Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова Національна академія наук України

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Острижний Євгеній Михайлович

УДК 537.86: 517.958

ДИСЕРТАЦІЯ

ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ КІРАЛЬНИХ ОБ'ЄКТІВ ЗІ ШТУЧНОЮ ОПТИЧНОЮ АКТИВНІСТЮ В МІКРОХВИЛЬОВОМУ ДІАПАЗОНІ

104 – Фізика та астрономія

10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

_____ Є. М. Острижний

Наукові керівники: Стешенко Сергій Олександрович, доктор фізикоматематичних наук, старший науковий співробітник

Когут Олександр Євгенович, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

АНОТАЦІЯ

Острижний Є.М. Електродинамічні властивості кіральних об'єктів зі штучною оптичною активністю в мікрохвильовому діапазоні. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 "Фізика та астрономія" (10 – Природничі науки). – Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова Національної академії наук України, Харків, 2024.

Дисертаційну роботу присвячено дослідженню явищ штучної оптичної активності (ШОА), що виникає за рахунок взаємодії вищих мод у середині кіральних об'єктів у мікрохвильовому діапазоні.

Перший розділ роботи присвячено огляду літератури, а саме існуючим засобам отримання повороту площини поляризації, в тому числі чисельним методам розрахунку.

У другому розділі в закритому просторі, на прикладі круглого хвилеводу, описуються компактні обертачі площини поляризації ($\lambda/5 <$ довжини у продольному розмірі < $\lambda/30$); показано, що чинником для отримання 90° повороту полощи поляризації є не тільки кіральність об'єкта, а ще й з'єднання його елементів спряженим способом, тобто коли присутня діедральна симетрія.

У третьому розділі показано, який вплив на характеристики вузла має топологія діафрагм, а саме збільшення кількості щілин, їхня форма та розташування в площині діафрагми.

Розділ 4 присвячено обертачам площини поляризації, в яких елементи розташовані поза межами регулярної лінії передачі, що дає можливість здійснювати швидку зміну поляризації набіжної хвилі.

В розділі 5 описано загальну методику експерименту для розв'язування поставлених завдань і модернізований експериментальний стенд; методи виготовлення зразків для дослідження явища штучної оптичної активності.

У ході проведених досліджень отримано результати, які представляють наукову новизну:

Вперше показано, що, незважаючи на відсутність поздовжньої симетрії, неоднорідності з діедральною симетрією в круглому хвилеводі мають властивості симетричного двопортовика, тобто мають 90-градусний зсув між фазами коефіцієнтів проходження і відбиття та характеризуються резонансами повного проходження. Також, що найширша смуга штучної оптичної активності досягається в зоні зближення двох власних коливань. У випадку пари спряжених діафрагм з одним кільцем прямокутних щілин це дозволяє отримати смугу у 5-7%. Окрім цього показано, що резонансі частоти та добротність резонансів пари спряжених діафрагм з одним кільцем прямокутних щілин істотно залежать від кількості щілин. Було вперше показано можливість отримання багаторезонансного ефекту штучної оптичної активності при розташуванні щілин у декількох кільцях спряжених діафрагм.

Знайдено конструкції серії надкомпактних обертачів площини поляризації в круглому хвилеводі, які можуть бути налаштовані на необхідний кут повороту. Найкраща конструкція має загальний поздовжній розмір $\lambda/30$ і дозволяє налаштовувати кут повороту площини поляризації в діапазоні порядка 60°.Запропоновано оригінальну конструкцію обертача площини поляризації, утвореного парою гофрованих фланців. Такий пристрій дозволяє перетворювати набіжну хвилю в кросполяризовану в смузі близько 5%.

Метою дисертаційної роботи є встановлення впливу топології діедральних хвилевідних неоднорідностей на кількість і ширину смуги резонансів штучної оптичної активності.

Практичне значення результатів дисертації. Поглиблене розуміння ефектів, що виникають в шаруватих кіральних метаматеріалах, дозволило створити надкомпактні обертачі площини поляризації з можливістю керування як робочою смугою частот такого пристрою, так і кутом повороту площини поляризації хвилі, що пройшла. Макет такого поляризатора було розроблено та експериментально перевірено у *X*-діапазоні частот в круглому хвилеводі. Його загальний поздовжній розмір пристрою складає $\lambda/30$ і дозволяє налаштовувати кут повороту площини поляризації в діапазоні ±33° при механічному повороті однієї з діафрагм пристрою на кут у діапазоні ±9°. Показано можливість створення подібних обертачів з електронним керуванням.

Ключові слова: власні коливання, двошарова діафрагма, діедральна симетрія, круглий хвилевід, обертачі площини поляризації, кіральність, штучна оптична активність.

ABSTRACT

Ostryzhnyi Ye.M. Electrodynamic properties of chiral objects with artificial optical activity in the microwave range. – Qualifying scientific work on the rights of the manuscript.

Thesis for the Doctor of Philosophy degree in the field of speciality 104 "Physics and Astronomy" (10 – Natural Sciences). – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2024.

The dissertation is dedicated to the study of artificial optical activity (AOA) phenomena, which arise due to the interaction of higher modes within chiral objects in the microwave range.

The first chapter of the work is dedicated to a literature review, specifically the existing methods for achieving polarization plane rotation, including numerical calculation methods.

In the second chapter, within a confined space, using the example of a circular waveguide, compact polarization plane rotators are described (with lengths in the longitudinal dimension ranging from $\lambda/5$ to $\lambda/30$). It is demonstrated that achieving a 90° rotation of the polarization plane depends not only on the chirality

of the object but also on the coupling of its elements in a conjugate manner, i.e., when dihedral symmetry is present.

The third chapter demonstrates the impact of iris topology on the characteristics of the unit, specifically how increasing the number of slots, their shape, and their arrangement within the iris plane affect the performance.

Chapter 4 is dedicated to polarization plane rotators in which the elements are positioned outside the regular transmission line, allowing for rapid changes in the polarization of the incident wave.

Chapter 5 describes the general experimental methodology for solving the formulated problems and the upgraded experimental setup; it also covers the methods for fabricating samples for studying artificial optical activity.

The conducted research yielded results that represent scientific novelty:

It has been demonstrated for the first time that, despite the absence of longitudinal symmetry, inhomogeneities with dihedral symmetry in a circular waveguide exhibit the properties of a symmetric two-port device. This means they have a 90-degree phase shift between transmission and reflection coefficients and are characterized by complete transmission resonances. Additionally, the broadest band of artificial optical activity is achieved in the region where two natural resonances converge. In the case of a pair of conjugate irises with a single ring of rectangular slots, this allows for a bandwidth of 5-7%. Furthermore, it has been shown that the resonance frequencies and quality factors of the pair of conjugate irises with a single ring of rectangular slots significantly depend on the number of slots. The possibility of achieving a multi-resonance effect of artificial optical activity with slots arranged in multiple rings of conjugate irises has also been demonstrated for the first time.

Designs of a series of very compact polarization plane rotators in a circular waveguide have been developed, which can be tuned to the desired rotation angle. The best design has an overall longitudinal size of $\lambda/30$ and allows for the adjustment of the polarization plane rotation angle over a range of approximately 60°. An original polarization plane rotator design, consisting of a pair of

corrugated flanges, has been proposed. This device enables the conversion of the incident wave into a cross-polarized wave within a bandwidth of about 5%.

The purpose of the dissertation work is to determine the effect of the topology of dihedral waveguide inhomogeneities on the number and width of resonance bands of artificial optical activity.

Practical significance of the dissertation results. A deeper understanding of the effects occurring in layered chiral metamaterials has enabled the creation of very compact polarization plane rotators. These devices allow for control over both the operating frequency band and the angle of polarization plane rotation of the transmitted wave. A prototype of such a polarizer was developed and experimentally tested in the X-band within a circular waveguide. The device has an overall longitudinal size of $\lambda/30$ and enables the adjustment of the polarization plane rotation angle within $\pm 33^{\circ}$ by mechanically rotating one of the irises within a range of $\pm 9^{\circ}$. The potential for creating similar rotators with electronic control has also been demonstrated.

Keywords: eigenoscillations, bilayer iris, dihedral symmetry, circular waveguide, polarization plane rotators, chirality, artificial optical activity.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ Статті у виданнях, індексованих Scopus та/або Web of Science

1. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, Ye.M Ostryzhnyi, "A tunable compact polarizer in a circular waveguide", IEEE Trans. Microw. Theory Techn. vol. 67, no. 2, pp. 592–596, Feb. 2019. DOI:<u>10.1109/TMTT.2018.2881089</u> 2. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, Ye.M. Ostryzhnyi, "Comparative analysis of tunable compact rotators", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 33, no. 3, pp. 304–319, Nov. 2018. DOI:<u>10.1080/09205071.2018.1550443</u>

3. A.A. Kirilenko, S. O. Steshenko, V.N. Derkach, **Y.M. Ostrizhyi**, L.P. Mospan, "Tunable polarization rotator on a pair of grooved flanges", Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2020, 34(17), pp. 2304–2316 doi:<u>10.1080/09205071.2020.1812442</u>

Статті у фахових виданнях України

4. A. Kirilenko, S. Steshenko, **Y. Ostrizhyi**, V.Derkach, "Eigen-oscillations of planar-chiral bilayer objects give rise to artificial optical activity", Radio phys. radio astron., Vol. 29, no 1 (2024). DOI: <u>https://doi.org/10.15407/rpra29.01.015</u>

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. A. Kirilenko, S. Steshenko, **Ye. Ostrizhyi**, "Multiring Slot Arrangements for Multiband Optical Activity of Bilayer Objects", 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week, November 14th – 18th, 2022.

2. Ye. Ostryzhnyi, S. Steshenko, A. Kirilenko, "Topology of a planar-chiral iris as a factor in controlling the "optical activity" of a bilayer object", 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and

Submillimeter Waves (MSMW'2020). – 2020. – ISBN: 978-1-7281-7312-2. – [Electronic resource]. – P. 555 – 558.

3. V. Derkach, A. Kirilenko, A. Salogub, S. Prikolotin, N. Kolmakova, Y. Ostrizhyi, "Gigant Optical Activity in Artificial Plane-Chiral Structures", 2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Msmw), pp. 436-438, 2013.

4. V.N. Derkach, A.A.Kirilenko, A.N.Salogub, S.A .Prikolotin, N.G. Kolmakova, **Y.M. Ostrizhyi**, "Polarization Conversion by Bilayer Chiral Structure with Giant Optical Activity", CriMiCo 2013 - 2013 23rd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Ukraine, Sevastopol, Ukraine, 9—13 September, 2013, pp. 994-995.

5. A. Kirilenko, S. Steshenko, Y. Ostrizhyi, V. Derkach, "Rotation of the polarization plane by grooved flanges in a circular waveguide", 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2020). – 2020. – ISBN: 978-1-7281-7312-2. – [Electronic resource]. – P. 680 – 683.

6. O.M. Salogub, S.A. Prikolotin, N.G. Kolmakova, **Y.M. Ostrizhyi**, "Planechiral Metamaterial in a Waveguide and Free Space", 12th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2012), 4 - 7 December 2012, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

7. O.M. Salogub, A.O. Perov, **Y.M. Ostrizhyi**, "Composite Plane-Chiral Iris as Part of Metamaterial Structure", 13th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2013), 2 – 6 December 2013, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

8. O. Salogub, **Y. Ostryzhniy**, "Giant Optical Activity of Plane-Chiral Structure with Trapezoidal Slit," 14th Kharkiv Young Scientists Conference on

Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2014), 14 – 17 October 2014, Kharkiv, Ukraine, report SSR&NM-11.

3MICT

| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ |
|---|
| ВСТУП14 |
| РОЗДІЛ 1 СПОСОБИ ТА МЕТОДИ ОТРИМАННЯ ПОВОРОТУ ПЛОЩИНИ |
| ПОЛЯРИЗАЦІЇ ТА ЙОГО ТЕОРЕТИЧНЕ ПІДГРУНТЯ |
| 1.1 Огляд основних робіт за темою дисертації |
| 1.1.1 Поляризатори. Історичний огляд. Їхнє винайдення та |
| застосування |
| 1.1.2 Метаматеріали23 |
| 1.1.3 Кіральність середовища25 |
| 1.1.4 Кіральні метаматеріали |
| 1.2 Власні коливання плоско-кіральних об'єктів |
| Висновки до розділу 1 |
| РОЗДІЛ 2 ДВОШАРОВІ ОБ'ЄКТИ РІЗНОЇ СИМЕТРІЇ ЯК ОБЕРТАЧІ |
| ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ |
| 2.1 Порівняльний аналіз перестроювальних компактних обертачів39 |
| 2.1.1 Постановка задачі й обґрунтування способу її вирішення39 |
| 2.1.2 Початковий прояв штучної оптичної активності41 |
| 2.1.3 Двошарові обертачі в резонансній смузі |
| 2.1.4 Вплив внутрішнього зазору в двошарових обертачах51 |
| 2.2 Перестроювальний поляризатор зі спряженою геометрією54 |
| 2.2.1 Геометрія обертача ПП54 |
| 2.2.2 Рух резонансних зон і поява повороту ПП55 |
| 2.2.3 Підтвердження чисельних розрахунків |
| Висновки до розділу 265 |
| РОЗДІЛ З ДОСЛІДЖЕННЯ ТОНКОЇ СТРУКТУРИ ЯВИЩА ШТУЧНОЇ |
| ОПТИЧНОЇ АКТИВНОСТІ В ДВОШАРОВИХ ОБ'ЄКТАХ З |
| ДІЕДРАЛЬНОЮ СИМЕТРІЄЮ67 |
| 3.1 Власні коливання в планарно-кіральних двошарових об'єктах, що |
| породжують штучну оптичну активність |

| 3.1.1 Загальні риси власних коливань двошару |
|--|
| 3.1.2 Діедральна конфігурація, як засіб впливу на ШОА, її |
| резонанси та власні коливання71 |
| 3.1.3 Аналітична апроксимація частотної характеристики |
| діедрального двошару77 |
| 3.1.4 Експериментальна перевірка80 |
| 3.2 Явище багатосмугової оптичної активності у двошарових |
| об'єктах |
| 3.2.1 Опис запропонованої моделі |
| 3.2.2 Некіральні діафрагми |
| 3.2.3 Кіральні 3D об'єкти з кіральністю в одному із |
| кілець |
| 3.2.4 Експериментальне підтвердження |
| Висновки до розділу 3 |
| РОЗЛІЛ 4 ПЕРЕЛАЦІТОВНИЙ ОБЕРТАЧ ПЛОШИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ З |
| ГОФРОВАНИМИ ФЛАНЦЯМИ |
| 4.1 Спектр хвилеволних мол |
| 4.2 Обертач плошини поляризації з <i>D</i> ₂ симетрією. Загальні |
| міркування |
| 4.2.1 Обертач площини поляризації з D_3 симетрією при відсутності |
| 3a3opy |
| 4.2.2 <i>D</i> ₃ обертач з канавками, азимутальні розміри яких близькі до |
| 180°/ <i>n</i> |
| 4.2.3 Обертач з широкими канавками |
| 4.3 Обертач плошини поляризації з <i>D</i> ₃ симетрією при <i>g</i> ≠0100 |
| 4.4 Експериментальне пілтвердження104 |
| Висновки до розділу 4107 |
| РОЗДІЛ 5 ОСОБЛИВОСТІ ТА МЕТОЛОЛОГІЯ |
| ЕКСПЕРМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ |

| 5.1.Опис і виготовлення зразків | 108 |
|--|-----|
| 5.2 Недоліки початкового експерименту та їхнє усунення | 111 |
| 5.2.1 Вимірювання КСХ | 113 |
| 5.2.2 Вимірювання послаблення | 116 |
| 5.2.3 Проведення експерименту | 118 |
| Висновки до розділу 5 | 119 |
| ВИСНОВКИ | 120 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ | 122 |
| ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ | |
| ДИСЕРТАЦІЇ | 133 |

12

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

АЧХ – амплітудно-частотна характеристика

КСХ – коефіцієнт стоячої хвилі

КХ – круглий хвилевід

НВЧ – надвисокі частоти

ТІУ – точка ідеального узгодження

ПП – площина поляризації

ШОА – штучна оптична активність

*С*_{*n*} – поворотна симетрія порядку *n*

CCh – спряжена пара плоско-кіральних діафрагм (conjugated pair of planarchiral irises)

*D*_{*n*} – діедральна симетрія порядку *n*

DM – діафрагми з двома площинами дзеркальної симетрії (double-mirror symmetrical irises)

RL – зворотні втрати (return loss)

TCh – пара однакових плоско-кіральних діафрагм (twinned pair of planar-chiral irises

VSWR – коефіцієнт стоячої хвилі за напругою (voltage standing-wave ratio)

XP – амплітуда крос-поляризованої хвилі (amplitude of cross-polarized mode)

ВСТУП

Обгрунтування вибору теми дослідження. Розробка сучасних радіотехнічних систем для радіозв'язку, радіолокації, радіоастрономії та оборонної радіоелектроніки вимагає впровадження нових принципів у створенні функціональних пристроїв і антен. Це передбачає зменшення їх масогабаритних характеристик при забезпеченні широкосмуговості, надійності та багатофункціональності. Досягнення таких вимог неможливе без використання нових фізичних явищ, матеріалів і технологій. Останнім часом розробники НВЧ-пристроїв та антен активно звертають увагу на нові матеріали та середовища з незвичайними електромагнітними властивостями, зокрема метаматеріали, які включають кіральні та перколяційні середовища, оптомагнетики, фотонні й електронні кристали.

На відміну від традиційних матеріалів, властивості яких визначаються атомами й молекулами, властивості метаматеріалів залежать від більших, штучно створених об'єктів – електромагнітних резонаторів. Ці резонатори, зазвичай виглядають як металеві смужки, розімкнені кільця чи спіралі, розміри яких значно менші за довжину хвилі. Через це метаматеріали мають унікальні властивості, відмінні від традиційних матеріалів. Зокрема, вони можуть мати негативні або нульові коефіцієнти заломлення, зворотні ефекти Доплера й Вавілова-Черенкова, а також проявляють цікаві поляризаційні ефекти. При цьому можливо не тільки задавати властивості метаматеріалів, але й динамічно керувати ними.

Особливий інтерес для застосування метаматеріалів представляє можливість керування поляризаційними характеристиками мікрохвильового випромінювання. Перспективними є тривимірні матеріали з кіральними властивостями, на основі яких вже створено компактні керовані обертачі площини поляризації. В таких структурах можуть виникати власні коливання, що створюють нові можливості використання ефектів, таких як «гігантська оптична активність», негативне заломлення, надроздільна здатність та інші цікаві властивості. Майбутні дослідження будуть зосереджені на пошуку кіральних об'єктів, аналізі й експериментальному дослідженні їх властивостей, а також на використанні цих властивостей для розробки нових керованих НВЧ-пристроїв.

У дисертації представлено результати дослідження впливу топології кіральних неоднорідностей, на прикладі круглого хвилеводу, на кількість і ширину смуг резонансів штучної оптичної активності.

Наведені результати частково увійшли до дисертації наукового керівника Стешенка С.О. на здобуття ступеня доктора фізико-математичних наук

Зв'язок роботи з планами наукових робіт

Дисертаційна робота виконувалась у відділі радіоспектроскопії Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України відповідно до планів виконаних НДР або НДР, що виконуються в цей час, державних наукових програм «Електродинаміка відкритих резонансних систем, періодичних структур із композитними матеріалами та антенних систем; прямі та зворотні задачі; розробка когерентних джерел, елементної бази і вимірювальних пристроїв міліметрового та субміліметрового діапазонів електромагнітних хвиль» (Шифр «Старт–3», 2012–2016 рр., № ДР 0111U010480); НДР «Генерація, посилення, детектування та розповсюдження терагерцового випромінювання: електродинамічне моделювання та експеримент» (Шифр «Старт–4», 2015–2019 рр., № ДР 0117U004034); НДР «Нові теоретичні та експериментальні методи в електродинамічному моделюванні, генерації та випромінюванні електромагнітних ХВИЛЬ гігагерцового та терагерцового діапазонів частот» (Шифр «Старт-5», 2020–2024 рр., № ДР 0120U100980).

Роботу також пов'язано з виконанням досліджень у рамках проєкту, фінансованого за договором із центральним органом виконавчої влади, Національною академією наук України «Діелектричні метаповерхні з поляризаційно-виродженим спектром для високоточного детектування кіральних речовин» (Шифр «СТОКС», 2022–2023 рр., № ДР 0122U002101).

Мета і завдання дослідження

Об'єкт дослідження – явища розсіяння електромагнітних хвиль та штучної оптичної активності у хвилевідних вузлах з діедральною симетрією.

Предмет дослідження – матриці розсіяння, резонансні властивості та кут повороту площини поляризації діедральних неоднорідностей в круглому хвилеводі.

Метою дисертаційної роботи є встановлення впливу топології діедральних хвилевідних неоднорідностей на кількість і ширину смуги резонансів штучної оптичної активності.

Методи дослідження

Обґрунтованість і достовірність отриманих у роботі результатів базується на використанні власного пакету числово-аналітичного моделювання Microwave Desktop (MWD). Він ґрунтується на методі часткових областей і методі узагальнених матриць розсіяння. При цьому, спочатку визначаються базиси окремих хвилевідних ліній, що входять у пристрій, далі розраховується площинне зчленування відповідних щілин діафрагми з регулярним хвилеводом. Для цього спочатку обчислюються частотно-незалежні інтеграли зв'язку, за допомогою умов безперервності тангенціальних компонентів електромагнітного поля отримується система лінійних алгебраїчних рівнянь для розв'язання розглянутої задачі дифракції, потім знаходиться узагальнена матриця розсіяння відповідного а двопортовика. Точність розрахунків регулюється єдиним параметром f_{cut} – верхньою границею критичних частот власних хвилеводних мод, що використовуються при розкладанні полів, тобто розміром проєкційних базисів. Результати розрахунків хвилеводних неодноразово підтверджувалися експериментально та порівнювалися з комерційними пакетами CST Microwave studio та HFSS.

Наукова новизна одержаних результатів

1. Вперше показано, що, незважаючи на відсутність поздовжньої симетрії, неоднорідності з діедральною симетрією в круглому хвилеводі мають властивості симетричного двопортовика. А саме, мають 90-градусний зсув між фазами коефіцієнтів проходження і відбиття та характеризуються резонансами повного проходження.

2. Вперше показано, що найширша смуга штучної оптичної активності досягається в зоні зближення двох власних коливань. У випадку пари спряжених діафрагм з одним кільцем прямокутних щілин це дозволяє отримати смугу у 5-7% з майже повним перетворенням лінійної поляризації на кросполяризовану.

3. Вперше показано, що резонансі частоти і добротність резонансів пари спряжених діафрагм з одним кільцем прямокутних щілин істотно залежать від кількості щілин. Чим більше щілин, тим нижче резонансні частоти і тим більша добротність резонансів.

4. Вперше показано можливість отримання багаторезонансного ефекту штучної оптичної активності (ШОА) при розташуванні щілин в декількох кільцях спряжених діафрагм.

5. Знайдено конструкції серії надкомпактних обертачів площини поляризації в круглому хвилеводі, які можуть бути налаштовані на необхідний кут повороту. Найкраща конструкція має загальний поздовжній розмір $\lambda/30$ і дозволяє налаштовувати кут повороту площини поляризації в діапазоні ±33° при повороті однієї з діафрагм пристрою на кут у діапазоні ±9°.

6. Запропоновано оригінальну конструкцію обертача площини поляризації, утвореного парою однакових, повернених один відносно іншого гофрованих фланців. Такий пристрій дозволяє перетворювати набіжну хвилю в кросполяризовану в смузі близько 5% із коефіцієнтом стоячої хвилі (КСХ) не гіршим за 1,2.

7. Запропоновано нову методику та розроблено експериментальний стенд для вивчення ефекту штучної оптичної активності (ШОА) неоднорідностей в круглому хвилеводі.

Практичне значення одержаних результатів

Завдяки більш поглибленому розумінню ефектів, які виникають у шарованих кіральних метаматеріалах, можна створити надкомпактні обертачі площини поляризації з можливістю керування як робочою смугою частот такого пристрою, так і кутом повороту площини поляризації хвилі, що пройшла. Макет такого поляризатора було розроблено й експериментально перевірено в *X*-діапазоні в круглому хвилеводі, загальний поздовжній розмір складає $\lambda/30$ і дозволяє налаштовувати кут повороту площини поляризації в діапазоні ± 33° при механічному повороті однієї з діафрагм пристрою на кут у діапазоні ± 9°. Показано можливість для створення подібних обертачів з електронним керуванням.

Особистий внесок здобувача.

Публікації, в яких представлено основні результати дисертаційної роботи, написано та опубліковано в співавторстві. Всі основні результати були отримані автором особисто або за його безпосередньої участі в співпраці з колегами з Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України та Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна.

У роботах [50, 51, 56, 57, 62, 71, 72, 79] здобувач безпосередньо брав участь у проведенні експериментальних досліджень з вимірювання коефіцієнтів узгодження та проходження кросполяризованої хвилі. Здобувач особисто обробляв і проводив аналіз усіх наведених у дисертаційній роботі експериментальних даних, розробляв і виготовляв усі експериментальні зразки, брав участь в обговоренні та аналізі отриманих теоретичних результатів, готував і редагував тексти публікацій, які лягли в основу даної роботи. У роботах [86, 87] здобувач проводив всі числові розрахунки та був доповідачем у [81, 87].

Апробація матеріалів дисертації

Результати роботи обговорювалися і доповідалися на:

12th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2012), 4 – 7 December 2012, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

13th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2013), 2 – 6 December 2013, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

CriMiCo 2013 - 2013 23rd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Ukraine, Sebastopol, Ukraine, 9— 13 September, 2013.

2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW), 2013.

2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2020).

2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week, Kharkiv, November 14th – 18th, 2022.

Публікації. За матеріалами дисертаційної роботи опубліковано 4 статті і 8 тез доповідей на конференціях.

Структура й обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, 5 розділів, висновків, переліку літературних джерел і одного додатку. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить 135 сторінок, яка містить 50 рисунків і 6 таблиць. У роботі використано 88 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

СПОСОБИ ТА МЕТОДИ ОТРИМАННЯ ПОВОРОТУ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ТА ЙОГО ТЕОРЕТИЧНЕ ПІДҐРУНТЯ

У цьому розділі проаналізовано літературні джерела за темою дисертації. Проведено огляд результатів, починаючи від виявлення явища негативного заломлення до сучасних пристроїв. Визначено, які саме особливості топології спричиняють виникнення явища штучної оптичної активності.

1.1 Огляд основних робіт за темою дисертації

1.1.1 Поляризатори. Історичний огляд. Їхнє винайдення та застосування

Поляризація електромагнітної хвилі, або оптична активність, – це просторова орієнтація електричної складової частини електромагнітної хвилі, а саме вектора напруженості електричного поля.

Лінійно поляризованою є хвиля з постійно орієнтованою площиною коливань. Відомий експеримент із проходження такої електромагнітної хвилі НВЧ через дві послідовні металеві решітки показує, що якщо щілини однієї решітки перпендикулярні щілинам іншої, хвиля не проходить через них. Це свідчить про те, що перша решітка пропускає лише хвилю, поляризовану в певній площині, яку не пропускає решітка з перпендикулярною орієнтацією щілин.

Термін "поляризація" був введений у 1808 році французьким фізиком Етьєном Луї Малюсом, хоча він і не зміг повністю пояснити це явище.

Існує кілька видів поляризації хвиль. Окрім плоскої, або лінійної поляризації, при якій вектор напруженості здійснює коливання в площині постійної орієнтації, можливими є також еліптична та кругова поляризації, при яких кінці векторів хвилі описують відповідно еліпс або коло.

поляризації. Якщо між Поворот площини схрещеними поляризатором і аналізатором помістити пластинку з кварцу (одновісний кристал), вирізану перпендикулярно до оптичної осі, світло через таку систему не повинно проходити. Проте, як виявив Араго в своїх дослідах (1811 р.), світло все ж проходить. Однак при повороті аналізатора на певний кут, він перестає пропускати світло. Це явище пояснюється тим, що кварц повертає площину поляризації світла, визначену поляризатором. Речовини, які здійснюють поворот площини поляризації, називають оптично активними. До таких речовин належать кварц, цукор, винна кислота. Оптична активність пояснюється будовою ЯК молекул речовини (асиметрією), так і особливостями їх розташування в кристалічній решітці.

М. Фарадей у 1845 році виявив поворот площини поляризації в оптично неактивних речовинах під впливом магнітного поля (ефект Фарадея). Кут повороту площини поляризації φ при проходженні відстані d в оптично активних кристалах та чистих рідинах визначається формулою $\varphi = \alpha d$. Тут α — питомий оберт, чисельно рівний куту повороту, спричиненому шаром речовини одиничної товщини.

Класичні поляризатори побудовані на основі вищезгаданих явищ і зазвичай створюються на базі круглих або квадратних хвилеводів.

Найпростіший поляризатор являє собою відрізок круглого хвилеводу з єдиною хвилею типу H_{11} , всередині якого під деяким кутом розміщена діелектрична пластина. Наявність цієї пластини обумовлює різні фазові швидкості хвиль із паралельною v_{\parallel} та перпендикулярною v_{\perp} поляризаціями: $v_{\parallel} < v_{\perp}$. Через це фазові зсуви, що створюються пластиною для хвиль із паралельною та перпендикулярною поляризаціями, виявляються різними. При цьому величина різниці фаз $\varphi = \varphi_{\parallel} - \varphi_{\perp}$ визначається довжиною пластини та розмірами її поперечного перерізу.

Варто відзначити, що замість діелектричної пластини на стінках хвилеводу можуть бути розміщені кілька металевих ребер, які знаходяться в тій самій площині, що й пластина. Дія цих ребер еквівалентна дії пластини.

Або ж на основі використання ефекту Фарадея в поздовжньому підмагніченому фериті. Він складається з круглого хвилеводу, на осі якого розташований феритовий стрижень. Постійне поле, що підмагнічує, створюється соленоїдом, намотаним безпосередньо на хвилевід. Величина цього поля вибирається такою, щоб магнітні проникності фериту для хвиль кругової поляризації правого та лівого обертань були різними. Відомо, що лінійно поляризована хвиля може бути представлена як сума хвиль кругової поляризації протилежного обертання. Тоді падаюча хвиля розкладається на дві хвилі – правого і лівого обертань. Через розходження магнітних проникностей фериту для цих хвиль вони мають різні фазові швидкості у хвилеводі з феритом. Тому при розповсюдженні хвиль уздовж хвилеводу між ними утворюється зсув по фазі, величина якого визначається довжиною стрижня. Цей фазовий зсув визначає кут повороту площини поляризації хвилі, утвореної складанням цих двох хвиль кругової поляризації на виході поляризатора.

Здебільшого поворот поляризації відбувається за рахунок використання діафрагм, пластин, штирів, ребер тощо. Ці поляризатори, в свою чергу, створюють основі квадратних або круглих хвилеводів. Такі конструкції дозволяють отримати необхідну робочу смугу в заданому діапазоні частот.

Наприклад автори [1] запропонували поляризатор із використанням пластин для поділу електромагнітних хвиль із коловими поляризаціями для супутникового Ки-діапазону частот.

В [2] розроблений поляризатор на основі прямокутного хвилеводу із шістьма діафрагмами у смузі частот 12,8-14,2 ГГц.

У [3] автори запропонували моделі нових поляризаторів на основі прямокутних хвилеводів із внутрішніми кутовими ребрами. Конструкція реалізована на основі одної або двох секцій квадратного хвилеводу з двома діагонально розміщеними квадратними ребрами. У [4] було розроблено конструкцію широкосмугового хвилеводного поляризатора з діафрагмами, яка у робочій смузі частот 5,7–7,7 ГГц забезпечує необхідний диференціальний фазовий зсув 90°±2°.

У [5] наведено результати розробки хвилевідних поляризаторів і фазозсувачів на основі трьох недисипативних неоднорідних елементах у вигляді штирів.

Ефект повороту площини поляризації також можливий і у відкритих структурах. Якщо з елементарних комірок побудувати періодичну структуру. У [6] запропоновано механізм перетворення поляризації з лінійної в кругову з використанням суцільнометалевих поляризаційних екранів. Та для плоских хвиль [7], де самодоповнювальні метаповерхні за принципом подвійності Бабіне широко використовуються для маніпулювання плоскими хвилями для створення поляризатора.

1.1.2 Метаматеріали

Однак усе змінилося після того, як у [8] Пендрі визначив практичний спосіб створення лівостороннього метаматеріалу – матеріалу, в якому не правої Такий дотримується правило руки. матеріал дозволяє електромагнітній хвилі передавати енергію (мати групову швидкість) проти її фазової швидкості. Ідея Пендрі полягала в тому, що металеві дроти, вирівняні вздовж напрямку хвилі, можуть забезпечити негативну діелектричну проникність (діелектрична функція $\varepsilon < 0$). Природні матеріали (такі як сегнетоелектрики) мають негативну діелектричну проникність; викликом було досягнення негативної проникності ($\mu < 0$).

У 1999 році Пендрі продемонстрував [9], що розривне кільце (форми "С") з віссю, розташованою вздовж напрямку поширення хвилі, може це зробити. У тій же статті він показав, що періодичний масив дротів і кілець може призвести до негативного показника заломлення. Пендрі також запропонував відповідну конструкцію з негативною проникністю. Знайдена Пендрі конфігурація та подібні до неї в подальшому отримали назву метаматеріалів.

Метаматеріал – це в загальному випадку композит, який має властивості, що не зустрічаються у природі, а в частковому випадку – водночас від'ємні діелектричну та магнітну проникності. Метаматеріали – це штучно сформовані та особливим чином структуровані середовища, які мають електромагнітні властивості, що виходять за межі властивостей компонентів, з яких вони складаються. Метаматеріали синтезують шляхом матеріал різних періодичних введення В природний структур 3 найрізноманітнішими геометричними формами, які модифікують діелектричну та магнітну сприйнятливість матеріалу, дозволяючи керувати законами дисперсії, заломлення та відбивання електромагнітних хвиль. Один із найвідоміших класів метаматеріалів – метаматеріал з негативним коефіцієнтом заломлення, у яких одночасно негативні діелектрична та магнітна проникність. Існування таких речовин теоретично обґрунтував у 1967 році В. Веселаго. [10].

Метаматеріали вже зараз можуть практично застосовуватися в різних прикладних галузях: це пристрої оптичного маскування [11, 12], передавання зображень з надвисокою роздільною здатністю [13], концентраториколектори світлової енергії [14], спеціальні датчики [15], широкосмугові НВЧ-поглиначі [16] та поляризатори [17–19], засоби ближньопольової мікроскопії [20], а також в радіофізиці, акустиці та інших галузях, де за допомогою метаматеріалів можливе створення систем і пристроїв з унікальними властивостями. Значно зростає інтерес до використання метаматеріалів у радіотехнічних системах, зокрема в антенній техніці. Завдяки негативному показнику заломлення метаматеріали стають ідеальними для маскування об'єктів, оскільки їх неможливо виявити засобами радіорозвідки [21, 22].

Зокрема, значний інтерес викликає створення систем, що використовують властивості біанізотропних [23] та кіральних (гіротропних) середовищ [24].

1.1.3 Кіральність середовища

В загальному випадку електромагнітне поле в середовищі описується системою рівнянь Максвелла, яка, враховуючи часову залежність $e^{-i\omega t}$, має вигляд:

$$rot\vec{H} = -i\omega\vec{D} + \vec{j}$$
$$rot\vec{E} = i\omega\vec{D};$$
$$div\vec{B} = 0;$$
$$div\vec{D} = \rho.$$

Система рівнянь Максвелла містить 8 скалярних рівнянь та 12 невідомих – тому вона недовизначена. До цієї системи необхідно додати матеріальні рівняння – лінійні співвідношення, які зв'язують вектори електромагнітного поля. У загальному вигляді ці співвідношення мають вигляд:

$$\vec{D} = a_{11}\vec{E} + a_{12}\vec{H};$$

 $\vec{B} = a_{21}\vec{E} + a_{22}\vec{H},$

де матеріальні параметри a_{ij} , *i*, *j*=1,2 – деякі величини (в загальному випадку діадні функції частоти). Такі лінійні середовища загального виду називаються біанізотропними. У біізотропних середовищах матеріальні рівняння є скалярами або псевдоскалярами. Взаємне біізотропне середовище характеризується трьома комплексними матеріальними параметрами ε, μ, χ – діелектричною проникністю, магнітною проникністю та параметром кіральності. Параметр кіральності відмінний від нуля лише в середовищах, що називаються кіральними, які містять елементи з відсутністю дзеркальної симетрії. При наближенні параметра кіральності до нуля середовище вироджується у діелектрик або магнетик. Отже, ізотропне киральне середовище є окремим випадком біанізотропного середовища [25].

При розгляді електромагнітної моделі нормального (некірального) властивості середовища вважається, ШО вона визначає суцільного середовища. Кіральні властивості пов'язані з проявом дискретної структури середовища. Кіральний параметр χ пропорційний відношенню a/λ , де $a - \lambda$ лінійний розмір частинки (елемента середовища), λ – довжина хвилі. Якщо а/λ наближується до нуля, кіральні властивості середовища зникають. Врахування кіральних властивостей означає врахування впливу «частинок» середовища або просторової дисперсії. В оптиці природних середовищ значення відношення a/λ виявляється порядку $10^{-3}-10^{-4}$ внаслідок чого оптична активність у природних середовищах і не знайшла свого застосування через слабкість ефекту. Винятком можна вважати лише рідкі кристали [26]. З розвитком нових технологій у виробництві штучних електромагнітних середовищ величину $\chi = Ca / \lambda$ вдалося значно збільшити. У цьому випадку кіральність перестає бути малою поправкою, і властивості кірального середовища можуть кардинально відрізнятися від властивостей діелектрика [27, 28]

Матеріальні рівняння для кірального середовища можуть бути записані в наступному вигляді:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} - i \chi \vec{H},$$
$$\vec{B} = \mu \vec{H} + i \chi \vec{E}.$$

Природні кіральні середовища відомі ще з початку XIX століття. Термін «кіральний» був введений Уільямом Томсоном і означає властивість об'єкта не поєднуватися зі своїм дзеркальним зображенням у плоскому дзеркалі за жодних переміщень і обертань [29]. До природних кіральних об'єктів належать молекули цукрів, амінокислот, ДНК та оптичні полімери.

Кіральні середовища добре відомі в оптиці, де їх називають активними або гіротропними. Зазвичай гіротропне середовище є анізотропним, хоча існують важливі винятки: гіротропним може бути і ізотропне середовище, що складається з кіральних частинок. Наприклад, водний розчин цукру, в якому кількість правих і лівих частинок неоднакова. Дуже загадковим є той факт, що найбільш важливі тканини живих організмів є гіротропними, адже вони утворені кіральними молекулами, які зазвичай знаходяться переважно в одній з двох дзеркальних форм. Натомість у неживій природі кількість правих і лівих молекул у середньому зазвичай є однаковою.

До штучних кіральних об'єктів можна віднести спіраль, лист Мебіуса, неправильний тетраедр тощо [30].

Порушення кіральної симетрії може бути викликане зовнішніми впливами, такими як механічне стиснення (механічна гіротропія), накладення магнітних та електричних полів (магнітоактивні середовища та електрогіротропія), обертальний рух середовища (динамооптичні ефекти) або опромінення середовища світлом (нелінійна оптична гіротропія).

Дослідження в даній області в нашому та суміжних інститутах проводились з 2006 р. Мележиком, Тараповим, Поеденчуком, Полевим, Просвірніним, Тузом, Ячиним та ін. [31–33].

1.1.4 Кіральні метаматеріали

Електромагнітні метаматеріали – це періодично розташовані штучні виявляють унікальні властивості, такі ЯК структури, ЩО негативне заломлення та суперлінзування, які відсутні в природних матеріалах. Звичайні метаматеріали потребують наявності як від'ємного є, так і від'ємного для досягнення негативного заломлення. Кіральний μ метаматеріал, у свою чергу, є новим класом метаматеріалів, що пропонує простіший шлях до реалізації негативного заломлення.

Завдяки внутрішній кіральній асиметрії, кіральне середовище має різні відгуки на хвилі з лівосторонньою круговою поляризоцією (ЛКП) та правосторонню круговою поляризацією (ПКП). Крім того, існує перехресний зв'язок між електричним і магнітним полями, що проходять через кіральне середовище. Безрозмірний параметр кіральності *к* використовується для опису цього ефекту перехресного зв'язку. Показники заломлення хвиль ПКП і ЛКП стають різними через існування *к*.

У 2003 році [34] була продемонстрована можливість реалізації кіральною нігільністю [35]. негативної рефракції Автори вперше запропонували ідею виготовлення метаматеріалу, що складається з кіральних частинок, у вигляді спіральних дротів. Щоб досягти негативного заломлення для однієї з кругових поляризацій, параметр κ має бути більшим за $\sqrt{\epsilon \mu}$. У природних матеріалах, таких як кварц і цукор, к, як правило, набагато менше 1, тоді як $\sqrt{\epsilon\mu}$ зазвичай більше 1. Таким чином, негативне заломлення неможливе в природних кіральних матеріалах. Однак за допомогою кіральних метаматеріалів можна спроектувати макроскопічні параметри. Ідея кіральної нігільності полягає в тому що коли є і *µ* кірального середовища малі та дуже близькі до нуля, завдяки кіральності показник заломлення для однієї з кругових поляризацій може бути негативним, навіть при малих к. Метаматеріали на основі кіральної нігільності є окремим випадком кіральних метаматеріалів.

У 2004 році Пендрі [36] пояснив загальну можливість досягнення негативного заломлення в кіральних метаматеріалах. Він проаналізував умови реалізації негативного заломлення в кіральних метаматеріалах і показав, що вони простіші, ніж для звичайних метаматеріалів, які потребують як електричного, так і магнітного резонансів для отримання негативних значень ε та μ . У кіральних метаматеріалах ε та μ не повинні бути негативними. Поки кіральний параметр κ достатньо великий, у кіральних метаматеріалах можна досягти негативного заломлення. Потім Пендрі запропонував практичну реалізацію кірального метаматеріалу для мікрохвильового діапазону у вигляді закручених швейцарських рулетів, які виконують роль елементарних комірок.

Фактично, починаючи з роботи [24], в якій автори показали, що електромагнітний зв'язок між фізично розділеними планарними металевими елементами комірки, розташованими в паралельних площинах, забезпечує

надзвичайно сильний поворот площини поляризації, якщо елементи комірки, на різних площинах, розташовуються скручено один відносно іншого, створюючи кіральний об'єкт (з точки зору потужності повороту на товщину зразка, що дорівнює одній довжині хвилі, двошарова структура обертається на 5 порядків сильніше, ніж гіротропний кристал кварцу у видимому спектрі, такий прояв оптичної активності був названий «гігантською оптичною знайшли активністю»). Метаматеріали, несподіване застосування В мікрохвильовій техніці та оптиці, викликавши сплеск досліджень, які в першу чергу були зосереджені на нових корисних властивостях 3D об'єктів зі складною геометрією, раніше слабо вивчених, однією з яких є оптична активність.

Нові перетворювачі, засновані на двошарових або багатошарових метаматеріалах, «працюють» на резонансних ефектах і можуть бути реалізовані з поздовжніми розмірами, істотно меншими за довжину хвилі. Це відрізняється від традиційного синтезу перетворювачів поляризації, який необхідного базується на створенні фазового зсуву між двома Традиційний підхід вимагає ортогональними компонентами. значної поздовжньої довжини відповідного перетворювача, забезпечуючи потрібне перетворення лише в смузі до кількох відсотків.

Більшість досліджених конфігурацій двовимірно-€ плоскими періодичними ґратками тонких металевих смужок різної форми, а рідше щілин в металевому екрані, розташованих на діелектричному шарі. Ці структури можуть мати незвичайні властивості, такі як «оптична активність», тобто здатність до повороту площини поляризації електромагнітного поля, що проходить через них. Детальний огляд на тему «метаплощин» поданий в [37]. У цьому огляді розглядаються основні принципи роботи метаплощин, їхні унікальні властивості, а також потенційні застосування в оптиці, електроніці та мікрохвильовій техніці. Автори аналізують різноманітні конфігурації метаплощин, їх вплив на поляризацію світла та можливості інтеграції в сучасні технології.

Знайдено цілий ряд конфігураций, що забезпечують сильну активність [38, 39], причому *S*-подібні мікросмужкові елементи [40] на діелектричній підкладці розглянуті серед перших. Використання подвійних шарів надає найбільш захоплюючих властивостей, коли перший і другий шари мають спряжену геометрію [41]. Також варто згадати композитні двошарові метаповерхні [42], що містять металеві вставки подвійної дзеркальної симетрії, що покращують узгодження, та об'єкти з *S*-подібними металевими елементами, що забезпечують явище двозонної штучної оптичної активності (ШОА) [43]. Такі об'єкти проявляють значну оптичну активність поблизу резонансів, але не забезпечують достатньо хороших зворотніх втрат як для ко-, так і для крос-поляризованих компонент. Оптична активність -подібних елементів пояснюється струмами, які породжують крос-компоненту в розсіяному полі.

Сама по собі C_2 симетрія S-подібних елементів не дозволяє анулювати крос-поляризовану компоненту в відбитому полі [44], на відміну від об'єктів з C_3 або C_4 симетрією. Саме тому почали аналізувати комірки з елементами, що мають осьову симетрію четвертого порядку C_4 .

Було запропоновано використовувати багатошарові об'єкти, що складаються з двох або кількох шарів C_4 симетричних хрестів, C_8 симетричних багатопелюсткових розеток [45], близьких до гамадіонів, тобто до хрестів з загнутими кінцями, або до класичних «свастик» [46]. Отже, елементи в сусідних шарах повинні бути обернуті один відносно одного навколо поздовжньої осі. Передбачалося, що це призведе до більш ефективного повороту площини поляризації при покращеному узгодженні. Різноманітні форми C_4 симетричних гамадіонів застосовувалися для забезпечення максимального рівня крос-поляризованної компоненти. Для досягнення цього використувався будь-який спосіб зламу симетрії елементів, що дозволяв би уникнути подвійної площинної симетрії всередині елементів в кожному з шарів. Приклад екзотичних багатопелюсткових гамадіонів розглянуто в [47]. «Багатопелюстковість» гамадіонів була спрямована на досягнення багаторезонансної характеристики. Застосування класичених ідей мікрохвильових антен до явища ШОА [48]. Кінцева мета полягала або в зменшенні резонансної частоти, або в розширенні смуги частот спостережуваного ефекту.

Якщо ж замінити щілини смужками металу, тієї ж геометрії (структури типу «*fish-net*»), в металевих екранах природньо очікувати подібного ефекту. Так у [49–51] розглянуті геометрії, сформовані четвірками щілин, синхронно зміщеними уздовж меж періодичних елементів або стінок квадратного хвилевіду, демонструють найвищу оптичну активність.

Теорія частотно-вибіркових структур [52] надає уявлення про відмінності між смужковими та щілинними решітками в резонансних точках (в антенах вони називаються решітками ємнісного та індуктивного типу відповідно). Обидва випадки характеризуються наявністю резонансів: для смужкових решіток – це резонанси повного (зазвичай) відбиття, тоді як для щілинних – проходження. Існує певна аналогія з резонансами Фано [53], коли у формуванні поля, що пройшло, беруть участь і вищі коливання. Це призводить до «перетворення» резонансів, нерівномірності АЧХ та вузьких смуг оптичної активності, що є принциповою відмінністю.

Дифракційні явища на локальних неоднорідностях типу щілин в діафрагмах та повітряних проміжках в дифракційних решітках мають широкий спектр застосувань, керування поляризаційними окрім властивостями. Так у роботі [54], було запропоновано використовувати дифракційне випромінювання резонансних мод на періодичних неоднорідностях у дискових діелектричних резонаторах для створення всеспрямованих випромінювальних антен.

Спорідненість властивостей двошарових 3*D*-кіральних пристроїв також відкриває можливості для хвилевідних застосувань [55–57].

Іншим же чинником для бурхливого розвитку став швидкий прогрес в електродинамічному моделюванні як комерційних, заснованих на методах FDTD (finite difference time domain method) – CST Microwave Studio; FEM

32

(finite element method) – HFSS (high frequency structural simulator), COMSOL Multiphysics; MoM (Method of Moments) – Feko тощо [58], так і на проблемноорієнтованих «home-made» програмах [59], і можливостям, що відкрилися, завдяки вільному маніпулюванню 3D формою об'єктів.

У дисертаційній роботі всі теоретичні розрахунки були виконані за допомогою власного пакета чисельно-аналітичного моделювання MWD-2. Він грунтується на методі часткових областей та методі узагальнених матриць розсіювання [60, 61] При цьому спочатку визначаються базиси окремих хвилевідних ліній, що входять у пристрій (це регулярний хвилевід та хвилеводи, що відповідають за щілини у діафрагмах). Далі розраховується паралельно-площинне з'єднання відповідних щілин діафрагми, з регулярним Для спочатку обчислюються хвилеводом. цього частотно-незалежні інтеграли зв'язку, за допомогою умов безперервності тангенціальних компонентів електромагнітного поля формується система лінійних алгебраїчних рівнянь для розв'язання задачі дифракції. А потім знаходиться узагальнена матриця розсіювання для відповідного двопортовика. Точність розрахунків регулюється єдиним параметром f_{cut} – верхньою межею критичних частот власних хвилеводних хвиль, що використовуються при розкладанні полів, тобто розміром проекційних хвилеводних базисів. Цей пакет дозволяє, зокрема, вивчати спектри власних коливань об'єктів з центрально-дзеркальною-обертальною симетрією, що дало змогу дослідити природу явища оптичної активності зі «спектральної» точки зору. Застосування такого методу розрахунку дозволяє суттєво прискорити вирішення прямої задачі в кілька разів, у порівнянні з комерційнми пакетами. Порівняння результатів обчислень з комерційними пакетами приведене у [62, 63].

1.2 Власні коливання плоско-кіральних об'єктів

В [64] проказано, що резонансні точки оптичної активності не завжди добре корелюють з частотами резонансів окремих шарів і значно зміщуються зі

збільшенням зазору між шарами. Існують навіть такі значення зазорів, при яких резонанси проявляються дуже слабо. Виявлені зазвичай при малих зазорах між екранами (або діафрагмами в хвилеводах) резонанси повороту площини поляризації спочатку зникають при збільшенні величини зазору, а потім можуть проявитися знову при більших відстанях. При цьому нова пара резонансних частот близька «знизу» до критичних частот перших вищих просторових гармонік. Саме тут знову забезпечується сильна взаємодія між двома шарами по вищим хвилям. По-перше, поблизу частоти відсічення майже відсутнє реактивне згасання. По-друге, власні коефіцієнти відбиття вищих хвиль від будь-якої неоднорідності наближаються до одиниці при наближенні до відповідної критичної частоти.

Останній факт свідчить про існування коливань з великою добротністю всередині зазору, з власними частотами, розташованими перед відповідними частотами відсічення. Варто зазначити, що описані резонанси оптичної активності виявлені навіть при значних зазорах між екранами (до декількох півхвиль) [65].

У [66] відзначена важлива роль ближнього поля або згасаючих просторових гармонік.

В [67] показано, що електромагнітна взаємодія плоско-кірального об'єкта, з будь-якою близько розташованою ноеднорідністю негайно призводить до прояву крос-поляризованої компоненти в полі, що пройшло. В результаті виявлено, що максимальний сумарний ефект сильного повороту площини поляризації та хорошого узгодження в резонансних точках забезпечується *C*₄-симетричними геометріями елементів зі спряженими парами в сусідніх шарах. При цьому важливо, що резонансні поля виявилися зосередженими в зазорах між плоско-кіральними шарами, а не в самих шарах.

В [64] доведено, що навіть мінімальне зміщення геометрії об'єкта від подвійної площинної симетрії (менш ніж на $\lambda/30$), за умови збереження D_4 симетрії, призводить до різкого сплеску крос-поляризованої компоненти.

Таким чином, підтверджено, що хоча резонансний елемент у вигляді смужки або щілини, як частина періодичного елемента чи діафрагми, відіграє важливу роль у формуванні частотної характеристики, сам по собі він не має вирішального значення. Основним фактором є поле в зазорі, яке визначає положення резонансу та результуюче поле по обидва боки двошарового об'єкєкта, яке і формує поворот площини поляризації.

Це свідчить про існування власних коливань нового типу. Вони характерні для об'єктів з діедральною симетрією D_4 [68]. В [69] запропоновано нове пояснення електромагнітних властивостей двошарових метаструктур, як результату збудження специфічних власних коливань з комплекснозначними власними частотами. Оскільки просторові структури їх полів відповідає D_n симетрії об'єкта, то автори назвали їх «діедральними».

Автори розглядали D_4 симетричні подвійно періодичні структури або діафрагми (двошарові чи багатошарові) як відкриті резонатори (хвилевідні або периодичні), навантажені на нескінченний простір з дискретним просторовим спектром. Відсутність крос-компоненти в відбитому полі, а також синфазні або протифазні ко- і крос-компоненти в полі, що пройшло, дозволяють перенести на цей випадок усі принципові висновки теорії одномодових резонаторів про зв'язок АЧХ таких резонаторів зі спектром комплексних власних частот [70].

Запропонований аналіз не пов'язаний з конкретною геометрією об'єкта. Він базується лише на спектрі комплексних власних частот симетричних і асиметричних власних коливань. Тому його висновки можуть бути перенесені на інші об'єкти з *D_n* симетрією.

Можна сформулювати такі властивості власних коливань структур з *D*₄ симетрію:

1. Два власних коливання, що відповідають знакам (+) та (-), відрізняються один від одного синфазними або противофазними полями випромінювання відповідно по обом сторонам двошарового екрану або діафрагми. При малих зазорах поляризації цих полів справа і зліва від об'єкта суттєво відрізняються для синфазного коливання і відносно слабо для противофазного.

Синфазне коливання зазвичай має меншу добротність і його реальна частина комплексної власної частоти розташована в середній частині одномодового діапазону. Натомість противофазне коливання є більш добротним і розташоване поблизу частоти відсічення першої групи вищих хвиль. Внаслідок *C*₄ симетрії ця група складається з пар або четвірок хвилеводних мод чи хвиль Флоке з різними парностями розподілу поля в ортогональних площинах.

Поля власних коливань у внутрішній області (зазорі) характеризуються наявністю сильної поздовжньої компоненти електричного поля, яке має протилежні напрямки з обох боків поздовжньої осі.

Синфазне коливання характеризується двома ко-поляризованими пучностями поперечного поля, які зосереджені поблизу однієї з діагоналей періодичного елемента або квадратного хвилеводу. Якщо поля випромінювання справа і зліва відрізняються поворотом на 90°, то в перерізі, що включає центр об'єкта, поле такого коливання поляризоване вздовж зазначеної діагоналі. На іншій діагоналі спостерігається нуль повного електричного поля.

Противофазне коливання також має дві пучності поля в поперечних перерізах, які розташовані ближче до однієї з координатних площин симетрії квадратного елемента, але по різні сторони від неї.

2. При n>2 власні коливання об'єкта з D_n симетрією є поляризаційно вирожденими. Внаслідок цього падаюча лінійно-поляризована хвиля (у випадку граток або квадратного хвилеводу) або «лінійно-поляризована» сума TE_{11} хвиль круглого або коаксіального хвилеводу завжди збуджують тільки ко-поляризованну частину з вироджених пар коливань. Оскільки в відбитому полі крос-поляризована компонента не збуджується, а хвиля, яка пройшла, також залишається лінійно поляризованою, виникає стандартна ситуація збудження одномодового резонатора, навантаженого на два одномодових тракти.

3. У наближенні «одиночного коливання» існує точка ідеального узгодження (ТІУ) поблизу реальної частини власної частоти, якщо частота падаючого поля розташована в одномодовому діапазоні, а інша власна частота досить далеко, і омічні втрати відсутні.

4. Якщо зазор між плоско-кіральними елементами малий, і їх електромагнітна взаємодія сильна, то повне узгодження спостерігається двічі: в середині одномодового діапазону та поблизу його високочастотного кінця. У першому випадку площина полярізації хвилі, що пройшла, повертається сильно, а в іншому – слабо.

При збільшенні зазору всередині D_4 симетричного об'єкта реальна частина частоти першого коливання зростає, тоді як другого – спадає. Внаслідок цього два резонанси повного узгодження із поворотами площини поляризації зближуються, аж до повного злиття.

5. Після такого «злиття» починається «зона відсутності ТІУ». При подальшому збільшенні зазору відбиття від об'єкта зростає, і крива коефіцієнта відбиття має лише один ненульовий мінімум.

6. Поблизу подібних точок «злиття» може бути забезпечена достатня широкосмуговість для обертача площини поляризації (до 5–7%) на багатошаровому метаматеріалі з одногорбою або двогорбою АЧХ.

Показана аналітична оцінка частоти «злиття» резонансів, яка пов'язує реальні частини власних частот з «радіаційними» добротностями синфазних і противофазних коливань.

7. При подальшому збільшенні зазору резонанси повного узгодження знову з'являються поблизу критичної частоти першої групи вищих хвиль, але вже з нижчим рівнем крос-компоненти поля.

Міру оптичної активності визначають як відношення кута повороту до розміру об'єкта в довжинах хвиль. У даному випадку даними для такої оцінки є кут повороту в точці резонансу і товщина плоско-кіральної пари. На
прикладах різних конфігурацій підтверджено, що ця величина може досягати дуже великих значень ($10^4 - 10^5$ град/ λ) для D_4 симетричних об'єктів, навіть найпростіших геометрій. Таким чином, немає потреби вдаватися до складних конфігурацій, описаних вище.

Проте, дослідження нових топологий має сенс у тих випадках, коли необхідно забезпечити роботу в нижній частині діапазону (можуть знадобитися довгі щілини) або організувати не два, а чотири і більше резонансів в одномодовій смузі. У цих випадках ускладнення топології надасть додаткові можливості при оптимізації необхідних АЧХ.

Висновки до розділу 1

Проведений оглад літературних джерел показує, що до актуальних завдань сучасної радіофізики відноситься вдосконалення вже розроблених підходів та впровадження нових ідей для створення обертачів площини поляризації. Класичні методи, що використовуються для побудови таких пристроїв, ґрунтуються на елементах, які є неоднорідностями в хвилевідному тракті (штирі, діафрагми тощо), що призводить до значних габаритів цих пристроїв. Новим потенційним шляхом зменшення міри оптичної активності є використання метаматеріалів. Метаматеріали, у свою чергу, мають широкий спектр застосувань: від негативного заломлення та фокусування до маскування, поглинання, розсіювання та зміни поляризації падаючих хвиль. площини поляризації хвилі Найкращим варіантом для повороту € використання саме кіральних метаповерхонь. Обґрунтовано, що саме поле в зазорі між частинами двошарових структур відіграє ключову роль у формуванні явища ШОА та визначено його основні властивості.

Отже, на підставі вищевикладеного можна стверджувати, що одним із можливих варіантів компактних обертачів площини поляризації є перестроювальний обертач з діедральною симетрією на основі круглого хвилевода. Основна увага в дисертації не буде зосереджена на нових

метаматеріалах як таких, а на формуванні і характері самого феномена штучної оптичної активності.

РОЗДІЛ 2

ДВОШАРОВІ ОБ'ЄКТИ РІЗНОЇ СИМЕТРІЇ ЯК ОБЕРТАЧІ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ

Цей розділ дисертації присвячено дослідженню компактних обертачів площини поляризації в круглому хвилеводі (КХ). Явище штучної оптичної активності, яке спостерігається, виникає за рахунок взаємодії по швидко згасаючим модам у зазорі між компонентами двошарових плоско-кіральних об'єктів. Розглянуто кілька варіантів сполучення діафрагм, які доводять, що найкращі властивості спостерігаються у випадку спряженого розташування. При цьому критеріями для порівняння були діапазони кутів повороту площини поляризації, можливість забезпечення гарного узгодження, а також здатність обертачів до налаштування шляхом взаємного повороту елементів двошарового плоско-кірального вузла. Доведено можливість конструювання регульованого обертача площини поляризації у хвилеводах з обертальною симетрією. Такий обертач забезпечує поворот площини поляризації до 90°, при поздовжніх розмірах $\lambda_0/50-\lambda_0/10$. Матеріали розділу опубліковані у [50, 51, 56, 57, 62, 71, 72].

2.1 Порівняльний аналіз перестроювальних компактних обертачів

Спочатку буде розглянуто різні версії двошарових об'єктів, які забезпечують поворот ПП. Обговорюватимуться особливості хвилеводних мод, що беруть участь в електромагнітній взаємодії в запропонованих пристроях, а також визначатимуться граничні випадки, які розкривають можливості різних топологій обертачів. Порівняння реальних властивостей запропонованих пристроїв буде здійснено на основі початкового слабкого прояву повороту ПП, що виникає лише за рахунок топологічних особливостей.

2.1.1 Постановка задачі й обґрунтування способу її вирішення



Рис. 2.1. Три типи компактних обертачів на основі двошарових чотирищілинних діафрагм у круглому хвилеводі: (а) пара подвійнодзеркальних симетричних діафрагм (*DM*), (б) спряжена пара плоскокіральних діафрагм (*CCh*), (в) спарена пара плоско-кіральних діафрагм (*TCh*)

обертачів Три варіанти компактних плошини поляризації на двошарових металевих діафрагмах з чотирма щілинами показані на рис. 2.1. Розміщення щілин забезпечує С4 обертальну симетрію діафрагм та композитного блоку в цілому. Усі обертачі працюють на основі тісної електромагнітної взаємодії, що відбувається всередині зазорів між парою тонких діафрагм, і мають невеликі поздовжні розміри (менше, ніж $\lambda_0/30$). Отриманий кут ПП у переданому полі суттєво залежить від геометричних параметрів та частоти, і може відрізнятися між ко- та крос-поляризацією. Кожен з розглянутих обертачів має свої особливості як в електромагнітній природі, так і в потенційній області застосування. Метою даного дослідження є представлення відповідних особливостей обертачів. Деякі з них очевидні одразу, як наслідок топології окремої діафрагми або завдяки симетрії композитного блоку. Інші особливості можна виявити лише за допомогою повнохвильового числового обчислення.

Були розглянуті наступні три пари: 1) подвійно-дзеркальні симетричні діафрагми (*DM*, рис. 2.1а); 2) плоско-кіральні діафрагми зі спряженою геометрією (*CCh*, рис. 2.1б)); 3) спарені плоско-кіральні діафрагми (*TCh*, рис. 2.1в)). Природа явища повороту площини поляризації (ПП) полягає в збудженні специфічних власних коливань діедральної симетрії D_4 з комплексно-значними власними частотами. Тип симетрії D_n означає C_n обертальну симетрію об'єкта навколо поздовжнього напрямку та C_2 симетрію навколо деякої поперечної осі.

Якщо n>2, такі об'єкти без втрат зберігають лінійну поляризацію падаючої основної хвилі в переданому полі та не мають крос-компонент у відбитому полі [44]. Отже, S-матриці об'єктів із D₄ симетрією підкоряються подібно звичайних поздовжньо основним законам. ДО симетричних хвилеводних елементів в одномодовій смузі [64, 73]. Це стосується і двошарових діафрагм у КХ. Тобто явище повороту ПП (в сучасних дослідженнях метаматеріалів його називають "штучною оптичною активністю" [74]) можна поширити на більш широкий клас об'єктів з діедральною симетрією.

Висновки ґрунтуються, головним чином, на чисельному моделюванні, виконаному за допомогою «саморобного» пакета на основі метода узгодження мод *MWD*-2, розробленого в IPE НАНУ (Харків, Україна) [75].

2.1.2 Початковий прояв штучної оптичної активності

Перш за все, слід підкреслити, що топологія як *DM*, так і *CCh* обертачів має симетрію D_4 , тоді як у обертача *TCh* така симетрія відсутня. Завдяки обертальній симетрії C_4 у всіх досліджуваних об'єктах падаюча домінуюча мода збуджує хвилеводні моди КХ лише з непарними азимутальними індексами. Таким чином, модовий спектр є досить розрідженим, і взаємодія між діафрагмами реалізується через моди $TE(M)_{2m+1,n}$, m=0,1,... Більше того, при $\varphi=0$ модовий спектр *DM* обертача є додатково розрідженим, оскільки містить лише половину крос-поляризованих $TE(M)_{2m+1,n}$ пар завдяки подвійній дзеркальній симетрії об'єкта.

Це розрідження вказує на першочергову необхідність малих зазорів для забезпечення інтенсивної взаємодії між діафрагмами через окантуючі поля.

Найважливішим є наступний висновок, зроблений в роботах [66], [76]: щоб обертати ПП, композитний об'єкт повинен бути несиметричним щодо

площини, перпендикулярної до поздовжніх осей. Це випливає безпосередньо з теореми про взаємність при розгляді збудження поздовжньо симетричного об'єкта з передньої чи задньої сторін. У даному випадку *DM* і *TCh* обертачі мають таку симетрію при $\varphi=0$. Обмеження симетрії порушується при $\varphi\neq0$, внаслідок чого всі три обертачі формально здатні до повороту ПП. Однак лише конфігурація *CCh* може виконувати поворот ПП при початковому $\varphi=0$.

Нарешті, геометрії обертачів *DM* і *TCh* мають особливі випадки при $\varphi = \pm 45^{\circ}$, коли крос-компонента у переданому полі відсутня. Це очевидно для обертача *DM*, оскільки композитна структура при $\varphi = \pm 45^{\circ}$ знову набуває подвійної дзеркальної симетрії цілого об'єкта. У випадку з *TCh* це не так очевидно, і для обґрунтування потрібно звернутися до теореми про взаємність.

Властивості обертачів *CCh* і *TCh* значною мірою залежать від ступеня «планарної кіральності» їх компонентів, яка оцінюється як відхилення геометрії діафрагми від подвійно дзеркально симетричної. У зв'язку з цим було розглянуто кілька випадків *C*(*T*)*Ch* з малим $|2dx+a-R\sqrt{2}| < (\lambda_0/100)$ або великим $|2dx+a-R\sqrt{2}| \ge (\lambda_0/10)$ зрушеннями центрів щілин від «дзеркального» положення в поперечному перерізі КХ.

Властивості трьох обертачів були порівняні з трьох точок зору: 1) рівень крос-компонент у переданому полі; 2) рівень узгодження і 3) можливість досягнення ідеального узгодження з потрібним кутом повороту ПП. Через складність робочого механізму розробка таких обертачів може бути реалізована лише шляхом точного електромагнітного моделювання. У зв'язку з цим важливо з'ясувати конфігурацію, що передбачає поведінку основних залежностей. Це сприятиме вибору первинного припущення для процесу оптимізації.

Оскільки існують граничні випадки без повороту ПП, має сенс порівняти початкові значення кутів повороту ПП та знаки кіральності діафрагм, які впливатимуть на поворот ПП у резонансних випадках. Знак планарної кіральності визначається як позитивний, коли четвірки щілин зміщуються проти годинникової стрілки, якщо дивитися збоку падаючого поля і навпаки. Вивчення початкових кутів повороту варто виконати далеко від резонансних точок, наприклад на початку робочої смуги вибраного хвилевода. Зрозуміло, що відбите поле при цьому може бути суттєвим.

Дані про ПП переданої TE_{11} моди в таблиці 2.1 були розраховані для КХ радіусом $R = 23\sqrt{2}$ мм при падінні TE_{11} моди для всіх трьох конфігурацій на частоті f=7,5 ГГц. Розмір щілини становить $a \times b=15 \times 2$ мм, товщина діафрагми t=0,1 мм, зазор між ними l=0,5 мм. Кут між діафрагмами складає 5°.

Параметри dx і dy визначають координати лівого нижнього кута нижньої щілини вхідної діафрагми (рис. 2.1) у декартових координатах квадрата розміром 23×23 мм, вписаного в поперечний переріз КХ. Інші три щілини розміщені уздовж решти сторін цього квадрата відповідним чином, щоб утворити чотирищілинну діафрагму з C_4 обертальною симетрією.

Таким чином, dx і dy визначають зсув щілин паралельно сторонам a і bта відповідають за тип симетрії діафрагм. Коли $2dx + a = R\sqrt{2}$ або $2dy + b = R\sqrt{2}$, кожна з діафрагм має власну подвійну дзеркальну симетрію. Інакше кажучи, вони стають «площинно-кіральними» об'єктами.

Міра 2D кіральності визначається величиною dx. Кіральність проявляє себе слабо, і її рівень істотно не впливає на кут α . Навіть у граничних випадках 2D кіральності (третій рядок у таблиці 2.1) її вплив на властивості *TCh* обертача залишається незначним.

Таблиця 2.1. Кути початкового повороту ПП в переданому полі на низьких частотах при малому куті між діафрагмами (φ =5°)

| Тип діафрагм та параметри | Кіральність 1 ^{ої} | Кіральність 2 ^{ої} | Кут |
|-------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-------------------------|
| кіральності | діафрагми | діафрагми | повороту |
| | | | $\Pi\Pi \alpha$ |
| DM ($dx = 4.0$) | немає | немає | 4.16° |
| TCh ($dx = 3.8$) | + | + | 4.15° |
| TCh(dx = 0) | + | + | 3.51° |
| CCh(dx = 8.0) | — | + | -88.37° |
| CCh(dx = 6.0) | — | + | -10.59° |
| CCh $(dx = 4.7)$ | — | + | -10⁻⁴ |
| CCh ($dx = 4.2$) | — | + | $+2.99^{\circ}$ |
| CCh ($dx = 4.0$) case of DM | немає | немає | $+4.16^{\circ}$ |
| CCh ($dx = 3.8$) | + | _ | $+5.32^{\circ}$ |
| CCh ($dx = 2.0$) | + | — | $+41.50^{\circ}$ |
| $\operatorname{CCh}(dx = 0)$ | + | _ | $+55.37^{\circ}$ |

Обидва випадки DM та TCh демонструють симетрію частотних характеристик по φ , тобто

$$\alpha(\varphi) = -\alpha(-\varphi), RL(\varphi) = RL(-\varphi)$$
(2.1)

для обертачів *DM* і *TCh*. Це очевидно у випадку *DM*, але це вимагає додаткового пояснення для *TCh*. Справа в тому, що *TCh* обертач з $\varphi>0$ і $\varphi<0$ відповідає збудженню *TCh* обертача або з передньої, або з протилежної сторони. Завдяки закону взаємності коефіцієнти передачі повинні бути рівними.

Таким чином, з числових даних можна зробити висновок про деяку еквівалентність між *DM* та *TCh* діафрагмами з невеликими зміщеннями щілин, як передбачуваних компонент двошарових обертачів.

На відміну від *DM* і *TCh*, обертач *CCh* демонструє зовсім інший рівень "оптичної активності" навіть при малих кутах взаємного повороту. Відповідні дані для *CCh* представлені в нижній частині таблиці 2.1. Спочатку можна помітити, що кути повороту ПП змімюються від α =-88° при *dx*=8 до α =+55° при *dx*=0, коли чотири щілини синхронно зсунуті вздовж сторін квадрата, вписаного у КХ.

По-друге, можна спостерігати цікавий випадок обертача *CCh* (*dx*=4,7), коли штучна оптична активність відсутня (*α*=0). У цьому випадку 3*D*-кіральність, отримана спряженими 2*D*-кіральними діафрагмами, "компенсується" відповідним взаємним кутом між компонентами обертача. Це також вплине на поведінку такого "скомпенсованого" об'єкта в резонансній частотній смузі (рис. 2.5).

По-третє, спостерігається зміна знаку *α*, що свідчить про радикальну зміну електромагнітних властивостей при розгляді такого об'єкта як «метаматеріала».

2.1.3 Двошарові обертачі в резонансній смузі

Вище обговорювались випадки повороту площини поляризації при суттєвій неузгодженості. Дослідження резонансних властивостей відкриває шлях до перестроювальних, добре узгоджених структур.

Усі обертачі зазвичай мають частотні відгуки з двома точками або ідеального узгодження (DM, CCh) або прийнятного рівня узгодження (TCh) для будь-яких кутів φ . Їх частоти суттєво залежать від геометрії об'єкта. Зазвичай точки ідеального узгодження (TIУ) відокремлені, але можуть бути дуже близькими за частотою або навіть об'єднуватися, утворюючи єдині екстремуми узгодження замість окремих пар TIУ. Розташуванням TIУ можна керувати, змінюючи або взаємний кут φ між діафрагмами, або зазор l між ними. Якщо існує конфігурація з близько розміщеними TIУ, можна досягти прийнятної узгодженості в межах 5–7% від пропускної здатності. Такий діапазон геометричних параметрів можна знайти для всіх трьох розглянутих типів обертачів.



Рис. 2.2. Порівняння коефіціентів відбиття S_{11} (жирні криві) та амплітуд кроспоряризованної моди XP (тонкі криві) для DM і TCh обертачів при невеликій (dx=3,8) та помірній (dx=3,0 TCh+) 2D кіральностях при малих кутах між діафрагмами (КХ Ø32,5 мм, щілини 15 мм×3 мм, t=0,1 мм, l=1 мм)

На рис. 2.2 представлені частотні відгуки обертачів *DM* і *TCh* поблизу резонансних смуг. Щілини в діафрагмах *TCh* мають зміщення від центру 0,2 мм при dx=3,8 або 1 мм при dx=3 мм (*TCh*+). Відповідні криві для випадків *DM* та *TCh* повністю збігаються при невеликих зміщеннях щілин, коли *TCh* діафрагми мають невелику площинну кіральність (центри щілин зміщені менш ніж $\lambda_0/100$). Крім того, вони залишаються дуже схожими при малих φ аж до зміщення щілин, рівних $\lambda_0/30$ (штрихова та штрих-пунктирна криві). Таку близькість можна пояснити загальним нулем крос-компоненти при φ =0.

Криві, показані на рис. 2.2, відповідають смузі частот, що охоплює два нуля відбиття на частотній характеристиці. При $\varphi=0$ обертачі *DM* і *TCh* мають пару ТІУ, а єдиний ідеальний полюс відбиття розташований одразу після них. Це явище є загальною рисою, властивою двом однаковим близько розташованим смуговим об'єктам в одномодовому хвилеводі [77, 78]. Навіть незначний взаємний поворот між діафрагмами негайно призводить до виникнення суттєвих сплесків крос-компоненти поблизу високодобротного резонансу відбиття. У цьому контексті можна стверджувати, що об'єкт DM з двоплощинною симетрією компонентів перетворюється в 3D-кіральний об'єкт внаслідок взаємного повороту його компонентів. Аналогічно, обертач TCh, який спочатку формується з 2Dкіральних компонентів, не має 3D кіральності при $\varphi=0$ через свою поздовжню симетрію.

Зі збільшенням φ ТІУ для обертача *DM* швидко наближаються одна до одної аж до злиття. Після злиття спостерігаються лише ненульові мінімуми відбиття. Амплітуда крос-поляризованих компонент у переданому полі також зазвичай збільшується зі збільшенням φ . На жаль, максимум крос-компонент не завжди збігається за частотою із зоною гарного узгодження. Наприклад, при $\varphi=10^{\circ}$ (пунктирні криві на рис. 2.2) амплітуда крос-компонент стає дуже великою, але коефіцієнт відбиття має ненульовий мінімум, а *VSWR* близький до 1,7. Більш обширні числові дослідження показали, що при проектуванні таких структур основною метою є пошук смуг хорошого узгодження, які збігаються з необхідним кутом повороту ПП.



Рис. 2.3. Коефіціенти відбиття S_{11} (жирні криві) та амплітуди кроспоряризованної моди *XP* (тонкі криві) для *TCh* обертача при великій 2*D* кіральності (*dx*=0) при малих кутах між діафрагмами (КХ Ø32,5 мм, щілини 15 мм×3 мм, *t*=0,1 мм, *l*=1 мм)

Коли рівень кіральності діафрагм *TCh* досягає максимального значення (рис. 2.3), залежності, показані на рис. 2.2, повністю змінюються. По-перше, TIУ зливаються навіть при малих $\varphi=5^{\circ}$ (штрихова лінія). Зі збільшенням φ криві S_{11} і *XP* з розділеними максимумами відбиття або крос-поляризації зміщується до низьких частот. При $\varphi=10^{\circ}$, ці максимуми перекриваються (пунктирні криві), що приводить до цікавого, але некорисного загального сплеску "50% відбиття + 50% крос-поляризації".

Крива для *DM* з $\varphi=5^{\circ}$ представлена цілеспрямовано, щоб продемонструвати, що положення частоти резонансної смуги залишається незмінним. Іншими словами, зміна кіральності діафрагми або їх взаємний поворот призводить скоріше до радикального перерозподілу в модових спектрах власних полів, аніж до зміни власної частоти.

Числові дані, отримані методом узгодження мод, з однаковою точністю для всіх трьох обертачів, виявили помітну різницю у властивостях обертачів DM та TCh. Реальні ТІУ у випадку TCh не виявлені, коли $\varphi \neq 0$. DM та CCh (див. нижче) обертачі мають пари нулів коефіцієнта відбиття при будь-якому φ . Тільки для топології TCh були знайдені мінімуми коефіцієнта відбиття, які стають ненульовими при ненульових φ .



Рис. 2.4. Зникнення точок ідеального узгодження та рух мінімумів S_{11} для *TCh* обертача для різних значень 2*D*-кіральності (φ =5°, щілини 15 мм×3 мм, зазор 1 мм)

На рис. 2.4 представлений набір кривих, які показують поступове перетворення початкових нулів коефіцієнта відбиття для обертачів *TCh* зі збільшенням рівня 2*D*-кіральності діафрагм. ЇЇ геометрію змінено від $TCh \equiv DM$ (dx=4 мм, тонка пунктирна лінія) до рівня максимальної 2*D*-кіральності (dx=0, товста суцільна лінія), коли чотири щілини максимально зміщені від центрального (двухдзеркального) положення. Так, на тонких кривих видно, що ТІУ одразу зникають (навіть перед злиттям), коли $dx\neq 4$, тобто коли компоненти обертача *TCh* стають «площинно-кіральними» об'єктами.

Слід нагадати, що геометрії обертачів DM і CCh мають діедральну симетрію D_4 при будь-якому куті φ . На противагу цьому, обертач TCh не має такої симетрії. Цей тип 3D симетрії відповідає симетрії збудженої пари діедральних власних коливань комплексної частоти, які мають "лінійну поляризацію" випромінюваних мод у дальній зоні. У зв'язку з цим можна припустити, що виявлена вище різниця між DM, CCh (див. нижче) і TChобертачами без ТІУ може бути пояснена відсутністю цієї симетрії в останньому випадку.

Додатковий недолік конфігурацій обертачів DM і TCh тісно пов'язаний з швидкою неузгодженістю об'єктів при збільшенні кута між компонентами обертача. Більше того, у випадку з обертачами TCh з максимальною кіральністю зміщений резонанс відбиття повністю знищує необхідний ефект повороту ПП (рис. 2.3). Усе це є прямим наслідком здвоєної топології обертачів DM і TCh.

Навіть далеко від резонансів, обертачі *CCh* демонструють високий рівень оптичної активності. У резонансній смузі частот вони найбільш виразно реагують на взаємний поворот діафрагм, що відкриває широкі можливості для їх застосування. Основна відмінність між *CCh* та іншими типами обертачів полягає в тому, що вони забезпечують поворот ПП навіть при φ =0, тоді як залежність переданої крос-компоненти від кута між діафрагмами втрачає парність.



Рис. 2.5. Коефіціенти відбиття S_{11} (а) та амплітуди крос-компоненти *XP* (б) у резонансній смузі для *CCh* обертача при слабкій кіральності (*dx*=3,8 мм) для різних кутів взаємного повороту діафрагм φ (позначені на кривих)

На рис. 2.5а представлено відгук S_{11} для обертача *CCh* поблизу резонансів для різних кутів φ . Враховуючи діапазон φ , який забезпечує прийнятну узгодженість з дво- або одно-горбою кривими, спостерігається радикальна зміна відгуку, при зміні φ . Діапазон кутів $-5^{\circ} < \varphi < 5^{\circ}$ відповідає швидкій зміні зв'язку між парою власних коливань. Зв'язок спочатку збільшується ($-5^{\circ} < \varphi < -2, 5^{\circ}$), потім зменшується ($\varphi > -2, 5^{\circ}$) до критичного значення (φ =3,7°). Далі відгук S_{11} перетворюється на одногорбу криву без ТІУ ($\varphi > 3, 7^{\circ}$).

На рис. 2.56 представлений набір кривих, що описують швидке зростання крос-поляризованих амплітуд *XP* при резонансах. Штрихові криві відповідають позитивним кутам повороту ПП на низьких частотах і навпаки для суцільних кривих. При позитивних φ , *XP* може досягати дуже високих значень, наприклад, при φ =2,5°, кут повороту α змінюється від 8° при 9,4 ГГц до 30° при 9,8 ГГц з прийнятним *VSWR*<1,2. Однак при φ =5° кут повороту ПП змінюється в тій же смузі від 14° до 55° зі збільшенням неузгодженості. Тому чисельне моделювання таких обертачів потребує багатопараметричних процедур оптимізації.

Тут треба зазначити, що вищезгадана «компенсація» штучної «оптичної активності» у двошарових плоско-кіральних об'єктах шляхом взаємного повороту їх компонент може бути поширена на весь одномодовий діапазон (див., наприклад, криву для $\varphi = -2,5^\circ$ на рис. 2.5б). Крім того, при $\varphi = -2,625^\circ$ рівень *XP* для цієї геометрії дуже слабкий у всьому одномодовому діапазоні. Навіть максимум *XP* поблизу резонансу нижче 0,01. Іншими словами, 3*D*-кіральність, зумовлена двошаровими 2*D* плоско-кіральними діафрагмами, може бути порушена у всьому одномодовому діапазоні шляхом

2.1.4 Вплив внутрішнього зазору в двошарових обертачах

Згідно [64], передбачалося, що ширина зазору відіграє значну роль у частотному відгуці розглянутих компактних обертачів. Справа в тому, що збудження робочих власних коливань засновано на взаємодії окантуючих полів в зазорі. Рівень цієї взаємодії залежить, насамперед, від ширини зазору. Рис. 2.6 ілюструє, як поєднуються рівні крос-поляризованої компоненти в переданому полі та зворотні втрати (обидва в дБ) для всіх трьох конфігурацій. Зони середнього (від –6 до –3 дБ) та максимального (від 3 до



Рис. 2.6. Вплив ширини зазору на *XP* (суцільні) та на *RL* (штрихові) для трьох обертачів: (а) *DM* (штрихові лінії оточують зону *RL*=-10 дБ); (б) *TCh* (штрихові лінії оточують зону *RL*=-20 дБ); (в) *CCh* (штрихові лінії оточують зону *RL*=-20 дБ, співпадаючи з зноною значного повороту ПП), для KX Ø32,5 мм, щілин 15 мм×1 мм, t=0,1 мм, $\varphi=5^{\circ}$, *CCh* та *TCh* мають максимальний зсув відносно центрів (dx=0)

0 дБ) рівня крос-компоненти виділяються різним штрихуваннями. Лінії найкращого узгодження представлені жирною штриховою лінією. Вони описують зони –20 дБ (рис. 2.6(б, в)) або –10 дБ (рис. 2.6а) зворотніх втрат.

Перш за все, можна бачити, що для обертачів *DM* і *TCh* лінії прийнятного або хорошого узгодження, лежать занадто далеко від необхідних зон високих рівнів крос-поляризованної моди. Відповідна узгодженість може бути досягнута або на частотах, що перевищують частоти можливого високого рівня повороту ПП або в межах другої резонансної зони (фрагменти штрихових ліній при великих зазорах на рис. 2.6(a, б)). Ці зміщення між зонами прийнятного узгодження і можливістю повороту ПП робить конструкцію обертачів *DM* і *TCh* занадто складною. На противагу їм, обертач *CCh* демонструє розглянуті вище зони, близькі до збігу. Крім того, з рис. 2.6в видно, що зворотнні втрати крос-компоненти на рівні –20 дБ в зоні від –3 до 0 дБ. Саме в цій зоні можна знайти обертач на 90°.

Жирні штрихові лінії на рис. 2.6в відображають "перетин" двох наборів уявних резонансних ліній, які можуть бути опосередковано пов'язані або з резонансом щілин (горизонтальні фрагменти поблизу 9,5 ГГц) або з "резонансами зазору". Відповідні частини штрихових ліній на рівні -20 дБ нахилені і повторюються по ширині зазору приблизно на половину довжини хвилі домінуючої ТЕ₁₁ моди. Саме цей перший "перетин" на рис. 2.6в формує зону, яка є найбільш цікавою для застосування. Грубо кажучи, електромагнітна взаємодія резонансних діафрагм по окантуючим полям, разом із резонансом всередині зазору, породжує найяскравіший прояв нового виду власних коливань типу D₄. З точки зору природних коливань, розглянута смуга (5 мм<l<15 мм, 9 ГГц<f<10 ГГц на рис. 2.6в) та подальші аналогічні "перехрестя" (27 мм<l<33 мм) є результатом міжмодовової взаємодії парних і непарних коливань пари плоско-кіральних діафрагм.

Навпаки, для випадків *DM* та *TCh* сплески крос-компоненти спостерігається навіть для великих зазорів, але вони розміщуються поблизу частоти відсічення перших вищих мод *TM*₁₁. Поблизу 11,2 ГГц (рис. 2.6в)

реактивне згасання пари TM_{11} дуже слабке, і взаємодія між діафрагмами через моди TM_{11} знову стає значною.

Під кінець цього підрозділу, у таблиці 2.2 наведений стислий підсумок порівняння обертачів площини поляризації різних топологій.

| Тип обертач а | Існування діедрально ї симетрії | Залежніст ь <i>RL</i> , α від знаку φ | Обмеженн я повороту ПП | Існування ТІУ | Співпадінн я хорошого узгодження та сильного повороту ПП | Ширина смуги при можливій налаштованост і |
|---------------------|---------------------------------------|--|------------------------------|------------------|---|--|
| DM | ТАК | HI | декілька градусів | ТАК | HI | _ |
| TCh | HI | HI | декілька десятків | НЕ виявлен | HI | Вузька |
| CCh | ТАК | ТАК | аж до 120° | ТАК | ТАК | (5-7)% |

Таблиця 2.2. Зведена таблиця порівняння обертачів різних топологій

Тепер можна перейти до більш детального розгляду обертача зі спряженою геомерією.

2.2 Перестроювальний поляризатор зі спряженою геометрією

2.2.1 Геометрія обертача ПП



Рис. 2.7. Макет перестроювального обертача в КХ

Розглянутий двошаровий об'єкт показаний на рис. 2.7. Кожна з двох сусідніх металевих діафрагм товщиною t має чотири прямокутні прорізи розмірами $a \times b$, які розташовані рівномірно по азимуту.

За відсутності втрат, внаслідок симетрії C_4 , відбита і передана домінантні моди є лінійно поляризованими. Таким чином, частотна характеристика елемента має риси звичайних двопортовиків, але ці міркування слід ґрунтувати на точних числових моделях, починаючи з фізичних основ явища, яке базується на багатомодовій взаємодії.

Усі числові міркування були виконані на прикладі КХ з радіусом $23/\sqrt{2} \approx 16,26$ мм, так що коло, описане навколо квадрата зі стороною 23 мм. Товщина діафрагм становить 0,1 мм. Розглядалося збудження модою TE_{11} з вертикальною поляризацією.



Рис. 2.8. Структурна схема пристрою

На рис. 2.8 представлена блок-схема пристрою. У кожному фізичному порті, що відповідає КХ, визначено два порти мод, які відповідають домінуючій моді вертикальної та горизонтальної поляризацій. Елементи матриці розсіювання позначаються як $S_{mn}^{(pq)}$, де верхні індекси визначають вихідні та вхідні фізичні порти, а нижні індекси позначають номери мод у цих портах.

Тоді, як було доведено в [79]

$$S_{12}^{(11)} = S_{21}^{(11)} = S_{12}^{(22)} = S_{21}^{(22)} = 0$$
(2.2)

Тут нижні індекси 1 і 2 відповідають основній хвилі *TE*₁₁ вертикальної та горизонтальної поляризацій, відповідно.

Розглянемо виникнення повороту ПП, коли окремі плоско-кіральні діафрагми спочатку наближуються одна до одної. Взаємодія полів поступово збільшується, і поворот ПП стає значним зі зменшенням зазору. Однак зони бажаного повороту ПП та смуги ТІУ спочатку розташовуються занадто далеко одна від одної. Тому доцільно спочатку відстежувати смуги ТІУ та визначити набори геометричних параметрів, у яких вони збігатимуться з областями значних кутів повороту ПП.

2.2.2 Рух резонансних зон і поява повороту ПП

При розробці перестроювального обертача ПП за допомогою взаємного повороту діафрагм можна досягти додаткової мети — виявлення смуг частот ТІУ, які не залежать від взаємного кута між діафрагмами. Коли така смуга перекривається з областю інтенсивної зміни кутів ПП, це дозволяє отримати добре узгоджений обертач.



Рис. 2.9. Пара смуг пропускання при великому зазорі *l*=18 мм для обертача зі щілинами 17 мм×5 мм, *dx=dy=*0

Ці дослідження проілюстровані на рис. 2.9–2.13, де заштриховані зони – смуги пропускання (*RL*>20 дБ) та контурні лінії – кути повороту ПП. Кожна з двох відокремлених діафрагм не обертає ПП через їх власну поздовжню симетрію. Коли дві діафрагми взаємодіють у хвилеводі по

основній хвилі на відстані, що первищує $\lambda_0/2$, спостерігаються звичайні резонанси (рис. 2.9), які зазвичай трактуються як збудження парних і непарних коливань передавального резонатора. Взаємний поворот діафрагм практично не впливає на частотну характеристику. Вплив окантуючих полів, головну роль в яких грає пара TM_{11} , виявляється у слабкій хвилястості лінії RL=20 дБ (рис. 2.9).



Рис. 2.10. Формування та злиття смуг пропускання завдяки взаємодії на окантуючих полях для обертача з помірним зазором l=15,5 мм, щілини 17 мм×5 мм, а dx=dy=0

Лінії, що охоплюють смуги ТІУ, починають «відчувати» взаємний поворот діафрагм сильніше, коли внутрішній зазор стає менше $\lambda_0/2$. Завдяки взаємодії полів перша і друга власні частоти зближуються одина до одної, що призводить до утворення дуже вузької або навіть частково злитої прохідної смуги (рис. 2.10). Кут α залишається дуже малим, а поворот ПП відчувається лише поблизу частоти відсічення TM_{11} моди, де формується новий резонанс у верхній частині одномодового діапазону. Це відбувається завдяки зростанню власного коефіцієнта відбиття моди TM_{11} і відповідає відбиттю TM_{11} біля частоти її відсікання на 11,24 ГГц. Значення α є суттєвими, проте цей резонанс виявляється занадто вузькосмуговим.



Рис. 2.11. Локалізовані смуги пропускання із значним поворотом ПП для обертача з помірним зазором l=10 мм, щілини 17 мм×5 мм, а dx=dy=0

З подальшим зменшенням зазору смуга пропускання перетворюється на локалізовану зону по φ , а лінії відчутного повороту ПП перетинають смугу пропускання (рис. 2.11). Тут слід зазначити, що спочатку найбільші значення повороту ПП спостерігаються поблизу $\varphi=0$, коли щілини першої і другої діафрагм паралельні. Максимальна пропускна здатність, приблизно 10%, спостерігається поблизу $\varphi=-20^\circ$. Коли φ змінюється на ±20°, то можна обертати ПП до 15°.

Нарешті, можна продемонструвати пару кільцеподібних характеристик смуг пропускання для обертачів з вузькими зазорами. У такому разі взаємодія даіфрагм реалізується через більшу кількість затухаючих мод з непарними азимутальними індексами, внаслідок чого контурні лінії α =const перестають бути симетричними відносно φ =0. Кожен з цих елементів з вузькими і дуже вузькими зазорами може забезпечити незалежні від φ області смуги пропускання, які можуть бути використані для проектування обертача.



Рис. 2.12. Кільцеподібна смуга пропускання та кути повороту ПП в координатах « ϕ -частота» для обертача з вузьким зазором *l*=2,5 мм, щілини 17 мм×5 мм, а *dx*=*dy*=0

Наприклад, при *l*=2,5 мм (рис. 2.12) існує "горизонтальна" область смуги пропускання близько 10,3 ГГц, де взаємний поворот діафрагм від –40° до +5° обертає ПП на 100°. Ця область кільцеподібної прохідної смуги перетинає лінію загального перетворення в крос-поляризацію (чорний "промінь із ліній" на рис. 2.12). Звичайно, діапазон повороту ПП може бути зміщений відповідним вибором зазору та геометрії діафрагми.

Вищезгадана геометрія діафрагми з щілинами розмірами 17 мм×5 мм і dx=dy=0 не дозволяє знайти приклад характеристики для обертача з меншим зазором. Справа в тому що "кільцеподібні смуги пропускання" проявляють сильну деформацію "прямих ліній кута ПП" поблизу повороту на 90°, внаслідок чого вони є занадто віддаленими від незалежних від φ зон смуг пропускання.



Рис. 2.13. Смуга пропускання та кути повороту ПП в координатах " φ – частота" для обертача з дуже вузьким зазором *l*=0,9 мм, щілини 17 мм×4 мм, і dx=dy=0

Тим не менш, була знайдена відповідна конфігурація для більш вузьких щілин з профілем 17 мм×4 мм (рис. 2.13). Звичайно, пропускна здатність тут дещо вужча, але лінії α =const рівномірно розподілені по горизонтальній області поблизу f=10,5 ГГц, що забезпечує діапазон кутів повороту ПП більше 90°. Випадок повного перетворення в крос-поляризацію розміщений в середині необхідного діапазону варіації φ .

| N⁰ | мода | $f_{\rm cut}(\Gamma\Gamma$ ц) | $\left a_{n}^{+}\right $ | $\left a_{n}^{-}\right $ |
|----|----------------|-------------------------------|--------------------------|--------------------------|
| 1 | $TE_{1,1,v}$ | 5.40 | 33.57 | 33.79 |
| 2 | $TE_{1,1,h}$ | 5.40 | 32.45 | 32.46 |
| 3 | $TM_{0,1,h}$ | 7.06 | $5 \cdot 10^{-15}$ | $2 \cdot 10^{-14}$ |
| 4 | $TE_{2,1,v}$ | 8.96 | $4 \cdot 10^{-14}$ | $3 \cdot 10^{-14}$ |
| 5 | $TE_{2,1,h}$ | 8.96 | $8 \cdot 10^{-14}$ | $7 \cdot 10^{-14}$ |
| 6 | $TE_{0,1,v}$ | 11.24 | $2 \cdot 10^{-14}$ | $2 \cdot 10^{-14}$ |
| 7 | $TM_{1,1,\nu}$ | 11.24 | 30.84 | 24.12 |
| 8 | $TM_{1,1,h}$ | 11.24 | 22.73 | 29.11 |
| 9 | $TE_{3,1,v}$ | 12.33 | 5.99 | 6.81 |
| 10 | $TE_{3,1,h}$ | 12.33 | 14.52 | 13.77 |

Таблиця 2.3. Амплітуди в середині зазору при резонансі

У таблиці 2.3 наведені значення частот відсічення та амплітуди перших 10 мод КХ всередині зазору між діафрагмами для обертача з рис. 2.13, для кута повороту $\varphi = -25^{\circ}$ і частоти f=10,42 ГГц. Амплітуди мод a_n^{\pm} відповідають межам зазору $z=\pm l/2$ (рис. 2.8). Як зазначалося вище, внаслідок C_4 симетрії моди з парними азимутальними індексами не збуджуються. У цьому випадку ПП обертається на $-88,35^{\circ}$. Великі значення амплітуд a_1^{\pm} і a_2^{\pm} , в порівнянні з іншими амплітудами, свідчить про резонансне збудження обертача. Варто відзначити, що вагомий внесок у формування поля роблять саме слабко згасаючі вищі моди TM_{11} .

2.2.3 Підтвердження чисельних розрахунків

Хоча використане «саморобне» програмне забезпечення *MWD* і було підтверджено на багатьох інших пристроях, також тут представлені числові дані, отримані в комерційному пакеті *CST Microwave Studio*. Рис. 2.14 підтверджує добре узгодження даних з *MWD* з даними отриманими в *CST*.



Рис. 2.14. порівняння данних числьного моделювання *MWD* з *CST* для обертача *CCh*, для щілин 17 мм×4 мм, R=32 мм, t=0,1 мм, l=1 мм, $\varphi=-32^{\circ}$

Робота запропонованого об'єкта базується на відносно вузькосмугових резонансах, і необхідно провести експеримент для підтвердження можливостей такого перестроювального обертача, реалізованого в *X*-діапазоні.

Експериментальна установка та методи вимірювання електродинамічних характеристик описані в розділі 5.



Рис. 2.15. Розподіл *VSWR* в координатах " φ -частота" для обертача *CCh*, $a \times b = 17$ мм×4 мм та l = 0,9 мм. (а) Експериментальне «кільце», (б) Порівняння експериментальних та теоретичних даних

2D розподіл коефіцієнта стоячої хвилі по напрузі (VSWR), представлений на рис. 2.15, був отриманий шляхом поетапної зміни кута φ з частотним скануванням в X-діапазоні. Щодо розміщення на площині " φ – частота", можна відзначити, що експериментальні дані, показані на рис. 2.15, повністю збігаються з відповідним фрагментом кільця ТІУ, показаним на рис. 2.13.



Рис. 2.16. Порівняння числових та експериментальних даних VSWR та кута повороту ПП на частоті f=10,39 ГГц для перестроювального обертача зі щілинами 17 мм×4 мм та l=0,9 мм

Результат вимірювань *VSWR* та параметри переданого поля на фіксованій частоті f=10,39 ГГц дещо несподівані. Це представлено на рис. 2.16. Річ у тому, що і смуга φ з низьким *VSWR*, і отриманий діапазон кутів повороту ПП виявився ширшим в експерименті, ніж в теорії. Ці розбіжності можуть бути пояснені втратами, які не враховувалися при чисельному моделюванні.

Фактично, обертач, показаний на рис. 2.13, був узгоджений, коли кут між діафрагмами змінювався між –10° та –30°. Рухаючи одну з них в цьому діапазоні, можна отримати результуючий поворот ПП близький до 100°, включаючи точку крос-поляризації щодо поля, що падає.

Такі обертачі працюють на відносно високо добротних власних коливаннях, які мають як випромінювання, так і омічні втрати в металі внаслідок сильних полів у зазорі. Тому має сенс оцінити втрати, що вносяться обертачем. Це було зроблено шляхом вимірювання загальних втрат від джерела до пристрою регістрації, з обертачем і без нього. Найгірші дані на частоті 10,45 ГГц представлені в таблиці 2.4.

| <i>f</i> (ГГц) | <i>φ</i> =-30° | <i>φ</i> =-20° | <i>φ</i> =-10° |
|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 10,45 | 0,25 дБ | 0,8 дБ | 1,1 дБ |

Таблиця 2.4. Загальні втрати, що вносяться, експериментальним обертачем

Відносно великі втрати можна пояснити грубим виготовленням обертача, зокрема, через ковзні контакти між компонентами, оскільки він не обладнаний відповідним дроселем. Це могло привести до можливого витоку енергії через ці контакти.

Висновки до розділу 2

Було розглянуто три хвилеводних об'єкти, які виявляють властивості повороту площини поляризації ("оптичної активністі") завдяки 3*D*-кіральній топології. Вони діють на резонансному ефекті, протилежному класичним пристроям, що використовують послідовний зсув фази. Це призводить до дуже компактних поздовжніх розмірів. Ці пари плоско-кіральних діафрагм поєднані у спарений або спряжений спосіб. У свою чергу, їх окремі компоненти мають або подвійну дзеркальну симетрію або є площинними об'єктами з 2*D*-планарною кіральністю. Усі вони мають C_4 обертальну симетрію. Як композитні об'єкти вони мають або не мають діедральної симетрії D_4 . Ці топологічні відмінності призводять до їх різних властивостей, як хвилеводних елементів для повороту ПП. А саме:

• обертач *DM* (подвійна дзеркальна симетрія компонентів + взаємний поворот діафрагм) має D_4 симетрію. Він забезпечує порівняно повільний поворот з нулями крос-компонент при $\varphi=0^\circ,45^\circ$ і супроводжується парами ТІУ;

• обертач *TCh* (2*D* планарні кіральні компоненти + поворот діафрагм) не має D_4 симетрії. Він забезпечує більш сильний поворот з нулями кроскомпонент при $\varphi=0^\circ,45^\circ$, але він характеризується вузькими смугами узгодження. ТІУ для цього обертача не виявлені; • обертач *CCh* (2*D*-планарна кіральність компонентів, зібраних спряженим способом) має *D*₄ симетрію і забезпечує поворот ПП при будь-якому *φ*. Він характеризується існуванням ТІУ та очевидними способами досягнення пропускної здатності в кілька відсотків.

Нарешті, топологія *CCh* дозволяє знайти геометрію механічно регульованого обертача довжиною $\lambda_0/30$ (або менше), що забезпечує поворот ПП на 90° при невеликому взаємному повороті між діафрагмами.

Було продемонстровано можливість розробки нового компактного перестроювального обертача ПП в КХ як чисельним моделюванням, так і експериментально в *X*-діапазоні. Цей поворот ПП базується на новому принципі і дозволяє змінювати поляризацію переданого поля на кути, що перевищують 90°.

Будучи відносно вузькосмуговим, обертач працює на власних коливаннях, що збуджуються всередині пари спряжених плоско-хіральних діафрагм, які забезпечують різні ПП по обидва боки елементу. Кут повороту ПП може бути змінений механічним поворотом однієї з діафрагм навколо своєї осі. Важливо, що необхідний діапазон повороту діафрагми набагато менший за бажаний кут повороту ПП. Електромагнітний механізм роботи полягає в маніпулюванні взаємодією окантуючих полів у зазорі. Поздовжні розміри такого обертача можуть бути менше $\lambda_0/30$.

Поле в зазорі відіграє тут головну роль. Приймаючи до уваги результати та вище описані можливості для управління ПП шляхом маніпуляції полем у зазорі, існує можливість створити електронноналаштовуваний компактий обертач. Вони можуть базуватися на планарнокіральних парах (діафрагмах або екранах) і на зазорах, заповнених тонкими шарами гіротропного середовища для управління ПП по поздовжньому зовнішньому полю.

РОЗДІЛ З

ДОСЛІДЖЕННЯ ТОНКОЇ СТРУКТУРИ ЯВИЩА ШТУЧНОЇ ОПТИЧНОЇ АКТИВНОСТІ В ДВОШАРОВИХ ОБ'ЄКТАХ З ДІЕДРАЛЬНОЮ СИМЕТРІЄЮ

Цей розділ дисертації присвячений дослідженню впливу топології окремих компонентів планарно-кірального двошарового об'єкта, що складається з пари спряжених діафрагм з прямокутними щілинами у КХ, на його резонансні частоти, добротність резонансів та здатність обертати площину поляризації. Матеріали розділу опубліковані у роботах [79–81].

прикладі хвилевідної метакомірки показано, Ha ЩО введення додаткових кілець із щілин у двошарову плоско-кіральну діафрагму в КХ приводить до виникнення нових резонансів штучної оптичної активності (ШОА). Навіть при незначній кіральності шарів ці кільця збільшують кількість резонансів ШОА в одномодовому наближенні. У локусах ШОА зближення та трансформації власних коливань максимуми спостерігаються при повороті площини поляризації до 90°, при цьому може бути досягнуто розширення смуги ШОА до 10%.

3.1 Власні коливання в планарно-кіральних двошарових об'єктах, що породжують штучну оптичну активність

В цьому підрозділі буде показано на прикладі хвилеводу, що внутрішня структура окремих компонентів і діедральна симетрія спряженого двошару дозволяють поширити висновки спектральної теорії (теорії власних коливань) на всі такі об'єкти. З іншого боку, вони поводяться як симетричні двопортові хвилеводні вузли з умовними «симетричними» та «антисиметричними» власними коливаннями. Взаємний вплив цих власних коливань залежить від параметрів двошару, і саме в зоні зближення їх частот досягаються максимальний поворот площини поляризації і найширша смуга пропускання. Показано, що збільшення кількості щілин призводить до зменшення резонансної частоти. Вище згадане, може бути узагальнене на хвилеводні двошари з дієдральною симетрією довільного порядку. Буде показано, як резонансні властивості самих метаатомних компонентів впливають на прояв ШОА. Приклад хвилеводу має велике практичне значення, оскільки, зокрема, розширює сферу застосування компактних поляризаційних обертачів на основі щілинних діафрагм або гофрованих фланців. Його наукове значення полягає у відкритті нових дослідницьких перспектив для подальшого вивчення випадків D_n симетрії з довільними n, а не лише n=2,4,6 у двошарових періодичних ґратках. Теоретичні результати підтверджені експериментальними вимірюваннями, проведеними для пар спряжених діафрагм з різною кількістю прямокутних щілин у X-діапазоні частот.

3.1.1 Загальні риси власних коливань двошару

Розглянемо двошарову планарно-кіральну пару, зображену на рис. 3.1. Кожна діафрагма має n прямокутних прорізів, рівномірно розподілених по азимуту. Ми використовуємо a і b позначення відповідно до x та y розмірів сторін прямокутного прорізу, як показано в нижньому лівому куті першої діафрагми на рис. 3.1.



Рис. 3.1. Пара спряжених багатощілинних плоско-кіральних діафрагм з діедральною симетрією

Така пара об'єктів може бути розміщена всередині певної хвилеводної лінії або у вільному просторі з дискретним модовим базисом, які ми розглядаємо як хвилеводні моди або хвилі Флоке. Як відомо, дисперсійне рівняння, що визначає набір власних коливань такого «відкритого» об'єкта, має наступний вигляд:

$$\det(I - RE\widehat{R}E) = 0, \qquad (3.1)$$

де *R* та \hat{R} узагальнені матриці, що описують багаторазове відбиття хвилеводних мод або хвиль Флоке від зовнішніх компонентів (інтерфейсів) «двошару» та *I* – матриця ідентичності. Діагональна матриця *E*=*E*(*l*) описує процес розповсюдження або реактивного загасання цих хвиль у двошаровому проміжку розміром *l*.

У деяких випадках рівняння (3.1) можна розділити на два множники. Зокрема, у випадку звичайного поздовжньо-симетричного об'єкта $R = \hat{R}$, рівняння (3.1) розбивається на пару

$$\det(I \pm RE) = 0 \tag{3.2}$$

описуючи добре відомі коливання з ІМС («ідеальною магнітною стінкою», в площині симетрії z=0) або з ІЕС ("ідеальною електричною стінкою", при z=0). Вони є рішеннями рівняння (3.2) зі знаком $\ll -\gg$ або знаком $\ll +\gg$ відповідно. Власні коливання з ІЕС і ІМС в площині симетрії мають різні власні частоти.

Окремим випадком поздовжньо-симетричного об'єкта такого роду є одна діафрагма або екран, які функціонують як двошаровий інтерфейс. Ці об'єкти також є двошаровими об'єктами і мають відповідні пари власних коливань. Власні коливання з ІМС є джерелом добре відомих $\lambda/2$ резонансів щілин у діафрагмах або екранах. Коливання з ІЕС, як правило, мають дуже високу добротність і не могли бути виявлені експериментально протягом

тривалого часу через їхнє розташування безпосередньо перед багатомодовою смугою.

Розглянемо тепер двошарові діафрагми або екрани. Припустимо, що обидва двошарові компоненти ідентичні та мають плоску кіральність. У цьому випадку вони можуть утворювати два види тривимірних кіральних об'єктів з ШОА. Компоненти можуть бути або "спряженими" (з діедральною симетрією), або азимутально зміщеними одна відносно іншої вздовж поздовжньої осі. Деякі істотні відмінності в електродинаміці цих пар розглянуті в попередньому розділі.

Фундаментальна відмінність між цими двома об'єктами з мікрохвильової точки зору полягає в тому, що тільки спряжений варіант підпорядковується властивостям симетричного двопортовика, що буде показано нижче.

Відповідно до розв'язку задачі розсіювання у випадку без втрат, на вихідному порту об'єкта з обертальною симетрією C_n , $n \ge 3$ зберігається лінійність падаючої хвилі. Реальний кут α повороту ПП походить з

$$\tan \alpha = \operatorname{Re} S_{21}^{(cross,co)} / \operatorname{Re} S_{21}^{(co,co)}$$
(3.3)

і вираховується чисельно. Він визначається частотою, установчими параметрами об'єкта та його геометрією. Тут $S_{21}^{(cross,co)}$ та $S_{21}^{(co,co)}$ – коефіцієнти пропускання в крос- та ко-поляризовані моди (хвилі) відповідно.

Якщо розсіювач має діедральну симетрію, задовольняється співвідношення

$$\arg S_{11}^{(co,co)} = \arg S_{21}^{(cross,co)} \pm \pi / 2$$
(3.4)

Це є підставою розглядати такий об'єкт як двопортовик особливої симетрії.

З іншого боку, пара ідентичних не спряжених плоско-кіральних діафрагм із взаємним кутовим зсувом, що також забезпечує ШОА, є асиметричнним двопортовиком. Для неї не виконується співвідношення (3.4).

Щоб далі досліджувати явище ШОА, ми розглядаємо лише об'єкти з D_n симетрією, $n \ge 3$. У цьому випадку (а) поляризація розсіяного поля в дальній зоні залишається лінійною, (б) ефект повороту ПП не залежить від поляризації падаючої моди, (в) немає крос-поляризованих мод у відбитому полі і (г) структура має найширшу одномодову смугу частот, яка обмежена зверху частотою зрізу TM_{11} моди.

Зауважимо, що затухаючі моди в зазорі двошару відіграють вирішальну роль у збудженні власних коливань і визначають їх особливості. Таким чином, для звичайних резонаторів на регулярних ділянках хвилеводу реальні частини сусідніх власних частот, що генеруються всередині зазору двошару, зменшуються з збільшенням величини зазору. Однак перша пара коливань, що утворюється у вузькому зазорі двошару, поводиться нестандартно через інтенсивну взаємодію затухаючих полів. У розглянутому діедральному випадку спектральні лінії можуть як зближуватися, так і розходитися в залежності від величини зазору між компонентами метаатома. Ця властивість надає кривим ШОА двогорбу форму.

3.1.2 Діедральна конфігурація, як засіб впливу на ШОА, її резонанси та власні коливання

Перш за все, ми звернемося до резонансів однієї діафрагми для структури, представленої на рис. 3.1. У цьому випадку в рівнянні (3.2) R – це матриця відбиття мод багатоканальної лінії, що падає на площинне з'єднання (ПЗ) з круглим хвилеводом, сама ж багатоканальна лінія складається з n малогабаритних прямокутних хвилеводів. Відповідно до [82] такі ПЗ мають апертурні власні коливання з комплексними частотами $f_{eigen,pj}$ близькими до граничної частоти TM_{11} моди високого порядку круглого хвилеводу. Наприклад, якщо радіус круглого хвилеводу R=16 мм, розміри щілини

a=12 мм і *b*=1 мм, і *n*=6, площинні з'єднання характеризуються парою вироджених кросполяризованих апертурних коливань на частоті $f_{eigen,pj}$ =(11,41–*i*0,0008) ГГц. Це полюс характеристичного рівняння (3.1) для діафрагм, утворених згаданими площинними з'єднаннями.

Нехай товщина діафрагми t=2,5 мм. У взаємодію вступають два апертурних коливання, притаманні вхідному та вихідному ПЗ. Загалом набір із шести щілин, що беруть участь у взаємодії, дає симетричне коливання на $f_{eigen,iris}^+ = (11,22-i0,04)$ ГГц і антисиметричне коливання надзвичайно високої добротності на $f_{eigen,iris}^- = (11,4262-i3,12\cdot10^{-6})$ ГГц, розташоване безпосередньо перед частотою відсікання $f_{cut}(TM_{11}) = 11,4265$ ГГц першої моди високого порядку КХ.

Резонансні частоти однієї діафрагми з кількома щілинами та ширина смуги перераховані в порядку зростання *n* у таблиці 3.1.

Таблиця 3.1. Резонансні частоти (ГГц) для однієї багатощілинної діафрагми (рис 3.1) при різних розмірах щілин

| Геометрія n = 3 | n – 3 | <i>n</i> = 4 | <i>n</i> = 6 | <i>n</i> = 8 | <i>n</i> = | n = | <i>n</i> = | n = | <i>n</i> = |
|--|-------|--------------|--------------|--------------|------------|------|------------|------|------------|
| | n = 5 | | | | 10 | 12 | 14 | 16 | 18 |
| <i>а</i> =12 мм, <i>b</i> =1 мм, | 10.07 | 10.97 | 10.50 | 10.44 | 10.12 | 0.82 | | | |
| <i>t</i> =1 мм | 10.97 | 10.87 | 10.50 | 10.44 | 10.12 | 9.02 | | | l |
| Смуга (3дБ) змінюється від 0.2 ГГц (<i>n</i> =4) до 1.1 ГГц (<i>n</i> =12) | | | | | | | | | |
| а=12 мм, | | | | | | | | | |
| <i>b</i> =0.5 мм, | 10.96 | 10.87 | 10.60 | 10.43 | 10.11 | 9.78 | 9.56 | 9.41 | 9.25 |
| <i>t</i> =0,5 мм | | | | | | | | | |
| Смуга (3дБ) змінюється від 0.2 ГГц (<i>n</i> =4) до 1.4 ГГц (<i>n</i> =18) | | | | | | | | | |
| а=12 мм, | | | | | | | | | |
| <i>b</i> =0.5 мм, | 10.77 | 10.64 | 10.32 | 10.00 | 9.43 | 8.83 | 8.41 | 8.15 | 7.93 |
| <i>t</i> =0.1 мм | | | | | | | | | |
| Смуга (3дБ) змінюється від 0.37 ГГц (<i>n</i> =4) до 2.23 ГГц (<i>n</i> =18) | | | | | | | | | |
Виявляється, що резонансні частоти досить близькі до $\text{Re}(f^+_{eigen,iris})$ незважаючи на той факт, що значення $\text{Im}(f^+_{eigen,iris})$ досить великі. Було показано, що: 1) зростання кількості щілин зменшує резонансну частоту та Q; 2) звуження щілини мало вплинуло на характеристики; 3) резонанси тонких діафрагм порівняно з товстими були зміщені вниз по частоті та Q.

Для розглянутого пристрою характерні резонанси, що утворюються за рахунок особливостей обох топологічних складових. Вони являють собою резонанси самих діафрагм (екранів) і резонансів, що утворюються в проміжках між ними. Обидва добре розпізнаються на 2D зображеннях (рис. 3.2) коефіцієнта відбиття $S_{11}(\varphi,l)$ для R=16 мм, n=6, t=0,1 мм, a=12 мм, b=0,5 мм і dy=0. Смуги хорошого узгодження показано темно-синим кольором. Смуги сильного відбиття показані червоним. Рис. 3.2 ілюструє випадки некіральної (рис. 3.2а) та кіральної (рис. 3.26) діафрагм. Коли $dx = (R\sqrt{2}-a)/2 \approx 5,31$ мм (рис. 3.2а), існують 2*n* площини дзеркальної симетрії для діафрагм та 2n+1 площини для збірного 3D об'єкта. На рис. 3.26 зображено випадок максимального (dx=0) зміщення центрів щілин від центрів сторін квадрата, вписаного в переріз круглого хвилеводу.

В області Re(f⁺_{eigen,iris}) на частоті 9,6 ГГц для dx≈5,31 мм та частоті 10,6 ГГц для dx≈0, смуги хорошого узгодження спостерігаються на обох рис. 3.2a і б для великих зазорів, де ближні поля діафрагм практично затухаючі. Лінія «резонансу діафрагми» перетинається кількома лініями



Рис. 3.2. Коефіцієнт відбиття *S*₁₁(*f*,*l*) двошару із 6-щілинних некаральних(а) та кіральних(б) діафрагм

«резонансу щілини», розташованими вздовж l приблизно на $\lambda_g/2$ інтервалі, який є половиною довжини хвилі основної TE_{11} моди.

Рис. 3.2а відповідає поздовжньо-симетричній структурі з некіральними діафрагмами, штрихові та пунктирні криві представляють реальні частини перших двох власних коливань двошару. У цьому випадку власні коливання з ІЕС та ІМС у площині симетрії є незалежними, оскільки є розв'язками різних крайових задач. Тому криві $\text{Re}(f_{eigen})$ для симетричних і антисиметричних власних коливань можуть зближатися. Це спостерігається при l=9,2 мм. В області цього значення зазору, в межах інтервалу $l=8,4\div10,6$ мм, спостерігається сильне відбиття у всій одномодової смузі частот.

Структура, на рис. 3.2б не має поздовжньої симетрії. В цьому випадку криві $\text{Re}(f_{eigen})$ на рис. 3.2б являють собою умовно антисиметричні та симетричні власні коливання двошару. Ми визначаємо власні коливання як умовно симетричні або антисиметричні залежно від близькості їх полів до тих, чий тип симетрії відомо наперед. Тобто ми називаємо власне коливання умовно симетричним (або «симетричним» у лапках), якщо кут між його векторами електричного поля на вихідних портах і на найбільших амплітудних піках гострий. Якщо кут тупий, власне коливання умовно називають антисиметричним ("антисиметричним" у лапках). Для кожного власного коливання першої пари існує значення зазору, при якому цей кут дорівнює 90°. Це точки, де, за нашим визначенням, власні коливання змінюють тип традиційної симетрії. На частотах, близьких до відповідної $\text{Re}(f_{eigen})$, ПП повертається на 90° у відповідній задачі розсіювання. Також видно зону повороту ПП через 90±5° (рис. 3.26).

Найбільш цікавою зоною на рис. 3.26 є область невеликих проміжків, де діафрагми взаємодіють своїми ближніми полями, і виникає явище ШОА. Там прості залежності для великих l порушуються. Введення кіральності різко змінює поведінку частотної характеристики. Смуги відбиття замінюються смугами хорошого збігу, і штрихові та пунктирні лінії $\text{Re}(f_{eigen})$ наближаються одна до одної (порівняйте рис. 3.2а та б). Подібне явище було досліджено аналітично і названо «взаємозв'язком» збіжних власних коливань [83]. Запропонована [84] аналітична інтерпретація "перетворення спектру мод" для відкритих об'єктів принесла значні практичні досягнення.

Крім того, посилення геометричної кіральності від відсутності (рис. 3.2а) до максимуму (рис. 3.2б) підвищує добротність резонансів обох типів.

Взаємодія між окремими діафрагмами всередині двошарового зазору радикально залежить від спектра хвилеводних мод, фактично збуджених між діафрагмами. Зокрема, коли передається домінуюча мода TE_{11} круглого хвилевода, взаємодія здійснюється модами $TE(TM)_{|pn\pm 1|,q}$, p=0,1,2,... та q=1,2,...

завдяки C_n симетрії компонентів. Зрозуміло, що для n=3 смуга одномодових частот закінчується частотою зрізу моди TE_{21} . Але для $n\geq 4$ одномодовий діапазон зберігаються до $f_{cut}(TM_{11})$. Найголовніше, що при збільшенні числа щілин, спектр хвилеводних мод всередині зазору стає дедалі рідшим, аж поки, нарешті, лише три частини модового спектра залишаються у взаємодії. Це 1) крос-поляризована пара основних мод TE_{11} , 2) пара перших, злегка затухаючих мод високого порядку TM_{11} і 3) багато швидко затухаючих мод TE_{1q} та TM_{1q} , q=2,3,... Отже, при великих n, вирішальну роль у формуванні колективних частотних і поляризаційних характеристик тривимірних кіральних двошарів у круглому хвилеводі відіграє четвірка мод TE_{11} і TM_{11} горизонтальної і вертикальної поляризації.

У нашому аналізі ефекту, спричиненого азимутальним зсувом двошарових компонентів, ΜИ зосереджуємося лише на діафрагмах максимальної кіральності. Завдяки обертальній симетрії, залежності азимутального зсуву φ (рис. 3.1) мають період $2\pi/n$.



Рис. 3.3. Вплив азимутального зсуву між планарно-кіральними діафрагмами на рівень переданої крос-поляризованої моди для різної кількості щілин (позначені на графіках)

Рис. 3.3 демонструє рівень крос-компоненти TE_{11} у переданому полі для першого резонансу багатощілинного планарно-кірального двошару в одномодовому діапазоні частот при збільшенні *n*. Геометричні параметри: R=16 мм, l=1 мм, t=0,1 мм, dx=dy=0, a=10 мм, b=0,5 мм. Лінії різних *n* відображають контури $TE_{11}^{inc} \Rightarrow TE_{11}^{cross}$ перетворення при 0,5 (суцільні лінії) і 0,8 (штрихові лінії) рівнів крос-поляризованої хвилі, що пройшла. Таким чином, пунктирні лінії описують сильне перетворення в крос-поляризовану моду. Для першого резонансу найбільш виражені коливання резонансної частоти зі зміною φ спостерігаються при n=4. Такі коливання резонансної частоти практично непомітні при n=18, коли середній рівень резонансної частоти ШОА зміщується вниз на 2 ГГц з 9,8 до 7,8 ГГц завдяки збільшенню кількості щілин.

Розглянуті структури для всіх *n* мають другий резонанс приблизно при однаковій частоті, яка характеризується меншим рівенем ШОА.

Ми припускаємо, що граничні положення резонансів ШОА для дуже великих *n* можуть бути визначені резонансами діафрагм двошару, що мають азимутальні «смуги анізотропної провідності», нахилені до радіуса.

3.1.3 Аналітична апроксимація частотної характеристики діедрального двошару

У роботі [70] отримано аналітичні вирази для коефіцієнтів відбиття та пропускання для симетричного двопортовика через набір своїх власних частот та унітарності його *S*-матриці. Незважаючи на те, що пара спряжених кіральних діафрагм не має поздовжньої симетрії, перевіримо, чи можуть ці наближені формули, засновані на розділенні умовно-симетричних і антисиметричних власних коливань, бути застосовані до спряженої структури. Такі конструкції відрізняються від поздовжньо-симетричних геометрій поворотом ПП на виході. Фактичний кут цього повороту можна визначити чисельно, використовуючи відповідний розв'язок неоднорідної крайової задачі. У нашому випадку коефіцієнти відбиття і пропускання апроксимуються як

$$R(f) = -\frac{1}{2}(P^{+} + P^{-}), T(f) = -\frac{1}{2}(P^{+} - P^{-}), \qquad (3.5)$$

де

$$P^{\pm} = \begin{cases} \prod_{i=1}^{N^{\pm}} \frac{(\gamma - \overline{\gamma}_{eigen,i}^{\pm})(\gamma + \gamma_{eigen,i}^{\pm})}{(\gamma - \gamma_{eigen,i}^{\pm})(\gamma + \overline{\gamma}_{eigen,i}^{\pm})}, N^{\pm} > 0, \\ 1, N^{\pm} = 0, \end{cases}$$

$$\gamma = \sqrt{f^2 - f_{cut}^2}, \gamma_{eigen,i}^{\pm} = \sqrt{(f_{eigen,i}^{\pm})^2 - f_{cut}^2}, N^{\pm} -$$
числа симетричних (для +) і антисиметричних (для –) власних коливань, врахованих у апроксимаційній формулі, $f_{eigen,i}^{\pm}$ – відповідні власні частоти, а f_{cut} – частота зрізу домінуючої моди. У нашому випадку для КХ радіусом 16 мм, частота зрізу становить $f_{cut}(TE_{11}) = 5,49058$ ГГц. Смуга над символом позначає комплексне спряження.

Наявне аналітичне представлення частотної характеристики дає змогу оцінити положення ТІУ і, зокрема, передбачити зону їх злиття, що є важливим інструментом у розробці можливих поляризаторів, враховуючи, що злиття створює двогорбий широкосмуговий відгук. Умовою для злиття ТІУ для *i*-ї та *j*-ї сусідніх власних частот є

$$\left(\left|\gamma_{eigen,i}^{+}\right| - \left|\gamma_{eigen,j}^{-}\right|\right)^{2} \le 4 \operatorname{Im}(\gamma_{eigen,i}^{+}) \operatorname{Im}(\gamma_{eigen,j}^{-})$$

$$(3.6)$$

Зауважимо, що збіжність і розбіжність резонансних кривих (рис. 3.2), які створюють зони сильного відбиття або двогорбі криві, значною мірою залежить не тільки від близькості значень Re(f_{eigen}), але й від добротності цих власних коливань. На рис. 3.4 наведено порівняння результатів прямого розв'язку задачі розсіювання, здійсненого за допомогою методу узгодження мод, з реконструкцією частотного відгуку на основі рівняння (3.5) через дві власні частоти. Геометричні параметри R=16 мм, l=1 мм, t=0,1 мм, n=14, dx=dy=0, a=12 мм і b=0,5 мм. Власні частоти обертача ПП з цими параметрами є: $f_{eigen}^- = (7,796-i0,104)$ ГГц, $f_{eigen}^+ = (11,171-i0,085)$ ГГц. Положення власних частот на комплексній площині позначені хрестиками при від'ємних значеннях вісі ординат (рис. 3.4). Результати апроксимації дуже добре узгоджуються з точними розрахунками в даному випадку.



Рис. 3.4. Точно розрахована АЧХ (крива 1) та її апроксимація (крива 3) за формулою (3.5) за допомогою пари власних частот двошару

Зверніть увагу, що власні значення були знайдені за допомогою тих самих матричних операторів, що й у задачі розсіювання. Крос-поляризована складова поля на виході двошарового вузла представлена кривою 2 (рис. 3.4). Вона має дві точки пропускання, супроводжуючи це одночасним поворотом ПП.

Оскільки дві власні частоти зближуються, результати апроксимації все суттєвіше відрізняються від точних значень. Збіжністю власних частот можна керувати, змінюючи зазор між діафрагмами. Рис. 3.5 ілюструє перетворення відгуку по мірі наближення «симетричних» і «антисиметричних» власних коливань. Параметри геометрії, крім l такі ж, як на рис. 3.4. Тут значення $|\text{Im } f_{eigen}^{\pm}|$ знаходяться в діапазоні від 0,27 до 0,46 ГГц, і обидва власні коливання мають низькі добротності. Залежності чорного кольору (1, 2, 3 і 4) на рис. 3.5 відповідають точним значенням, тоді як сині криві відповідають наближеним. Формула (3.5) апроксимує точні значення гірше, якщо власні коливання мають низьку добротність. Отже, наближенні і точні результати суттєво відрізняються для l=7,1 і 7,3 мм. Наближені криві трохи звужують смугу між парою ТІУ. В результаті рівняння (3.6) виявляється дещо неточним для коливань з низькою добротністю (l=7,3 мм). Отримані ТІУ за наближенням при l=7,3 мм зливаються, тоді як точна крива передбачає, що смуга узгодження є незникаючої ширини.



Рис. 3.5. Модель широкосмугового 14-щілинного плоско-кірального двошарового перетворювача зі змінним внутрішнім зазором

Тим не менш, хороший збіг між наближенням і точними результатами в більшості випадків свідчить про те, що на основі двох власних частот деякі важливі характеристики АЧХ можна якісно передбачити апріорі. Це залишається вірним навіть у випадку, коли розсіювач не має поздовжньої симетрії.

Рис. 3.5 додатково ілюструє можливість розширення смуги пропускання ШОА до 5,3% при зближенні двох власних частот (див. пунктирну криву 3 для переданої крос-поляризованої моди).

3.1.4 Експериментальна перевірка

Кілька пар спряжених діафрагм з різною кількістю прямокутних щілин були виготовлені для експериментальної перевірки теоретичних результатів.

Діафрагми виготовлено з мідної фольги товщиною 0,1 мм, а прямокутні щілини розмірами $10 \times 0,5$ мм були випалені лазером. На вставках на рис. 3.66 представлені фото двох пар спряжених діафрагм, які мають з 9 і 18 щілин відповідно. Ця пара діафрагм розміщюється всередині круглого хвилеводу радіусом 16 мм. Інші параметри такі *l*=2,77 мм і *dx*=*dy*=0. Фото хвилеводного вузла зображено на вставці на рис. 3.6а, чорна стрілка вказує на гоніометр з поділками. Довірчий інтервал коефіцієнту відбиття визначається параметрами вимірювального приладу (рис. 3.6а).



Рис. 3.6. Порівняння з експериментом для частотних залежностей коефіцієнта відбиття (а) та кута повороту площини поляризації (б) для двох пар діафрагм з 9 та 18 щілинами

Як видно з рис. 3.6а, експеримент (точки) і теоретичні розрахунки (суцільні лінії) добре узгоджуються. Для *n*=9, спостерігаються мінімуми коефіцієнта відбиття на частотах 9,892 і 11,407 ГГц в експерименті і на 9,800 і 11,349 ГГц при розрахунках, з різницею по частоті 92 і 58 МГц для низькота високочастотних резонансів відповідно. Обидва резонанси при цьому мають рівень –20 дБ. Для *n*=18, коефіцієнт відбиття має мінімум на 9,187 і 11,300 ГГц в експерименті та на 9,135 і 11,205 ГГц в теорії. Різниця в частоті становить 52 і 95 МГц для низькочастотного і високочастотного резонансів відповідно. Коефіцієнт відбиття становить –34 дБ для низькочастотного резонансу і -32 дБ для високочастотного резонансу. Отже, експеримент підтверджує теоретично зроблений висновок про те, що резонансні частоти ШОА зменшуються при збільшенні кількості прямокутних прорізів. Точки на рис. 3.66 для кутів повороту ПП відповідають низько- і високочастотним резонансам при мінімумі відбиття. Вони погоджуються з розрахунками. Деякі розбіжності між результатами обчислень і вимірювань можуть бути пов'язані з неточностю у виготовленні та розміщення діафрагм.

3.2 Явище багато смугової оптичної активності у двошарових об'єктах

Цей підрозділ присвячений виникненню декількох зон оптичної активності у двошарових об'єктах на прикладі хвилеводної мета-комірки. Показано, що введення додаткових кілець із щілин у двошарову планарнокіральну діафрагму в круглому хвилеводі приводить до появи нових резонансів ШОА. Природа їх прояву полягає у збудженні нових власних коливань у зазорі двошарового об'єкта та відповідному повороті площини поляризації на виході метаоб'єкта. Навіть при незначній кіральності шарів ці кільця збільшують кількість резонансів ШОА в одномодовій смузі. У локусах зближення та трансформації власних коливань, властивих планарнокіральним двошарам, максимуми ШОА спостерігаються при повороті площини поляризації до 90°, при цьому може бути досягнуто розширення смуги ШОА до 10%.

3.2.1 Опис запропонованої моделі

Розглянемо альтернативний підхід до формування 3*D*-кіральної метакомірки, який передбачає введення в топологію метакомірки додаткових кілець із щілин для створення багатосмугової АЧХ з ШОА. Вперше це було перевірено на метаповерхні з двома кільцями із щілин у комірці [85]. Такий об'єкт розглядається у круглому хвилеводі, що є цінним узагальненням для випадку довільної обертової C_n симетрії окремих діафрагм і діедральної симетрії об'єкта в цілому. Значення геометричних параметрів зрозуміло з рис. 3.7. Щілини в кожному кільці паралельні сторонам віртуального квадрата, вписаного в коло радіусом *R*. Можливий азимутальний зсув між двома компонентами двошару. Важливо, що при такому зсуві двошар зберігає свою D_n симетрію як у випадку спряжених плоско-кіральних компонентів, так і у випадку симетричних (тобто некіральних) компонентів.



3.2.2 Некіральні діафрагми

На рис. 3.8 представлені частотні характеристики одиночних некіральних хвилеводних діафрагм з одним (а) і двома (б) кільцями з чотирьох прямокутних щілин. Якщо збуджується TE_{11} мода, частотна характеристика першої діафрагми має одну ТІУ (рис. 3.8а), тоді як частотна характеристика діафрагми з двома кільцями щілин (рис. 3.8б) має дві ТІУ.

При аналізі таких одиничних діафрагми, як відкритих резонансних об'єктів, було виявлено в середній частині одномодового діапазону частот одне власне коливання з частотою $f_{single}^{eigen+} = 9,86-i0,53$ ГГц для діафрагми на рис. З.8а та два власних коливання з частотами $f_{single,1}^{eigen+} = 9,95-i0,03$ ГГц



Рис. 3.8. АЧХ (а) однокільцевої і (б) двокільцевої одиночних діафрагм у круглому хвилеводі. Розмір шілин $14 \times 1 \text{ мм}^2$, товщина діафрагми 0,1 мм, зміщення щілин $dx_1=4,5$ мм, $dy_1=0$ для першого (зовнішнього) кільця і $dx_2=4,5$ мм, $dy_2=2$ мм для внутрішнього кільця на рис. б. Радіус хвилеводу тут і далі $23\sqrt{2}$ мм. Штрихові криві представляють апроксимації коефіцієнта відбиття з точки зору однієї (а) або пари (б) комплексно-значних власних частот

та $f_{single,2}^{eigen+} = 10,17 - i1,06$ ГГц для двокільцевої діафрагми на рис. 3.86. Символи «eigen±» позначають симетричні (+) та антисиметричні (-) власні коливання з Власні коливання однієї діафрагми породжуються власними коливаннями апертур двох інтерфейсів (площинних з'єднань (ПЗ)), що з'єднують 4-канальну лінію прямокутних хвилеводів з охоплюючим круглим хвилеводом. ПЗ з одним кільцем щілин (рис. 3.8а) має одне власне коливання з $f_{pj}^{eigen} = 10,69 - i0,02$ ГГц. У випадку, коли одна діафрагма містить два кільця із щілин, то її ПЗ мають вдвічі більше власних коливань з частотами $f_{pj,1}^{eigen} = 10,7 - i0,001$ ГГц та $f_{pj,2}^{eigen} = 10,71 - i0,03$ ГГц. Тому тонка діафрагма з двома кільцями із щілин має два власних коливання.

Крім точної розрахованої АЧХ, на рис. 3.8 також показані штрихові криві, які добре апроксимують АЧХ за формулою з [70], яка враховує одне або два симетричних власних коливання відповідно. Варто відзначити наявність резонансу повного відбиття між двома резонансами повного пропускання однакової поздовжньої симетрії для двокільцевої діафрагми на рис. 3.86.

Природно очікувати подібне подвоєння спектра власних частот і в об'єктах. Дисперсійне рівняння двошарових тривимірного об'єкта. утвореного парою некіральних діафрагм (рис. 3.8б), включає матрицю відбиття R=R1=R2 однієї діафрагми з двома кільцями. Чисельний аналіз показав, що двошаровий об'єкт із двокільцевих діафрагм (рис. 3.8б) із зазором *l*=1 мм має чотири власні коливання, що мають IEC в площині симетрії з частотами $f_{bi,1}^{eigen-} = 9,19 - i0,006$ ГГц, $f_{bi,4}^{eigen-} = 10,7 - i0,06$ ГГц і два власних коливання, що містять ІМС з частотами $f_{bi,2}^{eigen+} = 10,11 - i0,03$ ГГц, $f_{bi,3}^{eigen+} = 10,21 - i0,77$ ГГц. Явна відмінність двошару полягає в тому, що він має помітний об'єм, а тому має антисиметричні власні коливання, які з'являються на АЧХ. Вони мають низьку добротність і помітний низькочастотний зсув від кінця одномодового діапазону частот при $f_{cut}(TM_{11})$.

АЧХ такого симетричного двошару з двома кільцями із шілин для кожного його компонента характеризується чотирма резонансами сумарного пропускання поблизу дійсних частин відповідних власних частот (рис. 3.9). Як випливає з [70], між можливими ТІУ, викликаними власними коливаннями однакової симетрії, завжди існує частота повного відбиття. Спектральне наближення, яке тепер враховує 4 власні частоти (див. пунктирну лінію рис 3.9), знову демонструє хорошу відповідність з числовими даними, помиляючись лише в оцінці можливого злиття двох ТІУ поблизу 10,5 ГГц.

Таким чином, на простому прикладі встановлено факт збільшення кількості можливих резонансів АЧХ при додаванні нового кільця щілин до одиночних компонентів двошарової некіральної діафрагми.



Рис. 3.9. АЧХ двошару, утвореного двокільцевими некіральними діафрагмами для *l*=1 мм. Пунктирна крива представляє наближення через чотири комплексні власні частоти

Перевірено, що те ж саме відбувається у випадку структур з вищим порядком обертальної симетрії для *n*>4.

3.2.3 Кіральні 3D об'єкти з кіральністю в одному із кілець

Нехай центри прорізів у внутрішньому кільці, початково некірального об'єкта, синхронно зміщені. Об'єкт в цілому стає 3D-кіральним і кросполяризована TE_{11} мода з'являється в переданому полі в фазі або протифазі відносно переданої ко-поляризованної моди. На рис. 3.10 показано двовимірний розподіл рівня крос-компоненти ТЕ₁₁ моди в переданому полі від зміщення щілин V внутрішньому кільці. частоти та Початок горизонтальної осі відповідає некіральним діафрагмам, а її кінець відповідає граничному зміщенню щілин, тобто максимальній кіральності геометрії. Навіть при зміщенні на 1 мм внутрішнього кільця від симетричного положення, майже повного перетворення в крос-поляризацію зони спостерігаються на рис.3.10.



Рис. 3.10. Коефіцієнт передачі крос-компоненти S_{21}^{cross} для двошарової планарно-кіральної діафрагми в координатах «зміщення щілин внутрішнього кільця-частота». Для параметрів: $a_j=14$ мм, $b_j=1$ мм, j=1,2; $dx_1=4,5$ мм, $dy_1=0$ мм, $dy_2=2$ мм, l=1 мм. Чорні суцільні криві зображують лінії Re f_j^{eigen} , j=1...4

В принципі крос-поляризація може чітко проявлятися навіть при невеликому зсуві. Це залежить від ступеня близькості власних частот вихідної некіральної діафрагми.

Крім того, на рис. 3.10 показано чорні суцільні лінії Ref^{eigen}, які чітко співпадають з зонами високого рівня крос-компоненти. Ці лінії позначені як

(1)-(4). Початкові значення цих власних частот у некіральному випадку наведено вище. Важливо відзначити, що перше власне коливання вихідної некіральної структури з найвищою добротнітю (з дійсною частиною власної частоти, що дорівнює 9,19 ГГц) раніше за інших реагує на кіральність, що вноситься, значною крос-поляризацією.

Водночас інші три коливання (2-4) є близькими одне до одного. Це призводить до їх взаємовпливу та появи локальних зон дуже високої ШОА. Ці зони частково перекриваються, що призводить до утворення досить широкосмугового ефекту. Коли 5,2 мм<dx₂<5,6 мм, АЧХ такої двошарової діафрагми має двогорбу форму з високим рівнем |*S*₂₁^{cross}|, досягаючи в максимумах одиниці. Природою цього є взаємна трансформація власних коливань, обговорювана для інших геометрій у [83, 84].

3.2.4 Експериментальне підтвердження

Було виготовлено пара діафрагм з відпаленої міді товщиною 0,1 мм. Діафрагми були спряжено розміщені в хвилевідній комірці (рис 3.11а) на відстані 1 мм одна від одної. Положення та розміри щілин відповідали рис 3.10, за вийнятком зафіксованого для експерименту розміру dx_2 , який становив 1 мм.



Рис. 3.11. Фото (а) та АЧХ (б) виготовлених дво-кільцевих діафрагм Вимірювання характеристик проводилося за описаною в розділі 5 методикою, при фіксованому куті взаємного повороту між діафрагмами *φ*=0.

Як видно з отриманих результатів, спостерігається хороше співпадіння смуг узгодження (чорна), проходження ко-компоненти (червона) та кроскомпонент (синя). Суцільні лінії та лінії з точками відповідають теоретичним та експериментальним даним відповідно.

Висновки до розділу 3

1. Послідовність власних коливань плоско-кіральних об'єктів, що утворюють двошар, з сильною оптичною активністю, була продемонстрована у круглому хвилеводі, починаючи з коливань щілинної апертури однієї діафрагми і закінчуючи двошаровою структурою, що функціонує як 3*D*кіральний об'єкт.

2. Двошар з спряжених планарно-кіральних діафрагм з діедральною симетрією порядку *n*≥3 має властивості двопортовика. Фази його коефіцієнтів відбиття та передачі відрізняються на 90°.

3. Якщо двошар має лише обертальну симетрію, він все ще створює смуги оптичної активності (наприклад, коли перший і другий шари «метаатома» не спряжені, але однакові та радіально зміщені). У цьому випадку двошаровий об'єкт поводиться як антисиметричний двопортовик, виявляючи відповідні особливості АЧХ.

4. Показано, що частоти низькодобротних симетричних коливань плоскокіральної діафрагми розташовані в одномодовій смузі частот хвилеводу, тоді як антисиметричні власні коливання високої добротності знаходяться дуже близько до граничної частоти першої вищої моди.

5. Сильна взаємодія хвиль через затухаючі поля відбувається між шарами, коли відстань між ними невелика. Ця взаємодія найбільш виражена, коли власні частоти «симетричних» і «антисиметричних» коливань зближуються, що призводить до явища «перетворення мод». У контексті проблеми розсіювання це проявляється у формуванні відносно широкосмугової зони хорошого узгодження.

6. Особливістю діедральних двошарів є те, що «область» сильного взаємного зв'язку першої пари власних коливань перетинає лінія повороту ПП на 90°. Саме при таких параметрах об'єкта прояв ШОА найбільш виражений.

7. Добротність резонансів оптичної активності сильно залежить від кількості щілин планарно-кіральних діафрагм. А саме: добротності збільшуються а відповідні резонансні частоти першого власного коливання зменшуються зі збільшенням кількості щілин *n*, особливо при невеликій відстані між діафрагмами. Це було експериментально перевірено в *X*-діапазоні і робить можливим розширення пропускної здатності обертачів ПП з ефектом ШОА.

8. Як і у випадку поздовжньо-симетричного двопортовика, об'єкт з діедральною симетрією порядку $n \ge 3$ допускає просту аналітичну апроксимацію коефіцієнтів відбиття та пропускання набором власних частот.

9. Введення додаткових кілець із щілин в хвилеводну діафрагму з обертальною симетрією (або в комірку двовимірного періодичного екрана) збільшує кількість резонансних власних коливань такого об'єкта.

10. У двошарах, утворених планарно-кіральними компонентами, збільшується кількість власних коливань, що призводить до прояву ШОА. Цей факт було перевірено експериментально у *X*-діапазоні. Для прояву тривимірної кіральності достатня незначна кіральність принаймні в одному з кілець.

11. Як двошари з спряжених планарно-кіральних діафрагм, так і двошари симетричних (некіральних) компонентів, але з азимутальним зсувом між ними, демонструють діедральну симетрію та характеризуються ШОА. Їхні *S*-матриці мають властивості симетричного двопортовика з азимутально зміщеними системами координат у портах.

12. Власні коливання структур з діедральною симетрією взаємно впливають один на одного сильніше, ніж у випадку структур з поздовжньою

симетрією. У зонах взаємної трансформації власних коливань спостерігаються не лише найбільші кути повороту площини поляризації, але також найширші смуги ШОА. Запропонований підхід до формування багатозонної ШОА в мета-атомах типу *«fish-net»* також може бути застосований до об'єктів, виготовлених з металевих латок.

РОЗДІЛ 4

ПЕРЕЛАШТОВНИЙ ОБЕРТАЧ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ З ГОФРОВАНИМИ ФЛАНЦЯМИ

Цей розділ дисертації присвячений обертачам площини поляризації, розташованим поза об'ємом лінії передачі. Їх робота грунтується на збудженні особливих («діедральних») власних коливань у хвилеводному об'єкті, який утворюється двома гофрованими фланцями з обертальною топологія забезпечує 3D-кіральність симетрією. Така об'єкта при азимутальному зсуві фланців і повороті площини поляризації на довільний кут у смузі в кілька відсотків з мінімальними зворотними втратами. У круглих і коаксіальних хвилеводах можлива механічна або електронна зміна ПП через взаємний поворот фланців або розміщення керованих елементів (середовища) в порожнині об'єкта. Мателіали розділу опубліковані у роботах [86, 87].

4.1 Спектр хвилеводних мод

Розглянемо хвилевідний вузол, утворений двома близько розташованими «гофрованими» металевими фланцями в круглому хвилеводі. Кожен фланець має *n* однорідних по радіусу секторних канавок, рівномірно розподілених по азимуту (рис. 4.1а). Можливий невеликий проміжок *g* між





Рис. 4.1. Зовнішній вигляд обетача ПП з діедральною симетрією. (а) один фланець із трьома секторними канавками. (б) внутрішня порожнина композитного об'єкта

фланцями, але гальванічний контакт передбачається, коли g=0. Поворот ПП відбувається тільки при $n\geq3$, коли крос-компонента відсутня у відбитому полі; при n=2 об'єкт не підтримує синфазне або протифазне співвідношення між ортогональними компонентами на виході і, отже, не зберігає лінійність поляризації в розсіяному полі.

Дієдральна симетрія геометрії композиційного об'єкта виникає лише тоді, коли $\varphi \neq 0$ або, загалом, коли $\varphi \neq q 180^{\circ}/n$, q=0,1,2,..., тобто за відсутності плоскої симетрії тривимірного об'єкту в цілому. Тут φ – кут взаємного повороту одного фланця відносно іншого. Значення інших розмірів зрозуміло з рис. 4.1.

Поворот ПП можливий із іншою кількістю n прорізів на фланцях. Їх кількість впливає на електродинаміку об'єкта. Тому має сенс зупинитися на спектрах хвилеводних хвиль, що збуджуються об'єктами з C_n симетрією. При збудженні такого об'єкта в круглому хвилеводі основною TE_{11} хвилею маємо:

- якщо n=3, то першою із збуджених вищих мод буде TE_{21} і, таким чином, одномодова смуга буде зменшена до діапазону $f_{cut}^{TE_{11}} < f < f_{cut}^{TE_{21}}$,
- якщо n>3, тоді в полі не буде мод з азимутальними індексами 2, а одномодовий діапазон розшириться до $f_{cut}^{TE_{11}} < f < f_{cut}^{TM_{11}}$.

Межа одномодової смуги є важливою, оскільки вищі хвилі, що поширюються, спотворюють поле домінуючої моди, яка передається (TE_{11}). У зв'язку з цим, говорити лише про поворот ПП вже не можна. Аналіз модового спектру поля в зазорі шириною *g* дозволяє зрозуміти, за допомогою яких вищих мод відбувається взаємодія двох гофрованих фланців, і, зокрема, для оцінки необхідного розширення електричного розміру хвилеводу r_1/λ .

4.2 Обертач площини поляризації з *D*₃ симетрією. Загальні міркування

4.2.1 Обертач площини поляризації з D₃ симетрією при відсутності зазору

Розглянемо C_3 -симетричний композитний об'єкт у круглому хвилеводі, що утворений групою азимутальних канавок, що розширюються вздовж радіуса, на фланцях. Кожна з канавок має кутовий розмір ψ і має «закорочення» при $\rho = r_1$. При g=0, отримуємо залежно від ψ і кута взаємного повороту φ , дві різні топології, що визначаються можливим накладанням отворів канавок (рис. 4.1б). Самі фланці не є плоско-кіральними, і необхідна 3D-кіральність виникає лише при їх взаємному азимутальному зсуві.

Якщо ψ <60° і $\phi \ge \psi$, то об'єкт має вигляд шести окремих закорочених шлейфів. Для появи резонансів необхідні великі значення r_1 , що призводить до збільшення габаритів об'єкта, тому зупинятися на цьому випадку не будемо. Якщо ψ <60° і $\phi < \psi$, то відбувається часткове перекриття отворів сусідніх канавок. У цьому випадку утворюються три об'єднані пари з деякими «ступінчастими» азимутальними перерізами за рахунок перекриття апертур. Залежно від взаємного повороту конфігурація цих секцій змінюється синхронно, що показано в нижній частині рис. 4.2 на прикладі однієї з трьох пар.



Рис. 4.2. Двовимірний розподіл кута повороту ПП α при g=0. Заштрихована область відповідає $|S_{11}| \le 0,1$, білі точки позначають лінію 180° «стрибка» α поблизу максимума $|S_{11}|$. Тут $\psi=58^\circ$, r=16 мм, $r_1=25$ мм, l=10 мм

 \in кути $\varphi = q60^{\circ}$, q = 0, 1, 2, ... при яких об'єкт все ще матиме плоску симетрію. У таких випадках крос-поляризований сигнал не збуджується, і він

вкрай слабкий поблизу цих меж, внаслідок чого відсутній поворот ПП. Поза такими зонами діедральні коливання збуджуються з різною інтенсивністю, а переданий сигнал може характеризуватися значним поворотом ПП.

Відразу підкреслимо, що поворот ПП основної хвилі в полі, що пройшло, завжди спостерігається поблизу точок резонансу, тобто в тих місцях, де амплітуди вищих хвиль ближнього поля збільшуються. У відбитій хвилі крос-компонента завжди відсутня [44], а в полі, що передається, ко- і крос-компоненти синфазні або профазні через C_n -симетрію ($n \ge 3$). В результаті хвиля, що пройшла, зберігає лінійну поляризацію, а матриця розсіювання розглянутого об'єкта з дієдральною топологією має властивості стандартного двопортовика, що з'єднує два однакових одномодових хвилеводи.

Ретельно буде розглянутий лише найпростіший випадок при n=3, що дає достатнє уявлення про властивості таких об'єктів. Підкреслимо лише, що поворот ПП на довільний кут до 90° легко реалізується також при n>3.

На рис. 4.2 показано дані про кут повороту ПП хвилі, що передається, в координатах «азимутальний зсув, частота». Заштрихована область обмежує зону хорошого збігу, в якій $|S_{11}| \le 0,1$. З обраним радіусом круглого хвилеводу (далі всюди r=16 мм) ми маємо наступні частоти відсічення: $f_{cut}^{TE_{11}} = 5,491$ ГГц, $f_{cut}^{TE_{21}} = 9,108$ ГГц, $f_{cut}^{TM_{11}} = 11,427$ ГГц. Таким чином хвилевод формально зберігає одномодовий режим до 9,108 ГГц, коли n=3.

Двовимірний розподіл $|S_{11}(\varphi, f)|$ симетричний відносно кута азимутального зсуву $|S_{11}(\varphi, f)| = |S_{11}(-\varphi, f)|$. Сам розподіл кута повороту ПП $\alpha(\varphi, f) = arctg(S_{21}^{cross} / S_{21}^{copol})$ є антисиметричним і $\alpha(\varphi, f) = -\alpha(-\varphi, f)$. Це пояснюється зміною знаку 3*D*-кіральності на протилежний.

Кути повороту ПП показані кольоровою смугою, яка представлена в нижній частині рисунка 4.2. В одномодовому діапазоні яскраво виражені зони значного повороту ПП моди, що пройшла, в діапазоні частот 7 ГГц</br>
7 ГГц
f<8,5 ГГц. Як видно, смуги кутів повороту різного кольору сходяться до точок поблизу f=8,51 ГГц, при $\varphi=0$, де немає азимутального зміщення. На

f=8,51 ГГц, коли є резонанс повного відбиття ($|S_{11}|=1$) амплітуди вищих мод збільшуються і поворот ПП виникає на основній хвилі, що слабо проходить. Потім, зі збільшенням азимутального зсуву між «фланцями» частотна смуга повороту ПП зміщується вниз, розширюється і досягає області хорошого узгодження поблизу f=7,46 ГГц при азимутальному зсуві $\varphi=58^{\circ}$. При куті $\varphi=60^{\circ}$, об'єкт, що розсіює, знову має плоску симетрію, і крос-поляризована мода при цій геометрії взагалі не збуджується. Починаючи з $\varphi=62^{\circ}$, спостерігається аналогічний поворот ПП, але з протилежним знаком.

Електридинамічна природа повороту ПП виглядає так само, як і у випадку спряжених 4-щілинних плоско-кіральних діафрагм [72]. Власне коливання високої добротності на «запертій» моді, яке проявляється як резонанс високої добротності відбиття, перетворюється на резонанс діедрального коливання, як тільки плоска симетрія складеного об'єкта порушується і виникає діедральна симетрія. У резонансній області при $\varphi \neq 0$, амплітуди як ко-, так і крос-поляризованих вищих мод стають дуже великими. В результаті відбувається поворот ПП навіть на основній хвилі, що слабо проходить. Беручи до уваги [88], можна сказати, що сильне відбиття поблизу *f*=8,51 ГГц при малих кутах φ , з'являється внаслідок взаємодії «фонового» коливання низької добротності на основній *TE*₁₁ моді з виникаючим високо добротним діедральним коливанням.

Азимутальний зсув φ між двома компонентами об'єкта поступово призводить до зменшення відбиття і до збільшення амплітуди хвилі, що пройшла. Примітно, що лінії повної трансформації падаючої TE_{11} -хвилі в крос-поляризовану при α =90° або α =-90° розміщуються спочатку біля ліній максимумів $|S_{11}|$. Іншими словами, мова йде про близькість лінії 180°-«стрибка» кута повороту ПП до ліній максимумів коефіцієнта відбиття. Такі лінії «стрибка» на 180° позначені білими крапками на рисунках. Як виявилося, така «близькість» спостерігається лише там, де лінії інтенсивного повороту ПП розташовані далеко одна від одної. Іншими словами, мова йде про збудження лише одиночних діедральних коливань, на відміну від збудження одночасно кількох коливань різного типу (див., наприклад, рис.4.6 нижче).

Найбільший інтерес представляє сектор $58^{\circ} < \varphi < 62^{\circ}$, який включає одну з точок плоскої симетрії. Саме тут геометрія об'єкта, що розглядається, переходить від випадку трьох закорочених шлейфів зі складними азимутальними перерізами до випадку шести окремих шлейфів сегментного перерізу і навпаки. Щоб зрозуміти електромагнітну природу явища, важливо відзначити, що при наближенні до 58° або зменшенні до 62° зазори між суміжними краями двох фланців зменшуються до нуля. Це створює потужне азимутальне електричне поле між ними та дає сильний ефект повороту ПП. Кут α , що описує нахил ПП на виході, змінює знак на протилежний при проходженні цієї зони кута φ . Це інтуїтивно зрозуміло з порівняння геометрії з $\varphi \le 58^{\circ}$ і $\varphi \ge 62^{\circ}$. Знову звертаючись до вставки в нижній частині рис. 4.2, бачимо різницю у фрагментах поперечних перезрізів сформованих заглушок біля $\varphi \le 58^{\circ}$ і $\varphi \ge 62^{\circ}$.

Рисунок 4.2 підтверджує два факти, характерні для явищ ШОА. Поперше, у формально багатомодовій смузі хвилеводу спостерігається збудження другого діедрального коливання на високих частотах поблизу 10,1–10,2 ГГц. Знову спостерігаються амплітуди TM_{11} -моди в розсіяному полі. По-друге, частота відсічення $f_{cut}^{TE_{21}} = 9,108$ ГГц моди, практично не впливає на характеристику на рис. 4.2. Це також вказує на головну роль TMхвиль з поздовжньою складовою електричного поля у формуванні ШОА.

4.2.2 *D*₃ обертач з канавками, азимутальні розміри яких близькі до 180°/*n*

Як виявилося, азимутальна ширина канавок сильно впливає на можливість необхідного перекриття зон високої ШОА та смуг доброго узгодження. На рисунку 4.3 представлена серія фрагментів розподілів $|S_{11}|$, $\alpha(\varphi, f)$ для п'яти близьких значень азимутальних розмірів секторних канавок. Як видно, вертикальні «зелені смужки», що позначають зону низької

кроскомпоненти біля другої лінії симетрії, звужені. Лінії від'ємних і додатних кутів повороту ПП вправо та вліво від φ =60° стають ближчими



Рис. 4.3. Рух зон сильного повороту ПП і зон доброго узгодження (заштрихованих) з ростом ψ у випадку D_3 обертача з канавками, азимутальний розмір яких близький до 60°. Осі та кольори такі ж, як на рис. 4.2

один до одного. При цьому зрозуміло, що лише об'єкти з 55°<ψ<60° забезпечують надійне перекриття зони хорошого збігу із зоною високої ШОА.

Навпаки, коли ширина канавки перевищує азимутальну ширину виступів (див. рис. 4.3, ψ =62°,65°) замість раніше добре узгодженої зони, біля точки симетрії, з'являються зони відбиття. Справа в тому, що, наприклад, для ψ =62° і 58°< ϕ <62°, між «фланцями» утворюється велика спільна порожнина, яка радикально змінює «електромагнітну ситуацію». Проте, як і раніше, смуги сильного повороту ПП зі збільшенням азимутального зсуву простягаються від першої до другої зони плоскої симетрії та збігаються з добре узгодженою зоною |S₁₁|<0,1 або до ϕ =58° або після ϕ =62°.

Останнє викликає особливий інтерес. У випадку широких канавок при ψ >60°, можна вибрати азимутальний зсув між «фланцями» на 60° так, щоб площина симетрії перетинала виступ одного фланця та канавку іншого, щоб створити обертач з перемиканням. Потім, забезпечивши достатній проміжок між краями першого і другого фланців, можна вставити між ними електрокеровані елементи. Перемикаючи ліві контакти на праві і змінюючи, таким чином, знак 3*D*-кіральності, можна забезпечити швидкий стрибок повороту ПП. Якщо, наприклад, ви використовуєте перемикач з α =-45° до α =+45°, то отримаєте електронний перемикач на ортогональну поляризацію.

4.2.3 Обертач з широкими канавками

Нарешті, ми розглянемо випадок з надзвичайно широкими канавками $(\psi=115^\circ)$, при цьому кожен фланець буде мати по три вузьких ребра з кутом у 5°. При слабкому азимутальному зсуві, хоча ці «виступи» гальванічно з'єднані, композитний об'єкт має три окремих шлейфи, які забезпечують сильне відбиття в діапазонах 7,84–7,89 ГГц і 8,07–8,43 ГГц і вузьку смугу узгодження поблизу 7,79 ГГц.



Рис. 4.4. (а) Двовимірний розподіл $\alpha(\varphi, f)$ для канавок при $\psi=115^{\circ}$ (інші параметри наведено на рис. 4.2). (б) Частотна характеристика та частотна залежність α для обертача з двогорбим відгуком: початкова геометрія (тонка лінія), оптимізована геометрія (товста лінія). (в) Виявлена область злиття резонансів, після чисельної оптимізації геометрії, при фіксованому азимутальному зсуві між фланцями

Коли гальванічний контакт між виступами зникає, три внутрішні порожнини в складеному об'єкті з'єднуються в одну велику кільцеву порожнину. В результаті поруч виникають дві точки резонансу ідеального відбиття f=7,8 ГГц і f=8,4 ГГц. На рисунку 4.4а показано двовимірний розподіл $\alpha(\varphi, f)$ для об'єкта, розглянутого вище. Як і в попередніх випадках, саме від вказаних двох частот ідеального відбиття починаються дві розширювані смуги сильного повороту ПП. Це вказує на збудження двох дієдральних власних коливань. У задачі розсіювання «взаємовплив» між ними призводить до злиття смуг інтенсивного повороту ПП навіть до наступної точки плоскої симетрії. Зона хорошого збігу тут розбита на локальні фрагменти.

Об'єднання двох смуг пропускання збуджених дієдральних коливань для прикладу, показаного на рис. 4.4а, дозволяє використати це для чисельної оптимізації. Дійсно, ми вибираємо азимутальний зсув $\varphi=38^{\circ}$, що забезпечує поворот ПП близький до 90°. Мінімізацією цільової функції $S_{11}(\psi,l,r_1)$ у смузі частот 8,0–8,5 ГГц досягаємо двогорбої характеристики зворотних втрат, характерної для дворезонаторних фільтрів (червона пунктирна лінія на рис 4.4б). При цьому геометричні параметри незначно змінилися: $\psi=116,1^{\circ}(115)^{\circ}$, l=11,3 мм(10 мм), $r_1=24,7$ мм(25 мм) (в дужках вказано початкові розміри).

Якісна зміна розподілу $|S_{11}|$, $\alpha(\varphi, f)$ для оптимізованої геометрії показана на рис. 4.4в, де резонансні смуги повороту ПП чітко видно безпосередньо перед злиттям двох смуг узгодження. Важливо, що характеристика кута повороту ПП відображає перетворення поляризації в ортогональну з невеликим відхиленням у 5% смузі частот. Природа другого колвання, яке дозволяє отримати двогорбий відгук та широку смугу повороту ПП, була знайдена при розгляді перелаштовного обертача при $g\neq 0$.

4.3 Обертач площини поляризації з *D*₃ симетрією при *g*≠0

Очевидна відмінність обертача ПП із зазором між двома фланцями полягає в наступному: спочатку з'являється додатковий параметр, який дозволяє контролювати властивості об'єкта, аж до механічної настройки; подруге, поява додаткової циліндричної порожнини (r_1 -r,g) між гофрованими фланцями може якісно змінити електромагнітні характеристики вузла в цілому.

Можливість збудження нових діедральних коливань, пов'язаних з власними резонансами фланців, не була очевидною. Де умовний резонанс радіального розширення, що визначається насамперед діаметром $2r_1$, близький до резонансів канавок у фланцях, які залежать від l і ψ , можливі більш широкосмугові зони повороту ПП. Така закономірність вже спостерігалася у обертача з 4-х щілинними діафрагмами [72], де резонанси в зазорі між діафрагмами і резонанси самих щілин відігравали подібну роль.

Рис. 4.5 дає уявлення про залежність зворотних втрат від частоти та глибини канавки *l* для початкової «некіральної» геометрії (*φ*=0).



Рис. 4.5. Розподіл $|S_{11}(l,f)|$ для некірального об'єкта ($\varphi=0$) зі збільшенням глибини канавки, з параметрами n=3, g=0,5 мм, $r_1=25$ мм, $\psi=10^\circ$. Стрілки позначають зони відбиття для $|S_{11}|\ge 0,9$

Можна побачити два набори (червоний) яскраво виражених резонансів відбиття з чіткою різницею в ступені частотної дисперсії.

Лінія, що починається з l=0 (без канавок) відповідає відомому резонансу вузького (g=0,5 мм) радіального зазору між двома гладкими фланцями із зовнішнім радіусом $r_1=25$ мм. Цей зазор працює як паралельно з'єднаний радіальний резонатор, створюючи високодобротний резонанс відбиття поблизу $f_{res}^{sup} \cong 8,89$ ГГц. З появою радіальних канавок і відповідно додатковому об'єму, цей резонанс зменшується за частотою та коли n=3, $\varphi=0$, $\psi=10^{\circ}$, l=10 мм ми вже маємо повне відбиття на $f_{res}^{sap} = 8,51$ ГГц. Коли кут φ стає відмінним від нуля, то на цій лінії виникає головна лінія повороту ПП. Назвемо її умовно $f_{res}^{sop}(l)$. Починаючи з l=0, резонансна частота поступово зменшується за законом, близьким до лінійного. При невеликих ψ і l/λ резонанси зазору обертача практично не залежать від азимутального зсуву між гофрованими фланцями.

При наближенні розмірів глибин канавок l до $\lambda/4$ починають проявлятися їх резонанси. Для них характерна більш сильна дисперсія і, що

важливо, лінії $f_{res}^{groove}(l)$ чітко порушуються на границі одномодового діапазону основного хвилеводу, не досягаючи l=0 (рис 4.5). Таким чином, появи другого діедрального коливання можна очікувати лише при значній глибині канавок.

У точках перетину $f_{res}^{gap}(f,l)$ і $f_{res}^{groove}(f,l)$ з'являються характерні зони відсутності резонансів відбиття. Зони широкосмугового відбиття (рис. 4.5) спостерігаються поблизу них. У теорії пов'язаних коливань ця поведінка відома як «графіки Віна». Коли кут φ стає відмінним від нуля, то такі «перетини» відповідають апроксимації дійсних частин власних частот двох діедральних коливань, а в задачі дифракції ця близькість призводить до появи широкосмугових зон повороту ПП. Саме через таку збіжність власних частот тепер можна пояснити характеристики обертачів ПП з g=0 і великими ψ (рис. 4.4).

Розглянемо випадок канавок середнього розміру (ψ =40°), використовуючи розподіл $\alpha(\varphi, f)$ (рис. 4.6) при зазорі g=0,5 мм. Тут за рахунок зближення ліній $f_{res}^{gap}(l)$ і $f_{res}^{groove}(l)$ навіть з канавками l=10–12 мм і невеликими φ формується зона широкосмугового прояву ШОА. Зі збільшенням азимутального зсуву між фланцями лінії резонансів на діедральних коливаннях розходяться. Один з них, відповідний резонансу зазору, зберігає частоту, а другий, пов'язаний з резонансом канавок, сильно залежить від кута φ .

Останній майже лінійно рухається вниз по частоті зі збільшенням азимутального зсуву. При кутах $10^{\circ} < \varphi < 30^{\circ}$ лінія ±90° повороту ПП повністю збігається з центром добре узгодженої смуги, забезпечуючи хороший КСВ обертача на кожній конкретній частоті в діапазоні 7,5–8,5 ГГц.

Як і у випадку обертача з фіксованою геометрією при *g*=0, поява зазору між фланцями, з великими азимутальними канавками, також дозволяє зблизити два резонанси повороту ПП, поєднавши їх з добре узгодженою зоною.



Рис. 4.6. Двовимірний розподіл $\alpha(\varphi, f)$ в зоні злиття резонансів «зазору» та «канавки». Для параметрів g=0,5 мм, $\psi=40^{\circ}$, l=10 мм. Область $|S_{11}|<0,1$ заштрихована

Наприклад, при g=0,5 мм і $\psi=115^{\circ}$, вибравши азимутальний зсув біля 40°, можна отримати ту саму двогорбу характеристику, як на рис. 4.4в з ортогональною поляризацією. Однак у цьому випадку вже можна налаштувати реальний пристрій, шляхом невеликої зміни φ або шляхом вставки елементів керування.

Об'єкт, що розглядається, має велику кількість геометричних параметрів, які дозволяють вирішувати багато задач оптимізації. На закінчення розглянемо характеристики обертача, синтезованого, як пристрій з широкою смугою узгодження. Двовимірний розподіл $\alpha(\varphi, f)$ для обертача, який забезпечує КСХ<1,3 в діапазоні 7,5–8,7 ГГц представлено на рис. 4.7. У діапазоні частот, близьких до 20%, ПП моди, що пройшла, обертається від нуля до α =130°(–50°), проходячи через точку ортогональної поляризації, потім падає до 90°(–90°), а потім повертається до початкового значення в кінці смуги. Такий обертач схожий на певну «призму», яка на виході перетворює смугу частот в сектор кутів повороту ПП.



Рис. 4.7. Приклад добре узгодженого обертача ПП, який відіграє роль «призми», що перетворює частоту на кут повороту ПП. Його параметри $\varphi=20^\circ, \psi=33,4^\circ, r=16$ мм, $r_1=24,2$ мм, g=1,2 мм, l=13,9 мм

4.4 Експериментальне підтвердження

Для демонстрації роботи однієї із запропонованих конструкцій обертачів, з елементами, розташованими поза межами лінії передачі, була виготовлена спеціальна комірка та пара гофрованих фланців (рис. 4.8а). Конструкція комірки подібна до попередньої, з тією лише відмінністю, що досліджувані зразки виступають у ролі елементів конструкції комірки. Зокрема, другий фланець, що може обертатися відносно першого, має риски на зовнішній поверхні для відліку кута взаємного повороту.





Рис. 4.8. Фото виготовленої комірки з встановленими гофрованими фланцями (а), експериментальний стенд для вимірювання коефіцієнту узгодження (б)

Була виготовлена пара ідентичних гофрованих фланців із латуні на лазерно-іскровому станку (рис. 4.8), з розмірами ψ =33,4°, r=16 мм, r_1 =24,2 мм, g=1,2 мм, l=13,9 мм. Вимірювання коефіцієнта узгодження (S_{11}) було проведено за допомогою Vector Network Analyzer Agilent NA 5230A (рис. 4.8б) за методикою, що описана у розділі 5. Результати вимірювань коефіцієнта відбиття S_{11} представлені на рис. 4.9а. Експериментальні результати для кроскомпоненти (рис. 4.9б) отримані при повороті відгалужувача з детекторною секцією на 90° відносно живлячого. Як видно з рис 4.9 є гарне якісне узгодження теоретичних результатів з експериментом. На рис. 4.10 наведено результати вимірювань поля, що пройшло, на фіксованій частоті (8,446 ГГц) для випадку без обертача, та двох кутів φ . Неспівпадіння з теоретичними результати та їх вирішення будуть описані в розділі 5.



Рис. 4.9. Розподіл коефіцієнта узгодження від частоти та взаємного кута обернення між фланцями (а), рівень кроскомпененти (б). Ліворуч наведено результати експериментальних досліджень, праворуч відповідні до них теоретичні розрахунки



Рис. 4.10. Результати вимірювань проходження сигналу на частоті 8,446 ГГц: чорна крива — лінія передачі без обертача; червона — обернення площини поляризації на 45°, при φ =19°; синя — обернення площини поляризації на 90°, при φ =23°

Висновки до розділу 4

Продемонстровано можливість повороту ПП при розсіюванні на двокомпонентних 3D-кіральних об'єктах, розташованих поза основною порожниною круглого хвилеводу. Окремі компоненти можуть не бути «кіральними» і мати площини симетрії. Проте, при азимутальному зміщенні компонентів, коли композитний об'єкт набуває діедральної топології, формується «3D-кіральність» і відбувається поворот ПП. Діедральні власні коливання, що виникають у зазорі між гофрованими фланцями спряженої геометрії, забезпечують обернення ПП на необхідний кут, включаючи 90°.

Коли жоден із двох компонентів обертача не має виражених власних резонансних властивостей, поворот ПП відбувається через діедральні власні коливання, пов'язані з самим зазором, і характеризується монотонною зміною кута повороту ПП у смузі частот.

З появою глибоких канавок починають проявлятися резонансні властивості окремих фланців, що провокує появу нового набору діедральних коливань з іншими властивостями дисперсії, ніж резонанси «3*D*-кірального зазору» між двома нерезонансними компонентами. Завдяки різним дисперсіям, частоти цих коливань можуть наближатися одна до одної, а резонансні криві формують характерні фрагменти, відомі як «графіки Віна». У таких областях формуються широкосмугові зони повороту ПП з двогорбою АЧХ і немонотонною поведінкою кута повороту ПП, коли кут знаходиться поблизу бажаного значення. Це дозволяє синтезувати пристрої з розширеною смугою повороту ПП, шо було зроблено експериментально. Звісно, при синтезі таких пристроїв доведеться вирішувати одночасно дві задачі: (1) забезпечити необхідний поворот ПП і (2) забезпечити гарне узгодження. Наведено приклади 90°-обертачів із смугою частот 4–5%. Відзначено можливість створення компактних обертачів ПП з електроним керуванням.

РОЗДІЛ 5

ОСОБЛИВОСТІ ТА МЕТОДОЛОГІЯ ЕКСПЕРМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Цей розділ присвячений методиці проведення експериментальних досліджень, здійснених у рамках дисертаційної роботи. Описані методи виготовлення зразків та спосіб їх розташування в хвилеводній лінії передачі. Продемонстровані недоліки класичного експерименту та запропоновані методи їх усунення для досягнення більш точних результатів. Також викладена загальна методика проведення експерименту для вимірювання коефіцієнту відбиття та проходження крос поляризованої хвилі.

5.1 Опис і виготовлення зразків

При дослідженні нових фізичних явищ та ефектів, а також при застосуванні нових підходів і методів, часто виникають сумніви щодо правильності висловлених тверджень. Тому, якщо це технічно можливо, необхідне експериментальне підтвердження цих міркувань.

Першим кроком у апробації експериментом є аналіз отриманих теоретичних результатів та розробка методики для його проведення, що включає підбір необхідного обладнання та виготовлення зразків для дослідження. У цій дисертаційній роботі такими зразками були діафрагми. Для їх виготовлення доцільно використовувати декілька методів. зокрема: метод фотолітографії, виготовлення на лазерно-іскровому та фрезерувальних станках, а також метод лазерного прожигу (рис 5.1).


Рис. 5.1. Зображення виготовлених зразків: а) фотошаблон для методу фотолітографії, б) на лазерно-іскровому та фрезерувальному станках, в) методом лазерного прожигу

Всі методи мають як свої переваги так і недоліки (див. табл. 5.1). Для кожної конкретної задачі кожен метод є більш дієвим, більшість зразків в даній дисертаційній роботі були виготовлені саме методом лазерного прожигу. Для цього використовувався саморобний лазерний гравер (рис. 5.2a).

| метод фотолітографії | виготовлення на | метод лазерного |
|-----------------------------|---------------------------|--------------------------|
| | лазерно-іскровому та | прожигу |
| | фрезерувальних станках | |
| -: потреба в додаткових | -:висока ціна, в | -: невелика робоча зона |
| матеріалах для виготов- | порівнянні з іншими | лазера; |
| лення зразків; | методами; | необхідність додатко- |
| для отримання високої | займає значно більше | вої доробки зразків, які |
| точності треба робити | часу для виготовлення; | перевищують робочу |
| корекцію розмірів; | сильно залежить від | зону лазера; |
| ефективний лише з тон-кими | людського фактору; | +:висока швидкість |
| матеріалами; | +: можливість отрима-ння | виготовлення зразків; |
| +: висока точність | зразка будь якої товщини. | висока точність вигото- |
| виготовлення при дотри- | | влення; |
| манні вимог технологіч-ного | | |
| процесу. | | |

Таблиця 5.1. Порівняння методів для виготовлення зразків



Рис. 5.2. Виготовлення діафрагм за допомогою саморобного лазера, а)фото лазерного гравера, б) процес прожигу, в) вигляд діафрагми до обробки, г) фото щілини 10×1 мм під мікроскопом

Для розміщення виготовлених діафрагм у лінію передачі, була розроблена хвилевідна комірка (рис. 5.3).



The second secon

Рис. 5.3. Хвилевідна комірка, а) складальне креслення, б) комірка в зборці з встановленими діафрагмами

Комірка складається з двох відрізків регулярної лінії передачі 2 круглого перетину діаметром 32 мм з фланцями 1 для приєднання до інших хвилеводів, допоміжних кріплень 3, 6, 7, набору металевих кілець 4, які слугують для отримання потрібного зазору між діафрагмами, барабану 5 з рисками на зовнішній стороні, для відліку кута повороту між діафрагмами. Перша, нерухома, діафрагма встановлюється через штифтові отвори між 3 та 4; друга встановлюється безпосередньо на барабан між 4 та 5 дзеркально або спряжено відносно першої.

5.2 Недоліки початкового експерименту та їх усунення

Для отримання експериментальних результатів, а саме коефіцієнта узгодження та значення кутів повороту площини поляризації була використана класична схема (рис. 5.4) для панорами на основі генератора коливання частоти (ГКЧ). Вона складається з вимірювача КСХ, аналогоцифрового перетворювача, ПК та елементів хвилеводного тракту у вигляді переходів хвилеводів прямокутного на квадратний, та квадратного на круглий. При вимірюванні послаблення спрямований відгалужувач з детекторним діодом, в якості приймача НВЧ сигналу, розміщується в обоймі на підшипниках, яка з'єднана з кроковим двигуном та керується через ПК.



Рис. 5.4. Типова структурна схема для вимірювання коефіцієнта стоячої хвилі по напрузі (або *S*₁₁) та послаблення

В якості джерела НВЧ випромінювання у сантиметровому діапазоні довжин хвиль були використані панорамні вимірювачі типу ГКЧ-60 та ГКЧ-61 з генераторними блоками №4(5.2–8.5 ГГц) та №5(7.8–12.5 ГГц), а також векторний аналізатор ланцюгів Vector Network Analyzer Agilent NA 5230A (рис 5.5). Останній в свою чергу дозволяє вимірювати лише коефіцієнт відбиття (S_{11}), через конструктивні обмеження, тому повна ланка досліджень проводилася саме на панорамних вимірювачах.





Рис. 5.5. Фото використаних джерел НВЧ випромінювання, а)ГКЧ-60, б) Vector Network Analyzer Agilent NA 5230A



Рис. 5.6. Типові результати вимірювань значень коефіцієнта відбиття для ГКЧ-60 до (а) і після (б) налаштування

При аналізі перших результатів досліджень (рис. 5.6а) отриманих на панорамному вимірювачі ГКЧ-60 було виявлено:

- висока розбіжність за частотою (≈400-500 МГц), в порівнянні в теоретичними даними;
- наявність в робочій смузі частот паразитних резонансів.

Для точного визначення похибки генерації був використаний калібрований хвилемір (рис 5.7а). Було використано 3 хвилеміри, які показали аналогічний результат, калібрування проводилось на Vector Network Analyzer Agilent NA 5230A.

Калібрування проводилося наступним чином: мікрометр хвилеміру виводився в крайнє положення та поступово, з кроком 1 мм, змінювалось положення поршня, при цьому спостерігався зсув положення резонансу, значення якого реєструється за міткою (маркером) панорами (VNA). Як видно з результатів вимірювання (рис. 5.7б) відхилення значень частоти для панорами ГКЧ-60 становить 0,4 ГГц на низькочастотному краю смуги генерації та 0,5 ГГц на високочастотному; для ГКЧ-61 значення відхилення частоти складають відповідно 0,08 ГГц та 0,1 ГГц.



Рис. 5.7. Зовнішній вигляд використаного хвилеміра(а), калібрування частоти(б)

5.2.1 Вимірювання КСХ

Як було зазначено вище, експеримент за класичною схемою (рис. 5.8) має ряд недоліків.



Рис. 5.8. Типова схема для вимірювання КСХ для панорам типу ГКЧ

Для їх усунення (рис 5.66) було зроблено декілька налаштувань (рис. 5.9). Було виміряне значення КСХ для лінії передачі з хвилеводними переходами з прямокутного хвилевода розмірами 23×10 мм на круглий хвилевід діаметром 32 мм та знов на прямокутний, на кінці лінії встановлювалося узгоджене навантаження (крива TL на рис. 5.9г); лінія передачі з відкритим кінцем, при цьому після відрізку регулярної лінії передачі круглого перерізу електромагнітна хвиля випромінюється у зовнішній простір (крива ореп WG на рис. 5.9г); після відкритого кінця хвилеводу на відстані 90 мм було встановлено відбивач (крива open WG+refl на рис. 5.9г); у відкритий кінець хвилеводу було встановлено поглинач рис. 5.9а, який являє собою пірамідку, вирізану з поглинаючого екрану та для більш щільної посадки у хвилевод обернену папером (крива open WG+abs на рис. 5.9г) та випадок коли після поглинача також встановлювався відбивач (крива open WG+abs+refl на рис. 5.9г).

За результатами вимірювань з отриманих даних випливає, що використання поглинача з відкритим кінцем хвилевода суттєво покращує результати вимірювань на частотах понад 8,5 ГГц, хоча й не є ідеальним вирішенням проблеми утворення стоячих хвиль у середині лінії передачі (на характеристику впливала глибина посадки поглинача у хвилевод).



Рис. 5.9. Фото використаного поглинача(а), лінія передачі з відкритим кінцем (б), лінія передачі з відбивачем (в), лінія передачі для вимірювання КСХ (г), значення величини коефіцієнта відбиття для різних випадків (ґ)



Рис. 5.10. Схема для вимірювання коефіцієнта відбиття за класичною схемою (а), вимірювання коефіцієнта відбиття для лінії передачі з відкритим кінцем та поглиначем (б), результати вимірювань коефіцієнта відбиття для різних випадків (в)

Для встановленої хвилеводної комірки у лінію передачі проведено аналогічні дослідження. Їх результати представлені на рис. 5.10. З графіка видно, що проведення вимірювань за запропонованою схемою (відкритий кінець з поглиначем) дає найкращий результат.

5.2.2 Вимірювання послаблення

Так само як і у випадку вимірювань узгодження, схема для вимірювань послаблення потребує вдосконалення (рис. 5.11).



Рис. 5.11. Фото експериментального стенду для вимірювань послаблення

Для цього було використано рупор з круглим розкривом, та переходом на прямокутний хвилевід з розмірами 23×10 мм (рис. 5.12а). При цьому вимірювання послаблення проводилися з відкритим кінцем хвилеводу.



Рис. 5.12. Фото використаного рупора (а), відкритий кінець хвилеводу знаходиться на границі розкриву рупора (б) та амплітуда крос-компоненти поля (в), відстань між хвилеводом та рупором 164 мм (г) та амплітуда крос-компоненти поля (ґ)

Таким чином було знайдено оптимальну відстань між хвилеводом та рупором при якій у сигналі, що пройшов, відсутні паразитні екстремуми (рис 5.12 г-г) при максимальному підсиленні сигналу.



5.2.3 Проведення експерименту







Рис. 5.13. Фото експериментального стенду для вимірювання КСХ (а), графік залежності КСХ від частоти (б), фото експериментального стенду для вимірювання кута повороту площини поляризації та послаблення (в), приклад отриманної поляризаційної діаграми з кутом повороту площини поляризації на 45° (г), фото експериментального стенду для вимірювання S_{11} на Vector Network Analyzer Agilent NA 5230A (г)

Експеримент проводиться в два етапи з різними наборами елементів НВЧ тракту на виході схеми. При вимірюванні КСХ (рис. 5.13а) відбувається перестройка частоти при різних взаємних кутах повороту між діафрагмами та визначаються діапазони кутів та частот, при яких значення КСХ є мінімальним, що відповідає вимозі повного узгодження (рис. 5.13б). Вимірювання S_{11} (рис. 5.13г) відбувається аналогічно вимірюванню КСХ.

При вимірюванні послаблення (рис. 5.13в) вимірюються кути повороту площини поляризації сигналу, що пройшов (поляризаційні діаграми) при значеннях частот та кутів взаємного повороту між діафрагмами, які відповідають вимозі повного узгодження.

Характерною особливістю діаграм є їх досить гарне співпадіння по формі з «вісімкою» (рис. 5.13г), що говорить про проходження сигналу зі суто лінійною поляризацією та відсутністю еліптичності.

Висновки до розділу 5

В п'ятому розділі дисертації показано, що точність виготовлення зразків є одним з ключових чинників для отримання точних результатів вимірювань. Зразки можна виготовляти різними способами, залежно від поставленої задачі: для створення метаповерхонь на двошарових комірках найкраще підходить метод фотолітографії, для більш масивних зразків – фрезерувальні або лазерно-іскрові станки, а для діафрагм з тонкого металу – лазер. Розроблена комірка дозволяє розміщувати діафрагми в хвилеводі дзеркально або спряжено, а також здійснювати взаємний поворот діафрагм. Початковий (класичний) спосіб вимірювання відбиття та послаблення має суттєві недоліки. Їх усунення, шляхом мінімізації перевідбиттів та калібрування частоти, призвело до значного покращення отриманих результатів. Описано загальну методику проведення вимірювань узгодження та проходження НВЧ хвилі через комірку з діафрагмами.

ВИСНОВКИ

Представлені в дисертаційній роботі висновки засновано на результатах чисельного та експериментального дослідження поширення електромагнітних хвиль у хвилеводних структурах з діафрагмами.

1. Вперше показано, що, незважаючи на відсутність поздовжньої симетрії, неоднорідності з діедральною симетрією в круглому хвилеводі мають властивості симетричного двопортовика. А саме: мають 90-градусний зсув між фазами коефіцієнтів проходження і відбиття та характеризуються резонансами повного проходження.

2. Вперше показано, що найширша смуга штучної оптичної активності досягається в зоні зближення двох власних коливань. У випадку пари спряжених діафрагм з одним кільцем прямокутних щілин це дозволяє отримати смугу у 5-7% з майже повним перетворенням лінійної поляризації на лінійну кросполяризовану.

3. Вперше показано, що резонансі частоти і добротність резонансів пари спряжених діафрагм з одним кільцем прямокутних щілин істотно залежать від кількості щілин. Чим більше щілин, тим нижче резонансні частоти і тим більша добротність резонансів.

4. Вперше показано можливість отримання багаторезонансного ефекту ШОА при розташуванні щілин в декількох кільцях спряжених діафрагм.

5. Знайдено конструкції серії надкомпактних обертачів площини поляризації в круглому хвилеводі, які можуть бути налаштовані на необхідний кут повороту. Найкраща конструкція має загальний поздовжній розмір $\lambda/30$ і дозволяє налаштовувати кут обертання площини поляризації в діапазоні ±33° при повороті однієї з діафрагм пристрою на кут у діапазоні ±9°.

6. Запропоновано оригінальну конструкцію обертача площини поляризації, утвореного парою однакових, повернених один відносно іншого гофрованих фланців. Такий пристрій дозволяє перетворювати набіжну хвилю

в кросполяризовану в смузі близько 5% із коефіцієнтом стоячої хвилі не гіршим за 1,2.

7. Запропоновано нову методику та розроблено експериментальний стенд для вивчення ефекту штучної оптичної активності неоднорідностей в круглому хвилеводі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. J.A. Ruiz-Cruz, M.M. Fahmi, M. Daneshmand, R.R. Mansour, "Compact reconfigurable waveguide circular polarizer", in IEEE MTT-S International Microwave Symposium, 2011, pp. 1-4, doi: 10.1109/MWSYM.2011.5972872

2. V.I. Abramov, T.-H. Lee, H.-J. Park, "Compact square waveguide iris polarizer for rotation of linear polarization", in European Microwave Conference, 2005, doi: 10.1109/EUMC.2005.1610103

3. V.R. Litvinov, L.A. Rud, E.A. Sverdlenko, "Compact 90° twists into rectangular waveguides", Radioelectron.Commun.Syst. 53, 162–166 (2010). https://doi.org/10.3103/S0735272710030064

4. G. Virone, R. Tascone, O.A. Peverinin, G. Addamo, R. Orta, "Combined phase shift waveguide polarizer", IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 18, no. 8, pp. 509–511, 2008, doi: 10.1109/LMWC.2008.2001005.

5. Ф.Ф. Дубровка, А.В. Булашенко, "Метод багатократних відбиттів у задачі конструктивного синтезу поляризаторів і фазозсувачів на основі трьох недисипативних неоднорідностей у хвилеводі", Вісті вищих учбових закладів. Радіоелектроніка, vol. 66, no. 4, pp. 187–204, 2023, doi:10.20535/S0021347022110036.

6. C. Molero, M. Garcia-Vigueras, "Circuit modeling of 3-D cells to design versatile full-metal polarizers", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 67, no. 4, pp. 1357-1369, 2019, doi:10.1109/TMTT.2019.2898828.

7. J. D. Baena, S. B. Glybovski, J. P. del Risco, A. P. Slobozhanyuk, and P. A. Belov, "Broadband and Thin Linear-to-Circular Polarizers Based on Self-Complementary Zigzag Metasurfaces," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 65, no. 8, pp. 4124–4133, Aug. 2017

8. J. B Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens", Physical Review Letters, 85(18), 3966–3969(2000). doi:10.1103/physrevlett.85.3966

9. J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," in IEEE Transactions on

Microwave Theory and Techniques, vol. 47, no. 11, pp. 2075-2084, Nov. 1999, doi: 10.1109/22.798002

10. В.Г. Веселаго, "Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ.", Успехи физических наук 92.7 (1967): 517-526.

11. M. G. Silverinha, A. Alu, and N. Engheta, "Parallel-plate metamaterials for cloaking structures", Phys. Rev., vol. E75, 2007.

12. D. Schurig, J J. Mock, B J. Justice, S A. Cummer, J B. Pendry, A.F. Starr and D.R. Smith, "Metamaterial electromagneticcloak at microwave frequencies", Science, 314 977–80, 2006.

13. D.R. Smith, J.B. Pendry and M.C.K. Wiltshire, "Metamaterials and negative refractive index", Science, 305 788–92, 2004.

14. Y. Liu, Y. Chen, J. Li, T Hung, J. Li, "Study of energy absorption on solar cell using metamaterials", Solar Energy, Volume 86, Issue 5, 2012, Pages 1586-1599, ISSN 0038-092X, <u>https://doi.org/10.1016/j.solener.2012.02.021</u>

15. T. Chen, S. Li, H. Sun, "Metamaterials Application in Sensing", Sensors, 12(3):2742-2765, 2012. <u>https://doi.org/10.3390/s120302742</u>

16. S. Ramya, I.S. Rao, "An Ultra-thin Compact Wideband Metamaterial Absorber", Radioengineering, 2018.

17. B. Shen, P. Wang, R. Polson, and R. Menon, "Ultra-high-efficiency metamaterial polarizer," Optica 1, 356-360, 2014.

18. N. Yogesh, Z. Ouyang, "Metamaterial Frequency Selective Surfaces As Polarizers". In: S. Narayan, A. Kesavan, (eds) Handbook of Metamaterial-Derived Frequency Selective Surfaces. Metamaterials Science and Technology, vol 3. Springer, Singapore, 2022. <u>https://doi.org/10.1007/978-981-16-6441-0_10</u>

19. H. Hemmati, P. Bootpakdeetam, and R. Magnusson, "Metamaterial polarizer providing principally unlimited extinction," Opt. Lett. 44, 5630-5633 (2019)

20. H. El Matbouly, 'Review on Microwave Metamaterial Structures for Near-Field Imaging', Microwave Systems and Applications. InTech, Jan. 11, 2017. doi: 10.5772/66831

21. P. Rodriguez-Ulibarri et al., "Metaradome for blind spot mitigation in phased-array antennas," The 8th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2014), The Hague, Netherlands, 2014, pp. 2504-2508, doi: 10.1109/EuCAP.2014.6902327.

22. E. Öziş, A.V. Osipov, T. F. Eibert, "Metamaterials for Microwave Radomes and the Concept of a Metaradome: Review of the Literature", In International Journal of Antennas and Propagation (Vol. 2017, pp. 1–13). Hindawi Limited. https://doi.org/10.1155/2017/1356108

23. V.S. Asadchy, A. Díaz-Rubio, and S.A. Tretyakov, "Bianisotropic metasurfaces: physics and applications" Nanophotonics, vol. 7, no. 6, 2018, pp. 1069-1094. https://doi.org/10.1515/nanoph-2017-0132

24. A.V. Rogacheva, V.A. Fedotov, A.S. Schwanecke, N.I. Zheludev, "Giant gyrotropy due to electromagnetic-field coupling in a bilayered chiral structure", Phys. Rev. Lett., vol. 97, p. 177401, 2006. DOI:10.1103/PhysRevLett.97.177401

25. J. Lekner, "Optical properties of isotropic chiral media", In Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A (Vol. 5, Issue 4, pp. 417–443), IOP Publishing, 1996. <u>https://doi.org/10.1088/0963-9659/5/4/008</u>

26. Chirality in Liquid Crystals. In H.-S. Kitzerow & C. Bahr (Eds.), Partially Ordered Systems. Springer-Verlag, 2001. <u>https://doi.org/10.1007/b97374</u>

27. A. Sihvola, M. Oksanen, F. Hujanen, "Broadband microwave measurement and analysis of artificial chiral material", Proc. 24th European Microwave Conf., Cannes, France, Sept., 1994, p.378-383.

28. M.V. Kostin, V.V. Shevchenko, "On Electromagnetic Theory of Artificial Nonchiral and Chiral Media with Resonant Particles", Advances in Complex Electromagnetic Materials, Eds. A. Priou et al. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1997, p. 261-270.

29. I.V. Lindell, A.H. Sihvola, S.A. Tretyakov and A.J. Viitanen, "Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media", Boston, MA: Artech House Publishers, 1994. 30. Б.З. Каценеленбаум, Е.Н. Коршунова, А.Н. Сивов, А.Д. Шатров, "Киральные электродинамические объекты", УФН, Т. 167, № 11, С. 1201– 1212, 1997.

31. S.Y. Polevoy, S.L. Prosvirnin, S.I. Tarapov, and V.R. Tuz, "Resonant features of planar Faraday metamaterial with high structural symmetry. Study of properties of a 4-fold array of planar chiral rosettes placed on a ferrite substrate", The European Physical Journal Applied Physics, 2013, v.61, N 03, pp.30501(1-7). https://doi.org/10.1051/epjap/2013120320

32. N.N. Beletskii, S.Y. Polevoy, S.I. Tarapov, "Study of Spectral and Polarization Characteristics of Layered Chiral Media", Radiophysics and Electronics, 2014, v. 5(19), No. 3, pp.3-8.

33. V.V. Yachin, S.Yu. Polevoy, L.I. Ivzhenko, S.I. Tarapov, and M.I. Nakhimovych, "Experimental Verification of Faraday Rotation Enhancement by All-ferrodielectric Metasurface", Journal of the Opt. Soc. of Am. B (JOSA B: Optical Physics), 2019, v.36(2), p.261-266. https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?URI=josab-36-2-261

34. S. Tretyakov, I. Nefedov, A. Sihvola, S. Maslovski and C. Simovski, "Waves and energy in chiral nihility", J. Electromagn. Waves Appl. 17 695–706, 2003.

35. A. Lakhtakia, "An electromagnetic trinity from `negative permittivity' and `negative permeability'," Int. J. Millimeter and Infrared Waves, Vol. 22, 1731-1734, 2001.

36. J.B. Pendry, "A chiral route to negative refraction", Science, 306 1353–5, 2004.

37. C.L. Holloway, E.F. Kuester, J.A. Gordon et al. "An overview of the theory and applications of metasurfaces: the two-dimensional equivalents of metamaterials", IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol. 54, no. 2, p.10–35, 2012. DOI:10.1109/MAP.2012.6230714

38. D.-H. Kwon, P.L. Werner, D.H. Werner, "Optical planar chiral metamaterial designs for strong circular dichroism and polarization rotation", Optics Express, vol. 16, no. 16, p. 11802–11807, 2008. DOI:10.1364/OE.16.011802

39. M. Decker, M. Ruther, C.E. Kriegler et al., "Strong optical activity from twisted-cross photonic metamaterials", Optics Letters, vol. 34, no 16, p. 2501–2503, 2009. DOI:10.1364/OL.34.002501

40. S.L. Prosvirnin, "Transformation of polarization when waves are reflected by a microstrip array made of complex-shaped elements", Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 44, no. 6, p. 635–639, 1999.

41. R. Zhao, L. Zhang, J. Zhou, Th. Koschny, and C.M. Soukoulis, "Conjugated gammadion chiral metamaterial with uniaxial optical activity and negative refractive index", Phys. Rev. B, 83(3), 2011, id. 035105. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.035105

42. K. Song, C. Ding, Z. Su, Y. Liu, C. Luo, X. Zhao, K. Bhattarai, and J. Zhou, "Planar composite chiral metamaterial with broadband dispersionless polarization rotation and high transmission", J. Appl. Phys., 120(24), 2016. id. 245102. DOI: 10.1063/1.4972977

43. D. Zarifi, M. Soleimani, and V. Nayyeri, "A Novel Dual-Band Chiral Metamaterial Structure with Giant Optical Activity and Negative Refractive Index", J. Electromagn. Waves Appl., 26(2—3), pp. 251—263, 2012. DOI: 10.1163/156939312800030767

44. A. MacKay, "Proof of polarisation independence and nonexistence of crosspolar terms for targets presenting n-fold (n>2) rotational symmetry with special reference to frequency-selective surfaces", In Electronics Letters (Vol. 25, Issue 24, p. 1624). Institution of Engineering and Technology (IET), 1989. https://doi.org/10.1049/el:19891088

45. A. Sonsilphong, P. Gutruf, W. Withayachumnankul, D. Abbott, M. Bhaskaran, S. Sriram, N. Wongkasem, "Flexible bi-layer terahertz chiral metamaterials," Journal of Optics 17, No. 8, 085101 (2015), DOI:10.1088/2040-8978/17/8/085101

46. E. Plum, J. Zhou, J. Dong, V. A. Fedotov, T. Koschny, C. M. Soukoulis, N. I. Zheludev, "Metamaterial with negative index due to chirality," Phys. Rev. B 79, 035407 (2009), DOI: 10.1103/PhysRevB.79.035407

47. D. Zarifi, M. Soleimani, V. Nayyeri, "Dual- and multiband chiral metamaterial structures with strong optical activity and negative refraction index", IEEE Antennas Wireless Propag. Lett., vol. 11, p. 334–337, 2012. DOI:10.1109/LAWP.2012.2191261

48. D. Zarifi, M. Soleimani, V. Nayyeri et al., "On the miniaturization of semiplanar chiral metamaterial structures", IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 60, no.12, p. 5768–5776, 2012. DOI:10.1109/TAP.2012.2214015

49. R. Gordon, A.G. Brolo, A. McKinnon et al., "Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays", Phys. Rev. Lett., vol. 92, no. 3, p. 037401, 2004. DOI:10.1103/PhysRevLett.92.037401

50. O.M. Salogub, S.A. Prikolotin, N.G. Kolmakova, Ye.M. Ostrizhnyi, "Planechiral Metamaterial in a Waveguide and Free Space", 12th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2012), 4 – 7 December 2012, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

51. V.N. Derkach, A.A. Kirilenko, A.N. Salogub, S.A. Prikolotin, N.G. Kolmakova and Y.M. Ostrizhnyi, "Polarization conversion by bilayer chiral structure with giant optical activity," 2013 23rd International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology", Sevastopol, Ukraine, 2013, pp. 994-995.

52. B.A. Munk, "Frequency Selective Surfaces: Theory and Design", New York: Wiley, 2000.

53. X. Jing, X. Gui, P. Zhou, & Z. Hong, "Physical Explanation of Fabry–Pérot Cavity for Broadband Bilayer Metamaterials Polarization Converter", In Journal of Lightwave Technology (Vol. 36, Issue 12, pp. 2322–2327, 2018). Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE). https://doi.org/10.1109/jlt.2018.2808339 54. A. Kogut, I. Kuzmychov, G. Annino, R. Dolia, S. Nosatiuk, E. Kogut, V. Derkach, & Ye. Ostryzhnyi, "Omnidirectional millimeter-wavelength antennas based on segmental dielectric resonators which support whispering gallery modes", In RADIO PHYSICS AND RADIO ASTRONOMY (Vol. 28, Issue 1, pp. 71–79, 2023). National Academy of Sciences of Ukraine (Co. LTD Ukrinformnauka) (Publications). <u>https://doi.org/10.15407/rpra28.01.071</u>

55. A. Kirilenko, N. Kolmakova, S. Prikolotin, and A. Perov, "Simple example of polarization plane rotation by the fringing fields interaction", In: Proc. EuMW, 6—10 Oct. 2013, Nuremberg, Germany. IEEE, 2013, pp. 936—938, 2013.

56. O.M. Salogub, A.O. Perov, Ye.M. Ostrizhnyi, "Composite pane-chiral iris as part of metamaterial structure", 13th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2013), 2 – 6 December 2013, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

57. V. Derkach, A. Kirilenko, A. Salogub, S. Prikolotin, N. Kolmakova, Ye. Ostrizhnyi, "Giant optical activity in artificial planar-chiral sructures," Proc. of Int. Kharkov Symp. MSMW'13, 23–28 Jun. 2013, Kharkov, Ukraine (IEEE, 2013), pp. 435–438. DOI: 10.1109/MSMW.2013.6622098

58. F. Arndt, J. Brandt, V. Catina, J. Ritter, I. Rullhusen, J. Dauelsberg, U. Hilgefort, W. Wessel, "Fast CAD and optimization of waveguide components and aperture antennas by hybrid MM/FE/MoM/FD methods – state-of-art and recent advances," IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. 52, no.1, pp. 292 – 305, 2004. doi: 10.1109/TMTT.2003.820890

59. A. Kirilenko, D. Kulik, Y. Parhomenko, L. Rud, V. Tkachenko, "Automatic electromagnetic solvers based on mode-matching, transverse resonance, and Smatrix techniques," in 14th International Conference on Microwaves Radars and Wireless Communications, 2002. doi: 10.1109/MIKON.2002.1017964

60. С.А. Приколотин, А.А Кириленко, "Метод частичных областей с учетом особенностей во внутренних задачах с произвольными кусочно-

координатными границами. Часть 1. Спектры собственных волн ортогонных волноводов", Радиофизика и электроника. 2010. Т. 15. № 1. С. 17–29.

61. С.А. Стешенко, С.А. Приколотин, А.А. Кириленко, Д.Ю. Кулик, Л.А. Рудь, С.Л. Сенкевич, "Метод частичных областей с учетом особенностей во внутренних задачах с произвольными кусочно-координатными границами. Часть 2. Плоско-поперечные соединения и «in-line» объекты", Радиофизика и электроника, 2013. Т. 18. № 3. С. 13–21.

62. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, and Y.M. Ostrizhnyi, "Comparative analysis of tunable compact rotators", J. Electromagn. Waves Appl., 33(3), pp. 304—319, 2019. DOI: 10.1080/09205071.2018.1550443

63. A.A. Kirilenko, N.G. Kolmakova, S.A. Prikolotin, "Ultra-compact 90° twist based on a pair of two closely placed flat chiral irises," Radioelectron. Commun. Syst. 55, No. 4, 175 (2012). DOI: 10.3103/S073527271204005X.

64. N. Kolmakova, S. Prikolotin, A. Perov et al., "Polarization plane rotation by arbitrary angle using D4 symmetrical structures", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 64, no. 2, p. 429–435, 2016. DOI:10.1109/TMTT.2015.2509966

65. Z. Li, H. Caglayan, E. Colak, J. Zhou et al., "Coupling effect between two adjacent chiral structure layers", Optics Express, vol. 18, no. 6, p. 5375–5383, 2010. DOI:10.1364/OE.18.005375

66. S.I. Maslovski, D.K. Morits, S.A Tretyakov, "Symmetry and reciprocity constraints on diffraction by gratings of quasi-planar particles", J. Opt. A, Pure Appl. Opt., vol. 11, no. 7, p. 074004, 2009. DOI:10.1088/1464–4258/11/7/074004

67. Н.Г. Колмакова, А.А. Кириленко, С.Л Просвирнин, "Плоско-киральные диафрагмы в квадратном волноводе и проявления «оптической активности»", Радиофизика и радиоастрономия, Т. 16, № 1, р. 70–82, 2011. URL:http://journal.rian.kharkov.ua/index.php/ra/article/view/454

68. J.F. Cornwell, Appendix C: Character tables for the crystallographic point groups. In Group Theory in Physics: An Introduction. New York, NY, USA: Academic, 1997.

69. N. Kolmakova, S. Prikolotin, A. Kirilenko, A. Perov, "Simple example of polarization plane rotation by the fringing fields interaction," Proc. of European Microwave Conf., 6–10 Oct. 2013, Nuremberg (IEEE, 2013), pp. 936–938. URL: http://ieeexplore.ieee.org/document/6686812/

70. A.A. Kirilenko, B.G. Tysik, "Connection of S-matrix of waveguide and periodical structures with complex frequency spectrum", Electromagnetics, vol. 13, no. 3, p. 301–318, 1993. DOI:10.1080/02726349308908352

71. O. Salogub, Y. Ostryzhniy, "Giant Optical Activity of Plane-Chiral Structure with Trapezoidal Slit", 14th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2014), 14 – 17 October 2014, Kharkiv, Ukraine, report SSR&NM-11.

72. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, Ye.M. Ostryzhnyi, "A tunable compact polarizer in a circular waveguide", IEEE Trans. Microw. Theory Techn. vol. 67, no. 2, pp. 592–596, Feb. 2019. DOI:10.1109/TMTT.2018.2881089

73. A. Kirilenko, S. Steshenko, V. Derkach et al., "Rotation of the polarization plane by double-layerplanar-chiral structures. Review of the results of theoretical and experimental studies", Radioelectron Commun Syst., vol. 60, no. 5, p. 193–205, 2017.

74. M. Wegener, N. Zheludev, "Artificial chiral materials", J Opt A Pure Appl Opt., vol. 11, p. 070201, 2009.

75. S.A. Prikolotin, S.A. Steshenko, D.Y. Kulik. et al., "Fast full 3D EM CAD of waveguide units based on the generalized mode-matching technique", Proceedings of the 14th International Conferenceon MMET; 2012 Aug 28–30; Kharkiv; p. 109–112.

76. B. Bai, Y. Svirko, J. Turunen et al., "Optical activity in planar chiral metamaterials: Theoretical study", Phys Rev A.,vol. 76, no. 2, p. 023811, 2007.

77. А.А. Кириленко, С.Л. Сенкевич, Б.Г. Тысик, "Закономерности резонансных явлений в открытых структурах волноводного типа", Радиотехника и электроника, Т. 35, № 4, р. 687–694, 1990.

78. L.R. Arnaut, L.E. Davis, "On planar chiral structures", Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS 1995), 24–28 July, Seattle, WA, p. 165.

79. A. Kirilenko, S. Steshenko, Ye. Ostrizhyi, V.Derkach, "Eigen-oscillations of planar-chiral bilayer objects give rise to artificial optical activity", Radio phys. radio astron., Vol. 29, no 1 (2024). DOI: <u>https://doi.org/10.15407/rpra29.01.015</u>

80. A. Kirilenko, S. Steshenko, Ye. Ostrizhyi, "Multiring Slot Arrangements for Multiband Optical Activity of Bilayer Objects", 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week, November 14th – 18th, 2022.

81. Ye. Ostryzhnyi, S. Steshenko, A. Kirilenko, "Topology of a planar-chiral iris as a factor in controlling the "optical activity" of a bilayer object", 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2020). – 2020. – ISBN: 978-1-7281-7312-2. – [Electronic resource]. – P. 555 – 558.

82. N.G. Kolmakova, A.O. Perov, S.L. Senkevich, and A.A. Kirilenko, "Abnormal propagation of EMW through below cutoff holes and intrinsic oscillations of waveguide objects and periodic structures", Radioelectron. Commun. Syst., 54(3), pp. 115–123, 2011. DOI: 10.3103/S0735272711030010

83. P.N. Melezhik, A.Y. Poyedinchuk, Y.A. Tuchkin, and V.P. Shestopalov, "About analytical origins of eigenmode coupling". Sov. Phys. Dokl., 300(6), pp. 1356—1359, 1988.

84. A.B. Yakovlev, and G.W. Hanson, "Analysis of mode coupling on guidedwave structures using Morse critical points". IEEETrans. Microw. Theory Tech., 46(7), pp. 966—974, 1998. DOI: 10.1109/22.701450

85. A.A. Kirilenko, L.P. Mospan, S.A. Steshenko, "A way to realize a multifrequency polarization plane rotator," UWBUSIS, pp. 218-221, 2018.

86. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, Y.M. Ostrizhyi, L.P. Mospan, "Tunable polarization rotator on a pair of grooved flanges", Journal of

Electromagnetic Waves and Applications, 2020, 34(17), pp. 2304–2316. doi:<u>10.1080/09205071.2020.1812442</u>

87. A. Kirilenko, S. Steshenko, Y. Ostrizhyi, V. Derkach, "Rotation of the polarization plane by grooved flanges in a circular waveguide", 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2020). – 2020. – ISBN: 978-1-7281-7312-2. – [Electronic resource]. – P. 680 – 683.

88. A.A. Kirilenko, S.L. Senkevich, B.G. Tysik, "Regularities of resonance phenomena in open structures of a waveguide type", Radiotech Electr. 1990;35(4):687–694. In Russian.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ Статті у виданнях, індексованих Scopus та/або Web of Science

1. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, **Ye.M Ostryzhnyi**, "A tunable compact polarizer in a circular waveguide", IEEE Trans. Microw. Theory Techn. vol. 67, no. 2, pp. 592–596, Feb. 2019. DOI:<u>10.1109/TMTT.2018.2881089</u> 2. A.A. Kirilenko, S.O. Steshenko, V.N. Derkach, **Ye.M. Ostryzhnyi**, "Comparative analysis of tunable compact rotators", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 33, no. 3, pp. 304–319, Nov. 2018. DOI:10.1080/09205071.2018.1550443

3. A.A. Kirilenko, S. O. Steshenko, V.N. Derkach, **Y.M. Ostrizhyi**, L.P. Mospan, "Tunable polarization rotator on a pair of grooved flanges", Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2020, 34(17), pp. 2304–2316. doi:<u>10.1080/09205071.2020.1812442</u>

Статті у фахових виданнях України

4. A. Kirilenko, S. Steshenko, **Y. Ostrizhyi**, V.Derkach, "Eigen-oscillations of planar-chiral bilayer objects give rise to artificial optical activity", Radio phys. radio astron., Vol. 29, no 1 (2024). DOI: <u>https://doi.org/10.15407/rpra29.01.015</u>

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

1. A. Kirilenko, S. Steshenko, **Ye. Ostrizhyi**, "Multiring Slot Arrangements for Multiband Optical Activity of Bilayer Objects", 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week, November 14th – 18th, 2022.

2. Ye. Ostryzhnyi, S. Steshenko, A. Kirilenko, "Topology of a planar-chiral iris as a factor in controlling the "optical activity" of a bilayer object", 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and

Submillimeter Waves (MSMW'2020). – 2020. – ISBN: 978-1-7281-7312-2. – [Electronic resource]. – P. 555 – 558.

3. V. Derkach, A. Kirilenko, A. Salogub, S. Prikolotin, N. Kolmakova, Y. Ostrizhyi, "Gigant Optical Activity in Artificial Plane-Chiral Structures", 2013 International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (Msmw), pp. 436-438, 2013.

4. V.N. Derkach, A.A.Kirilenko, A.N.Salogub, S.A .Prikolotin, N.G. Kolmakova, **Y.M. Ostrizhyi**, "Polarization Conversion by Bilayer Chiral Structure with Giant Optical Activity", CriMiCo 2013 - 2013 23rd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Ukraine, Sevastopol, Ukraine, 9—13 September, 2013, pp. 994-995.

5. A. Kirilenko, S. Steshenko, Y. Ostrizhyi, V. Derkach, "Rotation of the polarization plane by grooved flanges in a circular waveguide", 2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW'2020), Kharkiv, Ukraine, September 21 – 25, 2020: Proceedings. In 4 volumes. – Volume 3: 2020 IEEE 10th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2020). – 2020. – ISBN: 978-1-7281-7312-2. – [Electronic resource]. – P. 680 – 683.

6. O.M. Salogub, S.A. Prikolotin, N.G. Kolmakova, **Y.M. Ostrizhyi**, "Planechiral Metamaterial in a Waveguide and Free Space", 12th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2012), 4 - 7 December 2012, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

7. O.M. Salogub, A.O. Perov, **Y.M. Ostrizhyi**, "Composite Plane-Chiral Iris as Part of Metamaterial Structure", 13th Kharkiv Young Scientists Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2013), 2 – 6 December 2013, Institute for Radiophysics and Electronics of NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

8. O. Salogub, **Y. Ostryzhniy**, "Giant Optical Activity of Plane-Chiral Structure with Trapezoidal Slit," 14th Kharkiv Young Scientists Conference on

Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (YSC-2014), 14 – 17 October 2014, Kharkiv, Ukraine, report SSR&NM-11.