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

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Натаров Михайло Петрович

УДК 621.372:53.08

ДИСЕРТАЦІЯ

РАДІАЦІЙНІ ВТРАТИ ТА ЕФЕКТИВНІСТЬ ЕЛЕМЕНТІВ ЗВ'ЯЗКУ І ДЖЕРЕЛ ЗБУДЖЕННЯ КВАЗІОПТИЧНИХ ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРІВ

01.04.03 - радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

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

Науковий керівник: Кириленко Анатолій Опанасович, доктор фізикоматематичних наук, професор

Харків – 2017

АНОТАЦІЯ

Натаров М.П. Радіаційні втрати та ефективність елементів зв'язку та джерел збудження квазіоптичних відкритих резонаторів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова Національної академії наук України, Харків, 2017.

При збудженні резонансних коливань у відкритих резонаторах існують радіаційні втрати енергії, які пов'язані з нерезонансним випромінюванням джерел збудження (або елементів зв'язку з зовнішніми джерелами) та з розсіюванням поля резонансної моди на елементі зв'язку. В дисертаційній роботі експериментально і теоретично досліджено закономірності, яким підпорядковуються такі втрати, з'ясовані фактори, які впливають на їх значення. Розроблено методи вимірювання радіаційних втрат, проведено вимірювання втрат в міліметровому діапазону хвиль елементів зв'язку у вигляді щілини на дзеркалі, яка плавно трансформується у стандартний хвилевід, та у вигляді круглого отвору у тонкій діафрагмі на дзеркалі у торці хвилеводу. Елементи зв'язку використовувалися у квазіоптичних відкритих резонаторах двох типів: у двохдзеркальних резонаторах та у дзеркальних дискових діелектричних резонаторах з модами шепочучої галереї. Для адекватної інтерпретації експериментальних характеристик розроблено оригінальну феноменологічну модель збудження відкритого резонатора, яка дозволила проаналізувати резонансні та нерезонансні процеси у відкритому резонаторі і дати ясне фізичне трактування закономірностям, що спостерігаються.

Наукова новизна одержаних результатів

• Розроблено новий метод вимірювання радіаційних втрат елемента зв'язку квазіоптичного відкритого резонатора, заснований на вимірюванні енергії всіх

видів втрат і енергії, яку запасено в резонаторі. Для коректного вимірювання запасеної енергії вперше запропоновано використовувати елемент зв'язку, що прокалібрований за спеціальною методикою.

- Модифіковано еквівалентну схему відкритого резонатора з елементом зв'язку.
 Методом імпедансу вперше проведено виміри величин кожного виду втрат відкритого резонатора та елемента зв'язку в околі резонансної частоти.
- Побудовано оригінальну феноменологічну модель збудження квазіоптичного відкритого резонатора з хвилеводу, яка вперше дозволила провести чисельне моделювання радіаційних втрат пристрою зв'язку. Модифікація моделі за допомогою метода заданих струмів дозволила вперше провести чисельне моделювання збудження квазіоптичного резонатора різними конфігураціями елементарних диполів.
- Вперше показано, що на частоті власного резонансу поле нерезонансного випромінювання елемента зв'язку протифазне розсіяному на елементі зв'язку полю резонансної моди. Встановлено, що поле хвилі, яка проходить через елемент зв'язку та компенсує втрати резонансної моди, синфазне з полем резонансної моди. Показано, що залежність ефективності збудження від розстройки резонатора має резонансний вигляд з максимумом на частоті власного резонансу, а умовою досягнення максимальної ефективності збудження, наближеної до 100%, є рівність амплітуд полів нерезонансного випромінювання та розсіювання.
- Вперше теоретично і експериментально показано, що до зниження ефективності збудження резонатора на частоті навантаженого резонансу призводить невиконання фазових і/або амплітудних умов, яке може бути зумовлене: а) зміщенням частоти навантаженого резонансу відносно частоти власного резонансу через реактивність елемента зв'язку; б) зростанням власних втрат відкритого резонатора; в) розміщенням елемента зв'язку на периферії плями поля резонатора.

- Вперше теоретично і експериментально показано, що ефективність виведення енергії з відкритого резонатора не має резонансної залежності і визначається, головним чином, розсіювальними властивостями самого елемента зв'язку.
- Вперше експериментально доведено, що при однаковому коефіцієнті зв'язку щілинні елементи мають завжди більш високу ефективність, ніж отвори в діафрагмі, як при збудженні, так і при виведенні енергії.

Практичне значення одержаних результатів

Результати, які одержано у дисертаційній роботі, можуть бути застосовані при розроблюванні квазіоптичних пристроїв міліметрового діапазону хвиль. Отримані знання про фізичні причини додаткових радіаційних втрат елементів зв'язку у відкритих резонаторах, загальні порівняльні характеристики елементів зв'язку різних типів допоможуть оптимально вибирати та застосовувати ті, чи інші конструкції елементів зв'язку під час проектування відкритих резонаторів різного призначення.

Розроблені методи вимірювання ефективності збудження та виведення енергії можливість зв'язку дають практично оптимізувати коливань елементами енергетичні характеристики коливальних систем при розроблюванні твердотільних електровакуумних приладів, а покращувати характеристики та також вимірювальних приладів, в яких використовують відкриті резонатори. Такі вимірювання необхідні при створенні нових типів пристроїв зв'язку відкритих резонаторів.

Теоретичну модель збудження відкритих резонаторів можливо застосовувати для швидких попередніх розрахунків при проектуванні резонансних систем різних квазіоптичних приладів або вимірювальних пристроїв.

Ключові слова: квазіоптичний відкритий резонатор, елемент зв'язку, прямокутний хвилевід, добротність, нерезонансне випромінювання, радіаційні втрати, ефективність збудження, ефективність виведення енергії.

ABSTRACT

Natarov M.P. Radiation loss and efficiency of coupling elements and excitation sources of the quasi-optical open resonators. – Qualification research work as a manuscript.

The thesis for scientific degree of Candidate of Science in physics and mathematics on specialty 01.04.03 – radiophysics. – O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine.,Kharkiv, 2017.

At excitation of resonant oscillations in open resonators there are radiation losses of energy which are connected with nonresonant radiation of excitation sources (or coupling elements with external sources) and with the scattering of the resonance mode field on the coupling element. In the dissertation, the mechanisms that influence such losses are investigated experimentally and theoretically, and the factors that influence on their values are determined. The methods for measuring radiation losses are developed, measurements of losses in the millimeter range of the coupling elements in the form of a slot on the mirror, which gradually transforms into a standard waveguide, and in the form of a circular aperture in a thin diaphragm on the mirror at the end of the waveguide. The coupling elements were used in the two types of quasi-optic open resonators: in the twomirror resonators and in the mirror disc dielectric resonators with whispering gallery modes. An original phenomenological model of an open resonator excitation was developed for an adequate interpretation of experimental characteristics, which allowed to analyze resonant and nonresonant processes in open resonator and to give a clear physical interpretation of the observed regularities.

The scientific novelty of the work

• it has been developed an original method for measuring radiation losses of a coupling element of quasi-optic open resonator, based on measurement of energy of all types of losses and energy stored in the resonator, and for the first time it has

been proposed to use a calibrated by the specific methodology coupling element for the correct measurement of stored energy;

- it has been modified the equivalent circuit of an open resonator with a coupling element, which for the first time made it possible, using the method of impedance, to measure separately each type of losses in open resonator and coupling element;
- an original phenomenological model of the quasi-optic open resonator connected with a waveguide is built on the basis of a combination of a rigorous solution of the problem of radiation in a half-space from the waveguide with an infinite flange aperture and an approximate solution of the problem of Gaussian wave beams diffraction that fall from half-space on the same waveguide aperture;
- for the first time it has been estimated comparative quantitative characteristics of the resonator excitation efficiency by different configurations of elementary electric dipoles and it has been founded factors which leads to decreasing of the excitation efficiency;
- for the first time it has been proved that at the unloaded resonance frequency, the field of non-resonant radiation of coupling element has opposite phase to the field of resonant mode scattered on the coupling element, and the field of the wave, which passes through the coupling element and compensates losses of resonant mode, is in-phase with the resonant mode field, and the excitation efficiency frequency dependence has a resonant form with a maxima at the unloaded resonance frequency, and the condition for achieving the maxima near 100% of the excitation efficiency is the equality of the field amplitudes of non-resonance radiation and scattering field;
- for the first time it has been shown theoretically and experimentally, that failure of phase or amplitude conditions, which leads to decreasing of the excitation efficiency at the loaded resonance frequency, is a result of the following factors: a) displacement of the loaded resonance frequency relative to the unloaded resonance frequency, which is due to the reactivity of the coupling element; b) growth of the loss of unloaded open resonator; c) placement the coupling element on the periphery

of the field spot of the resonator, where the amplitude and phase conditions are not satisfied;

- for the first time it has been shown experimentally and theoretically, that the energy output efficiency from an open resonator does not have a resonant frequency dependence and is determined primarily by the own scattering properties of the coupling element;
- it has been for the first time carried out systematic measurements of the excitation efficiency and the energy output efficiency by the coupling elements of two types: in the form of a gap in the mirror and in the form of a circular hole in the diaphragm on the mirror, in open resonators of two types: in quasi-optic double-mirror resonators and in mirror disc dielectric resonators, and it has been shown, that the coupling elements in the form of a gap have, generally, greater efficiency both in the case of excitation and in the energy output.

The practical significance of results. The results obtained in the dissertation work can be applied in the development of quasi-optical devices of the millimeter range. Obtained knowledge about the physical causes of additional radiation losses of coupling elements in open resonators, general comparative characteristics of coupling elements of different types will help select and apply optimal design of coupling elements during development of open resonators for various purposes.

The developed methods of energy of oscillations excitation and extraction efficiency measuring by coupling elements give the opportunity to practically optimize the energy characteristics of oscillating systems in the development of solid-state and electric vacuum devices, and to improve the characteristics of measuring devices with open resonators. Such measurements are required in the creating of the new types of communication devices between open resonators and waveguide lines.

The theoretical model of excitation of open resonators can be applied for fast preliminary calculations in designing of resonant systems of various quasi-optical devices or measuring equipment. **Key words:** quasi-optical open resonator, coupling element, rectangular waveguide, quality factor, non-resonant radiation, radiation losses, excitation efficiency, energy output efficiency.

Список основних публікацій за темою дисертації

- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Метод измерения эффективности возбуждения и вывода энергии в открытых резонаторах // Приборы и техника эксперимента. – 1988, № 4. – С. 118-120.
- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Эффективность возбуждения сигнального резонатора квазиоптического смесителя щелью связи // В кн.: Твердотельные генераторы и преобразователи миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов: сб. науч. тр. / Харьков, ИРЭ АН УССР, 1989. – С. 73–77.
- Kuraev A.A., Natarov M.P., Rodionova V.N., Slepyan G.Ya., Slepyan A.Ya. Skresanov V.N. Coupling of open resonator and rectangular waveguide through a smooth waveguide transition // Int. J. Electronics, 1991, N5. – P. 1005-1014.
- Булгаков Б.М., Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Свойства квазиоптического резонатора с сосредоточенным элементом связи. I Феноменологическая модель // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1996. – Т. 1, № 1. – С. 46-53.
- Булгаков Б.М., Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Свойства квазиоптического резонатора с сосредоточенным элементом связи. II Расчет характеристик, эксперимент и обсуждение результатов // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1998. – Т. 3, №1. – С. 11-14.
- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Исследование эффективности возбуждения открытых резонансных систем // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Инт радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – Т. 8, № 2. – С. 175-179.

- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Характеристики возбуждения открытого резонатора системой электрических диполей // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2006. – Т. 11, №3. – С. 366-371.
- 8. Скресанов В.М., Гламаздін В.В., Натаров М.П., Шубний О.І. Нові пристрої НДВЧ резонаторів зв'язку високодобротних 3 хвилеводами: теорія. проектування, експеримент. В кн.: Пріоритети наукової співпраці ДФФД і спільних БРФФД: Матеріали конкурсних проектів Державного і Білоруського республіканського фонду фундаментальних досліджень фонду фундаментальних досліджень. - К.: ДІА, 2007. - С. 177-190. -ISBN 966-8311-26-4.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Эффективность возбуждения квазиоптического открытого резонатора из волновода // Изв. вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 3. – С. 231-249.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Радиационные потери сосредоточенных элементов связи открытых резонаторов // Радиофизика и электроника. – 2011. – Т. 2(16), №3. – С. 12-25.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Радиационные потери элементов связи зеркального дискового диэлектрического резонатора. Часть 1. Связь с согласованными волноводами // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. <u>6(20)</u>, №4. – С. 70-79.
- 12. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Способ измерения КПД возбуждения открытого резонатора // А.с. № 1425562, Б.И. № 35, 1989.
- Slepyan G., Skresanov V., Rodionova V., Karpovich V., Natarov M. Electrodynamical modeling of broadband coupling elements between high-Q resonators and single mode waveguides / Proceedings of the 11-th Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, June 26-29, 2006. Kharkov, Ukraine. P. 382-386.
- 14. Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Матричная модель связи квазиоптического открытого резонатора с одномодовым волноводом // Труды

16 Междунар. Крымской конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». 11-15 сентября 2006 г., Севастополь, Крым. – С. 550-551.

- New elements for coupling of the high-quality millimeter-wave resonators with waveguides: theory, design, experiment / G. Slepyan, V. Karpoich, V. Rodionova, B. Bulgakov, V. Skresanov, M. Natarov // MSMW'07 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007, pp. 651-653.
- Characteristics of the Waveguide to Quasioptical or Dielectric Resonator Coupling / V. Glamazdin, M. Natarov, V. Skresanov, A. Shubny // MSMW'10 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010.

3MICT

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ І ПОЗНАЧЕНЬ	14
ВСТУП	.15
РОЗДІЛ 1 ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КОЛИВАННЯ І ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ У	
ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРАХ З ДЖЕРЕЛАМИ ЗБУДЖЕННЯ І ЕЛЕМЕНТАМИ	
ЗВ'ЯЗКУ. СТАН ПИТАННЯ І ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	23
1.1 Вільні та вимушені коливання у відкритих резонаторах	26
1.2 Радіаційні втрати енергії пристроїв зв'язку з зовнішніми трактами та джер	ел
збудження відкритих резонаторів	29
1.2.1 Теоретичні дослідження радіаційних втрат елементів зв'язку та джер	ел
збудження відкритих резонаторів	30
1.2.2 Експериментальні дослідження радіаційних втрат елементів зв'язку	
відкритих резонаторів	35
1.3 Збудження відкритих резонаторів решіткою джерел4	13
1.4 Висновки розділу 14	.5
РОЗДІЛ 2 ПОЛЯ І ХВИЛІ В КВАЗІОПТИЧНИХ ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРАХ З	
ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ. МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ВТРАТ4	16
2.1 Резонансні коливання та хвильові процеси у відкритих резонаторах з	
пристроями зв'язку4	6
2.2 Метод вимірювання радіаційних втрат енергії елементів зв'язку	
квазіоптичних відкритих резонаторів5	5
2.3 Радіаційні втрати і ефективність щілинних елементів зв'язку квазіоптични	Х
відкритих резонаторів мм діапазону хвиль	62
2.4 Висновки розділу 2	56
РОЗДІЛ З МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ І ХВИЛЬОВИХ	
ПРОЦЕСІВ У КВАЗІОПТИЧНОМУ ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ	68
3.1 Феноменологічна двовимірна модель квазіоптичного відкритого резонатор	pa,
пов'язаного з хвилеводом	68
3.1.1 Попередні зауваження до побудови моделі	58

3.1.2 Дифракція хвильових пучків і хвилеводних хвиль на відкритому кінці
плоского хвилеводу з нескінченним фланцем71
3.1.3 Модель відкритого резонатора. Основні співвідношення
3.1.4 Результати чисельного моделювання
3.2 Феноменологічна модель збудження квазіоптичного відкритого резонатора
решіткою джерел97
3.2.1 Постановка задачі. Метод заданих струмів
3.2.2 Модель збудження відкритих резонаторів решітками електричних
диполів
3.2.3 Результати чисельного моделювання103
3.3. Висновки розділу 3110
РОЗДІЛ 4 РАДІАЦІЙНІ ВТРАТИ ЕЛЕМЕНТІВ ЗВ'ЯЗКУ КВАЗІОПТИЧНИХ
ДВОДЗЕРКАЛЬНИХ І ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРІВ112
4.1 Щілинні та діафрагмові елементи зв'язку в квазіоптичних дводзеркальних і
дзеркальних дискових діелектричних резонаторах. Методи дослідження
радіаційних втрат
4.1.1 Види досліджуваних відкритих резонаторів і елементів зв'язку113
4.1.2 Модифікація методу баланса потужностей115
4.1.3 Застосування методу імпеданса. Еквівалентна схема відкритого
резонатора117
4.2 Вимірювання радіаційних втрат і ефективності елементів зв'язку
квазіоптичних дводзеркальних відкритих резонаторів126
4.2.1 Конструкція відкритих резонаторів і елементів зв'язку.
Експериментальна установка і схема вимірювань
4.2.2 Результати вимірювань і аналіз отриманих характеристик130
4.3 Вимірювання радіаційних втрат і ефективності елементів зв'язку
квазіоптичного дзеркального дискового діелектричного резонатора138
4.3.1 Особливості конструкції резонатора і схема вимірювань138
4.3.2 Вимірювання методами баланса потужностей та імпеданса141

4.3.3 Радіаційні втрати і характеристики розсіювання елементів зв'язку	В
дзеркальному дисковому діелектричному резонаторі	146
4.4 Висновки розділу 4	153
ВИСНОВКИ	156
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	161
ДОДАТОК А Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати	
дисертації	173
ДОДАТОК Б Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації.	175

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ І ПОЗНАЧЕНЬ

- ВР відкритий резонатор
- ЕЗ елемент зв'язку
- НВЧ надвисокі частоти
- ДВР дводзеркальний відкритий резонатор
- ДР діелектричний резонатор
- ДДР дисковий діелектричний резонатор
- ДДДР дзеркальний дисковий діелектричний резонатор
- ГДВ генератор дифракційного випромінювання
- ККД коефіцієнт корисної дії
- КСХН коефіцієнт стоячої хвилі за напругою
- ЕЗД елемент зв'язку що досліджується
- ДЕЗ додатковий елемент зв'язку
- ДС діаграма спрямованості
- СЛАР система лінійних алгебраїчних рівнянь

ВСТУП

Робота присвячена дослідженню радіаційних втрат енергії у відкритих резонаторах (BP), зумовлених наявністю у BP елементів зв'язку (E3) із зовнішніми трактами і (або) джерел електромагнітної енергії. У мікрохвильовому і міліметровому діапазонах довжин хвиль, де поєднуються хвилеводна і квазіоптична техніка. найбільш часто В якості пристроїв зв'язку BP 3 хвилеводами використовують такі ЕЗ, як отвір в діафрагмі на дзеркалі ВР або вузька щілина на дзеркалі, яка плавно переходить в стандартний хвилевід. Зазначені ЕЗ мають розміри, порівняні або менше довжини хвилі і, отже, широкі діаграми спрямованості випромінювання, що у відкритих системах може призводити до втрат енергії і погіршення ефективності збудження і виведення енергії резонансних коливань.

Актуальність теми зумовлена тим, що BP знайшли широке застосування в мікрохвильовому, міліметровому і субміліметровому діапазонах хвиль в електровакуумних і напівпровідникових генераторах і перетворювачах частоти, в спектроскопії і діелектрометрії [1-7]. Однак до останнього часу, не були вивчені в повній мірі фізичні явища і закономірності, пов'язані з випромінюванням і розсіюванням полів у зовнішній простір при збудженні ВР пристроями зв'язку з розмірами, порівнянними або меншими довжини хвилі. Знання про ці явища є вкрай важливими для створення в цих діапазонах хвиль нових приладів з покращеними характеристиками [3, 5]. Так, підвищення к.к.д. генераторів і чутливості спектрометрів і діелектрометрів прямо зв'язане з втратами в їх резонансних системах, ефективністю збудження коливань в них, ефективністю виведення енергії з резонансної системи. Відомо, що при збудженні відкритих структур джерелами електромагнітної енергії типу нитка струму або елементарний диполь або зосередженими (тобто малими або порівнянними з довжиною хвилі) ЕЗ, крім резонансних коливань збуджуються ще й хвилі, які прямо випромінюються у вільний простір, не беручи участь в підживленні резонансного коливання [3, 6, 8-10]. Це випромінювання в теорії ВР називають нерезонансним випромінюванням або нерезонансним фоном. Нерезонансне випромінювання забирає частину енергії

джерела електромагнітних коливань, що призводить до втрат енергії без всякої користі. У ВР існують також радіаційні втрати через розсіювання поля резонансних коливань на ЕЗ, які знижують добротність ВР. Обидва види цих радіаційних втрат знижують ефективність використання ВР в пристроях і приладах в якості резонансної системи і погіршують їх характеристики в цілому [3-6], [9]. Вимірювання із застосуванням ВР матимуть систематичну похибку, якщо не враховувати явища нерезонансного випромінювання або розсіювання енергії на пристроях зв'язку [11].

Дослідження цієї проблеми до останнього часу проводились епізодично і, зазвичай, обмежувалися наближеними експериментальними або теоретичними оцінками [3, 8, 10]. Були відсутні систематичні дані про те, за яких умов коливання у ВР збуджуються з високою ефективністю, які фактори призводять до її зниження, які пристрої зв'язку найбільш ефективні у ВР для збудження коливань і виведення енергії. Строга теорія збудження ВР, що враховує нерезонансне випромінювання, розроблена для деяких типів ВР в загальному вигляді і призводить до значних, а часом непереборних, обчислювальних труднощів при розрахунках характеристик нерезонансного випромінювання реальних конфігурацій ВР [8, 12]. Пакети прикладних комерційних програм для розрахунку електродинамічних характеристик різних пристроїв, які розроблено до теперішнього часу, в разі добротних ВР вимагають дуже великих ресурсів оперативної пам'яті і машинного часу, що не дозволяє проводити систематичні дослідження або оптимізувати ЕЗ. За допомогою таких програм можливий розрахунок лише окремих ілюстративних прикладів. Таким чином, проведення систематичних теоретичних і експериментальних досліджень для правильного і повного розуміння та адекватного опису явищ у ВР з пристроями зв'язку або з джерелами електромагнітної енергії є актуальною задачею.

Зв'язок з науковими програмами, планами, темами. В дисертаційну роботу увійшли результати досліджень і розробок, виконаних автором в ІРЕ ім. О.Я. Усикова НАН України у відділі твердотільної електроніки за період з 1986 по 2016 рр.в рамках держбюджетних НДР:

 «Дослідження взаємодії електромагнітних полів короткохвильової частини міліметрового діапазону хвиль з напівпровідниковими структурами в квазіоптичних коливальних системах з метою створення твердотільних генераторів» (шифр «Резонатор 4», номер держ. реєстрації 01860086550, виконавець);

• «Розробка і дослідження високостабільних напівпровідникових квазіоптичних генераторів міліметрового і субміліметрового діапазону довжин хвиль і систем амплітудної, фазової та частотної модуляції » (шифр «Лінія УН» номер держ. реєстрації 01920000605, виконавець);

• «Дослідження збудження відкритих коливальних систем ансамблем автогенераторів » (шифр «Табір», номер держ. реєстрації 0196006120, виконавець);

• «Теоретичне й експериментальне дослідження хвильових процесів в пристроях і системах мікрохвильового і міліметрового діапазонів хвиль», (шифр «Буксир», номер держ. реєстрації 0100U006441, виконавець);

• «Теоретичне й експериментальне дослідження хвильових процесів у системах мікрохвильового діапазону», (шифр «Буксир 2» номер держ. реєстрації 0103U002267, виконавець);

• «Розробка та впровадження нових методів обчислювальної радіофізики, теоретичне та експериментальне дослідження трансформації електромагнітних полів гіга- і терагерцевого діапазонів в об'єктах і середовищах антропогенного та природного походження», (шифр «Буксир 3», номер держ. реєстрації 0106U011975, виконавець);

«Розробка та впровадження нових методів обчислювальної радіофізики; теоретичне та експериментальне дослідження трансформації електромагнітних полів гіга-, терагерцового та оптичного діапазонів в об'єктах й середовищах антропогенного та природного походження; аналіз та синтез нових вузлів й пристроїв резонансної квазіоптікі, твердотільної електроніки, імпульсної й антеною техніки; розробка й тестування нових вимірювальних схем рефлектой діелектрометрії», (шифр «Буксир 4, реєстрації 0112U000210, номер держ. виконавець);

в конкурсній НДР в рамках спільного проекту Державного фонду фундаментальних досліджень та Білоруського республіканського фонду фундаментальних досліджень «ДФФД – БРФФД – 2005» «Нові пристрої зв'язку високодобротних НДВЧ резонаторів з хвилеводами: теорія, проектування, експеримент», виконавець.

Мета і завдання дослідження. Мета дослідження дисертаційної роботи експериментальними і теоретичними методами встановити закономірності, яким підкоряються радіаційні втрати елементів зв'язку та джерел збудження в квазіоптичних відкритих резонаторах. Для досягнення мети необхідно вирішити такі наукові завдання:

 розробити нові методи вимірювання радіаційних втрат елементів зв'язку відкритих резонаторів;

- за допомогою розроблених методів провести експериментальні дослідження характеристик радіаційних втрат, ефективності збудження і виведення енергії відкритих резонаторів з різними елементами зв'язку;

 побудувати математичну модель взаємодії поля резонансної моди з елементами зв'язку або джерелами збудження відкритого резонатора, що враховує радіаційні втрати джерел і елементів зв'язку;

 провести чисельне моделювання процесів вимушених коливань для різних конфігурацій відкритих резонаторів з елементами зв'язку, дати фізичну інтерпретацію отриманих результатів;

 провести порівняння отриманих експериментальних і теоретичних залежностей, зробити висновки про межі застосування розробленої моделі взаємодії поля резонансної моди з елементами зв'язку або джерелами збудження відкритого резонатора.

Об'єкт дослідження - явища збудження, випромінювання і розсіювання електромагнітних коливань і хвиль елементами зв'язку і сторонніми джерелами у відкритих резонансних системах та в оточуючому їх просторі.

Предмет дослідження - радіаційні втрати енергії, які супроводжують резонансні коливання електромагнітних полів у відкритих резонаторах через наявність в них елементів зв'язку та джерел збудження.

Методи дослідження. Для досягнення поставленої в дисертаційній роботі мети використані методи експериментальної і теоретичної радіофізики: методи експериментальних досліджень, що включають методи вимірювань, такі як метод пробного тіла для дослідження структури полів у відкритих резонаторах, метод каліброваної антени і метод трьох антен для дослідження випромінювання з відкритих резонаторів і вимірювання напруженості поля резонансних мод, методи експериментального моделювання мікрохвильових пристроїв - метод еквівалентних схем і метод імпедансу; для побудови та аналізу теоретичної моделі квазіоптичного відкритого резонатора використані методи теорії дифракції та розсіювання хвиль, такі як метод заданого поля, метод заданих струмів, метод часткових областей, а також чисельні методи вирішення систем лінійних рівнянь.

Наукова новизна одержаних результатів

- Розроблено новий метод вимірювання радіаційних втрат елемента зв'язку квазіоптичного відкритого резонатора, заснований на вимірюванні енергії всіх видів втрат і енергії, яку запасено в резонаторі. Для коректного вимірювання запасеної енергії вперше запропоновано використовувати елемент зв'язку, що прокалібрований за спеціальною методикою.
- Модифіковано еквівалентну схему відкритого резонатора з елементом зв'язку.
 Методом імпедансу вперше проведено виміри величин кожного виду втрат відкритого резонатора та елемента зв'язку в околі резонансної частоти.
- Побудовано оригінальну феноменологічну модель збудження квазіоптичного відкритого резонатора з хвилеводу, яка вперше дозволила провести чисельне моделювання радіаційних втрат пристрою зв'язку. Модифікація моделі за допомогою метода заданих струмів дозволила вперше провести чисельне моделювання збудження квазіоптичного резонатора різними конфігураціями елементарних диполів.

- Вперше показано, що на частоті власного резонансу поле нерезонансного випромінювання елемента зв'язку протифазне розсіяному на елементі зв'язку полю резонансної моди. Встановлено, що поле хвилі, яка проходить через елемент зв'язку та компенсує втрати резонансної моди, синфазне з полем резонансної моди. Показано, що залежність ефективності збудження від розстройки резонатора має резонансний вигляд з максимумом на частоті власного резонансу, а умовою досягнення максимальної ефективності збудження, наближеної до 100%, є рівність амплітуд полів нерезонансного випромінювання та розсіювання.
- Вперше теоретично і експериментально показано, що до зниження ефективності збудження резонатора на частоті навантаженого резонансу призводить невиконання фазових і/або амплітудних умов, яке може бути зумовлене: а) зміщенням частоти навантаженого резонансу відносно частоти власного резонансу через реактивність елемента зв'язку; б) зростанням власних втрат відкритого резонатора; в) розміщенням елемента зв'язку на периферії плями поля резонатора.
- Вперше теоретично і експериментально показано, що ефективність виведення енергії з відкритого резонатора не має резонансної залежності і визначається, головним чином, розсіювальними властивостями самого елемента зв'язку.
- Вперше експериментально доведено, що при однаковому коефіцієнті зв'язку щілинні елементи мають завжди більш високу ефективність, ніж отвори в діафрагмі, як при збудженні, так і при виведенні енергії.

Практичне значення одержаних результатів

Результати, які одержано у дисертаційній роботі, можуть бути застосовані при розроблюванні квазіоптичних пристроїв міліметрового діапазону хвиль. Отримані знання про фізичні причини додаткових радіаційних втрат елементів зв'язку у відкритих резонаторах, загальні порівняльні характеристики елементів зв'язку різних типів допоможуть оптимально вибирати та застосовувати ті, чи інші конструкції елементів зв'язку під час проектування відкритих резонаторів різного призначення.

Розроблені методи вимірювання ефективності збудження та виведення енергії можливість зв'язку дають практично оптимізувати коливань елементами енергетичні характеристики коливальних систем при розроблюванні твердотільних приладів. електровакуумних а також покращувати характеристики та вимірювальних приладів, в яких використовують відкриті резонатори. Такі вимірювання необхідні при створенні нових типів пристроїв зв'язку відкритих резонаторів.

Теоретичну модель збудження відкритих резонаторів можливо застосовувати для швидких попередніх розрахунків при проектуванні резонансних систем різних квазіоптичних приладів або вимірювальних пристроїв, зокрема, модель ВР знайшла застосування при розробці квазіоптичного рефрактометра [13].

Особистий внесок здобувача. У дисертаційній роботі узагальнено матеріали досліджень, отримані в співавторстві за особистої участі автора. Зі спільних публікацій використано ті матеріали, в які автор вніс свій особистий внесок. Це розробка метода балансу потужностей для вимірювання ефективності збудження і виведення енергії коливань відкритого резонатора [14-16]. Дослідження радіаційних втрат щілинних елементів зв'язку методом балансу потужностей та порівняння отриманих експериментальних результатів з теоретичними результатами, які отримані за допомогою строгого рішення для усамітненого елемента зв'язку [17-19]. Модифікація метода балансу потужностей та імпедансного метода в частині модифікації еквівалентної схеми заміщення відкритого резонатора для експериментального дослідження елементів зв'язку квазіоптичних двохдзеркальних і дзеркальних дискових діелектричних резонаторів та узагальнення отриманих результатів [20-23]. Створення феноменологічних моделей збудження відкритого резонатора з хвилевода елементом зв'язку[24-27] та збудження відкритого резонатора системою заданих струмів [28-29], виведення основних рівнянь, аналіз і узагальнення результатів чисельного моделювання.

Апробація результатів дисертації. Матеріали дисертації доповідалися й обговорювалися на наступних семінарах, конференціях та симпозіумах:

 наукові семінари ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України «Теорія дифракції та дифракційна електроніка», «Радіофізика і електроніка міліметрових та субміліметрових хвиль»;

• 11-а Міжнародна Конференція "ММЕТ'06" 26-29 червня 2006 р., м. Харків, Україна;

• 16-а Міжнародна Кримська конференція «СВЧ техніка і телекомунікаційні технології» 11-15 вересня 2006 р., м Севастополь, Україна;

• 6-й Міжнародний симпозіум «Фізика і техніка міліметрових і субміліметрових хвиль» "MSMW'07", 25-30 червня 2007 р., м. Харків, Україна;

• 7-й Міжнародний симпозіум «Фізика і техніка міліметрових і субміліметрових хвиль» "MSMW'10", 21-26 червня 2010 р., м. Харків, Україна.

Публікації. Основні наукові результати дисертації опубліковано в 16 наукових працях, з яких 11 статей у фахових наукових журналах та збірниках наукових праць, 1 авторське свідоцтво на винахід, 4 доповіді в працях міжнародних конференцій.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, переліку умовних скорочень і позначень, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел та двох додатків. Загальний обсяг дисертації 175 сторінок. Дисертація містить 43 рисунка та 2 таблиці. Список використаних джерел на 12 сторінках включає 114 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КОЛИВАННЯ І ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ У ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРАХ З ДЖЕРЕЛАМИ ЗБУДЖЕННЯ І ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ. СТАН ПИТАННЯ І ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Відкриті резонатори (ВР) застосовують в техніці електромагнітних хвиль різних діапазонів, від дециметрового до оптичного і ультрафіолетового. У широкому сенсі відкритими називають резонатори, у яких частина їх обсягу не обмежена металевими стінками і, таким чином, резонансний об'єм пов'язано з навколишнім простором. Спочатку ВР у вигляді резонаторів Фабрі-Перо (ВР з двома плоскими дзеркалами), а потім і ВР із дзеркалами з квадратичною фазовою корекцією застосовували як резонансну систему в оптичних квантових генераторах [30-32], однак незабаром їх почали широко застосовувати в міліметровому і субміліметровому діапазонах. Такі ВР отримали назву квазіоптичних завдяки співвідношенню їхніх розмірів та довжини хвилі. В міліметровому діапазоні їх часто застосовують в поєднанні з порожнистими одномодовими хвилеводами [1-11]. В цих діапазонах квазіоптичні ВР мають важливі переваги в порівнянні з іншими типами резонансних систем: розріджений спектр і можливість досягати значень добротності порядку 10^6 без застосування кріогенної техніки, до того ж у ВР легко здійснюється доступ в область резонансного поля. Це робить їх привабливими в якості резонансних систем або комірок в вимірювальних установках для електровакуумних і діелектрометрії, спектроскопії, напівпровідникових В генераторах і перетворювачах.

Ряд піонерських робіт по дослідженню властивостей квазіоптичних двохдзеркальних ВР (ДВР) і створенню на їх основі нових генераторів електромагнітного випромінювання були виконані в м. Харкові на радіофізичному факультеті ХДУ і в ІРЕ АН України [2-3, 33-35]. Теоретичні та експериментальні дослідження і розробки ВР різних модифікацій відтоді постійно ведуться в широкому діапазоні частот, від десятків терагерців до гігагерців [4-5, 11-12, 36-44], з

метою створення нових квантових, електронно-вакуумних та напівпровідникових генераторів, а також для вимірювання діелектричних властивостей матеріалів і середовищ в цих діапазонах частот.

Фундаментальною властивістю BP e відсутність суцільних повністю відбиваючих стінок між внутрішнім об'ємом і зовнішнім простором. З цієї властивості і йдуть головні електродинамічні позитивні якості ВР, пов'язані з розрідженням спектра через дифракцію резонансного поля на краях дзеркал або поверхні діелектрика. Однак ця властивість обумовлює і можливі додаткові втрати енергії, пов'язані з тим, що будь-які неоднорідності на поверхні дзеркал або діелектрика, або ж всередині об'єму, займаного резонансним полем, призводять до розсіювання у вільний простір частки енергії резонансного коливання. Крім того, BP при збудженні V резонансних коливань електронним потоком, напівпровідниковими структурами або ЕЗ із зовнішнім хвилеводним трактом, частина енергії цих джерел може випромінюватися у вільний простір, не беручи участь у формуванні резонансної моди (так званий «нерезонансний фон» або нерезонансна випромінювання) [3, 6, 8-10], внаслідок чого ефективність збудження резонансної моди знижується. Термін «нерезонансна» означає лише, що поле цього випромінювання не є наслідком дифракції або розсіювання поля власного коливання ВР, хоча амплітуди нерезонансного випромінювання можуть мати резонансну залежність від частоти або довжини ВР. На відміну від випромінювання з ВР, викликаного дифракцією і розсіюванням поля власного резонансного коливання на дзеркал або різних квазіоптичних пристроях зв'язку, краях нерезонансне випромінювання, що виникає в режимі вимушених коливань при збудженні ВР будь-якими джерелами, вивчено в значно меншому ступені.

На перших етапах досліджень ВР з метою їх застосування в лазерній техніці питання ефективності збудження не здавалися актуальними. У лазерному ВР весь об'єм резонатора (або його велика частина) заповнений активною речовиною і збуджуючі високочастотні струми, що розподілені по всьому цьому об'єму, індукуються самим резонансним коливанням, на яке налаштований ВР. Тому розподіл збуджуючих струмів збігається з розподілом поля резонансного коливання і нерезонансне випромінювання в цьому випадку дуже незначне [10].

Коли ж квазіоптичні ВР почали використовувати в мм і субмм діапазонах, в поєднанні з технікою порожнистих металевих хвилеводів, то виникли питання про величину додаткових радіаційних втрат через розсіювання резонансного поля на ЕЗ і про можливість ефективного збудження коливань у ВР з хвилеводу через ЕЗ, що має розміри менше довжини хвилі. ЕЗ розглядався як незалежний випромінювач і здавалося, що збудження за такою схемою не може бути ефективним, тому що діаграма спрямованості випромінювання з хвилеводу через ЕЗ значно ширше, ніж кутовий розмір протилежного дзеркала. Уявлялося, що велика частина потужності може випромінюватись повз дзеркал у вільний простір. У той же час відомо, що ВР з такими ЕЗ успішно застосовують в міліметровому діапазоні хвиль в різних областях: в діагностиці плазми, в електроніці, в вимірювальних установках різного призначення [1-7], і за деякими оцінками в разі високодобротних ВР нерезонансне випромінювання незначне [10]. Дане протиріччя викликало необхідність теоретичних і експериментальних досліджень полів ВР, в яких розміщені пристрої зв'язку з зовнішніми трактами або джерела збудження, з метою визначити радіаційні або інші види втрат, обумовлені наявністю у ВР як пристроїв зв'язку, так і самих джерел електромагнітних коливань.

У сантиметровому і дециметровому діапазонах набули широкого поширення інші типи ВР: мікросмужкові резонатори і діелектричні резонатори (ДР) [45-47], які в даний час стали невід'ємною частиною різних НВЧ пристроїв. Крім того, останнім часом активно досліджуються і знаходять застосування в міліметровому діапазоні діелектричні резонатори з азимутальними модами вищого порядку, що отримали назву квазіоптичні дискові діелектричні резонатори (ДДР) з модами «шепочучої галереї». ДДР мають високу добротність при порівняно невеликих розмірах [48]. Для зв'язку резонаторів з модами шепочучої галереї з хвилеводами в міліметровому діапазоні широко застосовують пристрої зв'язку, подібні застосовуваним в квазіоптичних ДВР. Оскільки ці структури є відкритими, проблеми нерезонансного випромінювання і розсіювання резонансних полів на неоднорідностях в повній мірі притаманні і цим видам ВР.

1.1. Вільні та вимушені коливання у відкритих резонаторах

Вільні коливання в найпростіших конфігураціях ВР досліджено досить повно як теоретично, так і експериментально. У теоретичних дослідженнях, як правило, нехтують омічними і діелектричними втратами в матеріалі, з якого складається ВР. Поля власних коливань і дифракційні втрати знаходять з розв'язку спектральної задачі, поставленої для досліджуваного виду ВР з тим або іншим ступенем строгості. У ранніх роботах по дослідженню квазіоптичних ВР задачі про власні і вимушені коливання вирішувалися наближено. Так, в роботах [30-31] вирішена задача, сформульована в наближенні скалярного інтеграла Кирхгофа для ВР з плоскими і сферичними дзеркалами, а у [8] отримано наближене аналітичне рішення скалярної задачі методом параболічного рівняння для ВР з плоскими і увігнутими дзеркалами в двовимірному і тривимірному випадках. В [49] було розглянуто векторну задачу, яку зведено до параболічного рівняння в разі квазіоптичного ВР, обчислено всі шість компонент електромагнітного поля і власні частоти, при цьому дифракційні втрати вважалися нехтовно малими.

Починаючи з 70-х років 20-го століття широке застосування отримали діелектричні резонатори різних конфігурацій, які по своїй суті є відкритими резонаторами. Це викликало потребу в глибоких теоретичних і експериментальних дослідженнях електромагнітних коливань в діелектричних резонаторах. Великий бібліографічний список міститься в монографіях [45-48], присвячених різним типам діелектричних резонаторів. У ших роботах розглянуто теоретичні та експериментальні дослідження власних коливань ДР, розглянуті практичні питання застосування ДР в різних пристроях. Власні коливання основних конфігурацій ДР (куля, диск, паралелепіпед) досліджені досить детально як теоретично, так і експериментально. Труднощі виникають при дослідженні властивостей ДР неправильної форми, з неоднорідностями на поверхні або всередині ДР. Питання

зв'язку ДР з різними лініями передачі - мікросмуговими або діелектричними хвилеводами, порожнистими металевими хвилеводами - в тій чи іншій мірі розглядалися у вищевказаних роботах. Теоретичні проблеми тут очевидні: рівняння Максвелла для комбінації резонатор - лінія передачі призводять до надзвичайно важкої задачі математичної фізики. Труднощі експериментального вивчення пов'язані з наявністю безлічі границь типу діелектрик - діелектрик, повітря діелектрик, метал - діелектрик і метал – повітря, які не співпадають з координатними поверхнями. Втрати в діелектричних підкладках так само впливають на можливість коректного обліку випромінювання з лінії або резонатора.

Рівняння Максвелла для відкритих резонансних структур в строгому поставленні призводять до несамоспряжених крайових задач. Теорія таких задач математичної фізики про власні коливання або хвилі ще недостатньо розроблена, хоча для деяких класів структур вже отримані строгі рішення. Математично строго обґрунтована спектральна теорія і теорія збудження для двовимірних ВР з ідеально провідними дзеркалами і діелектричними включеннями викладена в [12, 50-53]. Строга теорія дозволяє отримати характеристики ВР, в принципі, при будь-яких співвідношеннях розмірів структури і довжини хвилі, проте в квазіоптичних випадках ($L/\lambda >>1$, де L - характерний розмір структури, λ - довжина хвилі) порядки систем лінійних алгебраїчних рівнянь, до яких зводиться вихідна задача, сильно зростають, що вимагає залучення значних обчислювальних ресурсів. У моделях ВР без втрат в металі або діелектриках можна розглядати тільки радіаційні втрати через дифракцію поля власного коливання на краях дзеркал або на діелектричних включеннях.

У разі появи неоднорідностей на дзеркалах або в резонансному обсязі строго вирішити задачу, як правило, не вдається. Тому, для знаходження характеристик таких квазіоптичних ВР при теоретичному розгляді використовують комбінації наближених і строгих методів, або використовують експериментальні методи, виходячи з конкретного завдання.

Так, у [54] було запропоновано ідею використовувати ВР для вимірювання перерізу розсіювання кульок з металу або діелектрика. Автори [54] припустили, що

додаткові втрати ВР, що викликані внесенням кульки у ВР, відповідають перетину розсіювання на цій кульці двох хвильових пучків, що поширюються один одному назустріч, якими можна представити поле резонансного коливання ВР. Умовою застосування такого методу є збереження структури поля ВР у вигляді суперпозиції хвильових пучків при внесенні в об'єм резонатора досліджуваних кульок, що виконується при малості розсіяної енергії в порівнянні з енергією пучка. За умови, що дифракційні втрати ВР малі в порівнянні з омічними (апертура дзеркал багато більше діаметра пучка), можна вважати, що втрати через розсіювання на кульці адитивні омічним втратам. Порівняння даних вимірювань з даними розрахунків для кульок з ідеального металу підтвердило правомірність такого підходу [54, 55]. Ця ідея використана при дослідженні ВР з канавками на дзеркалі, який застосовували в якості коливальної системи квазіоптичного напівпровідникового генератора [56-59]. В цих роботах було показано, що додаткові дифракційні втрати через наявність канавок на дзеркалі добре описуються розрахованим перетином розсіювання хвильового пучка, що падає на товстий металевий екран з такими канавками, що дозволяє проектувати коливальні системи подібного виду з оптимальними характеристиками. Аналогічний підхід застосовувався при дослідженні ВР з металевими брусками між дзеркалами [60].

Елемент зв'язку на дзеркалі ВР з приєднаним хвилеводним трактом також можна вважати неоднорідністю і на ньому резонансне поле буде відчувати розсіювання, в результаті чого у ВР, крім власних дифракційних втрат і зовнішніх втрат в хвилеводі, з'являються додаткові радіаційні втрати. Застосування вищеописаного методу для вимірювання додаткових втрат, які вносить ЕЗ, не може дати відповідь на питання про співвідношення між втратами на розсіювання на елементі зв'язку і зовнішніми втратами на проходження через ЕЗ в хвилевід.

1.2. Радіаційні втрати енергії пристроїв зв'язку з зовнішніми трактами та джерел збудження відкритих резонаторів

У монографії [61] в розділі 9 розглянуто випадок об'ємного резонатора з втратами в пристрої зв'язку, докладно розглянута методика вимірювання добротності і коефіцієнта зв'язку резонатора з лінією передачі на основі еквівалентної схеми. Це уявлення можна вважати прототипом уявлення ВР з пристроєм зв'язку, що випромінюють прямо у вільний простір, тобто з пристроєм зв'язку з втратами. Однак прямої аналогії тут немає, оскільки втрати в пристрої зв'язку в [61] вважаються чисто омічними, про що свідчить представлення пристрою зв'язку еквівалентною схемою з додатковим активним опором, тоді як у ВР пристрій зв'язку обов'язково має реактивні властивості, які впливають на фази випромінених і розсіяних з ВР у вільний простір хвиль.

В оглядовій роботі [6], присвяченій застосуванням квазіоптичних ВР в різних областях радіофізики і електроніки, проведено детальний аналіз факторів, що обумовлюють радіаційні втрати енергії у ВР. Також проведено аналіз стану теоретичних і експериментальних методів вивчення електромагнітних коливань в ВР, розглянуто способи збудження ВР. Обговорюється роль апертурних елементів зв'язку, що призводять до додаткових радіаційним втрат при збудженні ВР і при виведенні з нього енергії. Однак, будь-які кількісні дані досліджень втрат, зумовлених наявністю елементів зв'язку в ВР, не наведено через відсутність на той момент часу таких систематичних досліджень, що викликано, по-перше, складністю як теоретичного, так і експериментального дослідження і, по-друге, недостатньою увагою багатьох дослідників до цього виду втрат, оскільки деякі наближені оцінки показували, що в багатьох випадках ними можна знехтувати.

Що стосується збудження ДР, то аналогічні радіаційні втрати пристроїв зв'язку, як правило, не бралися до уваги [47]. У деяких роботах оцінка ефективності збудження резонансної моди ДР робилася виходячи з порівняння амплітуд полів у резонаторі при використанні різних елементів зв'язку або при різному їх розміщенні [62-64], або по співвідношенням навантаженої добротності і коефіцієнта зв'язку [65].

1.2.1. Теоретичні дослідження радіаційних втрат елементів зв'язку та джерел збудження відкритих резонаторів. Вперше спроба теоретично оцінити частку енергії, що йде в нерезонансний фон при збудженні ВР, була зроблена в [66]. У цій роботі розглянуто збудження ВР електричним або магнітним диполем в рамках задачі про вплив пробного тіла на коливання ВР. В роботі [66] використовуються результати вирішення задачі про вимушені коливання у ВР [67]. Рішення будується в припущенні, що власні коливання ВР відомі. Отримано вираз для оцінки відношення потужності власних втрат ВР до потужності, яку випромінює диполь у вільний простір. Показано, що це відношення прямо пропорційно добротності резонатора і обернено пропорційно його об'єму. Для прикладу розглянуто збудження ВР магнітним диполем, що моделює малий отвір зв'язку в одному з дзеркал резонатора, дослідженого в роботі [68]. Для наведених в [68] значень добротності ВР, його обсягу, типу коливань, довжини хвилі отримана оцінка нерезонансного фону. Потужність власних втрат ВР приблизно в 5 разів перевершує потужність нерезонансного випромінювання диполя. Матеріали робіт [66-67] увійшли в монографію [8].

Збудження ВР з хвилеводу через малий отвір зв'язку в тонкій діафрагми було розглянуто в [69]. У цій роботі отвір зв'язку моделюється магнітним диполем, магнітний момент якого пов'язує поля ВР, хвилеводу і випромінювання диполя у напівпростір. Це випромінювання Поле назване нерезонансним фоном. резонансного коливання і пов'язані з ним дифракційні і омічні втрати вважаються відомими і неявно входять в норму коливання і величину добротності. В роботі величину «коефіцієнт корисної дії збудження», або введено ефективність збудження, резонатора як відношення потужності власних втрат резонансного коливання до всієї потужності, що пройшла через отвір зв'язку з хвилеводу

$$\eta = \frac{P_0}{P_{inc} - P_{ref}} = \frac{P_0}{P_0 + P_{\Sigma}},$$
(1.1)

де P_{inc} – потужність, що падає по хвилеводу до ВР, P_{ref} – потужність, відбита від ВР, P_0 – потужність власних втрат ВР, тобто втрат ВР без досліджуваного елемента зв'язку, P_{Σ} – потужність радіаційних втрат, зумовлених наявністю досліджуваного елемента зв'язку. Наведено приклад розрахунку для випадку ВР міліметрового діапазону хвиль з типовими значеннями параметрів. При критичному зв'язку ВР з хвилеводом розрахункове значення ефективності збудження склало приблизно 0,7.

Таким чином, за результатами [66, 69] отримана оцінка ефективності збудження через малий отвір зв'язку. Для резонаторів, застосованих в експериментах роботи [68] (значення добротності становили $Q \sim 5 \times 10^4$), ефективність склала $\sim 70-80\%$. У разі ж резонаторів з добротністю, яка на порядок менше ($Q \sim 5 \times 10^3$ - типове значення навантаженої добротності ВР мм діапазону хвиль), ефективність збудження повинна бути менше, за оцінкою, так само приблизно на порядок. Однак в реальності, як буде показано нижче, ефективність збудження в цих випадках може досягати тих самих ~ 70-80%.

ВР з ЕЗ у вигляді одиночного круглого або прямокутного отвору в діафрагмі, або у вигляді решітки отворів теоретично досліджувався в роботі [70]. Було запропоновано наступний підхід: ВР замінювався лінією-аналогом і розглядалося падіння робочої моди на ЕЗ. Отвори розглядалися як магнітні диполі. В результаті було отримано формули для розрахунків величини втрат на зв'язок із зовнішнім хвилеводом і на розсіювання. Так само, аналогічно методиці для об'ємного резонатора, було отримано вирази для коефіцієнта передачі через ВР і коефіцієнта відбиття від ВР. Нерезонансне випромінювання в даній роботі взагалі не розглядалося, що, мабуть, і неможливо при заміні ВР лінією-аналогом. Отримано формули для втрат на розсіювання і на зв'язок із зовнішнім хвилеводом, які дозволяють розрахувати навантажену добротність ВР з такими ЕЗ.

Властивості ВР, пов'язаного з хвилеводом через малий отвір, досліджувалися в роботі [35]. У цій роботі були виміряні втрати, що ЕЗ додає резонатору. Результати вимірювань порівнювалися з розрахунковими, отриманими за допомогою модифікованої формули з [70]. Спостерігалась добра відповідність виміряних втрат,

що вносяться E3, з розрахунковими. При цьому аналіз розрахункової формули показує, що зовнішні втрати і втрати через розсіювання приблизно однакові. Нерезонансне випромінювання з ВР розрахувати за допомогою цього підходу неможливо, а отримані результати вказують на суттєвість розсіювання та на можливу суттєвість нерезонансних радіаційних втрат при збудженні резонатора.

Спроба оцінити нерезонансне випромінювання отвору зв'язку зроблена в [71]. Розглядаючи отвір зв'язку так само, як і в [66, 69], як елементарний магнітний диполь, і зробивши ряд апріорних припущень про властивості ВР, отримано вираз для відношення потужності, яка випромінюється отвором зв'язку у зовнішній простір, до потужності власних втрат. Для випадку високої добротності ($Q \sim 10^5$, дзеркала з міді, дифракційні втрати значно менше омічних) це відношення склало 2.4×10^{-3} , що істотно відрізняється від результатів [66, 69]. Багато авторів при розгляді відкритих резонаторів спиралися на цей результат і вважали нерезонансне випромінювання дуже незначним [72-73].

Векторна задача збудження ВР з хвилеводу через отвір зв'язку розглянута в [74-75]. Отримано інтегральні рівняння щодо компонент поля в ВР. В [74] розрахована зв'язок з хвилеводом BP, утвореного плоскими дзеркалами. В [75] розглянуто збудження BP, поверхня дзеркал у якого збігається з координатними поверхнями сфероїдальної системи координат. Асимптотичні рішення отримано в аналітичному вигляді для випадку великих хвильових чисел, коли поперечні і поздовжні розміри ВР значно більше довжини хвилі. В [75] розрахунки проведені для конфокальної геометрії ВР. Рівень нерезонансного випромінювання не було проаналізовано, хоча з наведених результатів можна зробити деякі висновки. Так показано, що при збудженні ВР через отвір малого діаметру характеристики збудження аналогічні характеристикам об'ємного резонатора, а при збільшенні отвору поведінка характеристик змінюється за рахунок збільшення рівня випромінювання з ВР. Випромінювання з ВР, що приводить до відмінностей від об'ємного резонатора і є, мабуть нерезонансне випромінювання, не пов'язане з дифракційними втратами резонансної моди. Подальша розробка теорії [74-75] можливо дозволила б отримати асимптотичні оцінки ефективності збудження ВР.

Задачі збудження двовимірних ВР з ідеально провідними дзеркалами в строгій математичній постановці розглянуто в [12, 50-52]. В цих роботах розраховано поля, частоти і втрати вимушених коливань. У ВР з ідеально провідними дзеркалами втрати резонансних коливань визначаються тільки дифракцією на краях дзеркал, тому вся потужність, що віддається джерелом в резонансне коливання, у вигляді дифракційних втрат випромінюється у вільний простір. Крім того, джерело збуджує нерезонансне випромінювання, яке так само йде у вільний простір. Чи можна розділити резонансну і нерезонансну частини повного поля, щоб інтегруванням по замкненій поверхні, що охоплює ВР, розділити ці дві складові випромінювання і обчислити відповідні їм потужності, знайшовши, таким чином, ефективність збудження ВР, в цих роботах не досліджувалось.

Аналогічними методами в [53] і в узагальнюючій роботі [76] в строгій постановці розглянуто збудження ВР з плоско-паралельного хвилеводу. Тут ВР утворений нескінченним фланцем плоско-паралельного хвилеводу (плоске дзеркало) і нескінченно тонкою стрічкою (друге дзеркало), плоскою або у вигляді незамкненого циліндра, провідності стінок резонатора і хвилеводу нескінченні. Чисельне рішення вдалося отримати для ВР з плоскими дзеркалами і для ВР з концентричною геометрією. Як і в [12, 50-52], задача знайти потужність нерезонансного випромінювання в цих роботах не розглядалася.

В роботі [77] розглядалася строго поставлена задача збудження двовимірного ВР ниткою струму. В цій роботі запропоновано оригінальну ідею обчислення потужності нерезонансного випромінювання, яка дозволяє обійти вищевказані труднощі: з рішення спектральної задачі необхідно знайти добротність вільних коливань досліджуваного ВР, а з вирішення задачі збудження - добротність вимушених коливань, яка визначається як відношення запасеної у ВР енергії до енергії, що віддається джерелом збудження. Порівняння цих добротностей дозволяє обчислити енергію нерезонансного випромінювання. Згідно з цією методикою в [78] розглянуто найпростіший ВР у вигляді нескінченного порожнистого кругового циліндра з поздовжньою щілиною, що збуджується ниткою магнітного струму. Обчислено добротності власних і вимушених коливань в залежності від розмірів структури і місця розташування нитки струму. Аналіз результатів показав, що в такому ВР, в залежності від параметрів, потужність нерезонансного випромінювання може бути приблизно рівною потужності власних втрат ВР, а може і перевершувати її більш ніж в шість разів. Автори також роблять висновок про те, що в інших видах ВР потужність нерезонансного випромінювання може бути порівнянна з потужністю власних втрат. Однак для квазіоптичних ДВР результати отримані не були, що, мабуть, було пов'язано з ростом обчислювальних труднощів рішення таких задач при наближенні розмірів ВР до квазіоптичних.

В роботі [79] також було розглянуто збудження двовимірного ВР, що складається з двох однакових ідеально провідних циліндричних дзеркал, ниткою магнітного струму в строгій математичній постановці. Було обчислено опір випромінювання нитки струму і діаграми спрямованості (ДС) випромінювання з ВР. На жаль, добротності власних і вимушених коливань, рівень нерезонансного випромінювання і величина ефективності збудження авторами не розглядалися. Деякі висновки можна зробити з аналізу наведених в роботі ДС випромінювання з резонатора. Слід зауважити, що при збудженні ВР з ідеально провідними дзеркалами ДС випромінювання з резонатора є суперпозицією ДС випромінювання дифракційних втрат на краях дзеркал і ДС нерезонансного випромінювання (мова йде про комплексні ДС). З фізичних міркувань зрозуміло, що ДС випромінювання дифракційних втрат симетрична відносно площини симетрії, яка перпендикулярна осі ВР і розділяє порівну простір між дзеркалами, і не залежить від місця розташування нитки струму, що збуджує резонансну моду. Навпаки, ДС нерезонансного випромінювання нитки струму буде асиметричною при асиметричному розташуванні нитки щодо дзеркал. В [79] розглядався випадок розташування нитки магнітного струму на одному з дзеркал BP і в цьому випадку, ДС нерезонансного випромінювання повинна бути асиметричною щодо площини симетрії ВР. Сумарна ДС, таким чином, буде асиметрична при наявності нерезонансного випромінювання. З наведених в [79] графіків на рис. 2 випливає, що ДС випромінювання з розстроєного резонатора є асиметричною, а при настроєному резонаторі на резонанс ДС є симетричною відносно площини симетрії ВР. Це означає, що потужність нерезонансного випромінювання є нехтовно мала величина, у порівнянні з потужністю випромінювання дифракційних втрат ВР, налаштованого в резонанс, що свідчить про високу ефективність збудження резонансного коливання в структурі, розглянутій в [79].

В роботі [80] в строгій постановці розглянуто двовимірну задачу збудження півсиметричного ВР з хвилеводу (структура ідеально провідна) через щілину у плоскому дзеркалі. Розрахунки проведено в області розмірів структури, порівнянних з довжиною хвилі (малорозмірний ВР), що ймовірно пов'язано із зростанням розрахункових труднощів при зростанні розмірів. Знайдено комплексні резонансні частоти для навантаженого і ненавантаженого ВР, розраховано коефіцієнт зв'язку з хвилеводом. Знайдено область геометричних параметрів, де коефіцієнт зв'язку приймає від'ємні значення. Це означає, що навантажена добротність ВР перевищує власну. Якщо розглядати щілину як неоднорідність у малорозмірному BP, то цей ефект подібний до описаного в роботах [81-82] ефекту зростання добротності малорозмірного ВР при внесенні в нього провідних циліндрів. Повне поле ВР представлене у вигляді суперпозиції резонансної частини (власного коливання) і нерезонансного фону та знайдено абсолютні ДС для кожної з цих частин. На підставі порівняння рівнів квадратів цих ДС (рівень нерезонансного фону нижче майже на два порядки) зроблено висновок про можливість високої ефективності збудження. Однак, цей результат отримано лише для геометрії, при якій реалізується режим критичного зв'язку (коефіцієнта відбиття дорівнює нулю) для малорозмірного ВР. Питання про ефективність збудження квазіоптичних ВР залишилося поза розглядом.

1.2.2. Експериментальні дослідження радіаційних втрат елементів зв'язку відкритих резонаторів. Відкриті резонатори, які використовуються на практиці в схемах міліметрового і субміліметрового діапазонів, наприклад в якості коливальних систем генераторів міліметрових хвиль, мають, як правило, досить складну конструкцію, що відрізняється від ідеалізованих моделей. На дзеркалах і в обсязі ВР можуть бути виконані різні неоднорідності (канавки, решітки, комірки).

Збудження ВР здійснюється електронними потоками, напівпровідниковими елементами або через елементи зв'язку різних конструкцій, які можуть не відповідати моделі ідеальної нитки струму або елементарного диполя. Через такі ж елементи зв'язку може здійснюватися виведення енергії з ВР. Провести теоретичне дослідження в цих випадках, часто не виявляється можливим навіть наближеними методами. Тому, експериментальні методи є необхідним, а часто єдино можливим способом дослідження хвильових процесів у ВР.

Одна з перших експериментальних робіт з вивчення ефективності збудження BP в рамках досліджень проведена «холодної» моделі генератора була дифракційного випромінювання (ГДВ) [83]. Досліджувався ВР, застосовуваний у ГДВ, який збуджувався діелектричним хвилеводом, розміщеним над відбивною дифракційною граткою. Випромінювання з ВР приймалося рупорною антеною, що переміщувалась навколо ВР. Були записані ДС випромінювання ВР, налаштованого на резонанс робочого типу коливань при різних поздовжніх індексах. В роботі показано, що випромінювання складається з резонансної (тобто зумовленої розсіюванням поля власного резонансного коливання) і нерезонансної частин. За допомогою запропонованої методики вдалося записати сумарну і резонансну ДС, причому при одних значеннях поздовжніх індексів резонансна і сумарна ДС близькі за формою і мають максимум в одному напрямку, а при інших виявляються різними за формою і максимуми у них рознесені по куту. В останньому випадку зроблена спроба оцінити енергетичний внесок кожної з частин шляхом перенормування резонансної ДС так, щоб її амплітуди були по можливості близькі до амплітуд сумарної ДС в загальному секторі кутів, і подальшого їх графічного інтегрування. В результаті отримана наступна оцінка: близько 20% випромінюваної діелектричним хвилеводом енергії витрачається на збудження власного резонансного коливання, інші 80% енергії втрачаються з ВР у вигляді нерезонансного випромінювання. Як видно, дана методика не дозволяє провести точні кількісні вимірювання, оскільки для цього довелося б вимірювати тривимірну комплексну ДС випромінювання з ВР, що пов'язано з великими систематичними і випадковими похибками, а процедура виділення ДС резонансного випромінювання дуже приблизна і в багатьох випадках
неможлива . Зрозуміло також, що в разі збудження ВР пристроєм зв'язку з високою ефективністю дану методику практично не може бути застосовано.

Інший шлях вимірювання ефективності збудження резонансної моди ВР запропонований в [84]. В роботі було розглянуто ВР, в якому із хвилеводу через ЕЗ збуджується відокремлене не вироджене коливання, яке описується функціями Ерміта-Гауса і отримано формулу для ефективності збудження резонансної моди:

$$\eta = \frac{\pi^2}{4} \rho_0^2 \frac{d}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{1+\beta}{\beta Q_L} \frac{E_0^2}{P_g}, \qquad (1.2)$$

де ρ_0 - радіус пучка в площині перетяжки; d - довжина OP; λ - довжина хвилі у вільному просторі; ε_0 , μ_0 - абсолютні діелектрична і магнітна проникності, Q_L навантажена добротність BP; P_g - потужність електромагнітної хвилі, що падає від генератора по хвилеводу на BP; β - коефіцієнт зв'язку, що визначається за коефіцієнтом стоячої хвилі за напругою (КСХН) аналогічно коефіцієнту зв'язку об'ємного резонатора з хвилеводом; E_0 - амплітудне значення напруженості електричного поля в центрі резонатора.

Зауважимо, що для ВР не коректно визначати коефіцієнт зв'язку за КСХН, оскільки відбиття у хвилеводі від елемента зв'язку обумовлено не тільки зв'язком з резонатором, а й з вільним простором. У наведеному виразі величина β з'явилася в результаті перетворень, що зв'язують потужність власних втрат ВР з вимірюваною величиною навантаженої добротності (використовуючи відомий вираз $Q_0 = (1 + \beta)Q_L$, визначаючи при цьому коефіцієнт зв'язку як $\beta = 1/KCXH$ при зв'язку менше критичного і $\beta = KCXH$ при зв'язку більше критичного). В результаті, розрахункова формула містить співмножник β , який визначено не коректно, і тільки якщо потужність нерезонансного випромінювання дуже мала, у порівнянні з потужністю власних втрат, формулу (1.2) можна використовувати.

Крім того, коректне вимірювання напруженості електричної або магнітної компоненти поля резонансного коливання ВР являє собою складну

експериментальну задачу, оскільки внесення будь-яких вимірювальних зондів або елементів в область локалізації поля призводить до розсіювання і зниження добротності. Мабуть, з цієї причини не наведено будь-які експериментальні результати.

Експериментально знайти амплітуду поля у ВР спробували автори [85]. Для цього було отримано вирази для відношення амплітуди електричного поля у ВР і у хвилеводі, приєднаному до ВР через ЕЗ. В розрахункові формули входять такі величини, як навантажена добротність ВР і коефіцієнти зв'язку з хвилеводними трактами. Коефіцієнт зв'язку пропонується виразити через коефіцієнт передачі ВР, аналогічно [70]. Та як було показано вище, в роботі [70] вираз для коефіцієнта передачі не враховує нерезонансне випромінювання і тому його не можна застосовувати для випадків, коли нерезонансним випромінюванням знехтувати не можна.

Збудження ВР зосередженим ЕЗ у вигляді відкритого кінця прямокутного хвилеводу на дзеркалі було розглянуто в [86]. В цій роботі зроблена спроба порівняти енергію нерезонансного випромінювання з величиною потоку випромінюваної елементом зв'язку енергії, що падає на протилежне дзеркало. При цьому елемент зв'язку розглядається як незалежний випромінювач. Однак, отримана в [86] розрахункова формула невірна через помилкове трактування величини втрат за прохід, на що було вказано в роботі [14]. По суті ж, щоб визначити шукані в [86] величини, потрібно вимірювати добротності ВР і запасену в ньому енергію, тобто прийти до методики вимірювань [84].

Ще один підхід до вимірювання ефективності збудження ВР запропоновано в роботі [87]. Розглядався ВР, який збуджувався елементами зв'язку у вигляді отвору в діафрагмі і в вигляді щілини (відкритий кінець звуженого хвилеводу) на дзеркалі. Були запропоновані два методи вимірювань. Ідея одного методу полягає в порівнянні досліджуваного відкритого резонатора, утвореного парою дзеркал, з об'ємним резонатором, утвореним цими ж дзеркалами, але поміщеними у закритий металевий циліндр на такій же відстані між собою, що і у ВР. В такому об'ємному резонаторі при деякому поєднанні геометричних параметрів існують коливання з

таким же розподілом поля, як у ВР [88], при цьому нерезонансне випромінювання відсутнє. Автори представили ВР і об'ємний резонатор з допомогою еквівалентної схеми заміщення у вигляді коливального контуру. Пристрій зв'язку ВР представлено у вигляді ідеального трансформатора і опору, в пристрої зв'язку об'ємного резонатора опір відсутній. Параметри еквівалентної схеми виражені через комплексний коефіцієнт відбиття від резонатора і навантажену добротність. Ефективність збудження виражена через вимірювані модулі і фази коефіцієнтів відбиття від екранованого і неекранованого резонаторів на резонансній частоті і далеко від неї і навантажені добротності.

Другий метод засновано на вимірах випромінювання поза ВР. Поблизу ВР розташовувалася рупорна антена на рухомий штанзі, що переміщується по дузі з центром в точці розташування ЕЗ. Антена, шляхом переміщення вздовж штанги і поворотом самої штанги, розташовувалася так, щоб її краї були поза каустикою резонансного коливання, максимум її ДС був спрямований на збуджуючий ЕЗ, а також, щоб мінімально приймати випромінювання дифракційних втрат. Остання вимога забезпечувалося ще й вибором досить великої апертури дзеркал. Експериментально була знайдена область простору, де рупорна антена, орієнтована максимумом ДС на ЕЗ, приймала тільки випромінювання, що безпосередньо виходить з ЕЗ, прийом випромінювання з інших напрямків був мінімізований. Було встановлено, що в цій області простору відношення прийнятих сигналів при резонансі в ВР і при відстроюванні від нього залишається постійним. Це дозволило авторам вважати, що відношення величини енергії, випромінюваної у вільний простір при налаштованому на резонанс ВР (нерезонансне випромінювання) до величини енергії, випромінюваної з ЕЗ при відстроюванні ВР від резонансу дорівнює цьому відношенню сигналів. Отримано вираз для ефективності збудження ВР, куди входить відношення сигналів і коефіцієнти відбиття від резонатора при резонансі і при відстроюванні від резонансу.

Виміри проведено обома методами для напівсферичних ВР, збуджуваних на основному типі коливань через круглий отвір в діафрагмі або через звужений кінець прямокутного хвилеводу, в області зміни відстаней між дзеркалами $L/R \sim 0.2 \div 1.0$,

де *R* - радіус кривизни сферичного дзеркала. Виміряна величина ефективності збудження ВР склала близько дев'яносто - дев'яносто п'ять відсотків для обох ЕЗ.

Обидва представлених в роботі методу вимірювань мають ряд суттєвих недоліків. Перший метод можна застосовувати, коли, по-перше, ВР має таку геометрію, що поблизу досліджуваного коливання відсутні інші типи коливань, в іншому випадку еквівалентна схема відокремленого коливального контуру стає невірною, по-друге, коли збуджуються такі типи коливань, у яких омічними втратами в стінках екрануючого циліндра, зумовленими поздовжньою складовою магнітного поля резонансного коливання, можна знехтувати в порівнянні з величиною нерезонансного фону. Це істотно обмежує вибір геометричних параметрів ВР і досліджуваних типів коливань. Що стосується еквівалентної схеми заміщення, обраної для аналізу ВР, то вона в цілому не зовсім вірна. Схема містить опір, який описує розсіювання резонансного поля на елементі зв'язку, але не описує нерезонансне випромінювання при збудженні ВР. Досить лише зауважити, що відповідно до еквівалентної схеми [87], при великих відстроюваннях частоти сигналу, який збуджує ВР, від резонансної частоти модуль коефіцієнта відбиття буде наближуватись до одиниці, в той час як прямі вимірювання коефіцієнта відбиття ВР в діапазоні частот дають значення менше одиниці, в чому і полягає принципова відмінність характеристик збудження ВР від характеристик збудження об'ємних резонаторів. Таким чином, для коректного вимірювання нерезонансних втрат і ефективності збудження цим методом необхідна доробка еквівалентної схеми ВР з ЕЗ.

Другий метод вимірювань так само накладає обмеження на вибір BP, геометричних параметрів досліджуваних обумовлений необхідністю максимального зменшення дифракційних втрат і розташування дзеркал ВР на такій відстані один від одного, щоб можна було розмістити рупорні антену для прийому прямого випромінювання з елемента зв'язку, при цьому мінімізувати вплив відбиття цього випромінювання від країв дзеркал ВР.

Метод роботи [87] з використанням екранованого відкритого резонатора застосований в [89] для порівняння характеристик збудження ВР через

зосереджений елемент зв'язку у вигляді щілини і через апертурний елемент зв'язку у вигляді частково прозорого дзеркала з фазовим коректором і рупорної антени. Отримано, що в області довжин ВР $L/R \le 0.5$ ефективність збудження перевищує 90% для обох способів збудження, а при збільшенні довжини ВР ефективність щілинного збудження зменшується і при $L/R \approx 0.8$ становить менше 60%, в той час, як ефективність апертурного збудження залишається високою. Зауважимо, що еквівалентна схема ВР з ЕЗ застосовувалася така ж, як і в роботі [87], з притаманними їй вадами.

Інший підхід до опису ВР за допомогою еквівалентних схем, що враховує нерезонансне випромінювання, запропоновано у [90]. Еквівалентна схема ВР, пов'язаного з лінією передачі, обрана з представлених у [91] дуальних схем зв'язку заміщення, В яких елемент представлений двома ідеальними трансформаторами струму і еквівалентним комплексним опором нерезонансних втрат на випромінювання. Для знаходження параметрів еквівалентної схеми потрібно виміряти комплексний коефіцієнт відбиття від ВР і застосувати метод дрібно-лінійної апроксимації резонансних кривих, розвинений для закритих резонаторів з тепловими втратами в елементах зв'язку [92]. За допомогою запропонованого методу v [90] проведено дослідження характеристик випромінювання діапазоні нерезонансного В частот резонансних кривих досліджуваних ВР, збуджених прямокутною щілиною, яка плавно переходить в стандартний хвилевід. Показано, що ефективність збудження коливання у ВР має резонансний характер і в наближенні сталості еквівалентного комплексного опору нерезонансних втрат на випромінювання є максимальною на частоті власного резонансу. Для трьох конкретних конфігурацій ВР з різними елементами зв'язку ефективності збудження отримано частотні залежності 3 максимальними значеннями від ~0.94 до ~0.68. Ширина кривої ефективності збудження може бути як більше, так і менше ширини резонансної кривої амплітуди поля в навантаженому ВР і залежить від співвідношення еквівалентного опору нерезонансних втрат і трансформованої провідності контура.

Отримано також вирази для коефіцієнтів зв'язку ВР. Як і в разі закритих резонаторів з тепловими втратами в елементах зв'язку [61, 92], присутність втрат на випромінювання в елементах зв'язку призводить до необхідності уточнення термінів, що характеризують стан зв'язку. Втрати в елементі зв'язку потрібно відносити або до власних, або до зовнішніх втрат, в залежності від конкретного завдання. В [90] з аналізу еквівалентної схеми отримано повний коефіцієнт зв'язку як сума парціальних коефіцієнтів зв'язку з навантаженням і з зовнішнім простором. Обговорюються значення термінів «критичний зв'язок» і «узгоджений режим». Отримано вираз для ефективності елемента зв'язку з виведення енергії з ВР, аналогічно [14], як відношення потужності втрат в навантаженні до сумарних втрат, що вносяться елементом зв'язку: в навантаженні і за рахунок розсіювання на самому елементі зв'язку.

Запропонований в [90] метод опису ВР базується на обраній еквівалентній схемі замішення. параметри якої знаходять апроксимуванням колами на комплексній площині експериментальних кривих комплексного коефіцієнта відбиття. Аналіз еквівалентної схеми показує, що втрати на нерезонансне випромінювання моделюються комплексним опором, включеним послідовно між двома трансформаторами струму, а резонансні втрати через розсіювання на ЕЗ неявно входять у власні втрати еквівалентного резонансного контуру. Це призводить до того, що резонансні радіаційні втрати ЕЗ не вимірюються окремо і користуючись цією методикою не можливо порівняти розсіювальні властивості різних ЕЗ. Відповідно, вираження величини «ефективність збудження ВР» у [90] не відповідає його визначенню, введеному в роботі [69].

Існують і інші варіанти еквівалентних схем ВР. У монографії [11] пристрій зв'язку ВР з хвилеводом представлено у вигляді шестиполюсника, в якому зв'язок з вільним простором здійснюється через одне з плечей, проте подальшого розвитку таке представлення ВР не отримало.

1.3. Збудження відкритих резонаторів решіткою джерел

Крім одиночних джерел або ЕЗ для збудження ВР застосовують і розподілені системи, що представляють собою рупорно-лінзові системи або решітки різних конфігурацій з зосереджених ЕЗ або джерел [1, 85, 89]. Очевидно, що розподілена система збудження ВР повинна мати менші нерезонансні втрати, ніж зосереджена за умови, що розподілена система створює амплітудно-фазовий розподіл поля на дзеркалі ВР близьке до розподілу поля в резонансній моді. Якщо у ВР решітка джерел складена з твердотільних генераторів, то можна здійснити складання потужностей окремих генераторів. У таких квазіоптичних суматорах на ВР зворотний зв'язок і взаємна синхронізація між окремими активними елементами здійснюється через поле ВР.

Квазіоптичні суматори мають перспективу в міліметровому діапазоні хвиль, особливо в короткохвильовій його частини. Так, в роботах [90-93] наведено дані про підсумовування потужностей від двох до семи діодів Ганна у ВР. Діоди розміщувалися або на одному з дзеркал ВР, або в просторі в середині ВР поміж ламелями дифракційної ґратки з прямокутних брусів. Також відомі конструкції суматорів потужності великого числа напівпровідникових генераторів, де активні елементи повністю заповнюють площу одного з дзеркал ВР [94-95].

Однією з головних проблем при розробці суматорів є відведення тепла великої кількості активних елементів. Відомо, що ККД кращих зразків транзисторних генераторів в міліметровому діапазоні не перевищує 20%, а таких активних елементів, як лавинно-пролітні діоди або діоди Ганна 3-5%. Тому ефективність складання потужностей окремих активних елементів є важливою характеристикою таких приладів. У квазіоптичних суматорах з ВР ця величина безпосередньо пов'язана з нерезонансними втратами при збудженні ВР ансамблем активних елементів. Амплітудно-фазовий розподіл поля на решітці активних елементів залежить від ланцюгів узгодження низького імпедансу кожного активного елементу з високим імпедансом ВР в місці розташування активного елементу. Неоптимальне узгодження буде призводити до зростання нерезонансних втрат і зменшення

ефективності складання потужностей і як результат, до зменшення ККД пристрою в цілому.

В роботі [96] була зроблена спроба розрахувати ефективність збудження ВР решітками джерел. У цій роботі розглянуто збудження у ВР резонансних мод у вигляді суперпозиції квазіоптичних гаусових пучків двовимірної решітки елементарних електричних диполів, розраховано умови оптимального розміщення диполів для найбільш ефективної передачі енергії в резонансну моду. В роботі [97], що базується на результатах [96], розраховано матриці імпедансів решітки джерел, що збуджують квазіоптичні гаусові пучки у ВР. Однак в цих роботах розглянуто таку модель, коли хвильові пучки з будь-якими поперечними індексами т і п знаходяться в резонансі одночасно, незалежно від величин m і n (виродження мод). Це дає можливість знайти тільки «найгірший» коефіцієнт зв'язку решітки диполів з тим чи іншим резонансним пучком ВР. Насправді, виродження мод спостерігається у ВР тільки при специфічному співвідношенні геометричних розмірів і індексів резонансних мод. У широкій області параметрів ВР резонансні частоти різних мод не співпадають поміж собою, так що завжди можна домогтися резонансу однієї ТЕМфтп моди. Більш того, практично виродження мод завжди прагнуть уникати, оскільки в цих точках сильно знижується добротність резонансного коливання.

У випадках, коли в квазіоптичних суматорах розміщено невелике число окремих корпусованих активних елементів, ефективність складання потужностей знаходять, порівнюючи отриману в суматорі потужність з потужністю окремих активних елементів, протестованих в спеціальній хвилевідній камері [93]. Однак, це неможливо зробити, якщо активних елементів багато і виконані вони за технологією монолітних інтегральних схем [95]. В цьому випадку можна лише вимірювати ККД суматора як електронного приладу. Ефективність збудження резонансної системи квазіоптичного суматора є важливою додатковою інформацією як для мінімізації i цілому побудови радіаційних втрат, так В для приладу 3 якісними характеристиками. Тому існує необхідність подальшого розвитку теоретичних і експериментальних досліджень збудження ВР розподіленими джерелами.

1.4. Висновки розділу 1

Теоретичні дослідження радіаційних втрат при збудженні ВР за допомогою строгих електродинамічних методів стикаються з серйозними математичними труднощами, особливо коли розміри резонатора значно перевищують довжину хвилі. Непрямі оцінки показують, що можливе збудження резонансного коливання у ВР з високою ефективністю. Оцінки ефективності збудження ВР, засновані на різних евристичних підходах, дають великий розкид значень навіть при схожих параметрах досліджених ВР. Відсутня чітка фізична картина процесів збудження ВР зосередженими джерелами, у зв'язку з чим існують протилежні погляди на можливість ефективного збудження відкритих резонансних систем такими джерелами. Радіаційні втрати через розсіювання поля резонансного коливання на пристрої зв'язку із зовнішнім трактом при виведенні енергії з ВР теоретично вивчені лише для найпростішого випадку малого отвору в тонкій діафрагми.

Запропоновані різними авторами експериментальні методи містять методичні неточності або застосовні для деяких окремих випадків геометрії ВР і пристроїв зв'язку. Наведені в літературі дані вимірювань не дозволяють провести систематичне порівняння радіаційних втрат різних типів пристроїв зв'язку.

Незважаючи на велику кількість теоретичних і експериментальних робіт, присвячених діелектричним резонаторам, радіаційні втрати елементів зв'язку діелектричних резонаторів до останнього часу залишаються недослідженими.

Дослідження збудження ВР решітками джерел проведене теоретично лише для моделі ВР з виродженими резонансними модами у вигляді суперпозиції гаусових хвильових пучків та має ілюстративний характер.

Таким чином, необхідні як нові методи вимірювань радіаційних втрат і дослідження з їхньою допомогою відкритих резонансних структур з різними пристроями зв'язку, так і теоретичні моделі збудження ВР, які враховуватимуть радіаційні втрати.

РОЗДІЛ 2

ПОЛЯ І ХВИЛІ В КВАЗІОПТИЧНИХ ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРАХ З ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ. МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ВТРАТ

В даному розділі розглянуто електромагнітні коливання і хвилі В квазіоптичних ВР, з'єднаних з хвилеводами за допомогою зосереджених ЕЗ. У підрозділі 2.1 детально розглянуто схему хвильових процесів і коливань у ВР в режимах вільних і вимушених коливань, отримано вирази, що описують радіаційні втрати, викликані наявністю пристрою зв'язку. Введено величини ефективність збудження і ефективність виведення енергії, які характеризують радіаційні втрати ЕЗ, представлена ідея оригінальної методики вимірювань цих величин. У підрозділі 2.2 представлено блок-схему експериментальної установки, що реалізує методику вимірювань, і наведено результати досліджень кількох типових ЕЗ, що застосовують квазіоптичних BP міліметрового діапазону ХВИЛЬ. Матеріали розділу 2 В опубліковані в роботах [14-19].

2.1. Резонансні коливання та хвильові процеси у відкритих резонаторах з пристроями зв'язку

Розглянемо електромагнітні коливання і хвильові процеси, що протікають у ВР, з'єднаному з хвилеводом через пристрій зв'язку. Запропонований розгляд буде справедливим для будь-яких видів ВР: квазіоптичних двох і багато дзеркальних, діелектричних, резонаторів, складених з комбінації металевих і діелектричних елементів. Тип пристрою зв'язку - зосереджений ЕЗ (хвилевідний у вигляді щілини або отвору на дзеркалі, коаксіальний у вигляді штиря або петлі, на основі інших ліній передачі) або розподілений пристрій зв'язку (на основі лінз, дифракційних граток, на основі ліній передачі з поверхневими хвилями) - в даному розгляді не накладає обмежень на узагальненість висновків про хвильові та коливальні процеси у ВР. Скористаємося схемою подавання хвильових процесів, яку запропоновано в

роботі [6], у вигляді складових, обумовлених відбиттям, розсіюванням, дифракцією та поглинанням електромагнітних хвиль у ВР та хвилеводі.

Розглянемо вільні коливання у ВР з приєднаним довільним хвилеводом через пристрій зв'язку. Для спрощення будемо вважати, що зв'язок з хвилеводом здійснюється через зосереджений ЕЗ. Резонансні коливання моди ВР і хвильові процеси у ВР і хвилеводі відбуваються на резонансній частоті f_L - частоті навантаженого резонансу, однак всі міркування будуть справедливі і для будь-якої частоти f в околі f_L .

Якби ВР був зв'язаний із зовнішніми лініями передачі дуже слабко або в ньому взагалі не було б ЕЗ, то резонанс власного коливання відбувався б на частоті f_0 - частоті власного резонансу. Для високодобротних резонаторів міліметрового діапазону хвиль різниця між частотами f_L та f_0 не більше ширини резонансної кривої, тому практично завжди можна вважати, що $f_L \approx f_0$.



Рис. 2.1. Відкритий резонатор з пристроєм зв'язку в режимі вільних коливань

Втрати енергії резонансного коливання складаються з власних втрат ВР через дифракцію на краях дзеркал і омічні втрати на дзеркалах (хвилі F і E) і з втрат, що вносяться ЕЗ (хвиля G, зумовлена розсіюванням поля резонансного коливання на ЕЗ, і хвиля D, зумовлена проходженням у хвилевід). Омічними втратами в ЕЗ і

хвилеводі нехтуємо зважаючи на їх відносно малий вклад в сумарні втрати енергії ВР, що реалізується практично при використанні мідних або посріблених матеріалів.

Нехай у ВР на якийсь момент часу запасена енергія W, а затухання в часі досить повільне. Середню за період коливань потужність власних втрат на цей же момент часу позначимо P_0 . Середня за період коливань потужність втрат на ЕЗ, яку позначимо P_{coupl} , складається з розсіяної у вільний простір потужності P_{sc} (хвиля G) та той, що йде у хвилевід, потужності зовнішніх втрат P_{ext} (хвиля D) (термін дано за аналогією з об'ємними резонаторами). Таким чином, потужність навантажених втрат ВР з ЕЗ дорівнює сумі потужностей парціальних втрат

$$P_L = P_0 + P_{coupl} = P_0 + P_{ext} + P_{sc}.$$
 (2.1)

Навантажена добротність ВР Q_L пов'язана з запасеною у ВР енергією і сумарною потужністю втрат відомим співвідношенням (див. [61, 102]).

$$Q_L = 2\pi f_L W / P_L \,. \tag{2.2}$$

Аналогічно будемо представляти власну добротність Q_0 , добротність зв'язку Q_{coupl} , а також зовнішню добротність Q_{ext} і добротність розсіювання Q_{sc} :

$$Q_0 = 2\pi f_L W / P_0 \,, \tag{2.3}$$

$$Q_{coupl} = 2\pi f_L W / P_{coupl}, \qquad (2.4)$$

$$Q_{ext} = 2\pi f_L W / P_{ext} , \qquad (2.5)$$

$$Q_{sc} = 2\pi f_L W / P_{sc} . \tag{2.6}$$

3 (2.1) і (2.2) слідує зв'язок між парціальними добротностями (2.3) - (2.6):

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{coupl}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{sc}} + \frac{1}{Q_{ext}}$$
(2.7)

Розглянемо тепер хвильові процеси у ВР в разі вимушених коливань. На рис. 2.2 наведено приклад збудження квазіоптичного ВР з металевими дзеркалами. Нехай по хвилеводу на ЕЗ падає електромагнітна хвиля з постійною потужністю P_{inc} , що не залежить від частоти. У режимі вимушених коливань амплітуда резонансної моди досягає максимуму на частоті навантаженого резонансу f_L . Частина потужності, що падає, відбивається від ЕЗ (хвиля *B*), а частина проходить через ЕЗ у ВР, розділяючись на частину, що йде на підтримку резонансного коливання (хвиля *A*), і частину, яка випромінюється безпосередньо у вільний простір і не бере участь у збудженні резонансного коливання (хвиля *C*). Саме випромінювання, викликане хвилею *C*, найчастіше в літературі називають нерезонансним випромінюванням з ЕЗ у вільний простір або «нерезонансним фоном» [3, 6-10].



Рис. 2.2. Відкритий резонатор з пристроєм зв'язку в режимі вимушених коливань

Енергія поля резонансного коливання витрачається наступним чином: поглинається в дзеркалах, внаслідок кінцевої провідності металу, або в діелектрику всередині резонатора (хвиля E, омічні втрати); випромінюється у вільний простір, внаслідок дифракції на краях дзеркал (хвиля F, дифракційні втрати); проникає через ЕС в хвилевід (хвиля D); розсіюється на ЕЗ у вільний простір (хвиля G). Інтерференція всіх цих хвиль визначає потоки електромагнітної енергії в просторі всередині і навколо ВР і у зв'язаному з ним хвилеводі. Якщо збудження відбувається на частотах, які сильно відрізняються від резонансної частоти, то тоді немає сенсу розглядати хвилі A і C окремо, оскільки резонансне коливання не буде сформовано. В цьому випадку електромагнітні хвилі, що пройшли через ЕЗ, будуть випромінюватися у вільний простір прямо, або через декілька відбивань від поверхонь дзеркал ВР.

В результаті, в стаціонарному режимі збудження ВР можна виділити наступні потоки електромагнітної енергії. У хвилеводі, пов'язаному з ВР, поширюються один одному назустріч падаюча на ВР хвиля з потужністю P_{inc} і відбита від ВР хвиля з потужністю $P_{ref}(f)$. Хвиля A формує поле резонансної моди з запасеною енергією W(f), максимум якої досягається на частоті навантаженого резонансу f_L . Потужність, яка передана хвилею A резонансній моді, витрачається на компенсацію власних втрат енергії $P_0(f)$ (хвилі F і E) і втрат, зумовлених наявністю E3, тобто розсіюванням поля резонансної моди на E3 $P_{sc}(f)$ (хвиля G) і проходженням енергії $P_{ext}(f)$ в хвилевід зв'язку (хвиля D). Хвиля D інтерферує з хвилею B, утворюючи в результаті сумарну хвилю з потужністю $P_{ref}(f)$, яка йде від ВР.

Внесок кожної з хвиль неможливо прямо виміряти у хвилеводі, ці потужності можна розрахувати, вимірявши сумарну потужність і фазові характеристики відбитої хвилі. Потужність, пов'язана з хвилею D, $P_{ext}(f)$, матиме таку ж частотну залежність, як і W(f), проте буде відрізнятися за величиною від зовнішніх втрат ВР P_{ext} , визначених для режиму вільних коливань, оскільки в режимі вимушених коливань, навіть за умови рівності запасених енергій, $P_{ext}(f)$ не є потужністю

зовнішніх втрат ВР за визначенням. Зауважимо, що як і у випадку об'ємних резонаторів [61, 102], якщо амплітуда хвилі D менше амплітуди хвилі B, то зв'язок ВР з хвилеводом менше критичного, а якщо амплітуда хвилі D більше амплітуди хвилі B, то зв'язок більше критичного, а фази відбитих хвиль в цих двох випадках відрізняються на величину, близьку до π . Якщо ВР збуджується не через розглянутий ЕЗ, а будь-яким іншим джерелом всередині ВР або іншим ЕЗ, то у хвилеводі буде поширюватися тільки хвиля D, що пройшла через ЕЗ з ВР. Ця хвиля буде переносити потужність, аналогічно режиму вільних коливань, що дорівнює потужності зовнішніх втрат P_{ext} . Хвиля G в цих умовах буде переносити потужність втрат через розсіювання P_{sc} на ЕЗ, і до обох цих величин можна застосовувати формули режиму вільних коливань (2.5) – (2.6).

Однак, в ситуації, зображеній на рис. 2.2, хвиля G інтерферує з хвилею C, що переносить потужність нерезонансного випромінювання $P_{rad}(f)$, і вони разом формують випромінювання у вільний простір з потужністю $P_{\Sigma}(f)$. Можна умовно розділити потужність цього випромінювання на складові $P_{rad}(f)$ і $P_{sc}(f)$:

$$P_{\Sigma}(f) = P_{sc}(f) + P_{rad}(f).$$
(2.8)

У просторі виміряти кожну складову окремо неможливо, оскільки діаграми спрямованості випромінювання і розсіювання зосереджених ЕЗ практично ідентичні через малість розмірів по відношенню до довжини хвилі і сумарний потік потужності буде визначатися співвідношенням амплітуд і фаз випроміненого і розсіяного полів. Важливо розуміти, що в режимі вимушених коливань залежність від частоти в (2.8) є істотною і відрізняється від частотної залежності в режимі вільних коливань. Відповідно, формули (2.5) - (2.6) не застосовні до потужностей $P_{ext}(f)$, $P_{sc}(f)$ в режимі вимушених коливань.

Таким чином, баланс потужностей при збудженні у ВР резонансної моди в режимі вимушених коливань має вигляд

$$P_{inc} - P_{ref}(f) = P_0(f) + P_{\Sigma}(f) = P_t(f), \qquad (2.9)$$

52

де $P_t(f)$ - потужність, що пройшла з хвилеводу через ЕЗ. В даному розгляді ми нехтуємо омічними втратами в стінках хвилеводу і в самому ЕЗ.

Складові, які входять в (2.9), по-різному залежать від частоти: величини $P_0(f)$ і $P_{sc}(f)$ мають резонансну залежність, таку ж, як і запасені енергія W(f), і відрізняються від частотних залежностей $P_{ref}(f)$ і $P_{rad}(f)$. Надалі будемо опускати позначення частотної залежності, маючи на увазі, що ця залежність є і вона суттєва в околі частоти резонансу.

Втрати енергії при збудженні ВР через ЕЗ в режимі вимушених коливань (рис. 2.2) будемо описувати за допомогою величини (1.3) - «ефективність збудження ВР» η , введеної в роботі [69], яка є відношення потужності власних втрат ВР до потужності, що вийшла з хвилеводу через ЕЗ

$$\eta = P_0 / P_t \,. \tag{2.10}$$

Як випливає з (2.9), потужність P_t витрачається на компенсацію власних втрат ОР (P_0), втрат на випромінювання розсіяного на ЕЗ поля резонансної моди (P_{sc} , хвиля G) і втрат через нерезонансне випромінювання (P_{rad} , хвиля C). Таким чином, ефективність збудження (2.10) η є сумарною характеристикою втрат енергії на пристрої зв'язку при збудженні ВР.

У наведених вище схемах ВР в режимах вільних і вимушених коливань ми розглядали тільки один пристрій зв'язку, через який відбувається або збудження ВР, тобто введення енергії у ВР, або виведення енергії з ВР. Будемо називати цей пристрій зв'язку елементом зв'язку, що досліджується (ЕЗД). Якщо у ВР є ще один або кілька додаткових пристроїв зв'язку з зовнішніми трактами, то на картину хвильових і коливальних процесів на ЕЗД це ніяк не вплине, якщо у ВР зберігається структура полів резонансної моди. У цьому випадку втрати, що вносяться до ВР додатковими пристроями зв'язку, можна відносити до власних втрат ВР. Розглянемо випадок, коли у ВР в стаціонарному режимі на частоті навантаженого резонансу f_L збуджується резонансна мода через додатковий ЕЗ, а ЕЗД використовується для виведення енергії з ВР в приєднаний хвилевід. Ця ситуація відповідає рис. 2.1 з поправкою на те, що замість глухого дзеркала використовується дзеркало з додатковим пристроєм зв'язку. Хвильові процеси у ВР, що відносяться до ЕЗД, відповідають хвильовим процесам, зображеним на рис. 2.1, але на відміну від режиму вільних коливань, стаціонарні у часі. Через ЕЗД в хвилевід виводиться потужність P_{ext} , а розсіяне поле випромінюється з потужністю P_{sc} . Запасена енергія, потужності втрат, навантажена, власна, інші парціальні добротності задовольняють виразам (2.2 - 2.6).

Розсіювання на ЕЗД поля резонансної моди призводить до додаткових втрат енергії і зниження ефективності пристрою зв'язку. Введемо величину «ефективність виведення з ВР енергії резонансної моди», яку визначимо як відношення потужності втрат в зовнішньому хвилеводі P_{ext} до загальної потужності втрат P_{coupl} , що вносяться ЕЗД у ВР:

$$\eta_{out} = \frac{P_{ext}}{P_{coupl}} = \frac{P_{ext}}{P_{ext} + P_{sc}}.$$
(2.11)

Оскільки потужності $P_{ext} \sim W(f)$ і $P_{sc} \sim W(f)$ мають однакову функціональну залежність від частоти, то ефективність виведення енергії в першому наближенні залежить тільки від розсіюють властивостей розсіювання ЕЗД. Оскільки потужності втрат P_{ext} і P_{sc} задовольняють співвідношенням (2.5) - (2.6), то (2.11) можна виразити через парціальні добротності:

$$\eta_{out} = \frac{Q_{ext}^{-1}}{Q_{ext}^{-1} + Q_{sc}^{-1}}.$$
(2.12)

Розглянемо тепер один з найважливіших параметрів, використовуваних для опису пристроїв, що містять резонатори - коефіцієнт зв'язку резонатора з лінією передачі. Згідно з традиційним визначенням [61, 102], коефіцієнт зв'язку об'ємного резонатора з лінією передачі є відношення зовнішніх втрат до втрат в резонаторі. З урахуванням співвідношень (2.3), (2.5) коефіцієнт зв'язку ВР з хвилеводом через ЕЗД представимо як відношення власної і зовнішньої добротностей: $\beta_{wg} = Q_0/Q_{ext}$. Оскільки на ЕЗД частина енергії резонансного коливання розсіюється у вільний простір, то можна аналогічно ввести коефіцієнт зв'язку ВР з вільним простором як $\beta_{sc} = Q_0/Q_{sc}$. Таким чином, навантажена добротність ВР залежить від втрат на зв'язок із зовнішнім хвилеводом і від втрат через розсіювання на ЕЗД. Тому для ВР строго не може бути застосовано відоме в теорії співвідношення для добротностей об'ємного резонатора

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta), \tag{2.13}$$

де β - коефіцієнт зв'язку резонатора з лінією передачі. Однак, із співвідношень (2.2) і (2.3) випливає вираз, по виду аналогічний виразу для об'ємного резонатора, пов'язаного з двома лініями передачі [102], де в якості другої лінії передачі виступає вільний простір:

$$Q_0 = Q_L (1 + \beta_{wg} + \beta_{sc}) = Q_L (1 + \beta_{\Sigma}).$$
(2.14)

Таким чином, сумарний коефіцієнт зв'язку β_{Σ} характеризує зв'язок ВР одночасно як з лінією передачі, так і з вільним простором.

З проведеного аналізу випливає висновок, що для будь-якого ВР знаходження чисельного значення коефіцієнта зв'язку традиційним способом за виміряним КСХН [61, 102] є неприйнятним. Коректне вимірювання коефіцієнта зв'язку ВР вимагає врахування фазових характеристик коефіцієнта відбиття [61] і вимірювання парціальних добротностей. Втрати через розсіювання на ЕЗ, так само як і в випадку

об'ємного резонатора з втратами в пристрої зв'язку [61], в залежності від завдання слід відносити або до власних, або до зовнішніх втрат ВР.

2.2. Метод вимірювання радіаційних втрат енергії елементів зв'язку квазіоптичних відкритих резонаторів

Суть ідеї, покладеної в основу методу вимірювання радіаційних втрат пристрої зв'язку, в наступному: використовуючи баланс потужностей втрат ВР (2.1) і потужностей, що надходять до ВР і розсіюються у ВР (2.9), отримати вирази для ефективності збудження і ефективності виведення енергії ЕЗД через величини, які можна виміряти: добротність, потужність, коефіцієнт передачі і коефіцієнт відбиття, довжина хвилі.

Нехай у ВР через ЕЗД на частоті $f \cong f_L$ в стаціонарному режимі збуджуються резонансні коливання. Величину запасеної у ВР енергії W і потужність власних втрат ВР P_0 можна пов'язати співвідношенням (2.3), оскільки в разі рівності запасених енергій ЗР в режимах вимушених і вільних коливань потужності власних втрат також будуть рівні. З (2.3) слідує вираз P_0 , який підставимо в (2.10) і отримаємо вираз для ефективності збудження ВР:

$$\eta = \frac{2\pi f W}{Q_0 (P_{inc} - P_{ref})}.$$
(2.15)

Аналогічно отримаємо вираз для ефективності виведення енергії з ВР. З формул (2.1) - (2.3) виразимо потужність втрат *P*_{coupl}, що вносяться ЕЗД у ВР:

$$P_{coupl} = 2\pi f W \frac{(Q_0 - Q_L)}{Q_0 Q_L}.$$
 (2.16)

Підставимо цю величину в (2.11) та отримаємо:

$$\eta_{out} = \frac{P_{ext}Q_LQ_0}{2\pi f W(Q_0 - Q_L)}.$$
(2.17)

Окрім запасеної енергії W величини, що входять в (2.15) і (2.17), можна виміряти тим чи іншим відомим методом [2, 11, 61, 103]. Добротності Q_0 і Q_L будемо вимірювати частотним методом по півширині резонансної залежності коефіцієнтів передачі через резонатор і елемент зв'язку, що досліджується. Методику вимірювань буде детально обговорено нижче.

Завдання вимірювання запасеної у ВР енергії не має стандартного або відомого рішення і є суттєво складнішою, в порівнянні з вимірами енергії в об'ємних резонаторах, тому для спрощування зробимо декілька припущень. Будемо розглядати квазіоптичний ВР, утворений або двома сферичними, або сферичним і плоским дзеркалами, в якому збуджується основна резонансна мода *TEM*_{00q} з лінійно електромагнітним полем. Поле поляризованим резонансної моди представимо у вигляді суперпозиції двох гаусових хвильових пучків, що поширюються один одному назустріч. Такий підхід широко застосовується для опису полів у ВР в квазіоптичному наближенні [32]. Параметри хвильових пучків визначаються радіусами кривизни дзеркал і відстанню між дзеркалами ВР. Очевидно, що запасену енергію квазіоптичного ВР можна уявити як суму енергій двох хвильових пучків. Енергія кожного пучка є середня (за період коливань) потужність пучка, яку помножено на час поширення пучка від одного дзеркала до іншого ([102], стор. 455):

$$W = 2Pl/c, \qquad (2.18)$$

де *с* - швидкість світла, *l* - відстань між дзеркалами ВР, *P* - потужність, що переноситься одним пучком. Величину *P* знайдемо інтегруванням поля ВР за поперечним перерізом пучка:

$$P = \iint \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\vec{E} \times \vec{H}^* \right] d\vec{s} . \qquad (2.19)$$

Враховуючи зв'язок між електричною і магнітною компонентами поля і нехтуючи малими поправочними коефіцієнтами, що виникають унаслідок обліку кривизни фазового фронту пучка, для основної моди *TEM*_{00q} отримаємо:

$$P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E^2 \int_0^\infty e^{-\frac{2r^2}{w^2}} r dr \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\eta_0}} E^2 w^2, \qquad (2.20)$$

де *E* - модуль комплексної амплітуди напруженості електричного поля на вісі хвильового пучка в точці перетину з поверхнею одного з дзеркал ВР; *w* - радіус хвильового пучка на цій же поверхні, який визначається кривизною дзеркал і відстанню між дзеркалами [32]; ε_0 , μ_0 - універсальні електрична і магнітна постійні. Підставляючи (2.20) в (2.18) і враховуючи, що $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, отримаємо вираз для запасеної енергії основної моди квазіоптичного ВР:

$$W = \frac{\pi}{2} \varepsilon_0 E^2 w^2 l. \qquad (2.21)$$

Аналогічно, можна отримати подібні вирази для вищих мод ВР. Якщо розподіл поля у ВР не відповідає закону Гауса, його можна виміряти методом пробного тіла і провести чисельне інтегрування за об'ємом ВР. Підставивши (2.21) у формули (2.15) і (2.17), отримаємо вирази для η і η_{out} .

Вимірювання напруженості поля у ВР є складним експериментальним завданням через розсіювання поля і випромінювання енергії з ВР при внесенні до нього будь-яких вимірювальних зондів, про що говорилося в розділі 1. Для подолання цієї проблеми будемо використовувати додатковий елемент зв'язку (ДЕЗ) на дзеркалі, яке протилежне до дзеркала з ЕЗД. Додатковий елемент зв'язку принципово не змінює властивості ВР з ЕЗД. Втрати, які вносить ДЕЗ, слід відносити до власних втрат ВР, а під власною добротністю ВР в цьому випадку розуміється навантажена добротність ВР без ЕЗД.

Вимірювати напруженість поля резонансної моди ВР будемо по сигналу, що пройшов через ДЕЗ. Для цього необхідно виконати калібрування ДЕЗ – будь-яким чином поставити у відповідність напруженість поля на поверхні дзеркала з ДЕЗ і амплітуду або потужність сигналу, що пройшов через ДЕЗ у хвилевід. Калібрування виконується виходячи з таких міркувань. Нехай на дзеркало з ДЕЗ нормально падає хвильовий пучок з амплітудою електричного поля *E* на осі пучка, що проходить через центр ДЕЗ, при цьому у хвилевід, приєднаний до ДЕЗ, проходить потужність P_{tr} (рис. 2.3). Очевидно, що квадрат модуля амплітуди напруженості електричного поля хвильового пучка, що падає на ЕЗ, і потужність, що пройшла в результаті через ДЕЗ, пов'язані лінійно:

$$E^2 = \alpha P_{tr}, \qquad (2.22)$$

де *α* - розмірний коефіцієнт, що залежить від конструкції і геометричних розмірів додаткового елемента зв'.

Якщо поперечні розміри пучка значно більші розмірів ДЕЗ, то з великою точністю можна вважати, що в разі нормального падіння на відокремлене дзеркало з цим ДЕЗ однорідної плоскої хвилі амплітуда електричного поля падаючої плоскої хвилі і потужність, що пройшла через ДЕЗ у хвилевід, так само будуть пов'язані співвідношенням (2.22) з тим же коефіцієнтом. Вважаємо, що крайові ефекти на дзеркалі дуже мало впливають на сигнал, що проходить у ДЕЗ. Створити падаюче на дзеркало з ДЕЗ поле, близьке до плоскої хвилі, можна за допомогою антени, розміщеної на відстані від дзеркала, що задовольняє умові віддаленої зони. Крайові ефекти можна мінімізувати відповідним вибором діаметра дзеркала і використанням поглинаючих екранів. Потужність, що пройшла через ДЕЗ, можна виміряти безпосередньо за допомогою вимірювача потужності. Напруженість поля падаючої

хвилі E можна знайти за допомогою антени з відомим коефіцієнтом посилення G_{ant} , замінивши нею дзеркало з ЕЗ і вимірявши прийняту антеною потужність P_{ant} .



Рис. 2.3. Схема калібрування ДЕЗ на дзеркалі ВР

Квадрат амплітуди поля падаючої хвилі має в цьому випадку наступний вигляд [103]:

$$E^{2} = \frac{960\pi^{2}P_{ant}}{G_{ant}\lambda^{2}},$$
(2.23)

де $\lambda = c/f$ - довжина хвилі; *с* - швидкість світла. З (2.22) і (2.23) отримуємо калібрувальний коефіцієнт:

$$\alpha = \frac{960\pi^2 P_{ant}}{G_{ant}\lambda^2 P_{tr}}.$$
(2.24)

Вираз для запасеної енергії набуває вигляду:

$$W = \frac{\pi}{2} \varepsilon_0 P_{tr} \alpha w_c^2 l \,, \qquad (2.25)$$

де w_c - радіус хвильового пучка на дзеркалі з ДЕЗ.

Підставимо (2.25) в (2.15) і після нескладних перетворень отримаємо вираз для ефективності збудження основної моди ВР через ЕЗД:

$$\eta = \frac{\pi \alpha w_c^2 lT}{120\lambda Q_0 (1-R)},\tag{2.26}$$

де $R = P_{ref} / P_{inc}$ - коефіцієнт відбиття ВР за потужністю, виміряний у хвилеводі, який підключено до ЕЗД; $T = P_{tr} / P_{inc}$ коефіцієнт передачі ВР за потужністю через ЕЗД і ДЕЗ. Зауважимо, що згідно з принципом взаємності вимірювання T можна виконувати і при збудженні ВР через ДЕЗ і вимірюванні сигналу в плечі з ЕЗД.

Для вимірювання ефективності виведення енергії ЕЗД з ВР (вираз (2.17)) необхідно виміряти потужність, що пройшла через ЕЗД, і запасену у ВР енергію, для чого виміряти потужність, що пройшла через ДЕЗ. Підставивши (2.25) в (2.17), отримаємо вираз для ефективності виведення енергії ЕЗД η_{out} :

$$\eta_{out} = \frac{120\lambda P_{ext}Q_0Q_L}{\pi w_c^2 l\alpha P_{tr}(Q_0 - Q_L)}.$$
(2.27)

Оскільки в цих вимірюваннях ЕЗД і ДЕЗ використовуються в режимі виведення енергії, для збудження резонансного коливання необхідно ще один ЕЗ, допоміжний. Його можна розмістити на дзеркалі з ДЕС. Будемо називати це дзеркало ВР з двома ЕЗ вимірювальним дзеркалом. Вимірювальне дзеркало може бути як плоским, так і сферичним, в залежності від необхідної геометрії досліджуваних ВР. Радіус хвильового пучка визначається геометрією ВР [32]: в разі якщо вимірювальне дзеркало сферичне, то

$$w_c^2 = \frac{\lambda R_2}{\pi} \sqrt{\frac{l(R_1 - l)}{(R_2 - l)(R_1 + R_2 - l)}},$$
(2.28)

де R_1 - радіус кривизни дзеркала з ЕЗД, R_2 - радіус кривизни вимірювального дзеркала з ДЕЗ, а в разі плоского вимірювального дзеркала ($R_2 = \infty$):

$$w_c^2 = w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{l(R_1 - l)}$$
 (2.29)

Замінимо у виразі (2.27) потужності P_{ext} і P_{tr} на їх відношення до падаючої потужності P_{inc} , які є коефіцієнтами передачі в ЕЗД і в ДЕЗ: $P_{ext}/P_{inc} = T_{ext}$ і $P_{tr}/P_{inc} = T_{tr}$. Вираз (2.27) набуває вигляду:

$$\eta_{out} = \frac{120\lambda T_{ext}Q_0Q_L}{\pi w_c^2 l\alpha T_{tr}(Q_0 - Q_L)}.$$
(2.30)

Навантажену добротність Q_L будемо вимірювати по півширині резонансної кривої коефіцієнта передачі з допоміжного ЕЗ в досліджуваний $T_{ext}(f)$. Власну добротність Q_0 будемо вимірювати по півширині резонансної кривої коефіцієнта передачі з допоміжного ЕЗ в додатковий $T_{tr}(f)$, замінивши дзеркало з ЕЗД на таке саме за розмірами і властивостями, але без ЕЗД. Для вимірювання коефіцієнтів відбиття і передачі, що входять в формули (2.26) і (2.30), а також для вимірювання відношень потужностей у формулі (2.24), досить скористатися детектором з квадратичною характеристикою. Це підвищує точність вимірювань, в порівнянні з вимірами безпосередньо потужності, і розширює динамічний діапазон сигналів, що вимірюються.

2.3. Радіаційні втрати і ефективність щілинних елементів зв'язку квазіоптичних відкритих резонаторів мм діапазону хвиль

Представленим вище методом балансу потужностей проведені вимірювання серії ЕЗ у вигляді щілини на дзеркалі ВР, яка плавно переходить у стандартний хвилевід з перетином 7,2×3,4 мм. Схема вимірювань наведено на рис. 2.4. Експерименти проводилися у 8-мм діапазоні довжин хвиль. ЕЗД були виконані на плоских і на сферичних дзеркалах і тому використовувалися плоске і сферичне вимірювальні дзеркала. На плоскому дзеркалі діаметром 120 мм в центрі було виконано ДЕЗ у вигляді щілини 0,1×7,2 мм з калібрувальним коефіцієнтом $\alpha = (6,75 \pm 0,33) \times 10^8 \left[\frac{(B/m)^2}{Bm} \right]$ і допоміжний ЕЗ, зміщений на 18 мм в площині

вектора \vec{H} , у вигляді малого отвору (\emptyset 2,2 мм) в діафрагмі на торці хвилеводу в площині дзеркала. На сферичному вимірювальному дзеркалі діаметром 130 мм, з радіусом кривизни поверхні, що відбиває, 180 мм, виконано ідентичні ЕЗ: ДЕЗ і допоміжний ЕЗ у вигляді отворів в тонких діафрагмах на торці хвилеводів (\emptyset 2,2 мм). ДЕЗ розміщено в центрі дзеркала, а допоміжний ЕЗ зміщений на 18 мм в площині вектора \vec{H} . Калібрувальний коефіцієнт ДЕЗ в цьому випадку склав $\alpha = (1,04 \pm 0,05) \times 10^{10} \left[\frac{(B/m)^2}{Bm} \right]$. Калібрування ДЕЗ проводилося у малогабаритній

безеховій камері з коефіцієнтом безеховості не гірше за 40 дБ.

Добротності ВР вимірювалися частотним методом в режимі «на прохід» по ширині резонансної кривої на рівні -3 дБ. Вимірювання власної добротності Q_0 проводилося відповідно до схеми на рис. 2.46, при цьому дзеркало 2 заміщувалося таким само дзеркалом без ЕЗД. Похибка вимірювань добротності оцінюється в (5 ... 8)% в залежності від значень добротності.



Рис 2.4. Блок-схема вимірювань: (а) – вимірювання Q_L , R, T; (б) – вимірювання Q_0 , Q_L , P_{ext} , P_{tr} ; (в) - калібрування ДЕЗ на вимірювальному дзеркалі. Цифрами позначено: 1 - ЕЗД; 2 - дзеркало з ЕЗД; 3 - вимірювальне дзеркало; 4 - ДЕЗ; 5 - допоміжний ЕЗ; 6 - безехова камера; 7 - випромінююча рупорна антена; 8 - поглинаючий екран на краях вимірювального дзеркала; 9 - рупорна антена з коефіцієнтом посилення G_{ant}

Наведемо результати вимірювань для серії ЕЗД у вигляді цілини в центрі сферичного дзеркала з радіусом кривизни R_1 =81 мм і діаметром 69 мм. ЕЗД мали ширину щілини від 0,1 мм до 1 мм. ВР був утворений сферичним дзеркалом з ЕЗД і плоским вимірювальним дзеркалом, в ньому збуджувалася основна мода *TEM*_{00q}. На рис. 2.5а представлені результати вимірювань ефективності збудження серії ЕЗД при різних поздовжніх індексах q. Наведено також виміряні значення власних і навантажених добротностей для кожного значення b і q. Значення коефіцієнтів відбиття і передачі в формулах (2.26 - 2.30) вимірювалися на частотах навантаженого резонансу (максимальні значення коефіцієнта передачі). Як видно з графіків, в області малих дифракційних втрат (q=8÷15) для вузьких цілин η досягає значень 0,8-0,9, а по мірі збільшення b величина η знижується до 0,6-0,7. При збільшенні відстані між дзеркалами (q> 15) дифракційні втрати швидко ростуть, а η знижується для всіх ЕЗД.

Втрати ВР за подвійний прохід через розсіювання на ЕЗ можна висловити через η_{out} та власну і навантажену добротності, з урахуванням (2.12), (2.2) - (2.6) і відомого виразу для добротностей ВР [2, 11] $Q_i = 2kl/\delta_i$, де Q_i - одна з добротностей (2.2) - (2.6), а δ_i - відповідні відносні втрати ВР за подвійний прохід, k - хвильове число. В результаті отримаємо вираз:

$$\delta_{sc} = 2kl(1 - \eta_{out})(1/Q_L - 1/Q_0).$$
(2.31)

Розраховані за формулою (2.31) по виміряним значенням величин, що входять до неї, втрати δ_{sc} наведені на рис. 2.56. Значення η_{out} для кожного ЕЗД з шириною b, які вимірювали при різних q, мало відрізнялися один від одного (перебували в межах похибки вимірювань). Тому в (2.31) підставлялися усереднені значення, які були в межах $\eta_{out} = 0.92 \div 0.95$ для всіх значень ширини щілини ЕЗД. Однак зрозуміло, що зі збільшенням ширини щілини b і, відповідно, з ростом зовнішніх втрат, втрати на розсіювання так само повинні рости, що і видно на рис. 2.56. Власні

втрати резонансної моди TEM_{00q} складають $\delta_0 \cong (0,85 \div 0,9)$ % при $q = 8 \div 12$, причому це переважно омічні втрати. При збільшенні поздовжнього індексу від q = 13, за рахунок зростання дифракційних втрат, власні втрати швидко збільшуються від $\delta_0 \cong 1$ % до величини $\delta_0 \cong 6$ % при q = 18.



Рис. 2.5. Результати вимірювання ефективності збудження (a) і втрат на розсіювання (б) для серії щілинних ЕЗД

Було також досліджено вплив зміщення ЕЗД від осі резонансної моди ВР. В цьому випадку ВР був утворений плоским дзеркалом з ЕЗД і сферичним вимірювальним дзеркалом, представленим вище. Досліджено ЕЗД з розмірами 0,1 × 7,2 мм на латунному плоскому дзеркалі, а також ЕЗД з розмірами 0,25 × 11 мм на мідному плоскому дзеркалі. Вимірювання відповідно до схеми рис. 2.46 дали значення Q_0 =89100 для ВР з латунним плоским дзеркалом і Q_0 =104500 для ВР з мідним плоским дзеркалом. На рис. 2.6 представлено коефіцієнт відбиття і ефективність збудження ВР в залежності від зміщення ЕЗД від осі резонансного пучка, які виміряно на частоті навантаженого резонансу. Зміщення y_0 ЕЗД щодо осі ВР здійснювалося в напрямку вектора електричного поля резонансної моди. При певних значеннях зміщення ЕЗД спостерігається зменшення відбиття від ВР - область зв'язку, близького до критичного, а також збільшення ефективності збудження ВР до значень ~0,9. Подальше зміщення призводить до різкого зменшення ефективності збудження, при цьому коефіцієнт відбиття від ВР збільшується через зменшення зв'язку. Наведені залежності наочно показують на можливість регулювання зв'язку ВР з хвилеводом в разі зв'язку більше критичного при розташуванні ЕЗ в центрі плями резонансного поля.



Рис. 2.6. Зміщення ЕЗД від осі резонансної моди. Круги - ЕЗД 0,1 × 7,2 мм; квадратики - ЕЗД 0,25 × 11 мм

2.4. Висновки розділу 2

Запропоновано новий метод вимірювання радіаційних втрат енергії пристрою зв'язку ВР з лінією передачі. Метод заснований на вимірах запасеної енергії в резонансній моді ВР і потужності всіх видів втрат, що дозволяє визначити ефективність збудження і ефективність виведення енергії через ЕЗ ВР.

Була виміряна ефективність збудження в ЗР основний моди *TEM*_{00q} елементами зв'язку у вигляді щілини. Показано, що ефективність збудження ВР зосередженими ЕЗ може досягати величин 0,9-0,95, що означає, що радіаційні втрати елемента зв'язку можуть не перевищувати 0,1-0,05 від частки потужності

генератора, що проходить через ЕЗ і цього можна досягати при різних довжинах ВР і при різних кутових розмірах протилежного дзеркала.

Експериментально показано, що ефективність збудження досліджених ЕЗ слабо залежить від поздовжнього індексу коливань в межах стійкої геометрії ВР, коли дифракційні втрати не перевищують омічні. На прикладі ЕЗ з різними розмірами і коефіцієнтом зв'язку більше критичної показано, що ефективність збудження ВР може зростати при зміщенні ЕДЗ із зони резонансного поля в область критичного зв'язку.

Вперше виміряна ефективність виведення енергії з ВР і частка втрат енергії через розсіювання на елементі зв'язку у вигляді щілини. Експериментально показано, що ефективність виведення енергії слабо залежить від ширини щілини і від поздовжнього індексу коливань. Це вказує на те, що ефективність виведення енергії з ВР зосередженим ЕЗ визначається, головним чином, властивостями розсіювання самого ЕЗ, як неоднорідності на дзеркалі.

РОЗДІЛ З

МОДЕЛЮВАННЯ ЗБУДЖЕННЯ КОЛИВАНЬ І ХВИЛЬОВИХ ПРОЦЕСІВ У КВАЗІОПТИЧНОМУ ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ

Даний розділ присвячено теоретичному моделюванню хвильових процесів у квазіоптичних ВР, пов'язаних із зовнішнім хвилеводом, або у яких всередині є сторонні джерела. Ці моделі є феноменологічними, оскільки в моделях використовуються апріорні відомості про властивості ВР. У першому підрозділі представлена двовимірна модель збудження квазіоптичного ВР, пов'язаного з хвилеводом. Модель дозволила виявити фактори, що впливають на ефективність збудження резонансної моди і радіаційні втрати енергії, пов'язані з наявністю елемента зв'язку у ВР, як при збудженні резонатора, так і при виведенні з нього енергії, і прояснює фізичну суть хвильових процесів у ВР з елементом зв'язку. Ці результати опубліковані в роботах [20, 24-27].

У другому підрозділі представлено феноменологічну модель збудження ВР сторонніми джерелами [28-29]. У цій моделі властивості резонансних мод вважаються відомими, джерела являють собою елементарні електричні диполі. Модель дозволила знайти залежності ефективності збудження ВР від розташування і кількості джерел, від співвідношення їхніх фаз, від виду самої резонансної моди і її добротності, що необхідно для створення квазіоптичних генераторів з напівпровідниковими елементами.

3.1. Феноменологічна двовимірна модель квазіоптичного відкритого резонатора, пов'язаного з хвилеводом

3.1.1. Попередні зауваження до побудови моделі. У розділі 2 були наведені результати експериментального дослідження випромінювання з ВР, яке викликане наявністю ЕЗ з хвилеводом. Досліджувалися конфігурації ВР зі стійкою геометрією, в яких поле резонансної моди з високим ступенем точності описується функціями

Ерміта-Гаусса. Для правильного трактування отриманих експериментальних результатів необхідно побудувати теоретичну модель, яка б описувала хвильової процес у ВР, коли поле резонансної моди розсіюється на ЕЗ і взаємодіє з полем хвилі, що надходить у ВР через цей ЕЗ.

В даному підрозділі запропоновано двовимірну феноменологічну модель збудження квазіоптичного ВР, що дозволяє врахувати випромінювання з ВР, обумовлене наявністю ЕЗ. При побудові моделі використовується ряд фізичних припущень, що спрощують опис квазіоптичного ВР і нехтують низкою факторів, що істотно не впливають на досліджуваний процес.

Ідея побудови моделі процесу збудження квазіоптичного ВР заснована на наступних міркуваннях. При дослідженні впливу на характеристики квазіоптичного ВР різних неоднорідностей, виконаних на дзеркалах або всередині ВР, плідним виявився такий підхід: поле резонансного коливання квазіоптичного BP представляють у вигляді суперпозиції двох хвильових пучків, що поширюються назустріч один одному, досліджують розсіювання на неоднорідностях цих хвильових пучків, а потім пов'язують отримані результати з параметрами ВР [56-60]. Будемо використовувати цю ідею при побудові двовимірної моделі. Як і в розділі 2, поле резонансної моди представимо суперпозицією двох хвильових пучків, що поширюються назустріч один одному, причому один з пучків - падаючий на плоске дзеркало з ЕЗ, а інший - відбитий від цього дзеркала. Якщо поперечні розміри відбивача значно більше діаметра пучка, то дифракцією на краях відбивача можна знехтувати. Таке представлення поля моделює резонансну моду квазіоптичного ВР в області одного з дзеркал, коли ВР має дифракційні втрати значно менше теплових, обумовлених скінченною провідністю відбиваючої поверхні дзеркал.

У розділі 2 досліджувалися квазіоптичні ВР з елементами зв'язку на дзеркалах у вигляді плавно звуженого хвилеводу, що утворює на дзеркалі ВР вузьку щілину. Щілина на дзеркалі ВР, яка плавно переходить в хвилевід стандартного перетину, по суті є відкритий кінець хвилеводу з фланцем. Будемо розглядати в якості двовимірної моделі такого ЕЗ на плоскому дзеркалі квазіоптичного ВР відкритий кінець плоско-паралельного хвилеводу з нескінченним плоским фланцем. Двовимірна задача про випромінювання з плоско-паралельного хвилеводу з нескінченним фланцем вивчена досить добре, вона вирішена різними методами і часто використовується як тестова (рис. 3.1). При висоті хвилеводу менше половини довжини хвилі в ньому може поширюватися тільки найнижча *TEM* -хвиля з H_x і E_y компонентами поля. Якщо на це плоске дзеркало падає з півпростору двовимірний хвильовий пучок, однорідний вздовж осі 0x, з такою кривизною фазового фронту, що площина перетяжки пучка збігається з площиною дзеркала, а компоненти поля в цій площині представлені H_x і E_y складовими, то суперпозицію падаючого і відбитого від дзеркала пучків можна прийняти в якості моделі резонансного поля ВР, аналогічно роботам [57-59]. Таким чином, модель ВР, пов'язаного з хвилеводом, представимо у вигляді: на дзеркало з ідеального провідника на відкритий кінець падає хвилеводна мода (рис. 3.1).



Рис. 3.1. Модель збудження ВР, пов'язаного з хвилеводом

Головна мета, з якою запропоновано модель - описати перерозподіл енергії, яку переносять хвилеводна хвиля і хвильовий пучок, при їх взаємодії на елементі зв'язку і виявити чинники, які впливають на цей процес. Тому, властивості ВР, не

пов'язані з наявністю елемента зв'язку, наприклад, такі як омічні і дифракційні втрати, взаємодія мод на краях дзеркал, вважаємо відомими або дуже малими. Найбільш адекватні такій моделі реальні ВР, у яких апертури дзеркал значно перевищують розміри плями резонансного поля на дзеркалах і, отже, дифракційні втрати набагато менше омічних - в цьому випадку випромінювання з ЕЗ, що збуджує ВР, формується хвилями С і G (розділ 2, рис. 2.2), зумовленими наявністю цього елемента зв'язку. Зауважимо, що конкретний механізм втрат (поглинання дифракція на дзеркал, розсіювання В дзеркалах, краях на неоднорідностях) не впливає на розподіл поля резонансної моди до тих пір, поки добротність ВР залишається досить високою (в мм діапазоні порядку $Q \sim 10^3$, при втратах за подвійний прохід $\sigma \sim 10\%$) [2, 11], тому дифракційні явища виключимо з розгляду. Втрати ВР, без конкретизації фізичного механізму, ми будемо задавати, виходячи з розумних фізичних міркувань, відповідно до відомих даних для двохдзеркальних квазіоптичних ВР. Будемо вважати, що ці властивості ВР визначаються другим дзеркалом, яке в нашій моделі є ідеалізованим об'єктом. У наступних підрозділах ми обговоримо, які властивості завдати другому дзеркалу, щоб модель ВР була досить простою і в той же час відповідала властивостям реальних ВР.

Таким чином, у запропонованій моделі процес збудження ВР в стаціонарному режимі буде представлений взаємодією полів дифракції хвильових пучків та хвилеводних хвиль, що падають двох боків на відкритий кінець хвилеводу з фланцем.

3.1.2. Дифракція хвильових пучків і хвилеводних хвиль на відкритому кінці плоского хвилеводу з нескінченним фланцем. Розглянемо наступну задачу. З півпростору z > 0 на ідеально провідну площину з відкритим кінцем двовимірного хвилеводу, у якого ця площина є нескінченним фланцем, нормально падає набір двовимірних хвильових пучків із завданими індексами r і завданими амплітудами a_r . По хвилеводу на відкритий кінець падає набір хвилеводних мод із завданими

індексами l і завданими амплітудами b_l (рис. 3.2). Поле має залежність від часу $\sim e^{-j\omega t}$.



Рис. 3.2. Двовимірна задача дифракції хвилеводних хвиль та хвильових пучків на відкритому кінці хвилеводу з фланцем

Будемо розглядати випадок *H*-поляризації, коли поле має відмінні від нуля компоненти H_x , E_y і E_z . Представимо H_x компоненту повного поля у вигляді, аналогічному представленому в роботах [57-59, 104]:

$$H_{x}(y,z) = \begin{cases} \sum_{r=0}^{R} a_{r} \Big[-\Psi_{r}(y,z) + \Psi_{r}(y,z) \Big] + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} X(\xi) \exp \Big(jk \Big(\xi y + \sqrt{1 - \xi^{2}} z \Big) \Big) d\xi &, z > 0 \\ \\ \sum_{l=0}^{l_{\max}} b_{l} \cos \Big(\frac{\pi l}{2d} \big(y - y_{0} + d \big) \exp \big(j\gamma_{l} z \big) \Big) + \\ + \sum_{m=0}^{\infty} c_{m} \cos \Big(\frac{\pi m}{2d} \big(y - y_{0} + d \big) \exp \big(- j\gamma_{m} z \big) \Big) &, z < 0 \end{cases}$$
(3.1)
де ${}^{\pm}\Psi_r(y,z)$ - функція Ерміта-Гаусса, яка надається виразом

$${}^{\pm}\Psi_{r}(y,z) = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{\frac{\pi}{2}}w_{0}2^{r}r!}}H_{r}\left(\sqrt{2}\frac{y}{w(z)}\right)\exp\left(-\left(\frac{y}{w(z)}\right)^{2}\right)\times$$

$$\times \exp\left(\pm j\left(kz - (r+1)\operatorname{arctg}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_{0}}\right) + \frac{ky^{2}}{2R(z)}\right)\right)$$
(3.1a)

R, l_{\max} - максимальні значення індексів *r* і *l* відповідно, c_m - невідомі амплітуди відбитих хвилеводних мод, $X(\xi)$ - невідома Фур'є-амплітуда плоскої хвилі просторового спектра розсіяного поля, $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}}$ - півширина гаусова пучка в площині z = const, w_0 - півширина гаусова пучка в площині перетяжки (z = 0), $R(z) = z \left(1 + \frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)$ - радіус кривизни хвильового фронту пучка, $k = 2\pi/\lambda$ хвильове число у вільному просторі, λ - довжина хвилі у вільному просторі, $\gamma_l = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi l}{2d}\right)^2}$ - постійна поширення хвилеводної моди з індексом *l*, 2*d* - ширина

хвилевода.

Зробимо пояснення щодо виду вираження (3.1). Подання поля у вигляді комбінації хвильових пучків (квазіоптичної частини, що задовольняє параболічному рівнянню) і розкладання в інтеграл Фур'є по плоским хвилям (задовольняє хвильовому рівнянню) часто в тому чи іншому вигляді використовується при дослідженні дифракції хвильових пучків (див., наприклад, [57-59]). Відбите поле хвильових пучків, що падають на провідну площину з неоднорідністю, в області z > 0 ми представили суперпозицією хвильових пучків і просторового спектра плоских хвиль. Амплітуди відбитих пучків, записаних в явному вигляді, ми прийняли рівними з амплітудами падаючих пучків. Зрозуміло, що при наявності неоднорідності на відбивачі, що призводить до розсіювання, фізично відбитий пучок має амплітуду, відмінну від амплітуди падаючого пучка. Комплексна добавка, яка змінює амплітуду відбитого пучка, неявно міститься в інтегралі по плоским хвилям.

Такий вид запису рішення необхідний для того, щоб звести поставлену задачу до вирішення нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) другого роду відносно невідомих амплітуд відбитих хвилеводних мод, аналогічно тому, як це зроблено в рішенні задач дифракції плоскої хвилі [104] і хвильового пучка [57-59] на щілинах в товстому ідеально провідному екрані.

Застосуємо методологію робіт [57-59, 104] до поставленої задачі. Підкоримо повне поле (3.1) граничним умовам на ідеальному металі і умовам безперервності на апертурі в площині z = 0:

$$H_x(y,+0) = H_x(y,-0), |y-y_0| \le d$$
 (3.2)

$$E_{y}(y,+0) = E_{y}(y,-0), |y-y_{0}| \le d$$
 (3.3)

$$E_{y}(y,+0) = 0, |y-y_{0}| > d$$
 (3.4)

До отриманих виразів можна застосувати зворотне перетворення Фур'є та використовуючи повноту системи функцій $\left\{\cos\left(\frac{\pi n}{2d}(y-y_0+d)\right)\right\}_0^\infty$ на інтервалі $|y-y_0| < d$ [104], отримаємо рівняння:

$$X(\xi) = \frac{(-1)}{\pi\sqrt{1-\xi^2}} \sum_{m=0}^{\infty} \gamma_m de^{j\frac{\pi m}{2}} (c_m - \delta_{ml}) F_m(\xi) e^{-jk\xi y_0}, \qquad (3.5)$$

$$(c_n + \delta_{nl})(1 + \delta_{n0}) = \frac{2}{d}a_r G_r + 2e^{-j\frac{\pi n}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} X(\xi) F_n(\xi) e^{jk\xi y_0} d\xi, \qquad (3.6)$$

де функції $F_n(\zeta)$ і G_m мають вигляд

$$F_n(\xi) = \frac{kd\xi \sin\left(kd\xi - \frac{\pi}{2}n\right)}{\left(kd\xi\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}n\right)^2},\tag{3.7}$$

$$G_{m} = \int_{y_{0}-d}^{y_{0}+d} \Psi_{r}(y) \cos\left[\frac{\pi n}{2d}(y-y_{0}+d)\right] dy.$$
(3.8)

Інтеграл (3.8) з функцією $\Psi_r(y)$ виду (3.1а) є табличним [105] і легко обчислюється. Підставивши (3.5) в (3.6) і змінивши порядок підсумовування і інтегрування, отримаємо нескінченну СЛАР другого роду відносно невідомих c_m :

$$\sum_{m=0}^{\infty} A_{nm} c_m = \sum_{l=1}^{l_{max}} {}^{1}B_{nl} b_l + \sum_{r=1}^{R} {}^{2}B_{nr} a_r \,.$$
(3.9)

У виразі (3.9) позначено:

$$A_{nm} = \delta_{nm} + \frac{\gamma_m d}{1 + \delta_{0n}} I_{nm}, \qquad (3.10)$$

$${}^{1}B_{n} = \frac{\gamma_{l}d}{1 + \delta_{0n}} I_{nm} - \delta_{nl} , \qquad (3.11)$$

$${}^{2}B_{n} = \frac{2G_{m}}{d(1+\delta_{0n})},$$
(3.12)

$$I_{nm} = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_n(\xi) F_m(\xi)}{\sqrt{1 - \xi^2}} e^{j\frac{\pi}{2}(n-m)} d\xi.$$
(3.13)

Властивості інтеграла (3.13) досліджено в [104], де показано, що інтеграл в (3.13) відрізняється від нуля тільки в разі, якщо індекси *m* і *n* одночасно або парні, або непарні, а для обчислення його необхідно перетворити до більш зручного виду:

$$I_{nm} = \frac{4}{\pi (m^2 - n^2)} (n I_n^{(1)} - m I_m^{(1)}), \qquad m \neq n, \qquad (3.14)$$

$$I_{nm} = 2 \left(I_m^{(2)} - \frac{1}{\pi m} I_m^{(1)} \right), \qquad m = n \neq 0, \qquad (3.15)$$

$$I_{nm} = 4I_0^{(2)}, \qquad m = n = 0, \qquad (3.16)$$

де
$$I_n^{(1)} = \int_0^1 H_0^{(1)} (2kdt) \sin(\pi nt) dt$$
, $I_n^{(2)} = \int_0^1 (1-t) H_0^{(1)} (2kdt) \cos(\pi nt) dt$, $H_0^{(1)}(x)$ - функція

Ханкеля.

В силу лінійності, система (3.9) розпадається на незалежні СЛАР щодо невідомих ${}^{1}c_{ml}$ та ${}^{2}c_{mr}$:

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_{nm}{}^{1}c_{ml} = {}^{1}B_{nl}, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$
(3.17)

$$\sum_{m=0}^{\infty} A_{nm}^{2} c_{mr} = {}^{2}B_{nr}, \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$
(3.18)

а коефіцієнти ${}^{1}c_{ml}$ і ${}^{2}c_{mr}$ пов'язані з c_{m} співвідношенням:

$$c_m = \sum_{l=1}^{l_{\text{max}}} c_{ml} b_l + \sum_{r=1}^{R} c_{mr} a_r .$$
(3.19)

СЛАР (3.17) описує дифракцію хвилеводної хвилі з індексом l на відкритому кінці хвилеводу з нескінченним фланцем, а СЛАР (3.18) дифракцію Гауссова пучка з індексом r, що нормально падає на той же відкритий кінець хвилеводу з півпростору. Рішення нескінченних СЛАР (3.9), (3.17), (3.18) проводиться методом редукції, точність рішення контролюється чисельно. Порівняння отриманого рішення для випадку падіння пучка нульового порядку з шириною $w_0 \ge 2\lambda$ на відкритий кінець хвилеводу з шириною $d < \lambda/4$ з рішенням математично строго

76

поставленої задачі про падіння плоскої хвилі на відкритий кінець хвилеводу тієї ж ширини з нескінченним фланцем [106] дає розбіжність величин коефіцієнта c_0 в одиниці відсотка, яке зменшується із зростанням w_0 / λ і зі зменшенням d / λ .

Таким чином, знайдено амплітуди хвилеводних хвиль, що йдуть по хвилеводу в напрямку -z при падінні на відкритий кінець хвилеводу з нескінченним фланцем заданих хвилеводних хвиль в напрямку +z і завданих хвильових пучків з боку півпростору.

Щоб знайти амплітуди відбитих пучків, переформулюємо початкову задачу. Нехай падаючі поля (пучки і хвильове моди) мають вигляд той же, що і в (3.1), з заданими амплітудами a_r і b_l , а амплітуди відбитих хвилеводних мод c_m вже знайдені з рішення систем (3.9). Представимо поле в області z > 0 як суперпозицію падаючого поля у вигляді набору заданих хвильових пучків, відповідних (3.1), і відбитого поля у вигляді нескінченної суми хвильових пучків:

$$H_{x}(y,z) = \sum_{r=0}^{R} a_{r}^{-} \Psi_{r}(y,z) + \sum_{p=0}^{\infty} a_{p}^{+} \Psi_{p}(y,z).$$
(3.20)

В (3.20) амплітуди $a_r = a_r = a_$

Компонента магнітного поля має в цьому випадку такий вигляд:

$$H_{x}(y,z) = \begin{cases} \sum_{r=0}^{R} a_{r}^{-}\Psi_{r}(y,z) + \sum_{p=0}^{\infty} a_{p}^{+}\Psi_{p}(y,z), & z > 0 \\ \sum_{l=0}^{l_{\max}} b_{l} \cos\left(\frac{\pi l}{2d}(y-y_{0}+d)\exp(j\gamma_{l}z)\right) + \\ + \sum_{m=0}^{\infty} c_{m} \cos\left(\frac{\pi m}{2d}(y-y_{0}+d)\exp(-j\gamma_{m}z)\right), & z < 0 \end{cases}$$
(3.21)

Застосуємо до представлення (3.21) граничні умови (3.2) - (3.4) в площині z = 0 і процедуру перерозкладання по системі ортонормованих функцій $\{\Psi_p(y,0)\}_0^\infty$ на інтервалі $-\infty < y < \infty$.

В результаті, після перетворень отримаємо вираз для амплітуд хвильових пучків, відбитих від металевого фланця, в площині *z* = 0:

$${}^{+}a_{p} = \sum_{l}^{l_{\max}} b_{l} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{n}}{k} G_{pn} \left(\delta_{nl} - {}^{1}c_{nl} \right) + \sum_{r}^{R} {}^{-}a_{r} \left(\delta_{pr} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{n}}{k} G_{pn} {}^{2}c_{nr} \right)$$
(3.22)

де ${}^{1}c_{nl}$ і ${}^{2}c_{nr}$ - коефіцієнти, знайдені з рішення систем рівнянь (3.17 - 3.18), δ_{nl} і δ_{nr} - символи Кронекера, G_{pn} - інтеграл виду (3.8), який легко береться чисельно. Позначимо:

$${}^{1}s_{pl} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{n}}{k} G_{pn} \left(\delta_{nl} - {}^{1}c_{nl} \right)$$
(3.23)

$${}^{2}s_{pr} = \delta_{pr} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\gamma_{n}}{k} G_{pn} {}^{2}c_{nr}$$
(3.24)

Тоді вираз (3.22) для амплітуд відбитих пучків набуває вигляду:

$${}^{+}a_{p} = \sum_{l}^{l_{\max}} {}^{1}s_{pl}b_{l} + \sum_{r}^{R} {}^{2}s_{pr}{}^{-}a_{r}$$
(3.25)

3.1.3. Модель відкритого резонатора. Основні співвідношення. На основі результатів п. 3.1.2 будемо будувати двовимірну модель ВР. пов'язаного з хвилеводом. Нехай геометрія дзеркала з елементом зв'язку відповідає рис. 3.2. Приймемо, що в стаціонарному режимі резонансне поле квазіоптичного ВР представляє суперпозицію двох зустрічних гаусових хвильових пучків з однаковими індексами, а повне поле в області z > 0 представимо у формі (3.20). ВР збуджується випромінюванням 3 відкритого кінця плоско-паралельного хвилеводу 3 нескінченним ідеально провідним фланцем, що є плоским дзеркалом. По хвилеводу на ВР падає мода *l*-го порядку із заданою амплітудою *b*_l. Поле у хвилеводі (область z < 0) і у ВР і навколишньому просторі (область z > 0) представимо у формі (3.21).

Слід врахувати, що на відміну від постановки задачі в п. 3.1.2, амплітуди резонансного поля \bar{a}_r є величини невідомі, їх необхідно знайти. Для знаходження амплітуд відбитих хвиль в хвилеводі c_m і амплітуд хвильових пучків $\pm a_r$ потрібно сформулювати додаткові співвідношення.

Уявімо, що у верхньому півпросторі на деякій відстані z = L розташований відбивач хвильових пучків, що є другим дзеркалом ВР. Це друге дзеркало має деякі властивості, які сформулюємо наступним чином: (а) - на цьому дзеркалі відсутня взаємодія мод з різними індексами, тобто відсутнє перетворення хвильового пучка з одним індексом в хвильовий пучок з іншим індексом; (б) - коефіцієнти відбиття від дзеркала для кожного падаючого на нього хвильового пучка задаються і можуть приймати значення від 0 до 1; (в) - форма хвильового фронту і ширина кожного відбитого пучка такі ж, як і у кожного падаючого пучка з відповідним індексом.

Оскільки друге дзеркало розташоване на відстані L від плоского дзеркала, то хвильовий пучок з індексом r, проходячи від плоского дзеркала до другого і назад, набуває фазовий набіг $2\arg(^+\Psi_r(y,L))$. Тоді амплітуди хвильових пучків одного порядку, один з яких падає на друге дзеркало, а другий відбивається від нього, в площині z = 0 можна пов'язати співвідношенням

$$a_r = \mu_r^+ a_r, \ r = 0, 1, 2....$$
 (3.26)

Коефіцієнт μ_r визначає зміни амплітуди і фази пучка при проходженні від площини z = 0 до другого дзеркала, відбитті від нього і проходженні назад до плоского дзеркала. Представимо μ_r у вигляді:

$$\mu_r = (1 - \delta_r) \exp\left[j2\left(kL - (r+1)\operatorname{arctg}\left(\frac{\lambda L}{\pi w_0^2}\right)\right)\right], \qquad (3.27)$$

де $(1-\delta_r)$ - модуль коефіцієнта відбиття, а δ_r - величина, пов'язана з втратами потужності r-го пучка σ_r при відбитті від другого дзеркала співвідношенням $\sigma_r = 2\delta_r - \delta_r^2$. Величина σ_r еквівалентна відносним власним втратам ВР за подвійний прохід [2]. За умови $\delta_r \ll 1$ втрати $\sigma_r \simeq 2\delta_r$. Будемо називати δ_r відносними втратами пучка з індексом r за прохід. Як видно з формули (3.27), умова резонансу амплітуди пучка з індексом r визначає фазовий множник коефіцієнта μ_r , причому параметром розстройки можуть бути дві величини: зміна довжини хвилі λ (або зміна частоти f) і зміна довжини ВР L. Оскільки λ входе в усі постійні поширення в ключових задачах моделі, то значно зручніше варіювати довжину ВР L для знаходження резонансу. У разі добротних коливань відносні розстройки завжди виявляються малими і зміни по λ і по L еквівалентні одна одній.

Зі співвідношень (3.25) і (3.26) отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь другого роду відносно -*a*_{*r*}:

$$\sum_{r}^{R} \left(\delta_{pr} - \mu_{p}^{2} s_{pr} \right)^{-} a_{r} = \mu_{p}^{-1} s_{pl} b_{l} , \qquad (3.28)$$

де індекс *p* = 0,1,2...*R*. Розмір системи рівнянь (3.28) визначається заданою кількістю хвильових пучків з ненульовим коефіцієнтом відбиття від другого дзеркала.

Таким чином, двовимірна модель ВР, що збуджується з хвилеводу, будується за наступною схемою. Попередньо задаються параметри хвильових пучків і вирішується задача дифракції хвильових пучків і хвилеводних хвиль на відкритому кінці хвилеводу, знаходяться коефіцієнти ${}^{1}c_{ml}$, ${}^{2}c_{mr}$, ${}^{1}s_{pl}$, ${}^{2}s_{pr}$, і з рішення (3.19) амплітуди відбитих хвилеводних хвиль. Потім, з фізичних міркувань і відповідно до мети дослідження, задаються кількість врахованих пучків і їх втрати, вирішується система (3.28) і знаходяться амплітуди хвильових пучків, що відбиваються другим дзеркалом. За допомогою (3.25) знаходяться амплітуди пучків, що йдуть від плоского дзеркала, породжених як падаючими на нього хвильовими пучками, так і дифракцією хвилеводної хвилі на ЕЗ - відкритому кінці хвилеводу.

Вирази (3.19), (3.25) і (3.26), можна представити в матричній формі.

$$\begin{bmatrix} -a_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_{pp} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} +a_p \end{bmatrix}.$$
(3.30)

Вирази (3.29), (3.30) в загальному вигляді описують зв'язок між комплексними амплітудами моделі ВР. Матриці коефіцієнтів ${}^{1}c_{ml}$, ${}^{2}c_{mr}$, ${}^{1}s_{pl}$, ${}^{2}s_{pr}$ утворюють квадратну матрицю, яку будемо називати матрицею розсіювання елемента зв'язку. Матриця $[\mu_{pp}]$ - діагональна матриця, що складається з коефіцієнтів μ_{p} (3.27).

На рис. 3.3 наведено приклад розрахунку амплітуд пучків, збуджуваних у ВР нижчою модою плоско-паралельного хвилеводу (*TEM* – хвиля, $b_0 = 1$), обчислених залежно від довжини ВР, обраної в області $L/\lambda \approx 6$. ЕЗ зміщений від осі ВР на величину $y_0 = \lambda$. При вирішенні систем (3.9), (3.17), (3.18) враховувалося 60 хвилеводних мод. Втрати пучків з номерами p = 0,1,2...6 задано рівними $\delta_p = 0.01$, для всіх інших пучків з номерами p > 6 втрати задані рівними $\delta_p = 1$, тобто ці пучки не відбиваються від другого дзеркала. Такий розподіл втрат в залежності від номера вибрано для оцінки амплітуд пучків з різними індексами в точках резонансу при можливому їх максимальному впливі один на одного. Величина втрат $\delta_p = 0.01$ приблизно відповідає власним втратам ВР в експериментах, які описані в розділі 2, і є характерними для основного типу коливань ВР міліметрового діапазону хвиль [1, 2, 11], коли дифракційні втрати набагато менше омічних. Амплітуди пучків наведено на графіку з нормуванням, яке відповідає падінню на ВР хвилеводної хвилі з одиничною потужністю (на одиницю довжини уздовж осі Ох).



Рис. 3.3. Амплітуди пучків у ВР: $w_0 / \lambda = 2,02$, $d / \lambda = 0,01$, $y_0 / \lambda = 1$; $\delta_p = 0,01$ (p = 0...6), $\delta_p = 1$ (p = 7...90)

На графіку спостерігаються резонанси амплітуд пучків при довжинах ВР, відповідних умові $\arg(\mu_p) \approx 2\pi n$, n = 0, 1, 2.... У точці резонансного максимуму кожного пучка амплітуди інших пучків резонансно зменшуються. Зміщений ЕЗ ефективно збуджує як симетричні, так і несиметричні пучки, крім пучка з номером p = 2, у якого амплітудний розподіл має нуль поблизу координати ЕЗ $y_0 = \lambda$. Очевидно, що в точці резонансу пучка з номером p = 2 нерезонансний фон представлятиме суперпозиція пучків з амплітудами ${}^+a_p$, $p \neq r$.

Визначимо характеристики радіаційних втрат елемента зв'язку ВР за допомогою введених в розділі 2 ефективності збудження ВР (2.10) і ефективності виведення енергії з ВР (2.11). Будемо розглядати в подальшому випадок вузького хвилеводу ($d < \lambda/4$), коли по хвилеводу поширюються тільки *TEM* – хвилі і на елемент зв'язку падає хвиля з амплітудою $|b_0|=1$, а від другого дзеркала відбиваються хвильові пучки з індексами r = 0,1,...R. Амплітуда відбитої хвилі, згідно (3.19), дорівнює

$$c_0 = {}^{1}c_{00} + \sum_{r=0}^{R} {}^{2}c_{0r} \bar{a}_r , \qquad (3.31)$$

де a_r - амплітуда *r*-го пучка, отримана з рішення системи (3.28). Коефіцієнт відбиття у хвилеводі $\Gamma = c_0/b_0$ в даному випадку буде чисельно дорівнювати амплітуді відбитої хвилі.

Визначимо потужність хвилі, що падає по хвилеводу до ЕЗ і потужність відбитої від ЕЗ хвилі, нормовані на одиницю довжини по осі Ох:

$$P_{inc} = (c/4\pi)d|b_0|^2 = (c/4\pi)d, \qquad (3.32)$$

$$P_{ref} = (c/4\pi)d|c_0|^2.$$
 (3.33)

Аналогічно, визначимо нормовану на одиницю довжини по осі Ох потужність г-го пучка, що падає або відбитого від плоского дзеркала в площині z = 0 нехтуючи малими поправками за умови $2\pi^2 w_0^2 / \lambda^2 \gg 1$:

$${}^{\pm}P_{r} = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\pi}{2}} w_{0} 2^{r} r! \left[1 - \frac{(r+1)\lambda^{2}}{2\pi^{2} w_{0}^{2}} \right] \left| {}^{\pm}a_{r} \right|^{2} \cong \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\pi}{2}} w_{0} 2^{r} r! \left| {}^{\pm}a_{r} \right|^{2} .$$
(3.34)

Потужність власних втрат г-ї моди ВР, згідно прийнятої моделі, дорівнює різниці потужностей пучків, що падає на друге дзеркало ${}^{+}P_{r}$ і відбитого від нього ${}^{-}P_{r}$. З урахуванням (3.27) виразимо потужність власних втрат г-й моди ВР через потужність падаючого резонансного пучка ${}^{-}P_{r}$:

$$P_0 = {}^-P_r \frac{2\delta_r}{1 - 2\delta_r}.$$
(3.35)

Ефективність збудження г-ї моди, згідно (2.10), є відношення потужності власних втрат цієї моди до потужності, що пройшла з хвилеводу в область z> 0:

$$\eta = \frac{P_0}{P_{inc} - P_{ref}} \ . \tag{3.36}$$

Підставляючи в (3.36) формули (3.32) - (3.35) отримаємо:

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0 2^r r! |a_r|^2 2\delta_r}{2d(1 - 2\delta_r)(1 - |c_0|^2)} .$$
(3.37)

Ефективність виведення енергії, згідно з визначенням (2.11), є відношення потужності зовнішніх втрат P_{ext} до потужності загальних втрат на зв'язок P_{coupl} . Ефективність виведення енергії визначаємо в тому випадку, коли у хвилеводі $b_0 = 0$, а від ЕЗ йде хвиля з амплітудою c_0 , яку породжує падаючий резонансний пучок, а також існуючі в ВР нерезонансні пучки. З (3.29) випливає, що $c_0 = \sum_{r=0}^{R} {}^2 c_{0r} {}^- a_r$, а потужність зовнішніх втрат дорівнює $P_{ext} = (c/4\pi)d|c_0|^2$. Потужність втрат на зв'язок в нашій моделі буде визначатися різницею потужностей пучка, що падає на ЕЗ і пучка, відбитого від нього:

$$P_{coupl} = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0 2^r r! \left(\left| -a_r \right|^2 - \left| +a_r \right|^2 \right).$$
(3.38)

Остаточно, ефективність виведення енергії представимо в загальному вигляді:

$$\eta_{out} = \frac{2d |c_0|^2}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0 2^r r! \left(\left| a_r \right|^2 - \left| a_r \right|^2 \right)} .$$
(3.39)

Формули (3.37), (3.39) отримані для випадку довільної резонансної моди з індексом *r*. Але найчастіше у КВЧ діапазоні ВР найчастіше використовуються на основний або одній з близьких до основної модах. Моди вищого порядку мають втрати, що наближаються до одиниці: $\sigma_p \approx 2\delta_p \rightarrow 1$. В цьому випадку амплітуди цих пучків багато менше амплітуди резонансного пучка. Це наочно демонструють графіки на рис. 3.3. Амплітуда кожного з резонансних пучків в точці резонансу на 35-40 дБ більше, ніж амплітуда найближчого нерезонансного пучка. Решта нерезонансних пучків з іншими індексами мають ще менші амплітуди і це при тому, що ми поклали в розрахунку однакові власні втрати $\sigma_p \approx 2\delta_p$ для всіх врахованих пучків. Якщо задати власні втрати нерезонансних пучків зростаючими, разом з ростом індексу *r*, як це зазвичай має місце в експерименті, то амплітуди нерезонансних пучків будуть ще менше і їх впливом можна знехтувати. У такому випадку наведені вище характеристики ВР можна представити в спрощеному вигляді.

Розглянемо резонанс нижчої моди з індексом r=0. Будемо вважати, що $a_r=0$ при всіх r>0, а ширина пучка в квазіоптичному випадку $w_0 >> \lambda$. При моделюванні збудження ВР з хвилеводу через ЕЗ з амплітудою падаючої хвилі $|b_0|=1$ відбита хвиля в хвилеводі має амплітуду $c_0 = {}^1c_{00} + {}^2c_{00} - a_0$, а відбитий від дзеркала з ЕЗ резонансний пучок має амплітуду ${}^+a_0 = {}^1s_{00} + {}^2s_{00} - a_0$. Вираз для ефективності збудження резонансної моди (3.37) набуває вигляду:

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0 \left| a_0 \right|^2 \delta_0}{d(1 - 2\delta_0)(1 - \left| c_0 \right|^2)}.$$
(3.40)

З аналізу (3.40) видно, що η є величина резонансна, оскільки прямо залежить від резонансних амплітуди \bar{a}_0 і коефіцієнта відбиття c_0 .

При моделюванні процесу виведення енергії через ЕЗ покладемо $|b_0| = 0$, а резонансну амплітуду \bar{a}_r вважаємо заданою величиною. Амплітуда хвилі, що йде від ВР, дорівнює $c_0 = {}^2c_{00}{}^-a_0$, а потужність зовнішніх втрат $P_{ext} = (c/4\pi)d|^2c_{00}|^2|\bar{a}_0|^2$. Потужність втрат на зв'язок (3.38) приймає вигляд $P_{coupl} = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\frac{\pi}{2}}w_0(1-|^2s_{00}|^2)|\bar{a}_0|^2$. Ефективність виведення енергії (3.39) набуває вигляду

$$\eta_{out} = \frac{2d \left| {}^{2}c_{00} \right|^{2}}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_{0} \left(1 - \left| {}^{2}s_{00} \right|^{2} \right)}.$$
(3.41)

З (3.41) видно, що в наближенні відокремленого резонансу вираз для η_{out} не залежить від амплітуди резонансної моди і не має резонансних членів, а визначається властивостями ЕЗ, які в даному випадку зумовлені геометрією ЕЗ і описуються коефіцієнтами ${}^{2}c_{00}$ і ${}^{2}s_{00}$.

3.1.4. Результати чисельного моделювання. Розглянемо результати розрахунків характеристик ВР при резонансі пучка нульового порядку. ЕЗ розташований в центрі ВР. На рис. 3.4 і рис. 3.5 наведені обчислені значення $|^{-}a_{0}|$, $|\Gamma|$, η_{0} в околі резонансу при різних параметрах ВР. Зміну довжини ВР ми виразили через параметр розстройки $t = L_{0} / L - L / L_{0}$, де L_{0} - резонансна довжина.

Використання параметру розстройки дає порівнювати змогу зручно характеристики ВР, які отримано і при зміні довжини ВР, і при зміні частоти. Легко показати, що для добротних резонаторів відносна зміна довжини і частоти є еквівалентними ($\Delta L/L \cong \Delta f/f$) [2, 11] і тому параметр розстройки можна також виразити як $t = f_0 / f - f / f_0$.

Тут і в попередньому прикладі ширину пучка нижчого порядку обрано рівною $w_0 / \lambda = 2,02$, ЕЗ розташовано в центрі пучка, довжина ВР обрана $L / \lambda \approx 6$, як в експериментальному ВР, про який мова піде у розділі 4.





Рис. 3.5. Резонанс пучка нульового порядку при різних власних втратах ВР. $L/\lambda \approx 6$; $w_0/\lambda = 2,02$; $y_0/\lambda = 0$; $d / \lambda = 0,01; 1 - \delta_0 = 0,001; 2 - \delta_0 = 0,01;$ $3 - \delta_0 = 0,1$

a

0,010

300

200

100

-100

-200

0,010

), град.

Arg(1

0,005

 $|\Gamma|$ $\arg(\Gamma)$

0,005

При вирішуванні СЛАР (3.9), (3.17), (3.18) враховувалися 60 хвилеводних мод. Втрати пучків, які враховуються, в залежності від індексу задані так само, як в попередньому прикладі на рис. 3.3. Криві на рис. 3.4 отримані при різних розмірах d/λ , а на рис. 3.5 при різних відносних втратах δ_0 .

Розраховані залежності амплітуди від розстройки ВР мають резонансний характер. Якщо ширина хвилеводу дуже мала $(d/\lambda \rightarrow 0)$, тоді резонансна довжина ВР нехтовно мало відрізняється від довжини ВР без ЕЗ L_0 , яка виходить із умови $\arg(\mu_0) = 2\pi n$. Назвемо відповідне значення параметра розстройки (t=0) точкою власного резонансу. При збільшенні ширини хвилеводу резонансна довжина ВР зменшується (рис. 3.4) і приймає значення L_L . Назвемо значення параметру розстройки $t_L = L_L/L_0 - L_0/L_L$ точкою навантаженого резонансу. Розраховані залежності ефективності збудження також мають резонансний вигляд, але для всіх значень ширини хвилеводу досягають максимуму в точці власного резонансу.

На рис. 3.4 видно, що при збільшенні d/λ амплітудна резонансна крива зсувається по осі абсцис, в той час, як крива ефективності збудження залишається на місці. Це призводить до зменшення ефективності збудження резонансного коливання в точці максимуму амплітуди (точка навантаженого резонансу). Зауважимо, що така ж закономірність була експериментально виявлена в [90]. Збільшення власних втрат δ_0 при фіксованому d/λ , призводить до збільшення ширини резонансних кривих як амплітудних, так і кривих ефективності збудження. Максимальні значення ефективності збудження η при збільшенні власних втрат зиижуються. Наприклад, η досягає значень ~ 0,95 ... 0,98 при $\delta_0 = 0,001 \div 0,01$ і знижуються до 0,8 при $\delta_0 = 0,1$. Як бачимо, резонансне коливання збуджується з високою ефективністю поблизу точок власного резонансу при досить малих власних втратах.

Так само було обчислено ефективність виведення енергії для різних розмірів E3 d/λ и параметрів BP, зазначених на рис. 3.4. Отримано такі значення ефективності виведення енергії: $d/\lambda = 0,001$, $\eta_{out} = 0.9$; $d/\lambda = 0,01$, $\eta_{out} = 0.8$;

 $d / \lambda = 0,1, \eta_{out} = 0,65$. Ефективність виведення енергії не залежить від параметра розстройки и власних втрат або власної добротності ВР, а зумовлена геометрією ЕЗ і властивостями розсіювання ЕЗ.

Розглянемо результати розрахунку ефективності збудження та коефіцієнта відбиття у хвилеводі в точці навантаженого резонансу ВР як функцію власних втрат δ_0 при різних значеннях d/λ (рис. 3.6 и рис. 3.7). Розрахунки було проведено для декількох значень ширини пучка w_0/λ , отримано сімейства кривих коефіцієнта відбиття $|\Gamma|(\delta_0)$ та ефективності збудження $\eta(\delta_0)$ для різних значень. В якості приклада на рис. 3.6 подано сімейство кривих для значень ширини пучка $w_0/\lambda = 3,75$.



Рис. 3.6. Залежність коефіцієнта відбиття та ефективності збудження від власних втрат ВР. $L/\lambda \approx 4$; $w_0/\lambda = 3,75$. Цифрами позначено: 1 - $d/\lambda = 0,004$; 2 - $d/\lambda = 0,01$; 3 - $d/\lambda = 0,03$; 4 - $d/\lambda = 0,1$.

Хід розрахованих кривих коефіцієнта відбиття в моделі ВР повністю відповідає звісному закону змін коефіцієнта відбиття для об'ємних резонаторів [102]: при зменшенні коефіцієнта зв'язку резонатора із збуджуючим хвилеводом від значень більше одиниці ($\beta > 1$, коли $Q_0 > 2Q_L$ і $2\delta_0 < \delta_L$) до китичного зв'язку ($\beta = 1$, $Q_0 = 2Q_L$, $2\delta_0 = \delta_L$) коефіцієнт відбиття зменшується до мінімальних значень, близьких до нуля, і далі зростає при подальшому зменшенні коефіцієнта зв'язку ($\beta < 1$, $Q_0 < 2Q_L$, $2\delta_0 > \delta_L$). Числові відмінності пов'язані зі специфікою ВР: в області критичного зв'язку мінімальний коефіцієнт відбиття не дорівнює нулю і чим більша ширина хвилеводу, тим більші мінімальні значення коефіцієнта відбиття. Також із графіків слідує, що для кожного значення d / λ максимальна ефективність збудження ВР наступає при зв'язку з хвилеводом більше критичного (в області значень власних втрат δ_0 в декілька разів менших тих, що відповідають мінімумам коефіцієнта відбиття), причому чим більша ширина хвилеводу, тим менші значення максимумів ефективності збудження (рис. 3.6).

Також на графіках видно, що в області великих коефіцієнтів зв'язку (малих власних втрат) збільшення ширини хвилеводу призводить до зменшення ефективності збудження ВР. Це можна пояснити тим, що резонансні криві $\eta(t)$ звужуються при зменшенні δ_0 (рис. 3.5), а точки власного та навантаженого резонансу розходяться при збільшенні d / λ .

Уявляється цікавим порівняти розрахункові криві, які отримано при однаковому співвідношенні розмірів пучка і хвилевода w_0 / d , рис. 3.7.



Рис. 3.7. Залежність коефіцієнта відбиття та ефективності збудження від власних втрат ВР при постійному співвідношенні $w_0/d = 375$, довжина ВР $L/\lambda \approx 4$. Цифрами позначено: 1 - $d/\lambda = 0,004$; 2 - $d/\lambda = 0,01$; 3 - $d/\lambda = 0,03$; 4 - $d/\lambda = 0,1$.

Приблизно можна вважати, що це умова незмінності коефіцієнта зв'язку при різних співвідношеннях цих величин з довжиною хвилі w_0/λ і d/λ . Було обрано $w_0/d = 375$, результати розрахунків коефіцієнта відбиття та ефективності збудження представлено на рис. 3.7. Одна з цих кривих відповідає кривій на рис. 3.6 з параметром $d/\lambda = 0,01$ при $w_0/\lambda = 3,75$.

Як видно, мінімуми коефіцієнта відбиття знаходяться в області близьких значень власних втрат δ_0 для вузьких хвилеводів (криві 1 і 2), а при збільшенні d/λ мінімум коефіцієнта відбиття зміщується в бік більших значень δ_0 (криві 3 і 4). w_0/d . Якщо вважати, що критичний зв'язок відповідає мінімуму коефіцієнта відбиття, то можна зробити висновок, що коефіцієнт зв'язку збільшується при збільшенні d/λ , не дивлячись на незмінність відношення w_0/d . З іншого боку, при збільшенні d/λ зменшується ефективність виведення енергії, тобто зменшується частка енергії резонатора, яка йде у хвилевід, що означає зменшення зв'язку з хвилеводом. Це протиріччя підтверджує неоднозначність визначення коефіцієнта зв'язку ВР за допомогою традиційних співвідношень (див. розділ 2). В цілому ж, результати модельних розрахунків повністю відповідають відомим характеристикам зв'язку хвилеводів з об'ємними резонаторами.

Характеристики ВР, в якому збуджується нижчий тип коливань, в залежності від зміщення ЕЗ від осі ВР, наведені на рис. 3.8. Зміщення ЗС від осі призводить до зменшення зв'язку ВР з хвилеводом і збільшення навантаженої добротності, що видно по зменшенню ширини амплітудних резонансних кривих на рис. 3.8а. Відповідно до зміщення ЕЗ від осі ВР точка навантаженого резонансу наближається до точки власного, а максимальна ефективність збудження ВР знижується, причому ширина резонансних кривих ефективності збудження зменшується. Криві коефіцієнта відбиття (рис. 3.8б) в цілому, аналогічні залежностям, представленим на рис. 3.4. В області критичного зв'язку коефіцієнт відбиття приймає мінімальні значення поблизу точки власного резонансу, але мінімум не збігається з нею.



Рис. 3.8. Збудження ВР зміщеним ЕЗ. Цифри на виносках відповідають величині y_0 / λ . Параметри ВР: $d / \lambda = 0.05$; $L / \lambda \approx 6$; $w_0 / \lambda = 2.02$

Розглянемо результати розрахунків коефіцієнта відбиття та ефективності збудження в точці навантаженого резонансу в залежності від відносного зміщення ЕЗ від осі ВР y_0 / w_0 (рис. 3.9). На цьому ж рисунку наведено дані вимірювань з розділу 2, рис. 2.6. На графіках видно, що зміщення ЕЗ від осі ВР призводить до

зменшення зв'язку ВР з хвилеводом і отримані залежності по суті схожі на криві рис. 3.6.

Характер теоретичних і експериментальних кривих і коефіцієнта відбиття і ефективності збудження повністю співпадають, що добре видно на графіках рис. 3.9. Очевидні кількісні відмінності зумовлено відмінністю двовимірної моделі і тривимірного реального ВР.



Рис. 3.9. Коефіцієнт відбиття і ефективність збудження при зміщенні ЕЗ від осі ВР. Цифрами позначено: розраховані криві для моделі ВР з розміром ЕЗ d / λ : 1 – 0,0004; 2 – 0,001; 3 – 0,01; 4 – 0,03; 5 – 0,1; експериментальні криві (розділ 2) для ВР з розмірами ЕЗ: 6 – 0,1×7,2 мм; 7 – 0,25×11 мм

Збудження з високою ефективністю означає, що більша частина потужності, що вийшла з хвилеводу, надходить в резонансний пучок, в нашому випадку з амплітудою ${}^{+}a_{0}$, що поширюється в напрямку +z. Розглянемо складові поля в області z > 0, (вираз (3.20)), які відповідні хвилям, що йдуть від плоского дзеркала. З (3.20), з урахуванням (3.25), нехтуючи внеском нерезонансних пучків, отримаємо:

$${}^{+}H_{x}(y,+0) = \left({}^{1}s_{0,0}b_{0} + {}^{2}s_{0,0} - a_{0}\right){}^{+}\Psi_{0} + \sum_{p=1}^{\infty} \left({}^{1}s_{p,0}b_{0} + {}^{2}s_{p,0} - a_{0}\right){}^{+}\Psi_{p} \quad .$$
(3.42)

Коефіцієнти при функціях " Ψ_p є комплексні амплітуди, що складаються з двох доданків. Перший обумовлений збудженням з хвилеводу, другий - розсіюванням поля падаючого резонансного пучка на ЕЗ. Нижче представлені модулі та аргументи цих комплексних амплітуд (рис. 3.7), розраховані при $d / \lambda = 0,01$ і $d / \lambda = 0,05$. Інші параметри ВР ті ж, що і на рис. 3.4.

На графіках рис. 3.10а і рис. 3.10в наведені амплітуди пучків з номерами p = 0, 2, 4. Амплітуди пучків з великими парними номерами мають аналогічну залежність, а величина амплітуд зменшується з ростом номера пучка. На графіках рис. 3.10б і рис. 3.10г наведені аргументи доданків амплітуд пучків з номерами p=0,2,4. Криві, що відповідають пучкам з номерами 6, 10, ..., будуть збігатися з кривими, відповідними пучку з номером 2, а криві пучків з номерами 8, 12, ... будуть збігатися з кривими пучка з номером 4. На графіках видно, що аргументи $\arg(s_{0,0}b_0)$ і $\arg(s_{0,0}a_0)$ рівні між собою в точці навантаженого резонансу, а в її околі мають близькі значення. Це означає, що амплітуда резонансного пучка матиме максимальне значення в цій точці (рис. 3.10 (a) і (в)). Аргументи доданків амплітуд нерезонансних пучків $\arg({}^{1}s_{p,0}b_{0})$ і $\arg({}^{2}s_{p,0}-a_{0})$ мають протифазний характер в точці навантаженого резонансу і відрізняються між собою точно на π в точці власного резонансу. Це означає, що амплітуди пучків вищих порядків будуть мінімальні в точці власного резонансу, що добре видно на рис. 3.10а і рис. 3.10в. Іншими словами, частина поля випромінювання з ЕЗ, яка не входить в відбитий від плоского дзеркала резонансний пучок, і поле розсіювання падаючого на ЕЗ резонансного пучка протифазне в точці власного резонансу, що обумовлює максимальну ефективність збудження. Поле резонансного пучка, відбитого від плоского дзеркала, синфазне з полем випромінювання з ЕЗ в точці навантаженого резонансу, що дає максимум амплітуди поля. Зрушення точки навантаженого резонансу щодо точки власного пояснюється додатковим фазовим набігом резонансного пучка за рахунок фазової неоднорідності, що вноситься ЕЗ, яка зростає із збільшенням ширини відкритого кінця хвилеводу.



Рис. 3.10. Комплексні амплітуди доданків в (3.42) для ВР з шириною ЕЗ: (a), (б): $d / \lambda = 0,01$; (в), (г): $d / \lambda = 0,05$. Цифрами позначено: на (a) и (в): 1 – $|^{1}s_{0,0}b_{0} + {}^{2}s_{0,0} - a_{0}|, 2 - |^{1}s_{2,0}b_{0} + {}^{2}s_{2,0} - a_{0}|, 3 - |^{1}s_{4,0}b_{0} + {}^{2}s_{4,0} - a_{0}|$; на (б) и (г): 1 – $\arg({}^{1}s_{0,0}b_{0}), \arg({}^{1}s_{4,0}b_{0}); 2 - \arg({}^{2}s_{0,0} - a_{0}); 3 - \arg({}^{2}s_{2,0} - a_{0}); 4 - \arg({}^{1}s_{2,0}b_{0}); 5 - \arg({}^{2}s_{4,0} - a_{0})$

Наведені дані наочно пояснюють причини високої ефективності збудження ВР в одних випадках і її зниження в інших. Нерезонансне поле в (3.42), представлене сумою хвильових пучків, є суперпозицією поля випромінювання з ЕЗ і поля розсіювання на ЕЗ. Ці поля при певних умовах (близькість власного і навантаженого резонансів, малі втрати) протифазні і мають близькі амплітуди, що в результаті інтерференції дає малий рівень нерезонансного випромінювання і високу ефективність збудження резонансного коливання. При зміні параметрів ВР ці умови можуть послаблюватися, що призводить до зниження ефективності збудження. Представлена модель ВР дозволяє розглядати не тільки радіаційні втрати, пов'язані з наявністю ЕЗ, а й може виявитися корисною для оптимізації інших характеристик ВР, з урахуванням радіаційних втрат елемента зв'язку. Як приклад розглянемо важливі для практичних застосувань умови досягнення максимальної амплітуди поля в резонаторі з заданими геометрією і власними втратами. Щоб досягти максимальної амплітуди, необхідно варіювати зв'язок ВР із збуджуючим хвилеводом. Це можна зробити зміною параметрів ЕЗ: ширини хвилевода d/λ або положення ЕЗ y_0/λ щодо плями поля ВР.



Рис. 3.11. Максимальна амплітуда поля у ВР. $L / \lambda \approx 6$, $w_0 / \lambda = 2,02$, $\delta_0 = 0,01$. (a): $y_0 / \lambda = 0$, d / λ - змінна; (б): $d / \lambda = 0,05$, y_0 / λ - змінна

Результати розрахунків наведені на рис. 3.11. Розглянуто збудження резонансу з індексом p = 0, параметри розрахунку ті ж, що і в попередніх випадках. Буквою Aми позначили величину $A = 20 \lg(| a_0 | / \sqrt{2d})$, відповідну амплітуді резонансного пучка в точці навантаженого резонансу при падінні на OP хвилеводної хвилі з одиничною потужністю (на одиницю довжини уздовж осі Ox). Рис. 3.11а відповідає центральному розташуванню E3, а рис. 3.116 показує результати зміщення E3 від осі BP. Як бачимо, при варіюванні ширини E3 при його центральному розташуванні досягається більша амплітуда резонансного пучка при більшій ефективності збудження і меншому коефіцієнті відбиття, ніж при варіюванні положення ЕЗ. При зсуві ЕЗ до краю плями поля відбувається швидке зменшення ефективності збудження.

Очевидно, що поведінка характеристик реальних тривимірних ВР буде подібно розрахованим вище, і, хоча чисельної відповідності бути не може, розрахункові криві будуть корисні при оптимізації параметрів ВР.

3.2 Феноменологічна модель збудження квазіоптичного відкритого резонатора решіткою джерел

3.2.1 Постановка задачі. Метод заданих струмів. Відкриті резонатори збуджують не лише елементами зв'язку з хвилеводами, але також і активними напівпровідниковими приладами, розміщеними разом з елементами узгодження безпосередньо в резонаторі [94-99]. Моделювати збуджувану таким чином електродинамічну структуру зручно за допомогою представлення активного елементу заданим високочастотним струмом, наприклад електричним або магнітним струмом або диполем. Труднощі цього підходу для опису ВР при строгому рішенні електродинамічної задачі були розглянуті в розділі 1. У даному підрозділі застосуємо метод заданих струмів для побудови феноменологічної моделі збудження ВР для оцінки ефективності збудження ВР сторонніми джерелами.

Існують два еквівалентних підходи до аналізу збудження BP сторонніми струмами. Один з них використаний в роботах [100-101], де резонатор розглядається як відрізок деякого хвилеводу, який з двох сторін перекрито відбиваючими повністю, або частково, поверхнями. Однак в цих роботах розглянута модель, коли хвильові пучки з будь-якими поперечними індексами т і п знаходяться у резонансі одночасно, незалежно від величин m і n (виродження всіх типів коливань). Це дає можливість знайти «найгірший» коефіцієнт зв'язку решітки диполів з тим чи іншим BP. Насправді, виродження типів резонансним пучком коливань (мод) спостерігається у ВР тільки при специфічному співвідношенні геометричних розмірів і довжини хвилі. У широкій області параметрів ВР резонанси спостерігаються на різних частотах, відповідних модам з різними індексами *q*, *m* і *n*, так що завжди можна домогтися резонансу одного типу і на практиці виродження типів коливань прагнуть уникати, оскільки в цих точках сильно знижується добротність ВР. Другий підхід застосуємо в наступному пункті.

3.2.2 Модель збудження відкритих резонаторів решітками електричних диполів. Побудуємо феноменологічну модель збудження ВР сторонніми струмами аналогічно тому, як будували модель збудження ВР з хвилеводу в попередньому підрозділі 3.1, використовуючи апріорні знання про структуру поля резонансної моди ВР, власної добротності і геометрії. Будемо розглядати квазіоптичні ВР, в яких поле резонансної моди добре описується функціями Ерміта-Гаусса. Будемо вважати, що в якості нерезонансного фону сторонній струм у ВР збуджує нескінченний набір хвильових пучків, описуваних функціями Ерміта-Гаусса, деякі з яких також можуть бути за певних геометричних параметрів ВР в резонансі (виродження мод) [2], але в більшості випадків ці хвильові пучки знаходяться поза резонансних умов.

Будемо розглядати ВР за аналогією з об'ємними резонаторами припускаючи, що обсяг, в якому зосереджено поле ВР, оточений замкнутою поверхнею, на якій поле дорівнює нулю. В якості такої поверхні обрано поверхню дзеркал і досить віддалена від осі резонатора бокову поверхню, де поле дуже мале. Це справедливо тільки для стійких ВР зі сферичними дзеркалами з малими дифракційними втратами і високою добротністю резонансних мод. Поле високодобротних коливань в таких ВР можна досить точно описувати в рамках «квазіоптичного наближення» за допомогою ортогональної системи функцій Ерміта-Гаусса (в прямокутній системі координат). Будемо розглядати саме такі резонатори. Тоді поле у ВР можна представити у вигляді, аналогічному поданням в теорії об'ємних резонаторів [107]

$$\vec{E} = \sum_{qmn}^{\infty} A_{qmn} \vec{E}_{qmn}, \quad \vec{H} = \sum_{qmn}^{\infty} A_{qmn} \vec{H}_{qmn}, \quad (3.43)$$

де $\vec{E}_{qmn}, \vec{H}_{qmn}$ власні моди незбуреного резонатора (в нашому випадку це функції Ерміта-Гауса), а A_{qmn} - коефіцієнти, які мають бути визначені.

Власні моди мають вигляд

$$E_{amn} \equiv \Psi_{mn}(s, p) \cdot \sin \Phi(s, p, z), \qquad (3.44)$$

де $\Psi_{mn}(s, p) = HG_m(s) \cdot HG_n(p)$ - добуток функцій Ерміта-Гаусса, $s = \frac{\sqrt{2x}}{W}$ і

 $p = \frac{\sqrt{2}y}{W}$ - безрозмірні змінні, W - радіус плями поля в площині $z = z_{p,s}$ (рис. 3.9).

Резонансні частоти (кругові) визначаються зі співвідношення

$$\omega_{qmn} = \frac{\pi \cdot c}{d} \left[q + (m+n+1) \cdot AR \right], \qquad (3.45)$$

де c - швидкість світла, d - відстань між дзеркалами ВР по осі резонатора і $AR = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{(1 - d/R_1)(1 - d/R_2)}$. Функції Ерміта-Гаусса ортонормовані і

представлені у вигляді:

$$HG_m(s) = \exp(-\frac{s^2}{2}) \cdot H_m(s) / (\sqrt{(m+1)!(2^m) \cdot \sqrt{\pi}}), \qquad (3.46)$$

$$HG_n(p) = \exp(\frac{p^2}{2}) \cdot H_n(p) / (\sqrt{(n+1)!(2^n) \cdot \sqrt{\pi}}).$$
(3.47)

Множник sin $\Phi(x, y, z)$ у співвідношенні (3.44) визначає стоячі хвилі в резонаторі. Якщо знехтувати залежністю цього множника від поперечних координат, то

$$\Phi(s, p, z) \approx \frac{2\pi}{\lambda} z = kz, \qquad (3.48)$$

де $k = \omega/c$ - хвильове число, ω - кругова частота збуджуючих струмів, λ відповідна довжина хвилі у вільному просторі. Таким чином, поле резонансного коливання у ВР можна наближено представити у вигляді

$$E_{qmn}(s, p, z) \equiv HG_m(s) \cdot HG_n(p) \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} z.$$
(3.49)

Скориставшись рівняннями Максвелла і співвідношеннями (3.43), (3.44), (3.46), (3.47), можна знайти коефіцієнти A_{qmn} [107]:

$$A_{qmn} = \frac{\omega \int_{V_1} \vec{J}_e \vec{E}_{qmn}^* dV}{\left(j(\omega_{qmn}^2 - \omega^2) - \omega_{qmn}^2 / Q_{qmn}\right) \varepsilon_a \int_{V_1} \left|\vec{E}_{qmn}\right|^2 dV},$$
(3.50)

де ω_{qmn} - резонансна частота (3.45) моди з індексами q,m,n, ω - частота збуджуючого поля, Q_{qmn} - добротність відповідної моди, що враховує втрати в резонаторі. Інтегрування в чисельнику (3.50) здійснюється по об'єму, займаному електричним струмом збудження \vec{J}_e .

Якщо ВР збуджується системою з N локальних джерел, наприклад елементарних електричних диполів, то замість \vec{J}_e запишемо суму всіх збуджуючих струмів

$$\int_{V_1k=1}^{N} J_k E_{qmn}^*(s_k, p_k, z_k) dV = \sum_{k=1}^{N} \int_{V_k} J_k E_{qmn}^*(s_k, p_k, z_k) dV.$$
(3.51)

Підсумовування в (3.51) здійснюється за всіма джерелами, а інтегрування робиться по елементарним об'ємам V_k , в межах яких струми джерел відмінні від нуля. Якщо розміри джерел настільки малі, що в межах об'єму кожного з них поле

можна вважати постійним і винести за межі інтеграла, а щільність струму замінити її середнім значенням, тоді (3.51) перетвориться до виду

$$\int_{V_1} \sum_{k=1}^{N} J_k E_{qmn}^*(s_k, p_k, z_k) dV = \sum_{k=1}^{N} I_k l_k E_{qmn}^*(s_k, p_k, z_k), \qquad (3.52)$$

де $I_k = \sigma J_k$ - струм диполя з перетином σ , а $E_{qmn}(s_k, p_k, z_k)$ - значення функції, що характеризує поле моди з індексами q,m,n в точці (s_k, p_k, z_k) розташування k -го диполя, довжина якого дорівнює l_k . З урахуванням (3.48), і умов нормування функцій (3.46) і (3.47) інтеграл, який увійшов в знаменник формули (3.50) має вигляд: $\int_{V_1} |\vec{E}_{qmn}|^2 dV = \int_{-z_1}^{z_2} \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right) dz = d$. В цьому випадку вираз для амплітудних

коефіцієнтів набирає вигляду:

$$A_{qmn} = \frac{\omega \cdot \sum_{k}^{N} I_k \left(s_k, p_k, z_k\right) \cdot l_k \cdot E_{qmn}^* \left(s_k, p_k, z_k\right)}{\left[j(\omega_{qmn}^2 - \omega^2) - \omega_{qmn}^2 / Q_{qmn}\right] \varepsilon_a d}.$$
(3.53)

Виберемо будь-яку основну моду TEM_{q_000} і позначимо її резонансну частоту ω_0 . Будемо розглядати збудження ВР у вузькому діапазоні частот $(\omega - \omega_0) \le 0.2$. У цьому діапазоні знаходяться резонансні частоти коливань TEM_{q_0mn} мод з індексами $(m+n) \le 8$. Тоді для цих індексів можна записати: $(\omega_{qmn}^2 - \omega^2) \approx 2\omega_0(\omega_{qmn} - \omega)$ і $\frac{\omega_{qmn}}{\omega_0} \approx 1$.

Скориставшись цим наближенням, наведемо (3.53) до вигляду

$$A_{qmn} = \frac{F \cdot \sum_{k}^{N} \left\{ I_{k}(s_{k}, p_{k}, z_{k}) \cdot l_{k} \cdot E_{qmn}^{*}(s_{k}, p_{k}, z_{k}) \right\}}{(2j(\Omega_{qmn} - F) - 1/Q_{qmn})\omega_{0}\varepsilon_{a}d},$$
(3.54)

102

де $F = \omega/\omega_0$ - відносна частота збудження і $\Omega_{qmn} = \frac{\pi q + (m+n+1)AR}{\pi q_0 + AR}$ - відносні резонансні частоти мод з індексами $(m+n) \le 8$, що використовуються в розрахунках.

З (3.54) отримаємо відносні значення амплітуд кожної моди по відношенню до резонансної амплітуді основної моди, при цьому вважаємо: $A_{q_000} = A_0$, F = 1, $Q_{q_000} = Q_0$. Таким чином, отримаємо:

$$A_{0} = -\frac{Q_{0}}{\omega_{0}\varepsilon_{a}d} \sum_{k}^{N} \left\{ I_{k}\left(s_{k}, p_{k}, z_{k}\right) \cdot l_{k} \cdot E_{q_{0}00}^{*}\left(s_{k}, p_{k}, z_{k}\right) \right\},$$
(3.55)

$$M_{qmn} = \frac{A_{qmn}}{A_{0R}} = \frac{F}{(2j Q_0 (U_{qmn} - F) - X_{qmn})} \cdot S_{qmn}(s_k, p_k, z_k),$$
(3.56)

де

$$X_{qmn} = \frac{Q_0}{Q_{qmn}} = \frac{\delta_{xm} \cdot \delta_{yn} + \delta_L}{\delta_{x0} \cdot \delta_{y0} + \delta_L},$$
(3.57)

$$S_{qmn}(s_k, p_k, z_k) = \frac{\sum_{k}^{N} \left\{ I_k(s_k, p_k, z_k) \cdot l_k \cdot E_{qmn}^*(s_k, p_k, z_k) \right\}}{\sum_{k}^{N} \left\{ I_k(s_k, p_k, z_k) \cdot l_k \cdot E_{q_000}^*(s_k, p_k, z_k) \right\}}.$$
(3.58)

Величина $S_{qmn}(s_k, p_k, z_k)$ залежить від розташування локальних джерел і інтенсивності їх струмів і визначає ефективність збудження, амплітуди мод та інші характеристики резонатора.

Отримаємо вираз для ефективності збудження резонансної моди, слідуючи визначенню (2.10). Потужність власних втрат ВР в розглянутій моделі дорівнює

потужності, яку віддає джерело резонансній моді. Потужність, що пройшла із збуджуючого хвилеводу у ВР еквівалентна загальній потужності, що втрачається джерелом. Оскільки потужність джерела, віддана резонансній моді ВР з індексами q,m,n пропорційна добутку $A_{qmn} \cdot A_{qmn}^*$, а загальна потужність, віддана джерелом дорівнює сумі потужностей, відданих резонансній і всім нерезонансним модам ВР, то ефективність збудження η_{qmn} виразимо через амплітудні коефіцієнти A_{qmn} наступним чином:

$$\eta_{qmn} = \frac{A_{qmn} \cdot A_{qmn}^*}{\sum_{qmn}^{\infty} A_{qmn} \cdot A_{qmn}^*}.$$
(3.59)

Для основного коливання (m=n=0) з урахуванням (3.55) - (3.58) отримаємо:

$$\eta_{00} = \frac{1}{\sum_{qmn}^{\infty} (M_{qmn} \cdot M_{qmn}^{*})}.$$
(3.60)

3.2.3. Результати чисельного моделювання. Як приклад розглянемо (рис. 3.12) збудження електричними диполями півсферичного ВР з геометричними параметрами d = 99 мм, $R_1 = 105$ мм, $R_2 = \infty$. Геометричні параметри обрані таким чином, щоб на частоті f = 37,5 ГГц ($\lambda = 8$ мм) поздовжній індекс резонансної моди TEM_{q_0mn} був $q_0 = 24$. Така геометрія відповідає одному з видів експериментальних квазіоптичних ВР, що застосовуються для дослідження квазіоптичних напівпровідникових генераторів [94, 98, 108]. Будемо розглядати різні конфігурації збуджуючих електричних диполів, а саме: одиночний диполь на осі ОР, одиночний диполь, зміщений від осі ОР з координатами x = -5 мм, y = 0, три диполя на осі ОХ з

координатами x = -5;0;+5мм, y = 0, дев'ять диполів з координатами x = -5;0;+5мм, y = -4;0;+4мм (рис. 3.10). У всіх випадках джерела розташовані поблизу плоского дзеркала в площині, яка відповідає максимуму електричного поля в стоячій хвилі ВР.



Рис. 3.12. Геометрія ВР із збуджуючими диполями

Струми джерел вважаються синфазними. У кожному з джерел амплітуда струму задана рівною одиниці. Добротності Q_{qmn} в формулах (3.53) - (3.58) необхідно завдавати тим чи іншим чином. Як відомо, добротність коливань у ВР обумовлена тепловими та дифракційними втратами на дзеркалах, втратами на елементах зв'язку (зв'язок з навантаженням і розсіювання) і т.п. і може становити величини порядку $10^2 - 10^7$ [1-6]. Значення добротності будемо ставити евристично, на підставі розрахункових та експериментальних даних, зокрема, даних з розділу 2.

Розраховані за допомогою формул (3.54) - (3.58) амплітуди збуджуваних у ВР мод в залежності від частоти для випадків зазначених вище конфігурацій електричних диполів, наведені на рис. 3.13. Розглядається збудження чотирма описаними вище конфігураціями диполів, що мають однакові фазу і амплітуду. Такі частотні залежності будемо називати амплітудним спектром ВР. Максимуми амплітуд мод ВР знаходяться на частотах, що визначаються формулою (3.45). У розрахунку враховувалися тільки моди, сума індексів яких $m+n \leq 8$. Добротності

всіх врахованих мод ми поклали однаковими і рівними $Q_0 = Q_{q_0mn} = 3000$, що дозволяє порівняти їх амплітуди при однакових умовах збудження. У реальних ВР з кінцевими апертурами дзеркал добротності мод з ростом номерів m і n зменшуються за рахунок збільшення дифракційних втрат.





Рис. 3.13. Амплітуди мод ВР при збудженні різними конфігураціями джерел

На рис. 3.13а наведено амплітудний спектр ОР, що збуджується одним джерелом, розташованим на осі резонатора в пучності електричного поля. Так як джерело розташоване на осі резонатора, в спектрі присутні тільки симетричні моди. Розрахункові резонансні значення амплітуди коливань ілюструють спадання амплітуди коливань при збільшенні індексу *n*. Резонансні криві мод з індексами m = 0, n = 0,2,4,6,8 проведені суцільними лініями. На їх фоні проглядаються на тих же резонансних частотах менш інтенсивні резонансні криві для $m \neq 0$ (пунктирна лінія). Збіг частот (виродження) викликано тим, що для різних мод в співвідношенні (3.45) сума індексів m + n має одне і те ж значення.

На рис. 3.13б наведено амплітудний спектр ВР, в якому джерело зміщен від центру по осі 0Х на 5мм. На графіку видно, що в спектрі крім симетричних мод присутні і несиметричні моди (резонансні криві накреслені пунктирними лініями) з сумою індексів m + n = 1,3,5,7.

Амплітудний спектр ВР, що збуджується трьома синфазними джерелами, наведено на рис. 3.13в. В цьому випадку мода з індексом m = 0 мало відрізняється від випадку, представленого на рис. 3.13а, а моди з індексом $m \neq 0$ збуджуються з меншими амплітудами.

На закінчення, на рис. 3.13г наведено амплітудний спектр ВР, що збуджується системою з дев'яти джерел. Тут зменшення амплітуд вищих мод значно сильніше, ніж для одного джерела, оскільки в міру збільшення числа диполів джерело збудження наближається до розподіленого. Якщо таке джерело має розподіл інтенсивності, що збігається з розподілом поля основної моди, то в силу умов ортогональності мод в спектрі будуть повністю відсутні всі моди коливань крім основної моди.

Якісне пояснення закономірностей збудження амплітудних спектрів ВР при зміні геометрії розташування джерел безпосередньо випливає з формули (3.51), якщо зобразити розподіл поля ВР в площині розміщення джерел, розрахувавши його за формулою (3.49), і нанести координати джерел. Кожен диполь збуджує коливання в ВР з амплітудою, пропорційною відносній амплітуді поля розглянутого розподілу (3.49) в точці розташування диполя. Далі працює фундаментальний принцип суперпозиції. Тому, зокрема, неможливе збудження у ВР моди з антисиметричним розподілом поля синфазними симетрично розташованими джерелами. Моди з симетричним розподілом поля так само будуть погано збуджуватися чи не збуджуватися взагалі, якщо симетрично розташовані джерела потраплять в протифазні області розподілу поля цих мод. Все буде залежати від співвідношення амплітуд в точках розміщення джерел.

Розглянемо розраховані залежності величини ефективності збудження η_{00} на частоті резонансу основної моди $TEM_{24,0,0}$ від її добротності Q_0 для двох конфігурацій збуджуючих електричних диполів (рис. 3.14), відповідних рис. 3.13а і рис. 3.13г. У першій конфігурації ВР збуджується одним диполем, розташованим на осі дзеркала, а в другій - той же самий ВР збуджується дев'ятьма симетрично розташованими диполями.



Рис. 3.14. Ефективність збудження основної моди ВР в залежності від її добротності

В обох випадках джерела розташовуються поблизу від поверхні плоского дзеркала в пучності електричного поля. У розрахунку враховувалися тільки моди, сума індексів яких $m+n \le 8$. Всі джерела мають однакову амплітуду і фазу. З графіків видно, що з ростом добротності збільшується ефективність збудження. Аналогічна залежність отримана в пункті 3.1.4 (рис. 3.5) в моделі збудження ВР з хвилеводу. Така ж тенденція була виявлена експериментально при збудженні ВР цілиною зв'язку (дивись розділ 2, пункт 2.2.2). З графіків також видно, що система з дев'яти синфазних джерел має більш високу ефективність збудження, ніж одиночне джерело, і при зниженні добротності ВР у одиночного джерела η_{00} зменшується швидше.
Порушення синфазності джерел знижує ефективність збудження резонансної моди. На рис. 3.15 наведено розраховані залежності η_{00} від зміни фази одного з джерел по відношенню до загальної фази інших для випадку 9-ти і 3-х електричних диполів. Спостерігається майже лінійна залежність зменшення η_{00} від зміни фази одного з джерел, нахил якої для дев'яти джерел дорівнює мінус 0,13% на градус і мінус 0,32% на градус для трьох джерел. Таким чином, збільшення загального числа синфазних джерел зменшує вплив одного окремо взятого несинфазного джерела на енергетичні характеристики системи.



Рис. 3.15. Вплив зміни фази одного з джерел на ефективність збудження ВР

Підвищення ефективності збудження ВР решітками диполів, в порівнянні з одиночним диполем, стає зрозумілим, якщо врахувати, що потужність диполів передається не тільки в резонансну моду, але і в інші моди, які не мають резонансу на даній частоті. Порівняння рис. 3.13а і рис. 3.13г вказує на те, що решітка синфазних диполів значно слабкіше збуджує вищі моди. Тому і спостерігається виграш в ефективності збудження при невисоких добротностях. З ростом добротності мод (а в даному випадку враховуються моди, що мають однакові добротності) на частоті ω_0 амплітуди вищих мод зменшуються, відповідно збільшується ефективність збудження основної моди, наближаючись до одиниці.

3.3. Висновки розділу 3

З метою пояснення закономірностей збудження квазіоптичного відкритого резонатора зосередженим елементом зв'язку або зосередженим джерелом і виявлення закономірностей поведінки радіаційних втрат енергії, пов'язаних з наявністю таких елементів, побудовані феноменологічні моделі збудження ВР.

Вперше запропоновано феноменологічна двовимірна модель зв'язку з хвилеводом квазіоптичного ВР, за допомогою якої можна описати процес збудження ВР і виведення з ВР енергії. Модель побудована на основі рішення двовимірної задачі дифракції хвилеводних хвиль і гаусових пучків на відкритому кінці плоского хвилеводу з нескінченним фланцем в разі *H*-поляризації. При побудові моделі використовувався ряд фізичних припущень, що спрощують опис квазіоптичного ВР і нехтують несуттєвими факторами. В рамках моделі розраховані коефіцієнт відбиття у хвилеводі, амплітуда і ефективність збудження резонансного коливання, ефективність виведення енергії елементом зв'язку, знайдено величини радіаційних втрат. Дана фізична інтерпретація результатів розрахунків.

Чисельне моделювання показало, що ефективність збудження ВР має резонансний характер і досягає максимуму на частоті власного резонансу, величина максимуму ефективності збудження і ширина резонансної кривої ефективності залежать від власних втрат ВР, місця розташування і геометричних параметрів ЕЗ. Вперше показано, що висока ефективність збудження ВР обумовлена тим, що поле резонансного пучка, розсіяне на ЕЗ і поле випромінювання з ЕЗ мають протилежні фази, а поле ЕЗ, що трансформується в резонансний пучок, синфазне з полем резонансного пучка.

Показано, що факторами, що приводять до зниження ефективності збудження резонансної моди у ВР, а відповідно до збільшення радіаційних втрат є:

- зміщення частоти навантаженого резонансу щодо частоти власного резонансу, яке зумовлене реактивністю ЕЗ, величина якої визначається параметрами ЕЗ;

- зростання власних втрат ВР, що викликає порушення балансу амплітуд протифазних полів;

- зміщення ЕЗ від максимуму розподілу поля резонансної моди в область менших значень, також викликає порушення балансу амплітуд.

Показано, що ефективність виведення енергії з ВР через ЕЗ залежить від властивостей розсіювання ЕЗ як неоднорідності на дзеркалі ВР і не має резонансних властивостей, обумовлених ВР.

Вперше запропоновано феноменологічну модель збудження квазіоптичного ВР системою електричних диполів, яка враховує нерезонансне випромінювання джерела збудження. Модель побудована на основі рішення електродинамічної задачі збудження методом заданих струмів і також, як двовимірна модель зв'язку з хвилеводом, використовує ряд припущень і апріорних знань про характеристики ВР. Новизна підходу полягає в обліку нерезонансного випромінювання джерел у вигляді суми потужностей, що віддаються в нерезонансні моди на частоті збудження, що дозволяє в даному наближенні визначити ефективність збудження ВР.

Показано, що система джерел збуджує резонансну моду з більшою ефективністю, якщо фази високочастотних струмів збігаються з фазою коливань поля резонансної моди і якщо джерела знаходяться в полі резонансної моди. Показано, що несинфазність джерел і невідповідність решітки джерел структурі резонансної моди призводить до зниження ефективності збудження ВР.

Запропоновані моделі збудження ВР і отримані результати і закономірності поведінки радіаційних втрат допоможуть при розробці нових приладів оптимально проектувати пристрої основі квазіоптичних відкритих резонаторів на 3 зосереджених елементів зв'язку. Моделювання може знайти застосуванням застосування при розробці квазіоптичних суматорів потужності міліметрового діапазону хвиль, зокрема при розрахунку геометрії оптимального розташування напівпровідникових елементів на дзеркалі, а також корисні для загального розуміння закономірностей поведінки радіаційних втрат ВР будь-яких видів.

РОЗДІЛ 4

РАДІАЦІЙНІ ВТРАТИ ЕЛЕМЕНТІВ ЗВ'ЯЗКУ КВАЗІОПТИЧНИХ ДВОДЗЕРКАЛЬНИХ І ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ВІДКРИТИХ РЕЗОНАТОРІВ

У цьому розділі наведено результати експериментального дослідження радіаційних втрат двох видів зосереджених ЕЗ, що застосовуються у відкритих резонансних системах. Були досліджені ЕЗ у вигляді щілини і у вигляді отвору в діафрагмі. Такі ЕЗ найбільш широко застосовують в техніці відкритих резонансних систем міліметрового діапазону хвиль. Досліджені ЕЗ були виконані на плоских дзеркалах і застосовувалися в двох типах квазіоптичних ВР: в дводзеркальних відкритих резонаторах (ДВР) і в дзеркальних дискових діелектричних резонаторах (ДДДР). Результати досліджень опубліковано в роботах [20-23].

У розділі 2 вже були представлені результати вимірювань радіаційних втрат і ефективності збудження і виведення енергії деяких зосереджених ЕС квазіоптичних ДВР Ка-діапазону. Вимірювання проводились методом балансу потужностей на частотах навантаженого резонансу обраних резонансних мод ВР. В результаті аналізу експериментальних даних були отримані деякі закономірності поведінки радіаційних втрат ЕЗ в залежності від параметрів ДВР і самого ЕЗ. Чисельне моделювання за допомогою представленої в розділі 3 феноменологічної моделі ВР, пов'язаного хвилеводом, показало, ШО необхідно розглядати 3 частотні характеристики ВР в околі резонансної частоти обраної резонансної моди ВР.

У даному розділі представлено результати дослідження частотних характеристик радіаційних втрат ЕЗ, які отримано двома експериментальними в Ка-діапазоні. Метод балансу потужностей модернізовано методами для вимірювання радіаційних втрат ЕЗ без використання спеціального вимірювального дзеркала в ДВР і в ДДДР. Паралельно були отримані результати вимірювань радіаційних втрат імпедансним методом, завдяки модернізації еквівалентної схеми ВР з елементом зв'язку, яка в явному вигляді враховує як втрати на нерезонансне випромінювання, так і втрати на розсіювання, що вносяться ЕЗ [21-22]. Метод імпедансу був розвинений в доповнення методу балансу потужностей разом зі співавторами в роботах [20-23]. Результати дослідження радіаційних втрат обома методами мають добру кількісну і якісну відповідність.

4.1. Щілинні та діафрагмові елементи зв'язку в квазіоптичних дводзеркальних і дзеркальних дискових діелектричних резонаторах. Методи дослідження радіаційних втрат

4.1.1. Види досліджуваних відкритих резонаторів і елементів зв'язку. У квазіоптичних двохдзеркальних ВР міліметрового діапазону хвиль для зв'язку з хвилевідними трактами широко використовуються два типи зосереджених ЕЗ: це цілина і отвір в діафрагмі на дзеркалі. В ІРЕ НАН України такі ЕЗ застосовувалися в експериментальних установках для дослідження напівпровідникових генераторів з квазіоптичними відкритими резонансними системами у 8-мм діапазоні довжин хвиль (рис 4.1a) [108]. Контроль радіаційних втрат елементів зв'язку резонаторів є важливою умовою покращення енергетичних і спектральних характеристик генераторів.

В експериментах дані ЕЗ використовувалися в поєднанні з плоскими дзеркалами, що дало можливість використовувати одні і ті ж дзеркала з ЕЗ і в традиційних квазіоптичних ДВР і в ДДДР з модами шепочучої галереї (рис 4.16). ДДДР представляє собою півдиск, утворений з дискового діелектричного резонатора діаметральним розсіченням площиною, яка перпендикулярна до основи диска. Півдиск розташовано на плоскому металевому дзеркалі, поверхня якого збігається з січною площиною [62-64]. Така «дзеркальна» конструкція приваблива для практичних застосувань: в ній зручно встановлювати ЕЗ в металевому дзеркалі під півдиском, а також розміщувати в відрізках хвилеводів напівпровідникові елементи.





(б)

Рис. 4.1. Досліджувані ВР: (а) – квазіоптичний ДВР напівпровідникового генератора; (б) - квазіоптичний ДДДР

Розміри резонаторів вибиралися таким чином, щоб у ДВР збуджувалася одна з нижчих резонансних мод TEM_{00q} , а в ДДДР - мода шепочучої галереї EH_{n11} . Один з двох типів ЕЗ мав вигляд плавного переходу від хвилевідного перерізу 7,2 × 3,4 мм до щілини на плоскому дзеркалі з розмірами $b \times 7,2$ мм, а інший мав вид отвору діаметром d в діафрагмі товщиною 0,2 мм, розташованої в торці хвилеводу врівень з площиною дзеркала (рис. 4.2).





Рис. 4.2. Досліджувані елементи зв'язку на дзеркалах ВР

4.1.2. Модифікація методу баланса потужностей. У розділі 2 було представлено метод вимірювання радіаційних втрат ЕЗ і визначених цими втратами ефективності збудження і ефективності виведення енергії резонансної моди ВР, який ми назвали методом балансу потужностей. Для реалізації методу необхідно, щоб ВР утворювали дзеркало з досліджуваним ЕЗ і спеціальне «вимірювальне» дзеркало з двома ЕЗ. Один з елементів зв'язку на вимірювальному дзеркалі - додатковий ЕЗ (ДЕЗ) - прокалібрований для вимірювання напруженості поля резонансної моди. Другий ЕЗ, допоміжний, використовувався для збудження в ВР коливань при вимірюванні ефективності виведення енергії досліджуваного ЕЗ. Допоміжний ЕЗ повинен бути виконаний так, щоб вносити мінімально можливі

додаткові втрати у ВР і мінімально впливати на властивості ДЕЗ. Вимірювальні дзеркала, використовувані в експериментах, мають більші розміри, ніж стандартні дзеркала, використовувані в конструкціях ДВР і, відповідно, мають інші дифракційні втрати, а при відмінностях матеріалу дзеркал - і інші омічні втрати. Тому ДВР з вимірювальним дзеркалом може виявитися не еквівалентним тому реальному ДВР, в якому використовується досліджуваний ЕЗ.

Щоб подолати цю невідповідність, в роботі запропоновано в якості вимірювального використовувати одне з дзеркал ДВР, плоске або сферичне, з одним E3, який забезпечує достатній зв'язок з полем резонансної моди для проведення вимірювання потужності сигналу, що проходить через цей E3, і в той же час, не вносить помітні збурювання в резонансне поле. Якщо цей E3 прокалібрувати за методикою, представленою в розділі 2 (рис. 2.3), то його можна розглядати як ДЕЗ на вимірювальному дзеркалі. Параметри резонансного пучка на вимірювальному дзеркалі визначаємо з геометрії ДВР і за допомогою виразу (2.26) знаходимо ефективність збудження.

Для вимірювання ефективності виведення енергії ЕЗД, відповідно до методики розділу 2, необхідно вимірювати потужність P_{ext} , що виходить з резонатора через ЕЗД в хвилевід. Отже, в нашому випадку коливання у ВР необхідно збуджувати через ДЕЗ. Тоді, якщо прокалібрувати і ЕЗД, то напруженість поля в ДВР можна виміряти в місці розташування ЕЗД по потужності, що проходить у хвилевід. Якщо ЕЗД розташований у ВР в центрі резонансного пучка, то вираз (2.21) для запасеної енергії нижчої моди *TEM*_{00q} в цьому випадку приймає вигляд

$$W = \frac{\pi}{2} \varepsilon_0 P_{ext} \alpha_{inv} w_{inv}^2 l, \qquad (4.1)$$

де α_{inv} - калібрувальний коефіцієнт ЕЗД; w_{inv} - півширина резонансного хвильового пучка на дзеркалі з ЕЗД; l - довжина ДВР. Підставивши (4.1) в (2.17), після нескладних перетворень отримаємо вираз для ефективності виведення енергії через ЕЗД:

$$\eta_{out} = \frac{120\lambda Q_0 Q_L}{\pi w_{inv}^2 l\alpha_{inv} (Q_0 - Q_L)}.$$
(4.2)

Як видно, вираз (4.2) спростився в порівнянні з (2.27), в нього не входять в явному вигляді значення потужностей або коефіцієнти передачі або відбиття ВР і в явному вигляді слідує, що величина η_{out} не має резонансної залежності від частоти, пов'язаної з ВР. Для знаходження η_{out} , крім проведення калібрування ЕЗД, необхідно виміряти власну і навантажену добротності ВР і розрахувати параметри резонансного пучка, що визначаються геометричними розмірами ДВР.

Калібрування ЕЗ на стандартних дзеркалах вимагає деяких додаткових умов для її коректного проведення. Як зазначалося в розділі 2, при калібрування ЕЗ необхідно мінімізувати розсіювання плоскої хвилі на краях дзеркала. Розсіювання падаючої хвилі на краях дзеркала вносить похибку у вимірювання калібрувального коефіцієнта. Для цього розмір дзеркала повинен дозволяти використовувати поглинаючий екран для виключення крайових ефектів при калібруванні. Спеціально виготовлені вимірювальні дзеркала з двома елементами зв'язку легко задовольняли цій вимозі відповідним вибором діаметра дзеркала (дивись розділ 2). У разі калібрування ЕЗ на стандартних дзеркалах діаметром 60 ÷ 80 мм, що становить приблизно 8 ÷ 10 довжин хвиль у 8-мм діапазоні, необхідно використовувати спеціально підібрані поглинаючі екрани.

4.1.3. Застосування методу імпеданса. Еквівалентна схема відкритого резонатора. Вимірювання радіаційних втрат зосереджених ЕЗ в квазіоптичних ДВР методом балансу потужностей є фізично зрозумілим і наочним. Однак цей метод має ряд очевидних обмежень за типами ВР, структурі резонансних полів, можливостям калібрування ЕЗ. Більш широкі можливості в цьому плані має метод імпеданса, який базується на представленні ВР за допомогою еквівалентної схеми заміщення у вигляді коливального контуру. Застосування методу імпеданса тривалий час стримувалося відсутністю адекватної еквівалентної схеми ВР з ЕЗ, яка б враховувала нерезонансне випромінювання і розсіювання поля резонансної моди

на E3 [11]. Для об'ємного резонатора, пов'язаного з хвилеводом через E3 з втратами, цей метод з успіхом застосовувався (монографія [61], глава 9), було запропоновано еквівалентну схему і проведено аналіз характеристик резонатора по виміряним частотним характеристикам коефіцієнта відбиття і добротності. Вважалося, що втрати в пристрої зв'язку - це омічні втрати через кінцеву провідність матеріалу.

У ВР пристрої зв'язку мають втрати за визначенням, оскільки ці втрати обумовлені прямим випромінюванням ЕЗ у вільний простір (нерезонансне випромінювання ВР можна вважати аналогом втрат в пристроях зв'язку об'ємних резонаторів. Однак ЕЗ вносять в ВР ще й втрати, пов'язані з розсіюванням резонансного поля, що призводять до випромінювання енергії резонансної моди у вільний простір. Еквівалентну схему ВР з ЕЗ, що враховує обидва види втрат, до останнього часу не було розроблено. Ряд авторів застосовували метод імпедансу до аналізу процесів у ВР [73, 87, 89, 90, 91]. Однак представлені в цих роботах еквівалентні схеми ВР з пристроєм зв'язку мали ряд недоліків, детальний аналіз яких було зроблено в розділі 1.

Розглянемо еквівалентну схему резонатора з втратами в пристрої зв'язку, запропоновану в [61]. Вид еквівалентної схеми ВР залежить від вибору референсної площини в лінії передачі (хвилеводі), приєднаної до ЕЗ. У положенні мінімуму напруженості поля в лінії передачі при розстроєному резонаторі еквівалентна схема ВР на заданому відокремленому типі коливань є паралельний коливальний контур з адмітансом $G_z + jB_z(f)$, який назвемо еквівалентним контуром, послідовно до якого приєднано комплексний опір $Z_s = R_s + jX_s$ (рис. 4.3). Елементи схеми нормовані на хвильовий опір Z_0 лінії передачі. Активна провідність коливального контуру G_z описує сумарні втрати потужності у ВР за винятком втрат в лінії передачі, а реактивна провідність $B_z(f) = 2G_zQ_z\tau_z$ пропорційна добротності еквівалентного контуру і параметру розстройки $\tau_z = (f - f_z)/f_z$, де f_z - резонансна частота еквівалентного контуру, а f - поточна частота.



Рис. 4.3. Традиційна еквівалентна схема резонатора з втратами в пристрої зв'язку

Схеми, подібні зображеним на рис. 4.3, використовувалися в роботах [90, 91, 109] для розробки методики вимірювання ефективності збудження ВР і опису характеристик приладів, які використовують ВР. При «нескінченному» розстроюванні, тобто коли $|f - f_z| >> f_z / Q_z$, лінія передачі навантажена тільки на імпеданс Z_s . Отже, втрати в активному опорі R_s тотожні втратам на нерезонансне випромінювання з ЕЗ в простір, а реактивний опір X_s визначає зміщення вузла напруги в лінії передачі відносно площини короткого замикання лінії при розстроєному ВР.

Якщо розглядати ЕЗ як пристрій, властивості якого впливають тільки на зв'язок ВР з хвилеводом, то втрати через розсіювання на ЕЗ P_{sc} слід віднести до власних втрат ВР. Однак, ми вже визначили власні втрати ВР як суму дифракційних і омічних втрат. Сума власних втрат і втрат на розсіювання $(P_0 + P_{sc}) = P_z$ описується втратами в активній провідності еквівалентного контуру G_z схеми на рис. 4.3. Назвемо ці втрати «внутрішніми втратами ВР з ЕЗ», на відміну від «зовнішніх втрат ВР» в навантаженні, приєднаному до ЕЗ. Тоді можна ввести величину «внутрішня добротність ВР з ЕЗ» Q_z співвідношенням

$$Q_z = 2\pi f_z W/P_z, \qquad (4.3)$$

де W - запасена енергія, f_z - резонансна частота еквівалентного контуру (рис. 4.3). Зовнішні втрати ВР P_{ext} в узгодженому хвилеводі еквівалентні втратам в резисторі з опором, рівним хвильовому опору хвилевода Z₀. Коефіцієнт зв'язку ВР з хвилеводом можна представити у вигляді традиційного для об'ємних резонаторів співвідношення

$$\beta = Q_z / Q_{ext}, \qquad (4.4)$$

де Q_{ext} - зовнішня добротність ВР. Використовуючи співвідношення (2.2) - (2.7) неважко отримати ще одне традиційне співвідношення, тепер вже справедливе для ВР:

$$Q_z = Q_L (1 + \beta). \tag{4.5}$$

Як видно, внутрішня добротність ВР з ЕЗ Q_z - добротність еквівалентного контуру - грає ту ж роль в вираженні (4.5), що і власна добротність об'ємного резонатора. Однак фізичний зміст внутрішньої добротності Q_z відрізняється від фізичного змісту власної добротності і об'ємного і відкритого резонаторів. Власна добротність ВР Q_0 - це добротність, яка визначається властивостями резонатора без ЕЗД, її можна виміряти без залучення апарату еквівалентних схем. Внутрішня добротність ВР з ЕЗ Q_z визначається не тільки властивостями резонатора, а й властивістю ЕЗ розсіювати поле резонансної моди. Як було показано в розділі 2, прямо виміряти величину P_{sc} не вдається, для цього потрібно застосувати метод балансу потужностей і виміряти ефективність виведення енергії η_{out} , після чого можна обчислити P_{sc} .

Розглянемо відношення потужності втрат в активній провідності еквівалентного контуру $(P_0 + P_{sc}) = P_z$ до потужності $P_t = P_{inc} - P_{ref}$, що пройшла через ЕЗ у ВР. Як випливає з виразу балансу потужностей (2.9), це відношення характеризує нерезонансне випромінювання ЕЗ і по суті аналогічно визначенню ефективності збудження (2.10):

$$\eta_{rad} = P_z / P_t \,. \tag{4.6}$$

121

Назвемо величину η_{rad} коефіцієнтом нерезонансних втрат ВР. З виразів (2.10) і (4.6), з урахуванням (4.3) і (2.3), отримаємо зв'язок між коефіцієнтом нерезонансних втрат і ефективністю збудження ВР:

$$\eta = \eta_{rad} \, \frac{Q_z}{Q_0} \tag{4.7}$$

Ефективність виведення енергії з ВР так само можна виразити через внутрішню добротність ВР, а також через навантажену і власну добротності ВР. З (2.11) - (2.12), з урахуванням (4.3) слідує:

$$\eta_{out} = \frac{(Q_z - Q_L)Q_0}{(Q_0 - Q_L)Q_z}.$$
(4.8)

Вирази ефективності виведення енергії (4.2) і (4.8) перетворюються один в одного шляхом тотожних перетворень, використовуючи вираз для запасеної енергії. Однак величини, що входять до них, вимагають різних методів вимірювання.

Для того щоб в явному вигляді характеризувати резонансну складову *P_{sc}* радіаційних втрат ЕЗ, еквівалентна схема ВР повинна бути модифікована. Повні схеми заміщення чотириполюсників з втратами були запропоновані Вейсфлохом, Фелсеном і Олінером (див., наприклад, [110]). Ці схеми обов'язково включають пару активних опорів, що описують дисипативні втрати чотириполюсника, і поєднуються зі схемою заміщення чотириполюсника без втрат.

Введемо адмітанс $G_x + jB_x$ в еквівалентну схему пристрою зв'язку (рис.4.4). Адмітанс резонансного контуру позначимо $G_0 + jB_0(f)$. Активна провідність G_0 описує лише власні втрати в ВР, а активна провідність G_x - втрати на розсіювання.



Рис. 4.4. Модифікована еквівалентна схема ВР з ЕЗ, яка враховує втрати на випромінювання. РМ – резонансна мода

Реактивна провідність резонансного контуру пов'язана з власною добротністю співвідношенням [61]

$$B_0(f) = 2G_0 Q_0 \tau_0, \tag{4.9}$$

де $\tau_0 = (f - f_0) / f_0$ - параметр розстройки щодо власної резонансної частоти f_0 ВР. Тоді реактивна провідність B_x буде описувати зміщення резонансної частоти еквівалентного контуру f_z щодо власної частоти f_0 , обумовлене реактивною частиною поля розсіювання на ЕЗ.

Щоб виконати розрахунки характеристик ВР і ЕЗ за допомогою еквівалентної схеми необхідно визначити номінали елементів, що входять до еквівалентної схеми. Щоб знайти номінали традиційної еквівалентної схеми (рис. 4.3), необхідно виміряти частотну залежність квадрата модуля коефіцієнта відбиття досліджуваного ВР $|\Gamma(f)|^2$ в околі резонансної кривої, включаючи її крила. В результаті отримаємо виміряний масив даних $(f_i, |\Gamma_i|^2)$, i = 1, 2, ..., M.

Наведемо конспективно основні етапи вимірювань і процедури обчислень шуканих величин. У роботах [109, 111] показано, що для традиційної еквівалентної схеми комплексний коефіцієнт відбиття від резонансного контуру (рис. 4.3) можна представити у вигляді суми дійсного коефіцієнта відбиття «нескінченно» розстроєного ВР і комплексної амплітуди хвилі, що вийшла з резонатора назад в хвилевід через ЕЗ:

$$\Gamma(f) = \Gamma_s + \frac{A + jB}{1 + 2jQ_L\tau_L}, \qquad (4.10)$$

де $\tau_L = (f - f_L)/f_L$ - параметр розстройки; Q_L і f_L - добротність і резонансна частота навантаженого резонатора відповідно; (A + jB) - комплексна амплітуда хвилі, що виходить з резонатора на частоті резонансу.

Дані вимірювань $(f_i, |\Gamma_i|^2)$ необхідно апроксимувати квадратом модуля комплексного коефіцієнта відбиття $|\Gamma(f)|^2$ (4.10). Суть апроксимації зводиться до пошуку мінімуму середньоквадратичного відхилення U^2 функції $|\Gamma(f)|^2$ від виміряних значень $|\Gamma_i|^2$. Середньоквадратичне відхилення виражається у вигляді

$$U^{2} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{M} (\left|\Gamma_{i}\right|^{2} - \left|\Gamma(f_{i})\right|^{2})^{2}, \qquad (4.11)$$

його мінімум шукаємо шляхом варіації параметрів Γ_s , Q_L , f_L , A і B, які і визначаються В результаті досягнення мінімуму. При цьому виникає неоднозначність у визначенні коефіцієнта А, оскільки в результаті апроксимації виходять два рішення: A_1 і $A_2 = -(A_1 + 2\Gamma_s)$, а $B_2 = B_1$. Ці рішення дають в результаті на комплексній площині нормованого коефіцієнта відбиття дві окружності з діаметрами більше 1 і менше 1, які відповідають зв'язку резонатора з хвилеводом більше або менше критичного. Щоб вибрати правильне рішення, необхідно або виміряти фазу коефіцієнта відбиття на частоті навантаженого резонансу, що досить складно в використовуваній схемі вимірювань, або внести у ВР невеликі додаткові втрати (змінити Q_0), виміряти мінімум коефіцієнта відбиття і порівняти із початковим виміряним мінімумом. При зменшенні вибираємо варіант «зв'язок більше критичного», при збільшенні вибираємо «зв'язок менше критичного».

Імпеданс ВР Z(f), як і будь-якого чотириполюсника, в площині лінії передачі, що має фазу Ф відносно площини, в якій був відновлений коефіцієнт відбиття, представляється у вигляді [61, 102]:

$$Z(f) = \left(1 + \Gamma(f)e^{j\Phi}\right) / \left(1 - \Gamma(f)e^{j\Phi}\right).$$
(4.12)

З іншого боку, імпеданс еквівалентного контуру на рис. 4.3 можна виразити таким чином:

$$Z(f) = Z_s + \frac{1/G_z}{1 + 2jQ_z\tau_z}.$$
(4.13)

Зіставляючи формули (4.10), (4.12), (4.13), можна отримати вирази для номіналів еквівалентної схеми:

$$Z_{s} = \left(1 + \Gamma_{s} e^{j\Phi}\right) / \left(1 - \Gamma_{s} e^{j\Phi}\right), \qquad (4.14)$$

$$G_{z} = \frac{Q_{L}(1 - \Gamma_{s}e^{j\Phi})^{2}}{2Q_{z}(A + jB)e^{j\Phi}}, \qquad B_{z}(f) = 2G_{z}Q_{z}\tau_{z}$$
(4.15)

$$Q_z^{-1} = -\operatorname{Im}\left(\frac{1 - (\Gamma_s + A + jB)e^{j\Phi}}{jQ_L(1 - \Gamma_s e^{j\Phi})}\right), \quad f_z = f_L\left(1 + \operatorname{Re}\left(\frac{1 - (\Gamma_s + A + jB)e^{j\Phi}}{2jQ_L(1 - \Gamma_s e^{j\Phi})}\right)\right) \quad (4.16)$$

Величина G_z в (4.15) повинна бути дійсною величиною, звідки випливає вимога до фази Ф у вигляді тригонометричного рівняння

$$\sin(\Phi + \theta) = \frac{2B\Gamma_s}{C}, \qquad (4.17)$$

$$\det C = \sqrt{\left(A\left(1 - \Gamma_s^2\right)\right)^2 + \left(B\left(1 + \Gamma_s^2\right)\right)^2}, \quad \sin(\theta) = \frac{B\left(1 + \Gamma_s^2\right)}{C}.$$

Відновити всі номінали схеми заміщення (рис. 4.4) можна, якщо додатково виміряти добротність Q_0 і резонансну частоту ВР f_0 , у якого відсутній ЕЗД. Для цього дзеркало з ЕЗ потрібно замінити на таке ж по геометрії і провідності гладке дзеркало без ЕЗД. Необхідно збудити ВР через ДЕЗ і виміряти коефіцієнт відбиття в тракті. Далі необхідно провести апроксимацію відповідно до викладеної вище процедури, а параметри апроксимації f_L і Q_L ототожнити з f_0 і Q_0 відповідно. Привівши схеми рис. 4.3 і рис. 4.4 до одного виду, отримаємо:

$$G_0 = G_z \frac{Q_z}{Q_0}, \qquad B_0(f) = 2Q_0 G_0 \tau_0, \qquad (4.18)$$

$$G_x = G_z - G_0, \quad B_x = 2Q_0G_0\frac{f_0 - f_z}{f_z}.$$
 (4.19)

З формул (4.6), (4.10), (4.13) випливає вираз для коефіцієнта нерезонансних втрат через параметри еквівалентної схеми:

$$\eta_{rad} = \frac{1/G_z}{1/G_z + R_s(1 + 4Q_z^2 \tau_z^2)},$$
(4.20)

і далі, використовуючи (4.7), можна обчислити ефективність збудження ВР η . 3 (4.20) випливає, що максимальна ефективність збудження спостерігається на резонансній частоті еквівалентного контуру f_z .

4.2. Вимірювання радіаційних втрат і ефективності елементів зв'язку квазіоптичних дводзеркальних відкритих резонаторів

4.2.1. Конструкція вілкритих резонаторів i елементів зв'язку. Експериментальна установка і схема вимірювань. Представимо результати досліджень двох видів зосереджених ЕЗ на плоских дзеркалах напівсферичних ДВР, що використовувалися в ІРЕ НАН України в експериментальних установках для дослідження квазіоптичних напівпровідникових генераторів 8-мм діапазону довжин хвиль (рис. 4.2). Досліджувалися коливання в напівсферичному ВР, що складається з плоского дзеркала діаметром 60 мм і сферичного дзеркала діаметром 69 мм і з радіусом кривизни R = 81 мм. У наших експериментах довжина BP вибиралася в такий спосіб, щоб збуджувати коливання основного типу TEM_{00a} на частоті $f_0 \cong 35,5$ ГГц зі значеннями поздовжнього індексу в межах $q = 11 \div 15$, при яких ВР залишається в межах стійкої геометрії, тип коливань, що збуджується можна вважати відокремленим, а дифракційні втрати значно менше омічних, щоб резонансний хвильової пучок мав форму, максимально близьку до Гаусової. На сферичному дзеркалі розміщувався ДЕЗ у вигляді плавно звуженого хвилеводу з розміром щілини на дзеркалі 0,1 × 7,2 мм.

Були досліджені ЕЗ у вигляді плавно звуженого хвилеводу, що переходить в щілину з розмірами на плоскому дзеркалі $b \times 7,2$ мм і у вигляді отвору діаметром dв діафрагмі товщиною 0,2 мм, розташованої врівень з площиною дзеркала (рис. 4.2). Розміри апертур досліджуваних ЕЗ були обрані так, щоб сумарний коефіцієнт зв'язку, який визначається з (2.14), мав значення від $\beta_{\Sigma} < 1$ до $\beta_{\Sigma} > 1$. Ця вимога задовольнялася для щілин варіюванням розміру ширини щілини в межах $b = 0,1 \div 0,6$ мм, а для отворів варіюванням діаметра в межах $d = 2,0 \div 3,1$ мм. Отвори в діафрагмі отримували послідовним свердленням початкового отвору після проведення всіх вимірювань для кожного розміру d. Для дослідження щілинних ЕЗ використовувався набір дзеркал з виконаними на них ЕЗ з різними розмірами b. Як показав детальний аналіз, щілинні ЕЗ мали дефекти профілю плавного переходу, що істотно впливало на їх електричні характеристики і не дозволило порівнювати їх тільки по відмінності розміру *b*. Надалі розмір *b* слід вважати лише ідентифікатором даного ЕЗ.

Калібрування ДЕЗ і досліджуваних ЕЗД проводилося в малогабаритній безеховій камері з коефіцієнтом безеховості не менше 40 дБ (див. розділ 2). Вплив країв дзеркал на сигнал, що проходить через ЕЗ в хвилевід, виключався за допомогою поглинаючих екранів з отвором діаметром від 40 до 50 мм. Краї отворів мали вигляд ламаної лінії для мінімізації відбивань від внутрішніх країв отвору. Оскільки ДЕЗ розташований на сферичному дзеркалі, то для його калібрування форма зворотного боку поглинаючого екрану повторювала форму поверхні дзеркала. Виміряне значення розмірного калібрувального коефіцієнта для ДЕЗ склало $\alpha = (4,2\pm0,2)\cdot10^8$ (В/м)²/Вт. Дані вимірювань розмірних коефіцієнтів α_{inv} для всіх ЕЗД зведені в табл. 4.1 і табл. 4.2. Похибка вимірювань склала не більше 5,5%.

Таблиця 4.1

Калібрувальні коефіцієнти для щілин зв'язку з розмірами $b \times 7,2$ мм²

$b \times 7,2$ мм ²	0,1×7,2	0,2×7,2	0,3×7,2	0,6×7,2
$lpha_{_{inv}},\ (\mathrm{B/m})^2/\mathrm{Br}$	10,3·10 ⁸	$2,3.10^{8}$	$1,74 \cdot 10^8$	$0,62 \cdot 10^8$

Таблиця 4.2

Калібрувальні коефіцієнти для отворів зв'язку діаметром d мм

<i>d</i> , мм	2,2	2,5	2,8	3,1
$lpha_{_{inv}}$, $(\mathrm{B/m})^2/\mathrm{Bt}$	13,53·10 ⁸	5,9·10 ⁸	$2,76 \cdot 10^8$	$1,52 \cdot 10^8$

Порівняння отриманих значень калібрувального коефіцієнта α_{inv} для ЕЗД зі значенням калібрувального коефіцієнта ДЕЗ вказує, що ЕЗД з номінальними розмірами 0,1×7,2 мм має менший коефіцієнт проходження в хвилевід, ніж ДЕЗ з тими ж розмірами. Ретельний візуальний огляд всіх ЕЗД показав, що причиною цього є дефекти виготовлення ЕЗ. Переходи робилися методом клепки і впаювалися в дзеркало з подальшим притиранням поверхні дзеркала. Профілі плавних хвилеводних переходів від стандартного перерізу до розміру щілини на дзеркалі на всіх ЕЗД мали різкі скачки і сходинки, але зі збільшенням розміру ці дефекти були менш помітні. На плавному переході ДЕЗ таких дефектів не виявлено. Дзеркало з ДЕЗ було взято з серії ідентичних дзеркал, виготовлених для резонансної системи квазіоптичного напівпровідникового генератора [108]. Плавні переходи для цієї серії дзеркал були виготовлені методом електролітичного осадження міді на алюмінієву оправку з подальшим травленням оправки. Після припаювання переходу дзеркало оброблялося до остаточних розмірів після чого проводилося сріблення всіх поверхонь. Контрольні вимірювання калібрувального коефіцієнта ЕЗ на двох інших дзеркалах цієї серії дали такі ж значення коефіцієнта в межах похибки вимірювань.

Вимірювання характеристик ДBP проводилися на експериментальній установці (рис. 4.5 - 4.6), яку створено на базі апаратно-обчислювального комплексу (АОК) [111] на основі генератора стандартних сигналів Г4-156. Установка дозволяє проводити одночасний запис частотних характеристик коефіцієнтів відбиття і коефіцієнтів передачі резонаторів у 8-мм діапазоні довжин хвиль і може бути використана для вивчення резонаторів з добротністю від сотні до сотні тисяч одиниць. Сигнали, що надходять на підсилювальні каскади 3-х канального блоку сполучення (БС), пропорційні мікрохвильовій потужності, оскільки детектування здійснюється в квадратичній області детекторної характеристики діодів з бар'єром Шоттки. В персональний комп'ютер (ПК) одночасно записуються дані трьох амплітудно-частотних характеристик: падаючої на ДВР, відбитої від ДВР і тієї, що пройшла через ДВР, потужностей. Канал падаючої потужності використовується для нормування коефіцієнта передачі або відбиття в діапазоні перестройки по частоті генератора Г4-156.

Для вимірювання ефективності збудження ДВР хвилевідний тракт падаючої і відбитої потужності підключається до ЕЗД, а тракт потужності, що пройшла крізь ДВР – до ДЕЗ (рис. 4.5). Вимірявши частотні залежності коефіцієнтів відбиття і передачі і підставивши їх значення в формулу (2.26), отримаємо частотну залежність ефективності збудження в околі резонансної частоти ВР:

$$\eta(f) = \frac{\pi \alpha w_c^2 l |T(f)|^2}{120\lambda Q_0 (1 - |\Gamma(f)|^2)}.$$
(4.21)

Залежністю від частоти інших величин, що входять в (4.21), можна знехтувати, оскільки вона несуттєва в межах інтервалу частот вимірювання резонансних кривих.









Цифрами позначено: 1 - ВР з резонансною модою; 2 - ДЕЗ; 3 - ЕЗД; 4 - тракт падаючої і відбитої потужності; 5 - тракт потужності, що пройшла

Для вимірювання власної добротності Q_0 необхідно замінити у ВР дзеркало з ЕЗД на таке ж за формою, розмірами і по провідності дзеркало без ЕЗ (рис 4.6). Тракт падаючої і відбитої потужності підключається до ДЕЗ. Тракт потужності що пройшла в вимірах не задіяний. В результаті вимірювань отримуємо частотну залежність коефіцієнта відбиття від ВР без ЕЗД, за якою і знаходимо величину Q_0 відповідно до методики пункту 4.2.1.

Для кожної конфігурації ДВР з ЕЗД були отримані масиви даних квадратів модулів коефіцієнтів відбиття і передачі ДВР від частоти $(f_i, |\Gamma_i|^2, |T_i|^2)$, які використовувалися для розрахунку характеристик ЕЗД методом балансу потужностей і методом імпедансу. Для вимірювання власної добротності були отримані масиви даних коефіцієнтів відбиття $(f_i, |\Gamma_i|^2)$ для ДВР без ЕЗД. Особлива увага приділялася калібруванню АОК за коефіцієнтом відбиття від короткозамикача в площині фланця ЕЗД, оскільки помилки при вимірюванні абсолютних значень коефіцієнтів відбиття призводять до великих систематичних похибок у визначенні ефективності збудження та ефективності виведення енергії ЕЗД.

З аналізу масивів даних вимірювань визначалися значення добротностей Q_L , Q_z і Q_0 та обчислювалися параметри еквівалентного контуру ВР за формулами (4.14) - (4.17). Використовуючи ці дані, а також параметри резонансної моди ВР і значення калібрувального коефіцієнта ЕЗД, за формулами (4.21) і (4.7) розраховувалася ефективність збудження ВР, а за формулами (4.2), (4.8) - ефективність виведення енергії з ВР.

4.2.2. Результати вимірювань і аналіз отриманих характеристик. На рис. 4.7 представлено частотні залежності величин $|\Gamma|^2$, $|T|^2$, η , η_{rad} при збудженні у ДВР резонансної моди TEM_{00q} з індексом q=13 через ЕЗД у вигляді щілини і у вигляді отвору. ДВР підключався за схемою рис. 4.5 і рис. 4.6.

Залежності отримано в результаті апроксимації даних вимірювань коефіцієнтів відбиття і передачі. Вихідні масиви даних вимірювань $(f_i, |\Gamma_i|^2)$ для коефіцієнта відбиття також відкладені на рис. 4.7. При інших поздовжніх індексах $q = 11 \div 14$ результати аналогічні. При індексах $q \ge 15$ ДВР наближається до області нестійкої геометрії, де різко зростають дифракційні втрати і знижується власна добротність, а розподіл поля резонансної моди відрізняється від Гаусового. За таких умов квазіоптичні ДВР, як правило, не використовуються.

Наведено графіки для випадків ЕЗД з мінімальними розмірами (рис. 4.7а, щілина з b = 0,1 мм і рис. 4.7в, отвір з d = 2,2 мм) і з максимальними розмірами (рис.

4.76, щілина з b = 0,6мм і рис 4.7г, отвір з d = 3,1мм). Власна добротність ВР при q = 13 становила $Q_0 = 12270 \pm 370$. Ефективності збудження η отримано методом балансу потужностей, формула (4.21), а коефіцієнти нерезонансних втрат η_{rad} отримано методом імпедансу, формула (4.20).



Рис. 4.7. Частотні залежності коефіцієнтів відбиття і передачі та ефективність збудження ВР: (a) – ЕЗ – щілина 0,1×7,2 мм, Q_L = 7247, β_{Σ} = 0,694; (б)– ЕЗ – щілина 0,6×7,2 мм, Q_L = 961, β_{Σ} =11,77; (в) – ЕЗ – отвір d = 2,2 мм, Q_L = 7254, β_{Σ} = 0,692; (г) – ЕЗ – отвір d = 3,1 мм, Q_L = 1620, β_{Σ} = 6,58

Частоти максимумів η і η_{rad} збігаються з графічною точністю. За формулою (4.7) обидві величини можуть бути зведені одна до одної. Виявилося, що після такого зведення розбіжність графіків не перевищує величину похибки вимірювань.

На графіках рис. 4.7 видно, що коли ЕЗД забезпечує малий коефіцієнт зв'язку, частота максимуму ефективності збудження f_{η} практично збігається з частотою навантаженого резонансу - частотою максимуму коефіцієнта передачі (для отвору спостерігається невелика розбіжність проміж частотами f_{η} і f_L), а в разі ЕЗД з великими коефіцієнтами зв'язку, частоти f_{η} і f_L помітно розходяться. Причому отвір з коефіцієнтом зв'язку $\beta_{\Sigma} = 6,58$ дає розбіжність між частотами f_{η} і f_L майже на порядок більший, ніж щілина з коефіцієнтом зв'язку $\beta_{\Sigma} = 11,77$. Це призводить до того, що на резонансній частоті навантаженого ДВР ефективність збудження коливань знижується для щілинного ЕЗ до величини 0,75-0,8, а для ЕЗ - отвору до 0,3-0,35.

З (4.20) слідує, що η досягає максимуму на частоті f_z , тобто $f_\eta = f_z$. Частота навантаженого резонансу f_L вимірюється в нашому експерименті в зовнішньому хвилеводі в точці максимуму коефіцієнта передачі. По відношенню до зовнішнього хвилевода власною частотою ВР виступає власна частота еквівалентного контуру. Відомо, що резонансна частота при підключенні резонатора до хвилеводу через ємкісну діафрагму збільшується, а через індуктивну діафрагму - зменшується в порівнянні з власною частотою резонатора. Отже, збільшення частоти f_L при збільшенні розмірів щілини, в порівнянні з частотою f_z , викликано збільшенням реактивності ємнісного характеру, що вноситься ЕЗ у ВР. При збільшення реактивності індуктивного характеру, що вноситься ЕЗ у ВР.

Зміщення частоти навантаженого резонансу $(f_L - f_z)$ для всіх досліджуваних E3, наведених в табл. 4.1-4.2, представлено на рис. 4.8. По осі абсцис відкладені значення α_{inv} , що дає можливість порівнювати E3 різних типів і виключає з розгляду похибки виготовлення пристроїв зв'язку. Як видно, ДВР з E3 у вигляді отвору має в кілька разів більше зміщення частоти навантаженого резонансу, ніж ВР з ЕЗ у вигляді щілини. Це призводить до суттєвого зменшення η отворів на частоті навантаженого резонансу в порівнянні зі щілинами, особливо у випадках сильного зв'язку.



Рис. 4.8. Зміщення резонансної частоти f_L навантаженого ДВР щодо резонансної частоти еквівалентного контуру f_z . Квадрати відносяться до ЕЗ у вигляді щілини, кружки - до ЕЗ у вигляді отвору

На рис. 4.9 наведено значення η , отримані на частотах f_L і f_z для тих самих конфігурацій ВР з ЕЗД, що і на рис. 4.8.



Рис. 4.9. Максимальні значення ефективності збудження ДВР η_{max} і значення ефективності збудження на частоті навантаженого резонансу η_L : крива $1 - \eta_L$ для щілин; крива $2 - \eta_{\text{max}}$ для щілин; крива $3 - \eta_L$ для отворів; крива $4 - \eta_{\text{max}}$ для отворів

На графіках видно, що у випадках E3 у вигляді вузьких щілин максимальні значення ефективності збудження η_{\max} і значення на частоті навантаженого резонансу η_L близькі, і тільки при $b \ge 0,3$ мм η_L знижується відносно η_{\max} . Для отворів η_L помітно менше максимального значення ефективності збудження η_{\max} для всіх досліджених діаметрів отворів. При цьому з ростом діаметра отвору зменшується і максимальне значення ефективності збудження η_{\max} .

Метод імпедансу дозволяє розрахувати частотні залежності кожного виду втрат потужності резонансної моди ВР. Якщо падаюча на ВР потужність дорівнює одиниці ($P_{inc} = 1$) на будь-якій частоті, то сума втрат потужностей, зумовлених різними механізмами, на кожній частоті також повинна дорівнювати одиниці. Відбита від резонатора потужність P_{ref} дорівнює, в даному випадку, квадрату модуля коефіцієнта відбиття від ВР $P_{ref}(f) = |\Gamma(f)|^2$. Відповідно, потужність, що пройшла через елемент зв'язку у ВР, буде дорівнювати $P_t(f) = 1 - |\Gamma(f)|^2$. Вона витрачається на компенсацію власних втрат резонансної моди $P_0(f)$ і на випромінювання енергії в простір $P_{\Sigma} = P_{rad} + P_{sc}$, так що $P_t(f) = P_0(f) + P_{sc}(f) + P_{rad}(f)$.

З аналізу схеми рис.4.4 неважко отримати вирази для потужностей P_0 , P_{sc} , P_{rad} через параметри еквівалентної схеми, якщо до входу схеми підключити джерело напруги з внутрішнім опором Z_0 , що моделює узгоджений з хвилеводом генератор:

$$P_0(f) = \frac{G_0 / G_z^2}{G_z^{-1} + R_s \left(1 + 4Q_z^2 \tau^2\right)} P_t(f); \qquad (4.22)$$

$$P_{sc}(f) = \frac{G_x/G_z^2}{G_z^{-1} + R_s \left(1 + 4Q_z^2 \tau^2\right)} P_t(f); \qquad (4.23)$$

$$P_{rad}(f) = \frac{R_s \left(1 + 4Q_z^2 \tau^2\right)}{G_z^{-1} + R_s \left(1 + 4Q_z^2 \tau^2\right)} P_t(f).$$
(4.24)

На рис. 4.10 наведено результати розрахунку методом імпедансу частотних залежностей втрат потужності в стаціонарному режимі збудження ВР. Параметри ВР і ЕЗ ті самі, що і на рис. 4.7.



Рис. 4.10. Потужність різних видів втрат ДВР

Розклад радіаційних втрат на три складові дозволяє зрозуміти закономірності зміни кожного виду втрат на частотах, близьких до резонансної частоти. Наприклад, можна спостерігати, яким чином змінюється потужність нерезонансного випромінювання в міру наближення частоти генератора до резонансної частоти ВР. При великих параметрах розстройки все випромінювання з ЕЗД є нерезонансне з потужністю P_{rad} , і тільки в цьому випадку можливі його прямі вимірювання за допомогою антенних методів.

З графіків на рис. 4.10 випливає, що потужності втрат резонансного коливання P_{sc} і P_0 максимальні на частоті навантаженого резонансу f_L . Для всіх розглянутих ЕЗ на частоті f_z спостерігається мінімум потужності нерезонансного випромінювання P_{rad} , причому $P_{rad} \ll 1$. Це підтверджує висновок про протифазні поля випромінювання з ЕЗ і поля резонансного коливання ВР, зроблений в розділі 3. Особливо добре це видно для ЕЗ з великим коефіцієнтом зв'язку (щілина шириною 0,6 мм і отвір діаметром 3,1 мм), коли потужність втрат на випромінювання, маючи поза резонансу значення порядку $P_{rad} \approx 0,3 \dots 0,5$, наближається до мінімальної величині на частоті f_z , а ефективність збудження ВР на цій частоті досягає максимуму.

Ефективність виведення енергії ЕЗД в залежності від калібрувального коефіцієнта α_{inv} для всіх ЕЗД, розраховано за формулою (4.2) на основі даних вимірювань і представлено на рис. 4.11.Ефективність виведення енергії слабо залежить від розмірів ЕЗ, її значення для ЕЗ у вигляді отворів знаходяться в межах 0,7 ... 0,75, а для ЕЗ у вигляді щілини на дзеркалі в межах 0,9 ... 0,96. Наведені значення також вказують, що втрати ВР через розсіювання резонансного поля на отворі більші, ніж втрати через розсіювання на щілини. Цей факт наочно підтверджує наведений на цьому ж рис. 4.11 графік залежності навантаженої добротності ВР від калібрувального коефіцієнта ЕЗД. На графіку добре видно, що якщо щілину на дзеркалі і отвір в діафрагмі на дзеркалі виконати так, що у цих ЕЗ буде однаковий калібрувальний коефіцієнт, що забезпечить для ВР з такими ЕЗ однакові зовнішні втрати, то ВР зі щілинним ЕЗ завжди має більшу навантаженої

добротність, ніж ВР з ЕЗ у вигляді отвору. Саме розсіювання резонансного поля на отворі зумовлює зменшення навантаженої добротності ВР.



Рис. 4.11. Ефективності виведення енергії η_{out} і навантажені добротності ВР Q_L для ЕЗД з різними коефіцієнтами. Квадрати відносяться до ЕЗД у вигляді щілини, круги до ЕЗД у вигляді отвору

На основі отриманих результатів можна зробити рекомендації щодо застосування розглянутих ЕЗ у ВР міліметрового діапазону. Якщо необхідно забезпечити малі коефіцієнти зв'язку, то краще застосувати ЕЗ у вигляді отвору малого діаметра, оскільки така конструкція технологічно простіше, ніж дуже вузька щілина, яка плавно переходить в хвилевід стандартного перетину. При цьому максимум ефективності збудження буде перебувати на частоті, близькій до резонансної частоти навантаженого ВР. Якщо ж необхідно забезпечити великі коефіцієнти зв'язку ($\beta > 1$), то доцільніше використовувати звужений хвилевід, який при ширині щілини на дзеркалі більше 0,1 мм ($\beta \ge 1$ в 8 - мм діапазоні хвиль) є технологічно нескладним виробом, який має, в порівнянні з отвором, більшу і ефективність збудження і ефективність виведення енергії.

4.3. Вимірювання радіаційних втрат і ефективності елементів зв'язку квазіоптичного дзеркального дискового діелектричного резонатора

В даному підрозділі наведено результати експериментального дослідження радіаційних втрат елементів зв'язку ДДДР з порожнистими хвилеводами. Відмінність конструкції ДДДР і, відповідно, структури полів і спектра від ДВР визначила необхідність модифікації методів експериментальних досліджень радіаційних втрат ЕЗ - методу балансу потужностей та методу імпедансу. Як було зазначено вище, в ДДДР використовувалися ті ж плоскі дзеркала з ЕЗ, що і в ДВР, описаних в підрозділі 4.2. Було досліджено характеристики радіаційних втрат ЕЗ діафрагмі, розташовані на дзеркалі ДДДР. Проведено порівняння радіаційних втрат і ефективності ЕЗ ДДДР в залежності від типу, розмірів, місця розташування, проведено порівняння з характеристиками цих же ЕЗ в ДВР.

4.3.1. Особливості конструкції резонатора і схема вимірювань. Вид досліджуваного ДДДР був представлений на рис. 4.16, п. 4.1.1. ДДДР утворено тефлоновим півдиском діаметром 99,5 мм і товщиною 8,6 мм, який розміщено на металевій основі, поєднаній з діаметральною січною площиною. Металева основа складається з двох роздільних дзеркал, встановлених в одній площині. Розрив підстави ДДДР не впливає на характеристики резонансної моди шепочучої галереї EH_{n11} , оскільки резонансне поле зосереджено на периферії півдиска уздовж циліндричної поверхні.

Схема резонатора і експериментальної установки представлена на рис. 4.12. Півдиск 1 розташовано на поверхнях дзеркала 2 і дзеркала 3 В центрі дзеркала 2 виконано ЕЗД у вигляді щілини, що плавно переходе у хвилевід або отвір у діафрагмі на поверхні дзеркала. Дзеркало 2 може переміщуватися уздовж півдиска так, щоб ЕЗ розташовувався в області локалізації поля резонансної моди як під півдиском, так і поза ним. Використовувалася серія ідентичних мідних дзеркал 2 діаметром 60 мм з ЕЗ у вигляді щілин з розмірами 0,1×7,2 мм, 0,3×7,2 мм і 0,6×7,2 мм, а також у вигляді отворів з діаметрами 2,6 мм і 3,1 мм в діафрагмі товщиною 0,2 мм.

Для дослідження впливу положення E3 на радіаційні втрати і характеристики ДДДР була передбачена можливість плавного переміщення дзеркал 2 уздовж радіуса півдиска. Півдиск 1 був закріплений на латунному дзеркалі 3 з розмірами 100×100 мм, в центрі якого виконано ДЕЗ з розмірами 0,09×7,2 мм. Конструкція макета дозволяла встановлювати півдиск 1 на дзеркалі 3 в потрібному місці щодо ДЕЗ. Краї дзеркал 2 і 3 при всіх положеннях ЕЗ в проведених експериментах залишалися поза полем власних коливань ДДДР і тому не вносили помітних збурень і додаткового розсіювання запасеної енергії.



Рис. 4.12. Схема вимірювань характеристик ДДДР. 1 – ДДДР; 2 – дзеркало з ЕЗД; 3 – дзеркало з ДЕЗ; 4 – зонд у вигляді звуженого хвилеводу

Положення ЕЗД на дзеркалі 2 щодо краю півдиска позначимо d_2 , а ДЕЗ на дзеркалі 3 - d_3 . Якщо ЕЗ знаходиться під півдиском, то значення d_2 або d_3 будуть зі знаком «+», а якщо поза півдиском - то зі знаком «-».

Для вимірювання ефективності виведення енергії ЕЗ модифікованим методом балансу потужностей, який буде описаний нижче, необхідний також зонд 4, виконаний у вигляді звуженого відкритого кінця хвилеводу з розміром щілини 0,09×7,2 мм і зовнішнім розміром 0,8×8,9 мм, встановлений над півдиском в області

слабкого поля резонансної моди. Для мінімізації збурень поля резонансної моди детектор і фланці хвилевода розташовувалися за поглинаючим екраном, а зонд виступав з екрану на 15 мм.

Схема вимірювань характеристик ДДДР аналогічна схемі вимірювань характеристик ДВР, яка була описана в п. 4.2.1 (рис.4.5). В експериментах ДДДР збуджувався від генератора Г4-156, як з боку ЕЗД на дзеркалі 2, так і з боку ДЕЗ на дзеркалі 3. Проводився одночасний запис в ПК трьох амплітудно-частотних характеристик: амплітуда сигналу, який падає на ЕЗ та збуджує ДДДР, і сигналів відбитого від цього ЕЗ і який пройшов в протилежний ЕЗ або в зонд.

Як приклад на рис. 4.13 представлено запис коефіцієнта відбиття за потужністю при збудженні ДДДР з боку дзеркала 2 зі щілиною $0,3\times7,2$ мм в діапазоні частот 29 ... 33 ГГц, при цьому $d_2=3$ мм, а $d_3=1$ мм. В цьому і у всіх наступних експериментах хвилеводи на вході і виходах ДДДР були орієнтовані для збудження *ЕН*-поляризованих мод (широка стінка хвилеводів паралельна циліндричній твірній бічної поверхні півдиска).

Спектр досліджуваного резонатора (рис. 4.13) складається з серії основних EH_{n11} мод ДДДР, а поруч спостерігаються більш добротні моди *HE* типу, які неминуче збуджуються пристроєм зв'язку, хоча і з меншими амплітудами за рахунок малого коефіцієнта зв'язку. Перепади рівня відбитого сигналу між резонансами основних мод обумовлені близьким розташуванням до досліджуваного резонансу інших високо- і нізькодобротних резонансів в ДДДР і відбиттями в хвилевідному тракті. Для дослідження радіаційних втрат ЕЗ була обрана резонансна мода $EH_{39,1,1}$ в околі частоти 30,6 ГГц (рис. 4.13).



Рис. 4.13. Частотна залежність коефіцієнта відбиття досліджуваного ДДДР

4.3.2. Вимірювання методами баланса потужностей та імпеданса. Як було показано в попередніх розділах, вимірювання ефективності збудження і виведення енергії ЕЗ методом балансу потужностей засновані на законі збереження енергії і припускають вимірювання навантаженої і власної добротності ВР, коефіцієнтів відбиття і проходження, а також запасеної в резонаторі енергії. Цих даних достатньо для розрахунку значень ефективності збудження і ефективності виведення енергії ЕЗД. Особливість методу - знаходження запасеної у ВР енергії по виміряній напруженості поля. Таке вимірювання в квазіоптичних ДВР виконується за допомогою ДЕЗ, який калібрують за описаною вище методикою, що полягає в моделюванні поля Гаусової резонансної моди полем плоскої хвилі зі звісною напруженістю, що падає на окремо розташоване дзеркало з ДЕЗ.

Застосування цього методу до вимірювань ефективності ЕЗ в ЛЛЛР наштовхується на неможливість калібрування ДЕЗ, оскільки теоретичний розподіл поля резонансної моди шепочучої галереї в ДДДР відомо лише приблизно з аналізу ідеалізованої моделі [47, 48, 62], а відтворити навіть цей наближений розподіл поза ДДДР не є можливим. Крім того, інтегрування за об'ємом ДДДР з метою обчислити запасену енергію так само важко і буде містити велику похибку, в порівнянні з інтегруванням випадку ЛBP Гаусовим розподілом для 3 поля. Однак, використовуючи процедури методу балансу потужностей, без вимірювання

величини запасеної енергії резонансної моди можна провести порівняльні вимірювання ефективності збудження і виведення енергії різних ЕЗ в ДДДР.

Розглянемо збудження ДДДР через ЕЗД, згідно зі схемою на рис. 4.12. Вираз (2.15), що визначає ефективність збудження резонансної моди будь-якого ВР перепишемо в наступному вигляді:

$$\eta = \frac{2\pi f_L W}{Q_0 (1 - R) P_{inc}},$$
(4.24)

де R - коефіцієнт відбиття за потужністю від ЕЗ. Коефіцієнт передачі Т через ЕЗД і ДЕЗ є пропорційним квадрату амплітуди поля резонансної моди, а отже і запасеної енергії W. Якщо ДЕЗ знаходиться в одному і тому ж положенні d_3 , то величина запасеної енергії і, відповідно, коефіцієнт передачі T будуть залежати тільки від ЕЗД, тобто від його типу, розміру та місця розташування d_2 . Тоді відношення ефективності збудження різних ЕЗД матиме вигляд:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{T_1(1 - R_2)}{T_2(1 - R_1)} \tag{4.25}$$

де η_1 , η_2 - ефективності збудження; T_1 , T_2 - коефіцієнти передачі по потужності з ЕЗД в ДЕЗ і R_1 , R_2 - коефіцієнти відбиття за потужністю, для кожного з двох ЕЗД.

Для вимірювання ефективності виведення енергії змінимо схему підключення ДДДР до хвилевідного тракту. Будемо збуджувати ДДДР через ДЕЗ на дзеркалі 3. Через ЕЗД на дзеркалі 2 в хвилевід виводиться потужність P_{ext} , а в простір розсіюється потужність P_{sc} . За визначенням, ефективність виведення енергії ЕЗ є $\eta_{out} = P_{ext}/(P_{ext} + P_{sc})$. Як показано в розділі 2, η_{out} можна представити у вигляді виразу (2.17), до якого входить відношення потужності, що пройшла через досліджуваний ЕЗ P_{ext} , до запасеної в ДДДР енергії резонансної моди W. Для різних досліджуваних ЕЗ відношення P_{ext}/W так само буде різним. Тому, для порівняльних вимірювань ефективності виведення енергії використовуємо зонд 4 (рис. 4.12). Коефіцієнт передачі за потужністю з ДЕЗ в зонд є пропорційним запасеній енергії і коефіцієнт пропорційності не залежить від ЕЗД.

З огляду на ці міркування, неважко отримати з (2.17) вираз для вимірювання відношення ефективності виведення енергії порівнюваних ЕЗ. Відношення запасених енергій можна замінити відношенням коефіцієнтів передачі A_1 і A_2 з ДЕЗ на дзеркалі З в зонд 4, а відношення потужностей P_{ext} - відношенням коефіцієнтів передачі T_1 і T_2 з ДЕЗ на дзеркалі З в ЕЗД на дзеркалі 2. Тоді відношення ефективності виведення енергії двох ЕЗД η_{out1} і η_{out2} в двох дослідах (це можуть бути різні ЕЗ на дзеркалі 2, або один і той же ЕЗ, але в різних положеннях щодо півдиска) матиме вигляд:

$$\frac{\eta_{out1}}{\eta_{out2}} = \frac{T_1 A_2 Q_{L1} (Q_0 - Q_{L2})}{T_2 A_1 Q_{L2} (Q_0 - Q_{L1})},\tag{4.26}$$

де Q_{L1} і Q_{L2} - навантажені добротності. На рис. 4.14 наведені виміряні на резонансній частоті ДДДР коефіцієнти передачі $T(d_2)$ і $A(d_2)$, а також коефіцієнт відбиття $R(d_2)$, виміряний при збудженні резонатора через ЕЗД, необхідні для розрахунку залежностей $\eta(d_2)$ і $\eta_{out}(d_2)$ за формулами (4.25) і (4.26), для ЕЗД у вигляді щілини 0,6×7,2 мм.



Рис. 4.14. Графіки залежностей коефіцієнтів відбиття $R(d_2)$, передачі $T(d_2)$ і $A(d_2)$ на частоті навантаженого резонансу від положення ЕЗ

Залежності $T(d_2)$ і $A(d_2)$ можна наближено описати відомою формулою $T = 10 \lg(4Q_L^2/(Q_{ext1}Q_{ext2}))$ для коефіцієнта передачі через резонатор з двома ЕЗ із зовнішніми добротностями Q_{ext1} , Q_{ext2} і навантаженою добротністю Q_L [102].

Характеристики ДДДР вимірювалися також методом імпеданса, який описано в підрозділі 4.2. Фізичні закономірності при збудженні та виведенні енергії в ДДДР, що є одним з видів ВР, якісно ті ж, що і в ДВР, тому і схеми заміщення ДДДР і ДВР колами із зосередженими параметрами (так само, як і інших типів ВР) повинні бути аналогічні. Однак, процедура знаходження вектора шуканих параметрів і фази була розроблена для ДВР з відокремленим типом коливань, а для ДДДР ця умова, як правило, не виконується. На близьких частотах поруч з основними модами спостерігаються «паразитні» моди (рис. 4.13), що призводить до нерівномірності рівня коефіцієнта відбиття при відстроюванні від частоти резонансу.

Необхідність обліку впливу близько розташованих мод в резонаторах на результати вимірювань їх характеристик (добротність, резонансна частота, характеристики зв'язку з вільним простором для ОР) показана в роботах [112, 113], в яких комплексний коефіцієнт відбиття ВР апроксимували дрібно-раціональною функцією, використовуючи метод ланцюгових дробів, в результаті чого отримано значення навантаженої добротності резонатора.
Інший підхід запропоновано в роботі [114]. Суть його полягає в поданні частотної залежності комплексного коефіцієнта відбиття сумою дрібно-лінійних комплексних функцій, що описують відгуки окремих мод:

$$\Gamma(f) = e^{j\Phi} \left(\Gamma_s + \sum_{n=1}^N \frac{A_n e^{j\varphi_n}}{1 + 2jQ_{Ln}\tau_{Ln}} \right), \tag{4.27}$$

де $\tau_{Ln} = (f - f_{Ln})/f_{Ln}$ - розстройка щодо резонансної частоти *n*-ї моди навантаженого резонатора; Q_{Ln} і f_{Ln} - добротність і резонансна частота *n*-ї моди навантаженого резонатора; A_n і φ_n - амплітуда і фаза *n*-ї моди в лінії передачі; Γ_s модуль коефіцієнта відбиття ВР при «нескінченному» розстроюванні; Φ - фаза референсной площині.

В результаті апроксимації виміряної АЧХ коефіцієнта відбиття за потужністю квадратом модуля суми дрібно-лінійних функцій (4.27) з використанням градієнтного варіаційного методу, аналогічно процедурі в п. 4.1.3 знаходився вектор параметрів { Γ_s , A_n , φ_n , Q_{Ln} , f_{Ln} }, n = 1,...,N, де N - кількість врахованих мод, в тому числі і вектор обраного типу коливань.

Як приклад на рис. 4.15 представлені графіки залежностей $|\Gamma(f)|^2 = R(f)$, виміряних при збудженні в ДДДР $EH_{39,1,1}$ -моди різними щілинними ЕЗД. Обробка АЧХ $EH_{39,1,1}$ - моди з резонансною частотою 30,6 ГГц проводилася з урахуванням впливу двох сусідніх мод. Дані вимірювань нанесені на рис. 4.15 чорними точками, що перекриваються і утворюють суцільну чорну лінію. Білі лінії, що проходять через точки, є лінії апроксимації даних вимірювань квадратом модуля функції (4.27) для N = 3. Як видно, облік двох «паразитних» мод при апроксимації точно описує АЧХ обраної моди, включаючи окіл резонансної кривої.



Рис. 4.15. АЧХ квадрата модуля коефіцієнтів відбиття ДДДР в околі обраної $EH_{39,1,1}$ моди для ЕЗД з розмірами: $1 - 7,2 \times 0,6$ мм; $2 - 7,2 \times 0,3$ мм і $3 - 7,2 \times 0,1$

Щоб визначити всі номінали еквівалентної схеми, необхідно виміряти власну добротність і частоту власного резонансу. Виміри проводилися за допомогою ДЕЗ (рис. 4.12), встановленого в фіксованому положенні $d_3 = 1$ мм для всіх вимірювань. До ДЕЗ на дзеркалі 3 приєднувався хвилевідний тракт від генератора Г4-156. ЕЗД при цьому виводився з поля ДДДР ($d_2 = -6$ мм). Добротність $EH_{39,1,1}$ -моди ДДДР з ДЕЗ і без ЕЗД є власна добротність. Ця величина і резонансна частота визначалися відповідно до викладеної вище процедурою, за результатами апроксимації виміряної АЧХ коефіцієнта відбиття від ДЕЗ.

4.3.3. Радіаційні втрати і характеристики розсіювання елементів зв'язку в дзеркальному дисковому діелектричному резонаторі. Використовуючи описані вище методики, було виміряно характеристики ЗДДР з представленими в п. 4.1.1 елементами зв'язку на плоских дзеркалах і проведено аналіз складових всіх видів втрат. Як приклад на рис. 4.16 представлені залежності навантаженої добротності ДДДР Q_L і парціальних добротностей ДДДР при зміні положення d_2 ЕЗ уздовж радіальної координати півдиска для двох типів ЕЗ: щілину 0,3×7,2 мм і отвір діаметром 2,6 мм в діафрагмі товщиною 0,1 мм в торці хвилеводу. Аналогічні залежності були отримані для всіх ЕЗД.



Рис. 4.16. Графіки залежності добротностей ДДДР від положення ЕЗ уздовж радіальної координати: (а) – щілина 0,3×7,2 мм; (б) – отвір діаметром 2,6 мм

На рис. 4.16 навантажені добротності Q_L (лінії 1) і власні добротності ЗДДР Q_0 (прямі 3) виміряно методом апроксимації АЧХ коефіцієнтів відбиття від ЕЗД ДДДР (Q_L) і від ДЕС (Q_0), коли ЕЗД виведений з поля ЗДДР. Добротності еквівалентного контуру Q_z (лінії 2) отримано методом імпедансу (формула (4.17)). Зовнішню добротність Q_{ext} і добротність розсіювання Q_{sc} легко виразити через добротності Q_0 , Q_L , Q_z , використовуючи співвідношення (2.2) - (2.7), з урахуванням (4.3):

$$Q_{ext}^{-1} = Q_L^{-1} - Q_z^{-1}, \qquad Q_{sc}^{-1} = Q_z^{-1} - Q_0^{-1}.$$
 (4.28)

Розраховані величини (4.28) нанесено на графіки на рис. 4.16: Q_{ext} - лінії 4 і Q_{sc} - лінії 5.

Вид закономірностей зміни навантаженої добротності і її складових для обох типів ЕЗ якісно збігається, проте є і деякі відмінності. Мінімуми навантаженої і зовнішньої добротностей спостерігаються при розташуванні ЕЗ в максимумі розподілу напруженості поля по радіальної координаті для $EH_{39,1,1}$ моди ДДДР (положення $d_2 \approx 3,5$ мм). Для щілини мінімуми на графіках виражені ясно, а для отвору в діафрагмі – згладжені, що можна пояснити сумірністю діаметра отвору 2,6

мм з розмірами плями поля моди шепочучої галереї на дзеркалі, на відміну від випадку щілини шириною 0,3 мм.

При переміщенні ЕЗ в область з малою напруженістю поля $EH_{39,1,1}$ -моди (як під диском, так і поза диска) навантажена добротність наближається до власної добротності ДДДР без ЕЗ, що склала 3400 для макета ДДДР зі щілиною зв'язку і 3600 для макета ДДДР з діафрагмою зв'язку. При цьому зовнішні добротності монотонно зростають до десятків тисяч, що відповідає зменшенню зовнішніх втрат, пропорційних квадрату напруженості поля резонансної моди в місці розташування ЕЗ. З тих же причин збільшення повинно бути аналогічним. В цілому, це виявилося справедливим для ЕЗ у вигляді отвору в діафрагмі (рис. 4.16б). Розсіювання на отворі в діафрагмі виявилося досить великим і легко спостерігається (при порівнянні величини $Q_z(d_2)$ з величиною Q_0 на графіках рис. 4.16б).

На графіках рис. 4.16а видно, що $Q_z(d_2) \approx Q_0$, що вказує на малість втрат через розсіювання на щілині в порівнянні з власними втратами ДДДР. З цієї причини відносна похибка вимірювання різниці добротностей $(Q_0 - Q_z)$, що визначає відносну похибку вимірювання Q_{sc} , для щілинного ЕЗ досягає десятків відсотків, при відносній похибці вимірювання добротності Q_L і $Q_z \pm 2\%$. Тому не вдається чітко виявити закономірність зміни $Q_{sc}(d_2)$ для щілини, на відміну від аналогічного графіка на рис. 4.166 для отвору.

Ефективність виведення енергії з ДДДР $\eta_{out} = Q_{ext}^{-1}/(Q_{ext}^{-1} + Q_{sc}^{-1})$ обумовлена процесами розсіювання ЕЗ енергії коливань в лінію передачі і в простір. Величина η_{out} є граничне значення ККД резонатора $\eta_r = Q_{ext}^{-1}/Q_L^{-1}$ - характеристики, часто використовуваної в техніці мікрохвильових генераторів. З визначення величин η_{out} і η_r слідує, що в разі, коли власні втрати у відкритій коливальній системі автогенератора малі в порівнянні з потужністю розсіювання ЕЗ в простір $Q_0^{-1} << Q_{sc}^{-1}$, ККД резонатора близький до значення ефективності виведення ЕЗ, тобто визначається якістю ЕЗ. Залежності $\eta_{out}(d_2)$ для всіх ЕЗД представлено на рис. 4.17. В інтервалі положень ЕЗ d_2 від 0 мм до +7 мм ефективність η_{out} для цілинних ЕЗ перевищує 90%, а для отворів в діафрагмі знаходиться в межах 40 ... 60%. Столоподібна залежність як для отворів, так і для цілин, очікувана з позицій теорії збурення ВР малими тілами. Поза зазначеного інтервалу положень ЕЗ похибки вимірювання η_{out} сильно зростають, проте чітко помітна тенденція зниження η_{out} для ЕЗ у вигляді цілин. Причини такого зниження можна пояснити тим, що при зміщенні від центру резонансної моди, де неоднорідність поля і поверхневих струмів мінімальна, щілину потрапляє в область нерівномірних поверхневих струмів, як по амплітуді, так і по фазі, що і призводить до зменшення потужності зовнішніх втрат в порівнянні з потужністю втрат розсіювання.



Рис. 4.17. Ефективність виведення енергії. ЕЗ – щілина: 1 - 0,3×7,2 мм; 2 – 0,6×7,2 мм; 3 – 0,6×7,2 мм (вимірювання методом балансу потужностей); ЕЗ - отвір в діафрагмі діаметром: 4 – 2,6 мм і 5 – 3,1 мм

Закон зміни $\eta_{out}(d_2)$, зокрема монотонне зниження ефективності виведення EC з ростом $|d_2|$ в області слабких полів, був підтверджений вимірами за методом балансу потужностей. Результати вимірювань $\eta_{out}(d_2)$ для E3 0,6×7,2 мм, «прив'язані» до результатів вимірювань методом імпедансу в положенні $d_2 = 3$ мм, також представлені на рис. 4.17. В межах похибки вимірювань спостерігається відповідність поміж результатами, отриманими двома методами. Це підтверджує достовірність отриманих характеристик E3.

Аналогічно залежностям $\eta_{out}(d_2)$, інша важлива для практики характеристика ДДДР з ЕЗ - коефіцієнт зв'язку (4.4) з лінією передачі - також розрахований за

даними залежностей на рис. 4.16. Розраховані залежності коефіцієнтів зв'язку від положення представлено на рис. 4.18 і рис. 4.19 для всіх випробуваних ЕЗ.





Рис. 4.18. Коефіцієнт зв'язку ДДДР через щілинний ЕЗД: 1 – 0,1×7,2 мм; 2 – 0,3×7,2 мм; 3 – 0,6×7,2 мм

Рис. 4.19. Коефіцієнт зв'язку ДДДР через ЕЗД – отвір в діафрагмі діаметром: 1 – 2,6 мм і 2 – 3,1 мм

Як випливає з рис. 4.18, коефіцієнти зв'язку ДДДР для ЕЗ у вигляді щілин, в залежності від ширини, можуть бути як більше, так і менше критичного значення. Зміна положення ЕЗ щодо розподілу поля у півдиску уздовж радіуса є практично зручним способом регулювання коефіцієнта зв'язку. Для ЕЗ у вигляді отворів в діафрагмі не вдається реалізувати зв'язок більше критичної (рис. 4.19). Це обумовлено великими втратами через розсіювання поля ДДДР на ЕЗ, що ілюструється зниженням Q_z (рис. 4.16б).

Залежності ефективності збудження ДДДР і коефіцієнта нерезонансних втрат від радіальної координати, виміряні на частоті навантаженого резонансу ДДДР, наведено на рис. 4.20 і рис. 4.21.

Висока ефективність передачі енергії з хвилеводу в ДДДР пояснюється близькістю форми та амплітуд і протилежністю фаз діаграми спрямованості нерезонансного випромінювання з ЕЗ і індикатриси розсіяння на ЕЗ, а зниження ефективності пов'язано з порушенням цих умов. Описана якісна картина ефективного збудження коливань спостерігалася у ДВР (п.4.2.3) і доведена моделюванням процесу збудження коливань на моделі ДВР (розділ 3). Закон зміни

ефективності збудження ДДДР повторює закон зміни $\eta_{rad}(d_2)$ з коефіцієнтом Q_{z}/Q_{0} , що залежать від d_{2} (вираз (4.7)).

100

80

60

%





Рис. 4.20. Коефіцієнт нерезонансних втрат: 1 - щілина 0,3×7,2 мм; 2 - щілина 0,6×7,2 мм. Ефективність збудження: 3 щілина 0,3×7,2 мм; 4 - щілина 0,6×7,2 мм. 5 - щілина 0,6×7,2 мм (вимірювання методом балансу потужностей)

Рис. 4.21. Коефіцієнт нерезонансних втрат: 1 - отвір 2,6 мм; 2 - отвір 3,1 мм. Ефективність збудження: 3 - отвір 2,6 мм; 4 - отвір 3,1 мм

Висока ефективність передачі енергії з хвилеводу у ДДДР пояснюється близькістю форми та амплітуд і протилежністю фаз діаграми спрямованості нерезонансного випромінювання з ЕЗ і індикатриси розсіяння на ЕЗ, а зниження ефективності пов'язано з порушенням цих умов. Описана якісна картина ефективного збудження коливань спостерігалася в ВР (п.4.2.3) і доведена моделюванням процесу збудження коливань в КВР (розділ 3). Закон зміни ефективності збудження ДДДР повторює закон зміни $\eta_{rad}(d_2)$ з коефіцієнтом Q_z/Q_0 , що залежать від d_2 (вираз (4.7).

Різниця $(1-\eta)$ є відносні втрати потужності, що пройшла в резонатор, які викликані розміщенням в резонаторі ЕЗ. Сумарні радіаційні втрати ЕЗ, що залежність $\eta(d_2),$ формуються визначають В результаті інтерференції нерезонансного випромінювання ЕЗ і резонансного розсіювання поля ДДДР на ЕЗ. Наочно картину явища ілюструють рис. 4.22: рис. 4.22а для випадку збудження

12

ДДДР через щілину 0,3 × 7,2 мм і рис. 4.226 для випадку збудження ДДДР через отвір діаметром 2,6 мм. На графіках представлено результати розрахунків потужності втрат в елементах схеми заміщення ЗДДР, нормованої на падаючу потужність. Методика таких розрахунків була описана в п. 4.2.2, співвідношення (4.22) - (4.24).



Рис. 4.22. Графіки залежності потужності втрат від частоти в елементах схеми заміщення ДДДР при збудженні: а) - щілиною 0,3×7,2 мм в положенні d2 = 2,5 мм; б) - отвором діаметром 2,6 мм в діафрагмі в положенні d2 = 3,5 мм. Цифрами позначені: 1 - відбита потужність; 2 - потужність власних втрат ДДДР; 3 - потужність розсіювання E3; 4 - потужність нерезонансного випромінювання E3; 5 - сумарна потужність радіаційних втрат E3

На графіках рис. 4.22а видно, що у щілинного ЕЗ потужність нерезонансного випромінювання має мінімум поблизу частоти навантаженого резонансу, а у ЕЗ у вигляді отвору в діафрагмі (рис. 4.22б) цей мінімум кілька зрушать по частоті вгору через індуктивного характеру реактивності ЕЗ. В результаті сумарні радіаційні втрати щілинного ЕЗ мінімальні поблизу резонансної частоти, а в разі ЕЗ у вигляді отвору в діафрагмі - на частоті навантаженого резонансу ДДДР приймають максимальні значення. В абсолютному обчисленні сумарна потужність радіаційних втрат більш ніж в чотири рази більше для отвори в діафрагмі, ніж для щілини. Отримані залежності різних видів втрат аналогічні результатам, отриманим при використанні цих же ЕЗ в двохдзеркальних ВР і наведеними в п. 4.2.2. Так само як і

при використанні в ВР, у отвори в діафрагмі реактивність більше, ніж у щілини, що призводить до більшого зсуву частоти навантаженого резонансу щодо частоти еквівалентного контуру, на якій сумарні радіаційні втрати ЕЗ мінімальні. Таким чином, підтверджується висновок про те, що ЕЗ у вигляді щілини мають менші радіаційні втрати, а отже, більшу ефективність, ніж ЕЗ у вигляді отвору в діафрагмі.

4.4. Висновки розділу 4

Проведено експериментальне дослідження радіаційних втрат енергії ЕЗ відкритих резонаторів. Були досліджені ЕЗ у вигляді щілини на дзеркалі ВР, що плавно переходить у стандартний хвилевід, і у вигляді отвору в діафрагмі на поверхні дзеркала ВР, до якого приєднаний стандартний хвилевід. ЕЗ використовувалися в двох видах квазіоптичних ВР: в двохдзеркальних відкритих резонаторах і в дзеркальних дискових діелектричних резонаторах.

Вперше проведено дослідження всіх видів радіаційних втрат елементів зв'язку та знайдені ефективність збудження і ефективність виведення енергії традиційних двохдзеркальних відкритих резонаторів і дзеркальних дискових діелектричних резонаторів. Для цього були вдосконалені і застосовані два методи вимірювання радіаційних втрат елементів зв'язку ВР: метод балансу потужностей і метод імпеданса.

Вперше розроблений для вимірювання ефективності збудження і виведення енергії двохдзеркальних квазіоптичних ВР з гауссовими резонансними модами метод балансу потужностей був модифікований для застосування до дзеркальних дисковим діелектричним резонаторів в поєднанні з методом імпедансу.

Вперше запропоновано еквівалентну схему заміщення ВР з ЕЗ, що враховує як нерезонансне випромінювання при збудженні ВР, так і розсіювання на ЕЗ поля резонансної моди. Це дозволило методом імпеданса провести аналіз експериментальних амплітудно-частотних характеристик і знайти всі види радіаційних втрат ЕЗ. Показано, що у ВР в режимі вимушених коливань існують радіаційні втрати потужності, що підводиться до ЕЗ, двох видів: втрати через нерезонансного випромінювання у вільний простір і втрати через резонансного розсіювання на ЕЗ накопиченої в ВР енергії. У сукупності нерезонансна і резонансна складові радіаційних втрат ЕЗ знижують ефективність збудження ВР, а резонансне розсіювання є також фактором, що зменшує добротність ВР і знижує ефективність виведення енергії. За допомогою запропонованої еквівалентної схеми ВР з ЕЗ вперше виміряні окремі складові радіаційних втрат ЕЗ.

Виміряно ефективність збудження резонансних мод в ДВР і ДДДР і показано, що ефективність може досягати величин 0,9 - 0,95. Знайдено умови досягнення максимальної ефективності збудження і умови її зниження.

Аналіз еквівалентної схеми ВР методом імпедансу показав, що максимальна ефективність збудження резонансної моди досягається на резонансній частоті еквівалентного контуру ВР з ЕЗ. Зміщення резонансної частоти навантаженого ВР від резонансної частоти еквівалентного контуру визначається величиною і характером реактивності ЕЗ і величиною коефіцієнта зв'язку. Для ЕЗ у вигляді отвору зрушення резонансної частоти навантаженого ВР завжди більше, ніж для ЕЗ у вигляді щілини, при однаковому коефіцієнті зв'язку з хвилеводом. Це призводить до зниження ефективності збудження елементами зв'язку у вигляді отворів, в порівнянні зі щілинами, при наближенні значень коефіцієнта зв'язку до одиниці і більше для обох досліджених типів ВР: і для двохдзеркальних ДВР, і для ДДДР.

Знайдено втрати ВР через розсіювання резонансного поля на ЕЗ, показано, що відносні втрати на розсіювання для отворів більше, ніж для щілин, і, відповідно, ефективність виведення енергії через ЕЗ у вигляді отвору нижче, ніж через ЕЗ у вигляді щілини. Причому, якщо для ДВР ефективності виведення енергії через ЕЗ щілини і ЕЗ - отвори співвідносяться як 0,9 - 0,95 до 0,7 - 0,75, то для ДДДР відповідно 0,8 - 0,9 до 0,4 - 0,5.

Виміряно залежності значень ефективності збудження і виведення енергії від положення ЕЗ щодо плями поля ДДДР. Показано, що в області локалізації поля резонансної моди значення ефективності слабо змінюються, а в області спадання амплітуди поля їх значення зменшуються до малих величин. Дані, отримані методом балансу потужностей, знаходяться у відповідності до даних, отриманими методом імпедансу.

За даними вимірів методом імпеданса отримано значення коефіцієнтів зв'язку ДДДР з хвилеводом відповідно до традиційного визначення. Отримано залежності цих величин від положення ЕЗ щодо ДДДР. Показано, що в досліджених ДДДР коефіцієнт зв'язку не перевищує одиницю для отворів в діафрагмі при будь-яких положеннях ЕЗ і може бути в кілька разів більше одиниці для щілин. Ці дані можуть бути використані при практичному проектуванні пристроїв з ДДДР і виборі конкретного типу ЕЗ.

На основі отриманих результатів можна зробити загальні рекомендації щодо застосування розглянутих ЕЗ в ВР мм діапазону. Так, якщо необхідно забезпечити малі коефіцієнти зв'язку, то краще застосувати ЕЗ у вигляді отвору малого діаметра, так як така конструкція технологічно простіше, ніж дуже вузька щілина, яка плавно переходить в хвилевід стандартного перетину, а ефективність збудження сягатиме максимально можливих значень. Якщо ж необхідно забезпечити великі коефіцієнти зв'язку ($\beta > 1$), то доцільніше використовувати звужений хвилевід, який при ширині щілини на дзеркалі більше 0,1 мм ($\beta \ge 1$ в 8 мм діапазоні хвиль) не є технологічно складним виробом, маючи, в порівнянні з отвором, більш високу і ефективність збудження і ефективність виведення енергії.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі експериментально і теоретично досліджені радіаційні втрати енергії і ефективність елементів зв'язку та джерел збудження квазіоптичних ВР. Ця робота виконана в зв'язку з тим, що ВР широко застосовують в міліметровому і субміліметровому діапазонах хвиль в електровакуумних і напівпровідникових генераторах і перетворювачах частоти, в спектроскопії і діелектрометрії, проте не були вивчені в повній мірі фізичні явища і закономірності, пов'язані з випромінюванням і розсіюванням полів у зовнішній простір пристроями зв'язку. Проблему зазвичай пов'язують з зосередженими елементами зв'язку з розмірами менше або порівнянними з довжиною хвилі, найбільш часто використовуваними у ВР міліметрового діапазону довжин хвиль.

Теоретичні дослідження радіаційних втрат зосереджених джерел або пристроїв зв'язку за допомогою строгих електродинамічних методів стикаються з серйозними математичними труднощами, особливо для квазіоптичних ВР, коли значно перевищують розміри резонатора довжину хвилі. Непрямі оцінки показували, що можливе збудження резонансного коливання у ВР з високою ефективністю. Оцінки ефективності збудження ВР, засновані на різних евристичних підходах, давали великий розкид значень навіть при схожих параметрах досліджених ВР. Була відсутня чітка фізична картина процесів збудження ВР зосередженими джерелами, в зв'язку з чим існували протилежні погляди на ефективного збудження відкритих резонансних систем такими можливість джерелами. Експериментальні дослідження радіаційних втрат носили епізодичний характер. Запропоновані різними авторами методи вимірювань або були, по суті, непрямими методами, застосовуваними для деяких окремих випадків геометрії ВР і пристроїв зв'язку, або містили методичні похибки. Наведені в літературі дані вимірів не дозволяли провести систематичне порівняння радіаційних втрат різних пристроїв зв'язку, що застосовуються у ВР на практиці.

У дисертаційній роботі запропоновано новий метод вимірювання радіаційних втрат енергії пристрою зв'язку ВР з лінією передачі, який вперше дозволяє коректно провести вимірювання в дводзеркальних квазіоптичних ВР. Метод заснований на вимірах запасеної енергії резонансної моди ВР і потужності всіх видів втрат, що дозволяє визначити ефективність збудження і ефективність виведення енергії через елемент зв'язку ВР. Новизна методу полягає в способі вимірювання запасеної енергії ВР, заснованому на вимірюванні напруженості поля резонансної моди за допомогою спеціально прокаліброваного ЕЗ на дзеркалі ВР. Запропонований метод застосовано у вимірюваннях характеристик квазіоптичних дводзеркальних ВР з гаусовим розподілом поля. Подальша модифікація методу дозволила застосувати його до вимірювань радіаційних втрат ЕЗ в дзеркальних дискових діелектричних резонаторах.

Вимірювання радіаційних втрат ЕЗ проведено також методом імпеданса за допомогою запропонованої еквівалентної схеми ВР з ЕЗ, що враховує як нерезонансне випромінювання, так і розсіювання на ЕЗ поля резонансної моди. Результати вимірювань ефективностей збудження і виведення енергії, які отримані в експериментах обома методами, знаходяться в добрій відповідності між собою.

В роботі експериментально досліджено два види зосереджених ЕЗ, найбільш часто вживаних в техніці квазіоптичних ВР для зв'язку з порожнистими хвилеводами: щілина на дзеркалі ВР, яка плавно трансформується у хвилевід і отвір в діафрагмі в торці хвилеводу на дзеркалі ВР. Ці ЕЗ застосовувалися в двох типах квазіоптичних ВР: в ДВР і в ДДДР. Експериментально показано, що можливо збуджувати резонансні коливання з ефективністю, що наближається до 100%, застосовуючи обидва види ЕЗ, але при виконанні певних умов: по величині коефіцієнта зв'язку ВР з хвилеводом, по величині власних втрат ВР, за місцем розташування ЕЗ щодо плями поля резонансної моди. В цілому ж, в обох типах ВР ЕЗ у вигляді щілини мають більш високу ефективність збудження, ніж ЕЗ у вигляді отвору.

У проведених обома методами експериментах показано, що максимальна ефективність збудження досягається на частоті резонансу еквівалентного контуру, близькій до частоти власного резонансу, що відрізняється від резонансної частоти навантаженого резонатора, а крива ефективності збудження має резонансний характер. Тому на частоті навантаженого резонансу ефективність збудження може істотно знижуватися. Зміщення частоти навантаженого резонансу обумовлено реактивністю, що вноситься в резонатор елементом зв'язку: щілина вносить ємнісну реактивність, а отвір індуктивну. Експериментально показано, що отвір зміщує частоту навантаженого резонансу майже на порядок більше, ніж щілина, при однакових коефіцієнтах зв'язку ВР з хвилеводом.

Експериментально показано, що ефективність виведення енергії через зосереджений ЕЗ головним чином визначається розсіювальними властивостями ЕЗ, як неоднорідності на дзеркалі. Результати вимірювань показали, що щілинні ЕЗ мають ефективність виведення енергії $\eta_{out} = 0.9 \div 0.95$ при використанні в ДВР і $\eta_{out} = 0.85 \div 0.95$ при використанні в ДДДР, а ЕЗ - отвори мають ефективність виведення енергії $\eta_{out} = 0.7 \div 0.75$ при використанні в ДВР і $\eta_{out} = 0.4 \div 0.5$ при використанні в ДДДР.

З метою пояснення закономірностей збудження квазіоптичного відкритого резонатора зосередженим елементом зв'язку або зосередженим джерелом і виявлення закономірностей поведінки радіаційних втрат енергії, пов'язаних з наявністю таких елементів, створено феноменологічні моделі збудження ВР.

Вперше запропоновано феноменологічну двовимірну модель зв'язку з хвилеводом квазіоптичного ВР, за допомогою якої можна описати процес збудження ВР і виведення з ВР енергії. Модель побудована на основі рішення двовимірної задачі дифракції хвилевідних хвиль і аусових пучків на відкритому кінці плоского хвилеводу з нескінченним фланцем. При побудові моделі використано ряд фізичних припущень, що спрощують опис квазіоптичного ВР і нехтують несуттєвими факторами. В рамках моделі розраховано коефіцієнт відбиття у хвилеводі, амплітуда і ефективність збудження резонансного коливання, ефективність виведення енергії елементом зв'язку, радіаційні втрати. Зроблена фізична інтерпретація результатів розрахунків.

В рамках моделі отримано, що ефективність збудження ВР має резонансний характер і досягає максимуму на частоті власного резонансу, величина максимуму ефективності збудження і ширина резонансної кривої ефективності залежать від власних втрат ВР, місця розташування ЕЗ, геометричних параметрів ЕЗ. Вперше показано, що висока ефективність збудження ВР обумовлена тим, що поле резонансного пучка, розсіяне на ЕЗ і поле випромінювання з ЕЗ мають протилежні фази, а поле ЕЗ, яке трансформується в резонансний пучок, синфазне з полем резонансного пучка.

Показано, що факторами, що призводять до зниження ефективності збудження резонансної моди у ВР, а відповідно до збільшення радіаційних втрат, є:

- зміщення частоти навантаженого резонансу щодо частоти власного резонансу, яке зумовлене фазовою неоднорідністю, що вносить ЕЗ, величина якої визначається конкретними параметрами ЕЗ;

- зростання власних втрат ВР, що викликає порушення балансу амплітуд протифазних полів;

- зміщення ЕЗ від максимуму розподілу поля резонансної моди в область менших значень, що також викликає порушення балансу амплітуд.

Показано, що ефективність виведення енергії з ВР через ЕЗ залежить від розсіювальних властивостей ЕЗ як неоднорідності на дзеркалі ВР і не має резонансних властивостей, обумовлених ВР.

Вперше запропоновано феноменологічну модель збудження квазіоптичного ВР системою електричних диполів, яка враховує нерезонансне випромінювання джерела збудження. Модель побудовано на основі рішення електродинамічної задачі збудження методом заданих струмів і також, як і двовимірна модель зв'язку з хвилеводом, використовує ряд припущень і апріорних знань про характеристики ВР. Новизна підходу полягає в обліку нерезонансного випромінювання джерел у вигляді суми потужностей, що віддаються в нерезонансні моди на частоті збудження, що дозволяє в даному наближенні визначити ефективність збудження ВР.

Показано, що система джерел збуджує резонансну моду з більшою ефективністю, якщо фази високочастотних струмів збігаються з фазою коливань поля резонансної моди і якщо джерела знаходяться в полі резонансної моди. Показано, що несинфазність джерел і невідповідність решітки джерел структурі резонансної моди призводить до зниження ефективності збудження ВР.

Таким чином, результати вимірювань, проведених згідно запропонованим експериментальним методикам, якісно повністю відповідають результатам, отриманим за допомогою теоретичної феноменологічної моделі збудження ВР з хвилеводу. У той же час, модель дозволила встановити механізм перерозподілу енергії, що надходить від джерела, на збудження ВР і на випромінювання у вільний простір.

Практичне значення результатів, отриманих в дисертаційній роботі, полягає в наступному:

- результати вимірювань радіаційних втрат ЕЗ ВР запропонованими в роботі методами мають добру відповідність між собою, що дозволяє їх впевнено використовувати в практичних розробках квазіоптичних пристроїв міліметрового діапазону;

- запропонована еквівалентна схема ВР з ЕЗ дозволяє використовувати метод імпедансу як універсальний і апробований метод для вимірювання характеристик і ЕЗ резонатора, і ВР в цілому в самих різних додатках;

- проведено експериментальне дослідження двох найбільш часто використовуваних типів ЕЗ в різних типах ВР і на основі отриманих результатів зроблено загальні рекомендації щодо застосування розглянутих ЕЗ у ВР міліметрового діапазону;

запропоновані в роботі моделі збудження ВР і отримані результати і _ радіаційних закономірності поведінки можуть застосовуватися i втрат проектування використовуватися для оптимального пристроїв на основі квазіоптичних відкритих резонаторів із застосуванням зосереджених елементів зв'язку.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- Квазиоптика. Под ред. Б.З. Каценеленбаума и В.В. Шевченко. М.: Мир, 1966. 504 с.
- Техника субмиллиметровых волн. Под ред. Р.А. Валитова. М.: Советское радио, 1969. – 480 с.
- Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1976. – 232 с.
- Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т.1. Открытые структуры. – Киев: Наукова думка, 1985. – 216 с.
- Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т.2. Источники. Элементная база. Радиосистемы. – Киев: Наукова думка, 1985. – 256 с.
- R.N. Clarke and C.B. Rosenberg, "Fabry-Perot and open resonators at microwave and millimetre wave frequencies, 2-300 GHz", J. Phys. E: Sci. Instrum., vol. 15, 1982. P. 9-24.
- Cullen A.L. "Millimeter-Wave Open Resonator Techniques", Infrared and Millimeter Waves, vol. 10, ch. 4, New York: Academic Press. P. 233-281.
- Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Советское радио, 1966. 475 с.
- Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике.
 М.: Советское радио, 1973. 400 с.
- 10. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
- Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Методы и техника.
 / Под ред. Р.А. Валитова, Б.И. Макаренко. М.: Радио и связь, 1984. 296 с.
- Шестопалов В.П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев: Наукова думка, 1987. – 288 с.
- V. N. Skresanov, V. V. Glamazdin, A. I. Fisun and A. I. Shubnyi, "Active Quasioptical Refractometer in the Extremely High Frequencies (EHF) band", Telecommunications and Radio Engineering, vol. 75, no. 1, pp. 83-98, 2016.

- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Метод измерения эффективности возбуждения и вывода энергии в открытых резонаторах // Приборы и техника эксперимента. – 1988, № 4. – С. 118-120.
- 15. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Способ измерения КПД возбуждения открытого резонатора // А.с. № 1425562, Б.И. № 35, 1989.
- 16. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Эффективность возбуждения сигнального резонатора квазиоптического смесителя щелью связи // В кн.: Твердотельные генераторы и преобразователи миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов: сб. науч. тр. / Харьков, ИРЭ АН УССР, 1989. – С. 73–77.
- Kuraev A.A., Natarov M.P., Rodionova V.N., Slepyan G.Ya., Slepyan A.Ya. Skresanov V.N. Coupling of open resonator and rectangular waveguide through a smooth waveguide transition // Int. J. Electronics, 1991, N5. - P. 1005-1014.
- Slepyan G., Skresanov V., Rodionova V., Karpovich V., Natarov M. Electrodynamical modelling of broadband coupling elements between high-Q resonators and single mode waveguides // Proceedings of the 11-th Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, June 26-29, 2006. Kharkov, Ukraine. P. 382-386.
- G.Slepyan, V.Karpoich, V.Rodionova, B.Bulgakov, V.Skresanov, M.Natarov. New elements for coupling of the high-quality millimeter-wave resonators with waveguides: theory, design, experiment // MSMW'07 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007, pp. 651-653.
- Скресанов В. М., Гламаздін В. В., Натаров М. П., Шубний О. І. Нові пристрої 20. високодобротних НДВЧ резонаторів зв'язки 3 хвилеводами: теорія, проектування, експеримент. В кн.: Пріоритети наукової співпраці ДФФД і конкурсних проектів Державного БРФФД: Матеріали спільних фонду i досліджень Білоруського республіканського фундаментальних фонду фундаментальних досліджень. - К.: ДІА, 2007. - С. 177-190. - ISBN 966-8311-26-4.

- V.V. Glamazdin. M.P. Natarov, V.N. Skresanov, A.I. Shubny. Characteristics of the Waveguide to Quasioptical or Dielectric Resonator Coupling // MSMW'10 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Радиационные потери сосредоточенных элементов связи открытых резонаторов // Радиофизика и электроника – 2011. - 2(16), №3. - С.12-25.
- В.В. Гламаздин, М.П. Натаров, В.Н. Скресанов, А.И. Шубный. Радиационные потери элементов связи зеркального дискового диэлектрического резонатора. Часть 1. Связь с согласованными волноводами // Радиофизика и электроника–2015. 6(20), №4. С. 70-79.
- 24. Булгаков Б.М., Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Свойства квазиоптического резонатора с сосредоточенным элементом связи. І Феноменологическая модель // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. Х., 1996. Т. 1, № 1. С. 46-53.
- 25. Булгаков Б.М., Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Свойства квазиоптического резонатора с сосредоточенным элементом связи. II Расчет характеристик, эксперимент и обсуждение результатов // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. Х., 1998. Т. 3, №1. С. 11-14.
- 26. Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Матричная модель связи квазиоптического открытого резонатора с одномодовым воловодом // Труды 16 Междунар. Крымской конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». 11-15 сентября 2006г., Севастополь, Крым. – С.550-551.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Эффективность возбуждения квазиоптического открытого резонатора из волновода // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т.52, № 3. С. 231-249.
- 28. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Исследование эффективности возбуждения открытых резонансных систем // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Инт радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – Т. 8, № 2. – С. 175-179.

- 29. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Характеристики возбуждения открытого резонатора системой электрических диполей // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. Х., 2006. Т. 11, №3. С. 366-371.
- 30. A.G. Fox and T. Li, "Modes in a maser interferometer with curved and tilted mirrors," Proc. IEEE, vol. 51, January, 1963, p. 80-89.
- H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," Proc. IEEE, vol. 54, October, 1966, p. 1312-1329.
- Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: «Радио и связь», 1981. – 440с.
- Дюбко С. Ф. Субмиллиметровый газовый лазер непрерывного действия / С. Ф. Дюбко, Р. А. Валитов, В. А. Свич // Письма в ЖЭТФ. – 1967 – Т. 6, вып. 3. – С. 567–569.
- 34. Дюбко С.Ф., Камышан В.В., Шейко В.П. Экспериментальное исследование распределения поля основного мода в открытых резонаторах со сферическими зеркалами // ЖТФ. – 1965, т.35, вып. 2. – С. 279-291.
- Камышан А.В., Камышан В.В. О возбуждении открытого резонатора из волновода отверстием связи // Сб. «Радиотехника». 1972, вып. 20. С. 203-207.
- 36. Бородкин А.И., Булгаков Б.М., Матвеева В.А, Родионов А.В. и др., Полупроводниковый генератор с квазиоптической резонаторной системой // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1979. - Вып.3. – С. 13-19.
- 37. Епишин В.А. Открытые резонаторы с отверстиями в отражателях // Квантовая электроника. – 1980. Т. 5, № 6. – С. 1263-1271.
- 38. Вертий А.А., Иванченко И.В., Лопатин И.В. и др. Квазиоптический комплекс для исследования радиационных эффектов в миллиметровом диапазоне // Приборы и техника эксперимента, 1985, № 3, с. 385-388.
- Генераторы дифракционного излучения./ Под ред. Шестопалова В.П. Киев: Наук. думка, 1991. – 320с.

- 40. Белоус О.И., Кириленко А.А., Мирошниченко В.С. и др. Генератор дифракционного излучения со сфероуголковоэшелеттным открытым резонатором // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1995. – Т.38, №11. – С. 3-13.
- Иванченко И.В. Особенности электродинамических свойств малоапертурных двухзеркальных ОР с неоднородностями // Радиофизика и электроника, сб. науч. трудов / Харьков: Ин-т Радиофизики и электроники НАН Украины. – 1996. – Т. 1, №1. – С. 24-33.
- Мирошниченко В.С. Генераторы дифракционного излучения на пути к терагерцам // Радиофизика и электроника, сб. науч. трудов / Харьков: Инст. Радиофизики и электроники НАН Украины. – 2008. – Т. 13, спец. вып. – С. 290-300.
- 43. Мирошниченко В.С., Ковалев Е.А. Открытая резонансная система с фокусирующим зеркалом, составленным из нескольких отражателей с цилиндрической поверхностью // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), №4. – С. 73-82.
- 44. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А. и др., Получение поперечных мод с азимутальной поляризацией в волноводных квазиоптических резонаторах терагецевого диапазона // Радиофизика и электроника 2014. Т. 5 (19), №1. С. 74 79.
- Гвоздев В.И., Нефедов Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М.: Наука, 1985. – 256 с.
- Диэлектрические резонаторы. Под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. – 328 с.
- 47. Ильченко М.Е., Трубин А.А. Электродинамика диэлектрических резонаторов. –
 Киев: Наукова думка, 2004. 266 с.
- Кириченко А.Я. и др. Квазиоптические диэлектрические резонаторы. Киев: Наукова думка, 2008. – 288 с.
- Cullen A.L., Yu P.K. Complex source-point theory of the open resonator // Proc. Royal Soc., A 366, 1979. P. 155-171.

- Шестопалов В.П., Тучкин Ю.А., Поединчук А.Е., Сиренко Ю.К. Новые методы решения прямых и обратных задач теории дифракции. Аналитическая регуляризация краевых задач электродинамики. – Харьков: Основа, 1997. – 284 с.
- Мележик П.Н., Бровенко А.В., Поединчук А.Е. Спектральные характеристики открытого резонатора с металлодиэлектрическим включением // Изв. вузов. Радиофизика. – 1998. – 41, №10. – С. 1336-1347.
- 52. Мележик П.М. Теорія власних і вимушених електромагнітних коливань у відкритих двовимірних структурах // Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат наук, IPE НАН України, Харків, 2001. – 33 с.
- Просвирнин С.Л., Селезнев Д.Г. Исследование некоторых типов резонансных систем с неоднородностями. // Радиотехника и электроника. 1985. Т.30, № 1. С. 63-71.
- Cullen A.L., Kumar A. The absolute determination of extinction cross-sections by the use of open resonators. // Pros. R. Soc. – 1970. - A. 315. - P. 217–230.
- Harris D.J., Teo T.M. Measurement of extinction cross-section of single particles at 100 GHz. // Electronics Letters. – 1980. – 16, No. 13.
- 56. Булгаков Б.М., Скресанов В.Н., Фисун А.И. Исследование открытых резонаторов с прямоугольными неоднородностями на зеркале // Известия вузов. Радиофизика. – 1983. – т. 26, №4. – С. 447-454.
- 57. Кочин В. Н. Теория дифракции волновых пучков и полей сосредоточенных источников на неоднородностях в квазиоптических резонансных системах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Харьков, 1984. – 21 с.
- 58. Кочин В. Н., Селезнев Д. Г Исследование некоторых типов открытых резонансных систем с неоднородностями и их элементной базы. Харьков, 1986. 50 с. (Препр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электрон.; №307).
- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Дифракция Н-поляризованного гауссова пучка на металлическом экране с двумя прямоугольными канавками // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28, №12. – С. 1456-1463.

- Булгаков Б.М., Велиев Э.И., Веремей В.В. и др. Эффект взаимодействия полей открытых резонансных систем с проводящими прямоугольными цилиндрами // ЖТФ. 1990. Т.60, №.6. С. 182-186.
- 61. Гинзтон Э.Л. Измерения на сантиметровых волнах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 620 с.
- 62. Филиппов Ю. Ф., Харьковский С. Н. Квазиоптический зеркальный диэлектрический резонатор // Квазиоптическая техника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. Сб. науч. трудов. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР. – 1989. – С.28-34
- 63. Кириченко А. Я., Харьковский С. Н. Твердотельный генератор с квазиоптическим зеркальным диэлектрическим резонатором // Твёрдотельные генераторы и преобразователи миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Сб. науч. трудов. Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР. 1989. С.62-66....
- 64. Когут А. Я., Матяш О. Я. О возбуждении колебаний шепчущей галереи в полудисковом диэлектрическом резонаторе щелью связи в зеркале. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2006. – 49, №2. – С. 10-16.
- Иванов Е.Н., Карачев А.А., Царапкин Д.П. Повышение эффективности возбуждения дисковых диэлектрических резонаторов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30, №10. – С. 68-69.
- Ципенюк Ю.М. Пробное тело в открытом резонаторе // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1965, сб.4. - С. 173-177.
- Вайнштейн Л.А. Возбуждение электромагнитных колебаний в открытых резонаторах // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1965, сб.4. - С. 157-172.
- Богомолов Г.Д. Открытые резонаторы в восьмимиллиметровом диапазоне // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1964, сб.3. - С. 154-175.
- Косарев Е.Л., Ципенюк Ю.М. Вынужденные колебания открытого резонатора, связанного с волноводом малым отверстием // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1968, сб. 5. – С. 105-116.

- Казанцев Ю.Н. Расчет характеристик открытых резонаторов // Изв. вузов.
 Радиофизика. 1967. 10, №4. С. 518-529.
- 71. Cullen A.L. Note on the radiation associated with the excitation of an open resonator
 // Electron. Lett. 1970. 60, No8. P. 243-244.
- Bucci O.M., Di Massa G. Open resonators powered by a rectangular waveguide // IEE Proc. - H, Vol. 139, No. 4, 1992. - P. 323-329.
- Mongia R.K., Arora R.K. Equivalent Circuit Parameters of an Aperture Coupled Open Resonator Cavity // IEEE Trans. – 1993. – MTT, vol. 41, No. 8. - P. 1245-1250.
- 74. Miyazaki Y. Electromagnetic Theory of Open Resonator Fabry-Perot Resonator // J. Phys. Soc. Japan. – 1972. – Vol. 32, No. 3, pp. 837-844.
- Miyazaki Y. Excitation Properties of Electromagnetic Fields in Fabry-Perot Resonator // J. Phys. Soc. Japan. – 1974. – Vol. 37, No. 4, pp. 1153-1163.
- 76. Селезнев Д.Г. Электродинамическое исследование открытых резонансных систем твердотельных генераторов миллиметрового диапазона // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, РИ АН УССР, Харьков, 1987. – 160 с.
- 77. Лукин К.А., Поединчук А.Е., Шестопалов В.П. Теория возбуждения открытых резонаторов нелинейными токами // ДАН СССР. 1986. Т. 286, № 3. С. 625-629.
- 78. Лукин К.А., Веремей В.В., Вавилов В.Н. Мощность нерезонансного излучения из простейшего открытого резонатора. // Электродинамика открытых структур миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.: Сб. науч. тр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники. – Харьков, 1990. – С. 119-126.
- 79. Веремей В.В., Костенко А.А., Кузьмичев И.К., Поединчук А.Е., Хлопов Г.И. Потери мощности при возбуждении открытых резонаторов // Радиотехнические системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн.: Сб. науч. тр. / АН Украины. Ин-т радиофизики и электроники. – Харьков, 1991. – С. 110-119.

- Богомолов Г.Д., Клеев А.И., Тарасов М.А. О возбуждении открытого резонатора, связанного с волноводом через отверстие в зеркале. // Радиотехника и электроника. – 2010. – Т. 55, № 11. С. 1319-1326.
- Мележик П.Н., Мирошниченко В.С., Сенкевич Е.Б. Открытые резонаторы с проводящими цилиндрическими вставками. Ч.1 – Двухмерная модель // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2005. – Т.48, №7. – С.596–604.
- Мележик П.Н., Мирошниченко В.С., Сенкевич Е.Б. Открытые резонаторы с проводящими цилиндрическими вставками. Ч.2 – Резонаторы с зеркалами конечной длины // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2005. – Т.48, №8. – С.684–691.
- 83. Буданов В.Е., Суслов Н.Н. Шестопалов В.П. Экспериментальное исследование на «холодной» модели излучения из открытого резонатора генератора дифракционного излучения. // Докл. АН УССР. Сер. физ-мат. наук, 1976, №8. -С. 675-679
- Лебедюк И.И., Шевченко Ю.Д. К вопросу об измерении эффективности возбуждения основной моды открытого резонатора. // Труды МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1974, №199, с.193-194.
- Афонин Д.Г., Ктиторов В.И. О нахождении амплитуды поля в открытых резонаторах. // Вестник Московского университета. Физика, астрономия. 1972. №4, с. 448-453.
- Овечкин С.М., Тагер А.С. Экспериментальное исследование возбуждения открытого резонатора СВЧ. // Электронная техника, сер. Электроника СВЧ, -1985, - вып. 3(375), с. 10-12.
- 87. Андросов В.П., Кузьмичёв И.К. Влияние на эффективность возбуждения открытого резонатора его параметров и связи с волноводом. Харьков, 1987. 30 с. (Препр. / АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники: №354).
- Вертий А.А., Деркач В.Н., Попенко Н.А., Шестопалов В.П. Экспериментальное исследование характеристик открытых резонаторов в цилиндрических оболочках. // Укр. физ. журн. 1978. 23, №10. С.1666-1672.

- 89. Кузьмичёв И.К. Эффективность возбуждения колебаний в открытом резонаторе, включённом в волноводную линию передачи. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. 46, №1. С. 41-51.
- 90. Мирошниченко В.С. Сенкевич Е.Б. Экспериментальное определение параметров эквивалентной цепи открытого резонатора, связанного с линиями передачи. // Радиофизика и электроника. – 2002. - Т.7, №2. – С. 301-311.
- 91. Коцержинский Б.А., Мачусский Е.А., Першин Н.А. и др. Твердотельные генераторы с квазиоптическими резонансными системами. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1987. – Т.30, №10. – С.13-23.
- 92. Kaifez D. Linear Fractional Curve Fitting for Measurement of High Q Factors // IEEE Trans. MTT. – 1994. – 42. No. 7. – P. 1149-1153.
- 93. Богомолов Г.Д., Русин Ф.С. Открытый резонатор с переменной связью. // Радиотехника и электроника. – 1970. – Т.15, №4. – С. 852-854.
- 94. Бородкин А.И., Булгаков Б.М., Смородин В.В. Сложение мощностей нескольких генераторных полупроводниковых диодов в квазиоптической резонансной системе // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. №3. С. 14 □ 19.
- 95. Овечкин С.М., Ребров С.И., Сазонов В.П., Синицын В.В., Тагер А.С. Сложение мощностей диодов Ганна в открытом СВЧ резонаторе // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, вып. 6. С. 367 370.
- 96. Wandinger Z., Nalbandian V. Millimeter-Wave Power-Combiner Using Quasi-Optical Techniques // IEEE Trans. MTT. – 1983. – 31. No 2. – P.183.
- 97. Kondo H., Hieda M., Nakayama M., Tanaka T., Osakabe K., Mizuno K. Millimeter and Submillimeter Wave Quasi-Optical Oscillator with Multi-Elements // IEEE Trans. MTT. – 1992. – 40. No 5. – P. 857-863.
- 98. Архипов А.В., Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. СВЧ генератор -А.с. № 1072243,Б.И. № 5, 1984.
- 99. Mader T., Bundy S., Popovic Z. Quasi-Optical VCOs // IEEE Trans. MTT. 1993. –
 41. No 10. P. 1775-1781.

- 100. Mink J.W. Quasi-Optical Power Combining of Solid-State Millimeter-Wave Sources
 // IEEE Trans. MTT. 1986. 34. No. 2. P. 273-279.
- 101. Heron P.L., Monahan G.P., Mink J.W., Schwering F.K., Steer M.B. Impedance Matrix Of An Antenna Array In A Quasi-Optical Resonator // IEEE Trans. MTT. – 1993. – 41. No. 10. – P. 1816-1826.
- 102. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот «Мир» Москва, 1968. 488 с.
- 103. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. Пер. с нем. Под ред. Сретенского В. Н. М.: «Гос. из-во физ.-мат. лит.», 1963. 368 с.
- 104. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л., Шестопалов В. П. Дифракция плоской Нполяризованной электромагнитной волны на щели в металлическом экране конечной толщины // Радиотехника и электроника. 1977. Т.22, №3. С.474-484.
- 105. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. – М.: Наука, 1983. – 751 с.
- 106. Просвирнин С. Л. Метод моментов в задаче дифракции на плоском волноводе с фланцем // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т.28, №4. С.486-491.
- 107. Фёдоров Н.Н. Основы электродинамики. М.: Высш. школа, 1980. 290 с.
- 108. Белоус О.И., Булгаков Б.М., Скресанов В.Н., Фисун А.И., Шубный А.И. Квазиоптический генератор Ганна с увеличенным диапазоном перестройки частоты // ПТЭ, - 1988. - №2. - С. 125-127.
- 109. Гламаздин В. В., Скресанов В. Н., Шубный А. И. Метод импеданса в исследовании характеристик открытых резонаторов при возбуждении гибридных типов колебаний // Радиофизика и электроника. – Сб. научных статей. Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – Т. 13, №1. – С. 9-19.
- 110. Сушкевич В. И. Нерегулярные линейные волноводные системы. М.: Сов. радио, 1967. 296 с.
- 111. Скресанов В. Н., Гламаздин В. В., Шубный А. И., Ерёменко З. Е. Аппаратновычислительный комплекс для измерения характеристик низко- и высокодобротных резонаторов в диапазоне 26...37,5 ГГц // Радиофизика и

электроника. – Сб. научных статей. Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2009. – т. 14, №3. – С. 389-400.

- 112. M. V. Andreev, V. F. Borulko, O. O. Drobakhin, V. S. Miroshnichenko, Ye. B. Senkevich, "Determination of Oscillation Parameters of Open Resonator Systems Using Fractional-Rational Approximation by Continued Fraction", MSMW'07 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007.
- 113. Андреев М. В., Дробахин О. О., Салтыков Д. Ю. Определение резонансной частоты и добротности полудискового диэлектрического резонатора при помощи дробно-рациональной аппроксимации / Радиофизика и радиоастрономия. – 2013. - Т. 18, №4. - С. 362-372.
- 114. Измерение добротности в условиях сближения резонансных частот типов колебаний в открытых резонаторах / В. Н. Скресанов, В. В. Гламаздин // Радіофізика та електроніка. –Харків: Ін–т радіофізики та електрон. НАН України. –2015. Т. 6(20), №3. С.1–11.

ДОДАТОК А

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Метод измерения эффективности возбуждения и вывода энергии в открытых резонаторах // Приборы и техника эксперимента. – 1988, № 4. – С. 118-120.
- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Эффективность возбуждения сигнального резонатора квазиоптического смесителя щелью связи // В кн.: Твердотельные генераторы и преобразователи миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов: сб. науч. тр. / Харьков, ИРЭ АН УССР, 1989. – С. 73–77.
- Kuraev A.A., Natarov M.P., Rodionova V.N., Slepyan G.Ya., Slepyan A.Ya. Skresanov V.N. Coupling of open resonator and rectangular waveguide through a smooth waveguide transition // Int. J. Electronics, 1991, N5. – P. 1005-1014.
- Булгаков Б.М., Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Свойства квазиоптического резонатора с сосредоточенным элементом связи. I Феноменологическая модель // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1996. – Т. 1, № 1. – С. 46-53.
- Булгаков Б.М., Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Свойства квазиоптического резонатора с сосредоточенным элементом связи. II Расчет характеристик, эксперимент и обсуждение результатов // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1998. – Т. 3, №1. – С. 11-14.
- Булгаков Б.М., Натаров М.П., Исследование эффективности возбуждения открытых резонансных систем // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Инт радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – Т. 8, № 2. – С. 175-179.
- 7. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Характеристики возбуждения открытого резонатора системой электрических диполей // Радиофизика и

электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2006. – Т. 11, №3. – С. 366-371.

- 8. Скресанов В.М., Гламаздін В.В., Натаров М.П., Шубний О.І. Нові пристрої високодобротних НДВЧ резонаторів зв'язки 3 хвилеводами: теорія. проектування, експеримент. В кн.: Пріоритети наукової співпраці ДФФД і БРФФД: Матеріали спільних проектів конкурсних Державного i Білоруського фонду фундаментальних досліджень республіканського фонду фундаментальних досліджень. - К.: ДІА, 2007. - С. 177-190. -ISBN 966-8311-26-4.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Эффективность возбуждения квазиоптического открытого резонатора из волновода // Изв. вузов. Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 3. – С. 231-249.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Радиационные потери сосредоточенных элементов связи открытых резонаторов // Радиофизика и электроника. – 2011. – Т. 2(16), №3. – С. 12-25.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н., Шубный А.И. Радиационные потери элементов связи зеркального дискового диэлектрического резонатора. Часть 1. Связь с согласованными волноводами // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. <u>6(20)</u>, №4. – С. 70-79.
- 12. Булгаков Б.М., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Способ измерения КПД возбуждения открытого резонатора // А.с. № 1425562, Б.И. № 35, 1989.

ДОДАТОК Б

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

- Slepyan G., Skresanov V., Rodionova V., Karpovich V., Natarov M. Electrodynamical modeling of broadband coupling elements between high-Q resonators and single mode waveguides / Proceedings of the 11-th Int. Conf. on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, June 26-29, 2006. Kharkov, Ukraine. – P. 382-386.
- Гламаздин В.В., Натаров М.П., Скресанов В.Н. Матричная модель связи квазиоптического открытого резонатора с одномодовым волноводом // Труды 16 Междунар. Крымской конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». 11-15 сентября 2006 г., Севастополь, Крым. – С. 550-551.
- New elements for coupling of the high-quality millimeter-wave resonators with waveguides: theory, design, experiment / G. Slepyan, V. Karpoich, V. Rodionova, B. Bulgakov, V. Skresanov, M. Natarov // MSMW'07 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007, pp. 651-653.
- Characteristics of the Waveguide to Quasioptical or Dielectric Resonator Coupling / V. Glamazdin, M. Natarov, V. Skresanov, A. Shubny // MSMW'10 Symposium Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010.