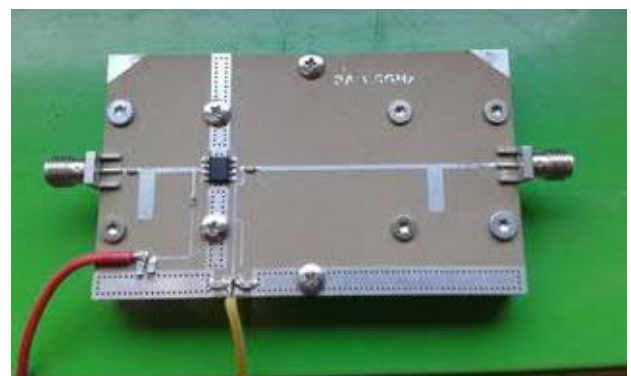
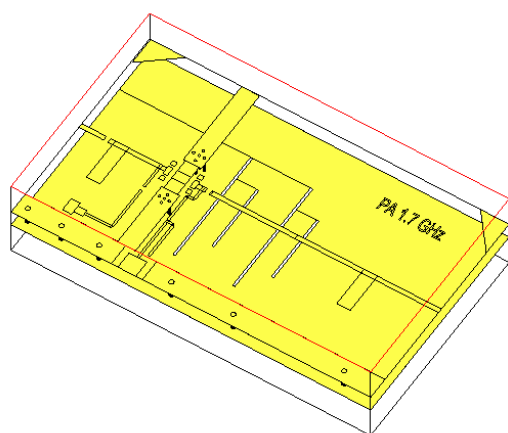


Рис. 8.6. Топологія високоефективного ПП класу  $F^{-1}$  із ЩР

Рис. 8.7. Експериментальний макет ПП

### 8.1.2 Результати моделювання та експерименту

Реалізований підсилювач був досліджений в режимі біжучої хвилі. На Рис. 8.8 показані виміряні вихідна потужність і ККД за доданою потужністю ПП на частоті 1.7 ГГц у залежності від вхідної потужності. Вихідна потужність в режимі насичення склала 35 дБм (на 2 дБм менше, ніж у моделюванні), при цьому ККД підсилювача склав 60 %. Аналогічно, на Рис. 8.9 показані частотні залежності вихідної потужності і ККД, виміряні при вхідному сигналі потужністю  $P_{in}=22.4$  дБм (що відповідає режиму насичення, Рис. 8.8). В цьому випадку для вихідної потужності також спостерігається невелика відмінність між результатами моделювання і вимірювань. Така відмінність, за результатами інженерного аналізу, пояснюється похибками комерційної моделі, оптимізованої, як правило, для режиму класу *B* або *AB*. Це означає, що точність моделі погіршується в області високоефективної навантажувальної лінії з точкою зсуву класу *C*.

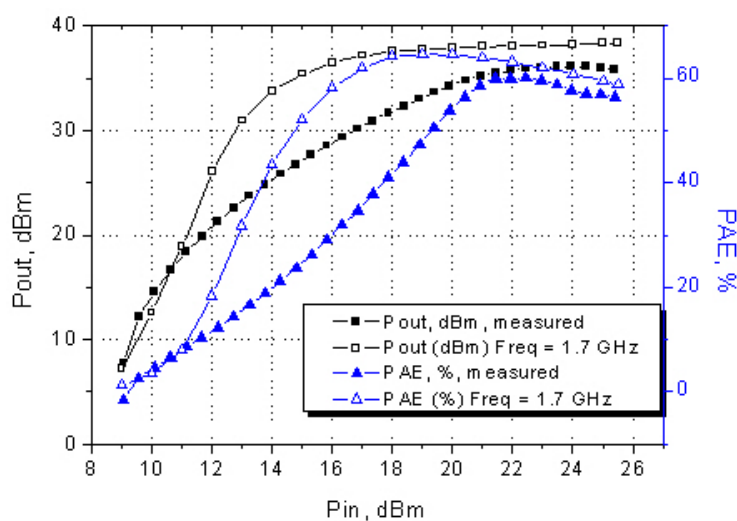


Рис. 8.8. Промодельовані (порожні символи) і виміряні (заповнені символи) вихідна потужність  $P_{out}$  і ККД по доданій потужності (PAE) у залежності від вхідної потужності  $P_{in}$  на частоті 1.7 ГГц. Зсув на стоці і затворі транзистору дорівнюють 28 В та  $-3.0$  В відповідно

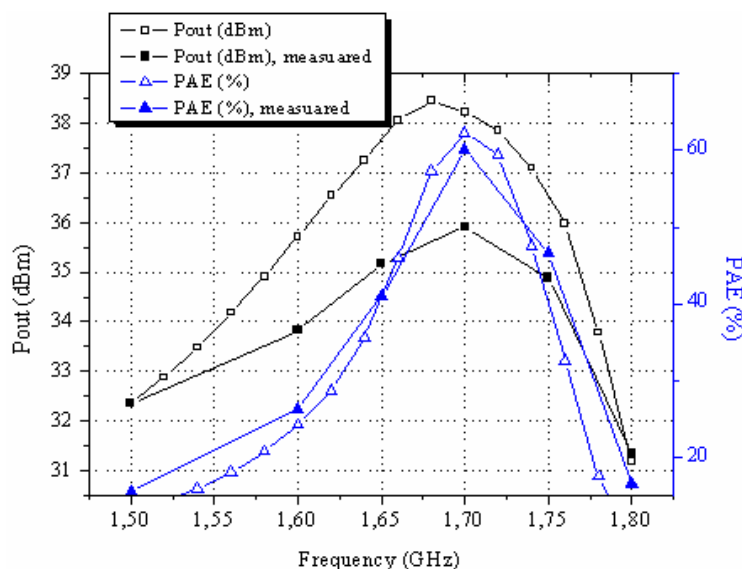


Рис. 8.9. Промодельовані (порожні символи) і експериментально виміряні (заповнені символи) вихідні характеристики підсилювача потужності класу  $F^{-1}$

Таким чином, спроектований, промодельований і експериментально виміряний ПП інверсного класу  $F$  з контролем рівня вищих гармонік основного сигналу на основі GaN транзистора NPTB00004. Схема контролю рівня другої і третьої гармонік (амплітуди і фази) виконана у вигляді 2-ланкової періодичної структури на основі прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ. ККД підсилювача потужності на частоті 1.7 ГГц склав 60% при вихідній потужності 3.9 Вт.

Результати роботи показали перспективність використання щілинних резонаторів, у загальному випадку складної форми, для проектування схем високоефективних підсилювачів потужності мікрохвильового діапазону. Тому у роботах [50], [51], [53] було продовжено проектування високоефективних ПП мікрохвильового діапазону з використанням DGS-структур у вихідній ланці. Такий підхід дозволяє маніпулювати амплітудою і фазами вищих гармонік для отримання високого ККД, забезпечує високий рівень запирання гармонік основного сигналу, а також у компактність схеми в цілому.

## 8.2 Компактний фільтр із щілинними резонаторами

Розвиток сучасних систем НВЧ потребує широкої номенклатури частотно-селективних пристроїв, зокрема смуго-пропускних фільтрів. Важливими

вузлами для побудови активних пристроїв є трансформатори опорів, до яких пред'являються вимоги забезпечення певної смуги частот при заданому коефіцієнті трансформації, а також компактності конструкції. Смуго-пропускні фільтри з Чебишевською характеристикою можна уявити як два дзеркально-симетрично з'єднаних трансформатори опорів. Поліпшити характеристики таких фільтрів можна шляхом використання щілинних резонаторів в екрануючому шарі мікросмужкової лінії [159, 7, 23, 86], що є окремим випадком електромагнітних загороджувальних структур (EBG) [7, 86, 160]. Такі структури використовуються, зокрема, у складі високоефективних підсилювачів НВЧ сигналів [157].

Розглянемо можливість побудови компактного фільтра ЩР на основі структур з довжинами відрізків ліній  $\lambda/16$  [161, 162] на основі робіт [159, 7], де наведені результати теоретичного та експериментального дослідження фільтрів з використанням саме ЩР.

Метою дослідження є вивчення можливості використання щілинних резонаторів в компактных фільтрах з Чебишевською характеристикою. Для цього розглянемо конструкції на основі фільтрів-прототипів, в яких використовуються ЩР в екрануючому шарі МСЛ. ЩР розміщені в секціях фільтра, де використовуються смужкові лінії з високим хвильовим опором [47]. Згідно робочої гіпотези, це дозволяє поліпшити електричні характеристики фільтра при збереженні і навіть зменшенні його розмірів. У роботі [17] моделювання та аналіз характеристик фільтруючих структур планарного типу проведено двома способами: за допомогою теорії довгих ліній і розрахунку в комерційній програмі аналізу пристроїв мікрохвильового діапазону.

### 8.2.1 Розрахунок фільтра за допомогою $ABCD$ -матриць

На Рис. 8.10 показано структури фільтрів із означеними розмірами ліній  $w_i$  та  $l_i$ , у місцях стику ліній із різною шириною знаходяться неоднорідності  $d_i$ . Використовуючи [163] і методику розрахунку неоднорідностей у вигляді стику МСЛ різної ширини з [164], аналогічно [159] побудуємо  $ABCD$ -матрицю фільтра

як добуток послідовно включених відрізків лінії передачі, ЩР і неоднорідностей стиків.

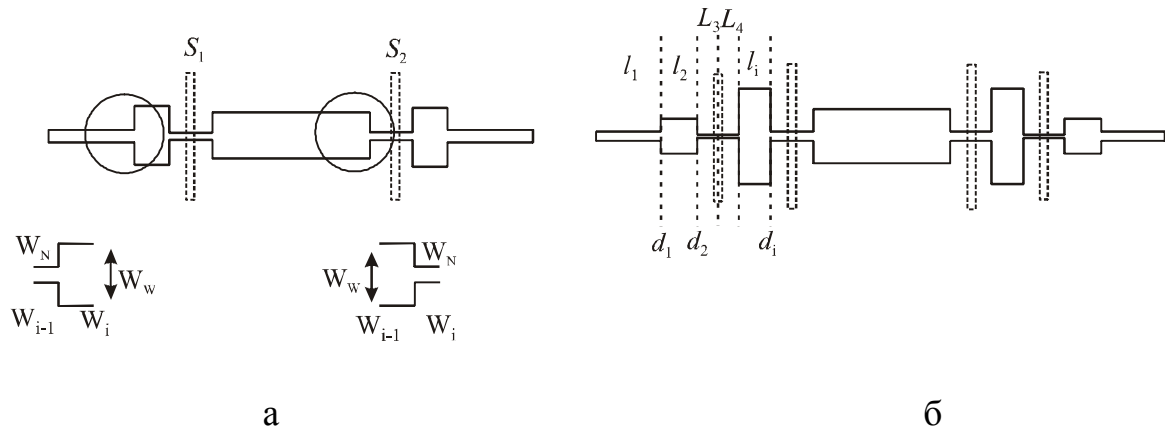


Рис. 8.10. Топологія фільтрів із  $n=2$  (а) та  $n=4$  (б).

Класична матриця відрізка лінії передачі записується у вигляді [163]:

$$A_i = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & jZ_i \sin \theta_i \\ jZ_i^{-1} \sin \theta_i & \cos \theta_i \end{bmatrix}, \quad (8.1)$$

де  $\theta_i = \beta_i l_i$ ,  $\beta_i = (2\pi f \sqrt{\epsilon_{eff,i}}) / c$ ,  $f$  – частота,  $\epsilon_{eff,i}$  – ефективна діелектрична проникність  $i$ -тої ділянки лінії,  $c$  – швидкість світла,  $Z_i$  – характеристичний опір відрізка МСЛ. Матриця ЩР записується як [159]

$$AR_j = \begin{bmatrix} A_j & B_j \\ C_j & D_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_j \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (8.2)$$

де  $Z_j = \frac{j2\pi f L_j}{1 - (2\pi f)^2 L_j C_j}$ ,  $L_j$  та  $C_j$  – еквівалентні індуктивність і ємність паралельного контуру, включеного послідовно у лінію передачі [159], які отримуються з формул для частоти та хвильового опору ЩР. Матриця переходу між лініями із різною шириною обчислюється в [164] за такою еквівалентною схемою (Рис. 8.11), що представляє собою дві послідовно включені індуктивності і паралельну ємність. Значення елементів схеми переходу обчислюються за наближеними формулами [164, 165]:

$$L_s = 0.000987h \left( 1 - \frac{Z_{0W}}{Z_{0N}} \sqrt{\frac{\epsilon_{effW}}{\epsilon_{effN}}} \right)^2 \quad (\text{нГн}), \quad (8.3)$$

$$L_{i-1} = \frac{L_{W_{i-1}}}{L_{W_{i-1}} + L_{W_i}} L_s, \quad L_i = \frac{L_{W_i}}{L_{W_{i-1}} + L_{W_i}} L_s, \quad (8.4)$$

$$L_{W_i} = \frac{Z_{0mi} \sqrt{\varepsilon_{eff i}}}{c} \quad (\text{Гн/М}), \quad (8.5)$$

де  $Z_{0W}$  и  $\varepsilon_{eff W}$  – характеристичний опір і ефективна діелектрична проникність широкої ділянки МСЛ,  $Z_{0N}$  і  $\varepsilon_{eff N}$  – те ж саме для вузьких ділянок лінії.  $L_{W_i}$  – питома індуктивність МСЛ. Ємність виражається формулою [164]:

$$C_s = 0.00137 \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff W}}}{Z_{0W}} \left(1 - \frac{W_N}{W_W}\right) h \left[ \frac{\varepsilon_{eff W} + 0.3}{\varepsilon_{eff W} - 0.258} \right] \left[ \frac{W_W/h + 0.264}{W_W/h + 0.8} \right] \quad (\text{пФ}), \quad (8.6)$$

де  $h$  – товщина підкладки в мікрометрах,  $W_N$  та  $W_W$  відносяться відповідно до вузької і широкої лінії в місці стрибка ширини МСЛ.

Класична матриця передачі стрибка ширини лінії відповідно буде записуватися як добуток матриць, що описують послідовні індуктивності і паралельну ємність, Рис. 8.11 [164], де  $Z_i = j\omega L_i$ ,  $Y_i = j\omega C_i$ :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_{si} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{i-1} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ Y & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + Z_{i-1}Y & Z_i + Z_i Z_{i-1}Y + Z_{i-1} \\ Y & Z_i Y + 1 \end{bmatrix}. \quad (8.7)$$

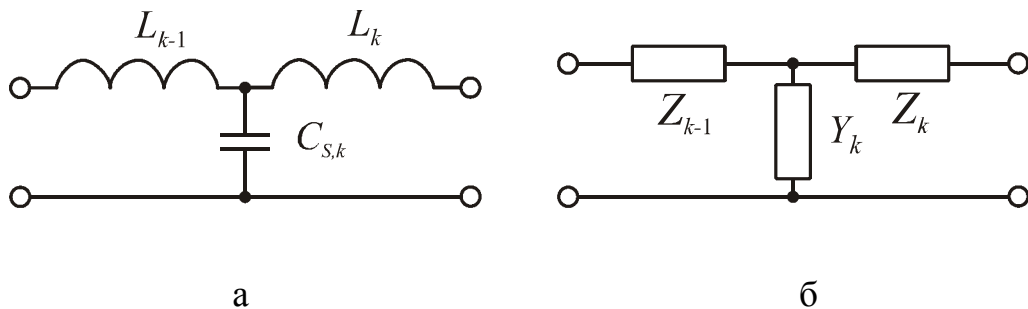


Рис. 8.11. Еквівалентна схема стрибка ширини МСЛ: (а) – зосереджені ємність та індуктивність, (б) – імпеданси та провідності,  $k$  означає номер стрибка

Матриця пристрою буде складатися з добутків матриць відрізків ліній, матриць стрибків ширини ліній (неоднорідностей) і матриць ЩР. Для пристрою на Рис. 8.10а в повну матрицю передачі пристрою входять 10 відрізків ліній (включаючи два відрізки по 50 Ом на початку і наприкінці, та центральної лінії, що



складається з двох відрізків, для аналізу трансформатора опорів [160]), 6 переходів, що описуються формулою (8.7), і двох резонаторів (8.2).

Ефективна діелектрична проникність ділянки МСЛ може бути розрахована різними способами, наприклад, використанням одного із загальнодоступних ресурсів [166] – калькулятора для розрахунку МСЛ.

Підставляючи розміри лінії і параметри підкладки, можна знайти  $\epsilon_{eff}$  для кожного відрізка лінії, а потім розрахувати підсумкову  $ABCD$ -матрицю фільтра. Параметри відрізків ліній наведено у Таблиці 8.1 для половини фільтра, друга половина симетрична. Підкладка має товщину  $h = 0.635$  мм і  $\epsilon_r = 10.2$ .

Таблиця 8.1					
Номер відрізка	1	2	3	4	5
$W$ , мм	0.58	5.0	0.58	0.58	2.6
$Z_c$ , Ом	50	11.87	50	50	19.84
$\epsilon_{eff}$	6.82	8.707	6.82	6.82	8.042
$l$ , мм	1.0	1.1	0.7	0.7	2.2

Елементи матриці розсіяння записуються через  $ABCD$ -матрицю як:

$$|S_{21}(f)| = |2/(A + B/Z_0 + CZ_0 + D)|, \quad |S_{11}(f)| = \frac{|S_{21}(f)|}{2} \left| A + \frac{B}{Z_0} - Z_0 C - D \right|,$$

$Z_0 = 50$  Ом. Розраховані методом класичної матриці передачі характеристики коефіцієнта передачі і модуля коефіцієнта відбиття далі показані для відповідних структур.

### 8.2.2 Чисельний аналіз і проектування фільтрів з Чебишевською характеристикою на основі узгоджувальних трансформаторів з відрізками ліній передачі $\lambda/16$

Крім наближеного аналізу фільтрів за допомогою матриць передачі, доцільно було провести аналіз чисельними методами за допомогою комерційних програм аналізу мікрохвильових схем. Аналіз і проектування структур, що фільтрують, на основі МСЛ також був виконаний для підкладки товщиною

$h=0.635$  мм та проникністю  $\epsilon_r=10.2$  (матеріал Rogers 3010). Розрахунок прототипу переходу з хвильового опору  $Z_0$  на  $Z_{n+1}$  із заданою смугою пропускання  $W$  виконується за методикою і таблицями, що наведені у [161]. Згідно [161], кожному хвильовому опору  $Z_i$  ставиться у відповідність відрізок МСЛ шириною  $w_i$  і довжиною  $l_i = \lambda_i/16$ . Число  $n$  має бути парним, при цьому число мінімумів коефіцієнту відбиття у смузі пропускання в ідеальному прототипі дорівнює  $n/2$ .

Симетризована топологія фільтру на базі МСЛ та її характеристики розсіювання для прототипу з параметрами  $n=2$ ,  $r=2.5$ ,  $W=0.2$  показані на Рис. 8.12. Тут наведені результати аналізу фільтру за допомогою комерційної програми і розрахунок за наближеною методикою за теорією довгих ліній, що викладена вище. Довжина низькоомного відрізка мікросмушкової лінії дорівнює  $\lambda_0/16$ , де  $\lambda_0$  – довжина хвилі в лінії на центральній частоті  $f_0 = 3.0$  ГГц.

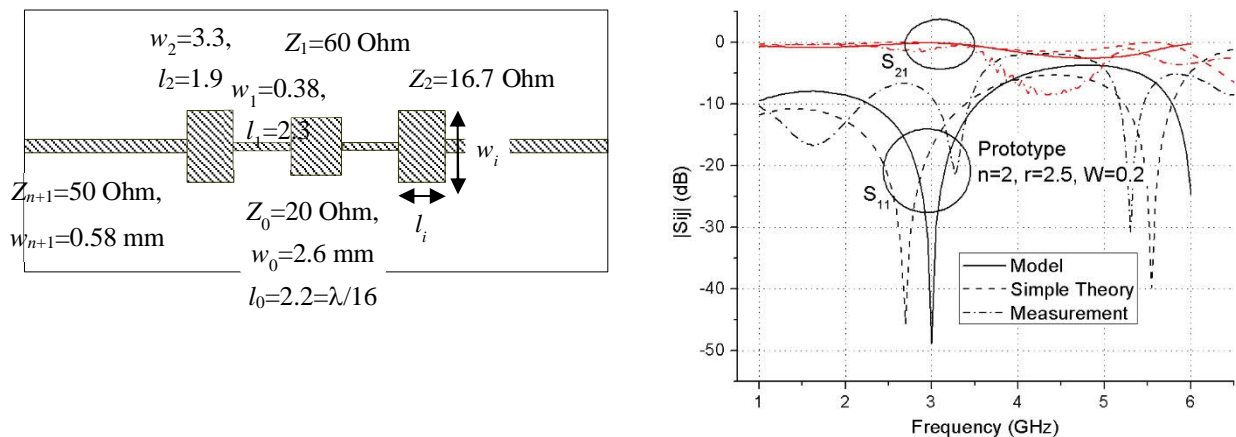


Рис. 8.12. Топологія 2-ланкового  $n=2$  фільтру на відрізках мікросмушкової лінії передачі довжиною  $\lambda_0/16$  та його характеристики коефіцієнтів відбиття та пропускання

Довжина переходу дорівнює  $L = l_1 + l_2 = 4.2$  мм, центральна частота, на якій спостерігається мінімум коефіцієнту відбиття, становить  $f_{res} = 3.0$  ГГц, а ширина смуги за рівнем загасання  $-20$  дБ становить 13 %. На характеристиці видно, що поблизу частоти 6 ГГц спостерігається друга (паразитна) смуга пропускання.

Аналогічні топологія і характеристики коефіцієнтів передачі і відбиття фільтру-прототипу для  $n=4$  показані на Рис. 8.13 (інші параметри проектування –

ті ж самі, що і для фільтра із  $n=2$ ). Розміри відрізків ліній передачі зведені в Таблицю 8.2 (хвильовий опір  $Z_i$ , ширина  $w_i$  і довжина  $l_i$ ). Довжина переходу дорівнює

$$L = \sum_{i=1}^n l_i = 9.0 \text{ мм, частоти резонансного пропускання дорівнюють 2.0, 3.2 і 4.0 ГГц,}$$

смуга пропускання фільтра за рівнем загасання  $|S_{11}| -15 \text{ дБ}$  складала 75 %.

Таблиця 8.2			
$i$	$Z_i, \text{ Ом}$	$w_i, \text{ мм}$	$l_i, \text{ мм}$
<b>0</b>	20	2.6	2.2 ( $\lambda/16$ )
<b>1</b>	48.2	0.57	2.4
<b>2</b>	12.3	4.86	1.8
<b>3</b>	75	0.2	2.6
<b>4</b>	19	2.78	2.2
<b>5</b>	50	0.58	-

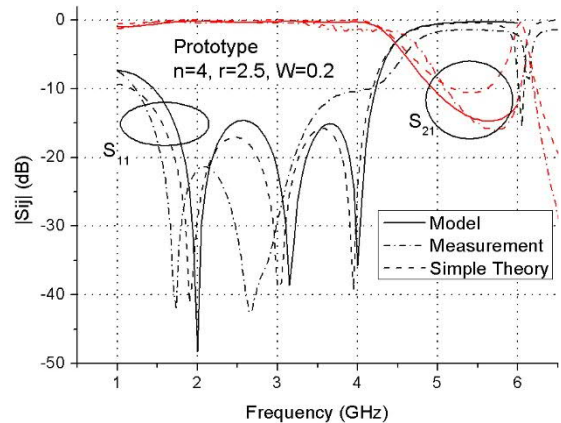
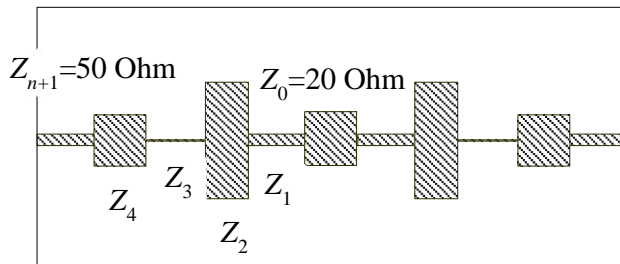


Рис. 8.13. Топологія 4-ланкового  $n=4$  фільтра на відрізках МСЛ довжиною  $\lambda/16$  та його характеристики коефіцієнтів відбиття та пропускання

Видно, що в обох випадках на характеристиках присутні паразитні смуги пропускання, пов'язані з періодичністю характеристик трансформатора опорів, та недостатній рівень загасання сигналу поза смугою. Для їх подавлення, а також для того, щоб домогтися для елементів фільтра фізичної можливості бути реалізованими, використовуються ЩР у заземлюючій площині, що розташовані під найвужчими (у прототипі) відрізками МСЛ. При цьому у залежності від вимог до характеристик ширина вузького (індуктивного) відрізка смужкової лінії збільшується від значення, що розраховується за формулами для скорочених фільтрів [161], до значення  $Z_{n+1}$ .

ЩР у заземлюючій площині відрізка регулярної МСЛ, розташований перпендикулярно до неї, збільшує еквівалентний опір цього відрізка і створює додатковий набіг фази на ньому [47]. В процесі чисельного аналізу, після додавання ЩР у схему фільтру, для отримання оптимальної частотної характеристики виконувалось додаткове настроювання його елементів.

На Рис. 8.14 наведені топологія та характеристики коефіцієнтів передачі та відбиття фільтра на основі 2-ланкового переходу (Рис. 8.11) з використанням ЩР. Розміри відрізків лінії передачі і ЩР зведені до Таблиці 8.3. Довжина переходу в цьому випадку дорівнює 2.5 мм (пор. із 4.2 мм для прототипу). Структура забезпечує ширину смуги пропускання 30% і широкосмугове згасання, починаючи з частоти 3.8 ГГц.

Таблиця 8.3			
$i$	$Z_i$ , Ом	$w_i$ , мм	$l_i$ , мм
<b>0</b>	20	2.6	4.4 ( $\lambda/8$ )
<b>1</b>	50	0.58	1.4
<b>2</b>	10.7	5.0	1.1
<b>3</b>	50	0.58	-
<i>Щілинний резонатор <math>L_r=14.0</math>, <math>s=0.3</math> (мм)</i>			

Особливістю такої схеми є зсув характеристики в цілому донизу за частотою, у порівнянні з характеристикою прототипу (див. Рис. 8.12), а також поява додаткової резонансної частоти на частотній характеристиці коефіцієнту відбиття. На рисунку наведено також результати експериментального вимірювання макету пристрою. Різниця між промодельованою та експериментально отриманою характеристиками пояснюється неточностями виготовлення, втратами на роз'ємах і залежністю діелектричної сталої матеріалу підкладки від частоти. Вимірювання виконані за допомогою векторного аналізатору кіл ZND фірми Rohde & Schwarz.

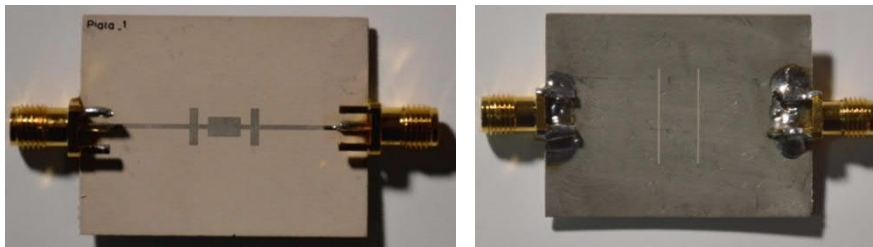
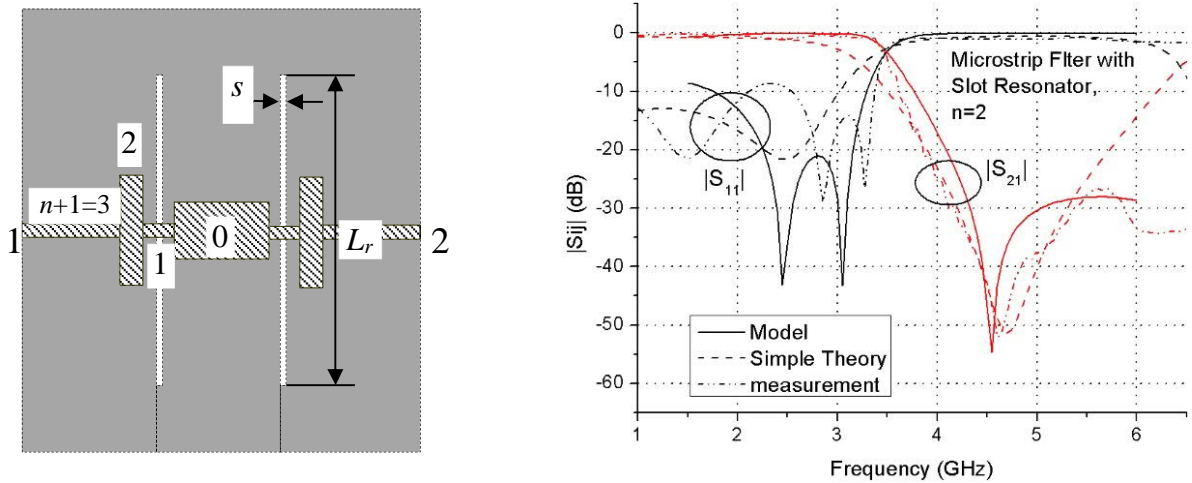


Рис. 8.14. Топологія та характеристики розсіяння 2-ланкового ( $n=2$ ) фільтра на відрізках МСЛ довжиною  $\lambda/16$  із ЩР у металізованій підкладці

Топологія і характеристика фільтра на основі 4-ланкового переходу з ЩР представлені на Рис. 8.15. У цьому випадку високоомна ділянка МСЛ шириною 0.2 мм (Рис. 8.13) замінюється на відрізок лінії, що технологічно реалізується, шириною 0.4 мм з ЩР у заземлюючій площині. Геометричні параметри фільтра зведені до Табл. 8.4. Довжина трансформатору дорівнює 8.3 мм (у прототипі 9.0 мм), ширина смуги пропускання фільтра становить близько 50 % і зсунута до низу по частоті щодо характеристики прототипу.

Таблиця 8.4			
$i$	$Z_i$ , Ом	$w_i$ , мм	$l_i$ , мм
<b>0</b>	20	2.6	4.4 ( $\lambda/8$ )
<b>1</b>	57.4	0.42	2.3
<b>2</b>	10.1	6.16	2.0
<b>3</b>	58.5	0.4	2.3
<b>4</b>	16.8	3.28	1.7
<b>5</b>	50	0.58	-
<i>Щілинний резонатор <math>L_r=11.8</math>, <math>s=0.3</math> (мм)</i>			

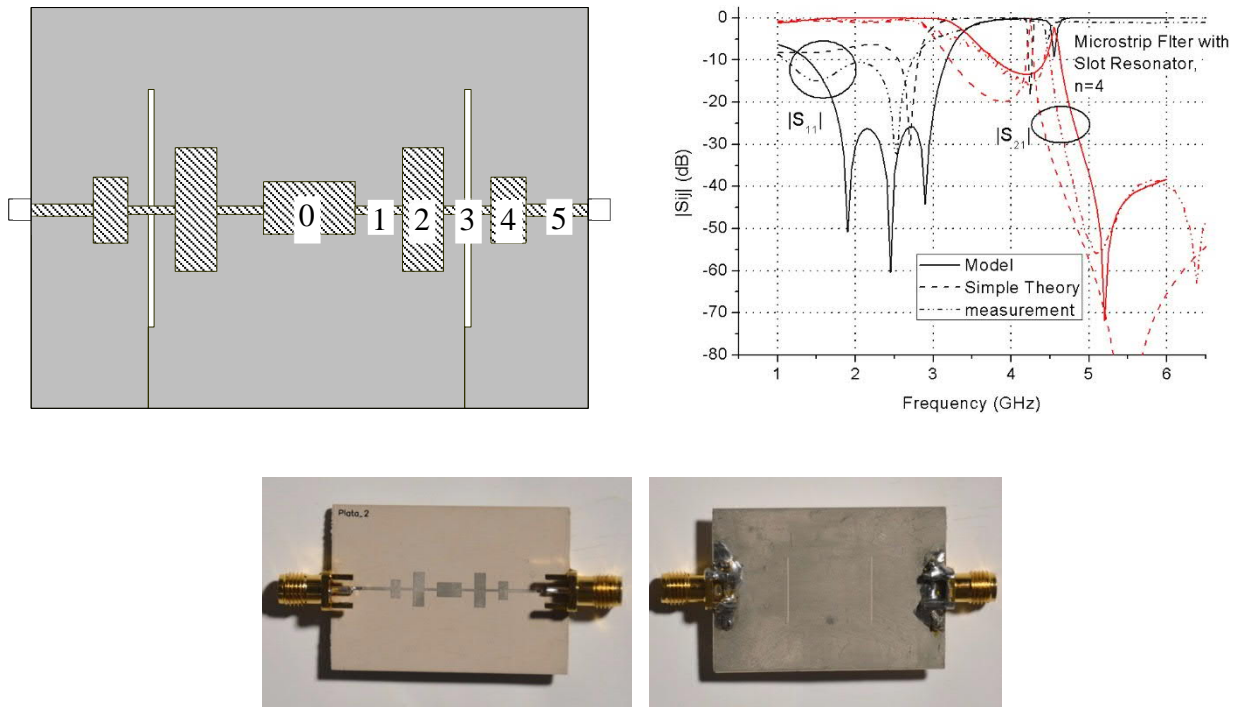


Рис. 8.15. Топологія та характеристики розсіяння 4-ланкового ( $n=4$ ) фільтру на відрізках МСЛ довжиною  $\lambda/16$  із ЩР у металізованій підкладці. Паразитні смуги пропускання вище 5.0 ГГц подавлені за рахунок наявності в схемі ЩР. Вузкий резонанс коефіцієнту  $|S_{11}|$  в області 4.5 ГГц теж може бути подавлений за допомогою вибору довжини ЩР. В даному випадку додаткова частота резонансного відбиття – це похибка проектування та є результатом взаємодії неоднорідностей у структурі.

Точність розрахунку неоднорідностей при  $\epsilon_r = 9.8$  та  $w/h = 1$  у [167] оцінюється від 0.5% до менш як 5%, у даному спрощеному варіанті похибка може збільшитися за рахунок великого співвідношення  $W_2/W_1$  та великого діапазону частот (від 1 до 6 ГГц). Додаткові похибки за рахунок щілинних резонаторів можуть бути більше, до 10% по частоті смуги проходження сигналу, окрім частоти самого резонатора, вона моделюється з похибкою 2%. Це питання має бути предметом подальших досліджень.

Таким чином, запропоновано наближену методику проектування компактних мікросмужкових переходів і смуго-пропускних фільтрів на основі відрізків

смужкової лінії довжиною  $\lambda/16$  із подавленням паразитних смуг пропускання у верхньому діапазоні частот. Для цього високоомні (індуктивні) відрізки ліній передачі замінюються відрізками лінії передачі, що фізично реалізуються за шириною, з розташованими під ними вузькими щілинними резонаторами прямокутної форми. Згідно з удосконаленою методикою, еквівалентна схема фільтрів містить елементи, що моделюють стрибки ширини у МСЛ, та паралельні резонансні контури, що моделюють ЩР у схемі.

Запропоновані, проаналізовані та експериментально виміряні конструкції компактних фільтрів з використанням ЩР у заземлюючій площині. За результатами досліджень реалізовані мікросмужкові смуго-пропускні фільтри на базі прототипів із  $n=2$  та  $n=4$  із шириною смуги пропускання відповідно 30 % та 50 % та рівнем згасання основного сигналу поза смугою  $-20\div-40$  дБ.

### 8.3 Смуго-запиральний фільтр на Н-подібному щілинному резонаторі у заземлюючій площині мікросмужкової лінії

Починаючи з 2000-х років структурам виду defected ground structure (DGS) і побудованим на їх основі electromagnetic stopband structures (ESB), що представляють собою прорізи різної форми у металізованому (екрануючому) шарі смужкової лінії передачі, приділяється багато уваги завдяки їх використанню в радіолокаційних системах, системах супутникового телебачення і мобільного зв'язку у мікрохвильовому діапазоні частот. Для реалізації таких систем часто потрібні схемні рішення з вузлами якомога меншого розміру. Тому ESB-структури є домінуючою технологією, яка може забезпечити зменшення розмірів пристроїв з одночасним високим рівнем придушення паразитних частот або гармонік [84, 88, 168-172]. У застосуванні до МСЛ ESB-структури призводять до резонансного характеру поведінки коефіцієнту передачі основної хвилі з резонансною частотою, що контролюється зміною форми і розміру прорізу у металізованому шарі. Було показано, що такі неоднорідності забезпечують більш високий рівень загородження у порівнянні зі структурами виду high-low (Hi-Lo), тобто східчастими неоднорідностями у смужковій лінії.

У попередніх розділах було наведено результати аналізу ЩР у заземлюючій площині МСЛ: звичайних прямокутних, Г-, П- і Н-подібних [9, 12, 23], які, зазвичай, мали одну частоту резонансного взаємодії із сигнальною лінією передачі у діапазоні частот 2–8 ГГц. Дві і більше резонансні частоти виникали тільки в разі взаємодії таких неоднорідностей, зокрема, в періодичних структурах з кінцевим числом комірок [8, 11, 12, 15].

У даному підрозділі розглядається ЩР Н-подібної форми із поздовжнім розташуванням відрізка щілини, що з'єднує «гантелі» резонатора, і, відповідно, з поперечним розташуванням «гантелей» щодо МСЛ. На Рис. 8.16 показана топологія ЩР у заземлюючій площині екранованої МСЛ шириною  $w$ , на підкладці товщиною  $h$  з діелектричною проникністю  $\epsilon_r$ . Така неоднорідність може розглядатися як два прямокутних ЩР, безпосередньо зв'язаних між собою відрізком ЩЛ із симетрією, що відповідає непарній моді. Тобто, у разі симетричного розташування ЩР щодо МСЛ (Рис. 8.16), взаємодія відбувається на хвилі вищого типу (умова магнітної стінки у площині  $x=0$  відповідає непарній хвилі типу  $TM_0$  у ЩЛ). А взаємний зв'язок між неоднорідностями, як відомо, призводить до розщеплення спектру власних частот і до появи додаткових частот резонансної взаємодії [8, 11] між сигнальною лінією передачі і розподіленою неоднорідністю.

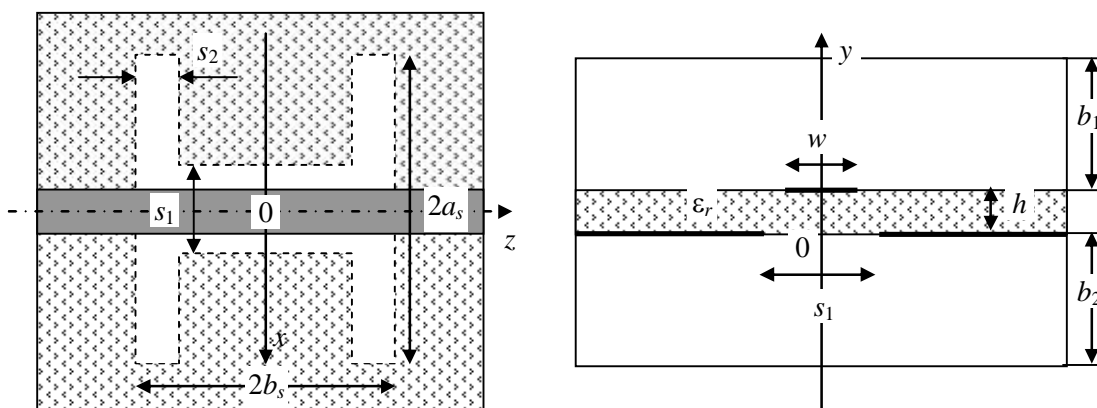


Рис. 8.16. Топологія Н-подібного ЩР у заземлюючій площині екранованої МСЛ із поперечним розташуванням «гантелей» щодо неї

Метою дослідження є вивчення закономірностей поведінки характеристик розсіяння основної хвилі регулярної МСЛ на ЩР Н-подібної форми в її екрануючій площині із поперечним розташуванням «гантелей» резонатору щодо неї.



Крім того, метою роботи є розробка рекомендацій щодо використання такої неоднорідності для проектування смуго-запиральних фільтрів у мікрохвильовому діапазоні частот.

### 8.3.1 Метод поперечного резонансу для аналізу розподіленої неоднорідності

Аналіз неоднорідності виконаний, як и вище, методом поперечного резонансу, при цьому для визначення елементів матриці розсіяння і резонансних частот симетричної структури розв'язуються «електрична» (e.w.-e.w.), «магнітно-електрична» (m.w.-e.w.) та «магнітна» (m.w.-m.w.) крайові задачі. Топологія планарної структури для розв'язання крайових задач показана Рис. 8.17. Згідно з методом, для визначення частот резонансного відбиття сигналу елементи матриці розсіяння на симетричній неоднорідності розраховуються з розв'язків двох крайових задач виду e.w.-e.w. і m.w.-e.w. для резонатора щодо його поздовжнього розміру  $l_i$ ,  $i=1,2$ , (Рис. 8.17) за формулами (7.3).

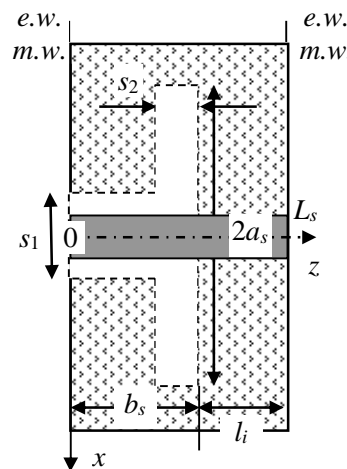


Рис. 8.17. Топологія резонатора для розв'язання крайових задач

Вирази (7.3) після перетворення записуються у вигляді:

$$S_{11} = -\cos \beta_z (l_1 - l_2) \exp(j\beta_z (l_1 + l_2)),$$

$$|S_{11}| = |\cos \beta_z (l_1 - l_2)| \cdot |\exp(j\beta_z (l_1 + l_2))| = |\cos \beta_z (l_1 - l_2)|. \quad (8.8)$$

$$S_{12} = j \sin \beta_z (l_1 - l_2) \exp(j\beta_z (l_1 + l_2)),$$

$$|S_{12}| = |\sin \beta_z (l_1 - l_2)| \cdot |\exp(j\beta_z (l_1 + l_2))| = |\sin \beta_z (l_1 - l_2)|. \quad (8.9)$$

З (8.8)-(8.9) видно, що модулі коефіцієнтів відбиття і передачі залежать від різниці розмірів двох, «електричного» і «магнітно-електричного», резонаторів ( $l_1 - l_2$ ), на кожній заданій частоті. Чим менша ця різниця – тим меншим є значення коефіцієнту передачі  $|S_{12}| = |S_{21}|$ , а, отже, більшим є рівень загасання, що створюється щілинним резонатором.

### 8.3.2 Результати розрахунків

Результати аналізу неоднорідності методом поперечного резонансу, що наведені нижче, отримані при зрізанні рядів Фур'є для опису поля у резонаторі до 300 членів ряду з врахуванням 2-3 власних хвиль  $TE$ - та  $TN$ -типу  $H$ -подібного хвилеводу (при точності розрахунку власних частот резонатора, отриманих з розв'язання крайових задач методом Гальоркіна, до  $10^{-2}$  у ГГц). На Рис. 8.18а показані спектри власних частот  $H$ -подібного ЩР у заземлюючій площині МСЛ, отримані з розв'язку "електричної" і "магнітно-електричної" крайових задач; на Рис. 8.18б – те ж саме з розв'язку "електричної" і "магнітної" крайових задач; на Рис. 8.18в наведені характеристики коефіцієнтів відбиття і передачі основної хвилі МСЛ. Параметри планарної структури тут і далі є такими (у мм): товщина підкладки  $h=0.635$ , її діелектрична проникність  $\epsilon_r=10.2$  (матеріал Roger 3010), ширина МСЛ  $w=0.58$  (характеристичний імпеданс  $Z_0=50$  Ом), розміри екрану  $b_1=8.0$ ,  $b_2=5.0$ ,  $A=16.0$ . ЩР має наступні розміри (у мм):  $s_1=1.8$ ,  $s_2=1.0$ ,  $a_s=12.5$ ,  $b_s=6.0$ . З отриманих для діапазону частот 1.5-6.0 ГГц спектральних характеристик видно, що дана планарна структура містить дві частоти резонансного затування основної хвилі МСЛ на  $H$ -подібному ЩР. При цьому смуга загородження за рівнем  $-20$  дБ на першій частоті становить 11 %, а на другий – всього 5 %. Там же показано різницю довжин об'ємних резонаторів ( $l_1 - l_2$ ), яка на центральній частоті 4.3 ГГц забезпечує загасання порядку  $-11$  дБ, що є недостатнім для широкосмугового смуго-запирального фільтру. Результати розрахунку порівнювалися з характеристиками, отриманими за допомогою комерційної програми електродинамічного аналізу і моделювання пристроїв мікрохвильового діапазону.

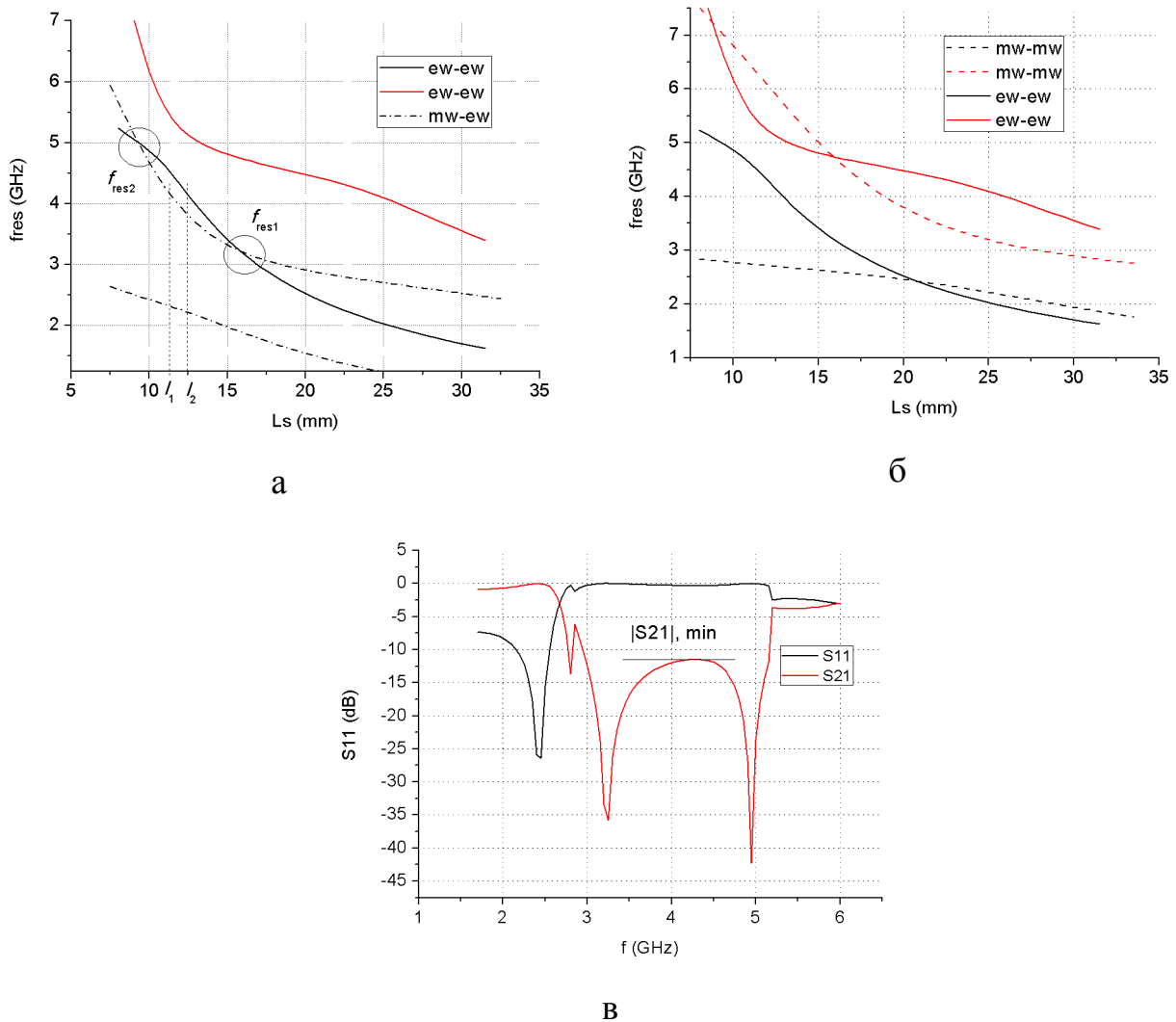


Рис. 8.18. (а) – Спектр власних частот резонатору з неоднорідністю та (б) – характеристики розсіяння, отримані за методом поперечного резонансу. Розміри Н-подібного ЩР, у мм:  $s_1=1.8$ ,  $s_2=1.0$ ,  $a_s=12.5$ ,  $b_s=6.0$

На рисунках 8.19а-в показано різницю між двома резонансними частотами  $(f_{res2} - f_{res1})/f_0$ , мінімальне загасання на центральній частоті  $|S_{21}|_{min}$ , dB та ширину смуги  $W$ , % смуго-запирального фільтру, що визначається за рівнем загородження  $-15$  дБ на верхній і нижній межах смуги, у залежності від поперечного  $a_s$  та поздовжнього  $b_s$  розмірів Н-подібного ЩР, ширина щілин (у мм) дорівнює:  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.4$ . На графіках відображено залежність мінімального загасання у смугі і ширину смуги від співвідношення  $b_s/a_s$ : із збільшенням довжини щілинного резонатора  $b_s$  зменшується різниця між резонансними частотами з виродженням спочатку до однієї резонансної частоти, а потім і її зникненням (при

цьому на характеристиці розсіяння для  $|S_{21}|$  буде просто нерезонансний мінімум). Таким чином, варіюванням параметрів  $a_s$  та  $b_s$  можна отримати оптимальні характеристики розсіяння смуго-запирального фільтру, що забезпечують одночасно його широкосмуговість і високий рівень загасання сигналу в усій смузі.

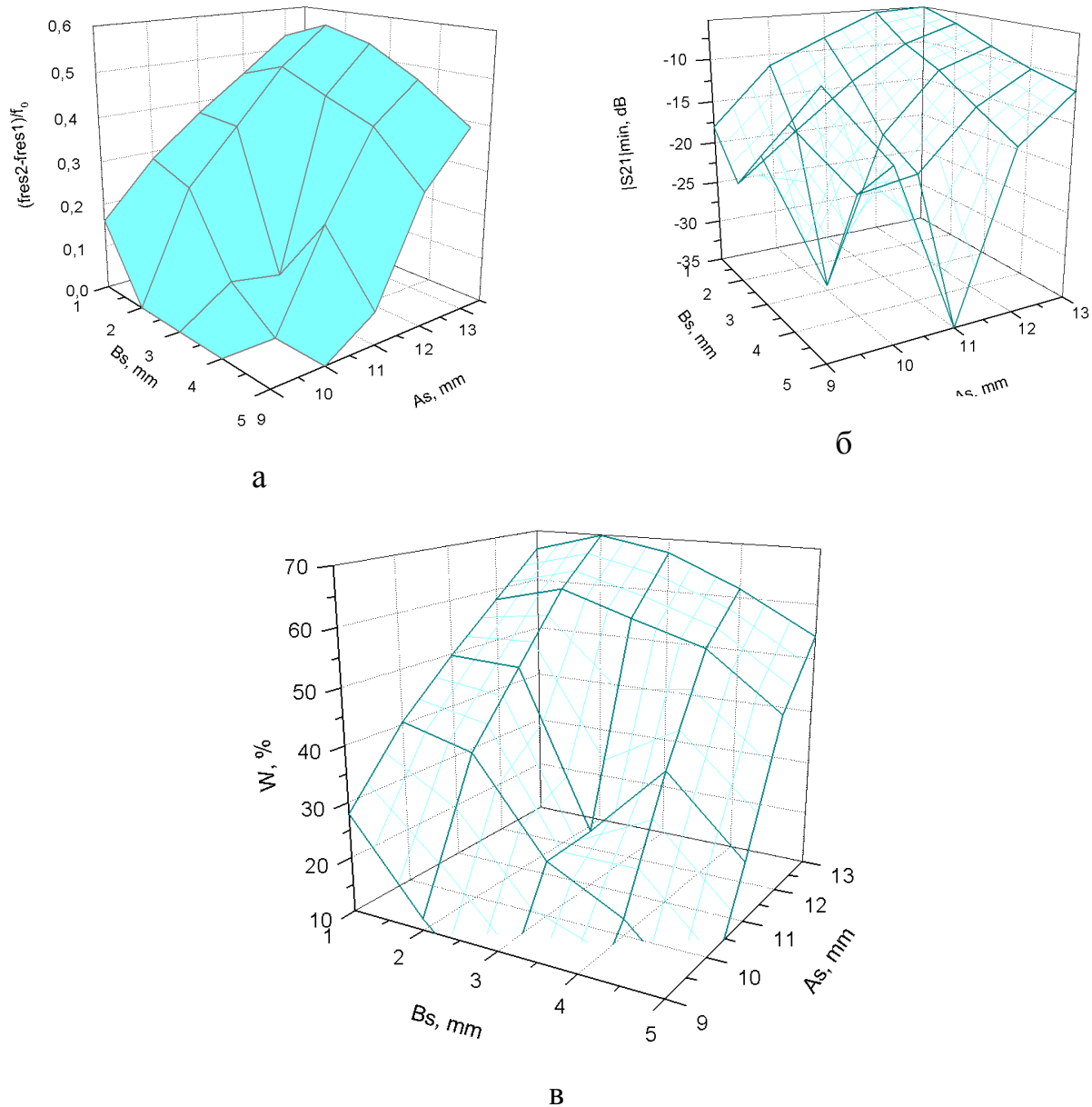


Рис. 8.19. Характеристики смуго-запиральних фільтрів у залежності від ширини  $a_s$  та довжини  $b_s$  циліндричного резонатору

На рисунках 8.20 і 8.21 наведені результати розрахунків спектрів власних частот мікросмужкового резонатору з неоднорідністю у вигляді Н-подібного ЦР із поперечним розташуванням «гантелей» щодо МСЛ і розраховані за ними характеристики розсіяння. Параметри ЦР для Рис. 8.20 (у мм):  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.4$ ,

$a_s=11.4$ ,  $b_s=4.2$ , для Рис. 8.21 –  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.6$ ,  $a_s=10.5$ ,  $b_s=4.2$ . Отримано характеристики розсіяння смуго-запиральних фільтрів зі смугою 3.2–4.5 ГГц (35 %) та 3.35–4.8 ГГц (36 %) за рівнем згасання  $-15$  дБ на її границях. При цьому на центральній частоті рівень згасання становить не менше  $-20$  дБ. Крім того, пристрій виходить більш компактним у порівнянні з періодичними структурами на прямокутних ЩР, що розглянуті раніше (8.4 мм проти 18.8 мм на Рис. 1 і 5 у [15] та у Розділі 4).

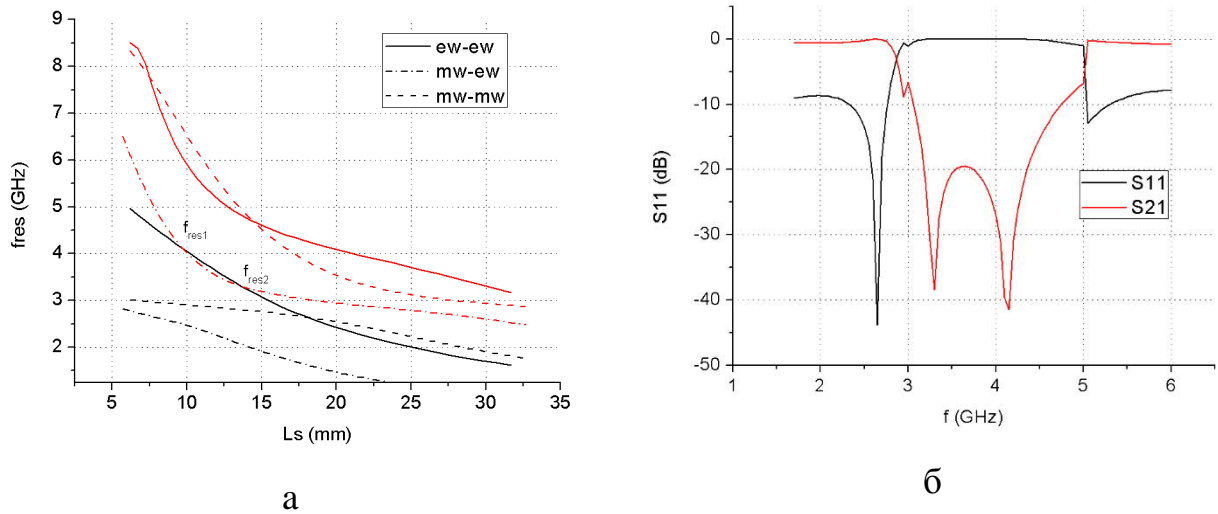


Рис. 8.20. (а) – Спектри власних частот мікросмушкового резонатора з неоднорідністю у вигляді Н-подібного щілинного резонатора поперечним розташуванням «гантелей» щодо мікросмушкової лінії і (б) – розраховані за ними характеристики розсіяння. Параметри щілинного резонатора (у мм):  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.4$ ,  $a_s=11.4$ ,  $b_s=4.2$

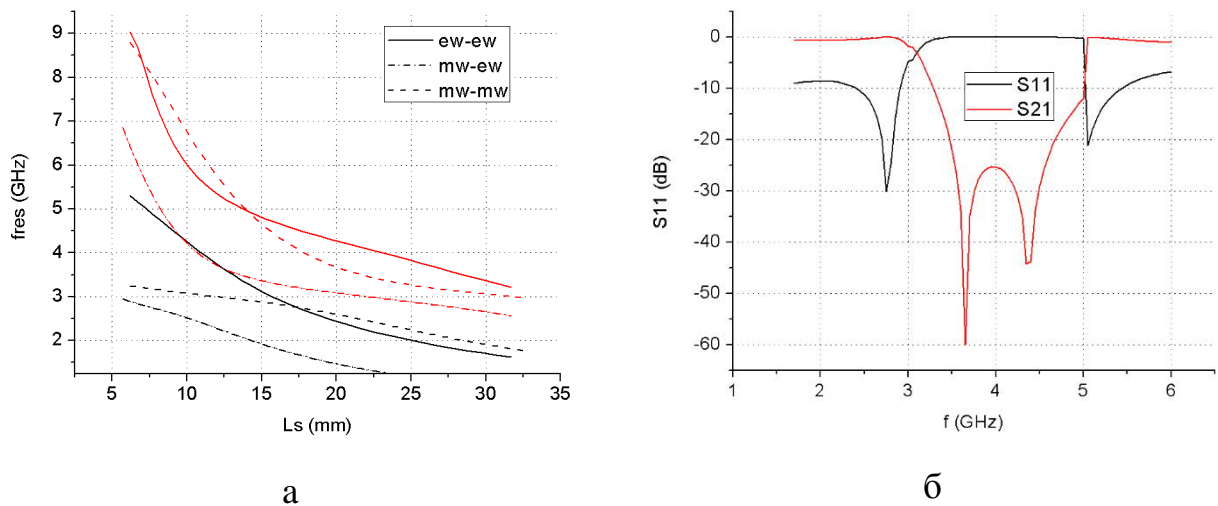


Рис. 8.21. (а) – Спектри власних частот мікросмушкового резонатора з неоднорідністю у вигляді Н-подібного ЩР з поздовжнім розташуванням щодо МСЛ і (б) – розраховані за ними характеристики розсіяння. Параметри ЩР (у мм):  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.6$ ,  $a_s=10.5$ ,  $b_s=4.2$

Для порівняння на Рис. 8.22 наведені характеристики розсіяння двочастотного фільтра, при цьому на нижній частоті виходить вузькосмуговий (високодобротний) з шириною смуги близько 3 % смуго-запиральний фільтр, а на верхній частоті – фільтр з шириною смуги близько 14 % за рівнем згасання на границях  $-20$  дБ. Розміри ЩР (у мм):  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.8$ ,  $a_s=11.4$ ,  $b_s=2.8$ .

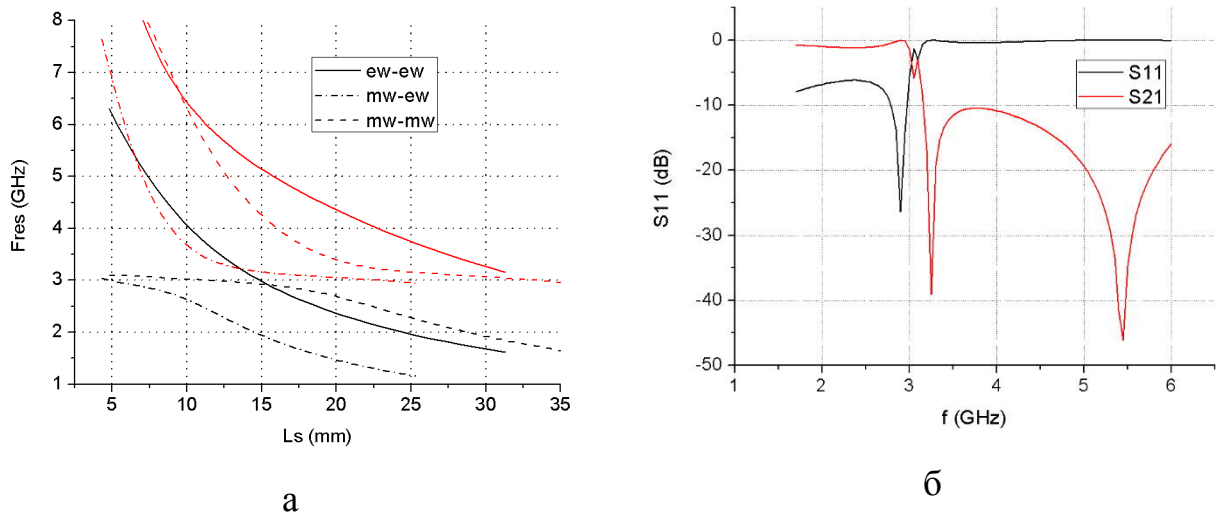


Рис. 8.22. (а) – Спектри власних частот мікросмушкового резонатора з неоднорідністю у вигляді Н-подібного ЩР з поздовжнім розташуванням щодо МСЛ і (б) – розраховані за ними характеристики розсіяння. Параметри ЩР (у мм):  $s_1=1.2$ ,  $s_2=0.8$ ,  $a_s=11.4$ ,  $b_s=2.8$

На Рис. 8.23 наведені залежності спектральних характеристик мікросмушкових резонаторів з Н-подібним ЩР у заземлюючій площині від розмірів щілин  $s_1$  та  $s_2$ , інші розміри – ті ж самі, що і на Рис. 8.21. Видно, що спектр власних частот «електричного» і «магнітного» резонаторів слабо залежить від ширини поздовжньої щілини  $s_1$  (Рис. 8.23а), але істотно залежить від розміру поперечної щілини  $s_2$ : із збільшенням  $s_2$  зменшується значення першої і істотно зростає значення другої частоти резонансної взаємодії, Рис. 8.23б,в.

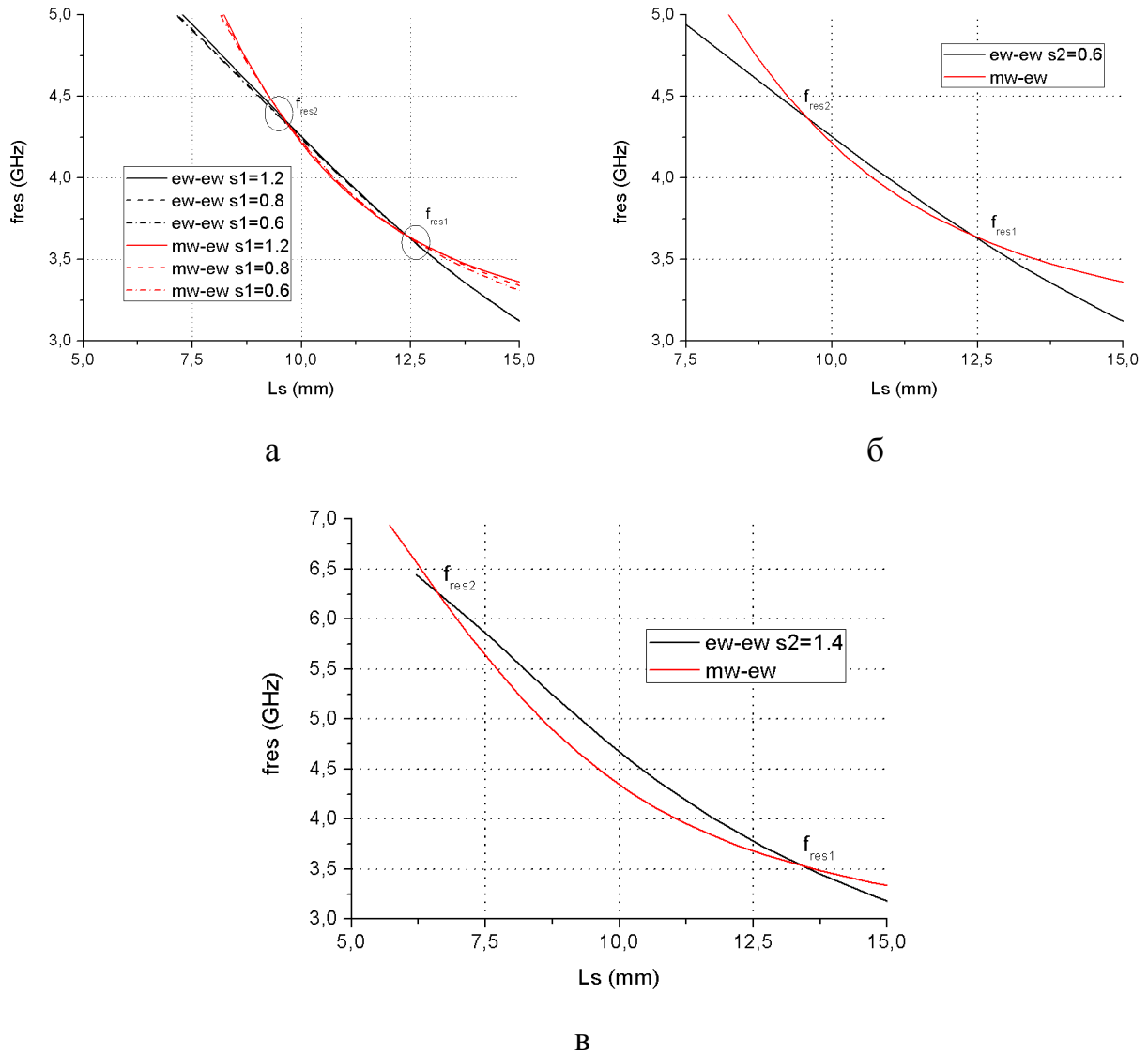


Рис. 8.23. Залежності спектрів власних частот і розташування точок перетину кривих від розмірів щілин  $s_1$  та  $s_2$

Тобто варіюванням розміру поперечної щілини  $s_2$  Н-подібного ЩР також можна регулювати ширину смуги запирання фільтру і рівень ослаблення сигналу на центральній частоті.

На Рис. 8.24а-в наведено результати вимірювань експериментальних макетів для структур, аналіз яких за методом поперечного резонансу наведено на Рис. 8.20б-8.22б. Різниця між розрахованими та вимірними характеристиками пояснюється тим, що вимірювалися відкриті неекрановані макети, а також похибками виготовлення та втратами на роз'ємах.

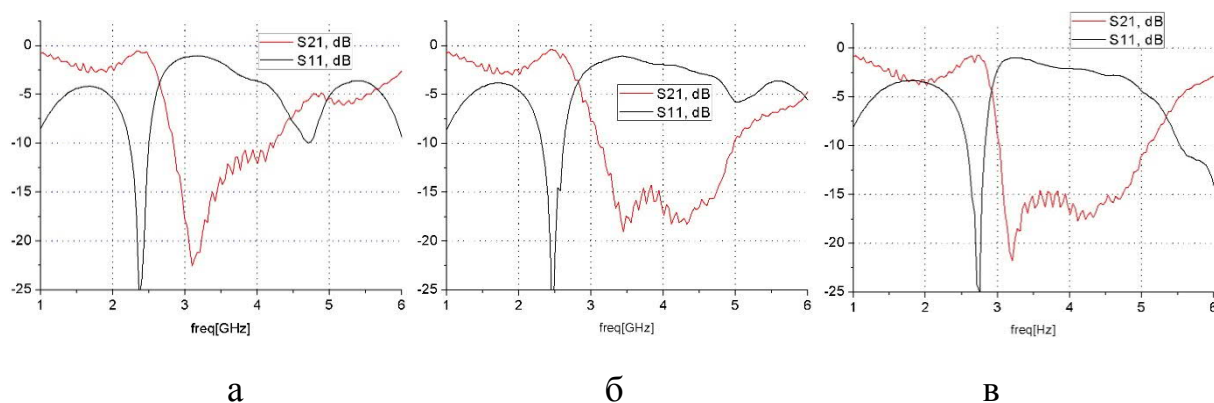


Рис. 8.24. Результати вимірювань характеристик коефіцієнтів відбиття та пропускання експериментальних макетів смуго-запиральних фільтрів, розрахунки яких за методом поперечного резонансу наведено на рис. 8.20б, 8.21б, 8.22б відповідно

Таким чином, процедура проектування широкосмугового смуго-запирального фільтру виглядає наступним чином:

- 1) Поперечний розмір щілинного резонатора  $a_s$  у першому наближенні розраховується за резонансною частотою звичайного прямокутного ЩР шириною  $s_2$ .
- 2) Поздовжній розмір  $b_s$ , а тому і довжина відрізка щілинної лінії  $l_s = b_s - s_2$ , що з'єднує два прямокутних ЩР, оптимізується виходячи з вимог до мінімального загасання у смузі частот і самої ширині смуги. Залежно від співвідношення  $b_s/a_s$ , характеристика коефіцієнту передачі основної хвилі МСЛ змінюється від резонансної двочастотної до одночастотної і нерезонансної.

Природньо, що такі резонатори можна каскадувати для збільшення рівня загасання у смузі загородження.

Таким чином, методом поперечного резонансу досліджено характеристики розсіяння основної хвилі МСЛ на Н-подібному ЩР в її заземлюючій площині із поперечним та симетричним розташуванням «гантелей» що до неї. Показано, що при певних геометричних параметрах така неоднорідність може мати дві частоти резонансного взаємодії із сигнальною лінією передачі і відповідно має властивості широкосмугового загороджувального фільтра. Це пояснюється геометрією ЩР, який являє собою два прямокутних щілинних резонатора, безпосередньо з'єднаних між собою відрізком ЩЛ із реактивним характером розподілу поля у



ній, що забезпечує ефект взаємного зв'язку між двома неоднорідностями, в результаті чого виходить паралельне з'єднання двох відрізків дисперсних ліній передачі, що становить складний резонансний вузол. Залежно від геометрії H-подібного ЩР при проектуванні можна отримувати широкопasmові смуго-запиральні фільтри і фільтри із двочастотною резонансною характеристикою. При цьому оптимальні характеристики пристрою виходять варіюванням співвідношення поздовжнього і поперечного розмірів резонатора, а також варіюванням ширини поперечної щілини. Основними перевагами таких фільтрів є їхня компактність та високий рівень загородження у смузі частот.

#### 8.4 Висновки за розділом 8

1) Розроблений, промодельований і експериментально виміряний ПП інверсного класу  $F$  з контролем рівня вищих гармонік основного сигналу на основі GaN транзистора NPTB00004. Схема контролю рівня другої та третьої гармонік (їхні амплітуди і фази) виконана у вигляді 2-ланкової періодичної структури з прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ. ККД підсилювача потужності на частоті 1.7 ГГц склав 60% при вихідній потужності 3.9 Вт.

2) Результати роботи показали перспективність використання 2-площинних планарних схем із ЩР у заземлюючій площині МСЛ для проектування схем високоефективних ПП мікрохвильового діапазону. Такий підхід дозволив маніпулювати амплітудою і фазами вищих гармонік для отримання високого ККД, забезпечив високий рівень подавлення 2-ї та 3-ї гармонік основного сигналу, а також компактність схеми в цілому.

3) Запропоновано наближену методику проектування компактних мікросмужкових переходів і смуго-пропускних фільтрів на основі відрізків смужкової лінії довжиною  $\lambda/16$  із подавленням паразитних смуг пропускання у верхньому діапазоні частот. Удосконалення конструкції фільтрів полягає у тому, що високоомні (індуктивні) відрізки ліній передачі замінюються відрізками лінії передачі, що фізично реалізуються за шириною, з розташованими під ними вузькими ЩР прямокутної форми.

4) Для перевірки методики запропоновані, проаналізовані та експериментально виміряні конструкції компактних мікросмужкових фільтрів з використанням ЩР у заземлюючій підкладці. За результатами досліджень реалізовані мікросмужкові смуго-пропускні фільтри на базі прототипів із  $n=2$  та  $n=4$  із шириною смуги пропускання відповідно 30 % та 50 % та рівнем згасання основного сигналу поза смугою від  $-20$  до  $-40$  дБ.

5) Методом поперечного резонансу досліджено характеристики розсіяння основної хвилі МСЛ на Н-подібному ЩР в її заземлюючій площині із поперечним та симетричним розташуванням «гантелей» що до неї. Показано, що при певних геометричних параметрах така неоднорідність може мати дві частоти резонансного взаємодії із сигнальною (мікросмужковою) лінією передачі. Це пояснюється геометрією щілинного резонатора, який являє собою два прямокутних щілинних резонатора, безпосередньо з'єднаних між собою відрізком щілинної лінії передачі, що забезпечує ефект взаємного зв'язку між двома неоднорідностями, в результаті чого виходить паралельне з'єднання двох відрізків дисперсних ліній передачі, що становить складний резонансний вузол.

6) Показано, що залежно від геометрії Н-подібного щілинного резонатора при проектуванні можна отримувати як широкосмугові, так і двочастотні смуго-запиральні фільтри. Основними перевагами таких структур є їхня компактність та високий рівень загородження у смузі частот.

## ВИСНОВКИ

В дисертації вирішена актуальна проблема радіофізики – розробки та удосконалення методів аналізу розподілених неоднорідностей у лініях передачі планарного типу, що розташовані у багатошарових планарних структурах, у мікрохвильовому діапазоні частот. У роботі досліджено розсіяння основних хвиль ліній передачі планарного типу на розподілених неоднорідностях, у тому числі багатоплощинних та періодичних. Дослідження було виконано за допомогою розвинутого методу поперечного резонансу на основі строгих розв’язків крайових задач для об’ємних резонаторів що до їхніх спектрів власних частот, тобто на основі строгих розв’язків хвильового рівняння макроскопічної електродинаміки.

До наукового внеску, що належить дисертанту, можна віднести наступне:

- 1) Розроблено та досліджено на збіжність уніфіковані алгоритми розрахунку сталої поширення (коефіцієнту сповільнення) основної та вищих типів хвиль для базових ліній передачі планарного типу: екранованої мікросмушкової та щілинної ліній передачі і деяких їх різновидів, а саме мікросмушкової лінії на підвішеній підкладці та хвилевідно-щілинних ліній передачі. Доведена ефективність використання для алгебраїзації крайових задач на власні хвилі рядів за базисом із ортогональних з вагою поліномів. Наведено результати розрахунків частот відсічення та сталих уповільнення хвиль вищого типу, що не поширюються, але мають враховуватися при розсіянні на неоднорідностях у цих лініях передачі.

Це дозволило вперше побудувати алгоритми для розрахунку дисперсійних характеристик ХЩЛ із металево-діелектричною вставкою, за допомогою якої був змодельований запертий діод у ХЩЛ, а також запропонувати, проаналізувати методом узагальнених матриць розсіяння, оптимізувати і експериментально перевірити схему узгодження двох запертих кремнієвих PIN-діодів з основною ХЩЛ та перехід з ХЩЛ на прямокутний хвилевід.

- 2) Розвинений та удосконалений метод поперечного резонансу для аналізу 2-портових схем із розподіленими неоднорідностями у лініях передачі

планарного типу із симетрією у поперечному напрямку. Отримано прості вирази для розрахунку елементів матриці розсіювання на симетричних неоднорідностях та запропоновано методику попереднього аналізу планарних схем за даними розрахунків спектрів власних частот, отриманих із розв'язків крайових задач для об'ємних резонаторів із різними умовами на поздовжніх границях та у площині симетрії.

На базі розвинутого методу поперечного резонансу отримано умову поперечного резонансу у термінах матриці розсіювання для планарної 4-портової схеми, що описує взаємодію між смужковою і щілинною лініями передачі, які розташовані взаємно перпендикулярно по різні боки підкладки. Побудовано метод розрахунку матриці розсіювання 4-портового переходу між мікросмужковою і щілинною лініями передачі, що базується на строгому розв'язанні крайових задач для об'ємного смужково-щілинного резонатору з урахуванням симетрії структури і усіх можливих видів стоячих хвиль у ній.

3) Побудовано метод розв'язання крайових задач для розрахунку за методом поперечного резонансу характеристик розсіювання основної хвилі МСЛ на вузькому ЩР прямокутної форми в її заземлюючій площині. Модифікація методу, яка полягає у врахуванні вищих поздовжніх гармонік у функціях розподілу поля на щілині  $E_0$  та густини струму на смужці  $J$ , дозволила також за даними розрахунків спектрів власних частот об'ємного резонатору вивчити фізичні ефекти, що пов'язані із взаємним зв'язком між щілинними резонаторами, в тому числі і у періодичних структурах.

На основі цих алгоритмів досліджено поведінку амплітудних і фазових характеристик 1-, 2- і 3-ступеневих періодичних структур на базі ЩР у заземлюючій площині МСЛ. Дослідження показало, що періодичні структури з щілинних резонаторів можуть використовуватися для проектування широкосмугових загороджувальних фільтрів і фільтрів гармонік з різницею фаз між спектральними складовими, що досягає значення  $\pi$ .

Було показано також, що взаємодія щілинних резонаторів призводить до появи додаткових областей або додаткових резонансних частот з високим рівнем згасання основної хвилі МСЛ у мікрохвильовому діапазоні частот.

- 4) Удосконалений метод поперечного резонансу для розрахунку матриці розсіювання на ЩР складної форми у заземлюючій площині МСЛ. Удосконалення полягає у використанні у процедурі алгебраїзації крайових задач для опису поля на щілині рядів за власними хвилями хвилеводів складного перерізу. Крім того, запропоновано методика розрахунку характеристик розсіювання на двох і більше послідовно включених у лінію передачі ЩР складної форми із врахуванням взаємного зв'язку між ними, що полягає у розв'язанні двох крайових задач для симетричної структури, що включає неоднорідність цілком, із двома різними граничними умовами у площині симетрії резонатору.

Це дозволило з'ясувати, що ЩР складної форми при послідовному включенні їх у заземлюючу площину МСЛ взаємодіють один з одним на відстанях, порівнянних із їхнім поздовжнім розміром. Взаємний зв'язок між ЩР призводить до появи додаткових частот резонансної взаємодії між ними і МСЛ, за рахунок чого розширюється смуга запирання основної хвилі МСЛ. Порівняння характеристик коефіцієнту передачі на періодичних структурах з щілинних резонаторів П-, Н- та О-подібної форми із результатами експериментальних вимірювань продемонстрували їх узгодженість із ними та обґрунтованість вибору базисних функцій, що використовуються для алгебраїзації крайових задач, а тому високу ефективність розроблених алгоритмів для аналізу таких неоднорідностей.

- 5) Побудований метод аналізу повороту щілинної лінії передачі на прямий кут методом поперечного резонансу та вивчено закономірності поведінки характеристики розсіювання від геометричних параметрів повороту. Аналіз базується на розрахунку власних частот віртуального резонатору з коротким замиканням на портах. Крайова задача розв'язується через представлення поля на апертурі неоднорідної щілини у вигляді рядів за власними  $TE$ -хвилями  $L$ -хвилеводу.

Це дозволило з'ясувати, що у разі повороту на  $90^\circ$  щілинної лінії передачі з різною шириною щілин на портах зворотні втрати (коефіцієнт відбиття) є значно більшими, ніж у випадку повороту щілини з однаковою шириною щілин на портах. Крім того, прямокутний поворот щілинної лінії передачі з рівною шириною щілин добре узгоджений за втратами, а набіг фази коефіцієнта передачі на повороті ЩЛ має немонотонну залежність від частоти з максимумом на деякій частоті, що залежить від ширини щілини.

- б) Побудовано двовимірні власні функції магнітного і електричного векторних потенціалів для опису розподілу густини струму у смужковій лінії передачі із східчастою неоднорідністю у ній через розкладання їх у ряди за ортогональними поліномами Чебишова 1-го та 2-го роду. Перевагою використання даних функцій є скорочення часу, що витрачається на розрахунок матриць зв'язку на стику двох смужкових ліній різної ширини, малий порядок системи рівнянь, що розв'язуються, та швидка збіжність алгоритмів.

Побудовано та досліджено на збіжність алгоритми розв'язання крайових задач на резонансні частоти мікросмужкового резонатору із індуктивним або ємнісним відрізками кінцевої довжини. Доведено більшу ефективність базису з ортогональних поліномів для опису розподілу густини струму у неоднорідній смужковій лінії, у порівнянні з тригонометричним базисом.

- 7) Побудований метод аналізу розподілених симетричних 2-площинних неоднорідностей у вигляді індуктивного або ємнісного відрізків у мікросмужковій лінії передачі із додаванням у заземлюючу площину щілинного резонатору, звичайного прямокутного або складної форми.

Доведено, що спектральний підхід дозволяє проаналізувати таку розподілену неоднорідність цілком, без розбиття на компоненти, за алгоритмом із невеликим порядком системи рівнянь, що розв'язуються, та передбачити точки резонансної взаємодії розподіленої неоднорідності із основною лінією передачі. За результатами розрахунків, характеристики розсіяння на симетричних 2-площинних розподілених неоднорідностях у МСЛ мають додаткові частоти резонансного відбиття і пропускання, у порівнянні з характеристиками окремих

східчастих або щілинних неоднорідностей. Показано, що появу додаткових частот резонансної взаємодії пов'язано із тим, що складові 2-площинної неоднорідності взаємодіють одна з одною, що впливає на саму кількість резонансних частот і на взаємне розташування смуг пропускання та запирання за частотою. Це дозволяє поліпшити характеристики і розширити функціональні можливості фільтруючих схем та узгоджуваних ланок, тобто проектувати багатofункціональні схеми мікрохвильового діапазону частот.

- 8) Доведено прикладне значення наведеного наукового дослідження, а саме:
- Розроблений та промодельований підсилювач потужності інверсного класу  $F$  на основі GaN транзистора NPTB00004 за схемою із контролем рівня 2-ї та 3-ї гармонік (їхніх амплітуди і фази) основного сигналу у вигляді 2-ланкової періодичної структури з вузьких прямокутних ЩР у заземлюючій площині МСЛ. Результати роботи показали перспективність використання 2-площинних планарних схем із щілинними резонаторами у заземлюючій площині для проектування схем високоефективних підсилювачів потужності мікрохвильового діапазону. Такий підхід дозволив маніпулювати амплітудою і фазами вищих гармонік для отримання високого ККД, що забезпечило високий рівень подавлення вищих гармонік основного сигналу, а також компактність схеми в цілому.
  - Для перевірки запропонованої співавтором (Крижановським В.Г.) наближеної методики проектування компактних смуго-пропускних фільтрів на основі відрізків мікросмушкової лінії передачі довжиною  $\lambda/16$  із подавленням паразитних смуг пропускання були розроблені, проаналізовані та експериментально виміряні конструкції компактних фільтрів з використанням ЩР у заземлюючій площині МСЛ. За результатами досліджень були спроектовані смуго-пропускні фільтри на базі прототипів із числом ланок  $n=2$  та  $n=4$ , шириною смуги пропускання відповідно 30 % і 50 % та рівнем згасання основного сигналу поза смугою від  $-20$  до  $-40$  дБ. Щілинні резонатори у заземлюючій площині забезпечили, по-перше, фізичну реалізацію

індуктивних елементів фільтру, і, по-друге, високий рівень запирання сигналу поза смугою пропускання (подавлення паразитних смуг).

- Методом поперечного резонансу досліджено характеристики розсіяння основної хвилі МСЛ на Н-подібному ЩР в її заземлюючій площині із поперечним та симетричним розташуванням «гантелей» щодо неї у залежності від геометричних параметрів ЩР. За результатами дослідження запропонована процедура проектування широкосмугового смуго-запирального фільтру на базі такої неоднорідності. Основними перевагами таких фільтрів є їхня компактність та високий рівень загородження у смузі частот.

Загалом, науковий внесок дисертанта має фундаментальну і прикладну сторони. **Фундаментальна сторона** наукового внеску полягає у розробці методів розв'язання задач про розсіяння хвиль на розподілених неоднорідностях у планарних лініях передачі у багатошарових планарних структурах. В процесі дослідження удосконалено метод поперечного резонансу, побудовано цілу низку методів та реалізованих за ними алгоритмів розв'язання тривимірних крайових задач, запропонований спектральний підхід до вивчення характеристик розсіяння за даними розрахунків спектрів власних частот об'ємного резонатору.

**Прикладна сторона** визначається можливістю вивчати хвильові процеси у планарних схемах, створювати компактні та багатофункціональні пристрої із поліпшеними характеристиками на базі одно- та двоплощинних неоднорідностей у багатошарових планарних структурах.

Таким чином, у 8 розділах дисертації вирішені всі поставлені задачі дослідження.

Автор висловлює подяку своїм колегам – співавторам наукових робіт – за співпрацю, конструктивні ідеї та поради.



## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Преобразователь типов волн на базе Е-плоскостного Т-соединения прямоугольного и П-волноводов. *Известия ВУЗов. Радиоэлектроника*. 2000. №4. С. 31–37 (**Scopus**).
2. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Микрополосковая линия передачи с инверсным трехслойным диэлектрическим заполнением в фильтрующих цепях. *Радиотехника и электроника*. 2001. т. 46, № 10. С. 1206–1211.
3. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Проектирование фильтров СВЧ на индуктивных диафрагмах. *Вестник Харьковского национального университета. Серия "Радиофизика и электроника"*. 2002. Вып. 2, № 570. С. 137–138.
4. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Рудякова А.Н. Строгий анализ структур типа photonic bandgap с прямоугольными координатными границами. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2003. Т. 46, №12. С. 12–19 (**Scopus**).
5. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Анализ волноводно-щелевой линии передачи с прямоугольной металло-диэлектрической вставкой в щели. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2006. Т. 49, №5. С.72–80 (**Scopus**).
6. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Рассеяние на четырехпортовом вертикальном переходе микрополосковая – щелевая линия передачи. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2008. Т. 51, №5. С. 54–65 (**Scopus**).
7. **Rassokhina Yu. V.**, Krizhanovski V.G. Periodic Structure on the Slot Resonators in Microstrip Transmission Line. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2009. Vol. 57, No. 7. P. 1694–1699 (**Scopus**).
8. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Периодические структуры на связанных щелевых резонаторах в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника"*. 2010. Т. 53, №8. С. 36–42 (**Scopus**).
9. **Рассохина Ю. В.**, Крыжановский В. Г. Анализ периодических структур на базе П- и Н-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое

- полосковой линии передачи. *Радиофизика и электроника* (ИРЭ НАНУ, Харьков). 2010. Т. 15, № 4. С. 16–22.
10. **Рассохина Ю. В.**, Крыжановский В. Г., Коваленко В. А. Выходные цепи для усилителей с манипуляцией на гармониках на П-образных щелевых резонаторах. *Вісник Донецького національного університету, Сер. А: Природничі науки*. 2010. Вип. 2. С. 148–152.
  11. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Анализ связанных щелевых резонаторов сложной формы в металлизированной плоскости микрополосковой линии передачи методом поперечного резонанса. *Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника»*. 2012. Т. 55, №5. С. 29–39 (**Scopus**).
  12. **Rassokhina Yu.**, Krizhanovski V. Analysis of Distributed Slot Discontinuity in Microstrip Line Ground Plane. *Computational Problems of Electrical Engineering* (Lviv Polytechnic National University). 2013. Vol. 3, №1. P. 101–108.
  13. **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V.G., Colantonio P. and Giofrè R. Inverse Class-F Power Amplifier Using Slot Resonators as a Harmonic Filter. *International journal of microwave and optical technology*. 2014. Vol. 9, No 1. P. 49–53. (**Scopus**) <https://www.ijmot.com/ijmot/uploaded/1453519017.pdf>
  14. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г., Коваленко В.А., Colantonio P., Giofrè R. Использование щелевых резонаторов для проектирования усилителя мощности с манипуляцией гармоник. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2014. № 2-3. С. 18–23.
  15. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Эффекты взаимной связи между прямоугольными щелевыми резонаторами в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. *Прикладная радиоэлектроника*. 2014. №4. С. 420–425.
  16. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Режекторный фильтр на Н-образном щелевом резонаторе в экранирующем слое микрополосковой линии. *Радиотехника. Всеукраинский межвед. н.-т. сб., Харьков*. 2015. Вып. 182. С. 129–136.

17. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г., Коваленко В.О. Наближений метод розрахунку компактного фільтру із щілинними резонаторами. *Вісник НТУУ «КПІ». Серія Радіотехніка. Радіоапаратобудування*. 2016. № 67. С. 18–24 (WoS).
18. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Метод анализа неоднородностей в полосково-щелевых структурах. Часть 1: Анализ скачка ширины в микрополосковой линии методом поперечного резонанса. *Радиотехника. Межвед. науч.-техн. сб.* 2016. Вып. 187. С. 91–99. **Rassokhina Yu.V.**, Kryzhanovskii V.G. A method for analyzing irregularities in stripline-slot structures. Part 1: Analysis of a width jump in a microstrip line by the transverse resonance method. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Volume 76, Issue 8. P 653–665. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i8.10
19. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Метод анализа неоднородностей в полосково-щелевых структурах. Часть 2: Анализ комплексных неоднородностей в трехслойных планарных структурах. *Радиотехника. Межвед. науч.-техн. сб.* 2017. Вып. 188. С. 20–25. **Rassokhina Yu. V.**, **Kryzhanovskii V. G.** A method for analyzing irregularities in stripline-slot structures. Part 2: Analysis of complex irregularities in three-layer planar structures. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2017. Volume 76, Issue 12. P. 1049–1056. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v76.i12.20
20. **Rassokhina Yu. V.**, **Krizhanovski V. G.** The Analysis of Distributed Two-Layers Components in Three-Layer Planar Structure. *Visn. NTUU KPI, Ser. Radiotekh. Radioaparatabuduv.* 2018. № 72. P. 5-12 (WoS).
21. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Аналіз східчастої неоднорідності у мікросмужковій лінії передачі методом поперечного резонансу: спосіб алгебраїзації крайових задач. *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2019. Вип. 196. С. 117–129.
22. Комаров В.Ф., **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Синтез компактного фільтра нижніх частот на гантелеподібних щілинних резонаторах. *Радиотехника. Межвед. науч.-техн. сб.* 2019. Вып. 197. С. 50–55.

23. **Рассохина Ю.В.**, Крыжановский В.Г. Планарные полосково-щелевые резонансные структуры с прямоугольными координатными границами. Методы анализа : монография. Донецк : изд-во Апекс, 2010. 168 с.
24. **Yulia V. Rassokhina**, Vladimir G. Krizhanovski and Vasyl Komarov. The Analysis Of Distributed Two-Layers Components In Three-Layer Planar Structure. In book Pchenko, M., Uryvsky, L., & Globa, L. (Eds.). (2021). *Advances in Information and Communication Technology and Systems. Lecture Notes in Networks and Systems*. P. 359-376. ([Scopus](#))
25. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Расчет фильтра гармоник на прямоугольных диэлектрических резонаторах в МПЛ. Материалы 9 междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» 13-16 сент. 1999 г. СГТУ, Севастополь. С. 254-255.
26. **Rassokhina J.V.**, Rudiakova A.N., Krizhanovsky V.G. Accurate analysis of PBG structures for high efficiency power amplifier design. *2002 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, MMET\*02* : Conf. Proc. MMET\*02, Kiev, Ukraine, September 10-13, 2002. Vol. 1. P. 263-265.
27. Rudiakova A.N., **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V.G. The photonic bandgap microstrip class-E amplifier / *2002 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, MMET\*02* : Conference proceedings Vol. 1. P. 267-269.
28. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Широкополосный СВЧ переход с развязкой по постоянному току на базе экранированной несимметричной линии передачи /В кн. «13-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 8-12 сентября 2003 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2003. С.473-474.
29. Krizhanovskii V.G., **Rassokhina J.V.** Broadband microwave transition with a dc-decoupling on the basis of a screened antipodal finline. MSMW'2004. The Fifth International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves", Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2004. V. 2. P. 710-712.

30. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.**, Бабко Д.В., Пожидаев И.А. Анализ волноводно-щелевой линии передачи с «диодной» диэлектрической вставкой в щели. В кн. «15-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 12-16 сентября 2005 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2005. Т. 2. С. 527-528.
31. Krizhanovski V. G., **Rassohina Ju. V.** The analysis and matching of finline with "open diode" in slot. Proceedings of the "11 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory" ММЕТ\*06, June 26-29, 2006. Kharkiv, Ukraine, 2006. P. 500-502. ISBN 1-4244-0490-8.
32. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Расчет матрицы рассеяния четырехпортового пересечения микрополосковая –щелевая линии передачи. В кн. «16-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 10-14 сентября 2006 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2006. С. 542-543.
33. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Периодические структуры на щелевых резонаторах в микрополосковой линии передачи. В кн. «17-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 10-14 сентября 2007 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2007. С.479-480.
34. Krizhanovski V. G., **Rassokhina Yu. V.** Transverse resonance technique application for the rectangular slot line bend. Proceedings of the "12 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory" ММЕТ\*08, June 29- July 02, 2008. Odessa, Ukraine, 2008. P. 179-181.
35. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Анализ П-образных щелевых резонаторов в подложке микрополосковой линии передачи // В кн. «19-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 14-18 сентября 2009 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2009. Т.2. С. 509–510.

36. Krizhanovski V.G., **Rassokhina Yu.V.** Analysis of H-slot resonators in microstrip line ground plane // MSMW'2010. Proceedings 2010 *International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves*. Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010. E-13. ISBN: 978-1-4244-7898-9. IEEE Catalog Number: CFP10780-CDR.
37. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю. В.** Анализ H-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое микрополосковой линии передачи // В кн. «20-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 13-17 сентября 2010 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2010. Т.2. С.649–650.
38. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю. В.** Модификация метода поперечного резонанса для анализа щелевых резонаторов в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. В кн. «21-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 12-16 сентября 2011 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2011. Т.2. С.1120–1121.
39. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю. В.** Выходная цепь усилителя класса F<sup>-1</sup> с щелевыми резонаторами в микрополосковой линии передачи // В кн. «21-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 12-16 сентября 2011 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2011. Т.1. С.141-142.
40. **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V.G. Analysis of H-shaped slot resonators in microstrip line ground plane for stopband filter design // International Conference on Antenna Theory and Techniques, 20-23 September, 2011, Kyiv, Ukraine. – P. 350-352.
41. **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V.G. The transverse resonance technique for analysis of irregular distributed slot discontinuity in microstrip line ground plane // MMET\*12. Proceeding of the 14th International Conference on Mathematical Methods In Electromagnetic Theory. Kharkiv, Ukraine, August 28-30, 2012. – p. 113-116. ISBN: 978-1-4673-4479-1.

42. **Рассохина Ю. В.**, Крыжановский В.Г. Метод поперечного резонанса для анализа связанных О-образных щелевых резонаторов в заземляющем слое микрополосковой линии передачи. В кн. «22-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 10-14 сентября 2012 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2012. Т. 2. С. 577-578.
43. Крыжановский В.Г., **Рассохина Ю.В.** Анализ неоднородности в виде скачка ширины микрополосковой линии методом поперечного резонанса. В кн. «23-я международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" Севастополь, 9-13 сентября 2013 г.: Материалы конференции». Севастополь: "Вебер", 2013. Т.2. С.661-662.
44. **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V. G., Colantonio P., Giofrè R. Inverse Class-F Power Amplifier Using Slot Resonators as a Harmonic Filter. *14th International Symposium on Microwave and Optical Technology, Proceedings, KL, MALAYSIA, October 28-31, 2013. P. 95-98.*
45. **Rassokhina Yu. V.**, Krizhanovski V.G. The Mutual Coupling of Rectangular Slot Resonators in Microstrip Line Ground Plane. "Modern Problems of Radio Engineering, Telecommunications, and Computer Science" Proceedings of the International Conference TCSET'2014. Lviv-Slavske, Ukraine February 25 – March 1, 2014. P. 151.
46. **Rassokhina Yu.V.**, Krizhanovski V. G. Microstrip Line Transformer Design by Transverse Resonance Technique. *MIKON 2014, 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Proc., June 16-18, Gdansk, Poland. P.206-208. DOI: 10.1109/MIKON.2014.6899856*
47. **Rassokhina Yu.**, Kryzhanovski V. Comparison of Characteristics of Discontinuities in the Form of High-Impedance Section of Microstrip Line and a Section with Slot Resonator in Ground Plane. Збірник матеріалів Міжнародної науково-технічної конференції з інформаційно-телекомунікаційних технологій та радіоелектроніки *УкрМіКо'2016*. Київ 11-15 вересня 2016 р. 2016. С. 288-292. Rassokhina Y., Krizhanovski V. Comparison of characteristics of

- discontinuities in the form of high-impedance section of microstrip line and a section with slot resonator in grounding plane. *2016 International Conference Radio Electronics & Info Communications (UkrMiCo)*. 2016. Pages: 1–3, DOI: [10.1109/UkrMiCo.2016.7739619](https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2016.7739619) (**IEEE Conferences**).
48. **Yulia Rassokhina**; Vladimir Krizhanovski. Scattering characteristics of complex inductive discontinuities in three-layer planar structures. *2017 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)*, Year: 2017, Pages: 1 – 4 (**IEEE Conferences**). DOI: [10.1109/UkrMiCo.2017.8095387](https://doi.org/10.1109/UkrMiCo.2017.8095387)
49. **Yulia V. Rassokhina**; Vladimir G. Krizhanovski. The microstrip line step discontinuity analysis by transverse resonance technique: Method of boundary value problem algebraization. *2018 14th International Conference on Advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering (TCSET)*. Year: 2018. Pages: 632 – 636 (**IEEE Conferences**). DOI: [10.1109/TCSET.2018.8336281](https://doi.org/10.1109/TCSET.2018.8336281)
50. **Yulia V. Rassokhina**, Dmitrii Chernov, Paolo Colantonio, High-Efficiency Microwave Power Amplifier on Basis of Defected Ground Structure Resonators. *2018 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)*, Year: 2018, Pages: 1 – 4 (**IEEE Conferences**). DOI: [10.1109/UkrMiCo43733.2018.9047524](https://doi.org/10.1109/UkrMiCo43733.2018.9047524)
51. Vasyl' Komarov, Oleksij Barybin, **Yulia V. Rassokhina**, Vladimir G. Krizhanovski Dumbbell-Shaped DGS Resonator Filter for High-Efficiency Microwave Power Amplifiers. *2018 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo)*, Year: 2018, Pages: 1 – 4 (**IEEE Conferences**). DOI: [10.1109/UkrMiCo43733.2018.9047537](https://doi.org/10.1109/UkrMiCo43733.2018.9047537)
52. **Yulia Rassokhina**; Vladimir Krizhanovski; Vasyl' Komarov. Analysis of Symmetric Two-Layer Discontinuity in Microstrip Line: Capacitive Section in Microstrip Line and Comb Slot Resonator in Ground Plane. *2019 International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio*



- Electronics* (UkrMiCo), Year: 2019, Pages: 1 – 5 (**IEEE Conferences**).  
**DOI: [10.1109/UkrMiCo47782.2019.9165526](https://doi.org/10.1109/UkrMiCo47782.2019.9165526)**
53. **Y. V. Rassokhina**, D. V. Chernov and P. Colantonio, "High-Efficiency Microwave Power Amplifier with Higher Harmonics Level Control on Basis of Defected Ground Structure Resonators," 2020 23rd International Microwave and Radar Conference (MIKON), Warsaw, Poland, 2020, pp. 88-91, doi: 10.23919/MIKON48703.2020.9253835.
  54. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Мікросмушковий фільтр з щілинними резонаторами. Патент України на корисну модель №80302. Заявка від 09.11.2012. Видано **27.05.2013**. Бюл. № 10.
  55. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.В. Мікросмушковий фільтр зі щілинними резонаторами. Патент України на корисну модель № 99638. 10.06.2015. Бюл. № 11.
  56. **Рассохіна Ю.В.**, Крижановський В.Г. Мікросмушковий фільтр з щілинними резонаторами / Патент України на корисну модель №128809. Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на корисні моделі **10.10.2018**. Заявка від 02.04.2018 номер у 2018 03467, дата, з якої є чинними права на корисну модель 10.10.2018. Бюл. № 19.
  57. Itoh T., Mittra R. Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Short Papers)*. 1973. Vol. 21, No 7. P. 496–499.
  58. Itoh T., Mittra R. A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Short Papers)*. 1974. Vol. 22, No 10. P. 896–898.
  59. Itoh T. Analysis of Microstrip Resonators. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1974. Vol. 22, No 11. P. 946–952.
  60. Schmidt L.-P., Itoh T. Spectral domain analysis of dominant and higher order modes in fin-lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1980. Vol.28, No 9. P. 981–985.

61. Schmidt L.-P., Itoh T., Hofmann H. Characteristic of unilateral fin-line structures with arbitrary located slots. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1981. Vol. 29, No 4. P. 352–355.
62. Bornemann J., Arndt F. Calculating the characteristic impedance of finlines by transverse resonance method. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1986. Vol. 34, No 1. P. 85–92 (Jan. 1986).
63. Itoh T., Hebert A.S. A generalized spectral domain analysis for coupled suspended microstrip lines with tuning septum's. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1978. Vol. 26, No 10. P. 820–826.
64. Itoh T. Spectral Domain Immitance Approach for Dispersion Characteristics of Generalized Printed Transmission Lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1980. Vol. 28, No 7. P. 733–736.
65. Fukuoka Y., Zhang Qui, Neikirk D.-P., Itoh T. Analysis of Multilayer Interconnection Lines for a High-Speed Digital Integrated Circuit. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1985. Vol. 33, No 6. P. 527–532.
66. Vahldieck R. Accurate hybrid-mode finline configurations including analysis of various multilayered dielectrics, finite metallization thickness, and substrate holding grooves. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1984. Vol. 32, No. 11. P. 1454– 1460.
67. Bornemann J., Arndt F. Calculating the Characteristic Impedance of Finlines by Transverse Resonance Method. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1986. Vol. 34, No 1. P. 85–92.
68. Vahldieck R., Bornemann J. Modified Mode-Matching Technique and Its Application to a Class of Quasi-Planar Transmission Lines. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1985. Vol. 33, No 10. P. 916–926.
69. Mansour R. R., Macphie R. H. A Unified Hybrid-Mode Analysis for Planar Transmission Lines with Multilayer Isotropic/Anisotropic Substrates. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1987. Vol. 35, No 12. P. 1383–1391.

70. Omar A. S., Schunemann K. Formulation of the Singular Integral Equation Technique for Planar Transmission Lines. *IEEE Trans. on MTT*. 1985. Vol. 33, No 12. P. 1313-1322.
71. Sheen Jyh-Wen, Lin Yu-De. Propagation Characteristics of the Slotline First Higher Order Mode. *IEEE Trans. on MTT*. 1998. Vol. 46, No 11. P. 1774–1781.
72. Uwano T., Sorrentino R., Itoh T. Characterization of strip line crossing by transverse resonance analysis. *IEEE Trans. on MTT*. 1987. Vol. 35, No 12. P. 1369–1376.
73. Vahldieck R., Bornemann J., Arndt F., Grauerholz D. Optimized Waveguide E-Plane Metal Insert Filters for Millimeter-Wave Applications. *IEEE Trans. on MTT*. 1983. Vol. 31, No 1. P. 65–69.
74. Bornemann J., Arndt F. Transverse Resonance, Standing Wave, and Resonator Formulations of the Ridge Waveguide Eigenvalue Problem and Its Application to the Design of E-Plane Finned Waveguide Filters. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 1990. Vol. 38, No 8. P. 1104–1113.
75. Bornemann J. A Scattering-Type Transverse Resonance Technique for the Calculation of (M) MIC Transmission Line Characteristics. *IEEE Trans. on MTT*. 1991. V. 39, No. 12. P. 2083–2088.
76. T. Itoh. Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures / T. Itoh (Ed.). New York: Wiley, 1989. 707 p.
77. Sorrentino R., Itoh T. Transverse resonance analysis of finline discontinuities. *IEEE Trans. on MTT*. 1984. Vol. 32, No. 12. P. 1633–1638.
78. Chen Y., Beker B. Study of Microstrip Step Discontinuities on Bianisotropic Substrates Using the Method of Lines and Transverse Resonance Technique. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 1994. Vol. 42, No 10. P. 1945–1994.
79. Gupta A.K , Biswas A. Characterization of off-slot discontinuity in unilateral fin line. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. 1995. Vol. 43, No. 6. P. 1398 – 1400.
80. Barlabé A., Comerón A., Pradell L. Generalized Transverse Resonance Analysis of Planar Discontinuities Considering the Edge Effect. *IEEE Transactions on Guided Wave Letters*. 2000. Vol. 20, No 12. P. 517–519.

81. Schwab W., Menzel W. On the design of planar microwave components using multilayer structures. *IEEE Trans. MTT*. 1992. Vol. 40, No. 1. P. 67–72.
82. Das N. K. Generalized Multiport Reciprocity Analysis of Surface-to-Surface Transitions Between Multiple Printed Transmission Lines. *IEEE Trans on Microwave Theory and Technique*. 1993. Vol. 41, No 6/7. P. 1164–1177.
83. Duchamp G., Casadebaig L., Gauffre S., Pistré J. A New Tool for Slot-Microstrip Transition Simulation. *IEEE Transactions on Guided Wave Letters*. 1997. Vol. 7, No 9. P. 276–278.
84. Ahn D., Park J.S., Kim C.S., Kim J., Qian Y., Itoh T. A design of the low-pass filter using the novel microstrip defected ground structure. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 2001. Vol. 49, No 1. P. 86–93 (Jan. **2001**).
85. Yun Tae-Yeoul, Chang Kai. Uniplanar One-Dimensional Photonic-Bandgap Structures and Resonators Mode. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. **2001**. Vol. 49, No 3. P. 549–553.
86. Gao C., Chen Z. N., Wang Yu. Y., Yang N., Qing X. M. Study and suppression of ripples in passbands of series/parallel loaded EBG filters. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 2006. Vol. 54, No 4. P. 1519–1525 (April **2006**).
87. Goussetis G., Feresidis A. P., Kosmas P. Efficient analysis, design, and filter applications of EBG waveguide with periodic resonant loads. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 2006. Vol. 54, No 11. P. 3885–3892 (Nov. **2006**).
88. Baccarelli P., Nallo C. D., Paulotto S., Jackson D. R. A full-wave numerical approach for modal analysis of 1-D periodic microstrip structures. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 2006. Vol. 54, No 4. P. 1350-1362 (April **2006**).
89. Yun Y., Lee K.-S., Kim Ch.-R., Kim K.-M., Jung J.-W. Basic RF characteristics of the microstrip line employing periodically perforated ground metal and its application to highly miniaturized on-chip passive components on GaAs MMIC. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 2006. Vol. 54, No 10. P. 3805–3817 (Oct. **2006**).

90. Karmakar N. Ch., Mollah M. N. Investigations into nonuniform photonic-bandgap microstripline low-pass filters. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2003. Vol. 51, No 2. P. 564–572 (Feb. **2003**).
91. Tu W.-H., Chang K. Microstrip elliptic-function low-pass filters using distributed elements or slotted ground structure. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2006. Vol. 54, No 10. P. 3786–3792 (Oct. **2006**).
92. Boutejdar A., Omar A., Burte E. P., Mikuta R. An Improvement of Defected Ground Structure Lowpass/Bandpass Filters Using H-Slot Resonators and Coupling Matrix Method. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications.* **2011**. Vol. 10, No 2. P. 295–307.
93. Naser-Moghadasi M., Sadeghzadeh R.A., YazdaniFard S., Virdee Bal S. Microstrip Low-Pass Filters by Using DGS with Folded T-Shaped Arms. *Advanced Computational Techniques in Electromagnetics.* Volume 2012, Year **2012**, 5 Pages. Available online at [www.ispacs.com/acte](http://www.ispacs.com/acte) doi: 10.5899/2012/acte-00122.
94. Wang C. J., Lin T. H. A multi-band meandered slotted-ground-plane resonator and its application of low-pass filter. *Progress In Electromagnetics Research.* **2011**. Vol. 120. P. 249–262.
95. Chang T.-H., Kiang J.-F. Compact Multi-Band H-Shaped Slot Antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.* **2013**. Vol. 61, No 8. P. 4345–4349.
96. Hejazi Z. M., Ali Z. Multiband bandpass filters with suppressed harmonics using a novel defected ground structure. *Microwave and Optical Technology Letters.* **2014**. Vol. 56, No 11. P. 2726–2731.
97. Назарько А. І. Порівняльний аналіз ефективності кристалоподібних та традиційних мікросмужкових структур. *Вісник Національного технічного університету України «КПІ» Серія — Радіотехніка. Радіоапаратобудування.* **2014**. №59. С. 95–102.
98. Guo X., Zhu L., Tam K.-W., Wu W. Wideband Differential Bandpass Filters on Multimode Slotline Resonator with Intrinsic Common-Mode Rejection. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2015**. Vol. 63, No 5. P. 1587–1594.

99. Guo X., Zhu L., Tam K.-W., Wang J., Wu W. Wideband Microstrip-to-Microstrip Vertical Transitions Via Multiresonant Modes in a Slotline Resonator. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2015**. Vol. 63, No 6. P. 1902–1909.
100. Lee Ch.-S., Yang Ch.-L. Single-Compound Complementary Split-Ring Resonator for Simultaneously Measuring the Permittivity and Thickness of Dual-Layer Dielectric Materials. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2015**. Vol. 63, No 6. P. 2010–2023.
101. Guo X., Zhu L., Tam K.-W., Wu W. Strip-Loaded Slotline Resonators for Differential Wideband Bandpass Filters with Intrinsic Common-Mode Rejection. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2016**. Vol. 64, No 2. P. 450–458.
102. Guo X., Zhu L., Tam K.-W., Wu W. Balanced Wideband/Dual-Band BPFs on a Hybrid Multimode Resonator with Intrinsic Common-Mode Rejection. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2016**. Vol. 64, No 7. P. 1997–2005.
103. Zhang Y., Shi S., Martin R. D., Prather D. W. Slot-Coupled Directional Filters in Multilayer LCP Substrates at 95 GHz. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2017**. Vol. 65, No 2. P. 476–483.
104. Ting H.-L., Hsu S.-K., Wu T.-L. A Novel and Compact Eight-Port Forward-Wave Directional Coupler with Arbitrary Coupling Level Design Using Four-Mode Control Technology. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2017**. Vol. 65, No 2. P. 467–475.
105. Yang L., Zhu L., Choi W.-W., Tam K.-W. Analysis and Design of Wideband Microstrip-to-Microstrip Equal Ripple Vertical Transitions and Their Application to Bandpass Filters. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2017**. Vol. 65, No 8. P. 2866–2876.
106. Xu H., Wang J., Zhu L., Huang F., Wu W. Design of a Dual-Mode Balun Bandpass Filter With High Selectivity. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters.* **2018**. Vol. 28, No 1. P. 22–24.
107. Nasr A. M. H., Safwat A. M. E. Tightly Coupled Directional Coupler Using Slotted-Microstrip Line. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2018**. Vol. 66, No 10. P. 4462–4470.

108. Feng L.-P., Zhu L., Zhang S., Zhang X. Compact Chebyshev Differential-Mode Bandpass Filter on  $\lambda/4$  CPS Resonator with Intrinsic Common-Mode Rejection. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2018**. Vol. 66, No 9. P. 4047–4056.
109. Yang L., Zhu L., Zhang R., Wang J., Choi W.-W., Tam K.-W., Gómez-García R. Novel Multilayered Ultra-Broadband Bandpass Filters on High-Impedance Slotline Resonators. *IEEE Trans. Microwave Theory and Technique.* **2019**. V. 67, No 1. P. 129–139.
110. Заргано Г. Ф. Лерер А. М., Ляпин В. П. и др. Линии передачи сложных сечений. Ростов: Изд-во Рост. ун-та, 1983. 320 с.
111. Микроэлектронные устройства СВЧ / Под ред Г. И. Веселова. М: *Высш. школа*, 1988. 280 с.
112. Майборода Д. В. Погарский С. А., Сапрыкин И. И. О выборе оптимальной физико-топологической модели частично экранированных микрополосковых линий. *Радиотехника. Всеукр. межв. научно-технический сб.* **2010**. вып. 160. С. 268 – 272.
113. Pramanick P., Bhartia P. Computer-Aided Design Models for Millimeter-Wave Finlines and Suspended-Substrate Microstrip Lines. *IEEE Trans. on MTT.* **1985**. Vol. 33, No 12. P. 1429–1435.
114. Cohn S. B. Slot line on a dielectric substrate. *IEEE Trans. MTT.* **1969**. Vol. 17, No. 10. P. 768 – 778.
115. Mariani E. A., Agrios J. P. Slot-Line Filters and Couplers. *IEEE Trans. MTT.* **1970**. Vol. 18, No. 12. P. 1089 – 1095.
116. Knorr J. B., Saenz J. End Effect in a Shorted Slot. *IEEE Trans. MTT* (Short papers). **1973**. Vol. 21, No. 9. P. 579 – 580.
117. Solbach K. Status of Printed Millimeter-Wave E-Plane Circuits. *IEEE Trans. MTT.* **1983**. Vol. 31, No. 2. P. 107 – 121.
118. Mirshekar-Syahkal D., Davies J. B. An accurate, unified solution to various finline structures, of phase constant, characteristic impedance, and attenuation. *IEEE Trans. MTT.* **1982**. Vol. 30, No. 11. P. 1854– 1861.

119. Mingo J., Moliner A., Comeron A. Waveguide-to-coupled finline transition in Ka band. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. **1996**. Vol. 6, No. 10. P. 363–365.
120. Просвирнин С. Л. Волновое сопротивление щелевой линии. *Радиотехн. и электрон.* **1975**. Т. 20, № 4. С. 820–822.
121. Bornemann J., Arndt F. Modal-S-matrix design of optimum stepped ridged and finned waveguide transformers. *IEEE Trans. MTT*. **1987**. Vol. 35, No. 6. P. 561–567
122. Pozar D. M. Microwave engineering. (2<sup>nd</sup> Ed.). New York: Wiley, 1998. 716 p.
123. Collin R. E. Field theory of guided waves. Sect. 5.8. New York: McGraw Hill, 1960.
124. Collin R. E. Field theory of guided waves. Sect. 8.1. New York: McGraw Hill, 1960.
125. Jansen R. H. Hybrid mode analysis of end effects of planar microwave and millimeterwave transmission lines. *IEE Proc., Part H: Microwaves, Opt. Antennas*. **1981**. Vol. 128, No 4. P. 77–86.
126. Harris M. Summary on preferred terminology to replace “photonic bandgap” in describing microwave and millimeter wave periodic structure. *IEEE Microwave Mag*. **2002**. Vol. 3, No 3. P. 74–75.
127. Huang S. Y., Lee Y. H. A compact E-shaped patterned ground structure and its applications to tunable bandstop resonator. *IEEE Trans. MTT*. **2009**. Vol. 57, No 3. P. 657–666.
128. Крыжановский В. Г. Транзисторные усилители с высоким КПД. Донецк: Апекс, 2004. 448 с.
129. Deal W. R., Radisic V., Qian Y., Itoh T. Integrated-Antenna Push–Pull Power Amplifiers. *IEEE Trans. MTT*. **1999**. Vol. 47, No. 8. P. 1418 – 1425.
130. Yang H.-Yu., Alexopoulos N. G. A Dynamic Model for Microstrip–Slotline Transition and Related Structures. *IEEE Trans. MTT*. **1988**. Vol. 36, No. 2. P. 286–293.



131. Rozzi T., Morini A., Pallotta A., Moglie F. A Modified Dynamic Model for Planar Microwave Circuits. *IEEE Trans. MTT*. **1991**. Vol. 39, No. 12. P. 2148 – 2153.
132. Schuppert B. Microstrip/Slotline transition: Modeling and experimental investigation. *IEEE Trans. MTT*. **1988**. Vol. 36, No. 8. P. 1272–1282.
133. Силин Р.А. Периодические волноводы. М.: ФАЗИС. 440 с.
134. Krizhanovski V. G., Rassokhina Yu. V., Rudiakova A. N. Three-layered dielectric filling microstrip line filter for high-efficiency polyharmonic power amplifiers. Proc. The Fourth international Kharkov Symposium “*Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves*” *MSMW’2001*, Kharkov, Ukraine, June 4-9. **2001**. Vol. 2. P. 693–695.
135. Chang C.-C., Caloz C., Itoh T. Analysis of a compact slot resonator in the ground plane for microstrip structures. *Microwave Conference, 2001. APMC 2001. 2001 Asia-Pacific*. **2001**. Vol.3, P. 1100 – 1103.
136. Mandal M.K., Sanyal S. Compact Wide-Band Bandpass Filter Using Microstrip to Slotline Broadside-Coupling. *Microwave and Wireless Components Letters, IEEE*. **2007**. Vol. 17, Issue: 9. P. 640 – 642.
137. Naglich E. J., Lee J., Peroulis D., Chappell W. J. Extended passband filter cascade with continuous 0.85-6.6-GHz coverage. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. **2012**. Vol. 60, No 1. pp. 21–30 (Jan. **2012**).
138. Naqui J., Fernández-Prieto A., Durán-Sindreu M., Mesa F., Martel J., Medina F., Martín F. Common-Mode Suppression in Microstrip Differential Lines by Means of Complementary Split Ring Resonators: Theory and Applications. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. **2012**. Vol. 60, No 10. P. 3023–3034 (Oct. **2012**).
139. Wang C.-J., Lin C.-H. Compact lowpass filter with sharp transition knee by utilising a quasi- $\pi$ -slot resonator and open stubs. *Microwaves, Antennas & Propagation, IET*. **2010**. Vol. 4, Issue 4. P. 512–517.
140. H.-M. Chen, Y.-K. Wang, Y.-F. Lin, Sh.-Ch. Lin, Sh.-Ch. Pan, “A Compact Dual-Band Dielectric Resonator Antenna Using a Parasitic Slot,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. **2009**. Vol. 8, pp. 173–176.

141. Sung Y. Bandwidth Enhancement of a Microstrip Line-Fed Printed Wide-Slot Antenna with a Parasitic Center Patch. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. **2012**. Vol. 60, No 4. P. 1712–1716.
142. Колмакова Н. Г. (Дон)., Перов А. О., Сенкевич С. Л., Кириленко А. А. Аномальное прохождение ЭМВ сквозь запердельные отверстия и собственные колебания волноводных объектов и периодических структур. *Радиоэлектроника. (Изв. вузов)*. **2011**. N. 54, № 3. С. 3–13.
143. Кугушев А.М., Голубева Н.С. Основы радиоэлектроники. Линейные электромагнитные процессы. М: Изд-во «Энергия», 1969. 880 с.
144. Picon O., Hanna V.F., Citerne J. Three-dimensional finite-element formulation for finline discontinuity problems. *MTT-S International Microwave Symposium Digest* 86.1 (1986 [MWSYM]). **1986**. P. 789-792.
145. Chattopadhyay G., Carlstrom J. E. Finline Ortho-Mode Transducer for Millimeter Waves. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1999**. Vol. 9, No 9. P. 339 – 341.
146. Farrar A., Adams T. Matrix Methods for Microstrip Three-Dimensional Problem. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1972**. Vol. 20, No 8. P. 497–504.
147. Railton C.J., Rozzi T. The Rigorous Analysis of Cascade'd Step Discontinuities in Microstrip. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1988**. Vol. 36, No 7. P. 1177–1184.
148. Koster N. H. L., Jansen R. H. The Microstrip Step Discontinuity: A Revised Description. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1986**. Vol. 34, No. 2. P. 213–222.
149. Chu S., Itoh T. Analysis of Microstrip Step Discontinuity by the Modified Residue Calculus Technique. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1985**. Vol. 33, No 10. P. 1024–1028.
150. Jansen R. H. The Spectral-Domain Approach for Microwave Integrated Circuits. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1985**. Vol. 33, No 10. P. 1043–1054.
151. Kewan K. Hybrid-Mode Analysis of Coupled Microstrip-Slot Resonators. *IEEE Trans. on Microw. Theory and Techn.* **1985**. Vol. 33, No 1. P. 38–43.

152. Colantonio F., Giannini F., Limiti E. High Efficiency RF and Microwave Solid State Power Amplifiers. Hoboken, NJ: Wiley, 2009.
153. Raab F. H. Class-F power amplifiers with maximally flat waveforms. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **1997**. Vol. 45, No. 11. P. 2007–2012.
154. Raab F. H. Maximum efficiency and output of class-F power amplifiers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2001**. Vol. 49., No. 6. P. 1162–1166.
155. Kim J. H., Do Jo G., Oh J. H. et al. Modeling and Design Methodology of High-Efficiency Class-F and Class-F<sup>-1</sup> Power Amplifiers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2011**. Vol. 59, No 1. P. 153–165.
156. Woo Y. Y., Yang Y., Kim B. Analysis and experiments for high-efficiency class-F and inverse class-F power amplifiers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **2006**. Vol. 54, No. 5. P. 1969–1974.
157. Woo Y. Y., Yang Y., Kim I., Kim B. Efficiency comparison between highly efficient class-F and inverse class-F power amplifiers. *IEEE Microwave Mag.* **2007**. Vol. 8, N 3 (June). P. 100–110.
158. Dupuy A. K., Leong M.K.H., Staraj R., Jacquemod G., Itoh T. Inverse Class-F Power Amplifier Using Composite Right/Left-Handed Transmission Lines as a Harmonic Trap. *Proceedings of the 36th European Microwave Conference – 2006*. 10-15 Sept, Manchester. P. 360–363.
159. Крижановський В.Г. Мікросмушковий фільтр з щілинними резонаторами в екрануючому шарі. *Вісник Національного університету «Львівська політехніка»*. «Радіoeлектроніка та телекомунікації». **2013**. № 766. С. 46–50.
160. Liew H. F., Hassan S. I. S., Malek M. F. et al. A Realization Compact Pseudo Chebyshev Low Pass Filters for UHF Band Using RF MEMS Technology. *PIERS Proceedings*, Guangzhou, China, August 25-28, **2014**. P.2462–2468.
161. Matthaei G. L. Short-step Chebyshev impedance transformers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1966. Vol. 14, No 8. P. 372–383.
162. Van der Walt P. W. Short-Step-Stub Chebyshev Transformers. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 1986. Vol. 34, No 8. P. 863–868.

163. Гупта К. Машинное проектирование СВЧ устройств. Пер. с англ. / Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. М.: Радио и связь, 1987. 432 с.
164. Huang S.Y., Lee Y.H. Fast and Accurate Calculation of Transmission Coefficients for an EBG Microstrip Structure. *Microwave and Optical Technology Letters*. **2010**. Vol. 52, Issue 4. P. 793–797.
165. Javadzadeh S. M. H., Farzaneh F., Fardmanesh M. Nonlinear Circuit Model for Discontinuity of Step in Width in Superconducting Microstrip Structures and Its Impact on Nonlinear Effects. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*. **2013**. Vol. 23, No. 2. P. 1301208-1301208.
166. <http://mcalc.sourceforge.net/> [Электронный ресурс]
167. Gupta K. C., Garg R., Bahl I., Bhartia P., *Microstrip Lines and Slotlines.*, 2nd ed. Norwood, MA: *Artech House*, **1996**. 536 p.
168. Park J.-S., Yun J.-S., Ahn D. A design of the novel coupled-line bandpass filter using defected ground structure with wide stopband performance. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. **2002**. Vol. 50, No. 9. P. 2037–2043.
169. Karmakar N. C., Mollah M. N. Investigations into nonuniform photonic bandgap microstripline low-pass filters. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. **2003**. Vol. 51, No. 2. P. 564–572.
170. Abdel-Rahman A., Verma A. K., Boutejdar A., Omar A. S. Control of bandstop response of Hi-Lo microstrip lowpass filter using slot in ground plane. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. **2004**. Vol.52, No. 3. P. 1008–1013.
171. Lim J.-S., Kim C.-S., Ahn D., Jeong Y.-C., Nam S. Design of the low-pass filters using defected ground structure. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. **2005**. Vol. 53, No. 8. P. 2539–2545.
172. Liu H.-W., Li Z.-F., Sun X.-W., Mao J.-F. An improved 1-D periodic defected ground structure for microstrip line. *IEEE Microw. and Wireless Components Letters*. **2004**. Nol. 14, No. 4. P. 180–182.