

Міністерство освіти і науки України
Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова
Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Музичишин Богдан Ігорович

УДК 621.373.826

ДИСЕРТАЦІЯ

«ВІДКРИТІ КОЛИВАЛЬНІ СИСТЕМИ ДЛЯ ЕФЕКТИВНОГО ПІДСУМОВУВАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ У МІЛІМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ»

Спеціальність 104 – «Фізика та астрономія»

(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

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

_____ Б. І. Музичишин

Науковий керівник: Кузьмичов Ігор Костянтинович, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник.

Харків – 2023

АНОТАЦІЯ

Музичишин Б. І. **Відкриті коливальні системи для ефективного підсумовування потужностей у міліметровому діапазоні** - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія (10 – Природничі науки). Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2023.

Роботу присвячено розв'язанню **актуальної науково-прикладної задачі** дослідженню підсумовування потужностей окремих джерел у міліметровому діапазоні, винесених з резонансного обсягу, при різних способах збудження відкритих коливальних систем.

Мета роботи – встановлення фізичних особливостей і закономірностей збудження за допомогою зосереджених та апертурних елементів зв'язку у відкритих коливальних системах вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних типів коливань для ефективного підсумовування потужностей окремих джерел у резонансному обсязі.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі **завдання**:

- підбір хвилевідних елементів і створення експериментального стенду для дослідження фізичних особливостей та закономірностей збудження у відкритих коливальних системах, включених до складу хвилевідних ліній передачі, вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних типів коливань;
- провести теоретичний аналіз ефективності збудження вищих аксіально-несиметричних і аксіально-симетричних типів коливань у відкритих коливальних системах, включених до хвилевідної лінії передачі;
- теоретично визначити параметри одновимірних E -поляризованих дифракційних решіток, що розташовуються в розкривах апертурних елементів зв'язку і забезпечують узгодження відкритих коливальних систем з

хвилевідними лініями передачі, що підводять, при збудженні вищих аксіально-несиметричних типів коливань;

– експериментальні дослідження особливостей і закономірностей підсумовування потужностей окремих джерел у відкритих коливальних системах, у яких збуджуються вищі аксіально-несиметричні типи коливань.

В роботі отримано наступні нові наукові результати:

1. Вперше запропоновано при дослідженні підсумовування потужностей двох джерел у ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} , використовувати хвилевідній E -трійник. Завдяки цьому використовується один діод Ганна, потужність якого ділиться навпіл.

2. Вперше експериментально встановлено, що максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел у ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} за допомогою апертурних елементів зв'язку становить величину 0,9. При цьому в розкриттях таких елементів зв'язку повинна розташовуватися рідкісна ($\ell > 0,1\lambda$) одновимірної E -поляризована дифракційна решітка.

3. Вперше теоретично показано, що, розміщуючи густі одновимірні дротяні решітки (E -поляризація) різного періоду ℓ (0,1 мм, 0,2 мм, 0,3 мм) в розкриттях апертурних елементів зв'язку, можна узгодити резонатор, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} з хвилевідним трактом на частоті других гармонік діодів Ганна. В цьому випадку на частоті основних гармонік діодів Ганна резонатор матиме високий коефіцієнт відбиття від зазначених одновимірних дротяних решіток.

4. Вперше показано, що ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі, виконаному в центрі одного з дзеркал відкритої коливальної системи, за допомогою вищих типів коливань TEM_{30q} та TEM_{11q}^* – невелика. Із максимальною ефективністю, що дорівнює 0,955, зазначена хвиля

збуджується в круглому надрозмірному хвилеводі за допомогою внутрішнього кільця поля виродженого аксіально-симетричного типу коливань TEM_{11q}^* .

5. Вперше експериментально встановлено, що при збудженні у відкритій коливальній системі типів коливань за допомогою щілинних елементів зв'язку, виконаних на криволінійному відбивачі та зміщених до периферії дзеркал більше, ніж на дві довжини хвилі, в резонаторі збуджуються аксіально-симетричні типи коливань квазі- TEM_{11q}^* та квазі- TEM_{01q}^* .

В роботі одержано наступні **нові практичні** результати:

1. У роботі розроблено науково-технічну основу для побудови ефективних суматорів потужності в короткохвильовій частині ВВЧ діапазону на основі відкритих коливальних систем із зосередженими та апертурними елементами зв'язку.

2. Розгляд першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань як робочого, який збуджується у відкритій коливальній системі за допомогою зосереджених і апертурних елементів зв'язку, дозволить складати в резонансному обсязі сигнали не тільки твердотільних, але і вакуумних джерел, зокрема, магнетронів. Це дозволить отримувати в міліметровому діапазоні компактні джерела з кВт рівнями потужності.

3. Результати досліджень щодо збудження у відкритих коливальних системах з відрізком круглого хвилеводу високочастотних типів коливань TEM_{30q} і TEM_{11q}^* дозволять використовувати таку резонансну систему для вимірювання резонансним методом електрофізичних параметрів речовин, що мають плоску або циліндричну форми. Така резонансна система може застосовуватися для зазначених цілей як у міліметровому, так і субміліметровому діапазонах довжин хвиль.

4. Проведені теоретичні дослідження з вибору оптимальних розмірів апертурних елементів зв'язку для ефективного збудження першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань і параметрів одновимірних дифракційних решіток, які містяться в розкритках цих елементів зв'язку для

узгодження з хвилевідними трактами, що підводять, можуть знайти практичне застосування в радіолокації міліметрового діапазону під час створення гетеродинних джерел з урахуванням відкритих коливальних систем.

Результати роботи можуть бути рекомендовані для застосування в організаціях: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна (Харків), Харківський національний університет радіоелектроніки (Харків), Радіоастрономічний інститут НАНУ (Харків), Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАНУ (Харків), Інститут електродинаміки НАНУ (Київ), Інститут фізики НАНУ (Київ).

Ключові слова: відкритий резонатор, міліметровий діапазон, підсумовування потужностей, хвилевідний трійник, прямокутний хвилевід, надрозмірний хвилевід, типи коливачів резонатора, щілинний елемент зв'язку, апертурний елемент зв'язку, одномірна дифракційна решітка, гетеродин.

ABSTRACT

Muzychyshyn B. I. **Open oscillating systems for efficient power summation in the millimeter range** - Qualifying scientific work on manuscript rights.

Dissertation for obtaining the scientific degree of Doctor of Philosophy in specialty 104 - Physics and astronomy (10 - Natural sciences). O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2023.

The work is dedicated to the solution of **the actual scientific and applied problem** of researching the powers summation of the individual sources in the millimeter range, which are removed from the resonant volume, with different methods of excitation of open oscillatory systems.

The purpose of the work is to establish the physical features and regularities of excitation with the help of concentrated and aperture coupling elements in open oscillatory systems of higher axial-asymmetric and axial-symmetric types of oscillations for effective powers summation of the individual sources in the resonant volume.

To achieve the set goal, it was necessary to solve the following **tasks**:

- selection of waveguide elements and creation of an experimental stand for the study of physical features and regularities of excitation in open oscillating systems included in waveguide transmission lines, higher axially asymmetric and axially symmetric types of oscillations;
- to carry out a theoretical analysis of the excitation efficiency of of higher axially asymmetric and axially symmetric oscillations types in open oscillating systems included in the waveguide transmission line;
- to theoretically determine the parameters of one-dimensional *E*-polarized diffraction gratings, which are located in the apertures of the aperture coupling elements and ensure the coordination of open oscillatory systems with waveguide transmission lines, when the higher axially asymmetric oscillations types are excited;

– experimental studies of the features and regularities of the powers summation of the individual sources in open oscillatory systems, in which higher axially asymmetric oscillations types are excited.

The following new scientific results were obtained in the work:

1. For the first time, when studying the powers summation of the two sources in the OR, in which the first higher axially asymmetric type of TEM_{10q} is excited, it was proposed to use E -tee waveguide. Thanks to this, one Gunn diode is used, the power of which is divided in half.

2. It was experimentally established for the first time that the maximum powers summation coefficient of the two sources in OR, in which the first higher axially asymmetric type of oscillations TEM_{10q} is excited by means of aperture coupling elements, is 0,9. At the same time, a rare ($\ell > 0,1\lambda$) one-dimensional E -polarized diffraction grating should be located in the openings of such coupling elements.

3. It was theoretically shown for the first time that by placing thick one-dimensional wire gratings (E -polarization) of different periods ℓ (0,1 mm, 0,2 mm, 0,3 mm) in the openings of the aperture coupling elements, it is possible to match the resonator in which the first higher axially asymmetric type of oscillations TEM_{10q} is excited with a waveguide path at the frequency of the second harmonics of Gunn diodes. In this case, at the frequency of the fundamental harmonics of the Gunn diodes, the resonator will have a high reflection coefficient from the specified one-dimensional wire gratings.

4. It was shown for the first time that the excitation efficiency of TE_{01} wave in a circular waveguide made in the center of one of mirrors of an open oscillating system, with the help of higher types of oscillations TEM_{30q} and TEM_{11q}^* is small. With a maximum efficiency equal to 0,955, the specified wave is excited in a round oversized waveguide by means of an inner ring of a field of a degenerate axially symmetric oscillation type TEM_{11q}^* .

5. For the first time, it was experimentally established that upon excitation in an open oscillating system, types of oscillations are excited using slotted coupling elements made on a curvilinear reflector and shifted to the periphery of the mirrors by more than two wavelengths, axially symmetric types of oscillations quasi- TEM_{11q}^* and quasi- TEM_{01q}^* are excited in the resonator.

New practical results were obtained in the work :

1. The work developed a scientific and technical basis for building effective power adders in the short-wave part of the VHF range based on open oscillatory systems with slotted and aperture coupling elements.

2. Considering the first higher axial-asymmetric type of oscillations as a working one, which is excited in an open oscillating system with the help of slotted and aperture coupling elements, will make it possible to compose the signals of not only solid-state, but also vacuum sources, in particular, magnetrons, in the resonant volume. This will make it possible to obtain compact sources with kW power levels in the millimeter range.

3. The results of research on excitation types of oscillations TEM_{30q} and TEM_{11q}^* with high Q-factor in open oscillating systems with a segment of a circular waveguide allow the use of such a resonant system for measuring the electrophysical parameters of flat or cylindrical substances by the resonant method. Such a resonant system can be used for the specified purposes in both the millimeter and submillimeter wavelength ranges.

4. Conducted theoretical studies on the selection of optimal sizes of aperture coupling elements for effective excitation of the first higher axial-asymmetric type of oscillations and parameters of one-dimensional diffraction gratings, which are contained in the openings of these coupling elements for coordination with the waveguide paths leading up, may find practical application in millimeter range radar during creation of heterodyne sources taking into account open oscillatory systems.

The results of the work can be recommended for use in organizations: V. N. Karazin Kharkiv National University (Kharkiv), Kharkiv National University of

Radio Electronics (Kharkiv), Radio Astronomy Institute of NASU (Kharkiv), O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NASU (Kharkiv), Institute of Electrodynamics of NASU (Kyiv), Institute of Physics of NASU (Kyiv).

Key words: open resonator, millimeter range, power summation, *E*-tee waveguide, rectangular waveguide, oversized waveguide, types of resonator oscillations, slotted coupling element, aperture coupling element, one-dimensional diffraction grating, heterodyne.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України

1. Kuzmichev I. K., **Muzychishin B. I.**, Popkov A. Yu., May Alexander V., May Alexey V. The Resonant System of a Sub-Terahertz Local Oscillator. Радіофізика і радіоастрономія. 2022. Т. 27, № 1. С. 64 – 74. (Scopus). URL: <https://doi.org/10.15407/rpra27.01.064>
2. Кузьмичов І. К., Когут О. Є., **Музичишин Б. І.**, Попков О. Ю., Сенкевич О. Б. Збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою вищих типів коливань відкритого резонатора. Радіофізика і радіоастрономія. 2023. Т. 28. № 3. С. 243—256. (Scopus). URL: <https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243>

Наукові праці в періодичних наукових виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, проіндексованих в міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science:

3. Kuzmichev I. K., **Muzychishin B. I.**, Popkov A. Y. Summation of Powers in Open Resonator with Slotted Coupling Elements. Advanced Electromagnetics. 2021. Vol. 10, No. 3. P. 7 – 13. (Scopus). URL: - <https://aemjournal.org/index.php/AEM/article/view/1721>

Патент на винахід, що пройшов кваліфікаційну експертизу

4. Генератор НВЧ: пат. 122926 Україна: H03B7/14. № а201813106; заявл. 29.12.2018; опубл. 10.07.2020, Бюл. № 3(кн.1). 3 с: <https://iprop-ua.com/inv/83m2xs3z/>

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

5. **Muzychishin B. I.**, Kuzmichev I. K., Senkevych O. B., Pogarsky S. A. Excitation of Oscillations in an OR Containing a Segment of a Circular Waveguide. IEEE Conference on Problems of Infocommunications, Science and Technology (PIC S&T'2022). October 10-12, 2022: conf. proc. - Kyiv, Ukraine, 2022. (Scopus) pp. 369-372 doi: 10.1109/PICST57299.2022.10238663.
6. **Muzychishin B. I.**, Kuzmichev I. K., Voitovych O. A., Mizrakhy S. V. and Zavertannyi V. V. Spectrum of OR Oscillations with Aperture Excitation Method. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW), November 10-14, 2022: conf. proc. Kharkiv, Ukraine, 2022. (Scopus), pp. 31-34 doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037094.
7. **Muzychishin B. I.**, Kuzmichev I. K., Narytnyk T. M., Popkov A. Yu., Voyitovych O. A. Quasi-Optical Resonator of the Extremely High Frequency Range for Power Summation. 2022 IEEE 41st International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), October 10-14, 2022: conf. proc. Kyiv, Ukraine, 2022. (Scopus), pp. 524-528, doi: 10.1109/ELNANO54667.2022.9927061.

ЗМІСТ

| | |
|--|-----|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ..... | 14 |
| ВСТУП | 15 |
| РОЗДІЛ 1 СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ ОКРЕМИХ ДЖЕРЕЛ У ВВЧ ДІАПАЗОНІ | 24 |
| 1.1 Компактні джерела імпульсної та безперервної дії ВВЧ діапазону..... | 25 |
| 1.2 Компресори мікрохвильових імпульсів | 28 |
| 1.3 Складання потужностей джерел, розташованих у резонансному обсязі | 30 |
| 1.4 Складання у ВР потужностей джерел, винесених з резонансного обсягу | 38 |
| Висновки до розділу 1 | 48 |
| РОЗДІЛ 2 ПІДСУМУВАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ ОКРЕМИХ ДЖЕРЕЛ У ВР, ЩО ЗБУДЖУЄТЬСЯ ЩІЛИННИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ | 50 |
| 2.1 Експериментальний стенд для проведення досліджень | 52 |
| 2.2 Вивчення підсумовування потужностей у ВР | 63 |
| 2.3 Стрічкова дифракційна решітка в напівсферичному ВР | 68 |
| Висновки до розділу 2 | 72 |
| РОЗДІЛ 3 СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ У ВР З АПЕРТУРНИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ | 73 |
| 3.1 Опис експериментального стенду..... | 74 |
| 3.2 Вивчення підсумовування потужностей окремих джерел у ВР | 81 |
| Висновки до розділу 3 | 95 |
| РОЗДІЛ 4 ПІДСУМОВУВАЧ ГАРМОНІК НА БАЗІ ВР З АПЕРТУРНИМ ЗВ'ЯЗКОМ..... | 97 |
| 4.1 Вибір напівсферичного ВР, налаштованого на частоту основних гармонік діодів Ганна | 98 |
| 4.2 Ефективність збудження коливання TEM_{10q} у ВР на частоті других гармонік діодів Ганна | 100 |
| 4.3 Вплив параметрів дротяних дифракційних решіток на зв'язок резонатора з хвилеводом на частоті основних гармонік діодів Ганна..... | 102 |
| 4.4 Вплив параметрів дротяних дифракційних решіток на зв'язок резонатора з хвилеводом на частоті другої гармоніки діодів Ганна..... | 108 |
| Висновки до розділу 4 | 114 |

| | |
|--|-----|
| РОЗДІЛ 5 ОСОБЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ ХВИЛЬ TE_{01} І TEM У ВІДРІЗКАХ НАДРОЗМЕРНИХ ХВИЛЕВОДІВ, ВКЛЮЧЕНИХ ДО СКЛАДУ ВР..... | 116 |
| 5.1 Ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою коливань TEM_{30q} та TEM_{11q}^* ВР..... | 118 |
| 5.2 Опис експериментального стенду..... | 126 |
| 5.3 Результати експериментальних досліджень | 132 |
| 5.4 Спектр коливань складового ВР | 141 |
| 5.5 ВР з відрізком надрозмірного коаксіального хвилеводу як суматор потужності | 148 |
| Висновки до розділу 5 | 152 |
| ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ..... | 154 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ | 158 |
| ДОДАТОК А..... | 172 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- БПЛА – безпілотний літальний апарат
- ВР – відкритий резонатор
- ВВЧ – вкрай високочастотний
- НВЧ – над високочастотний
- КСХН – коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі
- ХТ – хвилевідний трійник
- РБХ – резонатор біжучої хвилі
- ФХВ – феритовий хвилевідний вентиль

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. До початку повномасштабної війни Росії проти України безпілотні літальні апарати (БПЛА) широко застосовувалися у ряді галузей економіки: у сільському господарстві; для моніторингу довкілля; охорони стратегічно важливих об'єктів; для доставки вантажів та медикаментів та ін. Сьогодні вони активно використовуються Росією у війні проти нашої країни. Тому боротьба з БПЛА є завданням, яке потрібно вирішувати. З відомих методів боротьби з подібними літальними апаратами найбільш ефективним є цілеспрямована дія на них електромагнітного випромінювання високого рівня потужності [1-3]. Найбільш дієвими будуть електромагнітні хвилі вкрай високочастотного (ВВЧ) діапазону. Хвилі цього діапазону здатні проникати в щілини екранів БПЛА, пошкоджуючи як вхідні ланцюги, так і екрановані пристрої мікроелектроніки. Для цього необхідно забезпечити у місці знаходження літального апарату високу напруженість електричного поля. А оскільки ми говоримо про відстані в кілька кілометрів, то джерело повинне мати імпульсну вихідну потужність на рівні сотень кВт. Однак у місці розташування БПЛА напруженість електричного поля завжди буде меншою через розбіжність електромагнітного випромінювання та втрат в атмосфері. У Х-діапазоні зменшення розбіжності випромінювання доводиться використовувати антени з апертурою 2 ÷ 5 метрів [3]. У результаті виходять досить громіздкі пристрої, які можуть бути тільки стаціонарними, але не мобільними. З укороченням робочої довжини хвилі зменшуватиметься розбіжність електромагнітного випромінювання в атмосфері. А якщо вибрати частоту випромінювання, що відповідає одному з вікон прозорості атмосфери в діапазоні ВВЧ (25 ÷ 45 ГГц, 70 ÷ 95 ГГц, 120 ÷ 130 ГГц та 210 ÷ 220 ГГц) [4], то можна зменшити і втрати на випромінювання. Тому доцільно переходити у вказаний частотний діапазон. Однак тут виникає питання про рівні вихідної імпульсної потужності

використовуваних джерел з укороченням робочої довжини хвилі. Це пов'язано зі збільшенням омичних втрат та погіршенням ефективності взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем у разі електровакуумних приладів. У разі твердотільних джерел скорочується час прольоту носіїв заряду через активну область.

До пристроїв, здатних забезпечити високі рівні імпульсної вихідної потужності в діапазоні ВВЧ, можна віднести прилади на циклотронному резонансі. Відомий гіротрон, що працює на частоті 74,2 ГГц. Його вихідна потужність становить 100 кВт в імпульсі при прискорювальній напрузі 30 кВ, струмі пучка 10 А та індукції магнітного поля в області резонатора рівної 2,75 Т [5]. Як бачимо генератори подібного типу не можна віднести до компактних та мобільних джерел.

Якщо подивитися на імпульсні твердотільні джерела, то тут різко зменшуються рівні вихідної імпульсної потужності зі зростанням частоти. На частотах до 10 ГГц імпульсна потужність діодів Ганна у хвилевідній камері становить близько 2 кВт. На частоті 20 ГГц вона зменшується до 200 Вт, а на частотах близько 64 ГГц вона вже не перевищує сотень міліватів [6]. Генератори на лавинно-прогонових діодах на частотах 30 - 40 ГГц в імпульсному режимі забезпечують вихідну імпульсну потужність понад 50 Вт. На частотах 90 - 100 ГГц їхня вихідна імпульсна потужність становить кілька десятків Вт [7]. Таким чином, за допомогою твердотільних імпульсних джерел отримати високу імпульсну потужність в діапазоні ВВЧ практично неможливо.

Тепер розглянемо імпульсні електровакуумні джерела М-типу. Зупинимось на магнетронах. Прилади цього типу, як правило, мають вищий коефіцієнт корисної дії, тому вони привабливіші. За імпульсного режиму роботи на частоті 37 ГГц вихідна потужність магнетрону становить 30 кВт, на частоті 73 ГГц – 20 кВт, а на частоті 136 ГГц – 7 кВт [8]. Як бачимо, у ВВЧ діапазоні за допомогою магнетронів отримати рівні імпульсної потужності

порядку 50 кВт, які достатні для ефективного впливу на БПЛА, також є складним технічним завданням.

Одним із можливих шляхів вирішення цього завдання є підсумовування потужностей кількох джерел у резонансному обсязі. При цьому резонансна система повинна бути адекватна частотному діапазону, що розглядається. Тому як таку систему доцільно розглядати відкритий резонатор (ВР). Як показано в роботі [9], перспективнішими є системи підсумовування потужностей окремих джерел, які винесені з резонансного обсягу. Практично у всіх наведених роботах щодо підсумовування потужностей джерел у ВР збуджується основний тип коливань TEM_{00q} [Ошибка! Источник ссылки не найден.-12]. У цьому випадку всі хвилевідні елементи зв'язку окремих джерел з резонансним об'ємом виконані в межах однієї плями поля на дзеркалі. Тому можуть виникнути технічні труднощі, пов'язані із взаємним розташуванням джерел поза резонатором. Особливо це стосується вакуумних генераторів, які мають значні геометричні розміри. Тому перспективнішим для підсумовування потужностей окремих джерел можна вважати використання одного з вищих аксіально-несиметричних типів коливань резонатора, наприклад, TEM_{10q} [14]. У цьому випадку хвилевідні елементи зв'язку джерел з ВР виконуються в центрах кожного з двох плям полів на дзеркалі ВР. З одного боку це має спростити розташування джерел поза резонатором, а з іншого боку збільшити ефективність збудження робочого типу коливання, оскільки елементи зв'язку розташовані в областях з максимальною напруженістю електричного поля у ВР. При цьому залишається відкритим питання про те, як змінюватиметься коефіцієнт підсумовування потужностей окремих джерел при перебудові резонатора.

У роботах [15-16] показано, що тип коливань TEM_{10q} у ВР можна ефективно збуджувати за допомогою апертурних елементів зв'язку. Перевага таких елементів зв'язку полягає в тому, що вони дозволяють розділити функції узгодження по полю та зв'язку. Це має важливе практичне значення. Тому необхідно провести дослідження особливостей підсумовування потужностей

окремих джерел у ВР за допомогою апертурних елементів зв'язку як при фіксованій відстані між дзеркалами, так і при перебудові резонатора. Таким чином, завдання щодо дослідження підсумовування потужностей окремих джерел у ВВЧ діапазоні, винесених з резонансного обсягу, при різних способах збудження ВР є актуальною.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами

Робота виконувалася у відділі вакуумної електроніки Інституту радіофізики та електроніки ім. А. Я. Усікова НАН України в рамках держбюджетних науково - дослідних робіт: “ Нові теоретичні та експериментальні методи в електродинамічному моделюванні, генерації та випромінюванні електромагнітних хвиль гігагерцового та терагерцового діапазонів частот” (шифр “Старт-5”, 2020 р., № держреєстрації 0120U100980); “Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ їх структурних неоднорідностей, поверхонь розподілу та окремих об'єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації” (шифр: “Сенсорика-3”, 2021 р., № держреєстрації 0121U100697).

Мета та завдання дослідження. Мета даної роботи полягає у встановленні фізичних особливостей та закономірностей збудження за допомогою зосереджених та апертурних елементів зв'язку у відкритих коливальних системах вищих аксіально-несиметричних та аксіально-симетричних типів коливань для ефективного підсумовування потужностей окремих джерел у резонансному обсязі.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі **завдання:**

- підбір хвилевідних елементів та створення експериментального стенду для дослідження фізичних особливостей та закономірностей

збудження у відкритих коливальних системах, включених до складу хвилевідних ліній передачі, вищих аксіально-несиметричних та аксіально-симетричних типів коливань;

- провести теоретичний аналіз ефективності збудження вищих аксіально-несиметричних та аксіально-симетричних типів коливань у відкритих коливальних системах, включених до хвилевідної лінії передачі;

- теоретично визначити параметри одновимірних E -поляризованих дифракційних решіток, що розташовуються в розкринах апертурних елементів зв'язку і забезпечують узгодження відкритих коливальних систем з хвилевідними лініями передачі, що підводять, при збудженні вищих аксіально-несиметричних типів коливань;

- експериментальні дослідження особливостей та закономірностей підсумовування потужностей окремих джерел у відкритих коливальних системах, у яких збуджуються вищі аксіально-несиметричні типи коливань.

Об'єкт досліджень – фізичні процеси збудження, взаємодії та перетворення хвильових пучків у відкритих коливальних системах.

Предмет досліджень – особливості збудження та управління властивостями високодобротних аксіально-несиметричних та аксіально-симетричних типів коливань у відкритих коливальних системах, включених до хвилевідної лінії передачі.

Методи досліджень. Для вирішення поставлених у роботі завдань використано основні методи квазіоптики та відомі чисельні методи розв'язування задач електродинаміки:

- для оцінки ефективності збудження вищих типів коливань у ВР та вищих типів хвиль у різних хвилеводах використовується метод розрахунку енергетичних характеристик антен у ближній зоні;

- для вимірювання структур електричних полів вищих типів коливань, що збуджуються в резонаторах за допомогою щілинних та апертурних елементів зв'язку, застосовується метод пробного тіла, що добре зарекомендував себе;

– для вимірювання параметрів окремих пасивних елементів, що входять до складу вимірювальних стендів, використовуються методи вимірювання втрат хвилевідних елементів при їх включенні на відбиття та прохід з використанням панорамного вимірювача КСХН Р2-69.

При експериментальних дослідженнях відкритих коливальних систем і фізичних явищ, що в них відбуваються, в роботі використовуються добре відомі методи НВЧ вимірювань.

Наукова новизна одержаних результатів. У дисертаційній роботі на підставі теоретичного аналізу та експериментальних досліджень відкритих коливальних систем у короткохвильовій частини ВВЧ діапазону отримані такі нові результати:

1. Вперше запропоновано при дослідженні підсумовування потужностей двох джерел у ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} , використовувати хвилевідний E -трийник. Завдяки цьому використовується один діод Ганна, потужність якого ділиться навпіл.

2. Вперше експериментально встановлено, що максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел у ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} за допомогою апертурних елементів зв'язку становить величину 0,9. При цьому в розкриттях таких елементів зв'язку повинні розташовуватися рідкісна ($\ell > 0,1\lambda$) одновимірні E -поляризована дифракційна решітка.

3. Вперше теоретично показано, що, розміщуючи густі одновимірні дротяні решітки (E -поляризація) різного періоду ℓ (0,1 мм, 0,2 мм, 0,3 мм) в розкриттях апертурних елементів зв'язку, можна узгодити резонатор, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} з хвилевідним трактом на частоті других гармонік діодів Ганна. В цьому випадку на частоті основних гармонік діодів Ганна резонатор матиме високий коефіцієнт відбиття від зазначених одновимірних дротяних решіток.

4. Вперше показано, що ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі, виконаному в центрі одного з дзеркал відкритої коливальної системи, за допомогою вищих типів коливань TEM_{30q} та TEM_{11q}^* – не велика. З максимальною ефективністю, що дорівнює 0,955, зазначена хвиля збуджується в круглому надрозмірному хвилеводі за допомогою внутрішнього кільця поля виродженого аксіально-симетричного типу коливань TEM_{11q}^* .

5. Вперше експериментально встановлено, що при збудженні у відкритій коливальній системі типів коливань за допомогою щілинних елементів зв'язку, виконаних на криволінійному відбивачі і зміщених до периферії дзеркал більше, ніж на дві довжини хвилі, в резонаторі збуджуються аксіально-симетричні типи коливань квазі- TEM_{11q}^* та квазі- TEM_{01q}^* .

Практичне значення одержаних результатів.

У роботі розроблено науково-технічну основу для побудови ефективних суматорів потужності в міліметровому діапазоні на основі відкритих коливальних систем із зосередженими та апертурними елементами зв'язку.

Розгляд першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань як робочого, який збуджується у відкритій коливальній системі за допомогою зосереджених і апертурних елементів зв'язку, дозволить складати в резонансному обсязі сигнали не тільки твердотільних, але і вакуумних джерел, зокрема, магнетронів. Це дозволить отримувати в міліметровому діапазоні компактні джерела з кВт рівнями потужності. Це може мати важливе практичне застосування для боротьби з БПЛА.

Результати досліджень щодо збудження у відкритих коливальних системах з відрізком круглого хвилеводу високочастотних типів коливань TEM_{30q} і TEM_{11q}^* дозволять використовувати таку резонансну систему для вимірювання резонансним методом електрофізичних параметрів речовин, що мають плоску або циліндричну форми. Така резонансна система може застосовуватися для зазначених цілей, як у міліметровому, так і субміліметровому діапазонах довжин хвиль.

Проведені теоретичні дослідження з вибору оптимальних розмірів апертурних елементів зв'язку для ефективного збудження першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань і параметрів одновимірних дифракційних решіток, які містяться в розкритках цих елементів зв'язку для узгодження з хвилевідними трактами, що підводять, можуть знайти практичне застосування в радіолокації діапазон під час створення гетеродинних джерел з урахуванням відкритих коливальних систем.

Результати роботи можуть бути рекомендовані для застосування в організаціях: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна (Харків), Харківський національний університет радіоелектроніки (Харків), РІ НАНУ (Харків), ІРЕ НАНУ (Харків), Інститут електродинаміки НАНУ (Київ), ІФ НАНУ (Київ).

Особистий внесок здобувача.

В роботах [17-19], написаних у співавторстві, автор брав участь в проведенні експерименту, розрахунок коефіцієнтів відбиття та ефективності збудження коливань, обговоренні та аналізі результатів, обробці результатів експериментів, оформленні статей. В [20] автор розраховував оптимальні розміри дзеркал резонатора та відстані між ними, провів розрахунок опору коаксіальної лінії передачі, оформлення патента. В [21-23] взяв участь у вимірі ділянок спектра коливань, провів ідентифікацію типів коливань, що збуджуються, обробив результати та оформив тези.

Апробація матеріалів дисертації. Матеріали дисертаційної роботи були представлені та доповідалися на наступних конференціях:

- 2022 IEEE 41st International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO), (Kyiv, October 10-14, 2022);
- IEEE Conference on Problems of Infocommunications, Science and Technology (PIC S&T'2022) (Kyiv, October 10–12, 2022,)
- 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW) (Kharkiv, November 10–14, 2022).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані в 3 наукових працях, з них 2 статті в науковому фаховому виданні України, 1 стаття в науковому зарубіжному виданні держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку. Усі видання [17-19] включені до наукометричних баз Scopus та Web of Science. Ще одна публікація [20] є Патентом України на винахід, що пройшов кваліфікаційну експертизу. Результати дисертації також опубліковані в 3 тезах міжнародних наукових конференцій [21-23].

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі анотації, вступу, п'яти розділів, загальних висновків, списку використаних джерел, одного додатку. Повний обсяг дисертації становить 172 сторінок, з яких основний текст викладено на 129 сторінках. Робота містить 53 рисунки. Список використаних джерел містить 120 найменувань.

РОЗДІЛ 1

СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ ОКРЕМИХ ДЖЕРЕЛ У ВВЧ ДІАПАЗОНІ

Безпілотні літальні апарати (БПЛА) знайшли широке застосування у різних галузях життєдіяльності людини. Вони використовуються: у сільському господарстві для визначення меж та розмірів земельних ділянок; для моніторингу довкілля; у логістиці, зокрема, для інвентаризації та виявлення ушкоджень; охорони стратегічно важливих об'єктів. Але, як часто буває за технічного прогресу, передові розробки починають активно застосовуватися у військових цілях. І сьогодні БПЛА, у тому числі малі, є реальною загрозою. Вони активно використовуються у розв'язаній Росією війні проти нашої країни. Тому на сьогоднішній день дуже актуальним завданням є боротьба з БПЛА. З відомих методів боротьби з БПЛА можна назвати такі [1-2].

1. Застосування засобів протиповітряної оборони. Сучасні комплекси протиповітряної оборони для поразки БПЛА змушені витратити багато боєприпасів. Незважаючи на це, ймовірність ураження БПЛА за допомогою цих засобів залишається низькою.

2. Засоби радіоелектронного придушення потребують виключно енергетичного забезпечення, яке може бути стаціонарним. Однак придушення каналів навігації, керування та радіозв'язку не гарантує, що БПЛА припинить свій політ. Тому відсутність однозначної реакції БПЛА на успішне пригнічення є суттєвим недоліком комплексів протидії БПЛА, що ґрунтується на радіоелектронному придушенні.

3. Поразка БПЛА лазерним випромінюванням в даний час є ще одним перспективним способом протидії, але поки що не набув широкого поширення. Однак унаслідок дуже малого перерізу лазерного променя ($0,2 \div 0,8$ м) на відстані близько 10 км й вище виникає проблема точного наведення променя на ціль (БПЛА).

4. Недоліків, властивих описаним вище методам боротьби з БПЛА, позбавлені засоби, принцип дії яких ґрунтується на формуванні спрямованого електромагнітного випромінювання для заподіяння шкоди цілям. Для досягнення поставлених завдань застосовуються генератори потужного електромагнітного випромінювання. Такі засоби мають великий "площинний ефект", забезпечуючи відносно ефективне припинення польоту практично всіх БПЛА, що потрапляють в зону їх дії.

При впливі електромагнітних хвиль дециметрового діапазону на металевих корпусах радіоелектронних систем БПЛА наводяться значні електрорушійні сили. Внаслідок чого відмовляють різні електронні схеми та виконавчі елементи. При впливі електромагнітних хвиль сантиметрового діапазону пошкоджуються вхідні пристрої, зокрема, НВЧ діоди. Електромагнітні хвилі вкрай високочастотного діапазону (ВВЧ), і особливо його короткохвильової частини, проникають у щілини екранів, пошкоджуючи як вхідні ланцюги, так і екрановані пристрої мікроелектроніки. Таким чином, при використанні хвиль ВВЧ діапазону для досягнення поставленої мети достатньо мати більш низькі рівні напруженості електричного поля в місці знаходження БПЛА для виведення його з ладу.

1.1 Компактні джерела імпульсної та безперервної дії ВВЧ діапазону

Для боротьби з БПЛА можна було б застосувати імпульсні джерела, які характеризуються високими рівнями вихідної потужності в діапазоні ВВЧ. У якості прикладу розглянемо гіротрон. Так відомий прилад [5,24], який працює на частоті 74,2 ГГц. При цьому прискорююча напруга гіротрона становить 30 кВ, струм пучка 10 А, а індукція магнітного поля в області резонатора дорівнює 2,75 Т. При цьому його вихідна потужність дорівнює 100 кВт в імпульсному режимі.

Має практичний інтерес розглянути також лазер на вільних електронах. Вихідна імпульсна потужність такого генератора складає близько 50 кВт на частоті 100 ГГц [25]. Прикладена до ондулятора прискорююча напруга становить 400 кВ, а індукція магнітного поля, що фокусує, дорівнює 1,45 Т. Як видно з наведених прикладів, використання подібних генераторів для боротьби з БПЛА неможливо. Це пов'язано з їх геометричними розмірами та вагою через величини прискорюючої напруги та індукції магнітного поля.

Тому розглянемо різні типи компактних джерел, як імпульсної, так і безперервної дії, які відносяться до діапазону ВВЧ. При цьому обмежимося розглядом генераторів, які характеризуються порівняно низькими значеннями напруги, що прискорює, та індукції магнітного поля. Облік цих параметрів є особливо важливим при створенні компактних переносних або мобільних пристроїв, які можуть ефективно впливати на БПЛА.

В якості твердотільних джерел розглянемо діоди Ганна. У безперервному режимі їхня максимальна вихідна потужність становить близько 2 Вт на частотах до 10 ГГц, близько 0,5 Вт на частотах до 20 ГГц. За подальшого підвищення частоти генерації максимальна вихідна потужність продовжує зменшуватися. Так, в діапазоні частот 26 - 35 ГГц вона становить близько 300 мВт і близько 15 мВт на частотах 130 - 140 ГГц [26]. Аналогічна ситуація має місце і для діодів Ганна, які працюють у імпульсному режимі. На частотах до 10 ГГц імпульсна потужність таких твердотільних джерел становить близько 2 кВт. На частоті 20 ГГц імпульсна вихідна потужність джерел, що розглядаються, зменшується до 200 Вт і становить кілька сотень міліватів на частотах порядку 64 ГГц [6]. У той же час генератори на лавинно-пролітних діодах, розташованих у хвилевідній камері, на частотах 30-40 ГГц в імпульсному режимі забезпечують вихідну імпульсну потужність більше 50 Вт. На частотах 90 - 100 ГГц їхня вихідна імпульсна потужність становить кілька десятків Вт [7,27,28]. Як бачимо, зі зростанням частоти падає вихідна потужність як безперервних, так і імпульсних твердотільних джерел. Це пов'язано з роллю паразитних параметрів приладу, що збільшується, і

укороченням часу прольоту носіїв заряду в активній області. Таким чином, за допомогою твердотільних імпульсних джерел отримати високу імпульсну потужність в діапазоні ВВЧ практично неможливо. Вирішення цієї проблеми може бути отримано при використанні резонансної системи, адекватної частотному діапазону, що розглядається, в якій складаються потужності окремих твердотільних джерел.

Тепер розглянемо електровакуумні прилади. Їхня вихідна потужність зі зростанням частоти змінюється аналогічним чином. Розглянемо спочатку магнетрони, які належать до приладів *М*-типу. При імпульсному режимі роботи магнетрону на частоті 37 ГГц його вихідна потужність становить 30 кВт, на частоті 73 ГГц – 20 кВт, на частоті 136 ГГц – 7 кВт. Тепер розглянемо безперервний режим роботи магнетрона міліметрового діапазону. І тут на частоті 35,5 ГГц вихідна потужність магнетрону дорівнює 3 Вт, на частоті 54,5 ГГц – 1 Вт, але в частоті 128,8 ГГц – 0,3 Вт. [8,29]. Як електровакуумні прилади *О*-типу розглянемо лампу зворотної хвилі ЛЗХО-клінотрон. Зі збільшенням робочої частоти вихідна потужність приладів цього типу, що працюють у безперервному режимі, веде себе наступним чином. На частоті 37,5 ГГц максимальна вихідна потужність клінотрону дорівнює 30 Вт, на частоті 75 ГГц – 4 Вт, на частоті 140 ГГц – 2 Вт. В імпульсному режимі в довгохвильовій частині ВВЧ діапазону вдалося отримати вихідну потужність близько 10 кВт. У той самий час на частоті 285,7 ГГц вихідна імпульсна потужність становить 500 Вт [30,31]. Як бачимо зі зростанням частоти зменшується вихідна потужність електровакуумних приладів як *М*-типу, так і *О*-типу. Це, з одного боку, пов'язано з погіршенням ефективності взаємодії електронного потоку з полем однієї з поверхневих гармонік уповільнюючої системи при зменшенні геометричних розмірів приладу. А з іншого боку – зі збільшенням омичних втрат.

1.2 Компресори мікрохвильових імпульсів

Як показано в підрозділі 1.1, у довгохвильовій частині ВВЧ діапазону імпульсна вихідна потужність магнетрону становить близько 30 кВт. Але потужності такого рівня може бути недостатньо для впливу на БПЛА на відстанях $3 \div 5$ км. Виникає природне питання. Яким чином можна підвищити напруженість електричного поля у місці знаходження БПЛА? Відповідь на це питання є.

Одним з способів отримання потужних мікрохвильових імпульсів, що активно розробляються, є метод резонансної імпульсної компресії [32]. Він заснований на накопиченні електромагнітної енергії у високودобротному резонаторі з подальшим її швидким виведенням. Цей метод дозволяє використовувати для отримання коротких мікрохвильових імпульсів стандартні генератори з відносно невисоким рівнем вихідної потужності та великою (мікросекундною) тривалістю імпульсу (магнетрони діапазону ВВЧ). При цьому висока пікова потужність, можливість працювати з великою частотою повторення та порівняно "чистий" модовий склад випромінювання роблять мікрохвильові компресори дуже привабливими для вирішення завдання щодо впливу на БПЛА у ВВЧ діапазоні.

У X -діапазоні для накопичення мікрохвильової енергії використовуються об'ємні одномодові резонатори, а для виведення енергії - інтерференційні перемикачі, що представляють собою електрично керовані або працюючі на самопробі хвилевідні H -трійники на прямокутному хвилеводі [33-35]. Істотним недоліком таких компресорів є невисока добротність накопичувального резонатора. Тому в цьому діапазоні набули розвитку компресори з використанням надрозмірних хвилевідних резонаторів з аксіальною симетрією, що працюють на модах типу TE_{0n} з низькими омичними втратами [36,37]. Це дозволяє суттєво підвищити добротність резонансної системи. Подібні резонансні системи використовуються також

при побудові резонансних компресорів і в більш довгохвильовому S-діапазоні [38,39].

Мікрохвильові компресори першого та другого типу мають великі геометричні розміри. Так у X-діапазоні довжина такого компресора перевищує 2 м, а для нормальної роботи електричного перемикача необхідна напруга з амплітудою імпульсів порядку $20 \div 40$ кВ. З переходом у ВВЧ діапазон застосування подібних резонансних систем неможливе. Одномодові хвилевідні резонатори у вказаному частотному діапазоні матимуть малі геометричні розміри, які пропорційні робочій довжині хвилі, і, як наслідок, низьку добротність. Це пов'язано з тим, що з укороченням довжини хвилі λ зростає поверхневий опір R_s металу, з якого зроблено резонатор, оскільки $R_s = \pi \sqrt{120/\sigma \lambda}$ [40], де σ – питома провідність металу. Якщо збільшувати геометричні розміри, тобто. переходити до надрозмірних циліндричних резонансних систем, то в цьому випадку в резонансному обсязі поряд з типом коливань TE_{01n} будуть збуджуватися інші типи коливань, наприклад, TM_{11n} . У цього типу коливань така сама фазова швидкість, як і у робочого. Тому необхідно вживати додаткових заходів для селекції спектру коливань у таких резонаторах, що є досить складним технічним завданням. У зв'язку з цим у ВВЧ діапазоні необхідно переходити до резонансних систем, які використовують поширення хвиль у вільному просторі – відкритих резонаторів (ВР). Особливістю таких відкритих коливальних систем є те, що, крім високої добротності, їх геометричні розміри становлять кілька десятків довжин хвиль, а зв'язок із вільним простором забезпечує додаткову селекцію спектра коливань та вільний доступ до резонансного обсягу.

Враховуючи геометричні розміри, у ВР крім компресії мікрохвильових імпульсів можна скласти потужності кількох окремих джерел. Хоча, з одного боку, це й призведе до зменшення добротності резонансної системи, але в результаті ми отримаємо виграв у вихідній імпульсній потужності. Тому

розглянемо резонансні системи ВВЧ діапазону, у яких складаються потужності окремих джерел.

1.3 Складання потужностей джерел, розташованих у резонансному обсязі

У цьому випадку квазіоптичну резонансну систему необхідно розглядати як ВР з різними внутрішніми неоднорідностями. До них слід віднести прозорі та відбиваючі дифракційні решітки, канавки і сходи на дзеркалі, що узгоджують прямокутні комірки, елементи узгодження, виконані за планарною технологією, фільтри в ланцюгах зміщення, а також, власне, самі нелінійні елементи – НВЧ-діоди.

У роботах [41,42] описаний твердотільний генератор з відкритою електродинамічною системою. В об'ємі напівсферичного ВР, перпендикулярно осі, розташована дифракційна решітка з із прямокутних металевих брусів (Рис. 1.1). У резонаторі збуджується основний тип коливань TEM_{00q} . Висота брусів h , період l та коефіцієнт заповнення $\theta = d/l$ обирався з умови прозорості решітки для \vec{H} поляризованої хвилі ($h \sim \lambda_{00q}/2$, $l < \lambda_{00q}/2$, $\theta < \lambda_{00q}/4$). Тут λ_{00q} – довжина хвилі в ВР, в якому збуджується основний тип коливань TEM_{00q} , d – ширина щілини дифракційної решітки. У резонаторі подовження хвилі буде тим більше, чим вище поперечний індекс збуджуваного типу коливань.

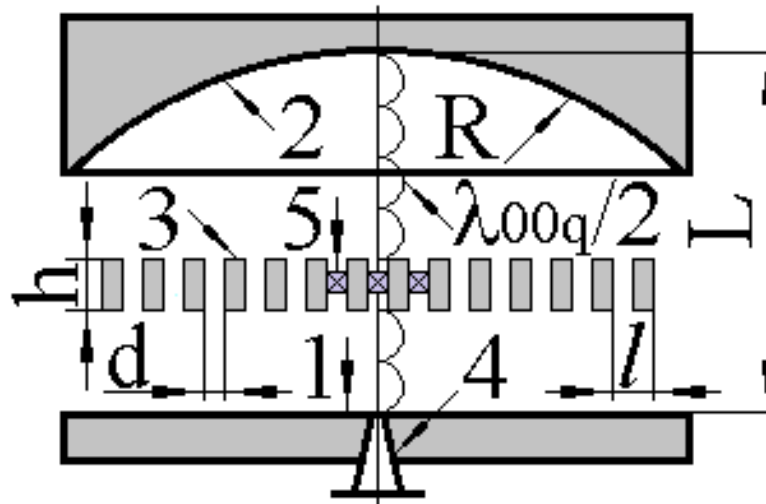


Рис. 1.1. Електродинамічна система твердотілого суматора потужності

Активний елемент 5 встановлювався між двома ізолюваними брусами решітки поблизу осі резонатора. Самі бруси служили струмовводами та радіаторами для відведення тепла. При вибраній резонансній висоті брусів верхня і нижня грані решітки збігаються з вузлами електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі. В цьому випадку в зазорі між брусами напруженість електричного поля максимальна, а сама решітка слабо збуджує робочий тип коливань резонатора. Крім цього, решітки повинні розташовуватися лише поблизу плоского дзеркала ВР 1 (Рис. 1.1), де фазовий фронт хвильового поля плоский.

У міру наближення до сферичного дзеркала резонатора 2 фазовий фронт стає криволінійним, і дифракційна решітка сильно збуджуватиме робочий тип коливань ВР, що в результаті призведе до додаткових втрат для такої резонансної системи. Сигнал резонатора виводиться за допомогою щілинного елемента зв'язку 4.

Якщо між ламелями решітки розташувати не один, а три твердотілих джерела, ми отримаємо суматор потужності на ВР [Ошибка! Источник с ссылки не найден.,13]. Автори отримали у цьому випадку сумарну вихідну потужність близько 49 мВт на частоті 39,265 ГГц [13].

Проведені експериментальні дослідження показали, що навантажена добротність напівсферичного ВР, в обсязі якого розташовані дифракційні

решітки з металевих брусів, знижується втричі [42]. Це позначиться на спектральних та енергетичних характеристиках такого генератора. Тому розміщення активних елементів не в обсязі резонатора, але на поверхні одного з дзеркал, мабуть, буде більш правильним технічним рішенням.

У роботі [43] представлені результати досліджень зі складання потужностей трьох, п'яти та семи діодів Ганна у ВР. Вимірювання проводилися в X -діапазоні. Резонатор утворений двома однаковими сферичними дзеркалами діаметром 225 мм та радіусом кривизни 300 мм. Виведення енергії з ВР здійснювався через щілинний елемент зв'язку з розмірами 23×4 мм, який плавно переходив у прямокутний хвилевід стандартного перерізу 23×10 мм і розташований в центрі одного з дзеркал. Діоди Ганна із струмовводами, що підводять, розташовувалися на поверхні другого дзеркала на відстані $0,7 \lambda$ один від одного, утворюючи гексагональну решітку. Для того, щоб узгодити резонатор (порядку 300 Ом) та діод Ганна (одиниці Ом), кожен встановлювався всередині прямокутного смужкового резонатора, виконаного із фольгованого фторопласту товщиною 1 мм. При складанні потужностей семи діодів у резонаторі було отримано вихідну потужність 600 мВт. Максимальна ефективність складання потужностей у цьому випадку склала близько 70%.

У 1986 році Дж. Мінк опублікував роботу [44], в якій теоретично проаналізував складання потужностей різного числа твердотільних джерел, розташованих на плоскому дзеркалі напівсферичного резонатора у вигляді решітки. Число діодів варіювалося від дев'яти до вісімдесяти одного. У резонаторі збуджувався основний тип коливань TEM_{00q} . За допомогою теорії хвильових пучків (променевих мод), що повторюються, із застосуванням теореми взаємності Лоренца було показано, що плоскі масиви джерел, що містять 25 або більше окремих елементів, ведуть до дуже ефективної передачі потужності енергії від масивів джерел в основний тип коливань резонатора. Також показано, що для ідентичних джерел у правильно спроектованому квазіоптичному суматорі потужності вихідна потужність має тенденцію

збільшуватись набагато швидше, ніж кількість елементів джерела. Так, для 25 окремих джерел вихідна потужність повинна становити 300 мВт, для 49 джерел – 630 мВт, а у випадку 81 елемента – 800 мВт.

Підсумовування потужностей чотирьох джерел, розміщених на плоскому дзеркалі напівсферичного ВР, розглянуто у роботах [45,46]. Була розрахована і виготовлена чотириелементна мікросмужкова решітка з прямокутних випромінювачів на частоту 36 ГГц. Матеріал підкладки – дюрійд з $\varepsilon = 2,33$ і товщиною 0,3 мм. Розміри елементів решітки (Рис. 1.2), отримані з рішення системи трансцендентних рівнянь, дорівнюють: $w = 5,6$ мм; $l = 2,6$ мм; $d = 12,1$ мм; $b = 3,9$ мм; $h = 0,9$ мм.

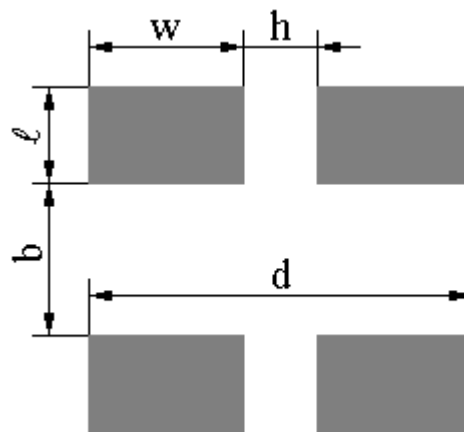


Рис. 1.2. Мікросмужкова решітка

На Рис. 1.3 наведено конструкцію генератора. ВР утворений плоским 1 і сферичним 2 дзеркалами діаметром 55 мм. Радіус кривизни сферичного дзеркала $R = 50$ мм. На поверхні плоского дзеркала розташовувалась чотирирелементна прямокутна мікросмужкова решітка 3. Діоди 4 кріпилися в діодотримачах 5 і встановлювалися під кожним випромінюючим елементом решітки. Напруга живлення до кожного діода підводилося за допомогою низькоомної коаксіальної лінії 6. Завдяки такій конструкції генератора вдалося здійснити роздільне живлення кожного діода та рівномірно розподілити теплове навантаження.

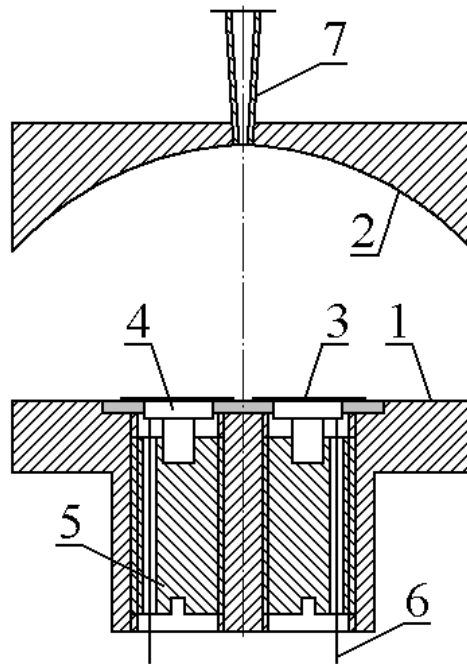


Рис. 1.3. Конструкція напівпровідникового генератора

Основним робочим типом коливань у напівсферичному ВР з мікросмужкову решіткою є тип коливань TEM_{203} . Навантажена добротність цього коливання у резонаторі з решіткою становила величину $Q_H = 343$. Основний тип коливань TEM_{003} у такій резонансній системі теж збуджується, але має ще нижчу навантажену добротність. Виведення НВЧ енергії з резонатора здійснювалося за допомогою розташованого в центрі сферичного дзеркала щілинного елемента зв'язку 7 перетином $7,2 \times 0,1$ мм з плавним переходом до стандартного хвильоводу. Максимальна вихідна потужність при одночасному включенні чотирьох діодів складала $P = 65$ мВт ($L = 13,1$ мм). При цьому частота виявилася рівною 36,19 ГГц.

У роботі [47] запропоновано суматор потужності X -діапазону на базі напівсферичного ВР. Активні елементи розташовані через рівні проміжки у круговій канавці радіусом r_d , виконаної на плоскому дзеркалі. У резонаторі збуджується вищий аксіально-симетричний тип коливань TEM_{01q} . На Рис. 1.4 показана конструкція резонатора, що використовується в експерименті.

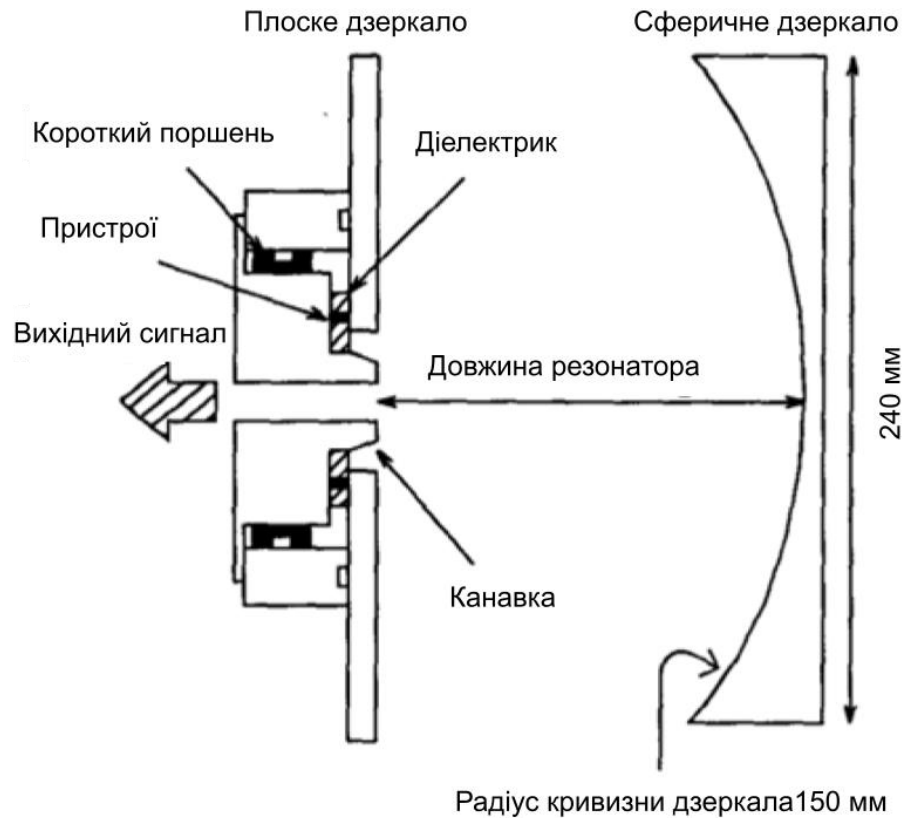


Рис. 1.4. Конструкція суматора потужності, в якому 16 діодів розташовані по колу в канавці на плоскому дзеркалі ВР

Тип коливань TEM_{01q} , який збуджується в резонаторі, являє собою комбінацію двох вироджених типів коливання з азимутальним індексом $l = 1$, змішаних у просторі, з фазами, зрушеними на 90° (Рис. 1.5).

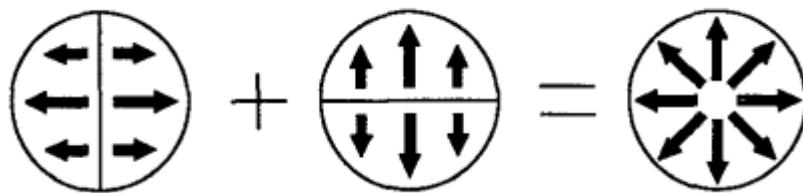


Рис. 1.5. Аксиально-симетричний тип коливань TEM_{01q} як комбінація двох лінійно-поляризованих типів коливань

Як бачимо, електричне поле цієї моди має лише радіальну складову. Активні елементи монтуються через рівні проміжки в круговій канавці на плоскому дзеркалі і пов'язані з осесиметричним полем типу коливань TEM_{01q} ,

що збуджується. При радіусі кривизни глухого сферичного дзеркала, що дорівнює 150 мм, та відстані між дзеркалами $L = 100$ мм резонансна частота порожнього ВР дорівнює 9,91 ГГц. Коли радіус r_d дорівнює 22,5 мм, а кількість активних елементів дорівнює восьми, відстань між твердотільними джерелами становить 17,7 мм, що відповідає приблизно половині довжини хвилі на частоті 10 ГГц. У цьому випадку, як було показано в роботі [48], досягається практично ідеальне складання потужностей. Для випадку із дванадцятьма активними елементами, коли вони розташовувалися по колу більшого радіусу $r_d = 34$ мм, відстань між джерелами становила 17,8 мм. В цьому випадку отримана висока ефективність складання потужностей, але при малій відстані L між дзеркалами резонатора. Однак, коли L збільшується, коефіцієнт підсумовування потужностей окремих джерел знижується. Це пов'язано з зростанням дифракційних втрат для такої резонансної системи [49].

Вважається, що ефективність підсумовування знижується зі збільшенням радіуса r_d . Оскільки довжина хвилі в діелектриці обернено пропорційна квадратному кореню з діелектричної проникності, то вона коротша, ніж у вільному просторі. Відстань між активними елементами відповідає половині довжини хвилі, тому розташувавши діелектричне кільце (Рис. 1.4) у канавці можна, можливо збільшити кількість активних елементів без збільшення r_d . У зазначеній роботі [47] досліджувалося підсумовування 16 діодів Ганна.

Експериментальні дослідження запропонованого суматора потужності проводилися лише у X -діапазоні. Апертури обох дзеркал резонатора дорівнюють 240 мм. Діоди розташовувалися по колу в діелектричному кільці, радіус якого r_d за місцем розташування діодів дорівнює 29 мм. Внутрішній радіус r_{gi} цього діелектричного кільця становив 22,9 мм, а зовнішній його радіус r_{ge} дорівнює 36,5 мм. В якості матеріалу діелектричного кільця використовувався дюрійд з діелектричною проникністю $\varepsilon = 2,33$. Його товщина дорівнювала 3,17 мм. Автори цієї роботи оцінили ефективність підсумовування потужностей окремих твердотільних джерел у

запропонованій резонансній системі. Як виявилось, вона дорівнює 107%. Така величина, отримана авторами, пов'язана, мабуть, з тим, що сумарна потужність вимірювалася на виході ВР, а вихідна потужність кожного діода Ганна з ансамблю вимірювалася в хвилевідній камері, де не враховується взаємний вплив діодів.

Всі розглянуті конструкції генераторів при розташуванні діодів з струмовводами або випромінюючих елементів на поверхні одного з дзеркал або в канавках, виконаних на його поверхні, мають один загальний недолік. Оскільки геометричні розміри всіх цих елементів можна порівняти з робочою довжиною хвилі, то мають місце додаткові дифракційні втрати для такої резонансної системи. І це, крім додаткових омичних втрат. Ці втрати призводять до зниження навантаженої добротності резонансної системи і, як наслідок, зменшення ефективності складання потужностей окремих джерел в резонансному обсязі.

Крім цього, при розташуванні окремих джерел у загальному резонансному обсязі має місце сильний зв'язок між ними. Це викликає труднощі в налаштуванні таких суматорів потужності і робить такі системи критичними до розкидання параметрів окремих джерел навіть за малої кількості [50]. У свою чергу, заходи, спрямовані на усунення цих явищ, призводять до суттєвого ускладнення конструкції самої схеми складання окремих джерел у єдиному резонансному обсязі [51].

Тому перспективнішими, як показано в роботі [9], є системи складання потужностей окремих джерел, які розташовані поза резонансним об'ємом. У цьому випадку зв'язок між активними елементами буде слабшим, ніж у схемах складання потужностей джерел, розташованих у резонансному обсязі [52,53]. Завдяки цьому схеми складання потужностей окремих джерел, винесених з резонансного обсягу, характеризуються простотою налаштування та малою критичністю до розкидання параметрів активних елементів.

При розгляді можливості складання потужностей окремих джерел, винесених з резонансного обсягу, в діапазоні ВВЧ з'являється реальна

можливість використовувати електровакуумні прилади як активні елементи. В результаті це дозволить суттєво збільшити рівень потужності на виході суматора потужності.

1.4 Складання у ВР потужностей джерел, винесених з резонансного обсягу

У роботі [54] розглянуто підсумовування потужностей двох діодів Ганна в сферичному ВР. Відстань між двома криволінійними відбивачами L дорівнює 106,7 мм. Потужність кожного діода Ганна становить 25 мВт, а їх частоти рознесені на 30 МГц. Сигнали від кожного активного елемента надходять у резонатор через щілинні елементи зв'язку, виконані на одному з дзеркал (Рис. 1.6а). Сумарний сигнал із ВР виводиться через щілинний елемент зв'язку, виконаний на іншому дзеркалі (Рис. 1.6б). Резонансна частота типу коливань, що збуджується в резонаторі, становить 94,512 ГГц. Ефективність підсумовування потужностей у цьому випадку склала 79%. Цікаво було б подивитися, як поводить себе ефективність підсумовування потужностей двох активних елементів в резонансному об'ємі при зміні поздовжнього індексу типу коливань, що збуджується. Проте, автори таких досліджень не проводили. Особливістю збудження типів коливань у ВР за допомогою зосереджених елементів зв'язку є поява супутнього випромінювання у зовнішній простір. Воно не лише впливатиме на зв'язок резонатора з хвилевідною лінією передачі, а й призводитиме до додаткових втрат для такої резонансної системи. Ці втрати обумовлені тим, що ширина діаграми спрямованості щілинного елемента зв'язку ширше за апертуру протилежного дзеркала резонатора [55,56]. Крім цього, з'являються додаткові втрати потужності в такій резонансній системі, пов'язані з дифракцією гауссового пучка на щілинних елементах зв'язку, геометричні розміри яких можна порівняти з робочою довжиною хвилі. Оскільки в ряді практичних

випадків ВР використовуються в оболонках [57,58], то це випромінювання призводитиме до згущення спектру коливань за рахунок збудження додаткових типів коливань у таких резонансних системах [57]. До недоліків розглянутого типу зосередженого зв'язку слід віднести складність створення ВР з наперед заданою величиною зв'язку з хвильовідним трактом, що підводить.

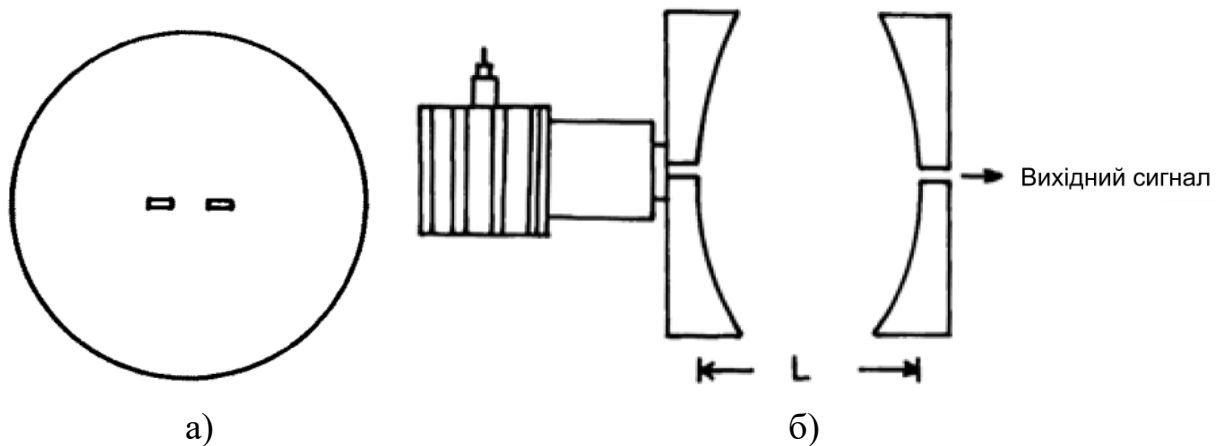


Рис. 1.6 Конфігурація резонатора

Тим не менш, резонансна система для складання потужностей з джерелами, винесеними з резонансного обсягу має одну важливу перевагу. Вона може дозволити складати потужності не тільки твердотільних, а й електровакуумних джерел, які неможливо розташувати в резонансному обсязі через їх геометричні розміри. Зокрема, ми говоримо про магнетрони ВВЧ діапазону, які в імпульсному режимі мають значно вищі рівні вихідної потужності, ніж твердотільні джерела. Це особливо важливо для отримання рівнів імпульсної потужності, достатніх для ефективного впливу на БПЛА.

Для складання потужностей імпульсних магнетронів у ВВЧ діапазоні зазвичай ВР не використовуються. У той самий час у L - S і X - діапазонах застосування закритих об'ємних резонаторів для складання потужностей магнетронних генераторів з метою побудови компресорів електромагнітних імпульсів – звичайне явище [34,37,38]. Тому розглянемо існуючі сьогодні

способи підсумовування потужностей імпульсних магнетронів у ВВЧ діапазоні.

Відома схема синхронізації імпульсних магнетронів із застосуванням стабілізуючого резонатора [60,61]. У хвилевідні тракти імпульсних магнетронів М1 та М2 включені спрямовані відгалужувачі НО1 та НО2 з перехідним ослабленням 6 дБ (Рис. 1.7). Кожен із спрямованих відгалужувачів пов'язаний з резонатором біжучої хвилі (РБХ) налаштованим на робочу частоту магнетронів f_0 , рівну 35 ГГц (після виходу на стабільний температурний режим). Тривалість імпульсу становила 0,2 мкс, свердловність імпульсів дорівнює 2000. Частоти генерації магнетронів в тепловому режимі, що встановився, відрізнялися на 15 МГц. Імпульсні потужності магнетронів М1 та М2 при роздільному включенні на узгоджене навантаження склали 9,5 кВт (М1) та 6,3 кВт (М2). З метою поділу зон синхронізації та підсумовування в тракти магнетронів включені феритові вентилі ВФ1 та ВФ2. Підсумовування здійснюється в 3-дБ подвійному хвилевідному трійнику (ХТ). Узгодження фаз на вході моста здійснюється фазообертачем Ф. Узгодження фаз на виході моста здійснюється короткозамикаючим поршнем (П). Сигнал з виходу хвилевідного трійника надходить на прилад гарячих вимірювань (ПГВ), яким може бути вимірювач імпульсної потужності. Сумарна потужність становила близько 8,3 кВт. Коефіцієнт підсумовування потужностей у даному конкретному випадку дорівнював 0,53. Низький коефіцієнт підсумовування у такій схемі обумовлений наявністю втрат у резонансному контурі та відхиленням частоти РБХ від робочої частоти магнетронів.

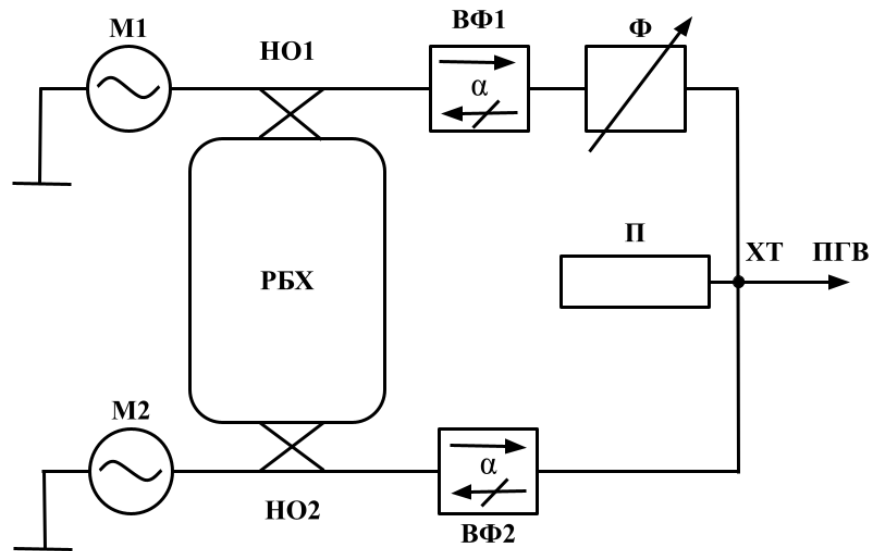


Рис. 1.7. Схема синхронізації та складання потужностей двох магнетронів ВВЧ діапазону з використанням РБХ

Ще одна схема синхронізації із застосуванням чотириплечого феритового циркулятора (ФЦ2) наведена на Рис. 1.8. Синхронізація та підсумовування поділяються за допомогою феритового циркулятора. Фазування здійснюється фазообертачем Ф. Підсумовування забезпечується з використанням *E*-трійника. Особливість полягає в тому, що на його вхідні плечі сигнали від магнетронів М1 та М2 повинні подаватись у протифазі. У такій схемі сумарна потужність становила близько 13 кВт. Частота f_0 , як і в попередньому випадку, дорівнює 35 ГГц, а вихідні потужності магнетронів, як і вище, дорівнюють 9,5 кВт (М1) та 6,3 кВт (М2). Коефіцієнт підсумовування потужностей двох магнетронів, включених за схемою, наведеною на Рис. 1.6, становив 0,82. Це значно вище, ніж із використанням схеми, наведеної на Рис. 1.7.

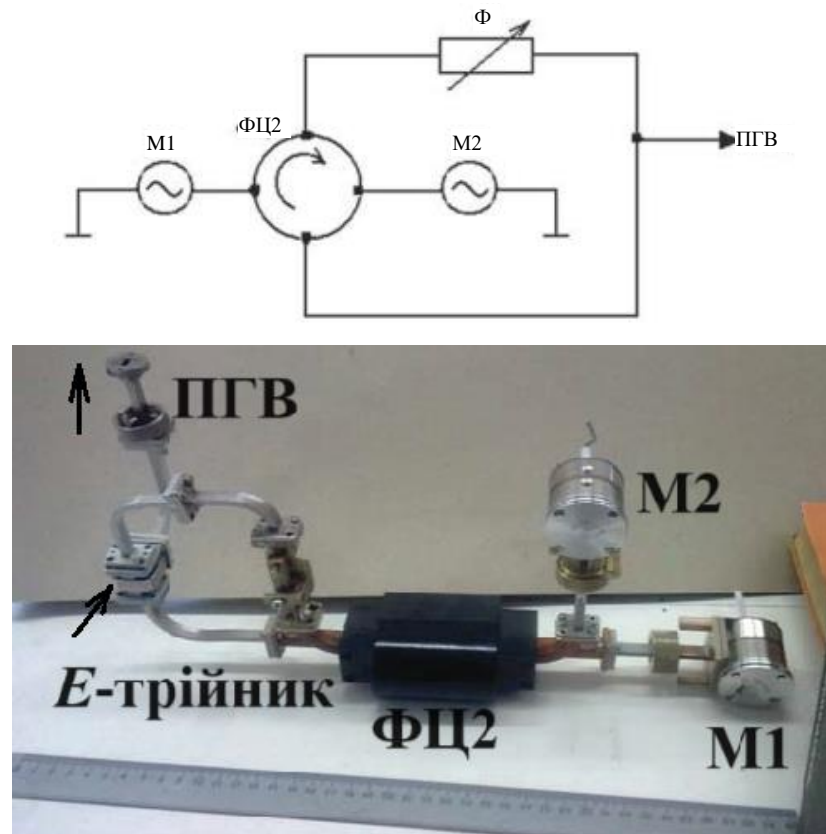


Рис. 1.8. Схема синхронізації та складання потужностей двох магнетронів ВВЧ діапазону із застосуванням феритового циркулятора ФЦ2

Відома також схема підсумовування та синхронізації 3-х магнетронних генераторів 3-мм діапазону довжин хвиль [62,63] на основі хвилевідних мостів перерізом $2,4 \times 1,2$ мм (Рис. 1.9). Зовнішній вигляд схеми підсумовування трьох магнетронів показаний на Рис. 1.10.

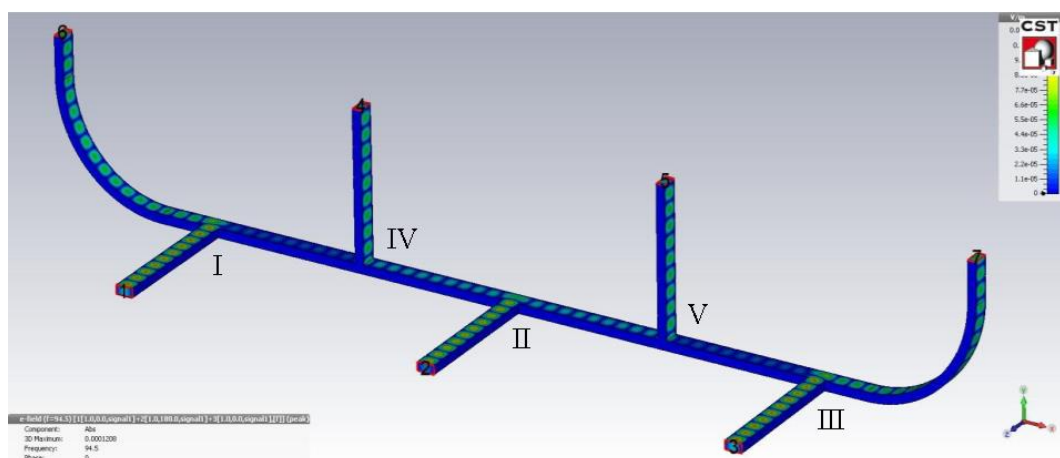


Рис. 1.9. Схема для підсумовування та синхронізації 3-х магнетронів

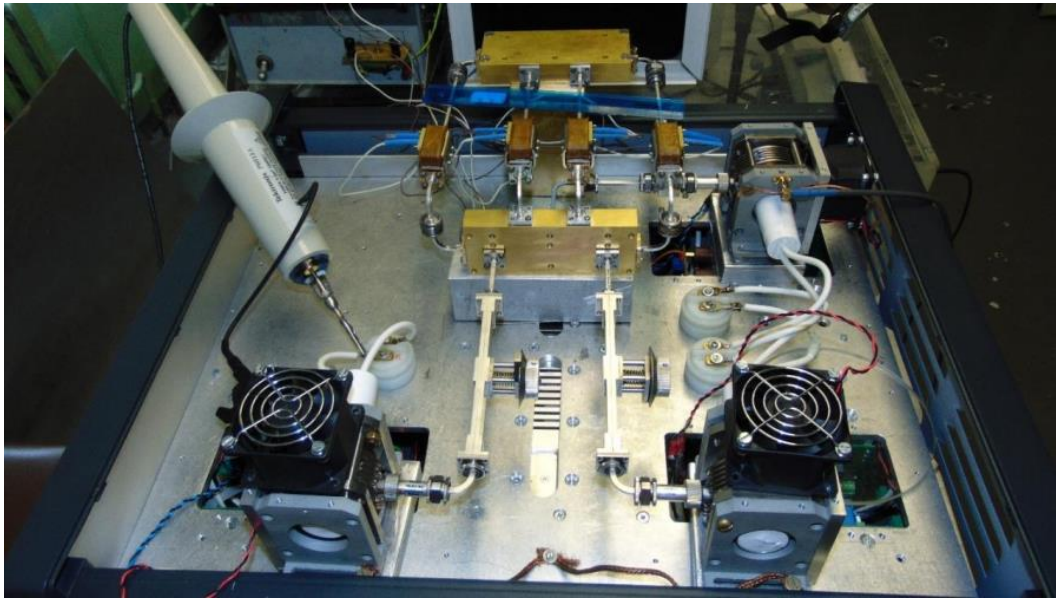


Рис. 1.10. Зовнішній вигляд схеми підсумовування та синхронізації трьох магнетронів, наведеної на Рис. 1.7

Дана схема складається з 3-х трійників *H*-типу (I, II і III) і 2-х трійників *E*-типу (IV і V), пов'язаних між собою відрізками хвильоводів (Рис. 1.9). При цьому порти 1,2,3 є входними, а порти 4,5,6,7 вихідними. У цій схемі для ефективного підсумовування потужностей у вихідних портах 4 і 5 сигнал магнетрону, підключеного до порту 2, повинен бути у протифазі з сигналами магнетронів, підключених до портів 1 і 3 (Рис. 1.9). За допомогою математичного моделювання було виконано розрахунок та оптимізація геометричних розмірів суматора для роботи на частоті входних сигналів використовуваних генераторів. В результаті проведення оптимізації: забезпечено рівномірний розподіл потужності на вихідних портах схеми ($P_{вих1} \approx P_{вих2} \approx P_{вих3} \approx P_{вих4}$, при цьому розкид $\Delta P_{вих}$ склав не більше 5%); забезпечено необхідний рівномірний розподіл відбитої потужності на входних портах схеми ($P_{отр1} \approx P_{отр2} \approx P_{отр3}$ при цьому розкид $\Delta P_{отр}$ склав не більше 5%, при відбитті ($\Gamma < -10$ дБ)). Вхідні параметри магнетронів: імпульсна потужність 5,5 кВт, 6,2 кВт та 5,7 кВт; тривалість імпульсу 200 нс; частота посилок 2000 Гц; власні частоти магнетронів $f_0 - 10$ МГц, $f_0 + 20$ МГц, $f_0 - 20$ МГц. Тут f_0 як і вище, частота на якій відбувається підсумовування потужностей магнетронів. В результаті експерименту отримані наступні

результати: сумарна імпульсна потужність чотирьох каналів 4, 5, 6 і 7 дорівнює 13,8 КВт; нерівномірність розподілу потужності каналами близько 5%; тривалість вихідного імпульсу становить 200 нс; смуга "захоплення" 40 Гц; коефіцієнт підсумовування дорівнює 0,79; максимальна смуга близько 100 МГц.

Як бачимо, розглянуті хвилевідні схеми підсумовування потужностей магнетронів ВВЧ діапазону забезпечують досить високий коефіцієнт підсумовування (близько 0,8). Правда це не стосується схеми підсумовування, в якій для синхронізації окремих магнетронів у схему включений резонатор біжучої хвилі (Рис. 1.7).

Вважається, що найбільш ефективним способом підсумовування та синхронізації вихідних сигналів потужних імпульсних магнетронів у резонансному обсязі є застосування 3 дБ хвилевідних мостів. Ідея використання таких пристроїв була викладена ще в роботах 60-х років минулого століття [64,65]. У діапазоні ВВЧ і особливо в його короткохвильовій частині хвилевідні мости мають малі поперечні розміри. Так, у триміліметровому діапазоні довжин хвиль поперечний переріз одномодового прямокутного хвилеводу, як було сказано вище, дорівнює $2,4 \times 1,2$ мм. Тому електрична міцність подібних пристроїв недостатня для роботи з кіловатними рівнями імпульсної потужності. Тому було запропоновано використати квазіоптичні принципи формування сумованого сигналу. Для цих цілей було розроблено квазіоптичний міст [62,66]. Така схема конструктивно найбільш близька до підсумовування сигналів окремих джерел у квазіоптичному ВР.

Принцип роботи квазіоптичного мосту (Рис. 1.11) заснований на ефекті Тальбота, який у даному випадку спостерігається у надрозмірному прямокутному хвилеводі. Ефект Тальбота добре відомий в оптиці і спостерігається для решіток із строго періодичною структурою. Його суть полягає в тому, що при проходженні через періодичну решітку світлове поле перерозподіляється у просторі таким чином, що в одних місцях світлові хвилі

складаються у фазі та дають максимуми інтенсивності світла, а в інших, навпаки, спостерігаються мінімуми. Просторово-періодичні структури, що виникають в результаті цього, являють собою килими Тальбота. В результаті на певних відстанях за решіткою формуються зображення початкової періодичної решітки, які багаторазово повторюються через рівні проміжки. [67].

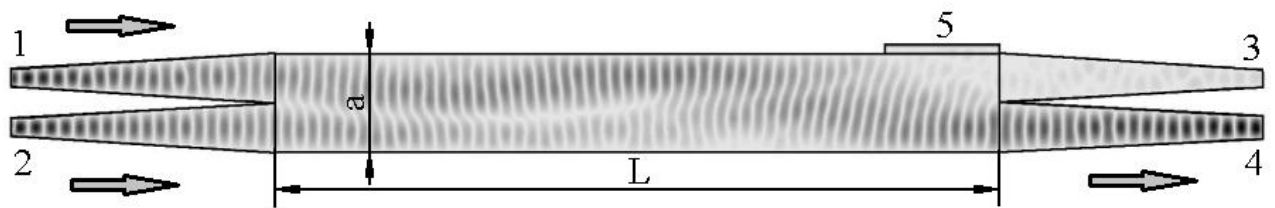


Рис. 1.11. Розподіл електричного поля у суматорі

Розрахунок моделі суматора, наведеного на Рис. 1.11 був проведений на частоті 94,4 ГГц [66]. Вхідні порти 1 і 2 є хвилевідні переходи з перерізу прямокутного одномодового хвилеводу $2,4 \times 1,2$ мм на переріз 6×2 мм. Отже, можна сказати, що суматор потужності, що розглядається, збуджується двома *H*-секторіальними рупорами і такі ж рупори 3 і 4 стоять на виході. Порт 4, у якому відбувається підсумовування, має поперечні розміри $3 \times 1,5$ мм.

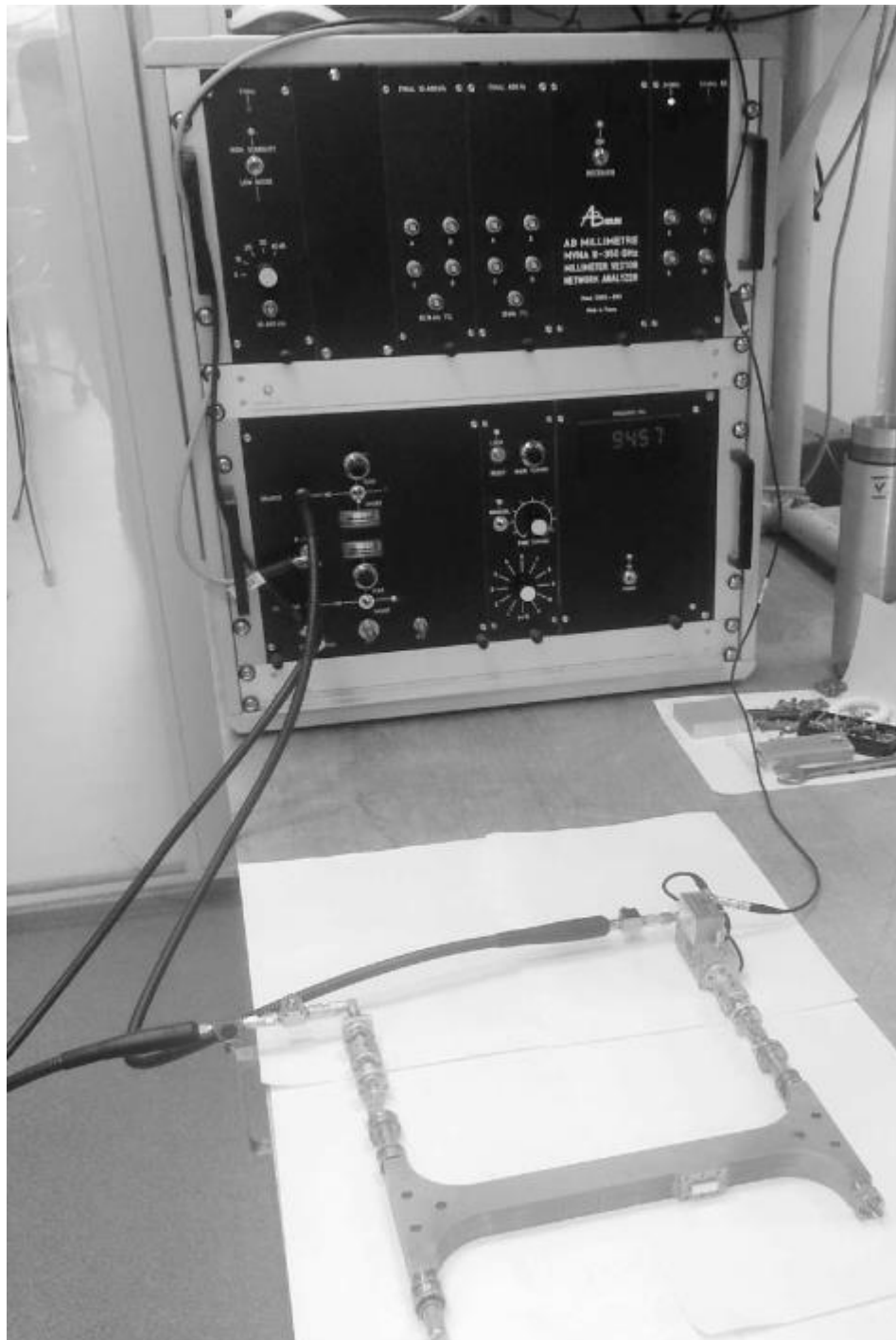


Рис. 1.12. Фотографія досліджуваного квазіоптичного мосту

Ширина середньої частини квазіоптичного суматора $a \approx 12$ мм, при цьому довжина суматора L становить 94,6 мм. Ця довжина отримана при оптимізації за максимальним коефіцієнтом підсумовування в порту 4 і трохи відрізняється від довжини, що дається виразом $L = 2a^2 / \lambda = 91$ мм.

Детальний розрахунок такого суматора потужності за допомогою програми CST Studio показав, що деякі вищі типи коливань виявилися

замкненими у центральній частині суматора. Це призводить до резонансного поглинання випромінювання всередині пристрою. Щоб уникнути цього ефекту, автори запропонували використовувати додатковий елемент. Для цього поблизу непрацюючого порту 3 (область слабого поля) у бічній стінці суматора був створений порт 5, що являє собою прямокутний надрозмірний хвилевід перетином 15×2 мм з узгодженим навантаженням (Рис. 1.9). При чисельному моделюванні на порти 1 і 2 подаються поодинокі сигнали з різницею фаз $\pi / 2$. Підсумовування відбувається у порту 4. Розподіл поля у суматорі потужності показано на Рис. 1.11.

Через відсутність двох когерентних джерел з регульованими фазами експериментальна перевірка пристрою проходила на прикладі поділу одиничного сигналу, поданого в порт 4 між портами 1 і 2. Отримані за допомогою векторного аналізатора (Рис. 1.12) експериментальні дані були дуже близькі до розрахункових. Невелике зменшення коефіцієнта проходження обумовлено якістю виготовлення хвилевідної поверхні суматора потужності. Також експериментально підтверджено ефективність роботи порту 5 з поглинаючою вставкою. Оскільки задачі електродинаміки мають принцип взаємності, можна сказати, що коефіцієнт підсумовування такого квазіоптичного мосту становить 2,8 дБ. Крім того, введення у суматор потужності елемента поглинання у вигляді додаткового порту 5 з узгодженим навантаженням дозволило позбутися паразитних резонансів та забезпечити робочу смугу частот запропонованого квазіоптичного суматора потужності на рівні 800 МГц.

Проведений у цьому розділі аналіз показує, що для створення високоефективних суматорів потужності необхідно активні елементи виносити з ВР для зменшення омичних та дифракційних втрат. Крім того, необхідно забезпечити узгодження джерел із резонансною системою для збільшення коефіцієнта підсумовування потужностей. При цьому сам резонатор повинен мати одночастотний відгук для запобігання перекачування

частини потужності, що накопичується в об'ємі, в неробочі вищі типи коливань, які є паразитними.

Висновки до розділу 1

Проведений аналіз літературних джерел показує, що актуальним завданням сучасної радіофізики є створення резонансних систем, які адекватні діапазону ВВЧ і які можуть забезпечити ефективне збудження робочих типів коливань і високий коефіцієнт підсумовування потужностей окремих джерел, винесених з резонансного обсягу. Це буде мати важливе практичне значення для створення пристроїв, здатних протидіяти БПЛА.

Основні висновки цього розділу полягають у наступному:

1. У діапазоні ВВЧ для ефективного складання потужностей окремих джерел доцільно використовувати резонансні системи, адекватні цьому частотному діапазону – відкриті коливальні системи, включені в хвилевідну лінію передачі.

2. Для отримання кіловатних рівнів потужності необхідно застосовувати схему підсумовування потужностей із джерелами, винесеними з резонансного об'єму. Це дозволить використовувати у якості таких джерел електровакуумні прилади, зокрема, магнетрони, які в зазначеному діапазоні мають значно вищі рівні вихідної потужності, ніж твердотільні активні елементи. Така схема побудови суматорів потужності дозволить знизити омичні та дифракційні втрати в резонансній системі, що в результаті приведе до збільшення добротності робочого типу коливань і, як наслідок, зростання стабільності частоти вихідного сигналу.

3. Майже у всіх розглянутих випадках під час підсумовування потужностей окремих джерел у ВР збуджувався основний тип коливань TEM_{00q} . В цьому випадку всі зосереджені елементи зв'язку (щілини або отвори) мають бути виконані в межах однієї плями поля робочого типу

коливань. У ряді практичних випадків це може бути досить складне технічне завдання. Тому для підсумовування потужностей окремих джерел у резонаторі доцільно збуджувати один з вищих типів коливань залежно від кількості джерел, що підсумовуються. Йдеться про типи коливань TEM_{10q} (два джерела) або TEM_{20q} (три джерела). У цьому випадку зосереджені елементи зв'язку розміщуються на дзеркалі по одному в плямах полів робочого типу коливань. Також залишається не дослідженим питання про те, як поводить себе коефіцієнт підсумовування потужностей активних елементів при зміні відстані між дзеркалами ВР.

4. Під час підсумовування потужностей у резонансному обсязі всі окремі джерела мають бути узгоджені з ВР. З використанням зосереджених елементів зв'язку це зробити складно. З іншого боку ширина діаграми спрямованості зосереджених елементів зв'язку ширша за апертуру протилежного дзеркала резонатора. Тому при такому способі збудження з'являється випромінювання частини потужності, що надійшла резонатор, у вільний простір. Так як геометричні розміри елементів зв'язку можна порівняти з довжиною хвилі, то з'являються також додаткові втрати потужності через дифракцію гауссового пучка на них. Усе це призведе до зниження коефіцієнта підсумовування в резонансній системі, що розглядається. Тому для підсумовування потужностей окремих джерел, винесених із обсягу резонатора, доцільно застосовувати не зосереджені, а апертурні елементи зв'язку. Вони дозволяють розділити функції узгодження по полю та зв'язку під час збудження коливань у ВР.

РОЗДІЛ 2

ПІДСУМУВАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ ОКРЕМИХ ДЖЕРЕЛ У ВР, ЩО ЗБУДЖУЄТЬСЯ ЩІЛИННИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ

Останнім часом виникла значна цікавість до терагерцевого частотного діапазону [68–72]. Оскільки хвилі цього діапазону проникають через папір, пластмасу, одяг, вони можуть бути застосовані для огляду в місцях масового скупчення людей методами активної чи пасивної локації. Терагерцеві хвилі становлять інтерес для аналізу спектрів окремих зірок і галактик. Електромагнітне випромінювання цього діапазону здатне проникати в біологічну тканину на невеликі відстані і відбиватися назад, що дозволяє діагностувати деякі форми раку за допомогою безпечніших і менш агресивних та болючих процедур. Для успішного розв'язання не тільки перерахованих, але і багатьох інших задач необхідні компактні когерентні джерела терагерцевого випромінювання, що забезпечують рівні вихідної потужності, достатні для кожного конкретного практичного застосування. Однак із зростанням частоти падає вихідна потужність як твердотільних, так і класичних електровакуумних джерел. У першому випадку це пов'язано із збільшенням ролі паразитних параметрів приладу і укороченням часу прольоту носіїв заряду в активній області, а в другому – зі збільшенням омичних втрат і погіршенням ефективності взаємодії електронного потоку з однією з поверхневих гармонік сповільнювальної системи при зменшенні геометричних розмірів приладу.

Одним із можливих способів вирішення цих проблем є, як зазначалося в розділі 1, використання суматорів потужності. У НВЧ діапазоні найбільш широко використовуються мостові схеми та складання потужностей окремих джерел в одному резонансному обсязі [73]. З переходом до субтерагерцевого ($0,1 < f < 0,3$ ТГц), і тим більше, терагерцевого діапазонів ($0,3 < f < 3$ ТГц) [74] вимоги до точності виробництва бази елементів збільшуються. З іншого боку,

для отримання в об'ємі резонатора одномодового режиму, їх геометричні розміри повинні бути такого ж масштабу як і робоча довжина хвилі. Це призводить до зменшення обсягу, зайнятого робочими коливаннями, і, отже, добротності, що в кінцевому підсумку вплине на коефіцієнт підсумовування потужностей окремих джерел. Тому в цих діапазонах частот необхідно перейти до ВР, які використовуються для підсумовування потужностей твердотільних джерел у діапазоні ВВЧ [41,43,75–77]. У всіх цих роботах джерела коливань розташовані в резонансному обсязі. У цьому випадку, як було показано у розділі 1, існує сильний зв'язок генераторів із загальним резонатором і, як наслідок, між собою. Це спричиняє труднощі у налаштуванні суматора потужності та робить такі системи критичними для розкиду параметрів окремих джерел, навіть з невеликою їх кількістю[9]. У зв'язку з цим найбільш перспективними є ВР з джерелами, що винесені з резонансного обсягу [12,54]. У цьому випадку забезпечується синхронізація активних елементів, а зв'язок між ними стає слабшим. Усі джерела, що складаються пов'язані з коливаннями резонатора за допомогою щілинних елементів зв'язку.

Для підсумовування потужностей твердотільних джерел у ВР використовується, як правило, основний тип коливань TEM_{00q} [12,75,76]. В цьому випадку всі щілинні елементи зв'язку повинні бути розташовані в межах плями поля основного типу коливань ВР на плоскому дзеркалі. На нашу думку для підсумовування потужностей твердотільних джерел найперспективнішим є використання вищих типів коливань резонатора, які описуються функціями Ерміта-Гаусса, як це зроблено у роботі [54]. Тут у резонаторі збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} , який характеризується двома плямами поля робочого типу коливань на плоскому дзеркалі. У центрі кожної плями поля на дзеркалі ВР виконаний щілинний елемент зв'язку. У резонаторі підсумовуються потужності двох джерел. Застосування інших вищих аксіально-несиметричних типів коливань TEM_{20q} чи TEM_{30q} , на перший погляд, здається недоцільним. Використання зазначених типів коливань дозволить скласти потужності трьох (TEM_{20q} тип

коливань) чи чотирьох (TEM_{30q} тип коливань) джерел у ВР. Однак у цих випадках для отримання малих дифракційних втрат необхідно збільшувати апертури дзеркал резонатора. Це пов'язано зі збільшенням обсягу, що займають кожен із цих типів коливань. У результаті це призведе до збільшення геометричних розмірів суматора потужності. Проте застосування зазначених типів коливань для вирішення поставленої в дисертаційній роботі завдання, вимагає проведення додаткових досліджень.

Представляє практичний інтерес проаналізувати підсумовування потужностей двох діодів Ганна в напівсферичному ВР при його перебудові. У резонаторі збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} . Актуальність цих досліджень також пов'язана з можливістю складання потужностей у ВР на гармоніках основної частоти діодів Ганна. Це дозволить створювати компактні джерела субтерагерцевого та терагерцевого частотних діапазонів. Крім того, доцільно розглянути вплив стрічкової H -поляризованої дифракційної решітки, що знаходиться в об'ємі ВР, на поведінку коефіцієнта підсумовування потужностей двох твердотільних джерел. Дослідженню цих питань і присвячено цей розділ.

2.1 Експериментальний стенд для проведення досліджень

Блок-схема експериментального стенду, з допомогою якого проводилися дослідження з підсумовування потужностей твердотільних джерел у напівсферичному ВР, наведено на Рис. 2.1, а її зовнішній вигляд показаний на Рис. 2.2 та Рис. 2.3.

ВР утворений плоским дзеркалом 19 з апертурою 38 мм та сферичним фокусуючим дзеркалом 22 з радіусом кривизни $R = 39$ мм та апертурою 38 мм [19,23]. На плоскому дзеркалі виконані два щілинні елементи зв'язку. Відстань від осі цього дзеркала до центру кожного з двох щілинних елементів зв'язку дорівнює 3,5 мм. Обидва елементи зв'язку є плавними переходами 18 з

меншого перерізу $3,6 \times 0,15$ мм на основний переріз прямокутного хвилеводу $3,6 \times 1,8$ мм (Рис. 2.4). За допомогою цих елементів зв'язку в резонаторі збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} . На сферичному дзеркалі резонатора також виконані два щілинні елементи зв'язку. Вони є плавними переходами 24 з меншого перерізу $3,6 \times 0,15$ мм на основний переріз прямокутного хвилеводу $3,6 \times 1,8$ мм (Рис. 2.5). Відстань від центру сферичного дзеркала до центрів кожного з двох щілинних елементів зв'язку, розташованих на цьому дзеркалі, дорівнює 5,5 мм. Ця відстань, як і у випадку плоского дзеркала (3,5 мм) визначається максимальним значенням напруженості електричного поля коливання TEM_{10q} ($L/R \approx 0,6$) на обох дзеркалах резонатора. Сигнал з резонатора виводиться за допомогою щілинного елемента зв'язку 24, в ланцюг якого, через відрізок прямокутного хвилеводу 10, під'єднаний поляризаційний атенюатор 6 (Рис. 2.3). До стандартного виходу другого хвилеводу 24 через відрізок зігнутого хвилеводу 10 підключений короткозамикаючий поршень 25 (Рис. 2.3).

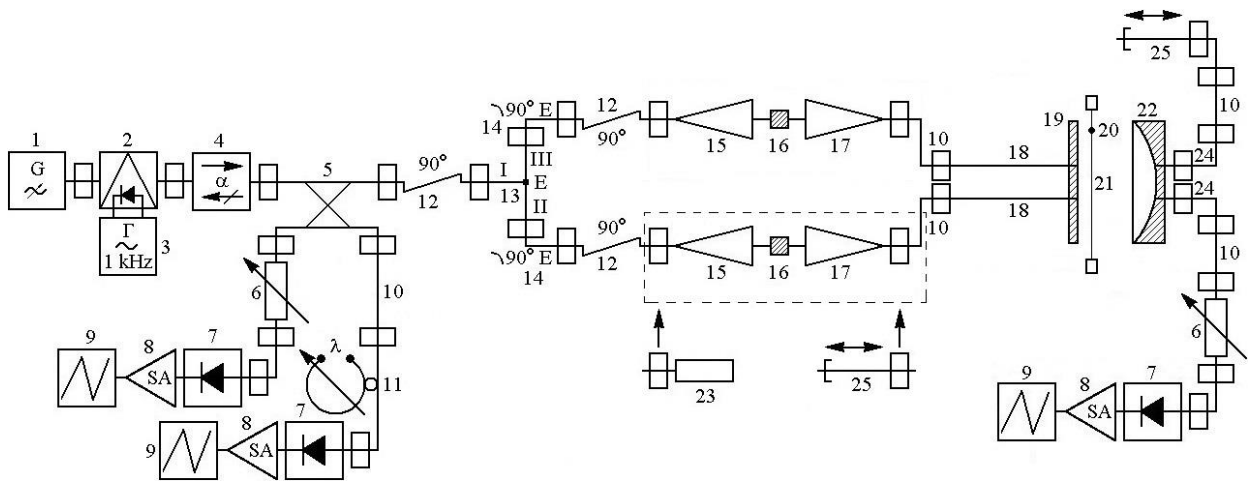


Рис. 2.1. Блок-схема експериментального станду

У якості твердотільного джерела 1 використовується діод Ганна 3A728B (Рис. 2.1), що працює на другій гармоніці основної частоти. Частота генератора дорівнює 74,935 ГГц, вихідна потужність становить 37 мВт. Для розширення динамічного діапазону в схему включений р-і-п модулятор 2, за

допомогою якого частотою 1 кГц від звукового генератора 3 ГЗ-106 модулюються ВВЧ коливання, що генеруються діодом Ганна. Для розв'язки генератора та резонатора у схему включений вентиль 4.

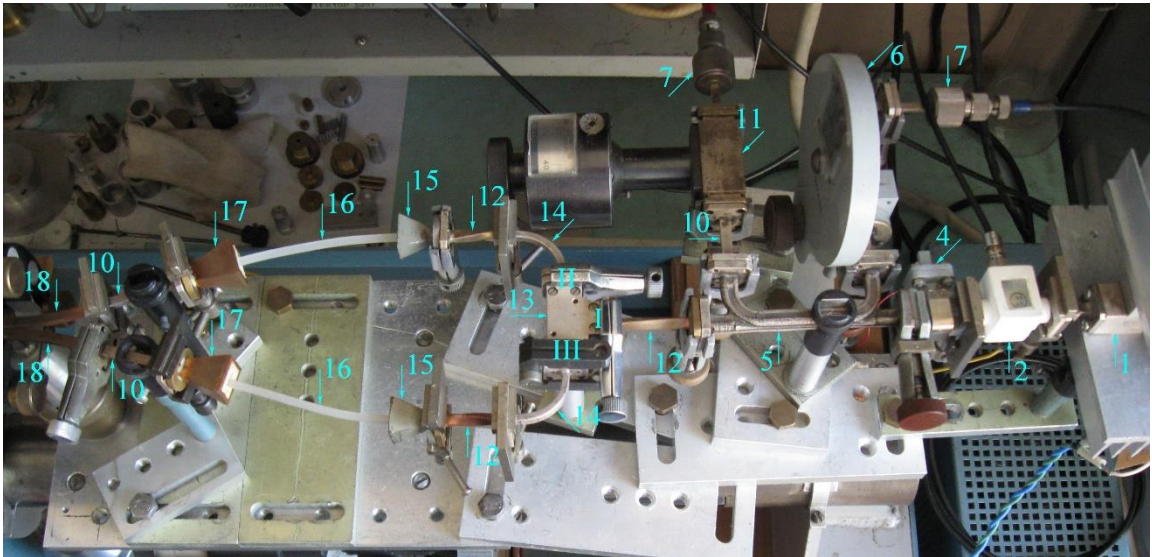


Рис. 2.2. Зовнішній вигляд експериментального стенду без резонатора

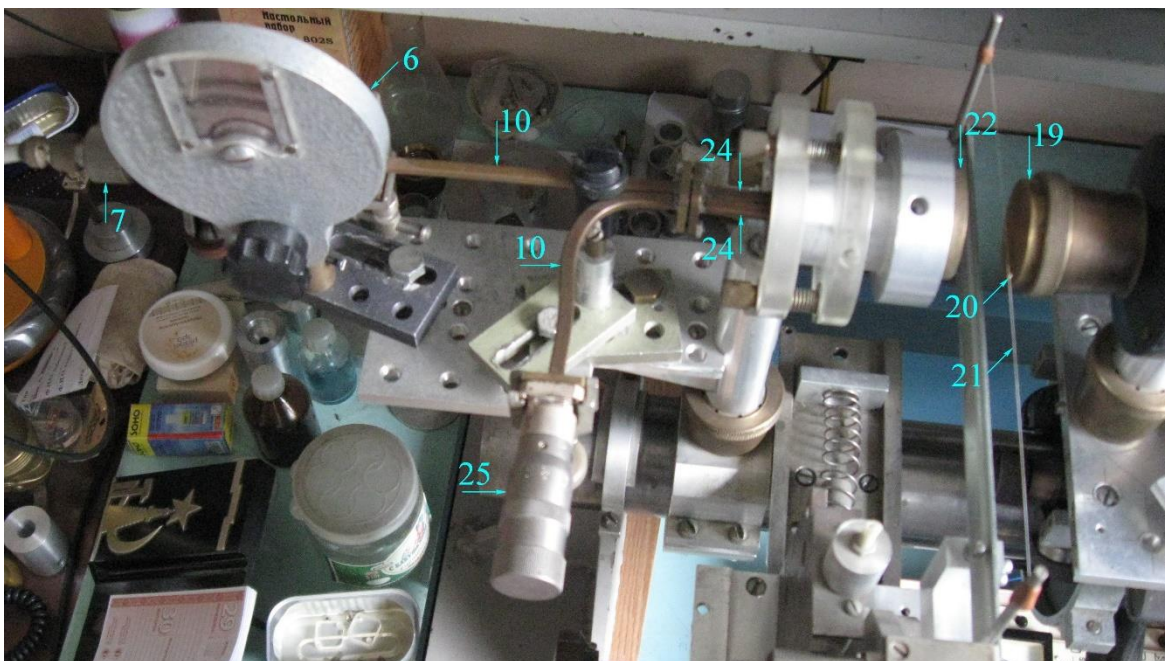


Рис. 2.3. Зовнішній вигляд напівсферичного резонатора, що досліджується

У схему включений спрямований відгалужувач 5, що дозволяє контролювати частоту генератора Ганна. У цей тракт входять: відрізок хвилеводу 10, хвилемір 11, детектор 7, селективний підсилювач 8 типу У2-6 і

осцилограф 9 (Рис. 2.1). До складу спрямованого відгалужувача 5 також включений тракт, що дозволяє вимірювати коефіцієнт відбиття Γ від резонатора. Він включає в себе: поляризаційний атенюатор 6, детектор 7, селективний підсилювач 8 типу У2-6 і осцилограф 9 типу С1-83 (Рис. 2.1).

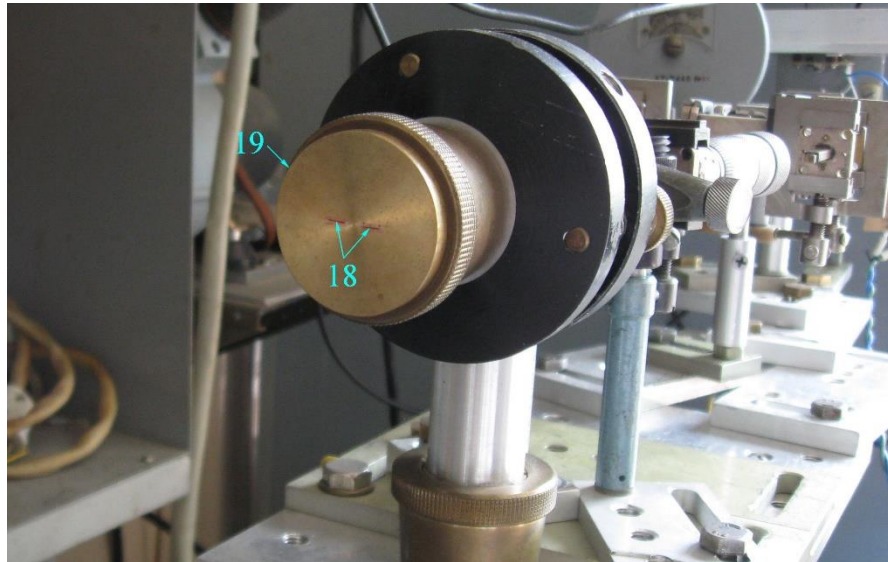


Рис. 2.4. Щілинні елементи зв'язку на плоскому дзеркалі ВР

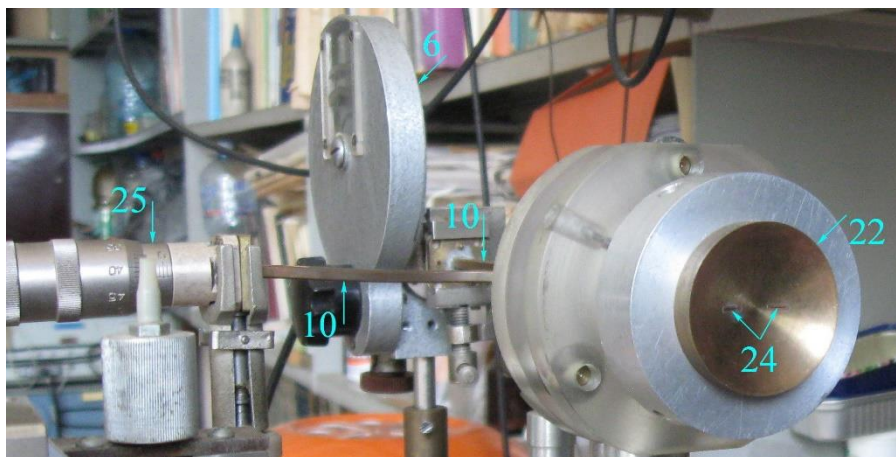


Рис. 2.5. Щілинні елементи зв'язку на сферичному дзеркалі ВР

Відмінна особливість аналізованої блок-схеми полягає в тому, що вона дозволяє за допомогою одного генератора 1 досліджувати підсумовування потужностей двох джерел ВР. Для цього в схему включений хвилевідний E -трійник 13, який з'єднаний із спрямованим відгалужувачем 5 за допомогою хвилевідної скрутки 12 (Рис. 2.1, Рис. 2.2). Для коливання TEM_{10q} , що

збуджується в напівсферичному ВР, що розглядається, вектори напруженостей електричних полів у сусідніх плямах поля протифазні [78]. Якщо в плече I хвилевідного трійника 13 подати сигнал (хвиля TE_{10} прямокутного хвилеводу), то потужність цієї хвилі поділиться порівну між плечима II і III. При цьому на однаковій відстані від розгалуження (для хвилевідного трійника, що розглядається, перетином $3,6 \times 1,8$ мм це 20 мм) електричні поля хвиль TE_{10} у плечах II і III будуть протифазні. Якщо елементи, що підключаються до плечей II і III, а саме: хвилевідні вигини в Е-площині 14, хвилевідні скручування 12, пірамідальні рупори 15, відрізки діелектричних хвилеводів 16, пірамідальні рупори 17 та відрізки прямокутних хвилеводів 10 будуть мати однакову довжину, то електричні поля хвиль TE_{10} , що поширюються обома трактами (плечі II і III), на вході в резонатор будуть протифазні.. При цьому необхідно щоб втрати в обох описаних трактах (Рис. 2.1, Рис. 2.2) були однакові. Тоді амплітуди сигналів на вході до резонатора також будуть однаковими. Хвилевідні переходи 18 з меншого перерізу на стандартний мають однакову довжину. А це якраз і потрібно для збудження в резонаторі коливання TEM_{10q} з високою ефективністю. Діелектричні хвилеводи 16 мають поперечний переріз $3,6 \times 2,0$ мм. Розкриви рупорів 15 становлять $14,5 \times 11,5$ мм за довжини 19,5 мм, а рупорів 17 - $14,5 \times 10,5$ мм за довжини 26,5 мм.

Сигнал з резонатора, як було сказано вище, виводиться за допомогою одного з двох щілинних елементів зв'язку 24 через поляризаційний атенюатор 6 надходить на детектор 7, а далі через селективний підсилювач 8 типу У2-6 на осцилограф 9 (Рис. 2.1, Рис. 2.3). Для знаходження резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} використовуємо наступну процедуру. Після налаштування системи в резонанс за допомогою стрілочного приладу селективного підсилювача 8 фіксуємо за допомогою вимірювального поляризаційного атенюатора 6 рівень сигналу на виході ВР. Нехай він дорівнює N_1 (дБ). Після проведення всього циклу вимірювань на виході спрямованого відгалужувача 5 замість хвилевідного Е-Трійника підключаємо

приймальний тракт, що складається з фазообертача, поляризаційного атенюатора 6, детектора 7 і селективного підсилювача 8. За допомогою фазообертача досягаємо максимального рівня сигналу по стрілочному приладі селективного підсилювача 8. Змінюючи внесене в тракт згасання, використовуючи атенюатор 6, досягаємо того ж рівня сигналу по підсилювачу 8. Нехай рівень сигналу в цьому випадку буде дорівнює N_2 (дБ). Тоді коефіцієнт передачі по полю $K_{transm} = 10^{-\Delta N/20}$, де $\Delta N = N_2 - N_1$ (дБ).

На першому етапі становить практичний інтерес оцінити втрати в елементах тракту, що наведений на Рис. 2.1. Вимірювання проводилися за допомогою панорамного вимірювача КСВН та згасання Р2-69. Спочатку оцінимо прямі та зворотні втрати феритового вентиля ФВВ1-37Г, який включений у хвилевідний тракт для розв'язування генератора та хвилевідного тракту. На Рис. 2.6 наведені прямі втрати вентиля, що розглядається, в смузі частот $74 \div 76$ ГГц. Як бачимо, на частоті генератора 74,935 ГГц прямі втрати становлять величину -0,53 дБ.

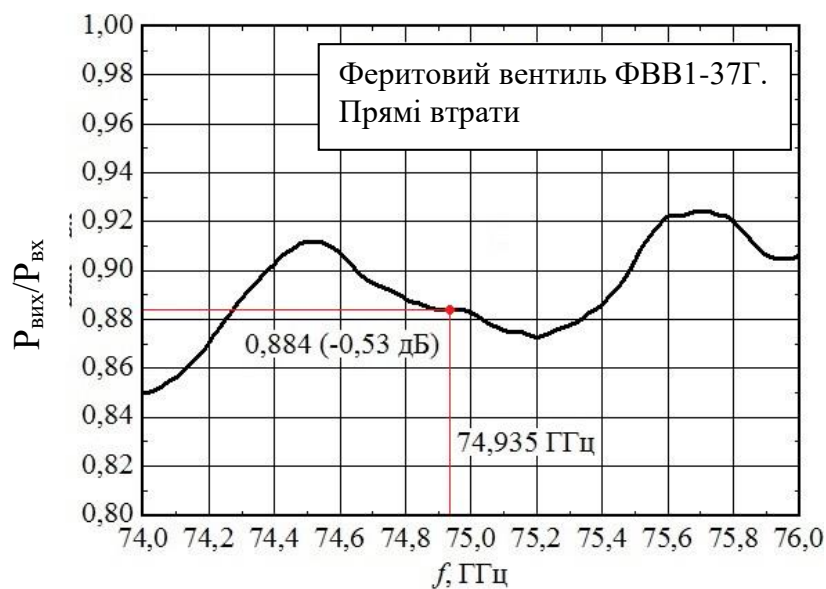


Рис. 2.6. Прямі втрати феритового вентиля у смузі частот

На Рис. 2.7 наведено залежність зворотних втрат хвилевідного вентиля, що розглядається, від частоти. З рисунка видно, що на частоті генератора на діоді Ганна зворотні втрати феритового вентиля ФВВ1-37Г становлять -7,6 дБ,

тобто. відбитий у бік генератора сигнал послаблюється більше, ніж у 5,7 раз по потужності. Це достатня величина, щоб забезпечити розв'язку генератора із хвилевідним трактом.

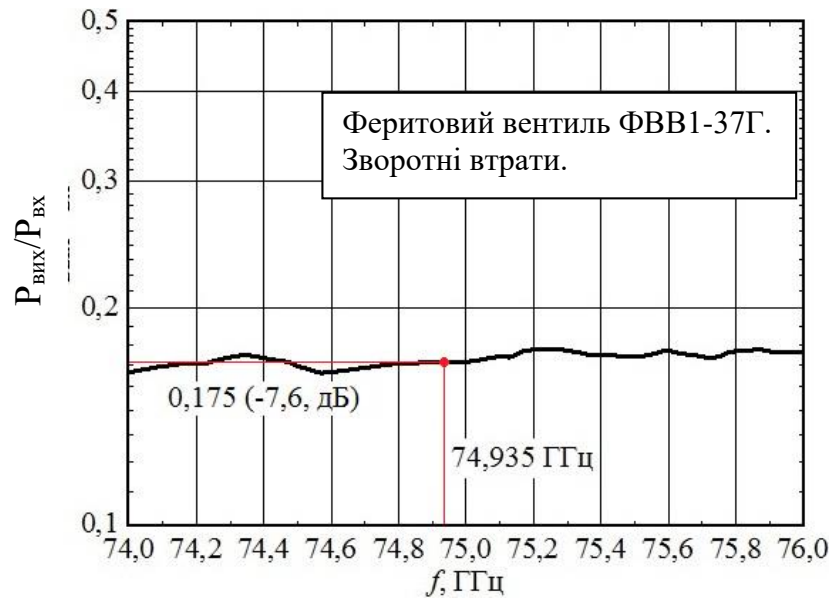


Рис. 2.7. Зворотні втрати феритового вентиля у смузі частот

Тепер ми оцінимо втрати в плечах хвилевідного E -трійника $I \rightarrow II$ та $I \rightarrow III$, зовнішній вигляд яких показаний на Рис. 2.8. Результати вимірювань згасань, що вносяться в кожному з плечей хвилевідного трійника за допомогою панорамного вимірювача КСВН і згасання Р2-69 представлені на Рис. 2.9 та Рис. 2.10.

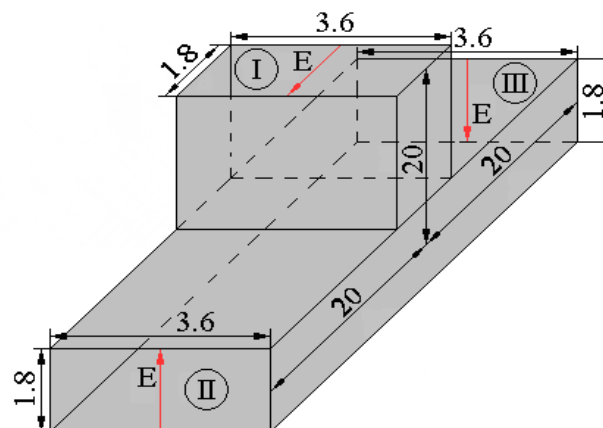
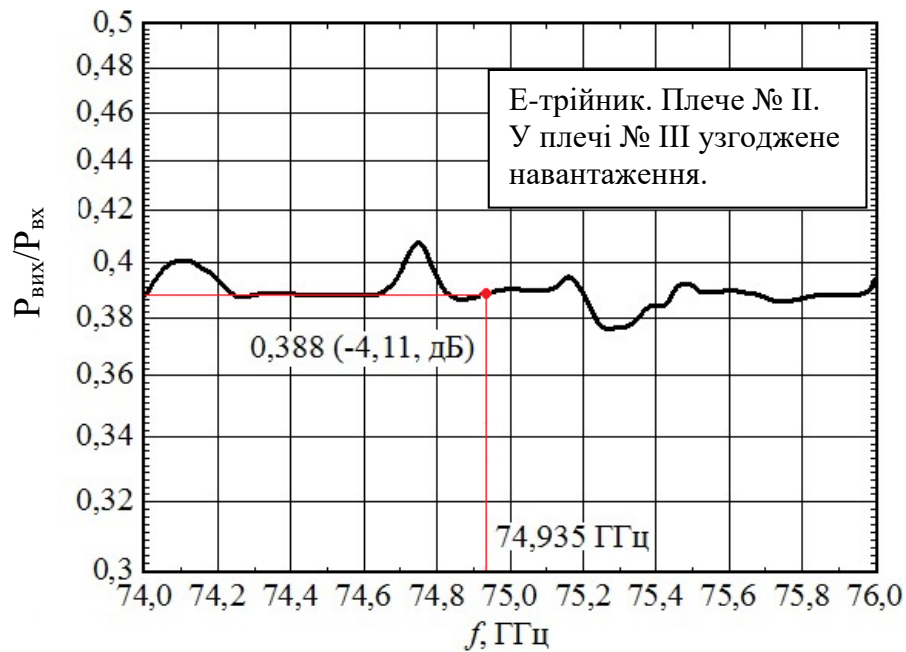
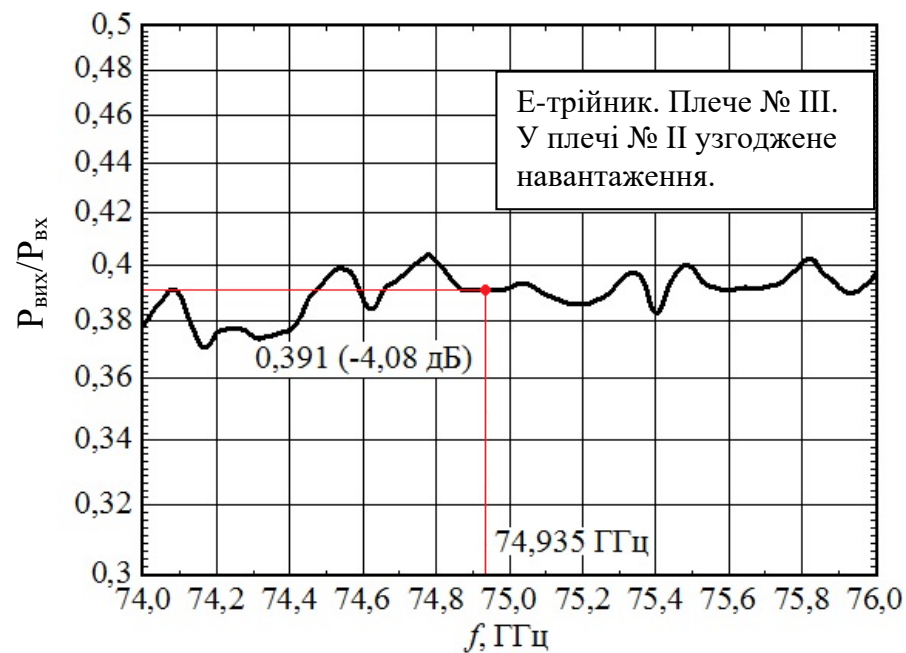


Рис. 2.8. Зовнішній вигляд хвилевідного трійника в E -площині 4-х мм діапазону довжин хвиль

Рис. 2.9. Втрати в плечі хвильовідного *E*-Трійника I → IIРис. 2.10. Втрати в плечі хвильовідного *E*-Трійника I → III

Як легко помітити з наведених рисунків, на робочій частоті 74,935 ГГц за допомогою досліджуваного хвильовідного трійника в *E*-площині сигнал ділиться практично навпіл між плечима II і III. Це за умови, що основна хвильовідна хвиля TE_{10} надходить у плече I (Рис. 2.8). Відмінність втрат у плечах II та III трійника не перевищує 0,03 дБ.

Як наступний крок, ми визначаємо втрати, які вносяться частиною хвилевідного тракту, показаного на Рис. 2.1. Зовнішній вигляд вимірювального стенда показаний на Рис. 2.11. На цьому рисунку блок генератора позначається числом 27, числом 28 позначається індикаторний блок панорамного вимірювача КСВН та згасання Р2-69. Число 29 позначає оптичну лавку, на якій збирається вимірювальна установка. Числом 26 на Рис. 2.11 позначається хвилевідний згин в H площині. Усі інші позначення такі ж, як на Рис. 2.1. Ми оцінювали втрати, введені частиною хвилевідного тракту (Рис. 2.11), що включає: сегменти хвильоводів 10 (за винятком сегмента хвильоводу, підключеного безпосередньо до блоку генератора 1), хвилевідний вентиль 4, хвилевідні скрутки 12, хвилевідний трійник в E -площині 13, хвилевідний згин в E -площині 14, пірамідальні рупори 15 і 17, сегмент діелектричного хвильоводу 16. Рис. 2.12 показує загальні втрати зазначених елементів тракту при підключенні до плеча II хвилевідного трійника 13 узгодженого навантаження 23 через згин хвильоводу 14.

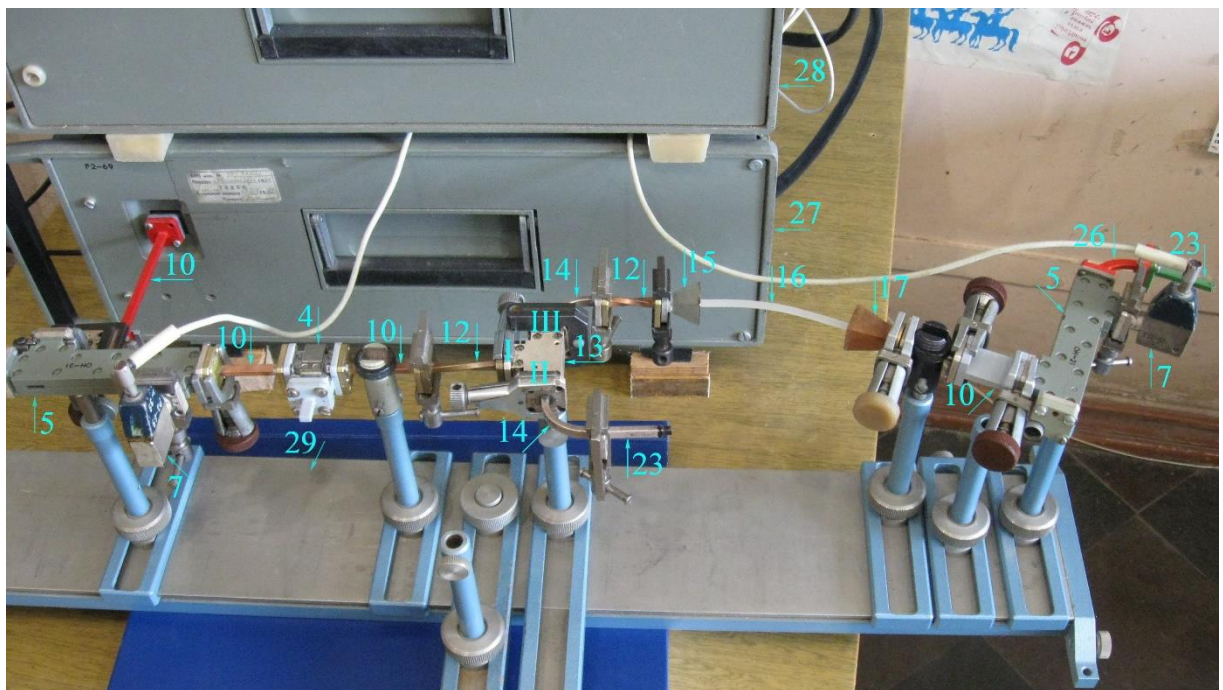


Рис. 2.11. Зовнішній вигляд вимірювального стенду для визначення втрат в елементах вимірювального тракту

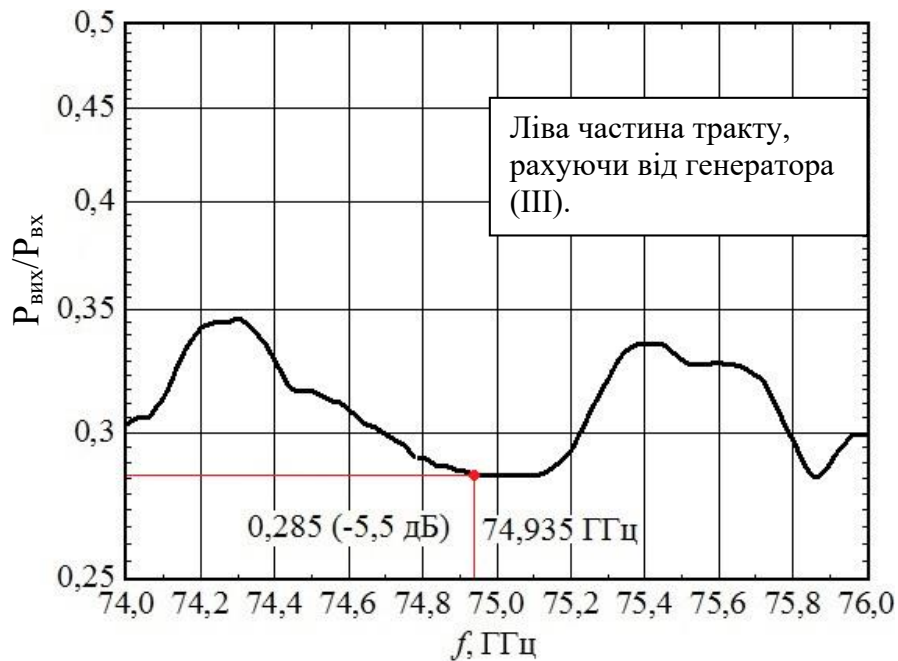


Рис. 2.12. Загальні втрати в сегменті тракту, показаного на Рис. 2.11

З наведеного рисунка бачимо, що на частоті 74,935 ГГц сумарні втрати становлять -5,5 дБ. Як було зазначено вище, прямі втрати вентиля становлять -0,53 дБ (Рис. 2.6). Втрати у плечі I→III хвилевідного трійника на зазначеній частоті становлять -4,08 дБ (див. Рис. 2.10). Сумарні втрати у вентилі та плечі III хвилевідного трійника становлять -4,61 дБ. Таким чином, втрати в частині тракту, що включає пірамідальні рупори 15, 17 і діелектричний хвилевід 16, складають -0,89 дБ. Втратами у відрізках хвильоводів 10 нехтуємо. Це говорить про гарне узгодження діелектричного хвильоводу 16 з обома пірамідальними рупорами 15 і 17. І це завдяки заповненню пінопластом розкривів пірамідальних рупорів, що розглядаються.

Тепер проаналізуємо сумарні втрати зазначених елементів тракту при підключенні узгодженого навантаження 23 до плеча III хвилевідного трійника 13 знову ж таки через хвилевідний згин в E -площині 14. До плеча II хвилевідного трійника в цьому випадку підключаються: хвилевідний згин в E -площині 14, пірамідальні рупори 15 і 17, відрізок діелектричного хвильоводу 16, відрізок хвильоводу 10 (Рис. 2.11).

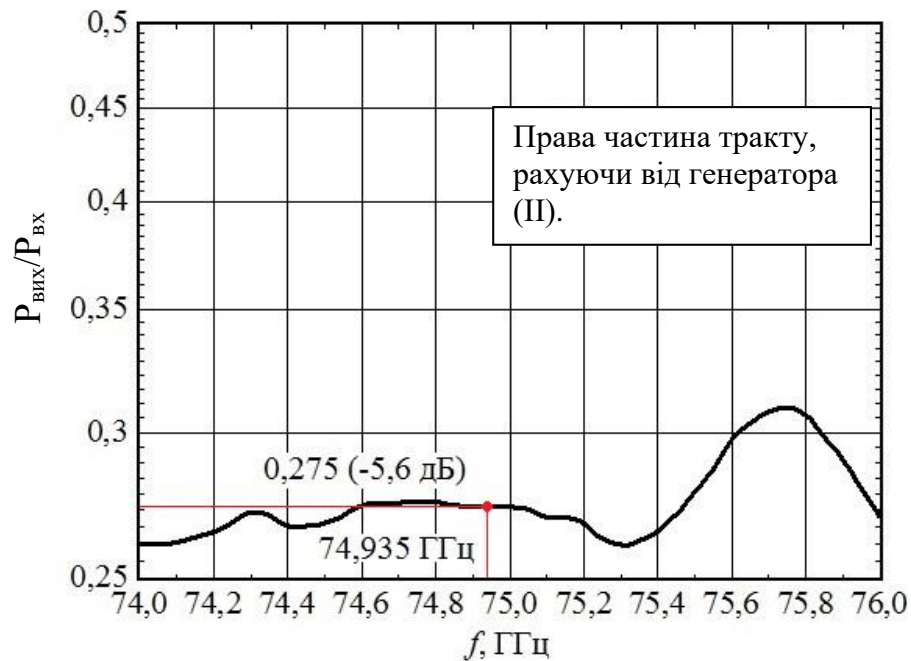


Рис. 2.13. Загальні втрати в сегменті тракту, що включає плече I \rightarrow II хвилевідного E-трійника

Як видно з Рис. 2.13, загальні втрати на частоті генератора на діоді Ганна в цьому випадку становлять -5,6 дБ. Втрати в зазначеному плечі хвилевідного трійника становлять -4,11 дБ (Рис. 2.9). Як показано вище, прямі втрати у хвилевідному вентилі -0,53 дБ (Рис. 2.6). Отже, загальні втрати в пірамідальних рупорах 15, 17, і діелектричному хвилеводові 16 становлять -0,96 дБ. У цьому випадку ми також можемо говорити про гарне узгодження. Втрати в обох плечах відрізняються лише на -0,07 дБ. Таким чином, у нас майже рівні втрати у двох трактах, які включають, з одного боку, плече I \rightarrow II хвилевідного трійника, а з іншого плече I \rightarrow III хвилевідного трійника. У той же час, сигнали біля входу в резонатор (хвилеводи 18, Рис. 2.2), крім того, що мають однакові амплітуди, будуть протифазні. Це особливість хвилевідного трійника в E-площині (Рис. 2.8). Отже, ми можемо говорити про ефективне збудження першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{10q} у напівсферичному ВР за допомогою щілинних елементів зв'язку, здійснених на плоскому дзеркалі. У цьому випадку використовується запропонована схема подачі збудження резонатора, яка показана на Рис. 2.1.

2.2 Вивчення підсумовування потужностей у ВР

На першому етапі, в плечі II хвилевідного E -трійника, після хвилевідного згину в E -площині 14 та хвилевідної скрутки 12, розташоване узгоджене навантаження 23. До виходу відрізка прямокутного хвилеводу 10, що входить до цієї частини хвилевідного тракту, приєднується короткозамикаючий поршень 25 (Рис. 2.1, Рис. 2.2). Результати вимірювання показані на Рис. 2.14 (крива 2). Як видно з приведеного графіку, резонансний коефіцієнт передачі $K_{transm}^{(III)}$ зростає в міру зменшення відстані між дзеркалами.

Це пов'язано зі зменшенням дифракційних та омичних втрат для коливань, що розглядаються, коли дзеркала резонатора наближаються одне до одного. Різке падіння $K_{transm}^{(III)}$ при $L/R = 0,49$ пов'язане з напівконфокальною геометрією резонатора, що розглядається. У цьому випадку коливання TEM_{109} взаємодіє з одним з найвищих коливань у резонаторі. У цьому випадку ми говоримо про коливання TEM_{309} , яке має той самий клас симетрії, що і наше коливання. При $L/R = 0,331$ коливання TEM_{106} взаємодіє з якимось ще вищим коливанням, що збуджується в півсферичному резонаторі, використовуючи один щілинний елемент зв'язку. Це також призводить до зменшення $K_{transm}^{(III)}$.

Тепер змінюємо схему експериментальної установки. У плечі III хвилевідного E -трійника після хвилевідного згину в E -площині 14 і хвилевідної скрутки 12 розташовується узгоджене навантаження 23 (Рис. 2.1). До виходу відрізка прямокутного хвилеводу 10, що входить до цієї частини хвилевідного тракту, приєднується короткозамикаючий поршень 25. Резонатор збуджується через другий щілинний елемент зв'язку, підключений до хвилевідного тракту, з'єднаного з плечем II хвилевідного трійника. Результати вимірів показано на Рис. 2.14 (крива 3).

З наведеного рисунка видно, що поведінка $K_{transm}^{(II)}$ при зменшенні відстані між дзеркалами резонатора повністю повторює поведінку $K_{transm}^{(III)}$.

Відмінність полягає в тому, що в діапазоні зміни відстаней між дзеркалами резонатора $L/R = 0,172 \div 0,651$ $K_{transm}^{(II)}$ трохи менше, ніж $K_{transm}^{(III)}$. Це пов'язано, мабуть, з відмінністю сумарних втрат у трактах, що включають плечі II (-5,6 дБ) або III (-5,5 дБ) хвильвідного трійника 13.

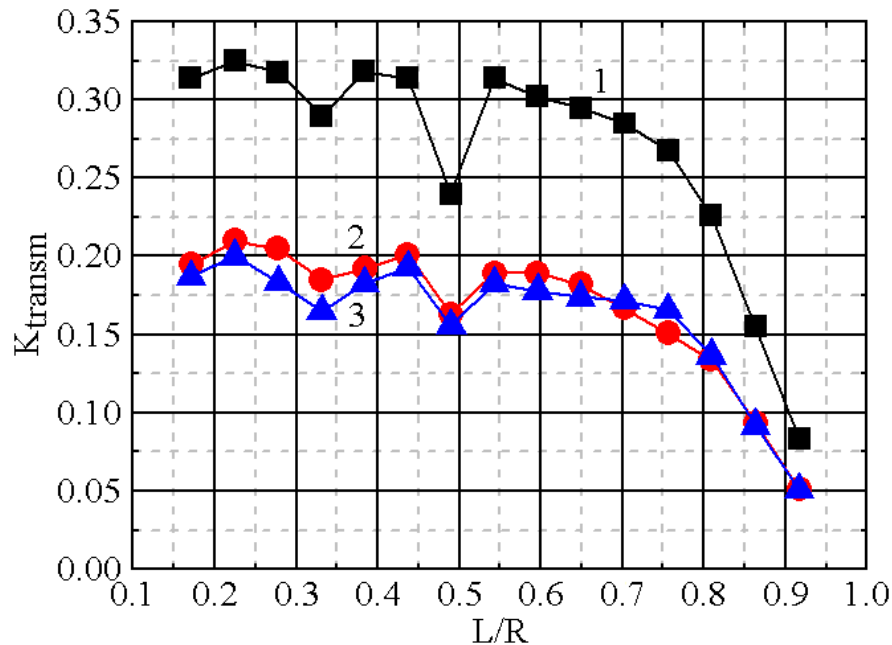


Рис. 2.14. Залежності K_{transm} від L/R при збудженні коливання TEM_{10q} за допомогою щілинних елементів зв'язку

Тепер збуджуємо резонатор двома щілинними елементами зв'язку, виконаними на плоскому дзеркалі (Рис. 2.1, Рис. 2.4). Залежність резонансного коефіцієнта передачі $K_{transm}^{(I)}$ від зміни нормованої відстані L/R між дзеркалами ВР також показано на Рис. 2.14 (крива 1). Загальна поведінка $K_{transm}^{(I)}$ аналогічна поведінці $K_{transm}^{(II)}$ та $K_{transm}^{(III)}$. Відмінність полягає в тому, що при збудженні резонатора за допомогою двох щілинних елементів зв'язку резонансний коефіцієнт передачі стає суттєво вищим у всьому діапазоні перебудови ВР.

Проаналізуємо, як поводитиметься коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел K_{summ}^2 при зміні відстані між дзеркалами резонатора. Для знаходження коефіцієнта підсумовування потужностей

скористаємося формулою $K_{summ}^2 = [K_{transm}^{(I)}]^2 / [K_{transm}^{(II)2} + K_{transm}^{(III)2}]$. Результати розрахунку подано на Рис. 2.15.

З рисунка видно, що максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей дорівнює 0,719 при $L/R = 0,596$ та $L/R = 0,384$. У той самий час має місце різке падіння коефіцієнта підсумовування потужностей, коли у резонаторі робоче коливання взаємодіє з коливанням TEM_{309} ($L/R = 0,49$). При $L/R = 0,225$ падіння K_{summ}^2 обумовлено поведінкою $K_{transm}^{(I)}$, $K_{transm}^{(II)}$ та $K_{transm}^{(III)}$. Таким чином, для ефективного підсумовування потужностей у ВР, в останньому має збуджуватися лише робочий тип коливань.

Щоб зрозуміти, які відстані між дзеркалами ВР ($L/R < 0,5$ або $L/R > 0,5$) доцільно використовувати для підсумовування потужностей окремих джерел, необхідно визначити навантажені добротності Q_H для обох зазначених відстаней. Це пов'язано з тим, що чим більше добротність резонансної системи, тим нижчий рівень фазових шумів вихідного сумарного сигналу [79].

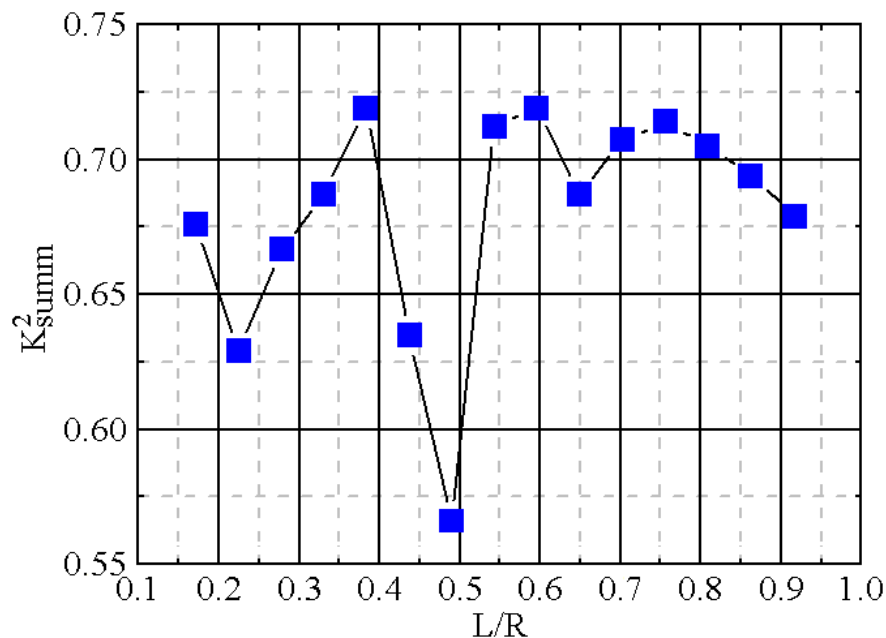


Рис. 2.15. Поведінка коефіцієнта підсумовування потужностей двох джерел ВР при зміні відстані між дзеркалами

Оскільки ми працюємо на фіксованій частоті, то знаходження навантажених добротностей Q_H коливань TEM_{1011} ($L/R = 0,596$) і TEM_{107} ($L/R = 0,384$) скористаємося формулою $Q_H = L / \Delta l$ [80]. Тут L – це резонансна відстань, що відповідає максимальному значенню коефіцієнта передачі, $\Delta l = L_1 - L_2$. Значення L_1 та L_2 відповідають відстаням між дзеркалами резонатора, при яких коефіцієнт передачі зменшується на -3дБ. В результаті проведених експериментальних досліджень нами було встановлено, що навантажена добротність коливання TEM_{1011} дорівнює 528, а навантажена добротність коливання TEM_{107} становить 332. На підставі сказаного вище, обираємо відстань між дзеркалами резонатора, що відповідає максимальному значенню навантаженої добротності робочого типу коливань. Для коливання TEM_{00q} , що збуджується в напівсферичному ВР, режим максимального значення навантаженої добротності має місце при $L/R = 0,7 \div 0,75$ [81,82], а для коливання TEM_{10q} цьому режиму відповідає $L/R \approx 0,6$ [83].

Як було показано вище, такій відстані між дзеркалами резонатора, що розглядається, відповідає тип коливань TEM_{1011} . Розглянемо структуру поля цього типу коливань у ВР. І тому скористаємося методом пробного тіла [78]. Розподіл поля вимірюватимемо за допомогою пробного тіла 20, закріпленого на капроновій нитці 21 (Рис. 2.1, Рис. 2.3). Діаметр пробного тіла, що є металевою кулькою, дорівнює 1 мм. Вимірювання проводяться в площині векторів \vec{H} хвиль TE_{10} в щілинних елементах зв'язку 18, виконаних на плоскому дзеркалі (Рис. 2.4), у першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі, рахуючи від зазначеного дзеркала. Результати вимірювань подано на Рис. 2.16 (крива 1). Для того, щоб побудувати розрахунковий розподіл поля типу коливань TEM_{1011} на плоскому дзеркалі резонатора, необхідно визначити резонансну відстань, що відповідає типу коливань TEM_{0011} . Це пов'язано з тим, що амплітудний розподіл всіх вищих типів коливань ВР описується через розмір плями поля w_0 основного типу коливань. Як виявилось, цей тип коливань збуджується у ВР при $L/R = 0,58$

($R = 39$ мм). Для обчислення радіуса плями поля w_0 коливання TEM_{0011} на плоскому дзеркалі скористаємося формулою [78]

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} R \sqrt{\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right)}}. \quad (2.1)$$

Тут $\lambda = 4,003$ мм ($f = 74,935$ ГГц). Після підстановки у вираз (2.1) числових значень отримаємо, що $w_0 = 4,953$ мм. Для побудови розрахункового розподілу поля коливання TEM_{1011} на плоскому дзеркалі резонатора використовуємо вираз

$$|E/E_{\max}|^2 = \left| \frac{\sqrt{2}ex}{w_0} \exp \left[-\left(x/w_0\right)^2 \right] \right|^2. \quad (2.2)$$

Результати розрахунку за формулою (2.2) подано на Рис. 2.16 (крива 2).

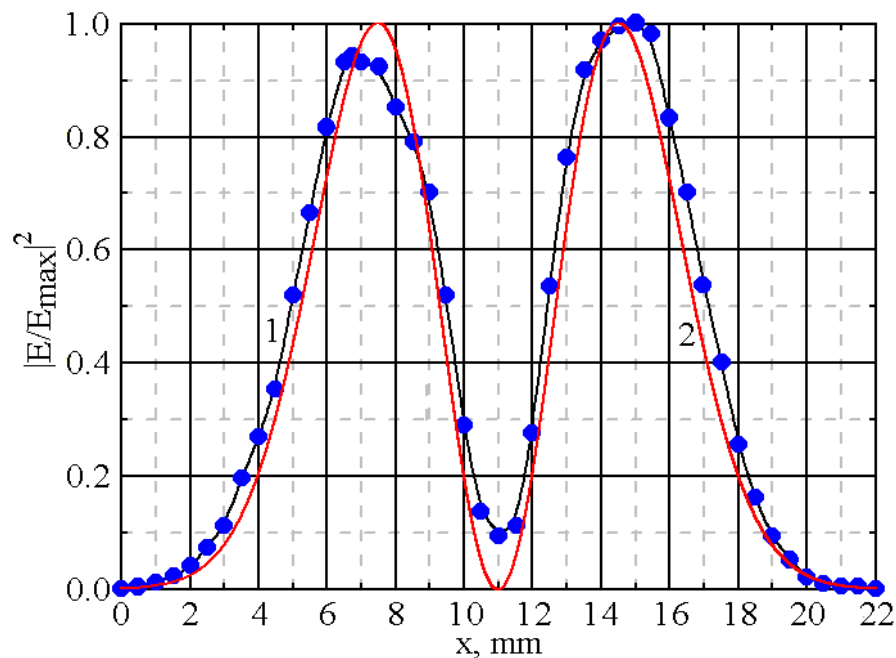


Рис. 2.16. Структура поля коливання TEM_{1011} у напівсферичному ВР

З наведеного рисунка бачимо хороший якісний збіг розрахунку та експерименту. Відносна похибка відмінності розрахункового значення амплітудного розподілу поля типу коливань TEM_{1011} , що розглядається, від виміряного не перевищує 25%. Така відмінність зумовлена наступним. Як сказано вище, ми використовуємо пробне тіло, що розсіює, діаметром 1 мм. Навантажена добротність типу коливань, що розглядається, дорівнює 528. У роботі [84] наведено рівняння, що описує експериментальну залежність діаметра розсіюючого зонда s від навантаженої добротності Q_H резонатора

$$\frac{s}{\lambda} = 10^{0,062 - \frac{\lg Q_H}{4,938}} \quad (2.3)$$

Як видно з рівняння (2.3), при заданих λ та Q_H можна вибрати діаметр розсіюючого зонда s , що забезпечує графічний збіг виміряного і розрахункового розподілів полів досліджуваного типу коливань у ВР. Для зазначених значень навантаженої добротності Q_H і резонансної частоти $f = 74,935$ ГГц діаметр пробного тіла повинен дорівнювати 1,3 мм. Саме цим і зумовлено відмінність розрахунку та експерименту.

2.3 Стрічкова дифракційна решітка в напівсферичному ВР

Як було показано в роботі [85], за допомогою одномірної стрічкової дифракційної решітки, що розташовується в об'ємі ВР перпендикулярно його осі, можна в широких межах змінювати зв'язок резонатора з хвилевідним трактом, що підводить. При цьому доцільно використовувати H -поляризовані дифракційні решітки, оскільки вони вносять в резонатор значно менші омичні втрати, ніж E -поляризовані дифракційні решітки [85]. У зазначеній роботі розглядається основний тип коливань ВР TEM_{00q} . У нашому випадку в резонаторі збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип

коливань TEM_{10q} . Тому представляє практичний інтерес проаналізувати, яким чином стрічкова H -поляризована дифракційна решітка впливатиме на резонансний коефіцієнт передачі напівсферичного ВР, в якому збуджується зазначений тип коливань.

Розглянемо H -поляризовану дифракційну решітку 30, період якої $l = 0,8$ мм, ширина щілини $d = 0,12$ мм. Решітка розміром 37×37 мм виготовлена методом фотолітографії з мідної фольги товщиною ~ 20 мкм і закріплена в оправці 31 (Рис. 2.17). Переміщення решітки контролюється за допомогою мікрометричного індикатора 32 з точністю 0,01 мм. Інші позначення ті самі, що і на Рис. 2.1.

Решітку розташовуємо перпендикулярно осі ВР в першій вузловій площині ($a = 0$), в якій напруженість електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі дорівнює нулю, рахуючи від плоского дзеркала. Решітка є фазовим транспарантом і при її розташуванні поблизу зазначеного дзеркала фазові спотворення, що вносяться в розподіл електричного поля робочого типу коливань, будуть мінімальними. Резонатор збуджується за допомогою двох щілинних елементів зв'язку, виконаних на плоскому дзеркалі (Рис. 2.4). Розглядаємо тип коливань TEM_{1011} у напівсферичному ВР (Рис. 2.16). Результати експериментальних досліджень подано на Рис. 2.18 та Рис. 2.19.

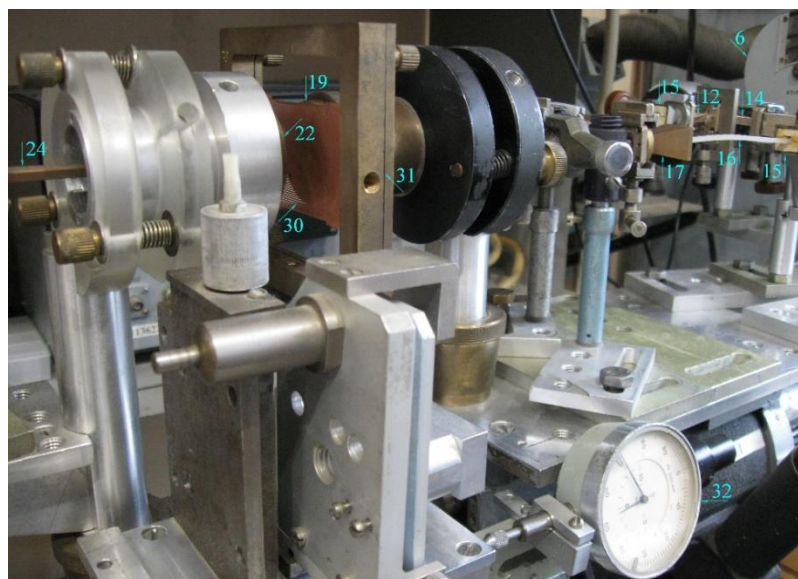


Рис. 2.17. Стрічкова H - поляризована дифракційна решітка у ВР

Методика вимірів полягає в наступному. Як було сказано вище, решітку розміщуємо в обсязі резонатора перпендикулярно його осі в вузловій площині, де напруженість електричного поля стоячої хвилі в резонаторі дорівнює нулю. У цей самий час фіксуємо резонансний коефіцієнт передачі. Тепер зміщуємо решітку на $a = 0,1$ мм у бік сферичного дзеркала і, рухаючи одне з дзеркал резонатора (у даному випадку плоске), досягаємо максимального значення коефіцієнта передачі. Фіксуємо відстань між дзеркалами. Далі знову зміщуємо решітку в тому самому напрямку на $0,1$ мм і знаходимо резонансну відстань, що відповідає максимальному значенню коефіцієнта передачі. І так до другої вузлової площини, де напруженість електричного поля стоячої хвилі в резонаторі знову ж таки дорівнює нулю, рахуючи від плоского дзеркала.

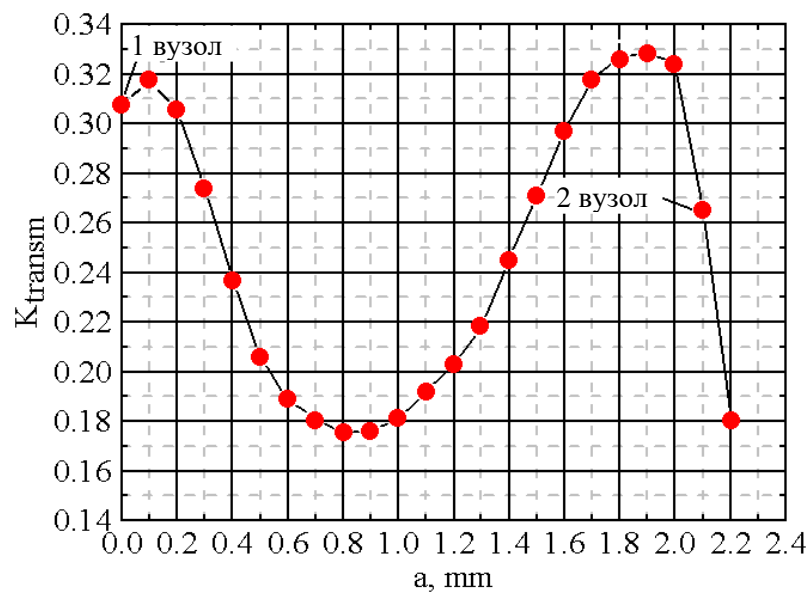


Рис. 2.18. Залежність коефіцієнта передачі ВР від розташування решітки

Як бачимо з Рис. 2.18 при розташуванні решітки в першій вузловій площині коефіцієнт передачі резонатора становить 0,308. Це значення майже збігається з коефіцієнтом передачі резонатора K^I_{transm} у разі порожнього резонатора, що дорівнює 0,302 (Рис. 2.14, крива 1, $L/R = 0,596$). Отже, можемо сказати, що в діапазонах $a = 0 \div 0,2$ мм та $a = 1,65 \div 2,03$ мм решітка в резонаторі має фокусуючі властивості [85]. Це дозволяє отримати резонансний

коефіцієнт передачі більше, ніж у разі порожнього резонатора. При $a = 1,9$ мм $K_{transm}^{max} = 0,329$ (Рис. 2.18). Це значення резонансного коефіцієнта передачі лише на 8,9% перевищує значення $K_{transm}^{(1)}$ для порожнього резонатора (0,302). Таким чином, можна сказати, що у разі щілинного способу збудження одновимірної стрічкової H -поляризована дифракційна решітка не дозволяє істотно збільшити резонансний коефіцієнт передачі і, як наслідок, коефіцієнт підсумовування потужностей в напівсферичному ВР. Сказане відноситься до збудження в резонаторі не тільки першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{1011} , а й будь-якого коливання великого поперечного індексу.

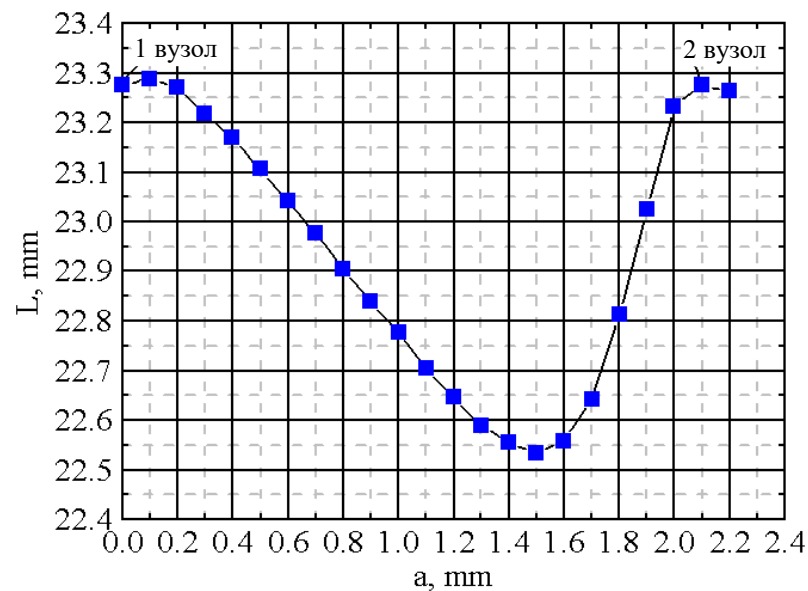


Рис. 2.19. Залежність відстані між дзеркалами ВР від розташування решітки

У діапазонах $a = 0,2 \div 1,65$ мм та $a = 2,03 \div 2,2$ мм стрічкова решітка в резонаторі призводить до розфокусування гаусового пучка та зменшення резонансного коефіцієнта передачі порівняно з порожнім ВР [85].

Рис. 2.19 показує залежність відстані між дзеркалами резонатора L від положення стрічкової H -поляризованої дифракційної решітки в його обсязі для коливання TEM_{1011} . З рисунка видно, що коли решітка має фокусуючі властивості, резонансна відстань між дзеркалами збільшується ($a = 0 \div 0,2$ мм)

в порівнянні з порожнім ВР. Коли решітка має розфокусуючі властивості, відстань між дзеркалами резонатора зменшується ($a = 0,2 \div 1,5$ мм).

Висновки до розділу 2

Виконані у цьому розділі експериментальні дослідження дозволяють зробити низку важливих практичних висновків.

1. Використовуючи хвилевідний трійник можна дослідити підсумовування потужностей двох джерел у ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} . При цьому як генератор використовується лише одне джерело.

2. Максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел в ВР з двома щілинними елементами зв'язку дорівнює 0,719. Цей результат знаходиться у добрій відповідності з даними роботи [12], в якій при складанні потужностей у ВР за допомогою двох щілинних елементів зв'язку отримано коефіцієнт підсумовування, що дорівнює 0,79. Таким чином, можна сказати, що при щілинному способі збудження резонатора отримати коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел вище 0,8 неможливо.

3. Для отримання максимального коефіцієнта підсумовування потужностей у резонаторі повинен збуджуватись лише робочий тип коливань. При цьому відстань між дзеркалами резонатора повинна відповідати максимальній величині навантаженої добротності робочого типу коливань для зниження фазових шумів вихідного сигналу.

4. При збудженні у ВР вищих типів коливань стрічкова H -поляризована дифракційна решітка не призводить до істотного збільшення резонансного коефіцієнта передачі. Це не стосується випадку, коли в резонаторі збуджується основний тип коливань TEM_{00q} .

РОЗДІЛ 3

СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ У ВР З АПЕРТУРНИМИ ЕЛЕМЕНТАМИ ЗВ'ЯЗКУ

У попередньому розділі проведено дослідження з підсумовування потужностей двох джерел у відкритому напівсферичному резонаторі (ВР), включеному в хвильоводну лінію передачі. У резонаторі за допомогою двох щілинних елементів зв'язку, розташованих на плоскому дзеркалі, збуджувався перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} . Було показано, що коефіцієнт підсумовування у цьому разі не перевищує 72% [19]. Але тут є один важливий момент. При щілинному способі збудження ВР завжди з'являється випромінювання у зовнішній простір [86]. Це пов'язано з тим, що ширина діаграми спрямованості щілинного елемента зв'язку, виконаного на одному з дзеркал резонатора, завжди ширше апертури протилежного дзеркала. Це випромінювання впливатиме не тільки на зв'язок резонатора із хвильоводною лінією передачі, але і призводить до додаткових втрат для такої резонансної системи. Іноді ВР повинен використовуватись у металевому екрані. Це стосується тих випадків, коли потрібно працювати з високими рівнями потужності. Наприклад, під час підсумовування в резонаторі потужностей кількох магнетронів, при побудові на базі ВР компресорів електромагнітних імпульсів [87]. Металевий екран при щілинному способі збудження коливань в ВР призведе до згущення спектра коливань за рахунок збудження додаткових типів коливань у такій резонансній системі [59]. Ще один із недоліків щілинного способу збудження полягає в складності створення ВР з наперед заданими значеннями коефіцієнтів відбиття або передачі. Тому, при використанні резонатора у складі хвильоводної лінії передачі доцільно застосовувати апертурний спосіб збудження коливань у ВР [56].

Основна перевага такого способу збудження коливань в резонаторі полягає в тому, що він дозволяє розділити функції узгодження по полю та зв'язку. Обираючи певним чином геометричні розміри елементів зв'язку, можна узгодити структури збуджуючого E_e (хвилевідна хвиля) і робочого E_w (тип коливань резонатора) полів. Зв'язок резонатора з хвилевідною лінією передачі регулюється параметрами одновимірних E -поляризованих дифракційних решіток, що розташовуються в розкривах апертурних елементів зв'язку. Такі елементи зв'язку через зменшення втрат на випромінювання повинні забезпечити більш високий коефіцієнт підсумовування потужностей окремих джерел у ВР. Поляризаційні дротяні решітки також використовуються в ряді пристроїв та схем в області більш вищих частот [88]. Наприклад, у терагерцевому діапазоні частот підсумовування потужностей було реалізовано в схемі поляризаційного інтерферометра Майкельсона [89], де замість хвилевідного трійника і хвилевідних елементів використовувалися поляризаційні решітки, встановлені в квазіоптичному дільнику променя разом з функціональними елементами на основі порожнього діелектричного променеводу.

З іншого боку, при апертурному способі збудження типів коливань в резонаторі повинна мати місце кутова селекція спектра. Тому представляє практичний інтерес розглянути підсумовування потужностей двох джерел у напівсферичному ВР. У резонаторі за допомогою апертурних елементів зв'язку збуджується, як і в попередньому розділі, перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} . Дослідженню цього питання і присвячено цей розділ.

3.1 Опис експериментального стенду

Блок-схема експериментального стенду, за допомогою якого проводилися дослідження щодо підсумовування потужностей окремих джерел

висота – 5 мм. На цьому кільці намотана решітка вольфрамовим дротом діаметром 0,02 мм (Рис. 3.3).

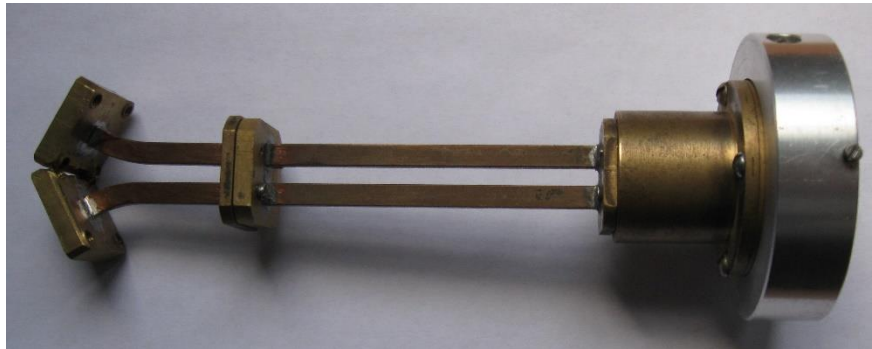


Рис. 3.2. Плоске дзеркало резонатора з хвилеводом, що підводить

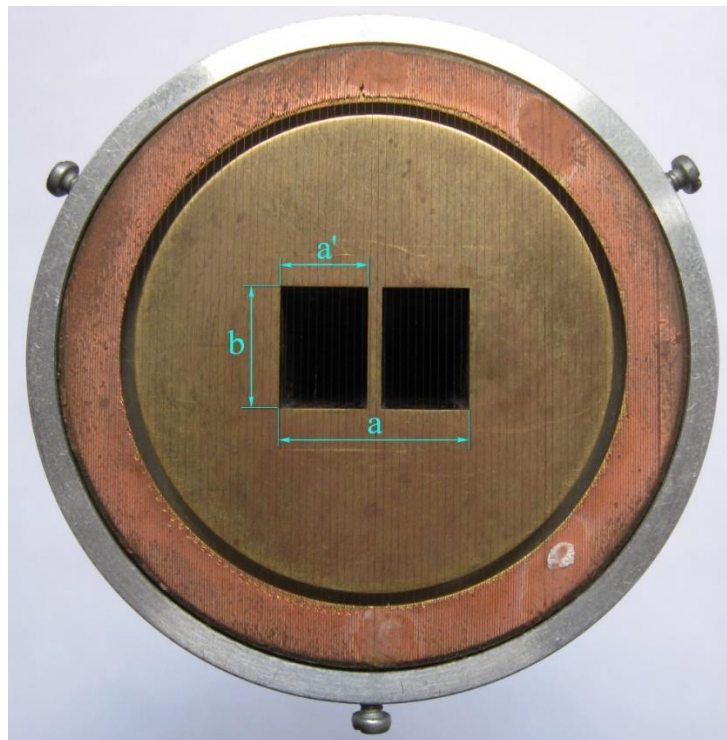


Рис. 3.3. Плоске дзеркало резонатора з апертурними елементами зв'язку

Відомо, що для отримання високого значення коефіцієнта використання поверхні (КВП) дзеркальних антен необхідно узгодити поля у фокальній площині рефлектора та в розкритті опромінювача [90]. З фізичної точки зору це аналогічно узгодженню поля резонатора з полем хвилі, що поширюється по хвилеводу, розташованому в центрі плоского дзеркала. З урахуванням сказаного визначимо ефективність збудження η першого вищого аксіально-

несиметричного типу коливань TEM_{10q} в напівсферичному ВР за допомогою прямокутного хвилеводу перетином $a \times b$ (Рис. 3.3). Хвилевід розташований у центрі плоского дзеркала і по ньому поширюється хвиля TE_{20} , як показано на Рис. 3.4а.

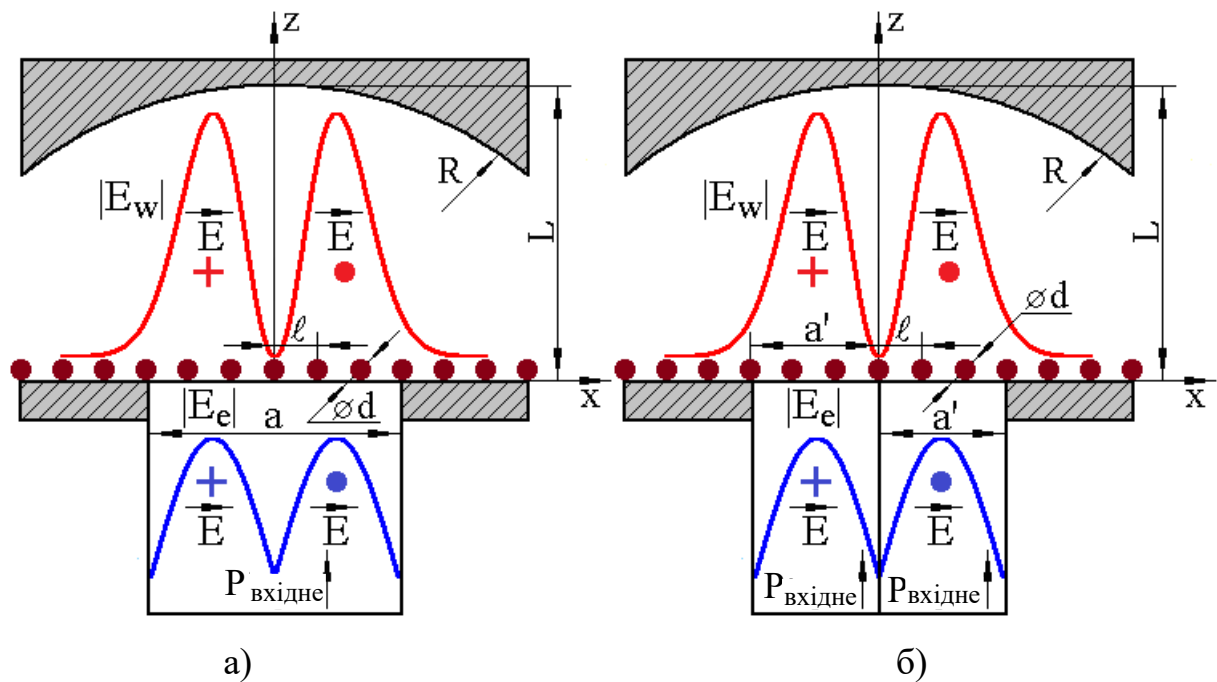


Рис. 3.4. Модель ВР, що розглядається

Для цього скористаємося співвідношенням [24]

$$\eta = \left| \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_e(x, y) \vec{E}_w^*(x, y) dx dy \right|^2 / \left(\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 \|\vec{E}_w(x, y)\|^2 \right) \quad (3.1)$$

Позначка *) позначає комплексно-сполучену функцію. У співвідношенні (3.1) електрична компонента поля хвилі TE_{20} у хвилеводі (\vec{E}_e) визначається виразом [24]

$$\vec{E}_e(x, y) = \vec{E}_{20}(x, y, 0) = C_0 \vec{e}_{20}(x, y) \quad (3.2)$$

Тут $\vec{e}_{20}(x, y)$ – поперечна власна функція хвилі TE₂₀, яка має вигляд [91]

$$\vec{e}_{20}(x, y) = \frac{1}{N_{20}} \left(\frac{2\pi}{a} \sin \frac{2\pi x}{a} \vec{y}_0 \right) \quad (3.3)$$

де $C_0 = ik_0 W_0 \mu_0$, $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, [м⁻¹], $\omega = 2\pi f$ – кругова частота, [Гц],
 $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi$, [Ом], $\varepsilon_0 = 10^{-9} / (36\pi)$, [Ф/м], $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$, [Гн/м],
 $N_{20} = \chi_{20} \sqrt{ab/2}$ – константа нормування, $\chi_{20}^2 = (2\pi/a)^2$.

Тепер запишемо розподіл електричної компоненти поля робочого типу коливання TEM_{10q} у площині $z = 0$ [92]

$$\vec{E}_w(x, y) = A_{10} \frac{2\sqrt{2}x}{w_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \vec{y}_0 \quad (3.4)$$

Тут A_{10} – амплітудний коефіцієнт, w_0 – як і вище, радіус плями поля основного типу коливання резонатора TEM_{00q} на плоскому дзеркалі.

Величини $\|\vec{E}_e(x, y)\|^2$ та $\|\vec{E}_w(x, y)\|^2$, що входять до співвідношення (3.1) – це квадрати норм функцій полів, що збуджується та робочого які визначаються виразом[9]

$$\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 = |C_0|^2, \quad (3.5)$$

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = A_{10}^2 \pi w_0^2. \quad (3.6)$$

Після підстановки (3.2), (3.4), (3.5), (3.6) в (3.1) та, пропускаючи проміжні розрахунки, отримаємо співвідношення для величини η в аналітичному вигляді

$$\eta = \frac{4\pi^3}{\tilde{a}^3 \tilde{b}} \Phi^2\left(\frac{\tilde{b}}{2}\right) e^{-2\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2} \left[2 + e^{\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2 - \left(\frac{\tilde{a}}{2}\right)^2} (W(g) + W^*(g)) \right]^2 \quad (3.7)$$

Тут $\tilde{a} = a/w_0$, $\tilde{b} = b/w_0$, $\Phi(\tilde{b}/2)$ – інтеграл імовірності; $W(g)$ – інтеграл імовірності комплексного аргументу; $g = (\pi/\tilde{a}) + j(\tilde{a}/2)$. Значок $*$), як і вище, позначає комплексно-спряжену функцію. Проведені розрахунки показали, що максимальна ефективність збудження типу коливання, що розглядається за допомогою хвилевідної хвилі TE_{20} (Рис. 3.4а) дорівнює 0,867 при $\tilde{a} = 3,338$ та $\tilde{b} = 1,98$ (Рис. 3.5) [24].

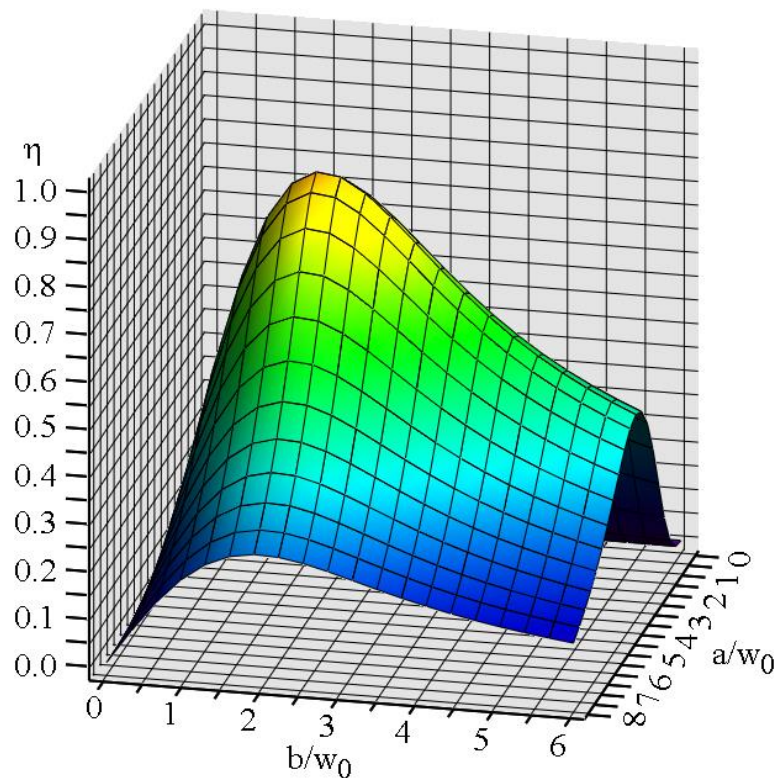


Рис. 3.5. Ефективність збудження типу коливань TEM_{10q} у ВР за допомогою хвилі TE_{20} при зміні нормованих розмірів хвилеводу, що збуджує

Якщо в центрі прямокутного хвилеводу перетином $a \times b$ розташувати металеву площину (Рис. 3.3), ми отримаємо два прямокутних хвилеводи перетином $a' \times b$. У кожному з цих хвилеводів поширюватиметься основна хвилевідна хвиля TE_{10} (Рис. 3.4б). При цьому максимальна ефективність збудження у ВР типу коливань TEM_{10q} за допомогою такої хвилі складе $\eta = 0,4335$ при розмірах прямокутного розкриття $\tilde{a}' \times \tilde{b} = 1,669 \times 1,980$ [24]. Ефективність збудження типу коливань, що розглядається, за допомогою двох прямокутних хвилеводів зазначених розмірів збільшиться в два рази і буде співпадати зі значенням η , наведеним вище. Як бачимо, у будь-якому випадку ефективність збудження типу коливань TEM_{10q} у ВР висока ($\sim 87\%$). Внаслідок малих втрат на випромінювання ($\sim 13\%$) це має привести до кутової селекції спектру коливань резонатора при аналізованому способі збудження типу коливань TEM_{10q} .

Як було зазначено вище, довжини двох рупорних випромінювачів 18 (Рис. 3.1) дорівнюють 85 мм. Добре відомо, що максимальна фазова помилка ψ_{\max} у розкритті пірамідального рупора визначається його геометричними розмірами. При цьому її допустима величина повинна відповідати таким умовам. У площині вектору \vec{H} основної хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу [93]

$$\psi_{\max}^H = \frac{\pi a'^2}{4\lambda R_H} \leq \frac{3}{4}\pi, \quad (3.8)$$

а в площині вектора \vec{E} цієї же хвилевідної хвилі [93]

$$\psi_{\max}^H = \frac{\pi a'^2}{4\lambda R_H} \leq \frac{3}{4}\pi, \quad (3.9)$$

У виразах (3.8) та (3.9) R_H і R_E - відстані від розкриття до точки, в якій сходяться ребра пірамідального рупора в площинах H і E відповідно. Для прямокутного хвилеводу перетином $3,6 \times 1,8$ мм та розмірах розкриття $6,9 \times 9,6$ мм $R_H = 92,727$ мм, $R_E = 19,615$ мм. Після підстановки чисельних значень у вирази (3.8) і (3.9) переконуємося, що вони виконуються для апертурних елементів зв'язку, що використовуються. Так у площині вектора \vec{H} $\psi_{\max}^H = 0,101 < 2,356$, а у площині вектора \vec{E} $\psi_{\max}^E = 0,922 < 1,571$. Ці оцінки розподілу фази хвилі TE_{10} в розкривах апертурних елементів зв'язку необхідно зробити тому, що вони розташовані на плоскому дзеркалі ВР, поблизу якого фазовий фронт робочого типу коливань плоский. А відмінність фаз хвилевідної хвилі та робочого типу коливань у площині розгляду призведе до зниження ефективності збудження резонатора [94]. При проведенні експериментальних досліджень щодо підсумовування потужностей окремих джерел у напівсферичному ВР в розкриттях апертурних елементів зв'язку розташовуються одновимірні E -поляризовані дифракційні решітки з періодами ℓ рівними 0,2 мм, 0,4 мм і 0,6 мм. Всі решітки, як було сказано вище, намотані дротом вольфрамовим діаметром 0,02 мм.

3.2 Вивчення підсумовування потужностей окремих джерел у ВР

На першому етапі, як і в розділі 2, в плечі II хвилевідного E -трійника після хвилевідного згину 14 в E -площині і хвилевідної скрутки 12 розташовується узгоджене навантаження 23. До виходу відрізка прямокутного хвилеводу 10, що входить в цю частину хвилевідного тракту і з'єднаний з апертурним елементом зв'язку 18, приєднується короткозамикаючий поршень 25 (Рис. 2.1). У розкривах обох апертурних елементів зв'язку розташовується одновимірна E -поляризована дифракційна решітка 26 (Рис. 3.1). Період решітки дорівнює 0,2 мм. Розглядаємо збудження у резонаторі першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{10q} за допомогою

одного апертурного елемента зв'язку 18. Результати вимірювання резонансного коефіцієнта передачі $K_{transm}^{(III)}$ при зменшенні нормованої відстані L/R між дзеркалами ВР наведені на Рис. 3.6 (крива 2). В цьому випадку, як і при збудженні цього типу коливань у ВР за допомогою щілинного елемента зв'язку, в міру зменшення відстані між дзеркалами L/R від 0,916 до 0,702 коефіцієнт передачі резонатора зростає. Це пов'язано із зменшенням омичних та дифракційних втрат для такої резонансної системи. При подальшому зменшенні L/R $K_{transm}^{(III)}$ ВР практично не змінюється. У цьому випадку дифракційні втрати стають малі і втрати в резонаторі визначаються, в основному, омичними втратами. Максимального значення, що дорівнює 0,22, коефіцієнт передачі ВР досягає при $L/R = 0,224$ (тип коливань TEM_{104}). Зменшення $K_{transm}^{(III)}$ до значення 0,2 має місце при напівконфокальній геометрії резонатора ($L/R = 0,491$). Це пов'язано з тим, що в цьому випадку, як описано і в розділі 2, тип коливань TEM_{109} , що розглядається, взаємодіє з іншим аксіально-несиметричним типом коливань резонатора TEM_{309} . Зменшення $K_{transm}^{(III)}$ для типу коливань TEM_{106} ($L/R = 0,331$) пов'язане із взаємодією з якимось ще вищим типом коливань, який не вдалося ідентифікувати

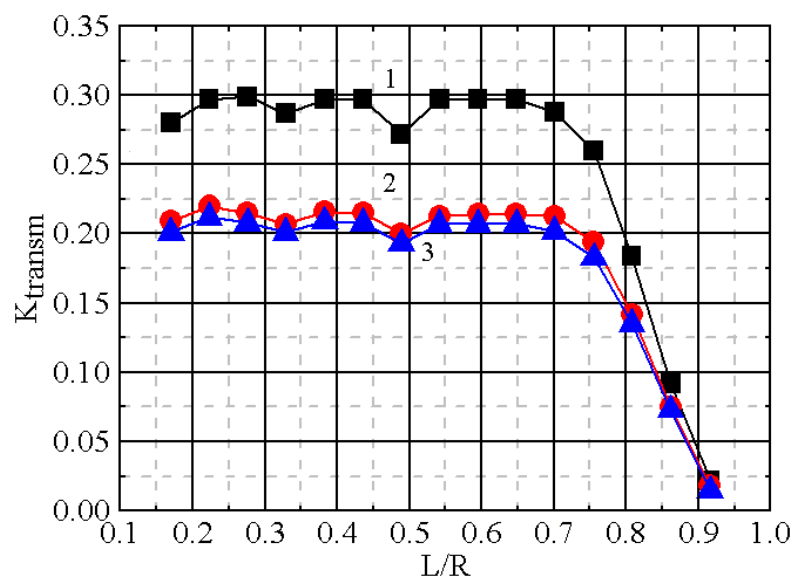


Рис. 3.6. Залежності K_{transm} від L/R для ВР при періоді E -поляризованої решітки в розкриттях апертурних елементів зв'язку, рівним 0,2 мм

Змінимо схему експериментальної установки. Тепер узгоджене навантаження 23 розташовується в плечі III хвилевідного трійника (Рис. 2.1). Короткозамикаючий поршень 25 приєднується до виходу відрізка прямокутного хвилеводу 10, який входить до цієї частини хвилевідного тракту і з'єднується з елементом зв'язку 18 (Рис. 2.1). Резонатор збуджується через другий апертурний елемент зв'язку, підключений до хвилевідного тракту 10, з'єданого з плечем II хвилевідного трійника (Рис. 3.1). Результати вимірів показано на Рис. 3.6 (крива 3). Із рисунка бачимо, що поведінка $K_{transm}^{(II)}$ повторює поведінку $K_{transm}^{(III)}$ при зменшені L/R . Різниця в тому, що у всьому діапазоні зміни відстані між дзеркалами резонатора $K_{transm}^{(II)}$ менше, ніж $K_{transm}^{(III)}$. Аналогічну картину ми бачили при збудженні в резонаторі типу коливань TEM_{10q} за допомогою щілинних елементів зв'язку (Рис. 2.14). При $L/R = 0,383$ (тип коливань TEM_{107}) $K_{transm}^{(III)} = 0,216$, а $K_{transm}^{(II)} = 0,209$. Їх різниця для вказаного типу коливань складає 0,007. При збудженні резонатора через плече II хвилевідного трійника максимальне значення $K_{transm}^{(II)} = 0,212$ для того ж типу коливань TEM_{104} при тій же відстані між дзеркалами ВР $L/R = 0,224$. Відмінність значень резонансних коефіцієнтів передачі при цьому L/R між дзеркалами ВР становить 0,008.

Тепер збуджуватимемо в резонаторі перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} двома апертурними елементами зв'язку (Рис. 3.1). Поведінка резонансного коефіцієнта передачі $K_{transm}^{(I)}$ за зміни нормованої відстані L/R між дзеркалами ВР показана на Рис. 3.6 (крива 1). З наведеного рисунка бачимо, що резонансний коефіцієнт передачі $K_{transm}^{(I)}$ веде себе аналогічно до поведінки $K_{transm}^{(II)}$ та $K_{transm}^{(III)}$ у всьому діапазоні перебудови резонатора. Тільки в цьому випадку резонансний коефіцієнт передачі стає істотно вищим за рахунок збудження у ВР типу коливань за допомогою двох апертурних елементів зв'язку. У діапазоні перебудови $L/R = 0,224 \div 0,649$

$K_{transm}^{(I)} = 0,297$ крім двох точок. При $L/R = 0,491$ зменшення $K_{transm}^{(I)}$, як сказано вище, пов'язане із взаємодією типу коливань TEM_{109} з типом коливань TEM_{309} . У разі $L/R = 0,331$ резонансний коефіцієнт передачі зменшується тому, що в цьому випадку тип коливань TEM_{106} взаємодіє з іншим вищим типом коливань ВР.

У розкритих апертурних елементів зв'язку розташуємо одновимірну E -поляризовану дифракційну решітку з періодом $\ell = 0,4$ мм. Решітка, як і в попередньому випадку, намотана вольфрамовим дротом діаметром 0,02 мм. Повторювати методику вимірювання $K_{transm}^{(II)}$ й $K_{transm}^{(III)}$ при збудженні у ВР типу коливань TEM_{10q} ми не будемо. Вона докладно описана вище. Результати вимірювань представлені на Рис. 3.7. Крива 2 показує поведінку резонансного коефіцієнта передачі $K_{transm}^{(III)}$ при зменшенні нормованої відстані L/R між дзеркалами ВР. В цьому випадку резонатор збуджується через плече ІІ хвилевідного трійника (Рис. 2.1, Рис. 3.1). Як бачимо, у міру зменшення L/R від 0,916 до 0,542, резонансний коефіцієнт передачі резонатора зростає. Це, як було сказано вище, пов'язано зі зменшенням дифракційних та омічних втрат для типу коливань TEM_{10q} , що розглядається. При подальшому зменшенні відстані між дзеркалами резонатора від 0,542 до 0,277 $K_{transm}^{(III)}$ практично не змінюється і залишається рівним 0,24. Виняток становить значення $L/R = 0,491$, яке відповідає напівконфокальній геометрії ВР. Тут, як і вище, тип коливань TEM_{109} взаємодіє із типом коливань TEM_{309} . При цьому $K_{transm}^{(III)} = 0,203$. У міру збільшення періоду одновимірної E -поляризованої дифракційної решітки 26 у розкритті апертурного елемента зв'язку 18 (Рис. 3.1) зростає коефіцієнт передачі через неї [95]. Тому збільшується K_{transm} резонатора (криві 2, Рис. 3.6, Рис. 3.7). При цьому зростають амплітуди всіх типів коливань, які збуджуються в резонаторі [14]. Основна причина цього у збільшенні зв'язку збуджуваних у ВР типів коливань з хвилеводом 10, що

підводить. Як і в попередньому випадку, розглянемо тип коливань TEM_{107} ($L/R = 0,383$). Для цього типу коливань $K_{transm}^{(III)} = 0,24$.

Тепер збуджуватимемо резонатор через плече II хвилевідного E -трійника (Рис. 2.1, Рис. 3.1). При проведенні вимірювань у плечі III хвилевідного E -трійника розташовується узгоджене навантаження 23 (Рис. 2.1). На Рис. 3.7 цифрою 3 позначено криву, яка описує поведінку $K_{transm}^{(II)}$ при зміні відстані між дзеркалами ВР у цьому випадку.

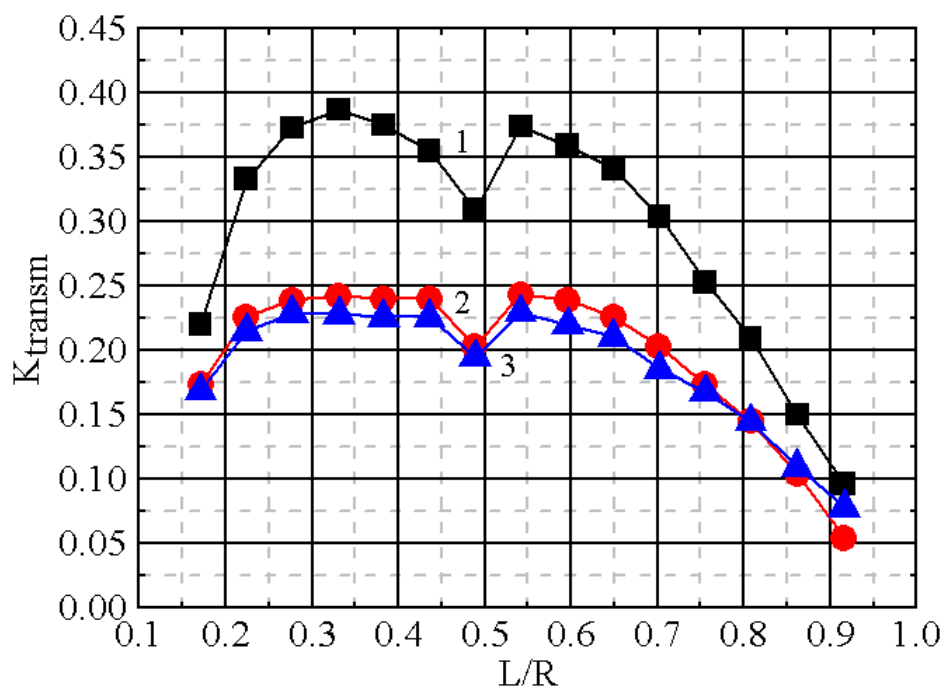


Рис. 3.7. Залежності K_{transm} від L/R для ВР при періоді E -поляризованої решітки в розкриттях апертурних елементів зв'язку, рівним 0,4 мм

Як бачимо, поведінка резонансного коефіцієнта передачі при зміні L/R практично повторює поведінку кривої 2. У міру зменшення резонансної відстані між дзеркалами ВР від 0,916 до 0,542 $K_{transm}^{(II)}$ зростає, так як зменшуються дифракційні та омичні втрати для типу коливань, що розглядається TEM_{10q} . У діапазоні зміни L/R від 0,542 до 0,277 $K_{transm}^{(II)}$ залишається рівним 0,226. При нормованій відстані між дзеркалами, що дорівнює 0,491 $K_{transm}^{(II)} = 0,195$. Це напівконфокальна геометрія ВР. 3

наведеного рисунка бачимо, що як і у разі густішої решітки ($\ell = 0,2$ мм), крива 3 йде нижче за криву 2 (Рис. 3.7). Розглянемо той самий тип коливань TEM_{107} ($L/R = 0,383$). У цьому випадку $K_{transm}^{(II)} = 0,226$. Різниця резонансних коефіцієнтів передачі для типу коливань TEM_{107} (криві 2,3) у разі решітки з періодом 0,4 мм зросла і становить 0,014.

Розглянемо тепер збудження у ВР типу коливань, що розглядається, за допомогою двох апертурних елементів зв'язку (Рис. 3.1). Як поводить себе $K_{transm}^{(I)}$ за зміни L/R , показано на Рис. 3.7 (крива 1). У всьому діапазоні зміни L/R $K_{transm}^{(I)}$ повторює поведінку $K_{transm}^{(II)}$ та $K_{transm}^{(III)}$. Як бачимо з наведеного рисунка, резонансний коефіцієнт передачі стає суттєво вищим за рахунок збудження у ВР типу коливань TEM_{10q} за допомогою двох елементів зв'язку. Зменшення $K_{transm}^{(I)}$ до значення 0,309 при $L/R = 0,491$ відповідає напівконфокальній геометрії резонатора. Тут тип коливань TEM_{109} , як і в попередніх випадках, взаємодіє з типом коливань TEM_{309} . Максимального значення, що дорівнює 0,387, $K_{transm}^{(I)}$ досягає при $L/R = 0,331$. Збільшення періоду одновимірної E -поляризованої дифракційної решітки у розкривах апертурних елементів зв'язку з 0,2 мм до 0,4 мм веде до суттєвого збільшення максимального значення $K_{transm}^{(I)}$ з 0,297 до 0,387.

Помістимо в розкривах обох елементів зв'язку одновимірну E -поляризовану дифракційну решітку, період ℓ якої дорівнює 0,6 мм (Рис. 3.3). Ця решітка, як і дві попередні, намотана вольфрамовим дротом діаметром 0,02 мм. Результати вимірювання резонансних коефіцієнтів передачі $K_{transm}^{(III)}$, $K_{transm}^{(II)}$ та $K_{transm}^{(I)}$ показані на Рис. 3.8. Спочатку розглянемо поведінку $K_{transm}^{(III)}$ за зміни нормованої відстані L/R між дзеркалами ВР (крива 2). Резонатор збуджується через плече ІІІ хвилевідного E -трийника (Рис. 2.1, Рис. 3.1). З рисунка бачимо, що збільшення зв'язку резонатора з хвилеводом, що підводить, веде до зміни в поведінці кривої. При зменшенні L/R від 0,916 до 0,487, резонансний коефіцієнт передачі резонатора зростає. Тепер взаємодія

типу коливань TEM_{10q} з іншими типами коливань відбувається при $L/R = 0,434$ (це тип коливань TEM_{108} $K_{transm}^{(III)} = 0,256$) і при $L/R = 0,222$ (це тип коливань TEM_{104} $K_{transm}^{(III)} = 0,243$). Максимального значення, що дорівнює $0,312$, $K_{transm}^{(III)}$ досягає при $L/R = 0,168$. Якби не взаємодія з іншими типами коливань, то можна було б сказати, що в усьому діапазоні зменшення відстані між дзеркалами ВР резонансний коефіцієнт передачі зростає. Це спостерігається тільки у разі розглянутої нами рідкісної одновимірної дифракційної решітки, період якої $\ell > 0,1\lambda$.

Як наступний крок будемо збуджувати резонатор через плече II хвилевідного E -трийника (Рис. 3.1). Поведінка $K_{transm}^{(II)}$ показана на Рис. 3.8 (крива 3). Як видно, хід цієї кривої повністю повторює хід кривої 2. Тільки крива 3, як і в двох розглянутих вище випадках, йде нижче за криву 2. Розглянемо знову тип коливань TEM_{107} ($L/R = 0,383$). У разі $K_{transm}^{(III)} = 0,262$, а $K_{transm}^{(II)} = 0,24$. Різниця у значеннях резонансних коефіцієнтів передачі дорівнює $0,022$. Взаємодія типу коливань TEM_{10q} з іншими збуджуваними у ВР типами коливань також має місце при $L/R = 0,434$ (це тип коливань TEM_{108} , $K_{transm}^{(II)} = 0,234$) та при $L/R = 0,222$ (це тип коливань TEM_{104} , $K_{transm}^{(II)} = 0,18$). Максимального значення, що дорівнює $0,257$, $K_{transm}^{(II)}$ досягає при $L/R = 0,168$.

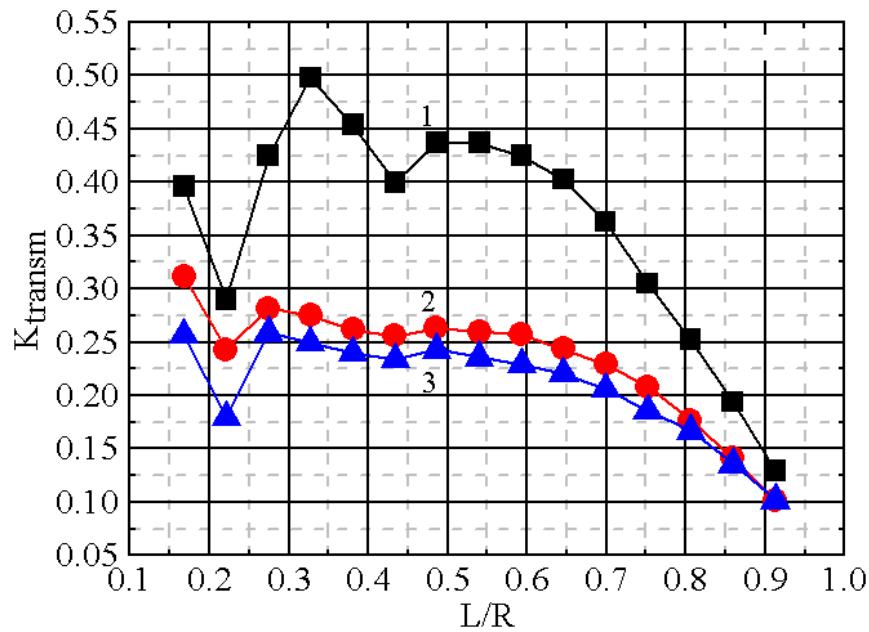


Рис. 3.8. Залежності K_{transm} від L/R для ВР при періоді E -поляризованої решітки в розкривах апертурних елементів зв'язку, що дорівнює 0,6 мм

Будемо збуджувати резонатор через два апертурні елементи зв'язку 18. Результати вимірювань резонансного коефіцієнта передачі типу коливань TEM_{10q} при зміні L/R також наведені на Рис. 3.8 (крива 1). Загальна поведінка $K_{transm}^{(I)}$ при зміні відстані між дзеркалами ВР повторює поведінку кривих 2 і 3. Тільки в цьому випадку крива залежності резонансного коефіцієнта передачі від відстані між дзеркалами резонатора йде значно вище. При зменшенні L/R від 0,916 до 0,487 $K_{transm}^{(I)}$ зростає. Розглянуте коливання TEM_{10q} взаємодіє з іншими типами коливань резонатора при $L/R = 0,434$ (тип коливань TEM_{108} $K_{transm}^{(I)} = 0,4$) і при $L/R = 0,222$ (тип коливань TEM_{104} $K_{transm}^{(I)} = 0,29$). Максимального значення, що дорівнює 0,498, $K_{transm}^{(I)}$ досягає при $L/R = 0,327$.

Оцінимо поведінку коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел K_{summ}^2 за зміни відстані між дзеркалами резонатора. Для знаходження коефіцієнта підсумовування потужностей скористаємося, як і у розділі 2, формулою $K_{summ}^2 = [K_{transm}^{(I)}]^2 / [K_{transm}^{(II)2} + K_{transm}^{(III)2}]$. Результати розрахунку за результатами вимірювань представлені на Рис. 3.9.

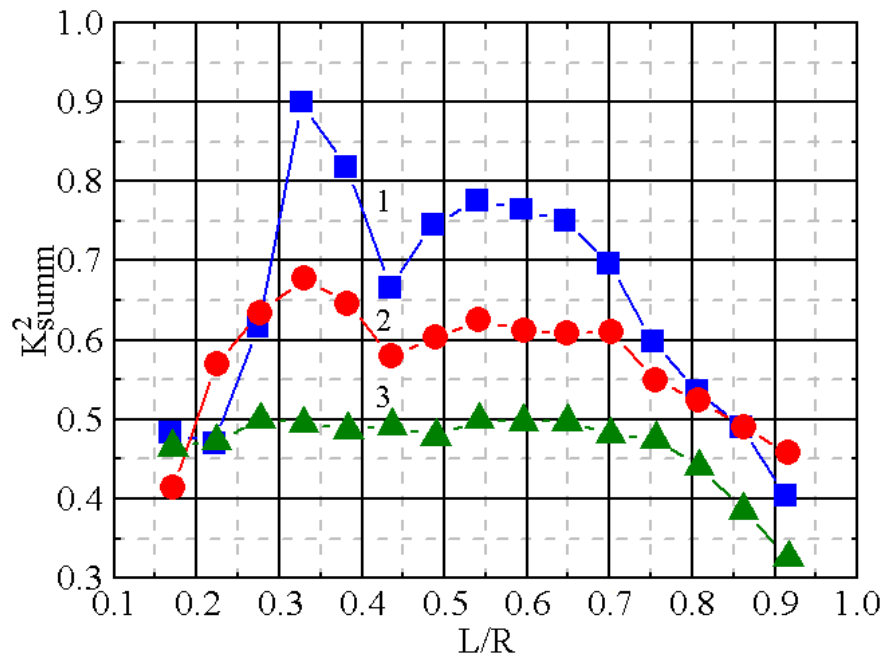


Рис. 3.9. Поведінка коефіцієнтів підсумовування потужностей двох джерел у ВР за різних періодів E -поляризованих решіток у розкривах апертурних елементів зв'язку при зміні відстані між дзеркалами

З рисунка бачимо, що загальна поведінка K_{summ}^2 для всіх трьох періодів одновимірних E -поляризованих дифракційних решіток у розкривах апертурних елементів зв'язку при зміні L/R приблизно однаково. Чим більший період дифракційної решітки ℓ у розкривах елементів зв'язку, тим більше K_{summ}^2 . Для $\ell = 0,2$ мм коефіцієнт підсумовування потужністю двох джерел досягає максимальних значень, рівних 0,5, при $L/R = 0,542$ (тип коливань TEM_{1010}) і $L/R = 0,276$ (тип коливань TEM_{105}) (крива 3). Провал цієї кривої має місце при $L/R = 0,491$ (тип коливань TEM_{109}), що відповідає напівконфокальній геометрії ВР. При збільшенні періоду одновимірної дифракційної решітки ℓ до 0,4 мм максимальні значення K_{summ}^2 дорівнюють 0,625 ($L/R = 0,542$, тип коливань TEM_{1010}) та 0,678 ($L/R = 0,331$, тип коливань TEM_{106}) (крива 2). У разі подальшого збільшення періоду одновимірної дифракційної решітки до 0,6 мм максимальні значення коефіцієнта підсумовування за потужністю двох окремих джерел зростають до 0,776 (тип коливань TEM_{1010} , $L/R = 0,542$) та до 0,9 (тип коливань TEM_{106} , $L/R = 0,331$)

(Рис. 3.9, крива 1). Провали на наведених кривих 1 і 2 ($L/R = 0,434$) пов'язані зі збільшенням зв'язку всіх збуджуваних у ВР типів коливань з хвилевідними трактами, що підводять. У результаті це призводить до взаємодії типу коливань TEM_{108} з одним із вищих типів коливань, що збуджується у відкритій коливальній системі.

У розділі 2 показано, що при щілинному способі збудження типу коливань TEM_{10q} у ВР максимальний K_{summ}^2 дорівнює 0,719 при $L/R = 0,596$ (тип коливань TEM_{1011}) і $L/R = 0,384$ (тип коливань TEM_{107}). Таким чином, апертурний спосіб збудження типу коливань TEM_{10q} у ВР дозволяє отримати більш високий коефіцієнт підсумовування потужностей двох окремих джерел. При цьому для регулювання зв'язку з хвилеводами, що підводять, необхідно використовувати рідкісні одновимірні E -поляризовані дифракційні решітки.

Представляє практичний інтерес виміряти навантажені добротності Q_H ВР з апертурними елементами зв'язку, в розкриттях яких розташовані різні одновимірні E -поляризовані дифракційні решітки. Для цього скористаємося методикою, яка докладно описана у підрозділі 2.2. Там було показано, що при збудженні в резонаторі типу коливань TEM_{1011} ($L/R = 0,596$) за допомогою двох щілинних елементів зв'язку $Q_H = 528$. Тому оцінимо навантажені добротності типу коливань TEM_{1011} у аналізованому ВР ($L/R = 0,595$). Як виявилось, при $\ell = 0,2$ мм $Q_H = 1658$, $\ell = 0,4$ мм $Q_H = 749$, а при $\ell = 0,6$ мм $Q_H = 453$. Зменшення навантаженої добротності одного й того ж типу коливань із збільшенням періоду одновимірної решітки пов'язане із зменшенням добротності зв'язку ВР з хвилевідними трактами. Таким чином, навіть рідкісні ґрати з періодом $\ell = 0,6$ мм у смузі перебудови $L/R = 0,3 \div 0,67$, за винятком точки $L/R = 0,434$ (Рис. 3.9, крива 1), забезпечує коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел вище, ніж у разі збудження резонатора двома щілинними елементами зв'язку.

Вище було сказано, що узгоджене збудження типу коливань TEM_{10q} у ВР повинне вести до кутової селекції спектра коливань. У нас же в резонаторі,

як показали виміри $K_{transm}^{(II)}$ та $K_{transm}^{(III)}$ (Рис. 3.7, Рис. 3.8), крім типу коливань, що розглядається, збуджуються інші вищі типи коливань. Це, особливо, відноситься до періодів одновимірних дифракційних решіток у розкривах апертурних елементів зв'язку, періоди яких дорівнюють 0,4 мм та 0,6 мм. Тому представляє практичний інтерес розглянути ділянку спектра коливань ВР[22]. У розкривах апертурних елементів зв'язку розташована одновимірна E -поляризована дифракційна решітка з періодом, рівним 0,6 мм (Рис. 3.3). Ця решітка обрана тому, що завдяки сильному зв'язку з хвилеводами, що підводять, в резонаторі повинна збуджуватися максимальна кількість типів коливань [85]. Розглянемо ділянку спектра коливань ВР, що містить тип коливань TEM_{1011} , для якого ми вимірювали Q_H . Результати вимірів показано на Рис. 3.10.

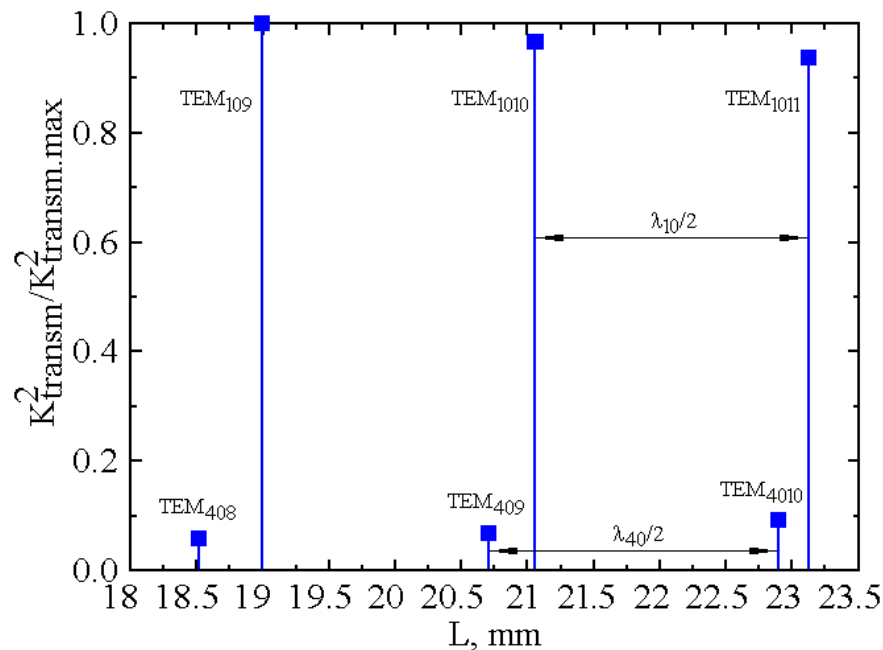


Рис. 3.10. Ділянка спектра коливань ВР, що збуджується двома апертурними елементами зв'язку

Вище сказано, що при певних розмірах апертурних елементів зв'язку ефективність збудження типу коливань TEM_{10q} в резонаторі може досягати 87%. Тому цікавить оцінити ефективність збудження η типу коливань TEM_{1011} у ВР з допомогою двох аналізованих апертурних елементів зв'язку (Рис. 3.3),

зазначених вище геометричних розмірів. Для цього необхідно обчислити радіус плями поля w_0 коливання TEM_{0011} на плоскому дзеркалі ВР. Як показано в розділі 2, для даних $\lambda = 4,0$ мм та $L/R = 0,58$ $w_0 = 4,953$ мм. Використовуючи вираз (3.7), знайдемо, що при $\tilde{a} = a/w_0 = 14,8/4,953 = 2,988$, $\tilde{b} = b/w_0 = 9,6/4,953 = 1,938$, ефективність збудження в резонаторі коливань типу TEM_{1011} становить 0,815. Отже, втрати на збудження аналізованого типу коливань становлять 18,5%. Тому, мабуть, у ВР поряд із типом коливань TEM_{10q} і збуджується інший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{40q} .

Представляє також практичний інтерес порівняти наведену ділянку спектра коливань ВР (Рис. 3.10) із ділянкою спектра коливань цього ж резонатора, збуджуваного двома щілинними елементами зв'язку та розглянутого в розділі 2. Результати вимірювань наведено на Рис. 3.11. Як бачимо з рисунка, спектр коливань у вказаному діапазоні перебудови резонатора густий. Це пов'язано з неузгодженим збудженням типів коливань у ВР за допомогою щілинних елементів зв'язку. У ряді випадків на резонатор необхідно надягати металевий екран. А це призведе до ще більшого згущення спектра коливань. Тому апертурний спосіб збудження типів коливань у ВР найбільш перспективний для складання потужностей окремих джерел, особливо якщо ці джерела мають високі рівні вихідної потужності.

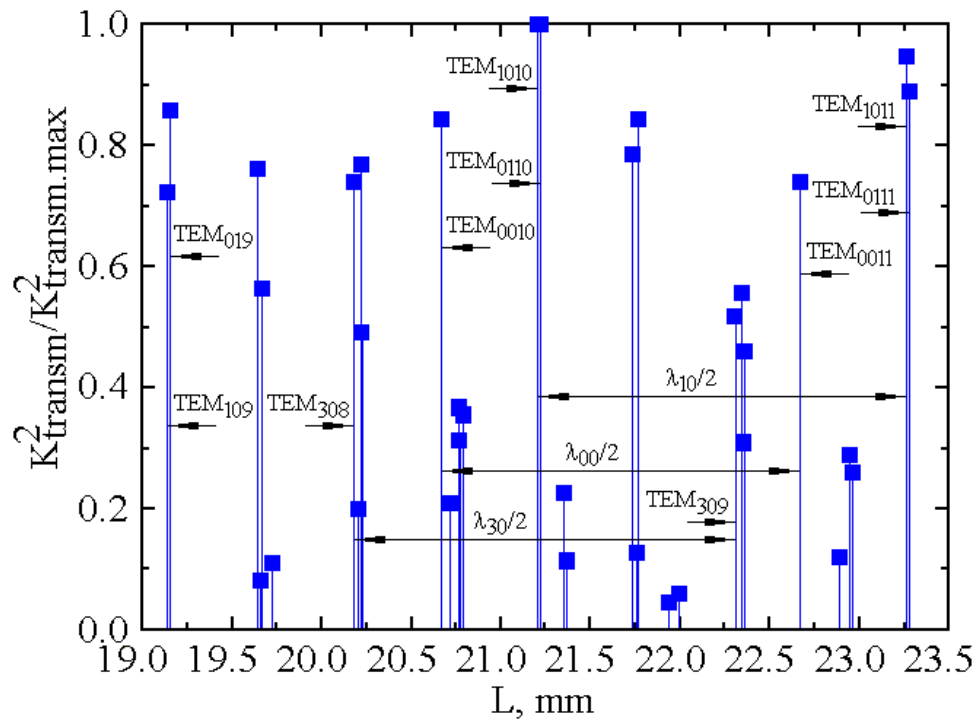


Рис. 3.11. Ділянка спектра ВР, що збуджується двома щілинними елементами зв'язку

Проведені дослідження з вимірювання резонансного коефіцієнта передачі ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} , дозволяють зробити важливий практичний висновок. При збудженні резонатора за допомогою двох апертурних елементів зв'язку 18 (Рис. 3.1), які підключаються по черзі до плечей III та II хвилевідного E -трийника 13 (Рис. 2.1), $K_{transm}^{(III)}$ (Рис. 3.6 ÷ 3.8, крива 2) завжди більше $K_{transm}^{(II)}$ (Рис. 3.6 ÷ 3.8, крива 3). Що цікаво, чим більший коефіцієнт передачі через одновимірну E -поляризовану дифракційну решітку, тим більша різниця у значеннях резонансних коефіцієнтів передачі для кожного значення L/R . Це наочно продемонстровано для типу коливань TEM_{107} , для якого, як показано вище, різниця у значеннях $K_{transm}^{(III)}$ и $K_{transm}^{(II)}$ становить: 0,007 ($\ell = 0,2$ мм); 0,014 ($\ell = 0,4$ мм); 0,022 ($\ell = 0,6$ мм). Таку поведінку резонансних коефіцієнтів передачі можна пояснити наступним. При збудженні резонатора за допомогою апертурного елемента зв'язку, підключеного до плеча III хвилевідного E -трийника, щілинний елемент зв'язку 24, розташований на сферичному дзеркалі 22 навпроти цього елемента зв'язку, навантажений на

короткозамикаючий поршень 25 (Рис. 2.1, Рис. 3.1). Тому додаткових втрат потужності немає. Коли ВР збуджується через апертурний елемент зв'язку, підключений до плеча II хвилевідного трійника, щілинний елемент зв'язку 24, розташований на сферичному дзеркалі 22 напроти апертурного елемента зв'язку, навантажений на приймальний тракт (Рис. 2.1, Рис. 3.1). Тому мають місце додаткові втрати, пов'язані з попаданням частини потужності, що йде на збудження у резонаторі типу коливань TEM_{10q} , у приймальний тракт. І чим більший коефіцієнт передачі через одновимірну решітку, тим більші ці втрати потужності. Тому залежності $K_{transm}^{(III)}$ і $K_{transm}^{(II)}$ від L/R так і поведуться. А оскільки коефіцієнт підсумовування потужностей у ВР визначається формулою $K_{summ}^2 = [K_{transm}^{(I)}]^2 / [K_{transm}^{(II)2} + K_{transm}^{(III)2}]$, такі додаткові втрати потужності при збудженні резонатора призводять до зменшення K_{summ}^2 . Аналогічна ситуація має місце при збудженні в резонаторі аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{10q} за допомогою щілинних елементів зв'язку (Рис. 2.14). Тому для підсумовування потужностей окремих джерел в ВР доцільно використовувати типи коливань, які мають на дзеркалах три плями поля та більше. При використанні типу коливань TEM_{20q} через бічні плями полів за допомогою апертурних елементів зв'язку у резонатор надходять сигнали від двох окремих джерел. Сумарний сигнал повинен виводитися з ВР за допомогою елемента зв'язку, виконаного в центрі третьої плями поля, розташованого на осі, як показано на Рис. 3.12 для типу коливань TEM_{2011} .

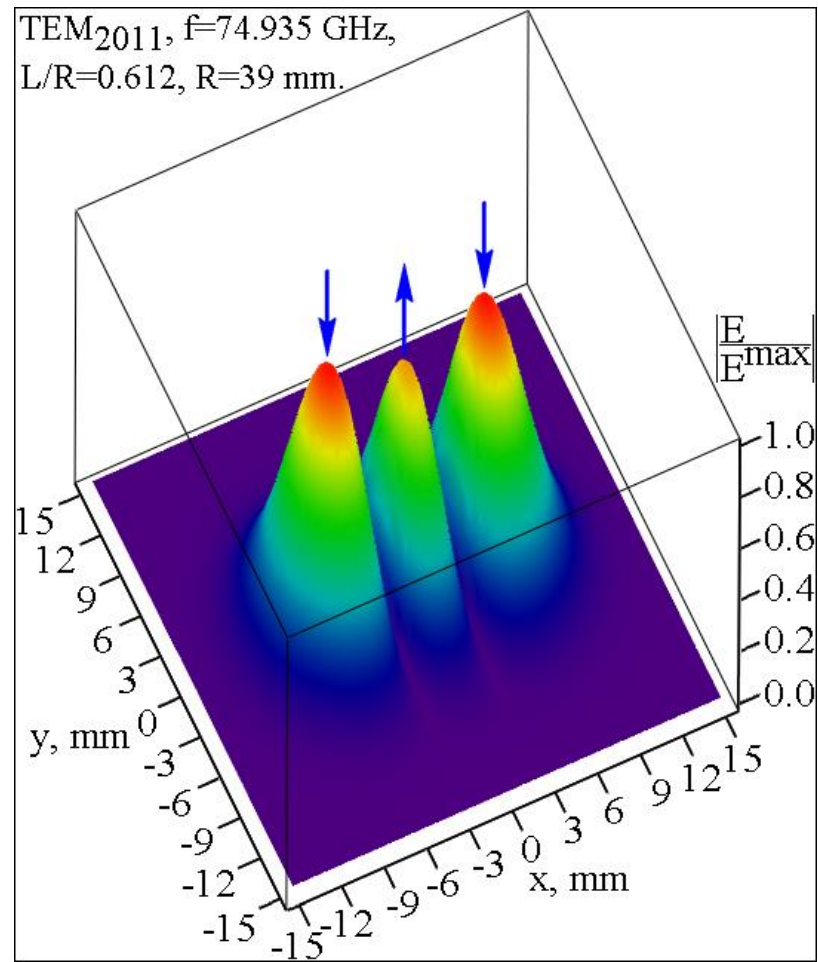


Рис. 3.12. Структура електричної компоненти поля типу коливань TEM_{2011} у ВР аналізованої геометрії

Висновки до розділу 3

Виконані у цьому розділі дослідження дозволяють зробити низку важливих практичних висновків.

1. Максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел у ВР з апертурними елементами зв'язку, в якому існує тип коливань TEM_{10q} , дорівнює 0,9. При цьому в розкривах елементів зв'язку має бути рідкісна ($\ell > 0,1 \lambda$) одновимірна E -поляризована дифракційна решітка. У той самий час максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел резонаторі при щільному способі збудження дорівнює 0,719. Таким чином, для більш ефективного складання потужностей окремих джерел, винесених з

резонансного об'єму, необхідно використовувати апертурний спосіб збудження робочого типу коливань у ВР.

2. Апертурний спосіб збудження коливань в резонаторі забезпечує кутову селекцію спектра, на відміну від способу щілинного запиту. Це пов'язано з малими втратами на збудження, які за оптимальних геометричних розмірів апертурних елементів зв'язку при збудженні в резонаторі типу коливань TEM_{10q} не перевищують 13%. Це має важливе практичне значення під час підсумовування потужностей окремих джерел у ВР. З іншого боку, рідкий спектр коливань дозволяє використовувати резонатори в металевих оболонках. Це особливо важливо під час роботи з джерелами, що мають високі рівні вихідної потужності. Такі резонансні системи можуть знайти практичне застосування при побудові компресорів мікрохвильових імпульсів в ВВЧ діапазоні.

3. Для складання потужностей двох джерел, винесених із резонансного об'єму, використовується вищий аксіально-несиметричний тип коливань ВР TEM_{10q} . Це дозволяє отримати високий коефіцієнт підсумовування потужностей. Однак у цьому випадку при складанні потужностей у резонаторі виникають додаткові втрати, які пов'язані з безпосереднім попаданням частини потужності, що надходить у резонансний об'єм, у приймальний тракт. Тому при складанні потужностей двох джерел у резонаторі замість типу коливань TEM_{10q} доцільно використовувати тип коливань TEM_{20q} , що характеризується вже трьома плямами поля на дзеркалах резонатора. Через елементи зв'язку, виконані в бічних плямах полів, у резонатор надходять сигнали від двох джерел. Сумарний сигнал виводиться з резонатора через елемент зв'язку, виконаний у центральній плямі поля типу коливань TEM_{20q} на дзеркалі, що навпроти.

РОЗДІЛ 4

ПІДСУМОВУВАЧ ГАРМОНІК НА БАЗІ ВР З АПЕРТУРНИМ ЗВ'ЯЗКОМ

В даний час до електромагнітних хвиль субтерагерцевого та терагерцевого частотних діапазонів проявляється підвищений інтерес. Це пов'язано з тим, що освоєння цих діапазонів дозволить збільшити швидкість передачі інформації в системах зв'язку та просторово-часову роздільну здатність радіолокаційних систем, підвищити скритність і перешкодозахищеність систем передачі інформації, зменшити їх масу та габарити, в тому числі антени.

У субтерагерцевому діапазоні на частотах близько $100 \div 150$ ГГц, як гетеродини в радіолокаційних системах використовуються компактні твердотільні генератори. Такі генератори створюють високостабільні коливання. На більш високих частотах із-за присутніх паразитних реактивних опорів такі генератори стають практично неможливими для створення. Крім того, дедалі помітнішу негативну роль у таких генераторах починає відігравати кінцевість часу прольоту носіїв струму через область взаємодії з високочастотним полем. Ця фундаментальна причина визначає на частотах $200 \div 300$ ГГц високочастотну межу роботи твердотільних джерел як гетеродинів.

Одним із можливих шляхів подолання цієї межі є схмотехнічне рішення, яке полягає у створенні однокаскадних генераторів гармонік, що використовують нелінійність динамічної вольтамперної характеристики діодів Ганна. Для побудови високочутливих гетеродинів приймальних пристроїв субтерагерцевого діапазону доцільно використовувати діоди Ганна. Хоча на частотах аж до 300 ГГц найпотужнішими твердотільними джерелами є лавинно-пролітні діоди. Однак вони характеризуються рівнем шуму на 10 - 15 дБ більшим, ніж у діодів Ганна [96].

Такі джерела генерують синхронні коливання не тільки на основній частоті, але і на гармоніках, з яких зазвичай використовуються друга і рідше третя [97,98]. У діапазоні ВВЧ генератора гармонік працює більш ефективно на другій гармоніці. У разі використання гармонік вищого порядку більш доцільним для використання стає комбінована схема генератора з варакторним помножувачем [99]. Особливість схеми генератора гармонік на діоді Ганна полягає у наявності двох контурів. Один із них налаштований на основну частоту, а інший – на частоту гармоніки. У цю схему обов'язково має бути включений диплексор (фільтр), який здійснює розподіл частот цих коливань. Ще одна з переваг генераторів гармонік на діодах Ганна - це менша вартість одиниці потужності, що генерується.

Саме тому представляє практичний інтерес розглянути можливість застосування ВР з апертурним зв'язком для побудови твердотільних джерел гетеродинного випромінювання в субтерагерцевому діапазоні частот. Змінюючи параметри одновимірних E -поляризованих дифракційних решіток у розкривах таких елементів зв'язку, такий ВР можна розглядати, як суматор гармонік, з одного боку, і як диплексор (фільтр), з іншого боку. Тим паче, що у попередньому розділі було показано, що коефіцієнт складання потужностей у резонаторі може досягати величини 0,9.

4.1 Вибір напівсферичного ВР, налаштованого на частоту основних гармонік діодів Ганна

У розділі 3 було показано, що максимальна ефективність збудження η аксіально-несиметричного типу коливань TE_{M10q} у напівсферичному ВР за допомогою двох прямокутних хвилеводів перерізом $a' \times b$ (Рис. 3.3, Рис. 3.4б), по кожному з яких поширюється основна хвиля TE_{10} , дорівнює 0,867. У цьому випадку нормовані розміри кожного із двох елементів зв'язку дорівнюють: $\tilde{a}' = 1,669$ и $\tilde{b} = 1,98$. Аналогічний результат отримаємо, якщо тип коливань

ТЕМ_{10q} у напівсферичному ВР будемо збуджувати прямокутним хвилеводом перетином $a \times b$, яким поширюється хвиля TE₂₀ (Рис. 3.4а).

Для аналізу візьмемо ВР, який використовувався у розділі 3 під час проведення експериментальних досліджень щодо підсумовування потужностей двох джерел, винесених з резонансного обсягу. Це напівсферичний резонатор, апертури дзеркал якого дорівнюють 38 мм, радіус кривизни сферичного відбивача $R = 39$ мм. Розміри двох збуджуючих елементів зв'язку, розташованих у центрі плоского дзеркала, дорівнюють $a' \times b = 6,9 \times 9,6$ мм [17]. Кожен з них є пірамідальним рупором, довжина якого становить 85 мм і обирається з умови отримання рівномірного розподілу фаз у розкривах (фазова помилка менше 10°). Численні дослідження будемо проводити на частоті $f = 75$ ГГц ($\lambda = 4$ мм), яка є основною гармонікою діодів Ганна 3A738H [100].

У разі напівсферичної геометрії резонатора основний тип коливань ТЕМ_{00q}, як ми вже зазначали у підрозділі 2.2, має максимальну навантажену добротність при $L_{00q} / R \approx 0,75$. При збільшенні поперечного індексу коливання нормована відстань між дзеркалами, що відповідає максимальній величині добротності, зменшуватиметься. Тому на першому етапі, як було показано в підрозділі 2.2, вважаємо, що для коливання ТЕМ_{10q} $L_{10q} / R = 0,6$. З урахуванням подовження хвилі в резонаторі це відповідатиме поздовжньому індексу коливань $q = 11$.

Резонансну частоту будь-якого коливання у функціях Ерміта-Гаусса, що збуджується в напівсферичному ВР, можна визначити з виразу [14]

$$f_{mnq} = \frac{c}{2L} \left(q + (m + n + 1) \frac{1}{\pi} \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{L}{R}} \right) \right). \quad (4.1)$$

Тут $c = 3 \times 10^{11}$ м/с – швидкість світла, m та n – поперечні індекси коливання.

Оскільки ми розглядаємо перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{1011} у напівсферичному ВР зазначеної геометрії, то нам необхідно знайти резонансну відстань, що відповідає основному типу коливань TEM_{0011} . Для цього використовуємо вираз (4.1), в який підставляємо значення, відповідні типу коливань TEM_{0011} : $f = 75$ ГГц, $q = 11$, $m = n = 0$, $R = 39$ мм. Як виявилось, цей вираз виконується при $L_{0011} = 22,55$ мм ($L_{0011} / R = 0,578$). Тепер з виразу у (2.1) обчислимо радіус плями поля w_0 типу коливань TEM_{0011} на плоскому дзеркалі резонатора. Після підстановки чисельних значень (2.1) отримаємо, що $w_0 = 4,952$ мм. І тут нормовані розміри елементів зв'язку дорівнюють $\tilde{a}' = a'/w_0 = 1,393$, $\tilde{b} = b/w_0 = 1,939$. За допомогою виразу (3.7) знайдемо, що ефективність збудження η коливання TEM_{1011} у напівсферичному ВР зазначених вище геометричних розмірів за допомогою двох апертурних елементів зв'язку на частоті основних гармонік діодів Ганна дорівнює 0,815. Це значення практично збігається з аналогічним значенням, отриманим у підрозділі 3.2. Таким чином, близько 82% потужності, що надійшла до резонатора на частоті 75 ГГц, йде на збудження першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{1011} .

Використовуючи вираз (4.1), обчислимо резонансну відстань між дзеркалами для коливання TEM_{1011} . Для цього випадку $f = 75$ ГГц, $q = 11$, $m = 1$, $n = 0$, $R = 39$ мм. Після підстановки числових значень у (4.1) знайдемо, що ця рівність буде виконуватися при $L_{1011} = 23,119$ мм ($L_{1011} / R = 0,593$). Як бачимо, отримана нормована відстань між дзеркалами резонатора для типу коливань, що аналізується, майже співпала з спочатку прийнятим

4.2 Ефективність збудження коливання TEM_{10q} у ВР на частоті других гармонік діодів Ганна

Тепер припустимо, що резонатор збуджується на частоті других гармонік діодів Ганна 3A738H ($f = 150$ ГГц). Вважаємо, що відстань між

дзеркалами резонатора та геометричні розміри елементів зв'язку не змінилися. В даному разі ми вже розглядаємо тип коливань TEM_{1022} , оскільки довжина хвилі зменшилася вдвічі, то поздовжній індекс типу коливань $q = \lambda / 2$ збільшиться вдвічі. Для того, щоб отримати такий же радіус плями поля w_0 основного типу коливань TEM_{0022} на плоскому дзеркалі резонатора, як і в попередньому випадку, необхідно хоча б у два рази збільшити радіус кривизни сферичного відбивача. Це впливає з виразу (2.1). Використовуючи вираз у (4.1), уточнимо резонансну відстань між дзеркалами для основного типу коливань TEM_{0022} ($f = 150$ ГГц, $q = 22$, $m = n = 0$, $R = 78$ мм). Після підстановки числових значень (4.1) знайдемо, що $L_{0022} = 22,179$ мм. Тепер із виразу (2.1) обчислимо, що $w_0 = 4,733$ мм. Як бачимо, отримане значення радіусу плями поля типу коливань TEM_{0022} на частоті других гармонік діодів Ганна близько до радіусу плями поля типу коливань TEM_{0011} на частоті основних гармонік тих же діодів при $R = 39$ мм ($w_0 = 4,952$ мм). У цьому випадку отримаємо $\tilde{a}' = 1,458$, $\tilde{b} = 2,028$. З виразу (3.7) визначимо, що ефективність збудження η типу коливань TEM_{1022} у напівсферичному резонаторі зазначених розмірів становить 0,837. Це говорить про те, що близько 84% потужності, що надійшла до резонатора на частоті других гармонік двох діодів Ганна, йде на збудження типу коливань TEM_{1022} . Приблизно така ж частина потужності (82%), але на частоті основних гармонік йде на збудження типу коливань TEM_{1011} в резонаторі, який ми розглянули в підрозділі 4.1.

Як і в попередньому випадку, використовуючи вираз (4.1) обчислимо резонансну відстань між дзеркалами для типу коливань, що розглядається TEM_{1022} . Для цього випадку $f = 150$ ГГц, $q = 22$, $m = 1$, $n = 0$, $R = 78$ мм. Після підстановки наведених значень у вираз (4.1) знайдемо, що цей вираз буде виконуватися при $L_{1022} = 22,36$ мм ($L_{1022} / R = 0,287$).

Представляє також практичний інтерес визначити ефективність збудження типу коливань TEM_{1011} на частоті основних гармонік в резонаторі зазначених розмірів. Для цього з виразу (4.1) знайдемо, що при $f = 75$ ГГц, $q = 11$, $m = n = 0$ и $R = 78$ мм відстань між дзеркалами L_{0011} дорівнює 22,36 мм.

Тепер із виразу (2.1) для зазначених параметрів f , L_{0011} та R знайдемо, що $w_0 = 6,701$ мм. У цьому випадку $\tilde{a}' = 1,03$, $\tilde{b} = 1,433$ та ефективність збудження η типу коливань TEM_{1011} на частоті основних гармонік діодів Ганна за допомогою двох апертурних елементів зв'язку (Рис. 3.3), отримана з виразу (3.7), становить 0,54. Обчислене значення η свідчить, що лише 54% потужності, що надійшла в резонатор на частоті основних гармонік діодів Ганна, йде на збудження типу коливань TEM_{1011} .

Відмінна особливість апертурних елементів зв'язку полягає в тому, що вони дозволяють розділити функції узгодження по полю (тип коливань резонатора $|E_w|$ і хвилевідна хвиля $|E_e|$, Рис. 3.4б) та узгодження по зв'язку (резонатор і хвилевідний тракт). Ефективність збудження вищих типів коливань TEM_{1011} і TEM_{1022} у резонаторах конкретних геометричних розмірів на частотах основних ($f = 75$ ГГц) та других ($f = 150$ ГГц) гармонік діодів Ганна ми розглянули вище. Для регулювання зв'язку ВР з хвилевідними трактами, що підводять, використовуються, як показано в підрозділі 3.1, одновимірні E -поляризовані дифракційні решітки [95]. Вони розташовуються у розкривах апертурних елементів зв'язку (Рис. 3.3). Правильно обираючи зв'язок ВР з хвилевідними трактами, можна не тільки зменшити втрати на збудження коливань у резонаторі, але й значно поліпшити його вибіркові властивості. Тому, як наступний крок проаналізуємо вплив одновимірних дифракційних решіток на зв'язок розглянутих вище резонаторів з хвилевідними трактами, що підводять.

4.3 Вплив параметрів дротяних дифракційних решіток на зв'язок резонатора з хвилеводом на частоті основних гармонік діодів Ганна

Для знаходження коефіцієнта відбиття від резонатора використовується метод підсумовування парціальних коефіцієнтів відбиття від одновимірної дифракційної решітки [101]. Для простоти аналізу будемо розглядати

збудження типу коливань TEM_{10q} у напівсферичному ВР за допомогою прямокутного хвильоводу, яким поширюється хвиля TE_{20} (Рис. 3.4а). Широка сторона такого надрозмірного прямокутного хвильоводу дорівнює a . Ефективність збудження типу коливань TEM_{10q} у ВР, за допомогою такого хвильоводу, буде такою ж як і при збудженні цього типу коливань за допомогою двох прямокутних хвильоводів, широка сторона кожного з яких дорівнює a' (Рис. 3.4б) [24]. Запишемо співвідношення, що визначає резонансний коефіцієнт відбиття від ВР [102]

$$\Gamma = |r_1| - \frac{|t_1|^2 |r_2| S_e S_r^2}{1 - |r_1| |r_2| S_r^2}. \quad (4.2)$$

Тут $|r_1|$ та $|t_1|$ – модулі коефіцієнтів відбиття та передачі дрютяної дифракційної решітки (E -поляризація) із змінним періодом ℓ у розкриві прямокутного хвильоводу шириною a , виконаного в центрі плоского дзеркала ВР (Рис. 3.4а). Вони пов'язані співвідношенням $|r_1|^2 + |t_1|^2 = 1$ [103]. Параметр, що входить у вираз (4.2) $|r_2|$, є модуль коефіцієнта відбиття від сферичного дзеркала резонатора, який вважаємо рівним одиниці. Параметри $S_e = \exp(-\alpha_e/2)$ та $S_r = \exp(-\alpha_r/2)$ – коефіцієнти передачі по полю за прохід хвилі від одного дзеркала до іншого, які визначаються втратами на збудження $\alpha_e = P_e/P_{rez} = 1 - \eta$ та резонансними втратами $\alpha_r = \alpha_d + \alpha_{oh} = (P_d + P_{oh})/P_{rez}$. Величина P_e – це втрати потужності, які складаються з втрат на “перелив” потужності за кромки одного з дзеркал резонатора і втрат на неузгоджене збудження типу коливань у ВР. Параметри P_d та P_{oh} – потужності дифракційних та омічних втрат, відповідно, P_{rez} – потужність, що надходить до ВР через елемент зв'язку в момент резонансу. При цьому P_e визначається лише втратами потужності на неузгоджене збудження, а резонансні втрати у

ВР потужністю омичних втрат P_{oh} . Це пов'язано з тим, що при розрахунку η апертури дзеркал вважаються нескінченними [15].

На рис. 4.1 наведено залежності коефіцієнта відбиття, що визначається виразом (4.2), від резонансних втрат α_r для різних значень періоду дротяних дифракційних решіток (E -поляризація) у розкритті надрозмірного хвилеводу: $\ell = 0,3$ мм (червона крива); $\ell = 0,4$ мм (синя крива); $\ell = 0,5$ мм (зелена крива).

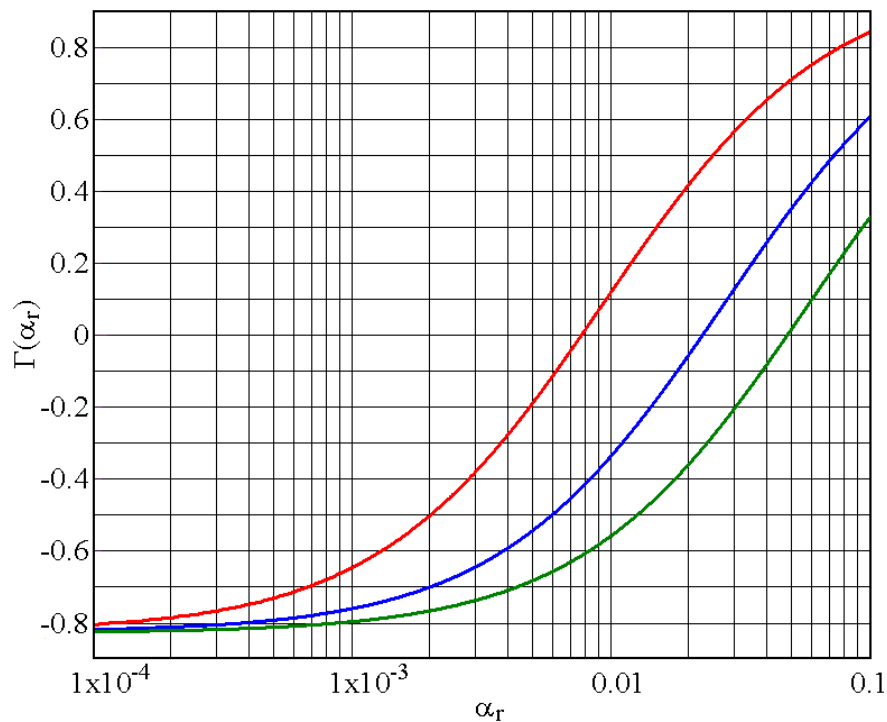


Рисунок 4.1. Залежності коефіцієнтів відбиття ВР від величини резонансних втрат для різних дротяних решіток у розкритті елемента зв'язку на частоті $f = 75$ ГГц

У резонаторі збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{1011} ($L_{1011} = 23119$ мм). Всі ґрати намотані вольфрамовим дротом діаметром $d = 0,02$ мм. Криві побудовані для частоти основних гармонік діодів Ганна ($f = 75$ ГГц) і $S_e = 0,912$, що відповідає ефективності збудження типу коливань $\eta = 0,815$ у ВР для зазначених у підрозділі 4.1 геометричних розмірів ($R = 39$ мм). Модулі коефіцієнтів відбиття дифракційних решіток обчислюються за формулою [95]

$$|r_1| = \frac{1 - k_0^2 \ell_0 \ell_2}{\sqrt{(1 + k_0^2 \ell_0^2)(1 + k_0^2 \ell_2^2)}}. \quad (4.3)$$

де $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\ell_0 = (\ell/\pi)\ln(\ell/2\pi d)$, $\ell_2 = \pi d^2/\ell$.

Як видно із Рис. 4.1, поведінка розрахункових залежностей коефіцієнта відбиття Γ від величини резонансних втрат α_r якісно узгоджується з експериментально виміряними залежностями коефіцієнта відбиття від напівсферичного ВР при зменшенні відстані між відбивачами L/R [85]. У цьому випадку зменшуються розміри плям полів на дзеркалах і, як наслідок, стає меншим параметр α_r . При збільшенні періоду одновимірних решіток у розкриві прямокутного хвильоводу шириною a (Рис. 3.4а) режим узгодження ($\Gamma = 0$) настає при зростаючих резонансних втратах: $\alpha_r = 7,693 \times 10^{-3}$ при $\ell = 0,3$ мм (червона крива); $\alpha_r = 2,258 \times 10^{-2}$ при $\ell = 0,4$ мм (синя крива); $\alpha_r = 4,803 \times 10^{-2}$ при $\ell = 0,5$ мм (зелена крива). Проведені розрахунки показують, що у разі використання мідних дзеркал з гарною якістю обробки поверхні для отримання узгодженого режиму зв'язку ($\Gamma = 0$) на частоті основних гармонік діодів Ганна доцільно застосовувати густіші решітки.

Зазначимо ще один момент. Вихідна потужність кожного з двох діодів Ганна 3А738Н на частоті основної гармоніки дорівнює 20 мВт [100]. Вважаємо, що діоди розташовані в областях із максимальною напруженістю електричного поля $|E_e|$ хвилевідної хвилі TE_{20} (Рис. 3.4а). У розкриві прямокутного хвильоводу шириною a розташована дротяна дифракційна решітка, період ℓ якої становить 0,1 робочої довжини хвилі, тобто. дорівнює 0,4 мм. В цьому випадку режим узгодження резонатора з хвильоводом ($\Gamma = 0$) має місце при $\alpha_r = 2,258 \times 10^{-2}$ (Рис. 4.1, синя крива). Експериментальні дослідження, виконані в розділі 3, показали, що коефіцієнт підсумовування потужностей двох діодів Ганна у ВР, що збуджується двома апертурними

елементами зв'язку (Рис. 3.3), дорівнює 0,612 для типу коливань TEM_{1011} (Рис. 3.9, крива 2, $L/R = 0,59$). Отже, на збудження типу коливань, що розглядається, у резонаторі з урахуванням ефективності його збудження піде $40 \times 0,612 \times 0,815 = 19,95$ мВт. Як бачимо втрати потужності при збудженні в резонаторі типу коливання TEM_{1011} на частоті основних гармонік діодів Ганна склали $10 \times \lg(19,95 / 40) = -3,02$ дБ.

Розглянемо залежності навантажених добротностей резонатора Q_L від коефіцієнтів передачі решіток $|t_1|$. Для цього запишемо вираз, що визначає Q_L [101,102]

$$Q_L = \frac{2k_0 L \sqrt{\sqrt{1-t_1^2}} S_r}{1 - \sqrt{1-t_1^2} S_r^2}. \quad (4.4)$$

У наведеному вираженні з достатньою для практичних цілей точністю ми поклали $|r_2| = 1$. Резонатор напівсферичної геометрії. Апертури дзеркал, як і вище, дорівнюють 38 мм, радіус кривизни сферичного відбивача $R = 39$ мм. Резонатор збуджується на частоті основних гармонік діодів Ганна ($f = 75$ ГГц). Тип коливань TEM_{1011} ($L_{1011} = 23,119$ мм). Тут, як і раніше, ми розглядаємо збудження коливання TEM_{1011} за допомогою хвилі TE_{20} , яка поширюється прямокутним хвилеводом з широкою стороною a . Ці залежності наведено на Рис. 4.2 для трьох значень резонансних втрат, що відповідають узгодженню резонатора з хвилеводом для різних періодів решіток: $\alpha_r = 7,693 \times 10^{-3}$ (червона крива, $\ell = 0,3$ мм); $\alpha_r = 2,258 \times 10^{-2}$ (синя крива, $\ell = 0,4$ мм); $\alpha_r = 4,803 \times 10^{-2}$ (зелена крива, $\ell = 0,5$ мм).

При $|t_1| \rightarrow 0$ добротність зв'язку резонатора з хвилеводом, що підводить, буде прагнути до нескінченності. Отже, Q_L визначатиметься власною добротністю резонатора Q_0 , яка залежить від резонансних втрат. Як видно з рисунка, зі зростанням резонансних втрат і при $|t_1| = 0$ значення Q_0

зменшується: 9441 (червона крива, $\ell = 0,3$ мм), 3217 (синя крива, $\ell = 0,4$ мм) и 1512 (зелена крива, $\ell = 0,5$ мм). При збільшенні $|t_1|$ відмінність у значеннях навантажених добротностей ВР при вказаних резонансних втратах проявляється слабкіше. Це пов'язано з тим, що у разі слабого зв'язку ($|t_1| \leq 0,5$, $|r_1| \geq 0,866$), який відповідає застосуванню густих решіток, навантажена добротність ВР Q_L , як було зазначено вище, визначається, переважно, власною добротністю Q_0 , що залежить від величини резонансних втрат. Зі збільшенням коефіцієнта передачі решіток, навантажена добротність резонатора визначатиметься вже добротністю зв'язку Q_C резонатора з хвилевідним трактом, і зміна резонансних втрат буде слабо впливати на значення Q_L , що наочно демонструє наведений графік.

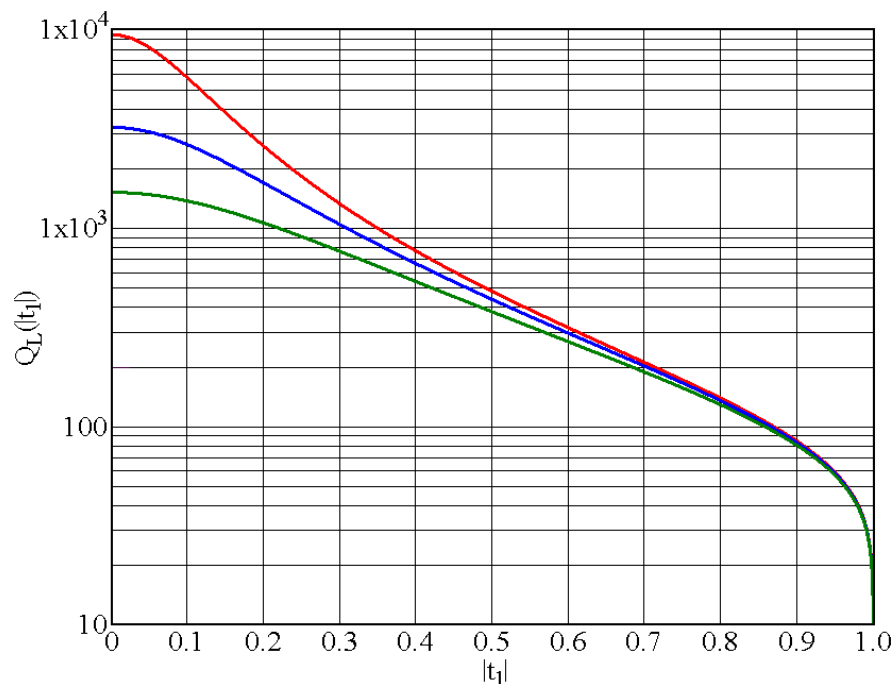


Рис. 4.2. Залежності Q_L ВР від коефіцієнта передачі решітки різних періодів у розкритті елемента зв'язку з частотою $f = 75$ ГГц

Ми оцінюємо величину навантаженої добротності резонатора, у відкритті прямокутного елемента зв'язку якого розташована дротяна решітка с шириною a з періодом $\ell = 0,4$ мм (Рис. 4.2, синя крива). З виразу (4.3) ми

отримуємо, що при $\lambda = 4$ мм ($f = 75$ ГГц) і $d = 0,02$ мм $|r_1| = 0,9731$. Тоді $|t_1| = 0,2304$ і з Рис. 4.2 знайдемо, що для цього випадку $Q_L = 1457$.

4.4 Вплив параметрів дротяних дифракційних решіток на зв'язок резонатора з хвилеводом на частоті другої гармоніки діодів Ганна

Тепер розглянемо резонатор, який збуджується на частоті другої гармоніки діодів Ганна ($f = 150$ ГГц). Як і вище, апертури дзеркал, відстань між ними та геометричні розміри елементів зв'язку залишаються тими же самими. Зріс лише радіус кривизни сферичного дзеркала до значення $R = 78$ мм. У резонаторі збуджується тип коливання TEM_{1022} ($L_{1022} = 22,36$ мм).

На Рис. 4.3 приведені залежності коефіцієнта відбиття, що визначається виразом (4.2), від розміру резонансних втрат α_r для різних значень періоду ℓ дротяних дифракційних решіток (E -поляризація) у розкритті прямокутного хвилеводу: 0,1 мм (червона безперервна крива); 0,2 мм (синя безперервна крива); 0,3 мм (зелена безперервна крива). Решітки намотані вольфрамовим дротом діаметром $d = 0,02$ мм. У резонаторі збуджується тип коливання TEM_{1022} , ефективність збудження якого становить $\eta = 0,837$ ($S_e = 0,922$). Для простоти аналізу, як зазначено вище, ми вважаємо, що резонатор збуджується за допомогою хвилевідної хвилі TE_{20} , яка поширюється по прямокутному хвилеводу, який знаходиться в центрі плоского дзеркала, широка сторона якого дорівнює a . Модулі коефіцієнтів відбиття $|r_1|$ від дифракційних решіток різних періодів, як зазначено вище, обчислюються відповідно до формули (4.3).

З наведеного рисунка видно, що, як і в попередньому випадку, поведінка розрахункових залежностей $\Gamma = \Psi(\alpha_r)$ добре узгоджується з експериментально виміряними залежностями $\Gamma = \Phi(L/R)$. При збільшенні періоду проволочної решітки в розкритті надрозмірного прямокутного хвилеводу режим узгодження ($\Gamma = 0$) настає при зростаючих резонансних втратах:

$\alpha_r = 1,181 \times 10^{-4}$ при $\ell = 0,1$ мм (червона безперервна крива); $\alpha_r = 5,346 \times 10^{-3}$ при $\ell = 0,2$ мм (синя безперервна крива); $\alpha_r = 3,097 \times 10^{-2}$ при $\ell = 0,3$ мм (зелена безперервна крива).

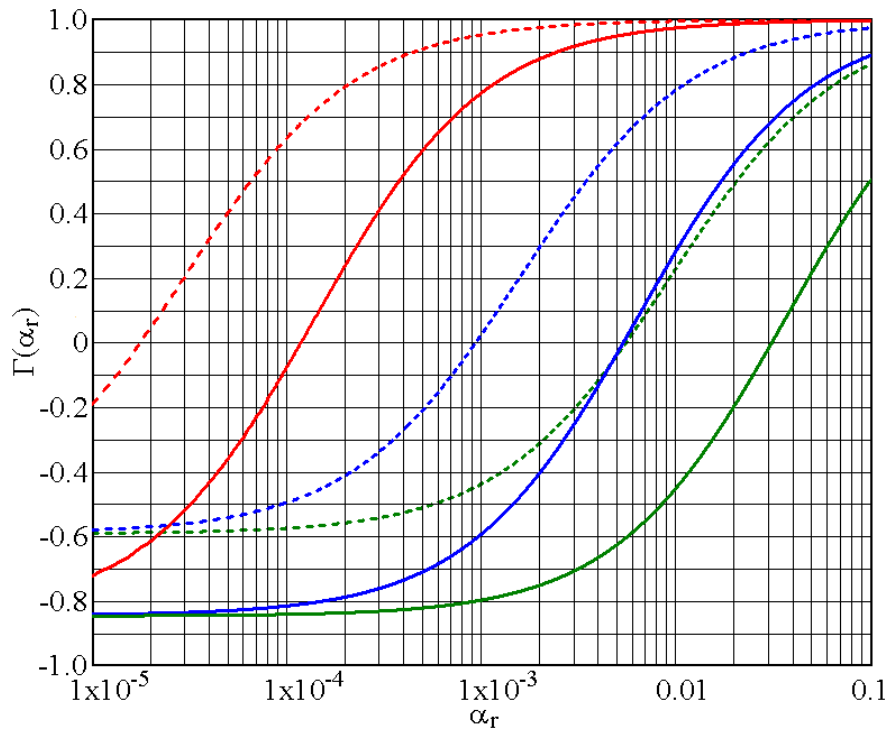


Рис. 4.3. Залежності коефіцієнтів відбиття ВР від величини резонансних втрат для різних дротяних решіток у розкриттях апертурних елементів зв'язку на частоті $f = 150$ ГГц

На цьому ж рисунку зображено три пунктирні криві, які побудовані для частоти $f = 75$ ГГц. Геометричні розміри резонатора залишилися тими ж самими ($R = 78$ мм). Для розглянутого резонатора ефективність збудження η коливань TEM_{1011} на частоті основних гармонік діодів Ганна становить 0,54 ($S_e = 0,795$). Червона пунктирна крива – це коефіцієнт відбиття від резонатора при зміні величини резонансних втрат α_r . Період решітки ℓ (E -поляризація) в цьому випадку дорівнює 0,1 мм. При узгодженні резонатора з хвилеводом ($\Gamma = 0$) на частоті других гармонік діодів Ганна ($f = 150$ ГГц) коефіцієнт відбивання на частоті основних гармонік $\Gamma = 0,678$ ($\alpha_r = 1,181 \times 10^{-4}$). Синя пунктирна крива – це коефіцієнт відбиття від резонатора при зміні величини резонансних втрат для періоду решітки в розкритті хвилевідного елементу

зв'язку $\ell = 0,2$ мм. При узгодженні резонатора з хвилеводом ($\Gamma = 0$) на частоті 150 ГГц коефіцієнт відбивання Γ на частоті 75 ГГц дорівнює 0,637 ($\alpha_r = 5,346 \times 10^{-3}$). Зелена пунктирна крива – це коефіцієнт відбивання від резонатора в залежності від величини резонансних втрат при періоді дротяної решітки ℓ (E -поляризація), що дорівнює 0,3 мм. У цьому випадку при узгодженні резонатора з хвилеводом ($\Gamma = 0$) на частоті других гармонік діодів Ганна коефіцієнт відбиття Γ на частоті 75 ГГц дорівнює ,63 ($\alpha_r = 3,097 \times 10^{-2}$).

Вище ми вже говорили, що на частоті основної гармоніки вихідна потужність кожного з двох діодів Ганна 3A738Н складає 20 мВт. У розкриві надрозмірного прямокутного хвилеводу розташована дротяна дифракційна решітка, період ℓ якої становить 0,1 робочої довжини хвилі, тобто. у разі він дорівнює 0,2 мм. Режим узгодження резонатора з хвилеводом ($\Gamma = 0$) на частоті 150 ГГц має місце при $\alpha_r = 5,346 \times 10^{-3}$ (Рис. 4.3, синя безперервна крива). При такому значенні резонансних втрат коефіцієнт відбиття від резонатора на частоті 75 ГГц дорівнює 0,637. Отже, потужність, що надійшла до ВР в момент резонансу (тип коливань TEM_{1011}) $P_{прод} = P_{над} \times (1 - |\Gamma|^2) = 40 \times (1 - 0,637^2) = 23,77$. Для дифракційної решітки (E -поляризація) з періодом 0,2 мм коефіцієнт підсумовування потужностей двох діодів Ганна у ВР (тип коливань TEM_{1011}) вважатимемо рівним 0,498 (Рис. 3.9, крива 3). Тоді на збудження зазначеного типу коливань у такому резонаторі з урахуванням ефективності його збудження піде потужність $23,77 \times 0,498 \times 0,54 = 6,39$ мВт. Тепер можемо визначити втрати потужності при збудженні в резонаторі, вище зазначених розмірів, типу коливань TEM_{1011} . Як виявилось, вони становлять $10 \times \lg(6,39 / 40) = -7,97$ дБ. Таким чином, на частоті основних гармонік діодів Ганна ми суттєво зменшили сигнал у порівнянні з попереднім випадком. Це вдалося зробити за рахунок правильного вибору геометричних розмірів електродинамічної системи.

Тепер розглянемо резонатор на частоті $f = 150$ ГГц. В роботі [104] показано, що рівень потужності вихідного сигналу діода Ганна на n -ій гармоніці $P_{out} \approx 1 / n$. Отже, у режимі узгодження зв'язку на зазначеній частоті

в резонатор через прямокутний надрозмірний хвилевід, виконаний у центрі плоского дзеркала ВР (Рис. 3.4а), від двох діодів Ганна надійде потужність, що дорівнює 20 мВт. З урахуванням коефіцієнта підсумовування потужностей двох діодів Ганна в резонаторі і ефективності збудження коливання, що розглядається, ми отримаємо, що на збудження аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{1022} піде $20 \times 0,498 \times 0,837 = 8,34$ мВт. Як бачимо, у резонаторі наведених вище геометричних розмірів на збудження коливання, що розглядається, на частоті других гармонік діодів Ганна йде більша потужність, ніж на збудження коливання TEM_{1011} на частоті $f = 75$ ГГц (6,39 мВт). Сумарні втрати збудження коливання TEM_{1022} в аналізованому резонаторі складуть $10 \times \lg(8,34 / 20) = -3,8$ дБ. Ця величина навіть менша, ніж втрати на збудження коливання TEM_{1011} у ВР на частоті основних гармонік двох діодів Ганна.

Якщо отриманого рівня потужності буде недостатньо для вирішення конкретних практичних завдань, то можна використовувати два хвилевідні трійники. Завдяки цьому можна майже вчетверо збільшити потужність, що надходить до резонатора через два апертурні елементи зв'язку від чотирьох діодів Ганна.

Розглянемо залежності навантажених добротностей резонатора Q_L від коефіцієнтів передачі решіток $|t_1|$. Для цього використовуємо вираз (4.4). Ми розглядаємо тип коливань резонатора TEM_{1022} ($L_{1022} = 22,36$ мм). Апертури дзеркал, як і вище, дорівнюють 38 мм, радіус кривизни сферичного відбивача $R = 78$ мм. Резонансна частота f дорівнює 150 ГГц. Результати розрахунку показано на Рис. 4.4. Наведені криві побудовані для трьох значень резонансних втрат, що відповідають узгодженню резонатора з хвилеводом ($\Gamma = 0$) за різних періодів решіток (Рис. 4.3): $\alpha_r = 1,181 \times 10^{-4}$ (червона крива, $l = 0,1$ мм); $\alpha_r = 5,346 \times 10^{-3}$ (синя крива, $l = 0,2$ мм); $\alpha_r = 3,097 \times 10^{-2}$ (зелена крива, $l = 0,3$ мм).

У міру того, як $|t_1|$ буде зменшуватися, добротність зв'язку Q_C резонатора з хвилевідним трактом, що підводить, буде прагнути до нескінченності. Отже, при $|t_1| = 0$ Q_L визначатиметься лише власною добротністю резонатора Q_0 , яка, у свою чергу, залежить від резонансних втрат. Як видно із Рис. 4.4, власна добротність резонатора з малими резонансними втратами ($\alpha_r = 1,181 \times 10^{-4}$) дорівнює 1189550 (червона крива). Зі зростанням резонансних втрат у резонаторі Q_0 зменшується. При $\alpha_r = 5,346 \times 10^{-3}$ і $|t_1| = 0$ власна добротність резонатора дорівнює 26279 (синя крива), а при $\alpha_r = 3,097 \times 10^{-2}$ та $|t_1| = 0$ $Q_0 = 4536$ (зелена крива).

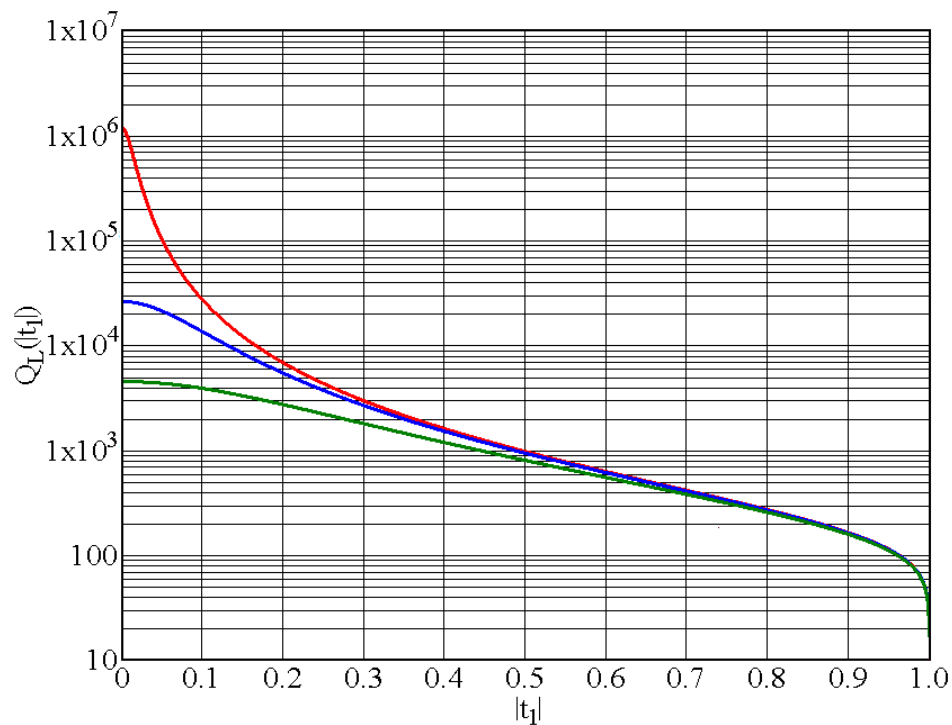


Рис. 4.4. Залежність навантажених добротностей ВР від коефіцієнта передачі решіток різного періоду в розкритті елемента зв'язку на частоті $f = 150$ ГГц

При збільшенні модуля коефіцієнта передачі дротяних дифракційних решіток $|t_1|$ відмінність у значеннях навантажених добротностей ВР при фіксованих резонансних втратах проявляється по-різному. У разі слабого зв'язку ($|t_1| \leq 0,5$, $|r_1| \geq 0,866$) навантажена добротність ВР Q_L визначається, в

основному, власною добротністю Q_0 , яка залежить тільки від величини резонансних втрат. У цьому випадку зміна резонансних втрат у резонаторі призводить до суттєвої зміни навантаженої добротності. Зі збільшенням коефіцієнта передачі решіток ($|t_1| \geq 0,5$, $|r_1| \leq 0,866$) Q_L резонатора визначатиметься вже добротністю зв'язку Q_C резонатора з хвилевідним трактом, і зміна резонансних втрат буде слабо впливати на значення Q_L .

Оцінімо величину навантаженої добротності резонатора, у розкритті прямокутного елемента зв'язку якого розташована дротяна решітка (E -поляризація) з періодом $\ell = 0,2$ мм (Рис. 4.4, синя крива) і в якому збуджується тип коливань TEM_{1022} . З виразу (4.3) отримаємо, що при $\lambda = 2$ мм ($f = 150$ ГГц) та $d = 0,02$ мм $|r_1| = 0,9937$. Тоді $|t_1| = 0,1122$ та з Рис. 4.4 знайдемо, що при $L_{1022} = 22,36$ мм $Q_L = 12027$. Отримане значення більш ніж у 8 разів перевищує навантажено добротність резонатора, у якому на частоті 75 ГГц збуджується коливання TEM_{1011} ($Q_L = 1457$). Відмінність полягає в тому, що в останньому випадку $R = 39$ мм, а в розкритті прямокутного елемента зв'язку розташована одномірна дротяна решітка, період якої дорівнює 0,4 мм. Отже, в резонаторі на частоті 150 ГГц ми отримаємо більш високу стабільність частоти та більш високий коефіцієнт підсумовування потужностей, що має важливе практичне значення при побудові гетеродинів субтерагерцевого діапазону частот. Крім того, як показано в роботі [105], висока добротність резонансної системи дозволяє суттєво знизити фазовий шум сигналу гетеродина. Причому мінімум фазового шуму гетеродина досягається, коли навантажена добротність резонатора дорівнює половині власної добротності ($Q_L = Q_0 / 2$) [106], що відповідає режиму узгодження резонатора з хвилевідним трактом, що підводить ($\Gamma = 0$). Вибираючи параметри одномірної дротяної решітки (E -поляризація) у розкритті надрозмірного прямокутного елемента зв'язку (Рис. 3.4а), можна завжди забезпечити узгоджене збудження резонатора на частоті других гармонік діодів Ганна та забезпечити мінімальні фазові шуми гетеродина.

Висновки до розділу 4

Проведені чисельні дослідження дозволяють зробити низку важливих практичних висновків.

1. Обираючи певним чином геометричні розміри ВР та апертурних елементів зв'язку, можна забезпечити високу ефективність збудження вищого аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{1022} на частоті других гармоній діодів Ганна ($\sim 84\%$). При цьому ефективність збудження типу коливань TEM_{1011} на частоті других гармонік за допомогою двох діодів при тих же геометричних розмірах ВР буде значно нижчою ($\sim 54\%$).

2. Розміщуючи густі одномірні дротяні ґрати (E -поляризація) різного періоду ℓ (0,1 мм, 0,2 мм, 0,3 мм) у розкритті надрозмірного прямокутного хвилеводу, можна узгодити резонатор з хвилевідним трактом, що підводить ($\Gamma = 0$) на частоті других гармонік діодів Ганна. У цьому випадку на частоті основних гармонік діодів резонатор матиме високий коефіцієнт відбиття від одномірних дротяних решіток $\Gamma = 0,678$ ($\ell = 0,1$ мм); $\Gamma = 0,637$ ($\ell = 0,2$ мм); $\Gamma = 0,63$ ($\ell = 0,3$ мм). Це має важливе практичне значення при побудові гетеродина субтерагерцевого діапазону. Резонатор при правильному виборі параметрів одномірних дротяних решіток в розкриттях таких апертурних елементів зв'язку буде диплексер (фільтр).

3. Застосування густих решіток при збудженні резонатора на частоті других гармонік діодів Ганна дозволяє суттєво збільшити навантажену добротність резонатора в режимі узгодження. Так при періоді одномірної дротяної решітки (E -поляризація) $\ell = 0,2$ мм $Q_L = 12027$. А це, у свою чергу, дозволить збільшити коефіцієнт підсумовування потужностей діодів Ганна на частоті других гармонік. Крім того, забезпечить більш високу стабільність частоти та зниження фазових шумів сигналу. Це є позитивним фактором при використанні ВР як резонансна система при побудові гетеродина субтерагерцевого діапазону.

4. Оптимальний вибір геометричних розмірів електродинамічної системи при побудові гетеродина субтерагерцевого діапазону частот забезпечить узгодження резонатора з хвилевідним трактом та ефективне збудження аксіально-несиметричного типу коливань на частоті других гармонік діодів Ганна. У цьому випадку втрати потужності на частоті других гармонік діодів Ганна становитимуть -3,8 дБ. У цьому випадку придушення сигналу на частоті основних гармонік діодів без додаткових пристроїв поглинання складе, як мінімум, -7,97 дБ.

5. Проведені дослідження показали, що на основі ВР, який збуджується апертурними елементами зв'язку і який налаштований на частоту других гармонік діодів Ганна чотириміліметрового діапазону, можна побудувати гетеродин субтерагерцевого діапазону. При цьому збільшення потужності сигналу гетеродина резонатор може бути ефективним суматором потужності декількох діодів Ганна. Перевага такого гетеродина – це менша вартість одиниці потужності, що генерується.

РОЗДІЛ 5

ОСОБЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ ХВИЛЬ TE_{01} І TEM У ВІДРІЗКАХ НАДРОЗМЕРНИХ ХВИЛЕВОДІВ, ВКЛЮЧЕНИХ ДО СКЛАДУ ВР

Для вивчення взаємодії електромагнітного поля з речовиною, електронними приладами та біологічними об'єктами необхідні потужні джерела одноразового та імпульсно-періодичного НВЧ випромінювання наносекундної тривалості. Одним із способів отримання потужних НВЧ імпульсів є метод резонансної імпульсної компресії [32,33,107]. Він заснований на повільному накопиченні та швидкому виведенні електромагнітної енергії з високодобротного резонатора. Цей метод дозволяє використовувати для отримання коротких НВЧ імпульсів стандартні генератори з відносно невисоким рівнем вихідної потужності та великою (мікросекундною) тривалістю імпульсу. При цьому висока пікова потужність та можливість працювати з великою частотою повторення роблять НВЧ компресори дуже привабливими для вирішення широкого кола завдань.

У сантиметровому (см) діапазоні для накопичення НВЧ енергії використовують об'ємні одномодові резонатори на базі хвилевідних H -трийників. Для виведення енергії застосовуються інтерференційні перемикачі, що є електрично керованими або розрядники які працюють на самопробої [34,35]. Істотним недоліком таких компресорів є невисока добротність накопичувального резонатора. Тому в цьому діапазоні отримали розвиток компресори з використанням надрозмірних хвилевідних резонаторів з аксіальною симетрією, що працюють на типах коливань TE_{0n} . Через аномально малі втрати таких типів коливань, вдається істотно підвищити добротність резонансної системи.

НВЧ компресори першого та другого типу мають великі геометричні розміри. У 3-х см діапазоні довжина такого компресора перевищує 2 м, а для нормальної роботи електричного розрядника необхідне напруга з амплітудою

імпульсів у кілька десятків кВ і вище. Для зменшення геометричних розмірів компресорів та зниження імпульсної напруги розрядника необхідно переходити у ВВЧ діапазон.

У цьому діапазоні геометричні розміри резонансних систем зменшуються, але зростають омічні втрати. Тому для отримання більших значень добротності, що є необхідною умовою створення компресорів, треба використовувати резонансні системи, адекватні цьому діапазону – відкриті резонатори. Геометричні розміри ВР становлять кілька десятків довжин хвиль. Зв'язок із вільним простором забезпечує в таких резонаторах додаткову селекцію спектра коливань та вільний доступ до резонансного об'єму. У роботі [108] на частоті 34,27 ГГц випробуваний на малому рівні потужності компресор у вигляді тридзеркального резонатора, що збуджується гаусовим пучком. Діаметри кожного з дзеркал резонатора біжучої хвилі рівні 227 мм. Габарити такого компресора та складність юстування дзеркал не дозволяють використовувати його для вирішення практичних завдань. Тому бажано включати ВР до складу хвилевідної лінії передач. Це пов'язано з більш простим способом збудження коливань в резонансному обсязі. Для введення та виведення енергії у цьому випадку використовуються щілинні елементи зв'язку. Вони є плавними переходами з пониженого перерізу на стандартний переріз прямокутного хвилеводу. Через такі елементи зв'язку вивести енергію з резонатора протягом короткого проміжку часу неможливо. Тому для виведення енергії з ВР необхідно використовувати відрізки надрозмірних хвилеводів [109-111]. У цих роботах у резонаторі існує вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{01q}^* [112]. У відрізку круглого надрозмірного хвилеводу, виконаного в центрі плоского дзеркала ВР, збуджується хвиля TE_{01} . Діаметр цього хвилеводу однозначно пов'язаний з геометрією резонатора та довжиною хвилі λ . Для збільшення добротності типу коливань TEM_{01q}^* необхідно збільшувати радіус кривизни сферичного дзеркала та відстань між

дзеркалами. При цьому діаметр відрізка круглого хвиеводу матиме такі розміри, що зазначений тип коливань у резонаторі не збуджується.

Для того, щоб зменшити діаметр відрізка круглого хвиеводу, необхідно переходити до вищих типів коливань ВР. Чим вище поперечний індекс типу коливань, тим більше він стягується до осі резонатора [113]. Тому при геометричних розмірах ВР, що забезпечують велику добротність вищого типу коливань, діаметр круглого хвиеводу з хвилею TE_{01} повинен мати прийнятні розміри для побудови компресора потужності КВЧ діапазоні.

Таким чином, у даному розділі розглянуті особливості збудження хвилі TE_{01} у круглому хвиеводі, включеному до складу ВР, за допомогою двох вищих типів коливань резонансної системи TEM_{30q} і TEM_{11q}^* . Крім цього, представляє практичний інтерес розглянути ВР з відрізком надрозмірного коаксіального хвиеводу. При цьому в резонаторі існує перший вищий аксіально-симетричний тип коливань, а у хвиеводі поширюється TEM хвиля. Такі резонансні системи можна розглядати як суматори потужності окремих джерел ВВЧ діапазону, які винесені з резонансного обсягу.

5.1 Ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвиеводі за допомогою коливань TEM_{30q} та TEM_{11q}^* ВР

Геометричні параметри розглянутого резонатора і розподіл робочого $\vec{E}_w(x, y)$ та збуджувального $\vec{E}_e(x, y)$ полів наведено на Рис. 5.1. Круглий хвиевід 3 виконаний у центрі плоского дзеркала 1 напівсферичного ВР [18]. Резонансна довжина цього хвиеводу визначається положенням поршня 4. Вважаємо, що коливання, що розглядається, збуджується в резонаторі з боку сферичного дзеркала 2.

Позначення у виразі (5.2) ті самі, що й у виразі (3.3). $N_{01} = 3,832\sqrt{\pi}J_0(3,832)$ - константа нормування, $\kappa_{01} = 3,832/a$ – поперечне хвильове число, a – радіус круглого хвилеводу, $J_1(\kappa_{01}\rho)$ – функція Бесселя першого роду. Відбиттям від розкриття хвилеводу нехтуємо. Таке припущення пов'язано ось з чим. Як було показано в роботі [109], для збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі з максимальною ефективністю, його діаметр повинен перевищувати кілька довжин хвиль. При таких геометричних розмірах розкриття відбиттям від нього можна знехтувати [114]. Апертури дзеркал, як і раніше, вважаємо нескінченними.

Щоб визначити ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою типу коливань TEM_{30q} ВР, скористаємося виразами (5.1), (5.2) та співвідношенням [13]

$$\eta = \frac{\left| \int_0^a \int_0^{2\pi} \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi \right|^2}{\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 \|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2} \quad (5.3)$$

Тут значок $*$), як і в розділі 3, позначає комплексно пов'язану функцію. Фактично це співвідношення показує, яка частина енергії, запасеної в типі коливань резонатора TEM_{30q} перетворюється на енергію хвилі круглого хвилеводу TE_{01} . Квадрати норм функцій збуджуючого та робочого полів $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$ та $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$ визначаються виразами [115]

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_e^*(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi \quad (5.4)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^a \int_0^{2\pi} \vec{E}_w(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi \quad (5.5)$$

У цьому випадку функції $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$ та $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$ описуються виразами (5.1) і (5.2) відповідно. Після підстановки їх значень у вирази (5.4), (5.5) та опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = 24\pi E_0^2 w_0^2 \quad (5.6)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = \frac{C_0^2}{N_{01}^2} \kappa_{01}^2 2\pi a^2 \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du \quad (5.7)$$

Після підстановки значень, що визначаються виразами (5.1), (5.2), (5.6) і (5.7) у співвідношення (5.3) і опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді вираз, що визначає ефективність збудження хвилевідної хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{30q} резонатора

$$\eta(\tilde{a}) = 6\tilde{a}^4 \frac{\left| \int_0^1 u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^4 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du \right|^2}{\int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}, \quad (5.8)$$

де $\tilde{a} = a/w_0$. Залежність $\eta(\tilde{a})$ від нормованого радіусу круглого хвилеводу \tilde{a} наведено на рис. 5.2 (крива 1). Під час розгляду ми обмежилися значенням $\tilde{a} = 2$. Це відповідає радіусу круглого хвилеводу a , який дорівнює діаметру плями поля ($2w_0$) основного типу коливань резонатора TEM_{00q} на плоскому дзеркалі. Збільшувати діаметр круглого хвилеводу не доцільно. Зі зростанням \tilde{a} ефективність збудження хвилі TE_{01} за допомогою розглянутого вищого аксіально-несиметричного типу коливань ВР падатиме. При цьому зростатиме ефективність збудження хвилі круглого хвилеводу TE_{02} так як її структура найбільш близька до структури поля типу коливань TEM_{30q} в резонаторі. Однак, як було сказано вище, ми розглядаємо збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі. При порівняно невеликому радіусі круглого хвилеводу ($\tilde{a} < 2$),

виконаного в центрі плоского дзеркала, крайні плями полів типу коливань ВР TEM_{30q} (Рис. 5.1) повинні бути розташовані на поверхні дзеркала, і не потрапляють у розкрив круглого хвильоводу. З Рис. 5.2 (крива 1) бачимо, що максимальна величина $\eta^{\max} = 0,1212$ при $\tilde{a} = 0,993$. Таким чином, максимальна ефективність збудження хвилевідної хвилі, що розглядається, за допомогою вищого аксіально-несиметричного типу коливань ВР TEM_{30q} невелика.

Знайдемо другий нуль функції (5.1), яка описує розподіл електричної компоненти поля типу коливань TEM_{30q} ВР. Перший нуль цієї функції має місце при $\rho_1 = 0$. Поклавши $\varphi = 0$ і прирівнявши вираз (5.1) нулю, отримаємо, що $\rho_3 = w_0\sqrt{3}/2$, або $\tilde{\rho}_3 = \rho_3/w_0 = 0,866$. Як бачимо, максимальна ефективність збудження хвилі TE_{01} має місце в тому випадку, коли вузол електричного поля типу коливань TEM_{30q} знаходиться не на краю круглого хвильоводу, а зміщений в його розкрив.

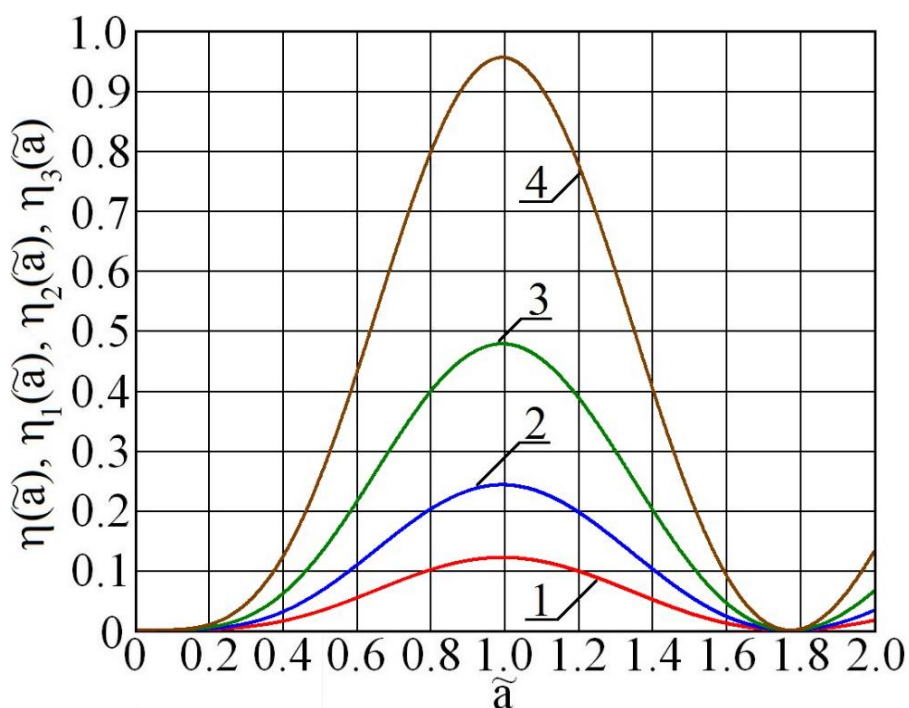


Рис. 5.2. Ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвильоводі за допомогою вищих типів коливань ВР TEM_{30q} і TEM_{11q}^*

Тепер припустимо, що у резонаторі існує вищий вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{11q}^* [112]. Це коливання, по суті, є суперпозицією двох типів коливань TEM_{30q} і TEM_{03q} які змішані в просторі, а їх фази зрушені на 90° [116]. При цьому розподіл електричної компоненти поля типу коливань TEM_{11q}^* у площині $z=0$ в циліндричній системі координат, з урахуванням векторного характеру електричного поля та виконаних перетворень, має вигляд

$$\begin{aligned} \vec{E}_e(\rho, \varphi) = E_0 \left(\sqrt{2} \rho / w_0 \right) \exp \left(-\rho^2 / w_0^2 \right) \left\{ 2 \left(\sqrt{2} \rho / w_0 \right)^2 \sin 4\varphi \vec{\rho}_0 + \right. \\ \left. + \left[2 \left(\sqrt{2} \rho / w_0 \right)^2 \cos 4\varphi + 6 \left(\sqrt{2} \rho / w_0 \right)^2 - 12 \right] \vec{\varphi}_0 \right\} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Розподіл електричної компоненти поля хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі та квадрат норми функції, що описує робоче поле $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$, як і в попередньому випадку, будуть описуватися виразами (5.2) та (5.7). При цьому квадрат норми функції $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$, що описує збуджувальне поле $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$, з урахуванням виразів (5.4) та (5.9), визначатиметься рівнянням

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = 48\pi E_0^2 w_0^2 \quad (5.10)$$

Після підстановки значень $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$, $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$, $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$ та $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$, що визначаються виразами (5.9), (5.2), (5.10) і (5.7), у співвідношення (5.3), знайдемо ефективність збудження $\eta_1(\tilde{a})$ хвилі TE_{01} в круглому хвилеводі за допомогою аксіально-симетричного типу коливань ВР TEM_{11q}^* .

$$\eta_1(\tilde{a}) = 12\tilde{a}^4 \frac{\left| \int_0^1 u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^4 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du \right|^2}{\int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du} . (5.11)$$

Як бачимо, ефективність збудження $\eta_1(\tilde{a})$ хвилі TE_{01} в круглому хвилеводі радіусу a в цьому випадку збільшилася в два рази в порівнянні з попереднім випадком (вираз (5.8)), тобто. $\eta_1(\tilde{a}) = 2\eta(\tilde{a})$. Максимальна ефективність збудження зазначеної хвилевідної хвилі становить величину $\eta_1^{\max}(\tilde{a}) = 0,2424$ при $\tilde{a} = 0,993$ (Рис. 5.2, крива 2). Тут, як і у попередньому випадку, обмежимося значенням $\tilde{a} < 2$. Отримане значення $\eta_1^{\max}(\tilde{a})$ знову ж таки показує, що ефективність збудження хвилі TE_{01} в круглому хвилеводі за допомогою аксіально-симетричного типу коливань ВР TEM_{11q}^* зросла, але несуттєво.

Як наступний крок зробимо таке припущення. Вважатимемо, що хвиля в круглому хвилеводі збуджується не усім типом коливань ВР TEM_{30q} , що визначається виразом (5.1), а за допомогою двох центральних плям поля (Рис. 5.1). Зробити таке припущення нам дозволяє те, що при певному значенні $\rho = \rho_3$ $E/E^{\max} = 0$. У цьому випадку при обчисленні квадрата норми функції збуджувального поля $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$, що визначається виразом (5.4), інтегруватимемо в циліндричній системі координат від нуля до значення $\rho_3 = w_0 \sqrt{3}/2$. Це значення, як було зазначено вище, є другим нулем функції $\vec{E}_e(\rho, \varphi)$, що описує розподіл електричної компоненти поля типу коливань TEM_{30q} на плоскому дзеркалі напівсферичного ВР. Розподіл електричної компоненти поля хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі та квадрат норми функції, що описує робоче поле $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$, як і в попередніх випадках, будуть описуватися виразами (5.2) та (5.7). Опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \frac{32}{w_0^2} \pi E_0^2 a^4 \int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 (10u^4 \tilde{a}^4 - 18u^2 \tilde{a}^2 + 9)^2 \exp(-2u^2 \tilde{a}^2) du. \quad (5.12)$$

Тепер, використовуючи вирази (5.1), (5.2), (5.7) та (5.12), із співвідношення (5.3) отримаємо вираз, що визначає ефективність збудження хвилі TE_{01} в круглому хвилеводі за допомогою двох центральних плям поля типу коливань TEM_{30q} розглянутого ВР (Рис. 5.1). Опускаючи проміжні викладки, запишемо в остаточному вигляді

$$\eta_2(\tilde{a}) = \frac{4.5 \left| \int_0^1 u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^4 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du \right|^2}{\int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 (10u^4 \tilde{a}^4 - 18u^2 \tilde{a}^2 + 9)^2 \exp(-2u^2 \tilde{a}^2) du \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}. \quad (5.13)$$

Результати розрахунку за формулою (5.13) показано на Рис. 5.2 (крива 3). З рисунка легко зауважити, що максимальна ефективність збудження хвилі TE_{01} у цьому випадку зросла більше, ніж у чотири рази в порівнянні з першим випадком (крива 1) і склала величину $\eta_2^{\max}(\tilde{a}) = 0,4774$ при $\tilde{a} = 0,993$.

Розглянемо тепер збудження аналізованої хвилевідної хвилі з допомогою центрального кільця виродженого типу коливань TEM_{11q}^* , що визначається виразом (5.9). При обчисленні квадрата норми функції поля, що збуджується $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$ знову інтегруватимемо в циліндричній системі координат від нуля до значення $\rho_3 = w_0 \sqrt{3}/2$. З виразу (5.4) отримаємо

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \frac{64}{w_0^2} \pi E_0^2 a^4 \int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 (10u^4 \tilde{a}^4 - 18u^2 \tilde{a}^2 + 9)^2 \exp(-2u^2 \tilde{a}^2) du. \quad (5.14)$$

Тут, як і вище, $\vec{E}_w(\rho, \varphi)$ та $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$ описуватимуться виразами (5.2) і (5.7). Тепер, використовуючи вирази (5.9), (5.2), (5.14), (5.7) та (5.3), запишемо

в остаточному вигляді співвідношення, що визначає ефективність збудження хвилі TE_{01} за допомогою центрального кільця типу коливань ВР TEM_{11q}^* .

$$\eta_3(\tilde{a}) = \frac{9 \left| \int_0^1 u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^4 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du \right|^2}{\int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 (10u^4 \tilde{a}^4 - 18u^2 \tilde{a}^2 + 9)^2 \exp(-2u^2 \tilde{a}^2) du \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du}. \quad (5.15)$$

Як виявилось, у цьому випадку $\eta_3(\tilde{a}) = 2\eta_2(\tilde{a})$. Результати розрахунку ефективності збудження $\eta_3(\tilde{a})$ хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою центральної частини типу коливань ВР TEM_{11q}^* представлені на Рис. 5.2 (крива 4). З рисунка бачимо, що ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою центрального кільця типу коливань ВР TEM_{11q}^* суттєво зросла. При цьому її максимальне значення порівняно з попереднім випадком збільшилося вдвічі і становить величину $\eta_3^{\max}(\tilde{a}) = 0,9548$ при $\tilde{a} = 0,993$. Для того щоб перевірити правильність зроблених нами припущень при обчисленні ефективності збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі, виконаному в центрі одного із дзеркал ВР, необхідно провести експериментальні дослідження.

5.2 Опис експериментального стенду

Блок-схема експериментального стенду, з допомогою якого проводилися дослідження особливостей збудження вищої аксіально-симетричної хвилі TE_{01} у відрізку круглого хвилеводу, виконаному у центрі плоского дзеркала напівсферичного ВР, наведено на рис. 5.3. За допомогою цього стенда аналізувався вплив цього відрізка круглого хвилеводу на структуру електричного поля вищого типу коливань ВР TEM_{30q} . На Рис. 5.4 показаний зовнішній вигляд експериментального стенду.

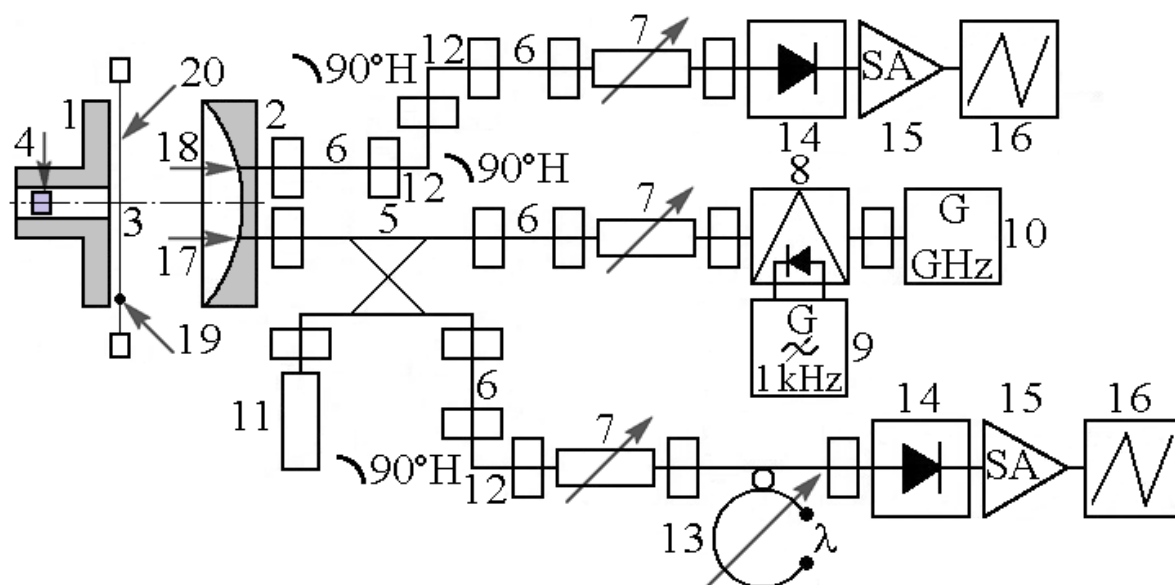


Рис. 5.3. Блок-схема експериментального стенда

Напівсферичний ВР утворений плоским дзеркалом 1 з апертурою 59 мм і сферичним фокушуючим дзеркалом 2 з радіусом кривизни $R = 41$ мм і такою самою апертурою. Дзеркала виготовлені із дюралю Д16Т. У місцях розташування елементів зв'язку 17 і 18 на сферичному дзеркалі 2 впресовані вставки з латуні діаметром 10 мм. Це зроблено для того, щоб можна було впаяти щілинні елементи зв'язку. У центрі плоского дзеркала виконаний відрізок круглого хвильоводу 3 діаметром 10 мм (Рис. 5.3, 5.5). Чому хвилевід 3 має саме такий діаметр, буде пояснено нижче. Резонансну довжину цього відрізка хвильоводу можна регулювати, переміщуючи поршень 4 за допомогою мікрометричного гвинта. Оскільки для хвилі TE_{01} контакт поршня зі стінками хвильоводу не є обов'язковим, його діаметр дорівнює 9,5 мм.

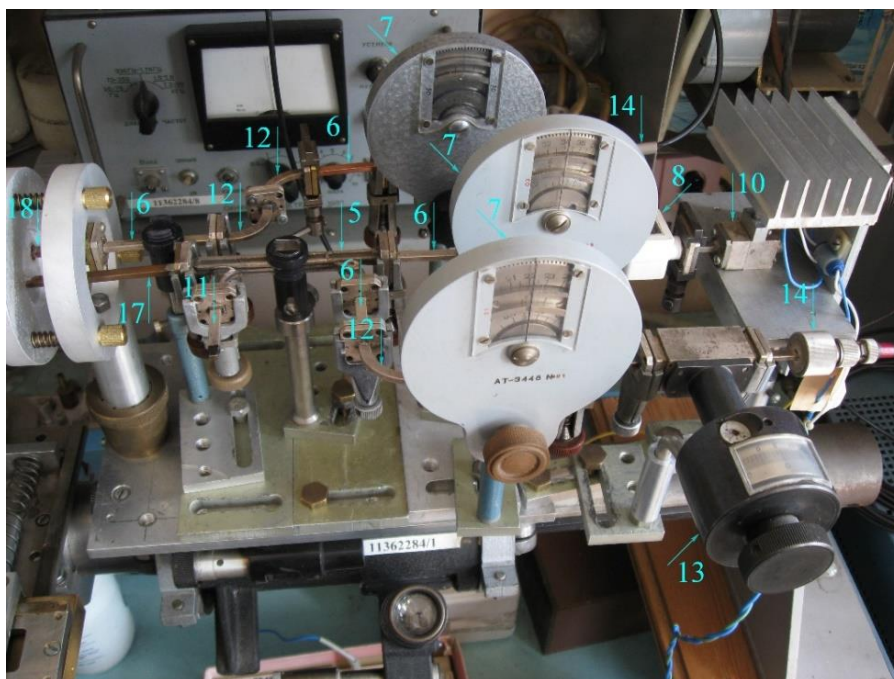


Рис. 5.4. Зовнішній вигляд експериментального стенду

Як ВВЧ генератор 10 використовується діод Ганна 3A728В (Рис. 3), що працює на другій гармоніці основної частоти. Частота генератора дорівнює 74,98 ГГц, вихідна потужність складає 35 мВт. Для розширення динамічного діапазону в схему включений р-і-п модулятор 8. З його допомогою коливання ВВЧ, що генеруються діодом Ганна, модулюються по амплітуді частотою 1 кГц від звукового генератора 9. Для розв'язки генератора 10 і резонатора, утвореного дзеркалами 1 і 2 в схему включений атенюатор 7, прямі втрати якого частоті генератора становлять -8,5 дБ. У схему експериментального стенду входить спрямований відгалужувач 5, який поєднаний з розв'язуючим атенюатором 7 через відрізок хвилеводу 6. Для контролю частоти генератора 10 та вимірювання, у разі необхідності, коефіцієнта відбиття від ВР у схемі передбачений додатковий тракт. У його склад входять: відрізок хвилеводу 6, 90° вигин 12 в H -площині основної хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу, вимірювальний поляризаційний атенюатор 7, резонансний хвилемір 13, детектор 14, селективний підсилювач 15 типу У2-6 і осцилограф 16 (Рис. 5.3, Рис. 5.4). Для того, щоб виключити вплив на результати вимірювань частини

потужності генератора 10, що відгалужується в прямому напрямку відгалужувача 5, у тракт включена узгоджене навантаження 11.

Резонатор збуджується за допомогою щілинного елемента зв'язку 17, що являє собою плавний перехід зі зниженого перерізу $3,6 \times 0,15$ мм на основний переріз прямокутного хвильоводу $3,6 \times 1,8$ мм (Рис. 5.3, Рис. 5.6). Відстань від осі сферичного дзеркала 2 до центру щілинного елемента зв'язку 17 дорівнює 11,5 мм. Воно визначається максимальним значенням напруженості електричного поля вищого типу коливань TEM_{3012} ($L/R \approx 0.65$) на сферичному дзеркалі 2 резонатора. Ми припускаємо, що при зазначеній відстані між дзеркалами, вищий аксіально-несиметричний тип коливань, що розглядається, повинен мати максимальне значення навантаженої добротності Q_L . В даному випадку ми говоримо про другий максимум напруженості електричного поля, рахуючи від осі резонатора. Для визначення місця розташування елемента зв'язку 17 вираз (5.1) диференціюємо по ρ і прирівнюємо нулю отримане рівняння. В результаті його рішення знаходимо, що $\rho_4 = 1,438w_1$. Тут w_1 - радіус плями поля основного типу коливань TEM_{0012} на сферичному дзеркалі резонатора. Для цього коливання знаючи значення частоти генератора 10 $f = 74,98$ ГГц ($\lambda = 4,001$ мм), а також $R = 41$ мм, $q = 12$, $m = n = 0$ з виразу (4.1) знайдемо, що воно виконується при $L = 24,57$ мм. Тоді нормована відстань L/R між дзеркалами ВР для типу коливань TEM_{0012} дорівнюватиме 0,6. Для знаходження w_1 використовуємо вираз [78]

$$w_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} R \sqrt{\frac{L/R}{1 - L/R}}} \quad (5.16)$$

Після підстановки чисельних значень в (5.16) знайдемо, що $w_1 = 7,997$ мм. Звідси і отримуємо, що $\rho_4 = 11,5$ мм.

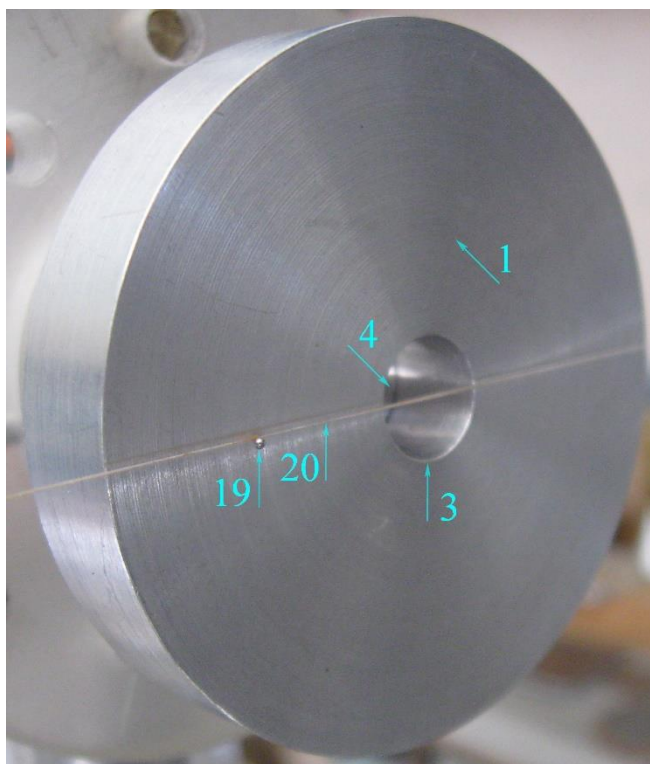


Рис. 5.5. Плоске дзеркало з відрізком круглого хвилеводу

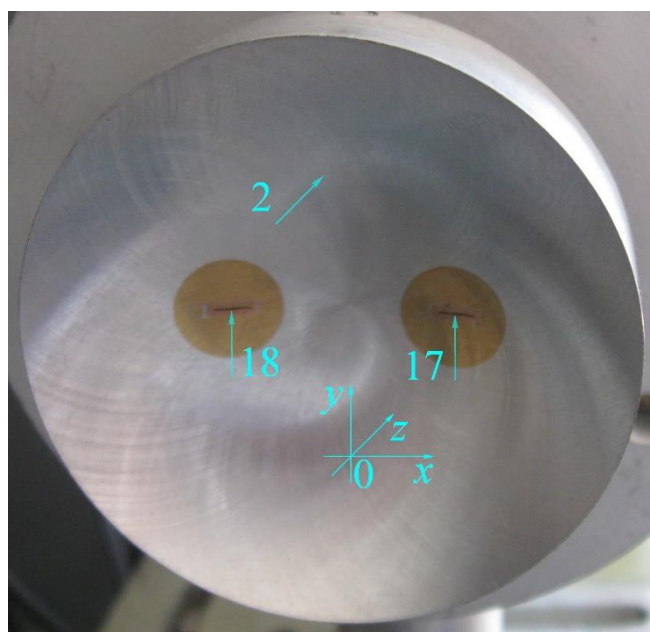


Рис. 5.6. Сферичне дзеркало ВР із щілинними елементами зв'язку

За аналогією, використовуючи вираз (2.1), обчислимо радіус плями поля w_0 основного типу коливань TEM_{0012} на плоскому дзеркалі резонатора. Для вказаних значень λ , R та L/R $w_0 = 5,058$ мм. У підрозділі 5.1 було показано, що радіус a відрізка круглого хвилеводу, виконаного в центрі плоского дзеркала ВР, повинен дорівнювати $0,993w_0$. У цьому випадку хвиля TE_{01}

збуджуватиметься у хвилеводі з максимальною ефективністю за допомогою двох центральних плям поля типу коливань TEM_{30q} . Для нашого випадку виходить, що $a = 5,023$ мм. Звідси стає зрозуміло, чому ми вибрали діаметр круглого хвилеводу 3 (Рис. 5.3, Рис. 5.5) рівним 10 мм. Отже, можемо сказати, що цей хвилевід є надрозмірним, оскільки його діаметр перевищує дві довжини хвилі. Це підтверджує правильність зробленого вище припущення про відсутність відбиття від відкритого кінця круглого хвилеводу. Тут необхідно зауважити, що отриманий діаметр круглого хвилеводу значно менший за оптимальний діаметр такого ж хвилеводу (18 мм), коли в резонаторі збуджується аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{01q} [109]. Це саме пов'язано з високим поперечним індексом коливання TEM_{30q} .

Сигнал з резонатора виводиться за допомогою другого щілинного елемента зв'язку 18 (Рис. 5.3, Рис. 5.6). Він також являє собою плавний перехід зі зниженого перерізу $3,6 \times 0,15$ мм на основний переріз прямокутного хвилеводу $3,6 \times 1,8$ мм. Отже, ми розглядаємо резонатор, включений за схемою на прохід. До стандартного виходу цього хвилеводу через два відрізки прямокутних хвилеводів 6 і два 90° вигини 12 в H -площині основної хвилі TE_{10} прямокутного хвилеводу підключений вимірювальний поляризаційний атенюатор 7. На виході атенюатора 7 сигнал фіксується детектором 14, а далі надходить на селективний підсилювач 15 типу У2-6 і осцилограф 16 (Рис. 5.3, Рис. 5.4). Елемент зв'язку 18 розташований на сферичному дзеркалі резонатора діаметрально протилежно елементу зв'язку 17 (Рис. 5.6). Його відстань від осі резонатора також дорівнює 11,5 мм.

Методика вимірів полягає в наступному. Переміщуємо сферичне дзеркало 2 ВР і фіксуємо резонанс за максимальним сигналом на екрані осцилографа 16, який включено в тракт щілинного елемента зв'язку 18. Тепер за допомогою пробного тіла 19, закріпленого на капроновій нитці 20 товщиною 0,1 мм (Рис. 5.3, Рис. 5.5), визначаємо, що у резонаторі існує саме тип коливань TEM_{30q} [78]. Для того щоб визначити резонансний коефіцієнт

передачі K_{transm} для кожної конкретної відстані між дзеркалами ВР скористаємося методикою, яка докладно описана в роботі [19].

5.3 Результати експериментальних досліджень

На першому етапі поршень знаходиться врівень з плоским дзеркалом ВР. У резонаторі збуджується вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{30q} . Розглянемо поведінку резонансного коефіцієнта передачі K_{transm} ВР при зменшенні відстані між дзеркалами L / R . Результати вимірів показано на Рис. 5.7 (крива 1). Із зменшенням відстані між дзеркалами резонатора зменшуються дифракційні втрати. Це відповідає різкому зростанню K_{transm} . Починаючи зі значення $L / R = 0,646$ ($K_{transm} = 0,394$), відповідного типу коливань TEM_{3012} резонансний коефіцієнт передачі змінюється слабо. Така поведінка K_{transm} при $L / R < 0,646$ говорить про те, що втрати в резонаторі визначаються, в основному, омичними втратами в дзеркалах. При $L / R > 0,646$ дифракційні втрати будуть основним видом втрат для такої резонансної системи. Що стосується типу коливань TEM_{3012} то для зазначеної відстані між дзеркалами має місце приблизна рівність обох видів втрат. Ця відстань відповідає режиму максимальної величини власної добротності Q_0 . Для знаходження навантаженої добротності Q_L коливання TEM_{3012} скористаємося методикою, яка докладно описана в підрозділі 2.2. Це пов'язано з тим, що при проведенні вимірів ми працюємо на фіксованій частоті. В результаті проведених вимірювань виявилось, що для типу коливань TEM_{3012} $Q_L = 2960$.

При $L / R = 0,49$ з рисунка видно різке падіння K_{transm} до значення 0,253. Ця відстань між дзеркалами ВР відповідає напівконфокальній геометрії резонатора, при якій завжди має місце виродження коливань. У цьому випадку тип коливань TEM_{309} взаємодіє з коливанням TEM_{109} . Обидва ці типи коливань мають один клас симетрії. Цей результат перебуває у добрій відповідності з даними роботи [19].

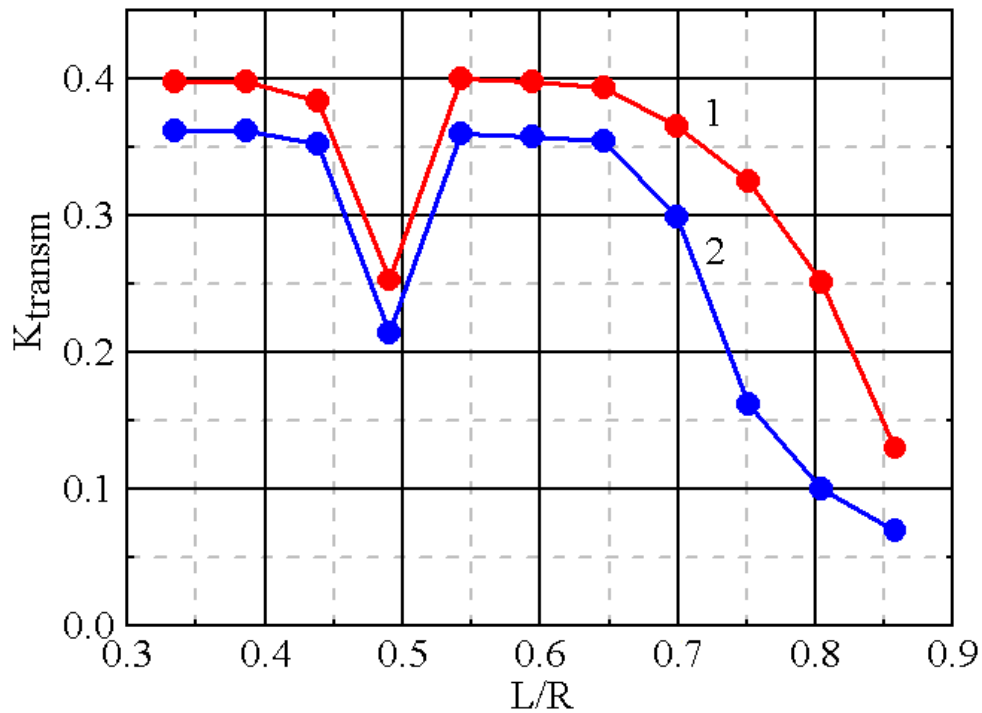


Рис. 5.7. Залежності резонансних коефіцієнтів передачі відстані між дзеркалами ВР для типу коливань TEM_{30q}

Тепер у момент, коли в резонаторі існує тип коливань TEM_{3012} ($L/R = 0,646$), за допомогою мікрометричного гвинта переміщаємо поршень 4 в круглому хвилеводі до отримання максимального сигналу на екрані осцилографа 16, включеного у тракт щілинного елемента зв'язку 18 (Рис. 5.5). У цьому випадку довжина відрізка круглого хвилеводу склала 9,182 мм. Добре відомо, що довжина хвилі в хвилеводі $\lambda_{хвил}$ визначається виразом [117]

$$\lambda_{хвил} = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda / \lambda_{крит})^2} \quad (5.17)$$

Тут $\lambda_{крит}$ – критична довжина хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі, що дорівнює $1,64a$. Після підстановки у вираз (5.17) значень $\lambda = 4,001$ мм та $a = 5$ мм отримаємо $\lambda_{хвил} = 4,584$ мм. І дві хвилевідні довжини хвилі складають 9,168 мм. Таким чином, можемо сказати, що довжина відрізка круглого хвилеводу діаметром 10 мм і становить $2\lambda_{хвил}$. Відносна похибка вимірюної довжини відрізка круглого хвилеводу по відношенню до розрахункової довжини

становить 0,153%. Це, крім того, що поршень не торкається стін круглого хвилеводу, є доказом того, що круглим хвилеводом поширюється саме хвиля TE_{01} .

Не змінюючи положення поршня, розглянемо поведінку K_{transm} за зміни L/R . Вважатимемо, що у резонаторі у цьому випадку збуджується вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{11q}^* [112]. Таке припущення пов'язане з тим, що, як показано в роботі [115], наявність надрозмірного круглого хвилеводу в центрі одного з дзеркал веде до того, що тип коливань резонатора стає виродженим аксіально-симетричним. Відмінна особливість таких коливань в ВР полягає в тому, що вони характеризуються лише \vec{E}_φ компонентою електричного поля. Зовнішнє кільце напруженості електричного поля типу коливань TEM_{11q}^* у нашому випадку розташовуватиметься на поверхні плоского дзеркала. Внутрішнє кільце напруженості електричного поля цього коливання повинне з високою ефективністю збуджувати хвилю TE_{01} у круглому хвилеводі (Рис. 5.5).

Результати вимірів наведено на Рис. 5.7 (крива 2). В даному випадку загальна поведінка резонансного коефіцієнта передачі при зміні L/R зберігається. З наведеного рисунку бачимо, що, як і в попередньому випадку, у міру зменшення відстані між дзеркалами резонатора, дифракційні втрати зменшуються. Тому відбувається різке зростання K_{transm} . Починаючи зі значень $L/R < 0,646$, втрати в резонаторі визначаються, в основному, омичними втратами в дзеркалах ВР. Це веде до того, що резонансний коефіцієнт передачі при зменшенні L/R змінюється слабо. У цьому випадку максимальну величину власної добротності Q_0 матиме тип коливань TEM_{1112}^* ($K_{transm} = 0,354$), для якого $L/R = 0,646$. Для нього обидва види втрат приблизно рівні. За аналогією з тим, як ми робили вище, оцінімо величину Q_L типу коливань TEM_{1112}^* . Навантажена добротність цього типу коливань дорівнює 2850.

З рисунка бачимо, що з $L / R = 0,49$ K_{transm} різко падає до значення 0,214. Ця відстань між дзеркалами ВР, як було зазначено вище, відповідає напівконфокальній геометрії резонатора. І тут взаємодіють, очевидно, типи коливань TEM_{119}^* і TEM_{109}^* [115].

Навантажена добротність є мірою втрат у резонаторі. Проведені дослідження показують, що наявність відрізка круглого хвильоводу в центрі плоского дзеркала ВР призводить до зменшення Q_L на 10% для типу коливань, що розглядається. В абсолютних величинах наявність відрізка круглого хвильоводу призводить до збільшення втрат у резонаторі на 0,9 дБ для типу коливань TEM_{1112}^* порівняно з типом коливань TEM_{3012} . Це говорить про те, що хвиля TE_{01} у відрізку круглого хвильоводу збуджується з високою ефективністю. Таким чином, втрати в ВР зростають трохи за наявності відрізка надрозмірного круглого хвильоводу. Цей результат має велике практичне значення при використанні такої резонансної системи як накопичувального резонатора компресора електромагнітних імпульсів у ВВЧ діапазоні.

Проведемо аналіз структури полів типів коливань TEM_{3012} та TEM_{1112}^* у напівсферичному ВР. Для цього використовуємо метод пробного тіла [78]. Розподіл електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі вимірюватимемо за допомогою пробного тіла 19, закріпленого на капроновій нитці 20 (Рис. 5.3, Рис. 5.5). Пробне тіло являє собою металеву кульку, що розсіює. Для вибору діаметра пробного тіла d скористаємося формулою [84]

$$d = \lambda 10^{0.062 - \frac{\lg Q_L}{4.938}}. \quad (5.18)$$

З урахуванням отриманих вище значень навантажених добротностей типів коливань і $\lambda = 4,001$ мм з виразу (5.18) знайдемо, що діаметр пробного тіла $d = 0,9$ мм. Спочатку поршень 4 в круглому надрозмірному хвильоводі 3 розташований у площині дзеркала 2 (Рис. 5.5). У цьому випадку при

$L/R = 0,646$ у резонаторі збуджується тип коливань TEM_{3012} . Розподіл електричного поля вимірюватимемо в площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} в щільному елементі зв'язку 17, виконаному на сферичному дзеркалі (Рис. 5.6). Вимірювання проводяться у першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі в резонаторі, рахуючи від плоского дзеркала. Результати вимірів представлені на Рис. 5.8 (крива 1). Це розподіл електричної компоненти поля типу коливання TEM_{3012} у площині, що збігається з Рис. 5.3. Для більшої наочності при побудові графіків перейдемо до декартової системи координат. Тоді площина вектора \vec{H} хвилі TE_{10} у хвилеводі, що підводить - це площина xOz , а площина вектора \vec{E} хвилі TE_{10} у підводному хвилеводі - це площина yOz .

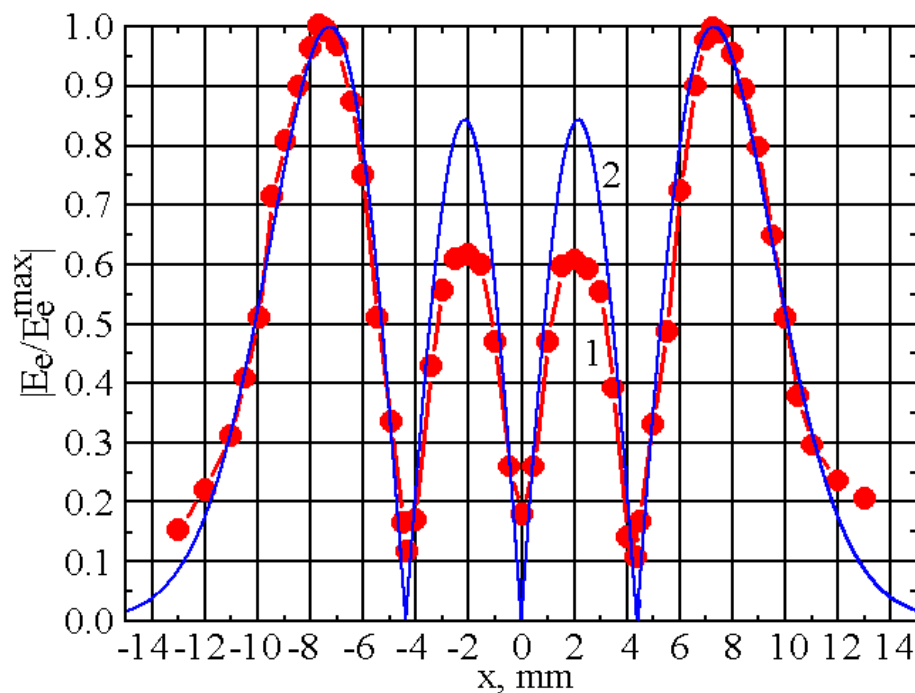


Рис. 5.8. Розподіл напруженості електричного поля типу коливань TEM_{3012} у напівсферичному ВР у площині xOz

Для того щоб побудувати розрахунковий розподіл поля типу коливань TEM_{3012} на плоскому дзеркалі резонатора скористаємося виразом (5.1), $\varphi = 0$ в якому використаємо $\rho = x$, $\varphi = 0$ ($y=0$). Вище ми виявили, що для коливання TEM_{30q} відстань від осі резонатора до другого максимуму напруженості

електричного поля на сферичному дзеркалі дорівнює $\rho_4 = 1,438w_1$. Тепер розглянемо це саме коливання на плоскому дзеркалі резонатора. Відстань до другого максимуму напруженості електричного поля на плоскому дзеркалі дорівнюватиме $\rho'_4 = 1,438w_0$. Тут w_0 – радіус плями поля основного типу коливань TEM_{00q} на плоскому дзеркалі ВР. Після підстановки значення ρ'_4 у вираз (5.1) отримаємо $E_e^{\max}(x) = 5,423E_0$. Тоді вираз для нормованого розподілу електричного поля типу коливань TEM_{30q} на плоскому дзеркалі ВР набуде вигляду

$$(E_e(x)/E_e^{\max}(x)) = 4(\sqrt{2}x/w_0) \exp(-x^2/w_0^2) [2(\sqrt{2}x/w_0)^2 - 3] / 5,423. \quad (5.19)$$

Для типу коливань TEM_{3012} ми отримали вище, що $w_0 = 5,058$ мм. Результати розрахунку за формулою (5.19) показано на Рис. 5.8 (крива 2). З наведеного рисунка бачимо хороший збіг виміряного та розрахункового розподілів електричної компоненти поля типу коливання TEM_{3012} у ВР. Це стосується зовнішніх плям полів розглянутого типу коливань. Більше відрізняються виміряні та розрахункові максимальні значення напруженості електричного поля внутрішніх плям полів типу коливань TEM_{3012} . У площині перпендикулярної площині Рис. 5.3 (площина yOz), виміряна напруженість електричного поля типу коливань, що розглядається, спадає в обидві сторони від осі резонатора. При цьому на осі резонатора $E_e(x)/E_e^{\max}(x) = 0,178$. Відмінність від нуля напруженості електричного поля типу коливань TEM_{3012} там, де розрахункове значення $E_e(x)/E_e^{\max}(x)$ має дорівнювати нулю, пов'язане з кінцевими розмірами пробного тіла.

Тепер переміщуємо поршень на відстань 9,182 мм від поверхні дзеркала. У резонаторі у цьому випадку має існувати вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{1112}^* ($L/R = 0,646$). У площині Рис. 5.3

вимірний розподіл напруженості електричного поля цього типу коливань наведено на рис. 5.9 (крива 1).

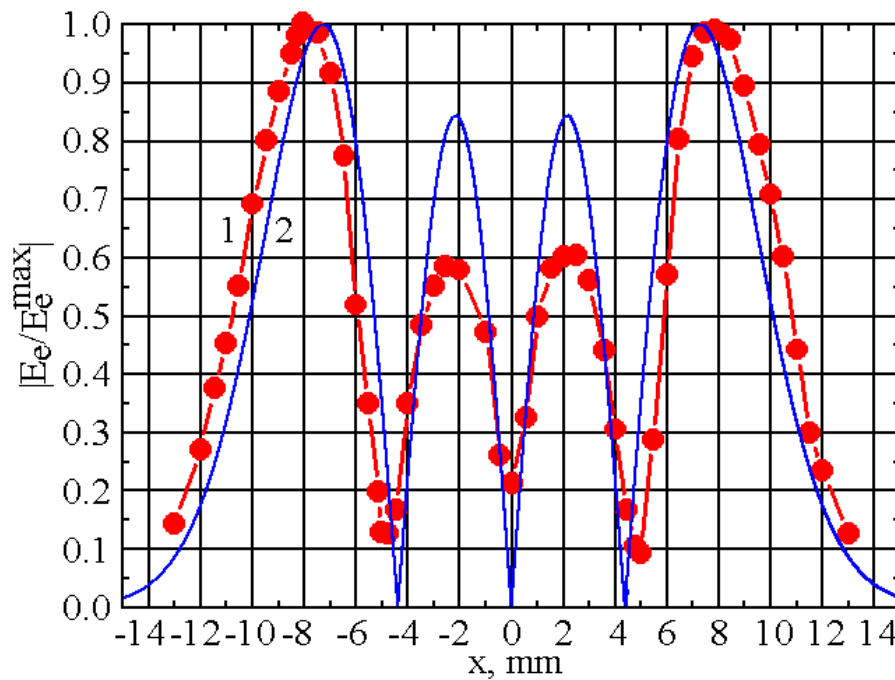


Рис. 5.9. Розподіл напруженості електричного поля типу коливань TEM_{1112}^* у напівсферичному ВР у площині xOz

З рисунка бачимо, що наявність відрізка надрозмірного круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала ВР веде до того, що у розподілі напруженості електричного поля типу коливань зовнішній діаметр внутрішнього кільця (крива 1) стає більшим за розрахунковий (TEM_{1112}^* крива 2), виконаний за формулою (5.19). Він фактично збігається з діаметром відрізка круглого хвилеводу, який дорівнює 10 мм. У бік великих значень x ($\sim 2,5$ мм) від осі резонатора зміщується максимум напруженості електричного поля у цьому кільці. Розрахункове значення цього максимуму $\rho_2 = 0,426w_0 = 2,154$ мм. Таким чином, структура поля в цьому кільці повторює структуру електричного поля хвилі TE_{01} у відрізку круглого хвилеводу. Збільшення діаметра внутрішнього кільця типу коливань TEM_{1112}^* веде до того, що у бік периферії дзеркала зміщується і зовнішнє кільце типу

коливань, що розглядається. Як і в попередньому випадку, відрізняються виміряні та розрахункові максимальні значення напруженостей електричного поля внутрішнього кільця типу коливань, що розглядається.

Представляє практичний інтерес оцінити поведінку напруженості електричного поля типу коливань TEM_{1112}^* у площині перпендикулярної площині Рис. 5.3 (площина yOz). Результати вимірів наведено на Рис. 5.10 (крива 1). Тут же показано розрахункову криву, позначену цифрою 2, яка побудована за формулою (5.19).

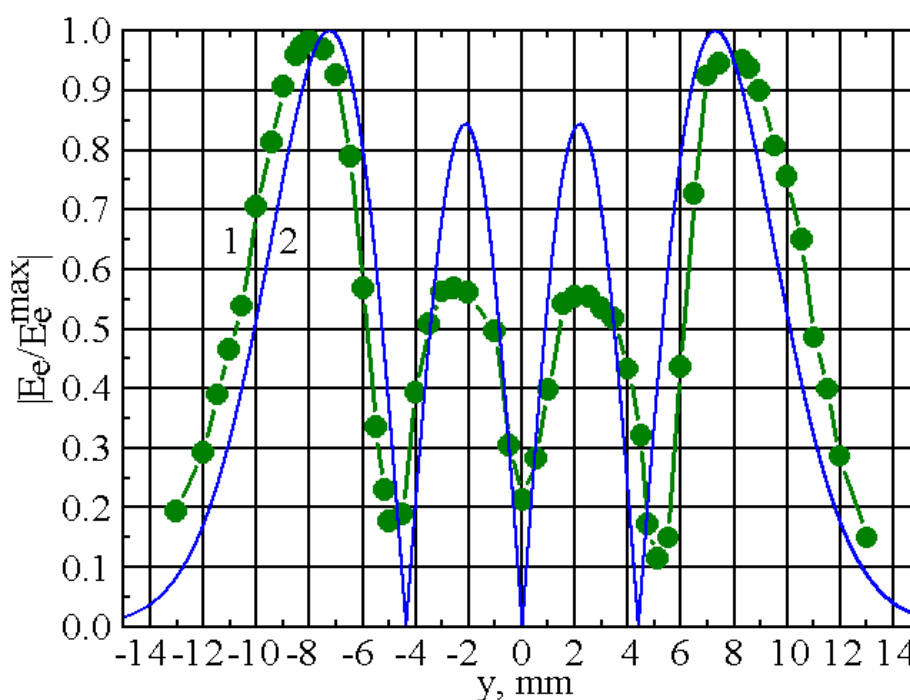


Рис. 5.10. Розподіл напруженості електричного поля типу коливань TEM_{1112}^* у напівсферичному ВР у площині yOz

Тут ми бачимо, що, як і в попередньому випадку, значно відрізняються виміряні та розрахункові максимальні значення напруженості електричного поля у внутрішньому кільці типу коливань TEM_{1112}^* . Крім того, зовнішній діаметр внутрішнього кільця типу коливань, що розглядається, збільшився до діаметра круглого хвилеводу. Максимум напруженості електричного поля в цьому кільці практично збігається з максимальним значенням напруженості

електричного поля хвилі TE_{01} в круглому хвилеводі, що дорівнює $a/2 = 2,5$ мм. За рахунок збільшення діаметра внутрішнього кільця збільшується зовнішній діаметр цього типу коливання на дзеркалі резонатора. Проведені експериментальні дослідження показали, що коливання резонатора стає аксіально-симетричним за наявності відрізка надмірного круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала ВР. Це підтверджує правильність викладених вище припущень. При збудженні хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі нульові значення напруженості електричного поля потрапляють на край круглого хвилеводу. Таким чином, хвилевідна хвиля видозмінює тип коливань резонатора TEM_{11q}^* .

Для того щоб наочно продемонструвати, що являє собою вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{1112}^* , скористаємося виразом (5.1) і значенням $w_0 = 5,058$ мм. Результати розрахунку показано на Рис. 5.11.

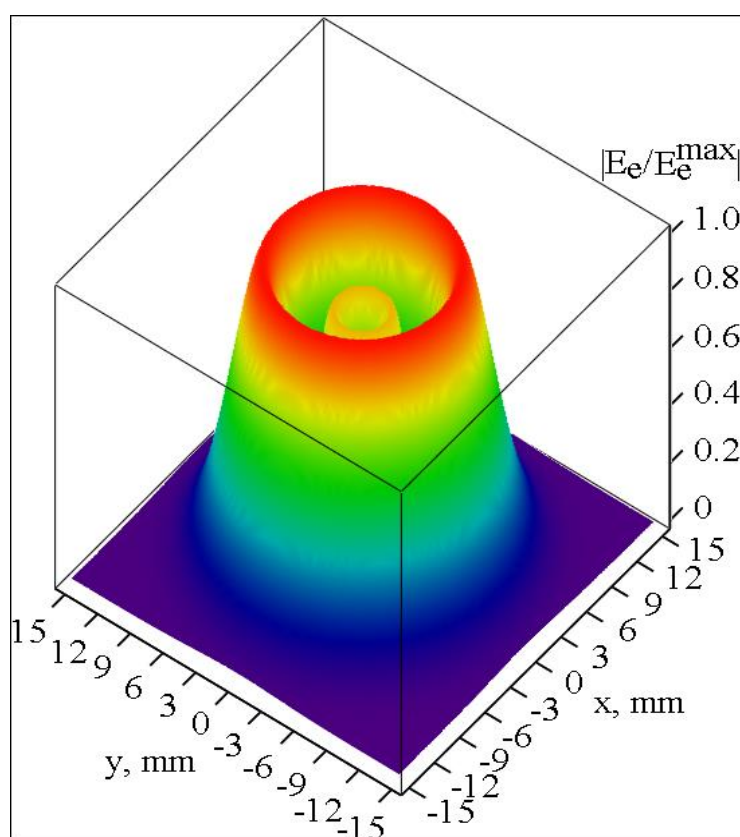


Рис. 5.11. Вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{1112}^*

Якщо порівняти наведений тип коливань з аналогічним типом коливань, описаним у роботі [112], неважко помітити, що вони відрізняються. У відомому виродженому аксіально-симетричному типі коливань TEM_{11q}^* амплітуда в центральному кільці завжди вище, ніж у зовнішньому. Такі типи коливань описуються функціями Лагерра-Гаусса. Таким чином, використовуючи відрізок надрозмірного круглого хвильоводу, нам вдалося збудити у ВР вироджений аксіально-симетричний тип коливань, який без додаткового елемента в резонаторі (відрізок круглого хвильоводу) у природі не існує.

5.4 Спектр коливань складового ВР

У роботі [109] було показано, що складовий ВР, в якому збуджується вироджений вищий аксіально-симетричний тип коливань TEM_{10q}^* і який містить відрізок круглого хвильоводу, має одночастотний відгук у широкій смузі частот. Тому представляє практичний інтерес розглянути ділянку спектра коливань резонатора, в якому збуджується вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{30q} [21]. Сам резонатор докладно описаний у підрозділі 5.2. Спочатку розглянемо ділянку спектра напівсферичного ВР, коли поршень 4 розташований врівень з поверхнею дзеркала 1 (Рис. 5.3, Рис. 5.5).

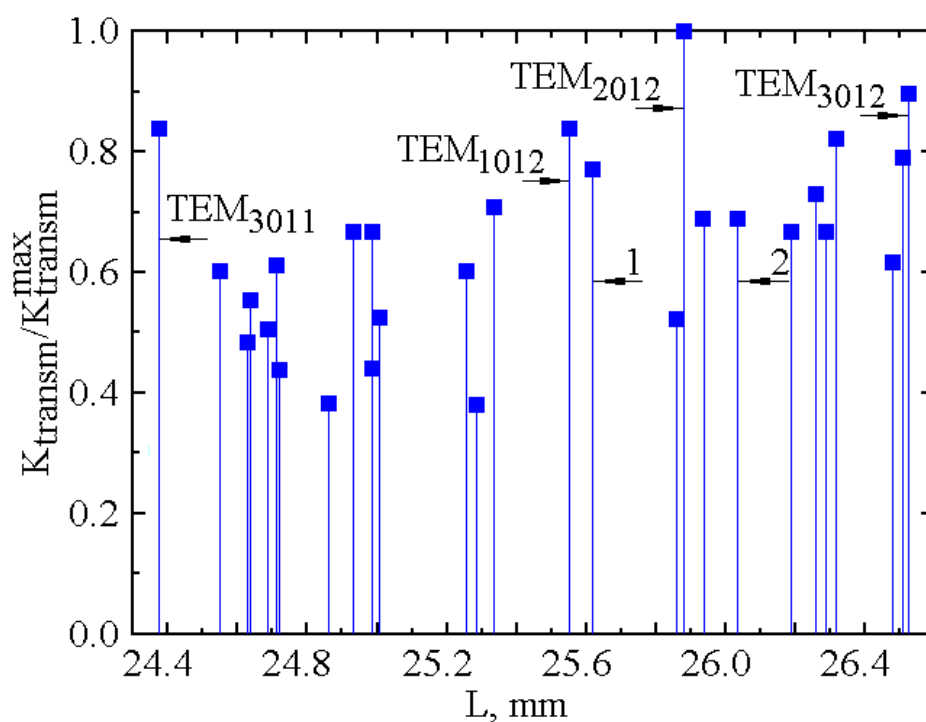


Рис. 5.12. Ділянка спектра коливань порожнього ВР

З наведеного рисунка бачимо, що спектр коливань ВР, що збуджується щілинним елементом зв'язку 17, який зміщений до периферії сферичного дзеркала 2 на 11,5 мм (Рис. 5.3, Рис. 5.6), густий. Тут позначені типи коливань, які легко ідентифікуються за допомогою методу пробного тіла [78]. У вказаному діапазоні перебудови резонатора максимальний коефіцієнт передачі має тип коливань TEM_{2012} . Це пов'язано з тим, що для цього типу коливань максимальне значення напруженості електричного поля на сферичному дзеркалі знаходиться на відстані ~ 9 мм від осі резонатора. Приймальний щілинний елемент зв'язку 18 знаходиться також на відстані 11,5 мм від осі резонатора на сферичному дзеркалі 2. Але оскільки омичні та дифракційні втрати для типу коливань TEM_{2012} будуть меншими, ніж для типів коливань TEM_{3012} і TEM_{3011} , то і K_{transm} для цього типу більше.

Тепер посунимо поршень 4 в круглому хвилеводі 3 (Рис. 5.5) на 9,182 мм від поверхні дзеркала, що становить дві хвилевідні довжини хвилі. У круглому хвилеводі 3 за допомогою двох центральних плям поля типу коливань TEM_{30q} буде збуджуватися хвиля TE_{01} що докладно описана в підрозділі 5.3. У свою чергу ця хвилевідна хвиля вплине на структуру поля типу коливань ВР.

Аксіально-несиметричний тип коливань резонатора TEM_{30q} трансформується на вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{11q}^* (Рис. 5.11). Ділянка спектра коливань такого складового резонатора, в якому збуджуються типи коливань TEM_{112}^* і TEM_{111}^* показано на Рис. 5.13. З наведеного рисунка бачимо, що наявність відрізка круглого надрозмірного хвильоводу в центрі плоского дзеркала веде до того, що спектр коливань резонатора суттєво відрізняється від попереднього випадку (Рис. 5.12). Аксіально-несиметричні типи коливань TEM_{3012} та TEM_{3011} трансформуються в аксіально-симетричні типи коливань TEM_{112}^* та TEM_{111}^* [112]. Крім того, багато типів коливань, які збуджувалися в порожньому резонаторі (Рис. 5.12), у цьому випадку не збуджуються. Зокрема ми говоримо про типи коливань TEM_{2012} та TEM_{1012} . Таким чином, завдяки відрізку круглого надрозмірного хвильоводу вдалося суттєво розрідити спектр коливань ВР. Поряд з цим деякі типи коливань існують, як у порожньому, так і в резонаторі з відрізком круглого надрозмірного хвильоводу. Тут йдеться про типи коливань, позначені цифрами 1 та 2 на Рис. 5.12 та Рис. 5.13.

Розглянемо тип коливань, позначений цифрою 1 ($L = 25618$ мм, $L/R = 0625$) на обох рисунках. Як виявилось, навантажена добротність цього типу коливань, виміряна по півширині резонансної кривої [80] для порожнього резонатора, склала 2740. Тому вибираємо діаметр розсіювального пробного тіла 19, закріпленого на капроновій нитці 20 (Рис. 5.5), рівним 0,9 мм [84].

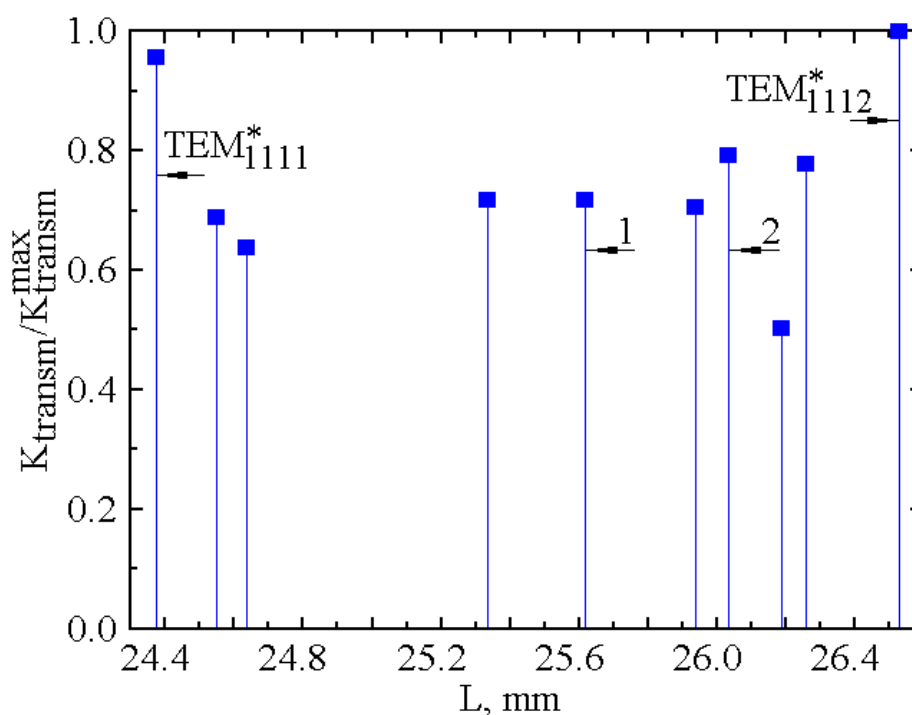


Рис. 5.13. Ділянка спектра коливань ВР з відрізком круглого хвилеводу

Результати вимірювання розподілу електричної компоненти поля стоячої хвилі типу коливання 1 у ВР показані на Рис. 5.14. Вимірювання проведені в першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі, рахуючи від плоского дзеркала, в площині вектора \vec{H} хвилі TE_{10} в збуджувальному щілинному елементі зв'язку 17 (площина xOz), виконаному на сферичному дзеркалі 2 (Рис. 5.6). При цьому поршень 4 розташований врівень з плоским дзеркалом 1 резонатора. Тип коливань, що ми розглядаємо, позначений цифрою 1 на Рис. 5.12. Для цього типу коливань $K_{transm}/K_{transm}^{max} = 0,771$. Виміряне розподілення електричної компоненти поля цього типу коливань показано на Рис. 5.14 (крива 1). Як видно з рисунка, він схожий на розподіл електричної компоненти поля типу коливань TEM_{1012} (крива 2, Рис. 5.14). Відмінність полягає в тому, що в інтервалі зміни x від -6 мм до 6 мм напруженість електричного поля типу коливань, що розглядається, дорівнює нулю. Подібні типи коливань при традиційному осьовому способі збудження в резонаторі не збуджуються [112]. Поява подібних типів коливань, очевидно, пов'язані з особливістю розташування

збуджуючих елементів зв'язку на дзеркалах. Вони мають бути зміщені до периферії дзеркала.

Цікавим є розглянути розподіл напруженості електричного поля типу коливань 1 (Рис. 5.12) у площині вектора \vec{E} (площина yOz) основної хвилі в щілинному елементі зв'язку 17 (Рис. 5.6). Вимірювання знову ж таки проводитимемо в першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі, рахуючи від плоского дзеркала.

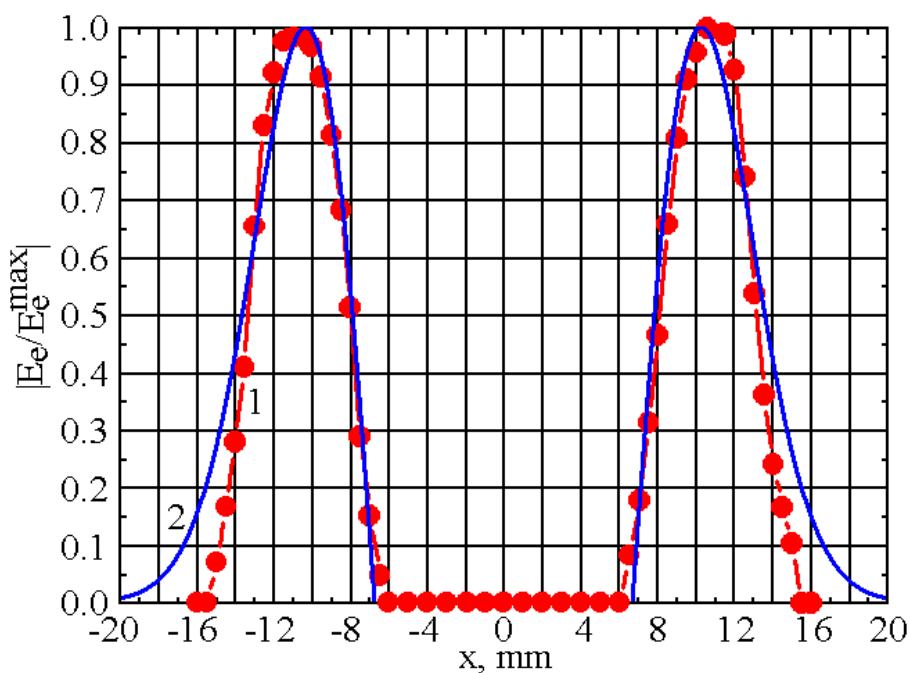


Рис. 5.14. Структура електричного поля типу коливань 1 (Рис. 5.12) у напівсферичному ВР у площині xOz

Результати вимірів показано на Рис. 5.15. Як бачимо, структура електричної компоненти поля типу коливань, що розглядається, залишилася практично незмінною (крива 1). У цій площині амплітудний розподіл поля типу коливань 1 (крива 1) також близький до амплітудного розподілу поля типу коливань TEM_{1012} (крива 2). Відмінність полягає в тому, що напруженість електричного поля типу коливань, що розглядається, дорівнює нулю в інтервалі зміни y від -5 мм до 5 мм. Максимального значення наведене розподілення електричного поля досягає при $y = \pm 10$ мм. У попередньому

випадку (Рис. 5.14) максимальне значення напруженості електричного поля в типі коливань 1, що розглядається, спостерігалось при $x = \pm 11$ мм. Таким чином, проведені експериментальні дослідження показали, що наявність відрізка круглого надрозмірного хвильоводу 3 діаметром 10 мм у центрі плоского дзеркала 1 не впливатиме на збудження типу коливань 1. Це коливання, як впливає з Рис. 5.14 та Рис. 5.15, являє собою кільце, хоча резонатор при цьому і не має аксіальної симетрії. Її збуджують два щілинні елементи зв'язку, виконані на сферичному дзеркалі. Із загальної класифікації типів коливань У ВР, це коливання не підпадає ні під одне з відомих типів коливань [112]. Тому надалі його називатимемо квазі- TEM_{0112}^* .

Тепер розглянемо Рис. 5.13. Як можна бачити, тип коливань квазі- TEM_{0112}^* збуджується і в резонаторі з відрізком надрозмірного круглого хвильоводу. Для цього типу коливань відстань між дзеркалами резонатора також дорівнює 25,618 мм ($L/R = 0,625$), а $K_{transm}/K_{transm}^{max} = 0,717$. Таким чином його параметри практично не змінилися. Це підтверджує висновок про те, що відрізок круглого надрозмірного хвильоводу не впливає на особливості збудження типу коливань, що розглядається.

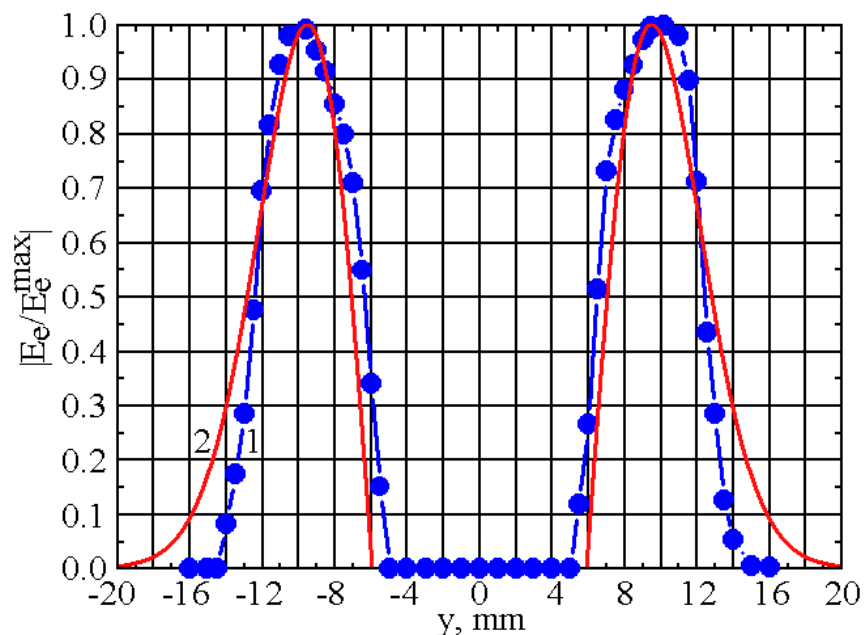


Рис. 5.15. Структура електричного поля типу коливань 1 (Рис. 5.12) у напівсферичному ВР у площині yOz

Має практичний інтерес розглянути тип коливань, позначений цифрою 2 на Рис. 5.12 та Рис. 5.13. Методом пробного тіла, як ми робили вище, виміряємо розподіл електричної компоненти поля стоячої хвилі цього коливання в порожньому резонаторі. Спочатку розглянемо це коливання, яке показано на Рис. 5.12. У цьому випадку поршень 4 розташований врівень з дзеркалом 1. Результати вимірювань, виконані в першій пучності електричної компоненти поля стоячої хвилі напруги в резонаторі, рахуючи від плоского дзеркала, показані на рис. 5.16. Структуру поля типу коливань 2 вимірюємо в площині вектора \vec{H} (площина xOz) основної хвилі TE_{10} в циліндричному елементі зв'язку 17 (Рис. 5.6). Для цього типу коливань $L = 26,032$ мм ($L / R = 0,635$), а $K_{transm} / K_{transm}^{max} = 0,688$.

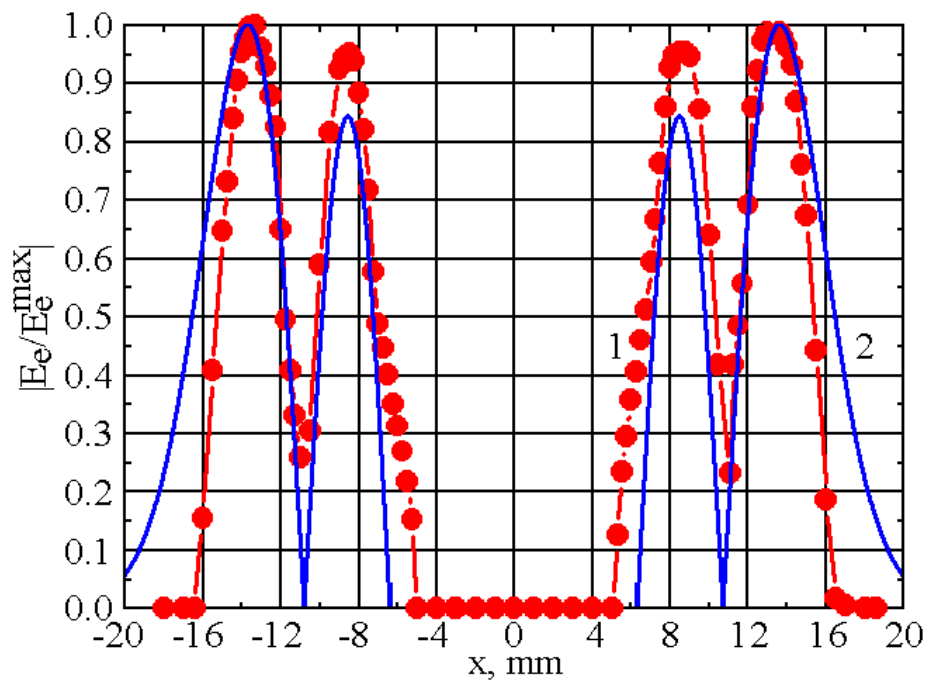


Рис. 5.16. Структура електричного поля типу коливань 2 (Рис. 5.12) у напівсферичному ВР у площині xOz

З наведеного рисунка бачимо, що структура поля типу коливань 2 (крива 1) близька до розрахункової структури поля коливань типу TEM_{3012} (крива 2). Відмінність полягає в тому, що в інтервалі зміни x від -5 мм до 5 мм напруженість електричного поля типу коливань, що розглядається, дорівнює

нулю. Це говорить про те, що наявність відрізка круглого хвильоводу 3 в центрі плоского дзеркала 1 ВР не впливатиме на структуру цього типу коливань.

На Рис. 5.13 показаний цей тип коливань 2. У цьому випадку в центрі дзеркала 1 виконаний відрізок круглого надрозмірного хвильоводу 3 довжиною 9,182 мм. Як бачимо із Рис. 5.13, для цього типу коливань резонансна відстань між дзеркалами знову ж таки дорівнює 26,032 мм ($L/R = 0,635$), а $K_{transm}/K_{transm}^{max} = 0,791$. Таким чином, хвильовід не впливає на особливості збудження типу коливань, що розглядається.

5.5 ВР з відрізком надрозмірного коаксіального хвильоводу як суматор потужності

Добре відомо, що завдяки використанню багатодіюдних генераторів, які мають більш високі рівні вихідної потужності, функціональні можливості таких пристроїв можуть бути істотно розширені. Наприклад, як це показано у розділі 4.

Як було показано у розділі 1, до цього часу відомий і досліджений цілий ряд конструкцій твердотільних генераторів на основі відкритих резонаторів і показана перспективність пристроїв такого типу [43,77,118]. Підвищення потужності і якості спектральних характеристик вихідного сигналу – це далеко не повний перелік задач, які необхідно розв’язати при розробці твердотільних джерел. Правильний вибір відкритої коливальної системи, що має розріджений спектр коливань і містить пристрій узгодження активного елемента з резонатором і при цьому має високу власну добротність, є запорукою успішного вирішення всіх перерахованих вище завдань. Тому найбільше поширення одержали конструкції генераторів, у яких активний елемент винесений з об’єму резонатора [9,53]. Це і є одним зі шляхів підвищення добротності коливальної системи. В цьому випадку відсутні

втррати, пов'язані з дифракцією гауссова пучка на генераторі, на елементах його кріплення і підведення живлення.

Розглянемо напівсферичний ВР, що містить два дзеркала, на одному з яких розташований елемент зв'язку для виводу потужності, у центрі другого дзеркала виконаний надрозмірний коаксіальний хвилевід, внутрішній діаметр якого дорівнює d , а діаметр зовнішнього провідника дорівнює D . За допомогою виразу (5.3) знайдемо, що ефективність збудження η коливання TEM_{01q}^* за допомогою хвилі TEM складає величину 0,879 при $k_{opt} = d/2w_0 = 0,399$, $\chi = D/d = 4,443$. Тут, як і вище, w_0 - радіус плями поля основного типу коливань TEM_{00q} на дзеркалі ВР, на якому виконаний хвилевід. Якщо між центральним провідником коаксіального хвилеводу і толоком встановити твердотільне джерело, то ми отримаємо генератор. Крім цього, необхідно підкреслити, що оскільки діаметр внутрішнього провідника надрозмірного коаксіального хвилеводу (як і зовнішнього) цілком визначається w_0 , то його діаметр може складати $(2 \div 3) \lambda$, що дозволяє розмістити замість одного напівпровідникового діода в центрі не менше двох – чотирьох діодів по колу і це буде вже суматор потужності. При цьому хвиля TEM з високою ефективністю збуджуватиме коливання в резонаторі. Це коливання, у свою чергу, з такою ж ефективністю буде підтримувати лише хвилю TEM у надрозмірній коаксіальній лінії передачі.

Однак така конструкція суматора не позбавлена недоліків. Діаметри зовнішнього и внутрішнього провідників коаксіального хвилеводу однозначно пов'язані з величиною w_0 . Тому в такій конструкції узгодити низькоомні напівпровідникові діоди, розташовані в розкритті центрального провідника, з високоомної коаксіальної лінією неможливо. Для зазначеного вище значення D/d хвильовий опір коаксіальної лінії Z_c становить десятки Ом. При цьому активні опори напівпровідникових діодів складають одиниці Ом.

У генераторі ВВЧ, що містить два металевих дзеркала, на сферичному дзеркалі розташований елемент зв'язку для виводу потужності, у центрі другого дзеркала виконаний надрозмірний коаксіальний хвилевід, між

центрального провідником якого і толоком встановлений напівпровідниковий діод [20]. Діаметри внутрішнього d і зовнішнього D провідників коаксіального хвилеводу обираються із наведених вище виразів. Довжина ℓ центрального провідника коаксіального хвилеводу, під яким установлюється напівпровідниковий діод, обирається рівною $(2m + 1) \lambda / 4$, $m = 1, 2, \dots$ [119, 120]. В нашому випадку $m = 1, 2, \dots$. Це пов'язано з тим, що довжина центрального провідника коаксіального хвилеводу з диском діаметром d_1 не може бути менше $3 \lambda / 4$ (Рис. 5.17). Резонатор утворений двома металевими дзеркалами 1 і 2. На сферичному дзеркалі 1 розташований елемент зв'язку 3, призначений для виводу потужності. У центрі дзеркала 2, яке може бути як плоским, так і сферичним, виконаний надрозмірний коаксіальний хвилевід 4. Діаметр внутрішнього провідника коаксіального хвилеводу 5 на відстані $\ell_1 = m\lambda / 2$ від його верхньої площини змінюється стрибком від d до d_1 , тобто він являє собою диск 6. Діаметр диска $d_1 = D / (1,1 \div 1,2)$, а висота його становить $\lambda / 4$. Між диском 6 і толоком 7 встановлений напівпровідниковий діод 8.

Для узгодження низькоомної частини коаксіального хвилеводу з високоомної використовується трансформувальна секція 9 (Рис. 5.18). Діаметр внутрішнього провідника коаксіального хвилеводу d на відстані від $\ell_2 = (2m - 1)\lambda / 4$ до ℓ_1 від його верхньої площини змінюється стрибком від d до d_2 , який визначається з рівняння $\lg(D / d_2) = [\lg(D / d) \times \lg(D / d_1)]^{1/2}$ [117]. Таким чином довжина трансформуючої секції дорівнює $\lambda / 4$. Така конструкція дозволяє істотно зменшити крайові поля і в той же час поліпшити однорідність електричного поля по площі зазору між диском діаметром d_1 і толоком.

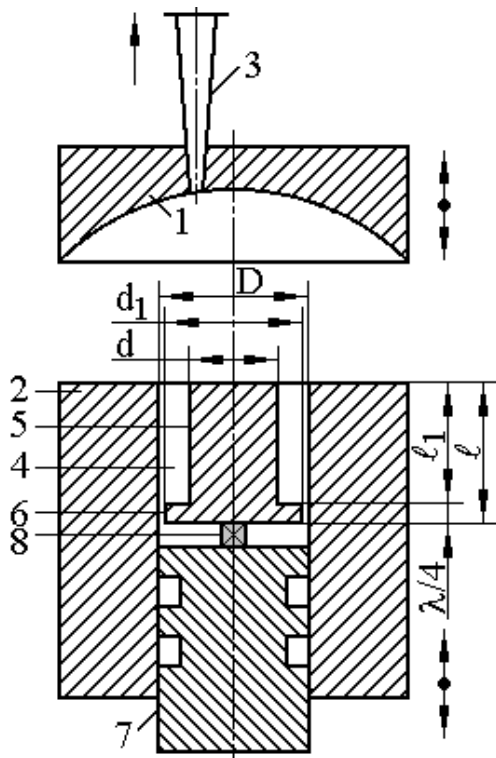


Рис. 5.17. Генератор ВВЧ зі стрибкоподібною зміною діаметра внутрішнього провідника

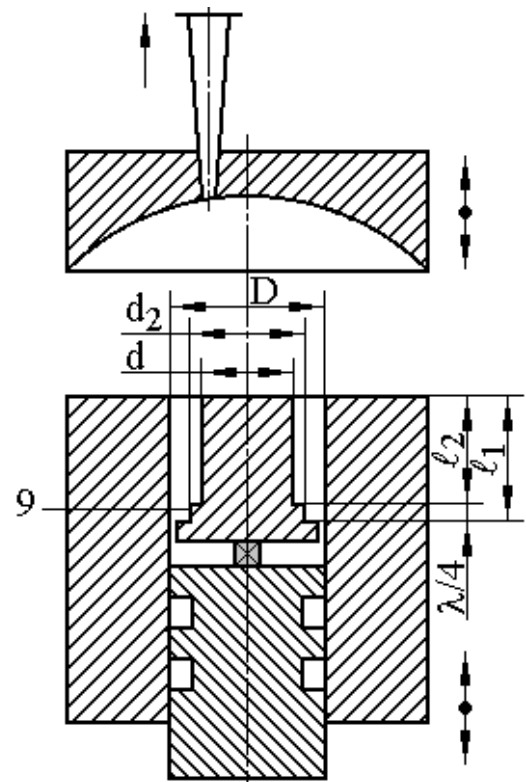


Рис. 5.18. Генератор ВВЧ з трансформуючою секцією

Шляхом зміни величини зазору, у якому встановлений напівпровідниковий діод, здійснюється узгодження з резонатором, що дозволяє підвищити вихідну потужність генератора. З іншого боку, винос активного елемента з об'єму відкритого резонатора і вибір діаметрів внутрішнього і зовнішнього провідників коаксіального хвильоводу з умови одержання максимальної ефективності збудження коливання TEM_{01q}^* за допомогою хвильовдної хвилі TEM , дозволяють підвищити власну добротність резонансної системи і, отже, стабільність коливань. Крім цього, необхідно підкреслити, що оскільки діаметр диска d_1 перевершує діаметр внутрішнього провідника коаксіального хвильоводу d , який може складати $(2 \div 3) \lambda$, то це дозволяє розмістити окрім одного діода в центрі не менше чотирьох-восьми активних елементів по колу. Це, у свою чергу, приведе до збільшення вихідної потужності. Настроювання системи в режим генерації

здійснюється за допомогою дзеркала відкритого резонатора, на якому розташований елемент зв'язку.

Висновки до розділу 5

Проведені у цьому розділі комплексні дослідження складового ВР дозволяють зробити низку важливих практичних висновків.

1. Наявність відрізка круглого надрозмірного хвильоводу, виконаного в центрі одного із дзеркал резонатора, веде до того, що аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{30q} перетворюється на вироджений аксіально-симетричний тип коливань TEM_{11q}^* . Такий тип коливань можна використовувати для збільшення числа сумованих джерел, винесених з резонансного обсягу. Вони розташовуватимуться по колу.

2. Ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвильоводі за допомогою вищих типів коливань ВР TEM_{30q} і TEM_{11q}^* не велика і становить 0,121 і 0,242 відповідно. З максимальною ефективністю, що дорівнює 0,955, зазначена хвиля збуджується у хвильоводі за допомогою внутрішнього кільця поля виродженого аксіально-симетричного типу коливань TEM_{11q}^* . При цьому радіус круглого надрозмірного хвильоводу a , виконаного в центрі одного з дзеркал ВР повинен дорівнювати $0,993w_0$. Тут w_0 - радіус плями поля основного типу коливань TEM_{00q} на цьому дзеркалі. Проведені експериментальні дослідження показали, що в цьому випадку втрати в резонаторі зросли лише на 0,9 дБ.

3. Хвиля TE_{01} круглого хвильоводу та тип коливань ВР TEM_{11q}^* взаємопов'язані. Проведені експериментальні дослідження показали, що це веде до того, що внутрішнє кільце плями поля типу коливань TEM_{11q}^* за своєю структурою стає схожим на хвилю TE_{01} круглого хвильоводу.

4. Наявність відрізка круглого надрозмірного хвилеводу в центрі одного із дзеркал ВР дозволяє суттєво розрідити спектр коливань такої резонансної системи. Це має важливе практичне значення при побудові суматорів потужності з урахуванням такої складової відкритої резонансної системи.

5. При збудженні типів коливань у ВР за допомогою елементів зв'язку, зміщених до периферії дзеркал, в резонаторі збуджуються аксіально-симетричні типи коливань квазі- TEM_{0112}^* і квазі- TEM_{1112}^* . Подібні типи коливань при осьовому способі збудження у ВР не збуджуються. Вони також можуть бути успішно застосовані для підсумовування потужностей окремих джерел у ВР. Подібні типи коливань у відомій науковій літературі не описані.

6. Розглянутий у цьому розділі ВР може бути використаний як накопичувальний резонатор при побудові компресорів електромагнітних імпульсів у діапазоні ВВЧ. Це пов'язано з тим, що втрати в такій складовій резонансній системі збільшуються несуттєво, а сам круглий хвилевід є надрозмірним. Завдяки цьому, використовуючи інтерференційний ключ, виконаний у цьому хвилеводі, можна за малий проміжок часу вивести в навантаження потужність, накопичену в резонансному обсязі.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено актуальне наукове завдання щодо встановлення фізичних особливостей та закономірностей збудження за допомогою зосереджених та апертурних елементів зв'язку у відкритих коливальних системах вищих аксіально-несиметричних та аксіально-симетричних типів коливань для ефективного підсумовування потужностей окремих джерел у резонансному обсязі.

За виконання роботи отримані такі результати.

1. Вперше запропоновано при дослідженні підсумовування потужностей двох джерел у ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} , використовувати хвилевідний E -трійник. Завдяки цьому використовується один діод Ганна, потужність якого ділиться навпіл. Сигнали на виході двох плечей хвилевідного E -трійника протифазні, що якраз і необхідно для збудження в резонаторі типу коливань TEM_{10q} . Як експериментально показано, на частоті діода Ганна, що дорівнює 74,935 ГГц, втрати в правому і лівому плечах хвилевідного E -трійника (від генератора) склали -4,11 дБ і -4,08 дБ, відповідно. Проведені експериментальні дослідження щодо підсумовування потужностей двох джерел у всьому діапазоні перебудови відкритої коливальної системи при щілинному способі збудження робочого типу коливань TEM_{10q} показали, що максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей дорівнює 0,719 при $L / R = 0,596$ (тип коливань TEM_{1011}) та $L / R = 0,384$ (тип коливань TEM_{109}).

2. Вперше експериментально встановлено, що максимальний коефіцієнт підсумовування потужностей двох джерел в ВР, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} за допомогою двох апертурних елементів зв'язку з геометричними розмірами $6,9 \times 9,6$ мм становить 0,9 (тип коливань TEM_{106} $L / R = 0,331$). При цьому в розкриттях таких елементів зв'язку розташовується рідкісна одновимірна E -поляризована дифракційна решітка, період ℓ якої дорівнює 0,6 мм. Решітка намотана

вольфрамовим дротом діаметром 0,02 мм. Показано, що апертурний спосіб збудження коливань у резонаторі забезпечує кутову селекцію спектра коливань, на відміну від щілинного способу збудження. Це пов'язано з малими втратами на збудження, які при оптимальних геометричних розмірах апертурних елементів зв'язку при збудженні в резонаторі типу коливань TEM_{10q} , не перевищують 13%. Як виявилось, в резонаторі додатково збуджується тільки тип коливань TEM_{40q} , амплітуда якого значно нижча і знаходиться на рівні порядку -9,8 дБ по відношенню до типу коливань TEM_{10q} , що розглядається.

3. Завдяки високій ефективності збудження у відкритій коливальній системі першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань TEM_{10q} (~87%) за допомогою апертурних елементів зв'язку, така резонансна система має розряджений спектр коливань. Це дозволяє використовувати такі відкриті коливальні системи в металевих оболонках, що особливо важливо під час підсумовування потужностей вакуумних джерел, які винесені з резонансного об'єму і мають кВт рівні вихідної потужності. Такі резонансні системи можуть знайти практичне застосування при побудові компресорів мікрохвильових імпульсів у ВВЧ діапазоні, включаючи його короткохвильову частину, на базі досліджених відкритих коливальних систем.

4. Вперше теоретично показано, що, розміщуючи густі одновимірні дротяні решітки (E -поляризація) різного періоду ℓ (0,1 мм, 0,2 мм, 0,3 мм) в розкринах апертурних елементів зв'язку, можна узгодити резонатор, в якому збуджується перший вищий аксіально-несиметричний тип коливань TEM_{10q} з хвилевідним трактом ($\Gamma = 0$) на частоті других гармонік діодів Ганна. У цьому випадку на частоті основних гармонік діодів Ганна резонатор з тим же типом коливань TEM_{10q} матиме високий коефіцієнт відбиття від зазначених одновимірних дротяних решіток: $\Gamma = 0,678$ ($\ell = 0,1$ мм); $\Gamma = 0,637$ ($\ell = 0,2$ мм); $\Gamma = 0,63$ ($\ell = 0,3$ мм). Оптимальний вибір геометричних розмірів апертурних елементів зв'язку і параметрів одновимірних дротяних E -поляризованих дифракційних решіток при побудові гетеродина субтерагерцевого діапазону

частот забезпечить узгодження резонатора з хвилевідним трактом, що підводить, і ефективне збудження типу коливань TEM_{10q} , що розглядається на частоті других гармонік діодів Ганна. При цьому втрати потужності на збудження розглянутого типу коливань у відкритій коливальній системі на частоті других гармонік діодів Ганна становитимуть -3,8 дБ. Пригнічення сигналу на частоті основних гармонік діодів Ганна без додаткових пристроїв поглинання складе, як мінімум, -7,97 дБ.

5. Вперше теоретично показано, що ефективність збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі, виконаному в центрі одного з дзеркал відкритої коливальної системи, за допомогою вищих типів коливань TEM_{30q} та TEM_{11q}^* – не велика і становить 0,121 та 0,242, відповідно. З максимальною ефективністю, що дорівнює 0,955, зазначена хвиля збуджується в круглому хвилеводі за допомогою внутрішнього кільця поля виродженого аксіально-симетричного типу коливань TEM_{11q}^* . При цьому радіус круглого надрозмірного хвилеводу a повинен дорівнювати $0,993w_0$ де w_0 - радіус плями поля основного типу коливань TEM_{00q} на цьому дзеркалі. При експериментальних дослідженнях діаметр цього хвилеводу дорівнював 10 мм при обраній геометрії напівсферичного ВР. Наявність відрізка надрозмірного круглого хвилеводу в центрі плоского дзеркала резонатора призвела до збільшення втрат у резонансній системі лише на 0,9 дБ. Хвиля TE_{01} у круглому хвилеводі та тип коливань ВР TEM_{11q}^* взаємопов'язані. Тому внутрішнє кільце плями електричного поля типу коливань TEM_{11q}^* по структурі стає схожим на структуру хвилі TE_{01} -в круглому хвилеводі.

6. Вперше експериментально встановлено, що при збудженні в напівсферичному ВР типів коливань за допомогою щілинних елементів зв'язку, виконаних на криволінійному відбивачі та зміщених до периферії дзеркал більше, ніж на дві довжини хвилі, в резонаторі збуджуються аксіально-симетричні типи коливань квазі – TEM_{11q}^* та квазі – TEM_{01q}^* . Подібні

типи коливань при осьовому способі збудження у відкритій коливальній системі не збуджуються. Наявність відрізка круглого надрозмірного хвилеводу діаметром 10 мм, виконаного в центрі плоского дзеркала, веде до істотного розрідження спектра такої відкритої коливальної системи, але не впливає на збудження зазначених типів коливань. Експериментально виявлені типи коливань можуть бути з успіхом використані для підсумовування потужностей окремих джерел у ВР.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Randall K. Nichols, Dr Suzanne Sincavage, Dr Hans C. Mumm, Wayne Lonstein and [et al]. DRONE DELIVERY OF CBNRECy – DEW WEAPONS Emerging Threats of Mini-Weapons of Mass Destruction and Disruption (WMDD). Kansas State University, USA: Publisher New Prairie Press, 2022. 675 p. Ebook ISBN 978-1-944548-44-5, Print ISBN 9798814140685.
2. Chaari M.Z. High power microwave for knocking out programmable suicide drones. Security and Defence Quarterly. 2021. Vol. 34, No. 2. P. 69-84. DOI: 10.35467/sdq/135068.
3. Sierzputowski, R., Polak, R., Wojtyra, D., and Laskowski, D. Advanced protection methods of unmanned aircraft vehicle against attack by radio techniques. Radioelectronic Systems Conference. November 20-21, Poland, Jachranka, 2019. P. 1-9. DOI: 10.1117/12.2565296.
4. <https://433175.ru/articles/3630> -Radioprozrachnosti-dozhdi-i-svch-kvch-radiotehnologii.html.
5. Louksha O. I., P. A. Trofimov. Highly Efficient Gyrotron with Multi-Stage Recuperation of Residual Electron Energy. Technical Physics. 2019. Vol. 64, No. 12. P. 1889-1897. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063784219120156>.
6. Дробахін О. О., Плаксін С. В., Рябчий В. Д., Салтиков Д. Ю. Техніка та напівпровідникова електроніка НВЧ. Севастополь, Україна: Вид-то Вебер, 2013. 322 с.
7. Касаткін Л. С., Рукін С. П. Потужні імпульсні напівпровідникові джерела міліметрового діапазону довжин хвиль в режимі зовнішньої синхронізації. Вісті вищих учбових закладів. Радіoeлектроніка. 2005. Т. 48, № 6. С. 3–19. <https://doi.org/10.20535/S0021347005060014>.
8. Науменко, В. Д. Сучасний стан розробок магнетронів міліметрового діапазону хвиль. Огляд. Вісті вищих учбових закладів. Радіoeлектроніка.

2017. T. 60 № 4. С. 181–205. DOI: <https://doi.org/10.20535/S002134701704001X>.
9. Dvornikov A. A., Utkin G. M. On the addition of the capacities of many self-generators. *Radiotekhnika i elektronika*. 1974. Vol. 19, No. 3. С. 550–559.
 10. Borodkin A. I., Bulgakov B. M., Smorodin V. V. Addition of powers of several generator semiconductor diodes in a quasi-optical resonator system. *Elektronnaya tekhnika. Ser. 1. Elektronika SVCH*. 1980. No. 3. P. 14–19.
 11. Nakayama M., Hieda M., Tanaka T., i Mizuno K. Millimeter i Submillimeter Wave Quasi-Optical Oscillator with Multi-Elements. *IEEE International Digest on Microwave Symposium*. May 08-10 Dallas, TX, USA , 1990 . P. 1209-1212. DOI: 10.1109/MWSYM.1990.99796.
 12. Arkhipov A. V., Belous O. I. , Bulgakov B. M. , and Fisun A. I. Milimeter Wave Power Combiner Based On a Half-Open Resonator. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 2002. Vol. 23, No. 3. P. 507-516. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1015054124268>.
 13. Білоус О. І., Кириленко А. А., Натаров М. П. [та ін.] Квaziоптичні твердотільні генератори електромагнітних хвиль міліметрового діапазону. *Радіофізика та електроніка* . 2018. Т. 23, № 4. С. 67-94. DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2018.04.067>.
 14. Tarasov L.V. *Physics of processes in generators of coherent optical radiation*. М.: Radio i svyaz', 1981. 440 p.
 15. Kuz'michev I. K. Matching of Quasioptical Open Resonators with Waveguide Feeder. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2000. Vol. 43, No. 4. P. 294-302. DOI : <https://doi.org/10.1007/BF02677194>.
 16. Кузьмичов І. К. Відкритий резонатор для складання потужностей у субтерагерцевому та терагерцевому діапазонах. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2017. Т. 22, № 1. С. 67-77. DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra22.01.067>.
 17. Kuzmichev I. K., Muzychishin B. I., Popkov A. Yu., May Alexander V., May Alexey V. The Resonant System of a Sub-Terahertz Local Oscillator.

- Радіофізика і радіоастрономія. 2022. Т. 27, № 1. С. 64 – 74. (Scopus). URL: <https://doi.org/10.15407/rpra27.01.064>
18. Кузьмичов І. К., Когут О. Є., Музичишин Б. І., Попков О. Ю., Сєнкевич О. Б. Збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою вищих типів коливань відкритого резонатора. Радіофізика і радіоастрономія. 2023. Т. 28, № 3. С. 243—256. (Scopus). URL: <https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243>
 19. Kuzmichev I. K., Muzychishin B. I., Popkov A. Y. Summation of Powers in Open Resonator with Slotted Coupling Elements. Advanced Electromagnetics. 2021. Vol. 10, No. 3. P. 7 – 13. (Scopus). URL: <https://aemjournal.org/index.php/AEM/article/view/1721>
 20. Патент на винахід № 122926. Генератор НВЧ. Кузьмичов І. К., Музичишин Б. І., Попков О. Ю., Май О. В. Дата публікації відомостей про державну реєстрацію та номер Бюлетеня: 20.01.2021. Промислова власність. Бюл. № 3. Книга 1. - 2021. С. 3.44. URL: <https://iprop-ua.com/inv/83m2xs3z/>.
 21. Muzychishin B. I., Kuzmichev I. K., Senkevych O. B., Pogarsky S. A. Excitation of Oscillations in an OR Containing a Segment of a Circular Waveguide. IEEE Conference on Problems of Infocommunications, Science and Technology (PIC S&T'2022). October 10-12, Ukraine, Kyiv, 2022. P. 369-372.
 22. Muzychishin B. I., Kuzmichev I. K., Voitovych O. A., Mizrakh S. V. and Zavertannyi V. V. Spectrum of OR Oscillations with Aperture Excitation Method. 2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW). November 10-14, Ukraine, Kharkiv, 2022. P. 31-34 DOI: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037094.
 23. Muzychishin B. I., Kuzmichev I. K., Narytnyk T. M., Popkov A. Yu., Voyitovych O. A. Quasi-Optical Resonator of the Extremely High Frequency Range for Power Summation. 2022 IEEE 41st International Conference on

- Electronics and Nanotechnology (ELNANO), October 10-14, Ukraine, Kyiv, 2022. P. 524-528, doi: 10.1109/ELNANO54667.2022.9927061
24. Louksha O., Piosczyk B., Sominski G., Thumm M., Samsonov D. On potentials of gyrotron efficiency enhancement: measurements and simulations on a 4-mm gyrotron. *IEEE Transactions on Plasma Science* . 2006. Vol. 34, N. 3. P. 502-511. DOI: 10.1109/TPS.2006.875779.
 25. Lee B., Kim S., Jeong Y., Cho S., та Lee J. High Power Millimeter-Wave Free Electron Laser Based on Recirculating Electrostatic Accelerator. The 6th International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research; Innovative Laser Technologies in Nuclear Energy. March 23-25, Japan, Ibaraki, 1994. P. 617-625.
 26. Belov L. Farran Technology Company. Components and subsystems up to the terahertz range. *Elektronika: Nauka, Tekhnologiya, Biznes*. 2009. № 8. P. 18-21.
 27. Тарасюк В. М., Басанець В. В., Болтовець Н. С. та ін. Кремнієві лавинно-прогонові діоди 8-мм діапазону для потужних імпульсних однодіодних НВЧ-генераторів. *Техніка та прилади НВЧ*. 2011, № 1. С. 21–23.
 28. Дворніченко В. П., Карушкин Н. Ф., Малишко В. В., Оріхівський В. А. Напівпровідниковий генератор імпульсної дії з електронним перемиканням частоти Ка-діапазону. *Технологія та конструювання в електронній апаратурі*. 2015, № 4, С. 3–7. <http://dx.doi.org/10.15222/TKEA2015.4.03>.
 29. Eremka V. D., Kirichenko A. Ya., Kornienko Yu. V., Yakovenko V. M. A. Ya. Usikov is the founder and first director of the IRE NASU. 2004. 14 th Int Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo'2004). September 13-17, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 2004. P. 26-34.
 30. Левін, Г. Я., Бородкін, А. І., Кириченко, А. Я. [та ін]. Клінотрон. За ред. А. Я. Усікова. Київ: Наукова думка, 1992. 200 с.

31. Єрьомка В. Д., Пішко О.Ф. Застосування клинотронного ефекту у вакуумних джерелах електромагнітних терагерцевих коливань (До 100-річчя від дня народження Г. Я. Левіна – винахідника ЛОВО-клинотрона). Радіофізика та електроніка. 2018. Т. 23, № 3. С. 9-39.
32. Didenko A. N., Yushkov Yu. G. Powerful microwave pulses of nanosecond duration. – М.: Energoatomizdat, 1984. 112 p.
33. Didenko A. N., Zelentsov V. I., Stein Yu. G., Yushkov Yu. G. Generation of high-power microwave pulses of nanosecond duration. Radiotekhnika i elektronika. 1972. Vol. 17, No. 7. P. 1545-1547.
34. Devyatkov N. D., Didenko A. N., Zamyatina L. Yu., Razin S. Yu., Yushkov Yu. G. Formation of powerful pulses during the accumulation of microwave energy in a resonator. Radiotekhnika i elektronika. 1980, Vol. 25, No. 6. P. 1227-1230.
35. Alvarez R. A., Byrne D. P. Prepulse suppression in microwave pulse-compression cavities. Review of Scientific Instruments. 1986. Vol. 57, No. 10. - P. 2475-2480.
36. Artemenko S. M., Kaminsky V. L., Yushkov Yu. G., Accumulation and output of energy on the H_{01} wave from a cylindrical resonator. Zhurnal tekhnicheskoy fiziki. 1986. Vol. 56, No. 7. P. 1424–1425.
37. Vikharev, A. L., Gorbachev, A. M., Ivanov, O. A., Isaev, V. A., Kuzikov, S. V., Kolysko, A. L. and Petelin, M. I. Active microwave pulse compressor utilizing an axisymmetric mode of a circular waveguide. Technical Physics Letters. 1998. Vol. 24, № 10. P. 791-792. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1262270>.
38. Artemenko S. N., Kaminsky V. L., Yushkov Yu. G. Energy output from a resonant EHF compressor. Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoy fiziki. 1981. Vol. 7. No. 24. P. 1529-1533.
39. Artemenko S. N., Kaminsky V. L., Yushkov Yu. G. Energy output from large-sized axisymmetric resonators through an oversized coaxial line. Zhurnal tekhnicheskoy fiziki. 1993. Vol. 63. No. 2. P. 105–112.

40. Shirman Ya. D. Radio waveguides and volumetric resonators. M.: Svyaz'izdat, 1959. 379 p.
41. Borodkin A. I., Bulgakov B. M., Matveeva V. A., Rodionov A. V., Smorodin V. V., Shestopalov V. P. Semiconductor millimeter-wave oscillator with a quasi-optical resonant system. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*. 1979. Vol. 5, No. 5. P. 285–288.
42. Borodkin A.I., Bulgakov B.M., Matveeva V.A. [et al]. Semiconductor oscillator with quasi-optical resonant system. *Yelektronnaya tekhnika. Ser. 1. Elektronika SVCH*. 1979. № 3. P. 13-19.
43. Ovechkin S. M., Rebrov S. I., Sazonov V. P., Sinitsyn V. V., Tager A. S. Power addition of Gunn diodes in an open microwave resonator. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*. 1984. Vol. 10, No. 6, P. 367–370.
44. Mink J. W. Quasi-Optical Power Combining of Solid-State Millimeter-Wave Sources. *IEEE Transact. на Microwave Theory and Techniques*. 1986. Vol. 34, No. 2. P. 273-279. DOI: 10.1109/TMTT.1986.1133322.
45. Arkhipov A. V., Belous O. I., Kuzmichov I. K. [et al]. Gunn Diode Power Combining in Open Resonator with Microstrip Array. *Telecommun . and Radio Engineer*. 2007. Vol. 66, Issue 7. P. 619-627. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v 66.i 7.50.
46. Arkhipov A .V., Belous O. I., Kuzmichov I. K. [et al]. Quasi–optical Power Combiner of gunn diodes. *The 6th International Kharkov Symposium Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves*. June 25-30, Ukraine, Kharkov, 2007. Vol. P. 732-734.
47. Sanagi M., Itoga T., i Nogi S. Axially Symmetrical Fabry-Perot Oscillator with Multiple Devices Inserted in Dielectric Substrate. *Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, December 2-5, China, Hong Kong, 1997*. Vol. 1. P. 337-340. DOI : 10.1109/ APMC .1997.659372.
48. Sanagi M., Nogi S., Fukui K., i Watanabe K. Fabry-Perot Multiple-Device Oscillator Application on Axially Symmetric Mode. *IEICE Transactions on Electronics* . 1995. Vol. E 78-C, No. 8. P. 949-956.

49. Sanagi M., Yamamoto E., i Nogi S. Axially Symmetric Fabry-Perot Power Combiner with Active Devices Mounted on Both the Mirrors. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest , June 17-21, San Francisco, CA, USA, 1996. Vol. 3, P. 1259-1262. DOI: 10.1109/MWSYM.1996.512165.
50. Riezenman M. J. 4 at microwave symposium tell how to get high power from low. Electronics Design . 1971. Vol. 19, № 13. P. 30-32.
51. Kurokawa K. , Magalhaes F. M. An X - Band 10 watt multiple - IMPATT oscillator. Proc. IEEE. 1971. Vol. 19, No. 1. P. 102-103. DOI: 10.1109/PROC.1971.8109.
52. Utkin G. M. On the theory of self-oscillators with a volumetric structure. Radiotekhnika i elektronika. 1970. Vol. 15, No. 4, P. 741-749.
53. Dvornikov A. A., Utkin G. M. On the theory of self-oscillating power addition systems. Radiotekhnika i elektronika. 1973. Vol.18, No. 8, C. 1657-1666.
54. Tyagi R .K., Singh D. Quasi-optical resonator для Power Combining на W-band. Intern . Journal of Infrared and Millimeter Waves . 1996. Vol. 17, No. 2. P. 385-391. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02088161>.
55. Вайнштейн, Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
56. Кузьмичов І. К., Хлопов Г. І. Узгоджене збудження квазіоптичних відкритих резонаторів. Квазіоптична техніка міліметрового та субміліметрового діапазонів хвиль: зб. наук. тр. Харків: Ін-т радіофізики та електроніки НАН України. 1989. С. 149–156.
57. Шестопапов, В. П. Фізичні основи міліметрової та субміліметрової техніки: у 2 т. Київ: Наукова думка, 1985. Т. 2. 256 с.
58. Вертій А. А., Карнаухов І. М., Шестопапов Ст П. Поляризація атомних ядер міліметровими хвилями. Київ: Наукова думка, 1990. 232 с.
59. Вертій А. А., Деркач В. Н., Попенко Н. А., Шестопапов В. П. Експериментальне дослідження характеристик відкритих резонаторів у циліндричних окулярах. Український фізичний журнал. 1987. Т. 23, № 10. С. 1666-1672.

60. Bystritsky N.P., Ditman K.V., Zaitseva N.P. [et al]. Fundamentals of using magnetrons / Ed. Khlopova Yu.N. M.: Soviet radio, 1967. 332 p.
61. Ivanov I. Power addition during synchronization of pulsed millimeter-wave magnetrons. *Tekhnologii informatsionnogo obshchestva*. 2013. № 10. P. 53–55.
62. Efremova M. V., Ivanov I. M., Skripkin N. I. Waveguide and quasi-optical methods for summing the power of generators of the three-millimeter wavelength range. *Elektronika: Nauka, tekhnologiya, biznes*. 2015. №8 (00148). P. 94-101.
63. Vagin A. I., Efremova M. V., Ivanov I. M., Kurushin A. A., Skripkin N. I. Calculation and experimental study of a prototype phased array emitter on synchronized magnetrons of the 3-mm range. *SVCH-tehnika. Ser. 1*. 2016. № 3 (530). P. 14-19.
64. Лебедев И. Балансный усилитель СВЧ. Авторское свидетельство СССР № 25550 с приоритетом от 1 июня 1962 г.
65. Betsky O., Gutzeit E. Balanced regenerative microwave amplifier. *Radiotekhnika i elektronika*. 1966. Vol. 11, No. 4. P. 709–720.
66. Denisov G. G., Shnelyov M. Yu. Using the Talbot Effect for Summation of Microwave Signals in the Millimeter-Wavelength Band. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2016. Vol. 58, No. 10. C. 789–792. DOI: <https://doi.org/10.1007/s11141-016-9651-4>
67. Palchikova I. G., Popova S. S., Smirnov S. V. Comparative study of self-image of transparent gratings. *Computer Optics*. 2000. Issue 20. P. 60-70.
68. Siegel Peter H. Terahertz Technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2002. Vol. 50, No. 3. P. 910–928. <http://dx.doi.org/10.1109/22.989974>
69. Sitnikov A. G., Mikhailov V. M., Telminov A. E. Terahertz radiation: application in molecular spectroscopy and sources of molecular radiation. *Optika atmosfery i okeana*. 2009. Vol. 22, No. 11. P. 1092-1098.

70. Popovic Z. and Grossman E. N. THz Metrology and Instrumentation. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2011. Vol. 1, No. 1. P. 133–144. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2159553>.
71. Kulipanov G. N. Generation and use of terahertz radiation: history and prospects. Vestnik NGU. Seriya: Fizika. 2010. Vol. 5, No. 4. P. 24–27.
72. Svetlitza A., Slavenko M., Blank T., Brouk I., Stolyarova S., and Nemirovsky Y. THz Measurements and Calibration Based on a Blackbody Source. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2014. Vol. 4, No. 3. P. 347–359. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2014.2309003>.
73. Karushkin, N., Kasatkin, L., and Malcev S. Experience in Development of High Power IMPATT Diode Sources for MM-Wave Range. 16th International Crimean Conference. Microwave Engineering and Telecommunication Technologies, September 11-15, Ukraine, Sevastopol, 2006. Vol. 1. P. 135–137. <http://dx.doi.org/10.1109/CRMICO.2006.256331>.
74. Yatsenko, S., Litvin, O., Litvin, O., and Shumejko, N. Application of Terahertz Radiation for Nondestructive Testing of Quality of Products. International Conference NDT Days 2016, June 6-11, Bulgaria, Sozopol, 2016. P. 67-70. <https://www.ndt.net/search/docs.php3?id=20477>.
75. Mizuno, K., Ajikata, T., Hieda, M., and Nakayama, M. Quasi-Optical Resonator for Millimetre and Submillimetre Wave Solid-State Sources. Electronics Letters. 1988. V. 24, № 13. P. 791–793. <http://dx.doi.org/10.1049/el:19880538>.
76. Bae, J., Aburakawa, Y., Kondo H., Tanaka, T., and Mizuno, K. Millimeter and Submillimeter Wave Quasi-Optical Oscillator with Gunn Diodes. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1993. Vol. 41, No. 10. P. 1851–1855. DOI:10.1109/22.247932.
77. Judaschke, R., Hoft, M., and Schunemann, K. Quasi-Optical 150-GHz Power Combining Oscillator. IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2005. Vol. 15, No. 5. P. 300–302. <http://dx.doi.org/10.1109/LMWC.2005.847660>.

78. Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Камышан В. В. Техника субмиллиметровых волн. М.: Советское радио, 1969. 480 с.
79. Chenakin A. Phase noise in microwave generators. Methods for solving the problem. *Elektronika: Nauka. Tekhnologiya. biznes.* 2011. No. 4 (00110). P. 52-61.
80. Zhonghai Yang, Chongwen Lin, and Yingwei Zho. A Method for Measurement of Q-Factor at Millimeter Wavelength. 10th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, December 9-13, Lake Buena Vista, Fla, USA, 1985. P. 350-351. DOI: 10.1109/IRMM.1985.9126718.
81. Arkhipov, A.V., Kuzmichev, I.K., Reznik, I.I., and Seleznev D.G. Microstrip grating in an open resonator. *Physics of Wave Processes and Radio Systems.* 2004. Vol. 7, No. 4. P. 7-11.
82. Soohoo R. F. Nonconfocal Multimode Resonators for Masers. *Proceedings of the IEEE.* 1963. Vol. 51, No. 1. P. 70-75. DOI: 10.1109/PROC.1963.1661.
83. Arkhipov A. V., Belous O. I., Kuzmichev I. K., and Tishchenko A.S. Quasi-Optical Resonance System for Solid-State Oscillator. *Telecommunications and Radio Engineering.* 2004. Vol. 61, No. 6. P. 476-484. <http://dx.doi.org/10.1615/TelecomRadEng.v61.i6.30>.
84. Kuzmichev I. K. The Probe Diameter Choosing for the Investigation of the Field Distribution in the Small Aperture Open resonator. *Telecommunications and Radio Engineering.* 2002. Vol. 58, No. 7-8. P. 59-63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50.
85. Андросов В. П., Кузьмичев И. К. Влияние на эффективность возбуждения открытого резонатора его параметров и связи с волноводом. Харьков: Институт Радиофизики и Электроники АН УССР, 1987. 21 с. (Препринт / Институт радиофизики и электроники; № 354).
86. Veremey, V., Kostenko, A., Kuz'michev, I., Poyedinchuk, A., and Khlopov, G., Excitation Loss of Open Resonators. *Intern. Journal of Infrared and Millimeter Waves.* 1994. Vol. 15, No. 7, P. 1283-1295. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02096082>.

87. Avgustinovich, V. A., Avgustinovich, L. Ya., Artemenko, S. N., and Yushkov Yu. G. Study of a hemispherical resonator for energy storage. *Izv. vuzov. Radioelektronika*. 1987. Vol. 30. No. 2. C. 90-92.
88. Belyaeva, A., Galuza, A., Kolenov, I. [et al]. Developments in Terahertz Ellipsometry: Portable Spectroscopic Quasi-Optical Ellipsometer-Reflectometer and Its Applications. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2021. Vol. 42, No. 2. P. 130–153. <https://doi.org/10.1007/s10762-020-00762-7>.
89. Kostenko A., and Khlopov G. Quasioptical combiner with one-dimensional diffracting gratings. *Telecommunications and Radio Engineering*. 1998. Vol. 52, No. 11. P. 45-50 DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v52.i11.100.
90. Kay A. Near – field gain of aperture antennas. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*. 1960. Vol. 8, No. 6. P. 586-593. DOI: 10.1109/TAP.1960.1144905.
91. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
92. Kogelnik H. Coupling and conversion coefficients for optical modes. In: *Quasi-Optics. Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1964. P. 333–347.
93. Grineva K. Antennas and microwave devices. Design of phased array antennas. Ed. D.I. Voskresensky. M.: Radio i svyaz', 1972. C. 149-197.
94. Kuzmichev I. K. Excitation efficiency of quasi-optical resonance systems. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2009. Vol. 68, No. 1. P. 49-63. DOI: 10.1615/ TelecomRadEng.v68.i1.30.
95. Вайнштейн Л. А. К электродинамической теории решеток. В кн.: *Электроника больших мощностей. Выпуск 2*. М.: Наука, 1963. Часть 1. С. 26-56.
96. Касаткін Л. В., Чайка В. Є. Напівпровідникові пристрої діапазону міліметрових хвиль. Севастополь: Вебер, 2006. 319 с.

97. Nalivaiko B. A., Bozhkov V. G., Neudakhin V. I. Gunn diodes for solid-state tunable generators. *Elektronnaya promyshlennost'*. 1991. No. 7. P. 58—67.
98. Arkusha, Yu. V. Piskun, A. A. Storozhenko, I. P., Energy and frequency characteristics of Gunn diodes based on $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ when operating in a resonator of complex shape, *Журнал ХНУ им В.Н. Каразина, серия “Радиофизика и электроника”*, Июнь 2010. № 927, Вып. 16. С. 3-6. <http://dspace.univer.kharkov.ua/handle/123456789/7199>.
99. Solbach K., Sickling F., Barth H. Harmonic Gunn Oscillators Allow Frequency Growth. *Microwaves & RF*. 1983. Vol. 22, №4. P. 75,77,78,80,127. DOI: 1983MicWa..22...75S.
100. Low to medium power millimeter wave (30–150 GHz) Gunn diodes (<100 mW), <https://www.niipp.ru/catalog/detail.php?ID=222>.
101. Вольман В. И., Пименов Ю. В. *Техническая электродинамика*. – М.: Связь, 1971. 488 с.
102. Kuzmichev I.K. Aperture excitation of open resonators of the millimeter range: Author's abstract. dis. Ph.D. physics and mathematics Sciences: 01.04.03. Rostov-na-Donu: RGU, 1991. 16 p.
103. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сіренко Ю. К. *Резонансне розсіювання хвиль: у 2-х т. Том 1. Дифракційні ґрати*. Київ: Наукова думка, 1986. 232 с.
104. Karushkin N. F., Solid-state components and devices of terahertz electronic technology in Ukraine. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2018. Vol. 77, issue 19. P. 1735-1766. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v77.i19.60.
105. Dmitriev V.V., Akpambetov V.B., Bronnikova E.G. Integrated piezoelectric devices for filtering and signal processing: a reference manual. Ed. B.F. Vysotsky, V.V. Dmitrieva. – М.: Radio i svyaz', 1985. 176 p.
106. Zagorodnov, A.P., and Yakunin, A.N. Issues of constructing a low-noise high-frequency reference oscillator. *Nauchnoye priborostroyeniye*. 2012. Vol. 22, No. 1. P. 19-24. DOI: <https://readera.ru/14264768>.

107. Alvarez, R., Birx, D., Byrne, D., Lauer, E., and Scalapino, D. Application of microwave energy compression to particle accelerators. *Particle Accelerators*. 1981. Vol. 11, No. 3. P. 125-130.
108. Danilov Yu. Yu., Kuzikov S. V., Pavel'ev V. G., Koshurinov Yu. I., and Shchegol'kov D. Yu. Linear frequency-modulated pulse compressor based on a three-mirror ring cavity. *Technical Physics*. 2005. Vol. 50, No. 4, P. 523-525. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1901797>.
109. Kuzmichev, I. K., Melezhik, P. N., and Poyedinchuk A. Ye. An open rezonator for physical studies. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 2006. V. 27, № 6. P. 857-869. DOI: 10.1007/s10762-006-9122-7.
110. Попков А. Ю., Кузьмичов І. К. Відкритий резонатор з відрізком круглого хвилеводу: розрахунок та експеримент. *Радіофізика та радіоастрономія*. 2009. Т. 14, № 4. С. 425-432.
111. Kuzmichev, I. K., Popkov, A. Yu., Rud, L. A. Excitation of TE₁₁ and TE₀₁ Waves in a Section of Coaxial Waveguide Included in an Open Resonator. Part I. Excitation Efficiency. *Physical Bases of Instrumentation*. 2012. Vol. 1. No. 3(4). P. 92–100. DOI: 10.25210/jfop-1203-092100.
112. Menzel R. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. 2nd Edition. Berlin, Germany: Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co. KG, 2007. 1024 p. ISBN: 978-3-540-23160-8.
113. Auston, D. H., Primich, R. I., and Hayami, R. A. Further considerations of the use of Fabry-Perot resonators in microwave plasma diagnostics. In: *Quasi-Optics, Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1964. P. 273–304.
114. Kunh R. *Microwellen antennen*. Berlin: Veb Verlag TechniK, 1964. 520 p.
115. Kuzmichev, I. K. Quasi-Optical Resonance Systems with Internal Inhomogeneities. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2009. Vol. 68, No. 4. P. 299-317. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30.
116. Maitland, A. and Dunn, M.H. *Laser Physics*. Amsterdam, London: North-Holland Publishing Company, 1969. 413 p. ISBN-13: 978-0720401530.

117. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Том 1. М.: Изд-во высшая школа, 1970. 440 с.
118. Fisun A. I., Belous O. I. Quasi-optical solid-state radiation sources: design principle, development trends and application prospects. Zarubezhnaya radioelektronika. Uspekhi sovremennoy radioelektroniki. 1999. No. 4. P. 41–64.
119. Pimenov Yu. V., Volman V. I., Muravtsov A. D. Technical electrodynamics. М.: Radio i svyaz', 2000. 536 p.
120. Karliner M. M. Electrodynamics of microwave frequencies (Course of lectures). Novosibirsk: Izd-vo Novosib. Gosud. Un-ta, 1999. 266 p.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці в наукових фахових виданнях України

1. Kuzmichev I. K., **Muzychishin B. I.**, Popkov A. Yu., May Alexander V., May Alexey V. The Resonant System of a Sub-Terahertz Local Oscillator. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2022. Т. 27, № 1. С. 64 – 74. (Scopus). URL: <https://doi.org/10.15407/rpra27.01.064>
2. Кузьмичов І. К., Когут О. Є., **Музичишин Б. І.**, Попков О. Ю., Сенкевич О. Б. Збудження хвилі TE_{01} у круглому хвилеводі за допомогою вищих типів коливань відкритого резонатора. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2023. Т. 28. № 3. С. 243—256. (Scopus). URL: <https://doi.org/10.15407/rpra28.03.243>

Наукові праці в періодичних наукових виданнях держави, яка входить до Організації економічного співробітництва та розвитку, проіндексованих в міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science:

3. Kuzmichev I. K., **Muzychishin B. I.**, Popkov A. Y. Summation of Powers in Open Resonator with Slotted Coupling Elements. *Advanced Electromagnetics*. 2021. Vol. 10, No. 3. P. 7 – 13. (Scopus). URL: - <https://aemjournal.org/index.php/AEM/article/view/1721>

Патент на винахід, що пройшов кваліфікаційну експертизу

4. Генератор НВЧ: пат. 122926 Україна: H03B7/14. № а201813106; заявл. 29.12.2018; опубл. 10.07.2020, Бюл. № 3(кн.1). 3 с: <https://iprop-ua.com/inv/83m2xs3z/>

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

5. **Muzychishin B. I.**, Kuzmichev I. K., Senkevych O. B., Pogarsky S. A. Excitation of Oscillations in an OR Containing a Segment of a Circular Waveguide. *IEEE Conference on Problems of Infocommunications, Science and Technology (PIC S&T'2022)*. October 10-12, 2022: conf. proc. - Kyiv, Ukraine, 2022. (Scopus) pp. 369-372.
6. **Muzychishin B. I.**, Kuzmichev I. K., Voitovych O. A., Mizrakhy S. V. and Zavertannyi V. V. Spectrum of OR Oscillations with Aperture Excitation Method. *2022 IEEE 2nd Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*, November 10-14, 2022: conf. proc. Kharkiv, Ukraine, 2022. (Scopus), pp. 31-34 doi: 10.1109/UkrMW58013.2022.10037094.
7. **Muzychishin B. I.**, Kuzmichev I. K., Narytnyk T. M., Popkov A. Yu., Voyitovych O. A. Quasi-Optical Resonator of the Extremely High Frequency Range for Power Summation. *2022 IEEE 41st International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, October 10-14, 2022: conf. proc. Kyiv, Ukraine, 2022. (Scopus), pp. 524-528, doi: 10.1109/ELNANO54667.2022.9927061.