

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Сумський державний університет

Факультет електроніки та інформаційних технологій

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра комп'ютеризованих систем управління

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ Петро ЛЕОНТЬЄВ

(підпис)

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

_____ 2024р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня бакалавр

(бакалавр / магістр)

зі спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка»,

(код та назва)

освітньо-професійної програми «Нанотехнології та біомедичні системи»

(освітньо-професійної / освітньо-наукової)

(назва програми)

на тему "Дослідження параметрів резонансних електродинамічних систем із сфероїдальними резонаторами"

Здобувача групи ФЕ-01 Дмитренка Станіслава Валентиновича

(шифр групи)

(прізвище, ім'я, по батькові)

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

_____ Станіслав ДМИТРЕНКО

(підпис)

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ здобувача)

Керівник доцент, к.ф.-м.н., доцент, Рубан А.І. _____

(посада, науковий ступінь, вчене звання, Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

(підпис)

Суми – 2024

Сумський державний університет

(назва вузу)

Факультет електроніки та інформаційних технологій

Кафедра комп'ютеризованих систем управління

Спеціальність 153 – «Мікро- та наносистемна техніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедрою комп'ютеризованих систем управління

П.В. Леонтєв

«04» червня 2024 р.

ЗАВДАННЯ НА БАКАЛАВРСЬКУ РОБОТУ СТУДЕНТОВІ

Дмитренку Станіславу Валентиновичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема проекту (роботи) "Дослідження параметрів резонансних електродинамічних систем із сфероїдальними резонаторами"

затверджена наказом по університету від «27» березня 2024 р. № 0302-VI

2. Термін здачі студентом закінченого проекту (роботи) «31» травня 2024 р.

3. Вхідні дані до проекту (роботи) параметри електродинамічної системи

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, що їх належить розробити) загальний огляд відкритих резонаторів на прикладі резонатора з плоскопаралельною діелектричною пластиною та резонатора з необмеженими плоскими дзеркалами, експериментальне дослідження багатозв'язних електродинамічних систем та аналіз результатів дослідження

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначення обов'язкових креслень) Презентація в PowerPoint (10 слайдів)

6. Дата видачі завдання «06» травня 2024 р.

Керівник

_____ (підпис)

Завдання прийняв до виконання

_____ (підпис)

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

Пор. №	Назва етапів дипломного проекту (роботи)	Термін виконання етапів проекту (роботи)	Примітка
1	Резонатор Фабрі-Перо, Відкриті резонатори для вимірювання малих діелектричних втрат	9.05.2024	виконано
2	Резонатор із плоскопаралельною діелектричною пластиною, Резонатор із плоскопаралельною діелектричною пластиною і необмеженими плоскими дзеркалами	15.05.2024	виконано
3	Опрацювання літератури	17.05.2024	виконано
3	Метод дослідження електродинамічних систем, аналіз діаграм Бріллюена	20.05.2024	виконано
4	Експериментальне дослідження електродинамічних систем	22.05.2024	виконано
5	Аналіз результатів дослідження	29.05.2024	виконано
6	Оформлення кваліфікаційної роботи	31.05.2024	виконано

Студент-дипломник

(підпис)

Керівник проекту

(підпис)

АНОТАЦІЯ

Записка: 49 сторінок, 19 рисунків, 35 використаних джерел.

Обґрунтування актуальності теми роботи – останніми роками значна увага приділяється питанням збудження дифракційного черенковського випромінювання нерелятивістським електронним пучком, який рухається вздовж періодичних металодіелектричних структур типу діелектричний шар – стрічкова структура. Такі структури мають широкі функціональні можливості як у плані створення нових модифікацій джерел коливань, так і в плані створення елементної бази радіосистем.

Об'єкт дослідження — дослідження резонансних електродинамічних систем із сфероїдальним резонатором.

Мета роботи — дослідження електродинамічних властивостей напівсферичних і сфероїдальних відкритих резонаторів.

Методи дослідження — методи чисельного аналізу та експериментального моделювання.

Результати — Результати проведеного дослідження показали, що введення відбивної дифракційної решітки і планарного діелектричного хвилеводу в систему відкритого резонатора значно впливає на резонансні характеристики та добротність системи. Отримані результати можуть бути використані для подальшого розвитку технологій керування коливаннями у відкритих резонаторах та підвищення ефективності їхнього використання в практичних застосуваннях.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	6
Розділ 1. Відкриті резонатори для вимірювання малих діелектричних втрат.....	8
1.1 Резонатори з плоскопаралельною діелектричною пластиною	8
1.2 Резонатор з плоскопаралельною діелектричною пластиною та необмеженими плоскими дзеркалами.....	16
Розділ 2. Експериментальні дослідження резонансних електродинамічних систем із сфероїдальним резонатором.....	22
2.1 Метод дослідження електродинамічних систем.....	22
2.2 Аналіз діаграм Бріллюена.....	28
2.3 Опис експериментальної установки.....	31
2.4 Експериментальні дослідження електродинамічних систем	36
2.4.1 Сфероїдальний резонатор.....	36
2.4.2 Напівсферичний відкритий резонатор з локальною та суцільною діелектричною решіткою	39
ВИСНОВОК.....	47
ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА	48

ВСТУП

Відкриті резонатори протягом багатьох років залишаються незамінним інструментом у сфері дослідження матеріалів, зокрема, для вимірювання комплексної діелектричної проникності в міліметровому та субміліметровому діапазонах довжин хвиль [1, 2]. Їхні унікальні властивості, такі як висока добротність, простота конструкції та можливість гнучкого налаштування, роблять їх привабливими для широкого кола наукових та інженерних задач.

Проте, з розвитком електронних технологій та появою нових матеріалів з надзвичайно низькими втратами, таких як алмаз, виникає потреба в удосконаленні методів дослідження КДП. Традиційні підходи до вимірювань в відкритих резонаторах не завжди дають змогу з достатньою точністю визначити малі значення втрат, що призводить до похибок у дослідженнях та обмежень у використанні цих матеріалів.

В даній роботі пропонується метод вимірювання комплексної діелектричної проникності надмалих втрат в діелектриках за допомогою відкритих резонаторів Фабрі-Перо, який враховує дисперсію та втрати в матеріалі резонатора, а також дисперсію, що вноситься плоскопаралельною діелектричною пластиною з алмазу.

Цей метод ґрунтується на теорії відкритого резонатора, яка описує резонансні властивості резонатора та його взаємодію з електромагнітними хвилями. Враховуючи дисперсію та втрати в матеріалі резонатора, а також дисперсію, що вноситься пластиною з алмазу, можна отримати більш точні значення КДП.

Власні частоти мод резонатора знаходяться з аналізу структури полів, що виходять з резонатора при збудженні його гаусовим пучком. Визначаються частоти і добротності власних мод резонатора з урахуванням поглинання в пластині, втрат на зв'язок у дзеркалах резонатора [4]. Отримані в результаті числового розв'язання залежності частот і добротності власних мод

використовують для обґрунтування спрощених аналітичних формул, що пов'язують виміряні експериментально значення добротності мод і втрати в пластині.

Розділ 1. Відкриті резонатори для вимірювання малих діелектричних втрат

1.1 Резонатори з плоскопаралельною діелектричною пластиною

У світі електроніки та фізики резонатори з плоскопаралельною діелектричною пластиною (РПДП) відіграють важливу роль, пропонуючи унікальні властивості та широкий спектр застосувань. Їх проста, але геніальна конструкція, що складається з плоскої діелектричної пластини, затиснутої між двома металевими провідниками, стає основою для безлічі інноваційних рішень.

Розглянемо резонатор, що представлено на рис. 1. Конструкція такого типу резонатора створюється з непрозорих металевих дзеркал радіусом кривизни R_0 і діаметром $2a_m$, розташованих на відстані L одне від одного, дзеркала мають опір відбивання омічного характеру $R_{ohm} \approx -1$.

Поміж пластин розміщено елемент зв'язку у вигляді діелектричної плівки під кутом 45° до вісі резонатора, з коефіцієнтом відбивання jR та коефіцієнтом проходження T .

Таким чином вона розділяє резонатор на дві гілки з довжинами L_1 і L_2 ($L_1+L_2=L$). В такому описі плівка зв'язку зображена як восьмиполіусник з чотирма входами та виходами відповідно. Входи 1 і 2 спрямовані в бік діелектричної пластини та дзеркала II відповідно. Подача випромінювання здійснюється через вхід (вихід) 3, вивід через вхід (вихід) 3 (відбиття від резонатора) та вхід (вихід) 4 (проходження через резонатор).

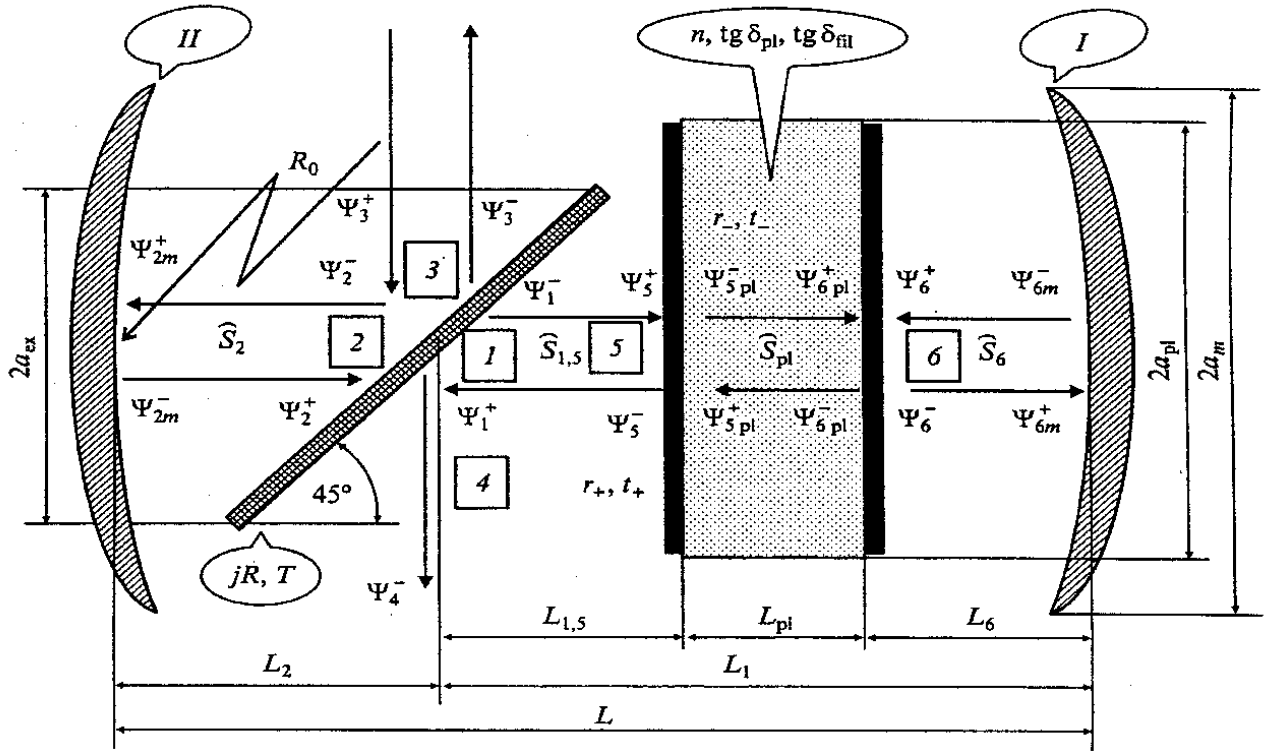


Рисунок 1. Резонатор із діелектричною пластинною.

Якщо припустити умову, за якою відсутні втрати та дисперсія у плівки зв'язку, то за дійсних значень R та T має виконуватись наступна рівність:

$$R^2 + T^2 = 1 \quad (1.1)$$

Відстань від плівки зв'язку вимірюється від її центру, а її поверхня, відображена на площині, перпендикулярній до осі резонатора, має форму кола діаметром $2a_{ex}$. В області 1 розміщена плоско-паралельна діелектрична пластинна діаметром $2a_{pl}$, товщиною L_{pl} з показником заломлення:

$$n_{pl} = n \sqrt{1 - j \cdot \operatorname{tg} \delta_{pl}} \quad (1.1)$$

де n це дійсна частина, а $\operatorname{tg} \delta_{pl}$ – тангенс кута втрат матеріалу пластини.

Плоскі поверхневі пластини за передбаченням мають бути покриті тонким шаром плівки товщиною L_{fil} (рис. 2) з показником заломлення:

$$n_{fil} = n \sqrt{1 - j \cdot \operatorname{tg} \delta_{fil}} \quad (1.3)$$

де $\operatorname{tg} \delta_{fil}$ це тангенс кута втрат матеріалу плівок.

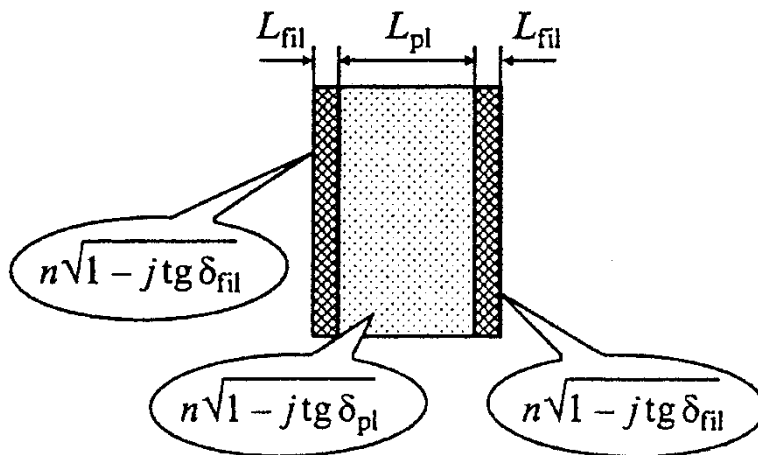


Рис. 2. Поверхневі шари на пластині діелектрика

Ця пластина розташована на відстані L_6 від першого дзеркала перпендикулярно осі резонатора, вона також знаходиться на відстані $L_{1,5}$ від плівки зв'язку ($L_{1,5} + L_{pl} + L_6 = L_1$).

Плівка зв'язку в свою чергу розміщена на відстані $L_{1,5} = L_6 - L_{fil}$ від лівої плівки на діелектричній пластині, а відстань від правої плівки до першого дзеркала становить $L_6 = L_6 - L_{fil}$.

Скористаємось запропонованими методами опису полів резонатора у відкритих системах в [7, 8, 9], дані методи використовують поля з тимчасовою залежністю $\sim \exp(j\omega t)$ (ω це кругова частота, що характеризується поперечними до напрямлення розповсюдження компонентами поля). Візьмемо до уваги лінійно поляризовані електричні поля, амплітуди яких позначимо як Ψ_i^\pm . Поля в кожному перетині, перпендикулярному осі резонатора, представимо у вигляді двох зустрічних хвильових пучків (рис. 1). На плівку зв'язку падає вхідний хвильовий пучок з амплітудою Ψ_3^\pm . Ці пучки проводять збудження резонатора, а від плівки зв'язку будуть виходити хвильові пучки з амплітудою Ψ_3^- та Ψ_4^- відповідно. Амплітуди пучків, що прямують від плівки зв'язку до дзеркал I та II як $\Psi_{1,2}^-$, а амплітуди, що прямують від дзеркал до плівки як $\Psi_{1,2}^+$. Опишемо зв'язок хвильових пучків та плівки за допомогою наступних співвідношень:

$$\Psi_1^- = T \cdot \Psi_2^+ \quad (1.4)$$

$$\Psi_2^- = T \cdot \Psi_1^+ + j \cdot R \cdot \Psi_3^+ \quad (1.5)$$

$$\Psi_3^- = j \cdot R \cdot \Psi_2^+ \quad (1.6)$$

але при такому записі відбувається нехтування дифракцією пучків поблизу самої плівки зв'язку.

Зміна амплітуд пучків $\psi = (x, y, z)$ залежить від поперечних x, y та поздовжньої z координат при поширенні усередині резонатора і описується співвідношеннями, що випливають з уявлення поля у вигляді суперпозиції плоских хвиль. Ці співвідношення будуть ретельно розглянуті для пучка, що розповсюджується в напрямку другого дзеркала:

$$\Psi_2^- = s_2 \psi_2^- = \Phi^r(k_x, k_y) s_{L_2} \Phi^d(x, y) \Psi_2^- \quad (1.7)$$

де Ψ_{2m}^+ — амплітуда пучка, що падає на друге дзеркало;

S_2 — оператор поширення;

$\Phi^d(x, y)$ та $\Phi^r(k_x, k_y)$ — оператори прямого та зворотного подвійного перетворення Фур'є;

$s_{L_2} = \exp(-jk_z L_2)$, $k_z L_2$ — набіг фази при розширенні;

k_z — поздовжнє хвильове число плоскої хвилі:

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (1.8)$$

c — швидкість світла;

f — частота;

k_x и k_y — поперечні хвильові числа.

Дзеркала резонатора опишемо як фазовий коректор, щоб амплітуда пучка яка відходить від другого дзеркала Ψ_2^- , пов'язана з амплітудою пучка, що падає на це дзеркало в наступний спосіб:

$$\Psi_{2m}^- = R_0 \Psi_{2m}^+ = R_{ohm} \exp \left\{ -2jk \left[R_0 \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_0^2}} - R_0 \right] \right\} \Psi_{2m}^+ \quad (1.9)$$

Позитивне значення R_0 відповідає увігнутому дзеркалу, через \hat{R}_0 позначено оператор перетворення пучка дзеркалом.

Вкажімо співвідношення для амплітуд хвильових пучків, що поширюються в кожній секції резонатора. Такі зміни структури пучка від плівки зв'язку часткової торцевої грані діелектричної пластини описуємо оператором $S_{1,5}$:

$$\Psi_5^+ = \hat{S}_{1,5} \Psi_1^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y) S_{L_{1,5}} \hat{\Phi}^d(x, y) \Psi_1^- \quad (1.10)$$

Від лівої грані до правої оператором \hat{S}_{pl} :

$$\Psi_{6pl}^+ = \hat{S}_{pl} \Psi_5^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y) S_{L_{pl}} \hat{\Phi}^d(x, y) \Psi_{5pl}^- \quad (1.11)$$

Обов'язково всередині пластини має бути діелектрик з комплексним показником заломлення n_{pl} . За таких показників заломлення всередині діелектрика співвідношення (1.8) замниться на:

$$k_z = \sqrt{n_{pl}^2 k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (1.12)$$

Зміни в структурі пучка від правої грані до дзеркала I описуємо оператором S_6 :

$$\Psi_{1m}^+ = \hat{S}_6 \Psi_6^- = \hat{\Phi}^r(k_x, k_y) S_{L_6} \hat{\Phi}^d(x, y) \Psi_6^- \quad (1.13)$$

Для пучка, що падає на перше дзеркало і відходить від нього, має місце співвідношення, аналогічне (1.9).

Ліва грань лівої плівки має падаючий пучок з амплітудою Ψ_5^+ та минаючий пучок з амплітудою Ψ_5^- , а на правій грані лівої плівки маємо падаючий пучок з амплітудою Ψ_{5pl}^+ і йде пучок з амплітудою Ψ_{5pl}^- . Ці амплітуди пов'язані між собою наступними співвідношеннями:

$$\Psi_5^- = r_+ \Psi_5^+ + t_+ \Psi_{5pl}^+ \quad (1.14)$$

$$\Psi_{5pl}^- = r_- \Psi_{5pl}^+ + t_- \Psi_5^+ \quad (1.15)$$

де r_{\pm} — коефіцієнти відбиття від плівки хвиль, що падають на неї з боку другого дзеркала і з пластини;

t_{\pm} — коефіцієнти передачі через плівку для падаючих на неї хвиль з боку другого дзеркала і з боку пластини відповідно.

Висловимо ці коефіцієнти через товщину плівок і їх коефіцієнт заломлення:

$$r_+ = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(-2j\varphi_0)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(-2j\varphi_0)} \quad (1.16)$$

$$r_- = \frac{r_{32} + r_{21} \exp(-2j\varphi_0)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(-2j\varphi_0)} \quad (1.17)$$

$$r_- = \frac{t_{12}t_{23} \exp(-j\varphi_0)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(-2j\varphi_0)} \quad (1.18)$$

$$r_+ = \frac{t_{32}t_{21} \exp(-j\varphi_0)}{1 + r_{32}r_{21} \exp(-2j\varphi_0)} \quad (1.19)$$

$$\varphi_0 = kn_{fil}L_{fil}, \quad r_{12} = -r_{21} = \frac{1 - n_{fil}}{1 + n_{fil}}, \quad r_{23} = -r_{32} = \frac{n_{fil} - n_{pl}}{n_{fil} + n_{pl}}, \quad t_{12} = \frac{2}{1 + n_{fil}},$$

$$t_{21} = \frac{2n_{fil}}{1 + n_{fil}}, \quad t_{23} = \frac{2n_{fil}}{n_{pl} - n_{fil}}, \quad t_{32} = \frac{2n_{pl}}{n_{pl} + n_{fil}}, \quad (1.20)$$

На лівій стороні правої плівки маємо відбитий та падаючий пучки з амплітудами Ψ_{6pl}^+ та Ψ_{6pl}^- , а з правої сторони — пучки з амплітудами Ψ_6^+ та Ψ_6^- . Ці пучки пов'язані між собою співвідношенням:

$$\Psi_{6pl}^- = r_- \Psi_{6pl}^+ + t_- \Psi_6^+ \quad (1.21)$$

$$\Psi_6^- = r_+ \Psi_6^+ + t_+ \Psi_{6pl}^+ \quad (1.22)$$

За результатами розрахунків (1) — (1.22) мають бути знайдені значення полів, що розсіяні резонатором - пучки Ψ_3^- та Ψ_4^- .

Ці поля ми будемо характеризувати двома коефіцієнтами функціоналом від полів розсіювання резонатора: коефіцієнтом відбиття від резонатора K_r^0 та коефіцієнтом проходження через резонатор K_t^0 .

Коефіцієнт відбиття або проходження в цьому випадку можна визначити у вигляді:

$$K_{r,t}^0 = \frac{P_{r,t}^0}{P} \quad (1.23)$$

де $P_{rt}^0 = P_{rt} N_{rt}$, $P_r = \iint |\Psi_3^-|^2 dx dy$ — потужність в пучку, що минає від резонатора назустріч падаючому пучку;

$P_t = \iint |\Psi_6^-|^2 dx dy$ — потужність пучку, що пройшов через резонатор.

Коефіцієнти зв'язку пучка та приймача $N_{r,t}$ характеризують ту частину з падаючого на приймач випромінювання, що приймається ним за умови:

$$N_r = \frac{\int \Psi_3^- \Psi_{r,out}^* ds \int \Psi_3^{*-} \Psi_{r,out} ds}{P_r P_{r,n}} \quad (1.24)$$

де $\Psi_{r,out}^*$ — функція, що описує структуру поля робочої зони приймача на півці зв'язку;

$P_{t,n} = \int |\Psi_{t,out}|^2 ds$ — потужність пучка з такою структурою;

$$N_t = \frac{\int \Psi_4^- \Psi_{t,out}^* ds \int \Psi_4^{*-} \Psi_{t,out} ds}{P_t P_{t,n}} \quad (1.1.25)$$

На далі будемо вважати, що структура пучка робочої моди приймача є гаусовою:

$$\Psi_{r,out} \sim \Psi_{t,out} \sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_{r,t}^2}\right) \quad (1.26)$$

За такого значення частоти вона вирішувалась методом ітерації. В якості початкового значення для функції Ψ_1^- , Ψ_{5pl}^- та Ψ_6^+ задавалась функція Ψ_3^+ .

Поперечний розподіл збудженого хвильового пучка Ψ_3^+ вважалось гаусовим:

$$\sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_b^2}\right) \quad (1.27)$$

де величина a_b характеризує на півширину збудженого пучка.

Амплітуди вихідних хвильових пучків на відображення і проходження визначалися співвідношеннями в які підставлялась знайдена функція Ψ_1^+ :

$$\Psi_3^- = iR \hat{S}_2 \hat{R}_2 \hat{S}_2 \{T \cdot \Psi_1^+ + jR \Psi_3^+\}, \quad \Psi_4^- = T \cdot \Psi_3^+ + jR \Psi_1^+ \quad (1.28)$$

Далі частота змінювалась і визначався відгук резонатора на зміненої частоті. На деяких резонансних частотах f_p коефіцієнт відображення збільшувався, а коефіцієнт проходження зменшувався.

1.2 Резонатор з плоскопаралельною діелектричною пластиною та необмеженими плоскими дзеркалами

Скористаємось оглянутими попередньо методами опису полів для резонатора з плоскими необмеженими дзеркалами. Тоді всі інтеграли \hat{S}_i стануть числовими значеннями (наприклад, $\hat{S}_2 = \exp[-jkL_2]$). Проведемо визначення власних частот резонатора, поклавши збудливий пучок рівний нулю. В такому випадку ця система інтегральних рівнянь буде зведена до трансцендентного характеристичного рівняння:

$$\begin{aligned} & \left[-1 + r_+ T^2 R_{ohm} \exp[-2jk(L_2 + L_{1,5})] \right] \times \left[-1 + r_+ R_{ohm} \exp(-2jkl_6) \right] - \exp(-2jkn_{pl}L_{pl}) \\ & \times \left[-r_+ + T^2 R_{ohm} D \exp[-2jk(L_2 + L_{1,5})] \right] \times \left[-r_- + R_{ohm} D \exp(-2jkL_6) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Рішення (2) будемо шукати за допомогою методу збурень, вважаючи параметри втрати в діелектрику малими ($tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil} \ll 1$), омичні втрати в дзеркалах ($\delta_{ohm} = 1 = R_{ohm}^2 \ll 1$), коефіцієнт відбиття плівки зв'язку ($\delta_{cs} = 1 - T^2 \ll 1$), товщину поглинаючих плівок ($\varphi_0 = knL_{fil} \ll 1$).

При рівних нулю малих параметрах отримаємо визначення власних частот рівняння:

$$\begin{aligned} -2r_+ \cos[k^0(L_2 + l_{1,5} - L_6)] \sin[k^0 n(L_{pl} + 2L_{fil})] + r_+^2 \sin[k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 - nL_{pl} - 2L_{fil})] = \\ = r_+^2 \sin[k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6 - nL_{pl} - 2L_{fil})] \end{aligned} \quad (2.1)$$

Звідси виходить наступне, що за умови:

$$nk^0(L_{pl} + 2L_{fil}) = m_1\pi, \quad k^0(L_2 + L_{1,5} + L_6) = m_2\pi, \quad (2.2)$$

де m_1 та m_2 — цілі числа, рівні кількості півхвиль здовж осі резонатора. В діелектрику з поглинаючими плівками та поза діелектрика існує мода резонатора

з хвильовим числом k^0 та частотою, що залишається незмінною за умови плоскопаралельного переміщення пластини вздовж вісі резонатора [3].

В першому порядку теорії збурень виразимо зміни власного хвильового числа розглянутої моди $\Delta k = j\Delta k''$, викликане наявністю втрат на зв'язок та тепловими втратами в дзеркалах $\Delta k_R''$ та тепловими втратами в діелектричній пластині $\Delta k_{pl}''$, і в шарах, що покривають пластину $\Delta k_{fil}''$,

$$\Delta k_R'' = \frac{(\delta_{ohm} + \delta_{ce})(1 - r_+^2)}{2\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n(L_{pl} + 2L_{fil})(r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos[2k^0(L_2 + L_{1,5})])\}} \quad (2.3)$$

$$\Delta k_{pl}'' = \frac{ntg\delta_{pl}k^0}{2\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n[L_{pl} + 2L_{fil}][r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos(2k_0(L_2 + L_{1,5}))]\}} \times$$

$$\times \left\{ L_{pl}[r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))] + \frac{4L_{fil}}{(n+1)^2} [1 - n^2 + (n^2 + 1)\cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))] \right\} \quad (2.4)$$

$$\Delta k_{fil}'' = \frac{4ntg\delta_{fil}k^0 L_{fil} [1 - \cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))] \frac{n^2}{(n+1)^2}}{\{(1 - r_+^2)(L_2 + L_{1,5} + L_6) + n[L_{pl} + 2L_{fil}][r_+^2 + 1 + 2r_+ \cos(2k^0(L_2 + L_{1,5}))]\}} \quad (2.5)$$

Звернемо увагу на залежність ширини резонансної кривої $\Delta k'' = \Delta k_R'' + \Delta k_{pl}''$ від положення пластини в резонаторі (довжини $L_2 + L_{1,5}$) за умови відсутності поглинаючих плівок на пластині. Залежність пояснює, що добротність $Q = k^0/2\Delta k''$ моди резонатора з індексами $m_1 + m_2$ осцилює при зміщенні пластини вздовж його осі, досягаючи екстремумів $2k^0(L_2 + L_{1,5}) = s\pi$, де s — ціле число.

За умови парного S площині і діелектрика збігається з нулями електричного поля стоячої хвилі в резонаторі. Положення амплітуди електричного поля за таких умов мінімальна. Цю залежність можна побачити на Рис. 3,а.

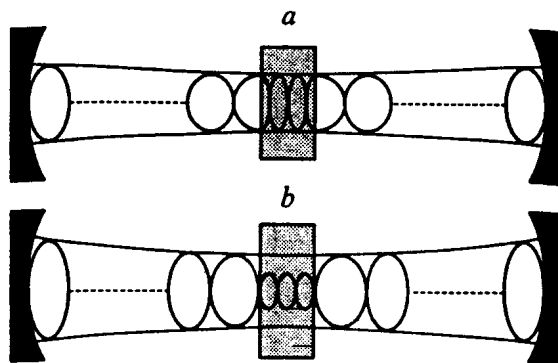


Рис. 3. Структура поля в резонаторі з пластиною:

Добротність цієї моди дорівнює:

$$Q_+ = \frac{k^0 (L_2 + L_{1,5} + L_6 + L_{pl})}{\delta_{ohm} - \delta_{ce} + tg\delta_{pl} k^0 L_{pl}} \quad (2.6)$$

За умови непарності S площині і діелектрика співпадають з максимумами електричного поля стоячої хвилі в резонаторі, амплітуда електричного поля в діелектрику буде максимальною. Це зображено на Рис. 3,б. Добротність цієї моди дорівнює:

$$Q_- = \frac{k^0 (L_2 + L_{1,5} + L_6 + n^2 L_{pl})}{\delta_{ohm} - \delta_{ce} + n^2 tg\delta_{pl} k^0 L_{pl}} \quad (2.7)$$

У випадку відсутності втрат у діелектрику, що має більшу добротність завдяки накопиченій енергії, існує мода з максимальним значенням електричного поля, позначена як Q_- . Однак, якщо втрати у діелектрику переважають і енергія, накопичена в пластині, є незначною порівняно з енергією в іншому обсязі резонатора, то наявна мода з більшою добротністю, позначена як Q_+ . Зазвичай, останній випадок може бути підтверджений експериментально [3].

$$\frac{\delta_{ohm} + \delta_{pl}}{k^0 n L_{pl}} = \frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{n L_{pl}} \quad \text{або} \quad tg\delta_{pl} = \frac{\delta_{ohm} + \delta_{ce}}{L_2 + L_{1,5} + L_6} \quad (2.8)$$

Осциляція добротності моди відсутня.

Для визначення втрат в діелектрику проводять вимірювання екстремальних значень добротності резонатора Q_+ та Q_- , а також добротності моди порожнього резонатора з тим самим індексом $m_1 + m_2$ і на тій самій частоті:

$$Q_0 = \frac{k^0 (L_2 + L_{1,5} + L_6 + nL_{pl})}{\delta_{ohm} + \delta_{св}} \quad (2.9)$$

Далі, виключаючи з будь-якої пари рівності (2.6, 2.7, 2.9) величину втрат у резонаторі без діелектрика $\delta_{ohm} + \delta_{св}$, ми отримуємо наступні три вирази для визначення - величини через $tg \delta_{pl}$, та Q_0 , Q_+ і Q_- , які ми позначимо через $tg \delta_{pl-}$ за використання (2.6), (2.9), $tg \delta_{pl+}$ за використання (2.7), (2.9) і $tg \delta_{pl0}$ за використання (2.6), (2.7):

$$tg \delta_{pl+} = \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \times \left[\frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{L_{pl}} - (n-1) \right] \quad (2.10)$$

$$tg \delta_{pl-} = \left(\frac{1}{Q_-} - \frac{1}{Q_0} \right) \times \left[\frac{L_2 + L_{1,5} + L_6}{n^2 L_{pl}} + \frac{(n-1)}{n} \right] \quad (2.11)$$

$$tg \delta_{pl0} = \frac{1}{n^2 - 1} \left[\left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \times \frac{L_2 + L_{1,5} + L_6 + nL_{pl}}{L_{pl}} + (n+1) \times \left(\frac{n}{Q_+} + \frac{1}{Q_-} \right) \right] \quad (2.12)$$

Під час використання (2.10) - (2.12) варто прийняти до уваги наступне:

$$\frac{1}{Q_-} - \frac{1}{Q_0} \text{ та } \frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_-}, \quad (2.13)$$

Можливе вимірювання $tg \delta_{pl}$ при різних положеннях діелектричної пластини, коли втрати, що вносить діелектрик в резонатор:

1) Мінімальні - такий випадок використовується за відносно великих значень $tg \delta_{pl}$ (до $\sim 10^{-2}$);

б) Максимальні - в цьому випадку вимірюються матеріали з мінімальним поглинанням. Таке положення пластини дає можливість з високою точністю розраховувати матеріали з надзвичайно малим поглинанням

Метод вимірювання без використання інформації про добротність порожнього резонатора є зручним для експериментів зі змінними параметрами зразка, наприклад, для вимірювання температурних залежностей $tg \delta_{pl}$.

Результати розрахунків величини $tg \delta_{pl}$ від вимірних величин Q_0 , Q_+ та Q_- не має бути залежним від положення в резонаторі, тому за рахунок використання всіх результатів $tg \delta_{pl}$ ми маємо змогу до перевірки отриманих значень.

Під час вимірів алмазних дисків виявилось, що розраховане значення $tg \delta_{pl}$ в значній мірі залежало саме від положення зразку в резонаторі. Таким чином було визначено, що значення $tg \delta_{pl}$, розраховане через Q_- та Q_0 , було значно вище за $tg \delta_{pl}$, розраховане через Q_0 та Q_+ (Таблиця 1).

№ диска	Товщина, мм	Частота, ГГц	$tg \delta_{pl-} \times 10^4$	$tg \delta_{pl-} \times 10^5$
87	0,41	152	6,5	7,6
93	0,38	166	4,0	5,8
128	0,37	170	1,7	2,5
131	0,46	136	2,0	9,6

Таблиця 1 – результати розрахунків залежності значень $tg \delta_{pl}$

Такі відмінності ймовірно виникають через наявності на поверхні діелектричної плівці додаткових втрат. Якщо ці втрати локалізовані в поверхневому шарі, то відповідно до (2.3 – 2.5) вони тільки до моди Q_- :

$$Q_- \approx \frac{k^0 [L_2 + L_{1,5} + L_6 + n^2 (L_{pl} + 2L_{fil})]}{\delta_{ohm} + \delta_{cs} + n^2 tg \delta_{pl} k^0 L_{pl} + 4n^2 k^0 L_{fil} tg \delta_{fil}} \quad (2.14)$$

Обчислені за допомогою формул (2.6), (2.14) значення ширини резонансних кривих при їх екстремальних значеннях збігаються з результатами більш точної теорії, описаної системою рівнянь (1) — (1.21), з точністю до четвертої значущої цифри, за тієї ж довжини резонатора та резонансної частоти, визначеною з розв'язання (1) — (1.21).

Враховуючи припущення про тонкий поглинаючий шар на торцевих площинах пластини, ми можемо окремо розрахувати поглинання біжучої хвилі у речовині пластини в її поверхневих шарах.

Отримані значення $tg \delta_{pl}$ та $tg \delta_{fil}$ за додатковим припущенням про товщину плівки дозволяють оцінити об'ємні P_{pl} та поверхневі P_{fil} втрати в пластині для біжучої хвилі на її резонансній частоті. Втрати можуть бути визначені за наступними виразами:

$$\frac{P_s}{P} (tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil}) \approx \frac{P_{pl}}{P} (tg \delta_{pl}, 0) + \frac{P_{fil}}{P} (0, tg \delta_{fil}) = -1 - |K|^2 - |R_{pl}|^2 \quad (2.15)$$

$$\text{де } K(tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil}) = \frac{t_+ t_- \exp(-ikn_{pl} L_{pl})}{1 + r_+ r_- \exp(-2ikn_{pl} L_{pl})} \text{ — коефіцієнт передачі}$$

пластини з плівкою;

$$R_{pl}(tg \delta_{pl}, tg \delta_{fil}) = \frac{r_+ + r_- \exp(-2ikn_{pl} L_{pl})}{1 + r_+ r_- \exp(-2ikn_{pl} L_{pl})} \text{ — коефіцієнт відбиття;}$$

P_s — загальні втрати в плівці та пластині;

P — потужність хвилі падаючої на пластинку.

Розділ 2. Експериментальні дослідження резонансних електродинамічних систем із сфероїдальним резонатором

2.1 Метод дослідження електродинамічних систем

Успіхи у вивченні самого ефекту дифракційного випромінювання призвели до створення принципово нових джерел висококогерентного випромінювання коротких хвиль – оротронів [4] та генераторів дифракційного випромінювання. Ці генератори, у порівнянні з класичними приладами (клістрон, магнетрон, лампа зворотної хвилі, лампа біжучої хвилі), мають покращені вихідні характеристики: зменшений стартовий струм, збільшену потужність генерації, високу якість спектру генерації тощо.

Загальною ознакою генераторів дифракційного випромінювання є наявність відкритої електродинамічної системи КВЧ з періодичними металодіелектричними або металевими структурами, або комбінаціями цих структур, вздовж яких рухається ЕП, що збуджує, залежно від електродинамічних параметрів системи, черенковське, дифракційно-черенковське або дифракційне випромінювання. Через просторові гармоніки випромінювань, що взаємодіють з полями відкритих електродинамічних систем, відбувається перетворення енергії ЕП в енергію КВЧ.

Черенковське випромінювання виникає при русі електронів у середовищі зі швидкістю v_e , що перевищує швидкість світла в цьому середовищі [6]. Фазова швидкість світла в безмежному середовищі з діелектричною проникністю ϵ та магнітною проникністю μ визначається співвідношення $v_{\phi} = c / \sqrt{\epsilon\mu}$. Електромагнітне випромінювання утворює конус з кутом розкриття γ , що визначається співвідношенням $\cos\gamma = v_{\phi} / v_e$.

Оскільки $\cos\gamma$ завжди менше одиниці, черенковське випромінювання можливе лише при $v_e > v_{\phi}$. Необхідність виконання цієї умови зумовила використання черенковського випромінювання у релятивістських пристроях КВЧ з гофрованими та діафрагмованими хвилеводами. Запропоновані в схемі черенковських генераторів

КВЧ на основі діелектричних структур, які уповільнюють v_{ϕ} не отримали подальшого розвитку через відсутність у той час вакуумних діелектриків з високими ϵ та малими втратами на високих частотах. Виникнення таких діелектриків (наприклад, полікони та рутил) стимулювало дослідження черенковського випромінювання при збудженні його в діелектричному середовищі релятивістськими та нерелятивістськими електронними потоками.

Найбільше теоретичні і експериментальні дослідження проведені для генераторів дифракційного випромінювання, електродинамічна система яких складається з періодичних металодіелектричних або металевих структур [8]. Для таких пристроїв теоретичні й експериментальні результати є найповнішими.

Оскільки оптимізація нових електронних пристроїв, таких як генератори дифракційного випромінювання, шляхом створення макетів з електронним пучком вимагає великих трудовитрат та коштів, доцільно вивчати простіші теоретичні моделі з подальшим експериментальним "холодним" моделюванням процесів взаємодії просторових гармонік дифракційного випромінювання, замінюючи електронний пучок планарним діелектричним хвилеводом. Такий підхід дозволяє визначити та оптимізувати основні характеристики електродинамічних систем приладів при переході до макетних досліджень з ЕП. Застосування цього методу дозволило вивчити основні властивості дифракційного черенковського випромінювання в електродинамічній системі ГДВ з напівсферичним відкритим резонатором [8], відкритим хвилеводом з циліндричними дзеркалами та металодіелектричною структурою типу діелектричний шар – стрічкова дифракційна решітка.

Методика дослідження "холодного" експериментального моделювання дифракційного і черенковського випромінювання полягає в тому, що монохроматичний електронний потік моделюється планарним діелектричним хвилеводом, розташованим поблизу стрічкової дифракційної решітки, нанесеної на поверхню діелектрика. Підбором параметрів діелектричного хвилеводу, решітки та діелектричного середовища можна промоделювати різні випадки збудження випромінювань.

При теоретичному описі моделі вважаємо, що вздовж планарного діелектричного хвилеводу, розташованого в площині $Z=0$ на відстані a від дифракційної решітки, нанесеної на поверхню діелектричного середовища, з фазовою швидкістю v_e у напрямку осі O_y поширюється двовимірний поперечно-магнітний компонент поля з $E_{ox}=0$, $H_{oy}=0$, $H_{oz}=0$. Фазова швидкість v_e визначається діелектричною проникністю матеріалу хвилеводу, його поперечними розмірами та середовищем, в якому розташований ДВ.

У таблиці 2.1 наведено основні співвідношення, що характеризують випромінювальну систему у випадках руху вздовж ДР електронного потоку (модель з ЕП) і поверхневої хвилі хвилеводу (модель з ДВ).

Модель з дифракційним випромінюванням	Модель з електронним пучком
Умови випромінювання електромагнітних хвиль	
$\frac{\kappa}{ n + \kappa} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{ n - \kappa}, \quad z > -a \text{ (вакуум)}$ <p style="text-align: right;">(2.1)</p> $\frac{\kappa}{ n + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{ n - \kappa\sqrt{\varepsilon}},$ <p>$-\delta < z < -a$ (діелектрик),</p> <p>де $\beta_e = v_e / c$ – відносна швидкість хвилі в хвилеводі;</p>	$\frac{\kappa}{ n + \kappa} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{ n - \kappa}, \quad z > -a \text{ (вакуум)},$ <p style="text-align: right;">(2.2)</p> $\frac{\kappa}{ n + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_e \leq \frac{\kappa}{ n - \kappa\sqrt{\varepsilon}}, \quad z < -a$ <p>(діелектрик),</p> <p>де $\beta_e = v_e / c$ – відносна швидкість електронів,</p>
Кути випромінювання	

($\kappa = l / \lambda$; ε – відносна діелектрична проникність середовища; n – номер випромінюваної просторової гармоніки; l – період решітки; λ – довжина хвилі випромінювання).

$\gamma_{nv} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_g} + \frac{n}{\kappa}\right),$ $\gamma_{n\varepsilon} = -\arccos\frac{\sqrt{\varepsilon_g} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (2.3)$	$\gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}\right),$ $\gamma_{n\varepsilon} = -\arccos\left(\frac{\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}\right), \quad (2.4)$
ε_g – ефективна діелектрична проникність.	

Таблиця 2.1

Співвідношення (2.1) – (2.4) визначають, відповідно, умови збудження об'ємних хвиль дифракційних хвиль та електронних пучків. Ці співвідношення збігаються, якщо припустити, що фазова швидкість хвилі в діелектричному хвилеводі ідентична швидкості електронів. Оскільки фазова швидкість хвилі v_ϕ визначається діелектричною проникністю матеріалу хвилевода та його поперечними розмірами, доцільно ввести поняття ефективної діелектричної проникності хвилевода ε_g , де $\varepsilon_g = c^2 / v_\phi^2$, тоді $\beta_e = 1 / \sqrt{\varepsilon_g}$. Відповідно до цього співвідношення (2.3) та (2.4) для кутів випромінювання також збігаються при припущенні ідентифікації фазової швидкості ДВ та швидкості ЕП. При цьому видно, що для заданих параметрів κ , β_e (β_g) та ε у вільному просторі збуджуються тільки від'ємні просторові гармоніки з $n = -1, -2, -3, \dots$, а в діелектричному середовищі – гармоніки з $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Випромінювання на нульовій ($n = 0$) просторовій гармоніці відбувається за тих же умов, що і черенковське випромінювання ЕП, що рухається поблизу не екранованого ґратчастого діелектрика, тобто при швидкості електронів $\varepsilon\beta_e^2 > 1$ з кутом випромінювання $\cos\gamma_{0\varepsilon} = 1 / (\beta_e\sqrt{\varepsilon})$. Тому таке випромінювання можна назвати черенковським, а решітку розглядати як екрануючий фактор, що впливає на коефіцієнт зв'язку ЕП або ДВ з діелектричним середовищем [1]. У цьому випадку, для довгохвильового наближення ($k \leq 0.5$) густина енергії основної (черенковської) гармоніки визначається співвідношеннями (2.5) і (2.6), які збігаються при заміні

$\varepsilon_\varepsilon \rightarrow 1/\beta_e^2$, інваріантністю $ihpA \rightarrow 2\pi\rho_0$, а планарний діелектричний хвилевід – еквівалент ЕП з фіктивною густиною заряду $\rho_0 = \frac{2\pi}{\lambda^2} A\sqrt{\varepsilon_\varepsilon(\varepsilon_\varepsilon - 1)}$, що рухається зі сталою швидкістю $V_e = V_\varepsilon$.

Густина енергії дифракційного випромінювання основної гармоніки:

$$S_0 = S_\varepsilon \frac{\varepsilon^2(\varepsilon_\varepsilon - 1) + (\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon)}{\varepsilon^2(\varepsilon_\varepsilon - 1) + (\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon) \left[1 - (1 + \sqrt{\varepsilon}) \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_\varepsilon} \Phi_G} \right]^2}, \quad (2.5)$$

$$S_0 = S_\varepsilon \frac{\varepsilon^2 \theta^2 + \theta_{0\varepsilon}^2}{\varepsilon^2 \theta^2 + \theta_{0\varepsilon}^2 \left[1 - (1 + \sqrt{\varepsilon}) \theta \Phi_G \right]^2}, \quad (2.6)$$

Де S_ε - щільність хвилі черенковське випромінювання без решітки.

$$\theta = \sqrt{1 - \beta^2}; \quad \theta_{n\varepsilon} = \beta \sqrt{\varepsilon - \left[\left(\frac{\kappa}{\beta} + n \right) \kappa^{-1} \right]^2};$$

$$\Phi_G = \frac{(u - 1) \left(3 - \frac{2\kappa}{\beta} - \left(\frac{\kappa}{\beta} - 1 \right) \ln \frac{1+u}{2} \right)}{1 - u + 2u \left(\frac{\kappa}{\beta} \right) - (1+u) \left(\frac{\kappa}{\beta} - 1 \right) \ln \frac{1+u}{2}};$$

$u = \cos\left(\frac{\pi d}{l}\right)$ - коефіцієнт заповнення решітки, d – ширина стрічок решітки,

$$\beta = \beta_\varepsilon = \beta_e.$$

За результатами проведеного аналізу маємо, що при збудженні об'ємних хвиль дифракційного випромінювання та електронних пучків можливі різні режими випромінювання. Найбільш характерні з них можна наочно проаналізувати шляхом побудови діаграми Бріллюена для різних значень діелектричної проникності середовища.

2.2 Аналіз діаграм Бріллюена

Області зміни параметрів, при яких реалізується збудження об'ємних і поверхневих хвиль, легко визначаються за діаграмою Бріллюена (рис. 2.1) для різних значень ε . Дані діаграми побудовані за методикою [5] в координатних осях K та $\eta = \kappa / \beta_e$. Діаграма складається з дискретних областей, які позначені цифрами $1_0 - 5_s^m$, і визначає найбільш характерні випадки збудження електронним потоком електромагнітних хвиль:

- 1 – зона черенковського випромінювання;
- 2 – область поверхневих хвиль;
- 3 – зона дифракційного випромінювання тільки в діелектричному середовищі;
- 4 – область черенковського і дифракційного випромінювання;
- 5 – зона дифракційного випромінювання в діелектрик і в вільне середовище.

Нижні індекси $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ вказують номери просторових гармонік, які випромінюються в діелектрик, а верхні індекси $m = -1, -2, \dots$ – в вакуум. Наприклад, область $4_{0,-1,-2}^{-1}$ означає, що при всіх параметрах K , β_e , \mathcal{E} , які потрапляють в неї, в вільний простір випромінюється тільки мінус перша гармоніка, а в діелектрику збуджуються три гармоніки з індексом $n = 0, -1, -2$.

З наведених діаграм видно, що при заданих параметрах β_e і K в залежності від ε можна реалізувати різні режими збудження дифракційного черенковського випромінювання. Залишається новим детально наділити умови збудження дифракційного черенковського випромінювання при заданих інтервалах β_e для різних значень ε .

Із діаграм Бріллюена для $\mathcal{E}=2$ та $\mathcal{E}=10$ (рис. 2.1) видно, що в інтервалі змін $\beta_e=0.06 \div 0.2$ можливе збудження тільки від'ємних дифракційних гармонік в вакуум і в діелектрик. При цьому, реалізація режиму випромінювання через модифікацію від'ємних швидкостей електронів можливе тільки в області релятивістських

швидкостей електронів ($\beta_e > 0.2$), або для режиму моделювання збудження об'ємних хвиль, поки що теоретично, якщо швидкість хвиль стандартних діелектричних хвилеводів міліметрового діапазону (подібно фторопласту або води) знаходиться в інтервалі $\beta_e = 0.7 \div 0.9$. Зі збільшенням ε кількість зон Бріллюена зростає, а області інтервалів по параметрах K та β_e , в яких вони збуджуються, звужуються.

Слід зазначити, що з збільшенням діелектричної проникності при заданих значеннях β_e з'являються нові зони Бріллюена і зростає число дифракційних гармонік. Інтервали значень β_e в яких збуджуються задані гармоніки випромінювання, суттєво зменшуються. Для даних умов з'являється можливість реалізації черенковських гармонік при малих швидкостях електронів (низьких напругах).

Таким чином, із проведених аналізів зон Бріллюена в широкому інтервалі змін ε слідує, що для реалізації режимів ДЧВ в експерименті з нерелятивістськими ЕП прийнятними є значення $\varepsilon > 10$, а для режиму моделювання збудження об'ємних хвиль – значення $\varepsilon \leq 10$. Відповідно з цим чисельний розрахунок енергетичних характеристик ДЧВ доцільно проводити для значень $\varepsilon > 50$ (наприклад, діелектрики групи рутилу), відповідно, яких реально можливе збудження випромінювання нерелятивістських ЕП, і для значень $\varepsilon < 10$, дозволяючих реалізувати режим експериментального моделювання просторових гармонік дифракційного випромінювання на сучасних щільних діелектриках з малими втратами в діапазоні КВЧ (фторопласт, водяник).

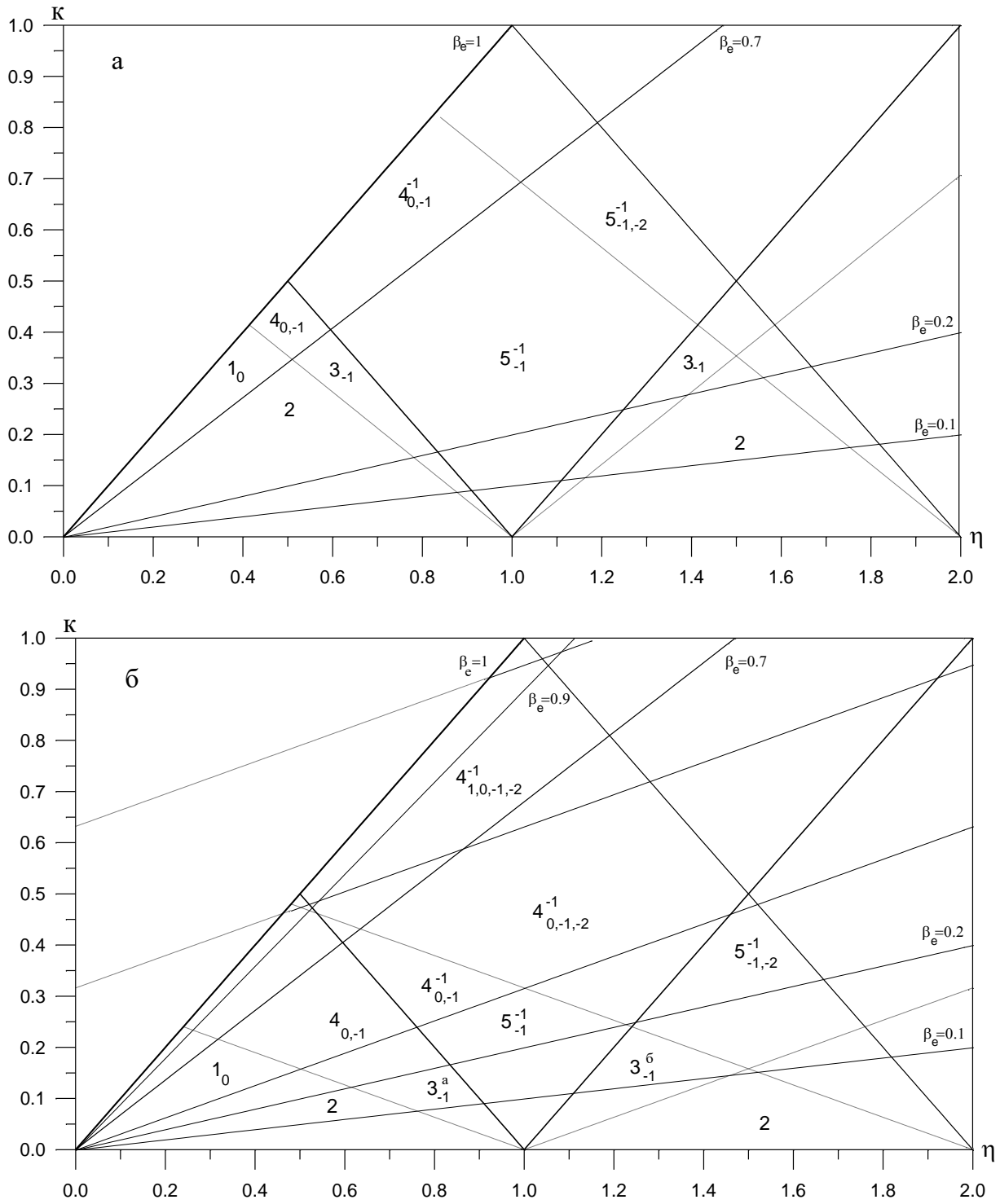


Рисунок 2.1- діаграми Бріллюена при збудженні ДЧВ монохроматичною хвилею струму просторового заряду: а) $\epsilon = 2.05$, б) $\epsilon = 10$.

2.3 Опис експериментальної установки

Методи вимірювання вихідних характеристик пристроїв дифракційної електроніки та електромагнітних властивостей їх електродинамічних систем на сьогодні є досить розвинуті, але для кожного конкретного об'єкта вони мають свої особливості. Тому необхідно приймати їх до уваги при розробці та реалізації вимірювального обладнання.

Загальний вид експериментальної установки для дослідження енергетичних характеристик просторових гармонік, що випромінюються в металодіелектричній системі та її схема представлено на рис. 2.2

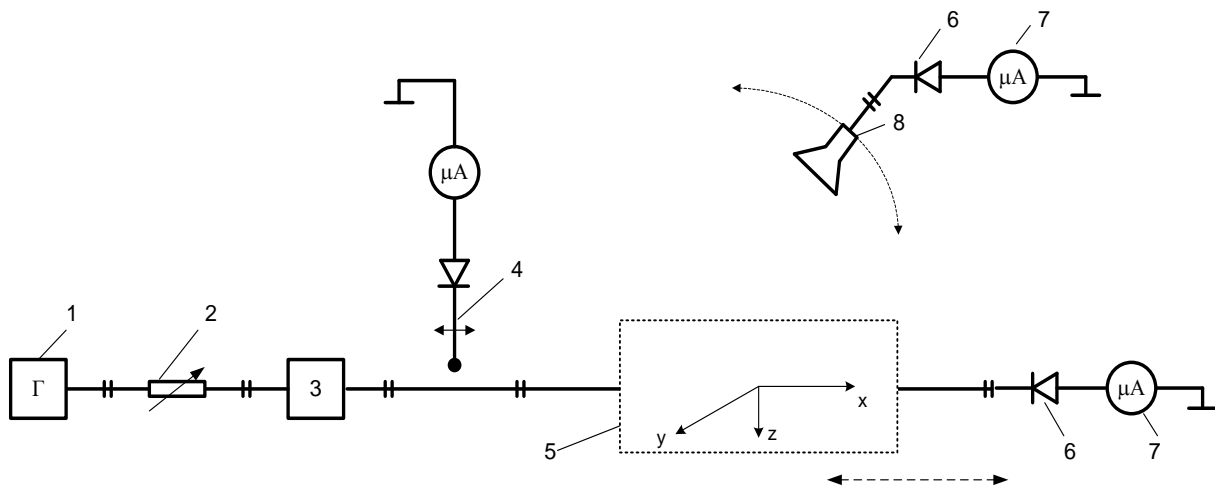


Рисунок 2.2 – Схема експериментальної установки

1 – Високочастотний сигнал від генератора НВЧ коливань, 2 – проходить через розв'язуючий атенюатор, 3 – хвилемір, 4 – вимірювальну лінію, 5 – збуджує електродинамічну систему, 6 – сигнал від детектора, 7 – надходить на вхід до реєструючого пристрою, 8 – розподіли інтенсивності та кути випромінювання у вільному просторі фіксувалися за допомогою рупорної антени, що переміщується по колу радіусом 500 мм у вертикальній площині

Система дзеркал встановлювалася на каретці переміщення, що забезпечувала точність відліку по координатах x , y порядку 0.1 мм. Крім того, всі елементи досліджуваних електродинамічних систем були встановлені на спеціальних конструкціях пристроїв, що забезпечують паралельність їх переміщення відносно

координатних осей x и y з точністю до ± 0.1 мм. Вісь обертання приймального рупора розташовувалася в площині дифракційної решітки, що забезпечувало реєстрацію кутів випромінювання з точністю $\Delta\varphi = \pm 0.5^\circ$.

Для отримання кількісних оцінок ступеня впливу вищих просторових гармонік випромінювання на основну проводилася калібрування вимірювальних детекторів шляхом порівняння їх амплітудно-частотних характеристик з АЧХ генератора. Зокрема, на рис. 2.3, 2.4 представлені АЧХ детекторних головок.

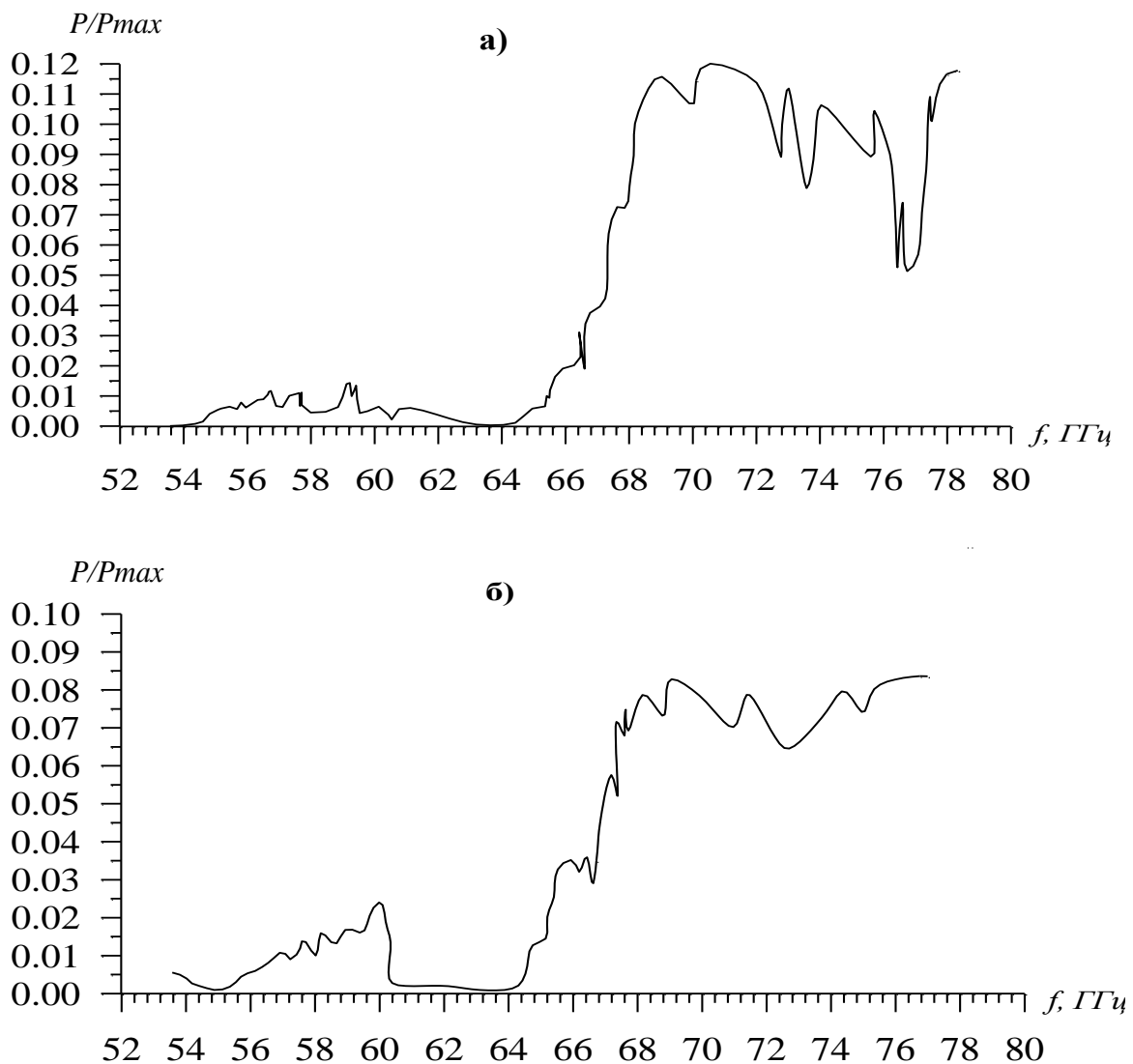


Рисунок 2.3 – АЧХ вимірювальних детекторів, а) – детектор №0; б) – детектор №1

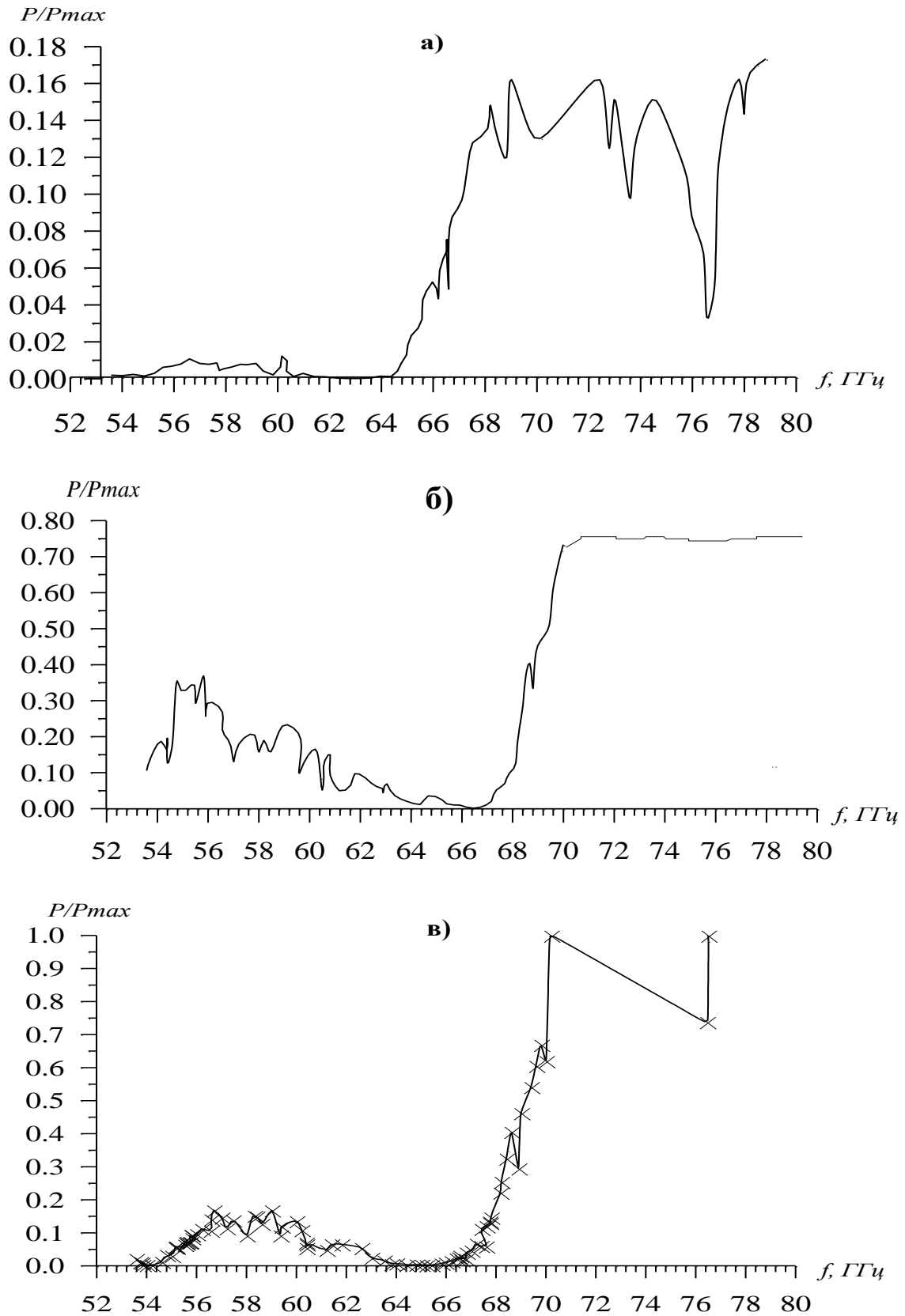


Рисунок 2.4 – АЧХ вимірюваних детекторів

а) – детектор №2; б) – детектор №3; в) – детектор №8.

Для проведення експерименту було використано вимірювальний детектор №3 (рис. 2.4 г).

Для реалізації режимів моделювання випромінювання, що отримано з аналізу діаграм Бріллюена, використовувались різні дифракційні випромінювання, основні параметри яких представлено в таблиці 2.2. На рис. 2.5 представлено частотні характеристики відповідних діелектричних хвилеводів, що вказують на можливість перекриття відносної фазової швидкості хвилі в інтервалі значень $\beta_{\%} \approx 0.63 \div 0.95$, необхідних при використанні діелектриків з $\varepsilon = 2 \div 10$.

Номер хвилевода	Поперечний переріз, мм	Матеріал
№ 1	3.4×1.9	фторопласт
№ 2	5.2×2.6	фторопласт
№ 3	5.8×3.1	фторопласт
№ 4	5.2×2.6	винипласт
№ 5	7.2×3.4	полистирол
№ 6	7.2×3.4	винипласт

Таблиця 2.2 – параметри використаних в експерименті діелектричних хвилеводів

В експерименті було використано фторопластових хвилевод №3 (таблиця 2.2)

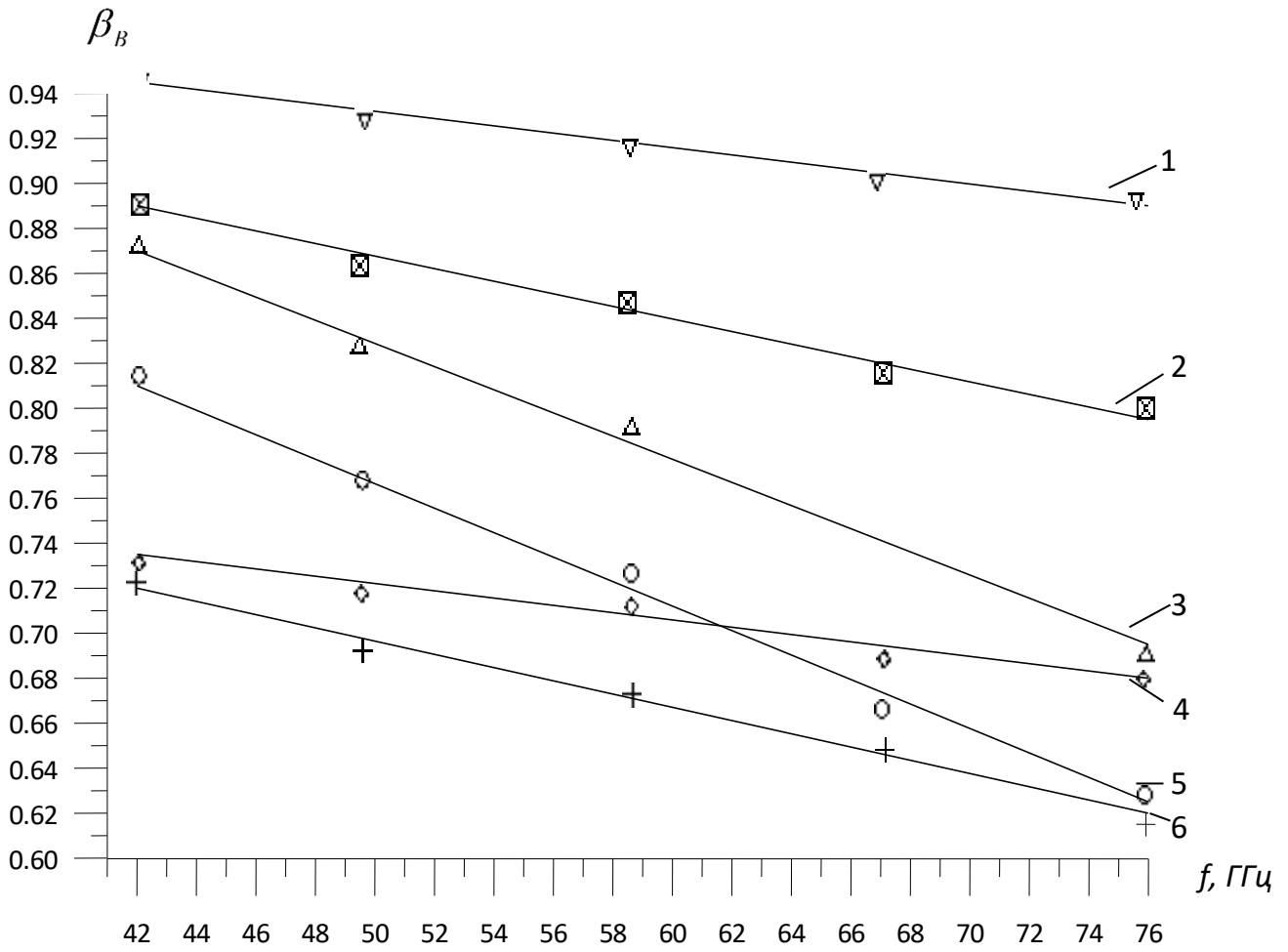


Рисунок 2.5 – частотні характеристики використаних в експерименті ДВ.

2.4 Експериментальні дослідження електродинамічних систем

2.4.1 Сфероїдальний резонатор

В якості базової електродинамічної системи досліджено сфероїдальний відкритий резонатор (рис. 2.6) з апертурою дзеркал $A_3 = 60 \times 55$ мм та радіусом кривизни $R=180$ мм.

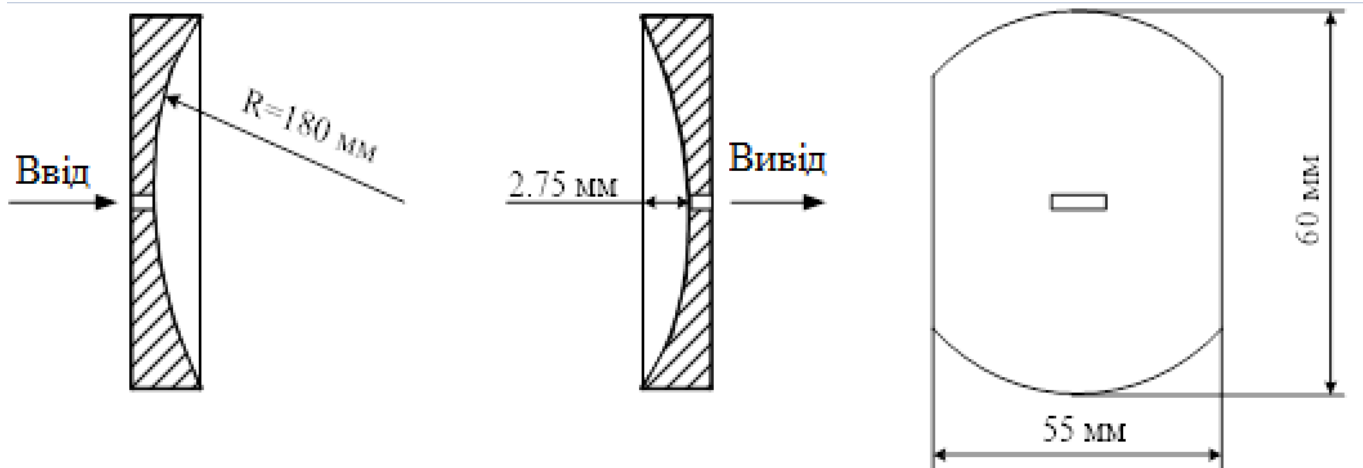


Рисунок 2.6 – сфероїдальний відкритий резонатор

Електромагнітна енергія в систему вводиться через щілину зв'язку першого сферичного дзеркала. Обидва дзеркала кріпилися на юстувальних пристроях, що дозволяло регулювати їх паралельність у всіх площинах. Перше дзеркало жорстко з'єднувалося з генератором 4-міліметрових електромагнітних хвиль. Юстувальний пристрій другого дзеркала дозволяв здійснювати його паралельне переміщення вздовж осі обох дзеркал. Сигнал, що свідчить про накопичення електромагнітної енергії в сфероїдальному ОР, виводився через щілину зв'язку другого дзеркала і за допомогою детекторної головки передавався на реєструючий прилад. Для визначення особливостей електродинамічних систем досліджувалися спектри резонансних частот і резонансні характеристики коливань у системі.

Зокрема, спектр резонансних частот при зміні відстані між дзеркалами (H) сфероїдального ВР наведений на рис. 2.7.

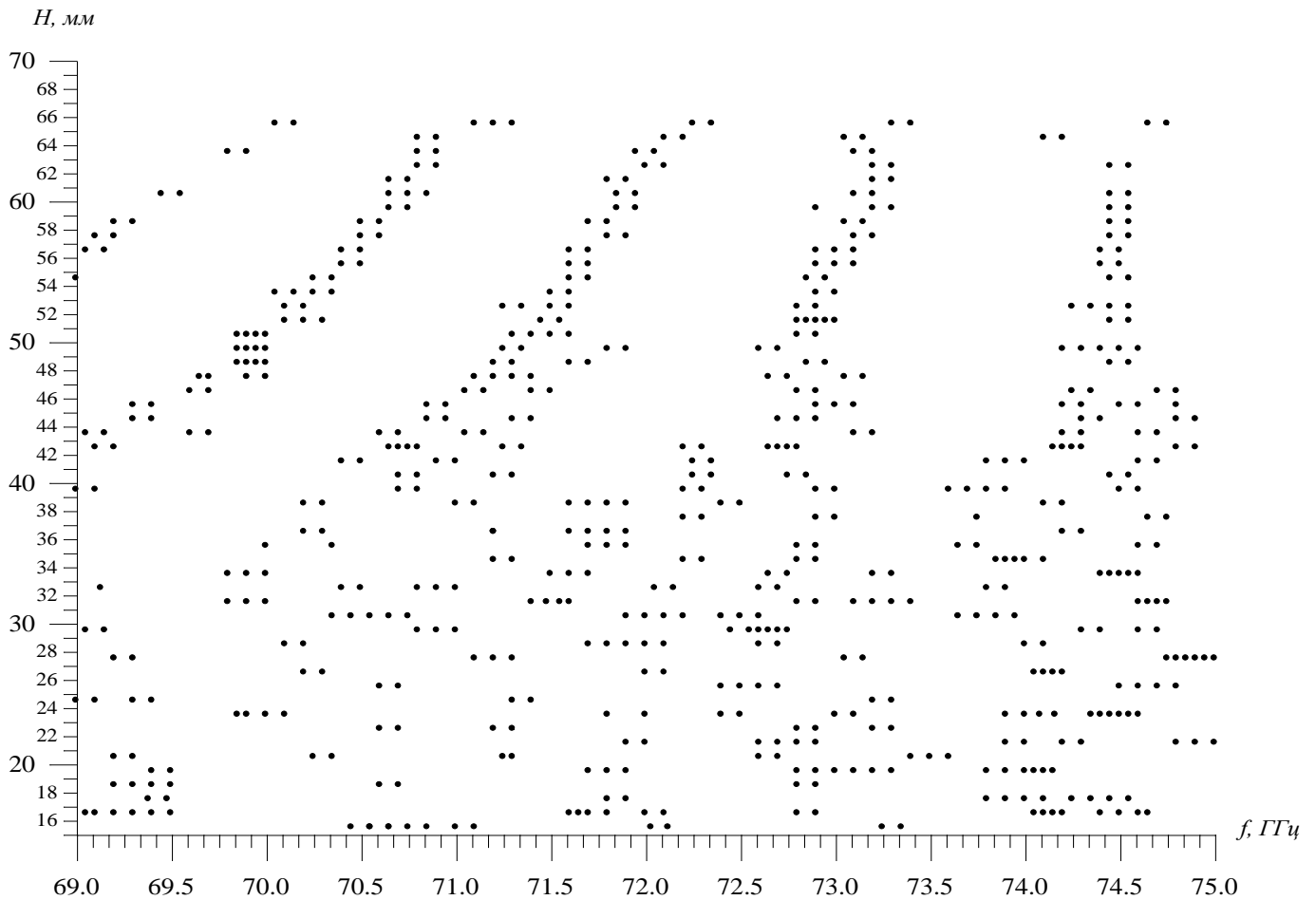


Рисунок 2.7 – спектр резонансних частот сфероїдального ВР

Він характеризує можливість збудження в даній резонансній системі обмеженої кількості TEM_{mnq} типів коливань, де індекси $m, n = 0, 1, 2, \dots$ описують поперечні складові коливань, а q – поздовжній індекс, що визначає кількість півхвиль, які укладаються вздовж осі ОР.

На рис. 2.8, 2.9 представлені резонансні характеристики коливань сфероїдального ВР. З графіків видно, що накопичення електромагнітної енергії в системі відбувається періодично з періодом близько 0,9 ГГц. Добротність даної системи становить $Q = 5000$. При збільшенні відстані між сферичними дзеркалами характер їхньої поведінки практично не змінюється, що свідчить про хороше юстування дзеркал.

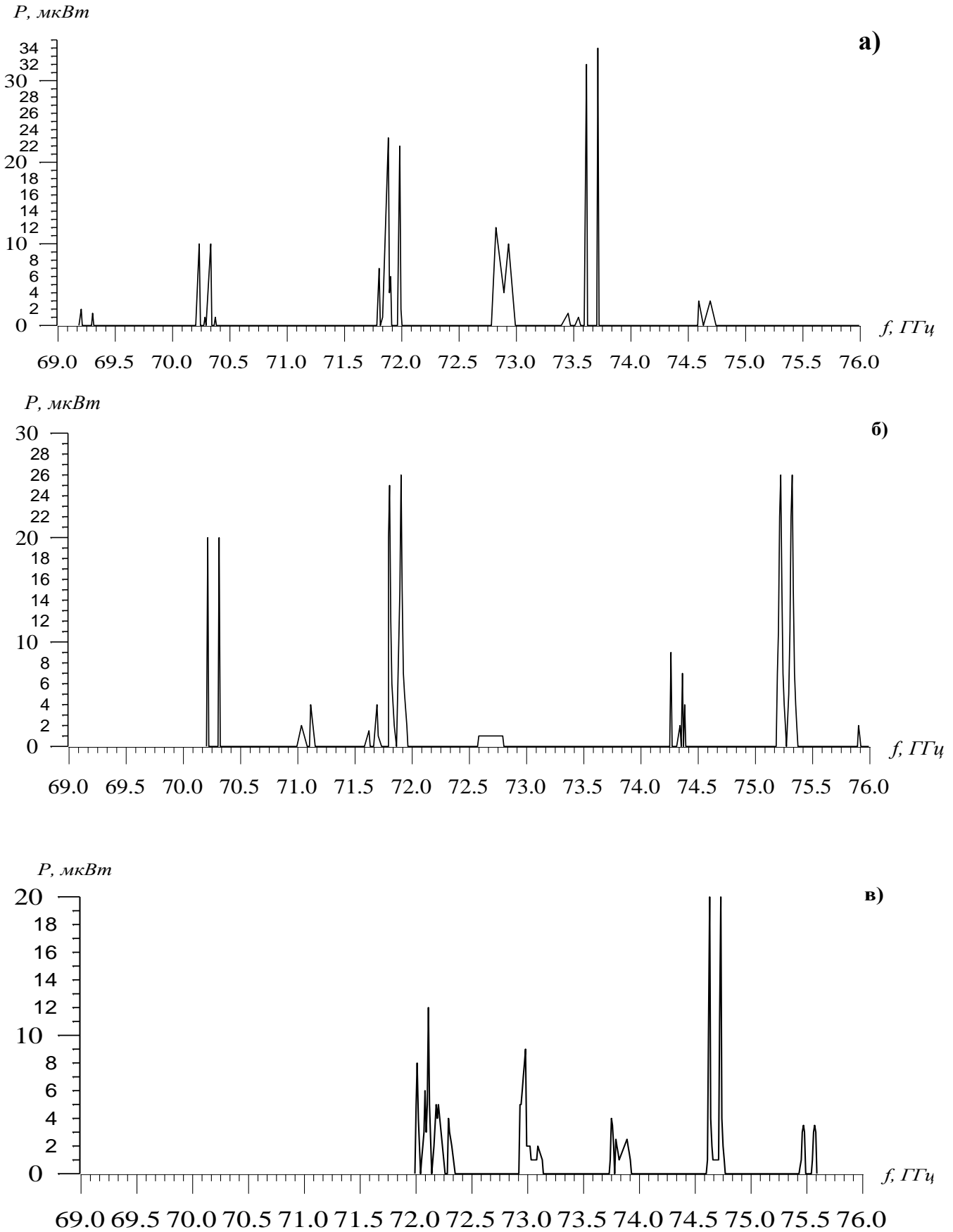


Рисунок 2.8 – Резонансні криві сфероїдального ВР,

а) $H=30$ мм., б) $H=31$ мм., в) $H=32$ мм.

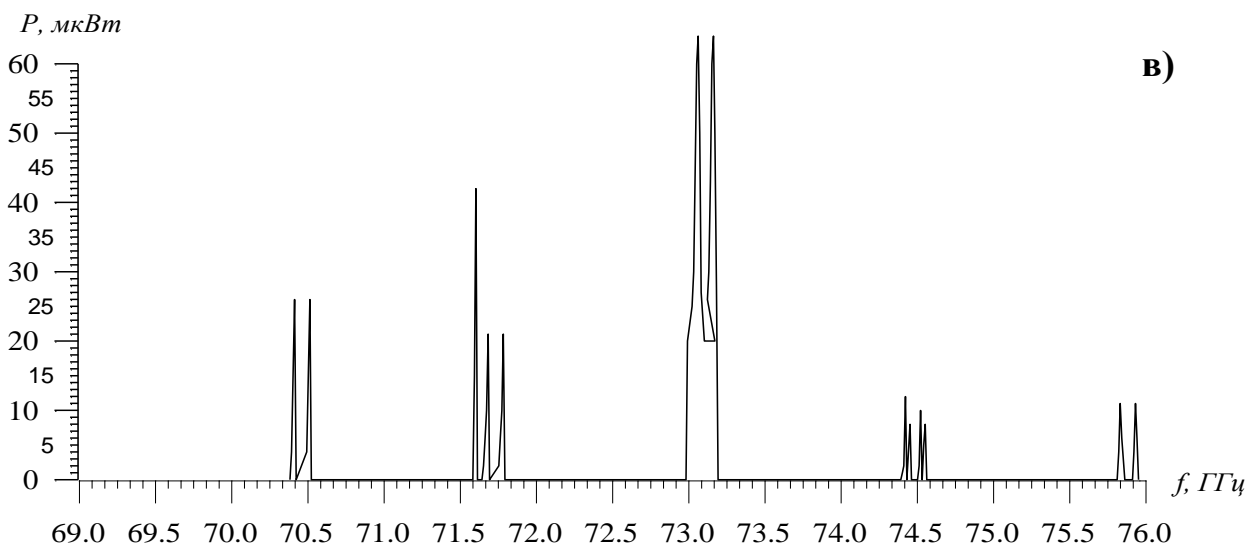
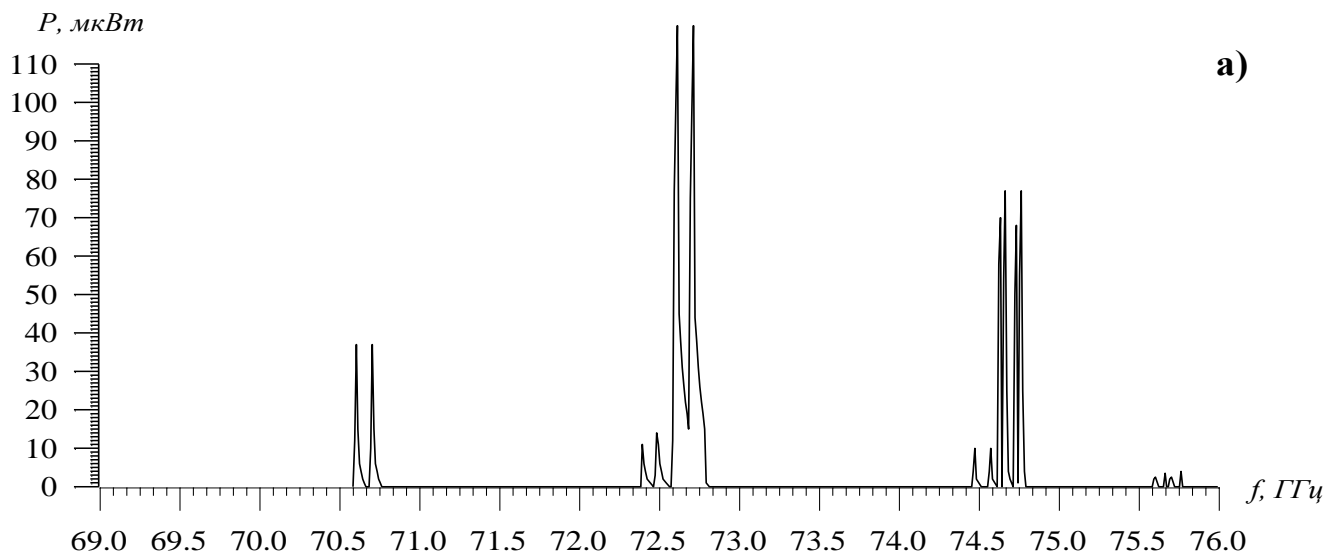
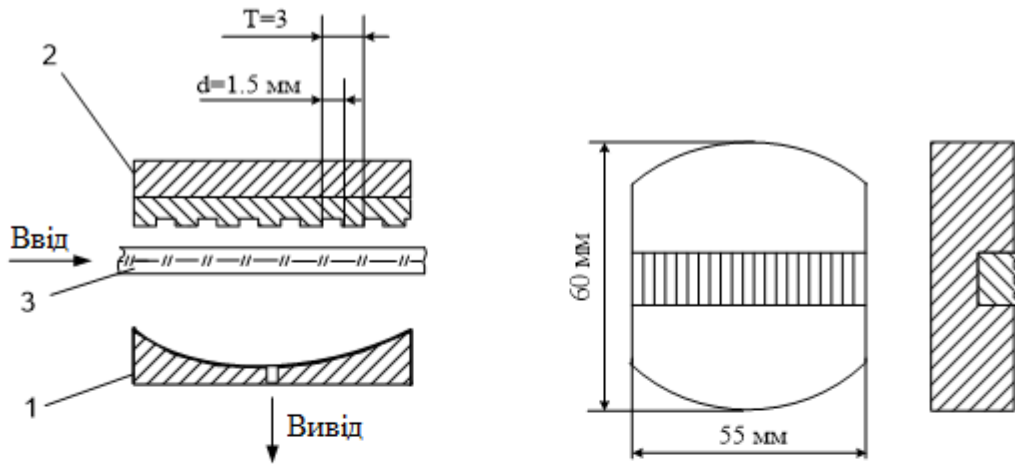


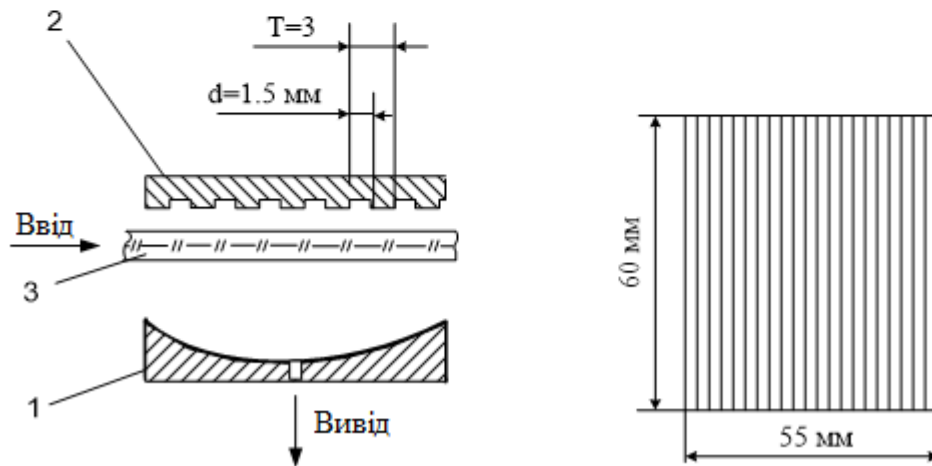
Рисунок 2.9 – Резонансні криві сфероїдального ВР, а) $H=20\text{мм.}$, в) $H=50\text{ мм.}$

2.4.2 Напівсферичний ВР з локальною та суцільною діелектричною решіткою

На рисунку 2.10 представлені схеми напівсферичного ВР з локальною (рис. 2.10 а) та суцільною (рис. 2.0 б) відбивачем ДР. Характеристичні розміри представлені на цих рисунках:



а)



б)

Рисунок 2.10 – Схеми напівсферичних ВР з локально (а) та суцільною (б) відбивачем ДР

Електромагнітна енергія в напівсферичний ВР вводилася за допомогою планарного діелектричного хвилеводу, який включався в схему (рис. 2.2) і закінчувався узгодженою навантаженням. Поверхнева хвиля ДВ трансформувалася в об'ємну, і в системі напівсферичного ВР спостерігалось накопичення енергії. Параметри відбивної ДР, нанесені на плоске дзеркало, розраховані з умови збудження гармоніки дифракційного випромінювання під номером $n = -1$ за

нормаллю на центральній частоті 73 ГГц. Відхилення від центральної частоти на ± 3 ГГц змінює кут дифракційного випромінювання на $\pm 4^\circ$ від нормалі. Виведення енергії з системи напівсферичного ОР здійснювалося через щілину зв'язку сфероїдального дзеркала, яке, в свою чергу, кріпилося на юстувальному пристрої, що дозволяло переміщувати його паралельно плоскому дзеркалу. Плоске дзеркало в даному випадку було нерухомим, розташованим від ДВ на відстані 2 мм.

На рис. 2.11 і 2.12 представлені спектри резонансних частот напівсферичного ОР з суцільною і локальною відбивною ДР, відповідно. Якісне порівняння цих характеристик між собою та спектром резонансних частот базового сфероїдального ОР показує, що введення відбивної ДР в систему ОР призводить до розрядження спектра.

Коливання основного типу TEM_{00q} існують у всьому інтервалі частот $69 \div 75$ ГГц із зміною відстані між дзеркалами. Введення в ОР дисперсійного елемента у вигляді відбивної ДР призводить до зняття виродження в резонансній системі за поперечними індексами m і n . Основним у напівсферичному ОР вважаються коливання типу TEM_{20q} . Крім того, залежно від параметрів ОР і ДР, можливе збудження також і інших вищих типів коливань (наприклад, TEM_{02q}).

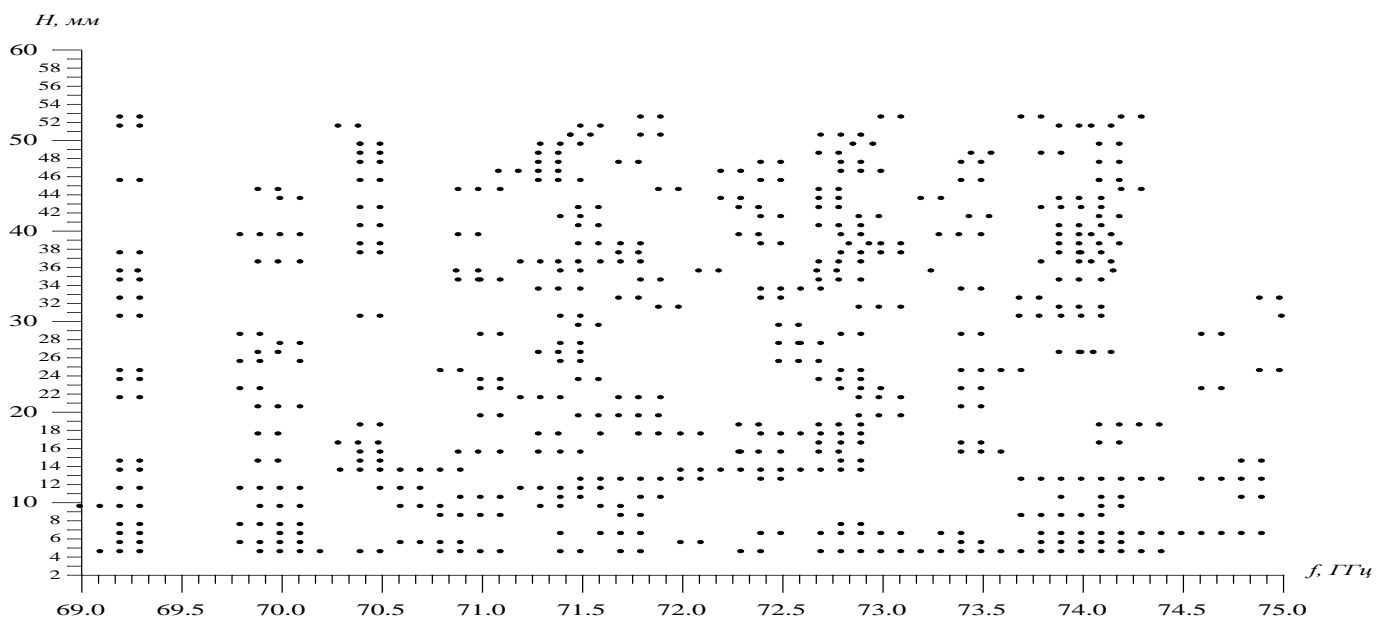


Рисунок 2.11– Спектр резонансних частот напівсферичного ОР з суцільним відбивачем ДР.

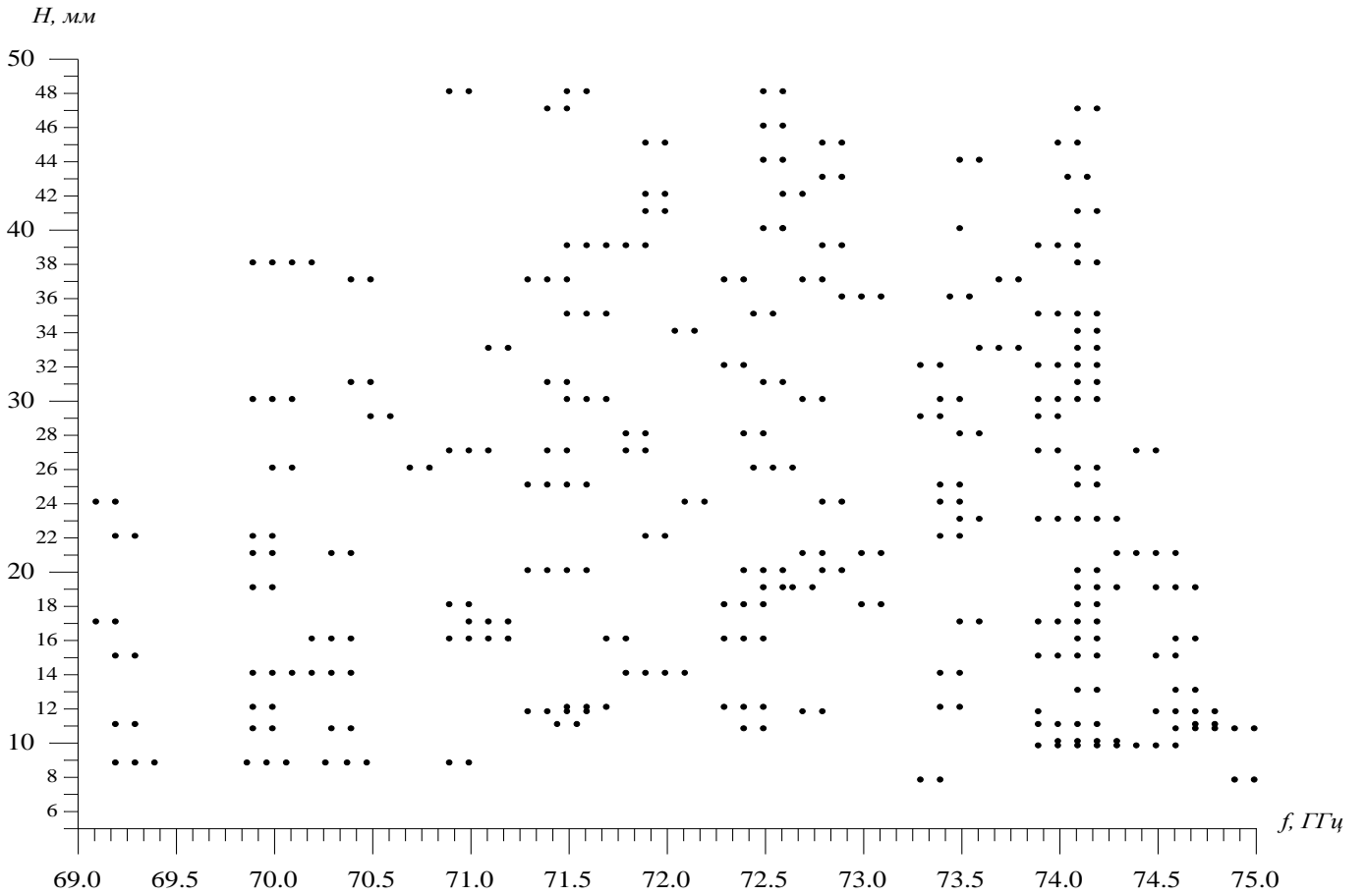


Рисунок 2.12– Спектр резонансних частот напівсферичного ВР з локальною ДР.

Резонансні криві напівсферичного ВР з локальною та суцільною відбивною ДР на плоскому дзеркалі представлені на рис. 2.13 – 2.16.

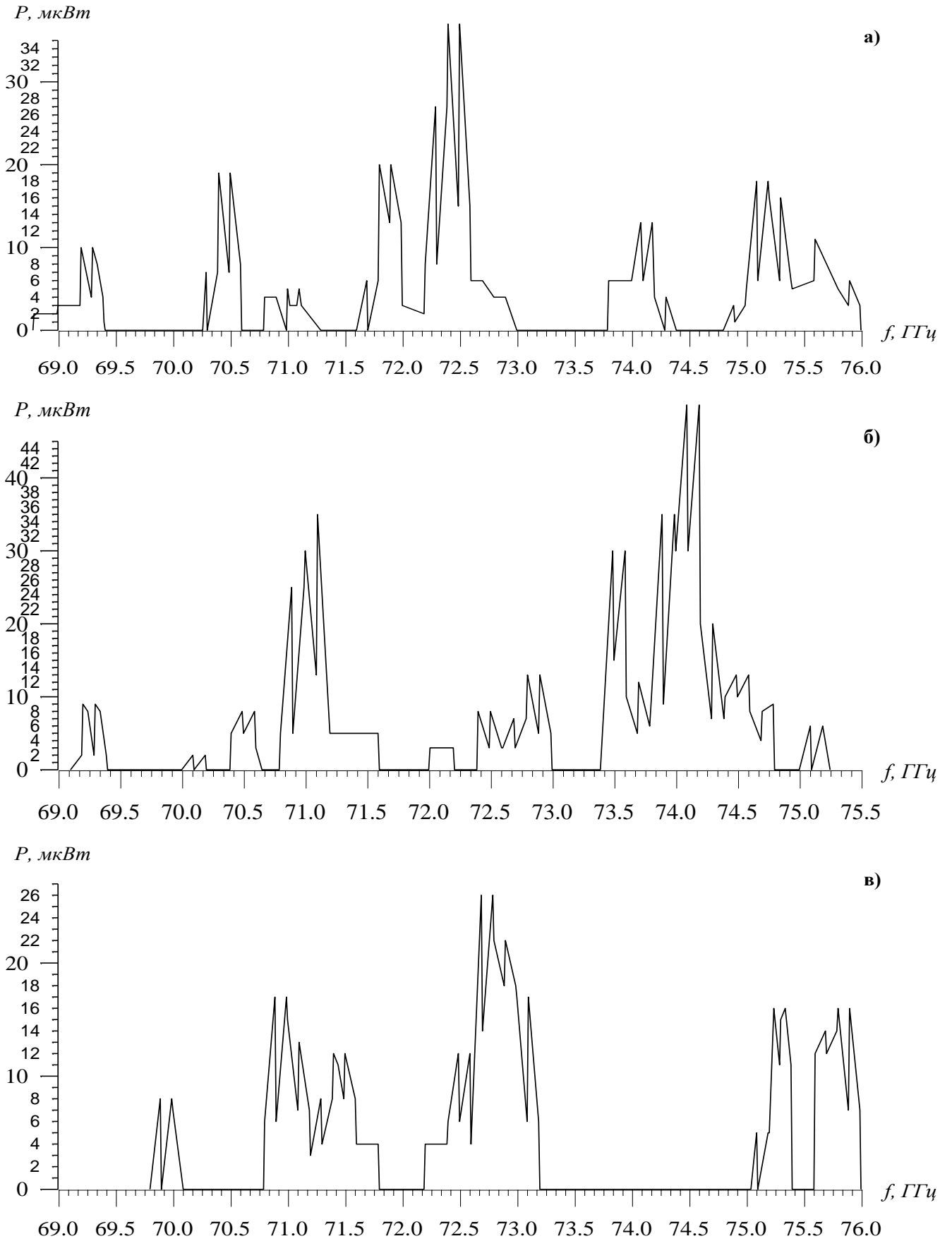


Рисунок 2.13 – резонансні криві напівсферичного ВР з локальним відбивачем ДР

а) $H=48,5 \text{ мм.}$, б) $H=49,5 \text{ мм.}$, в) $H= 50,5 \text{ мм.}$

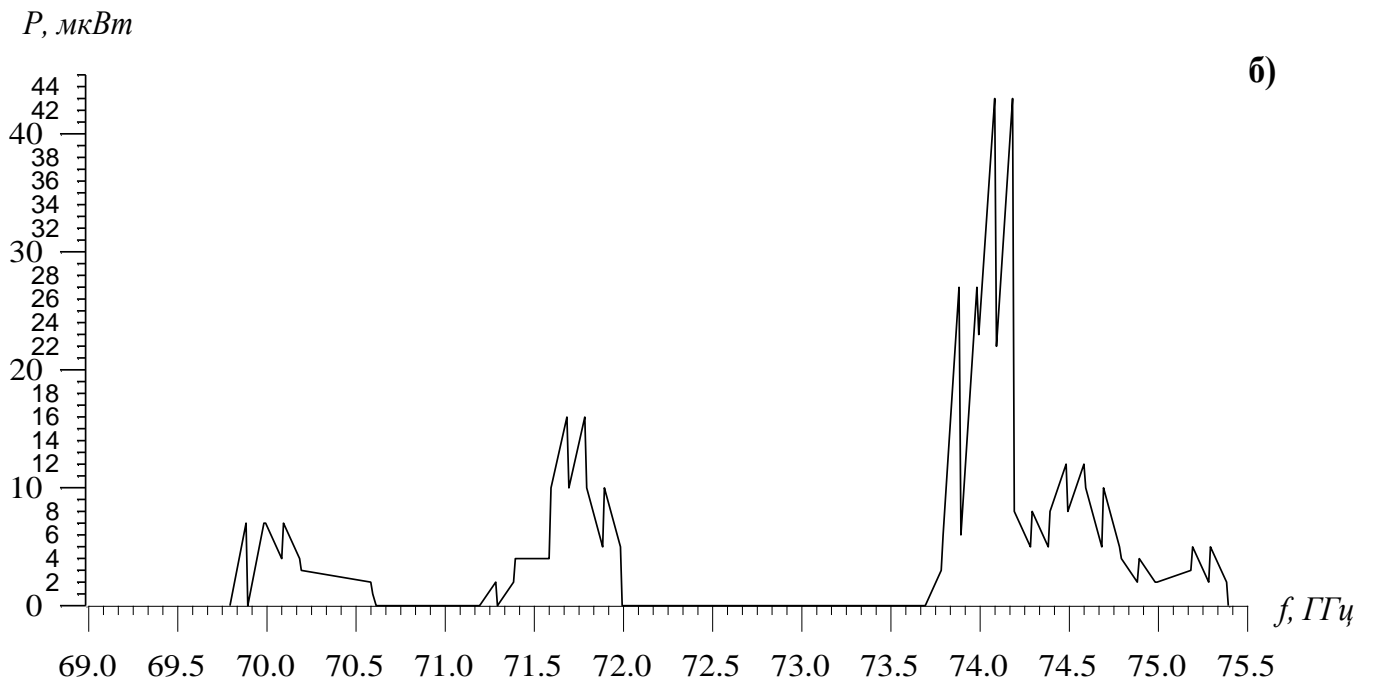
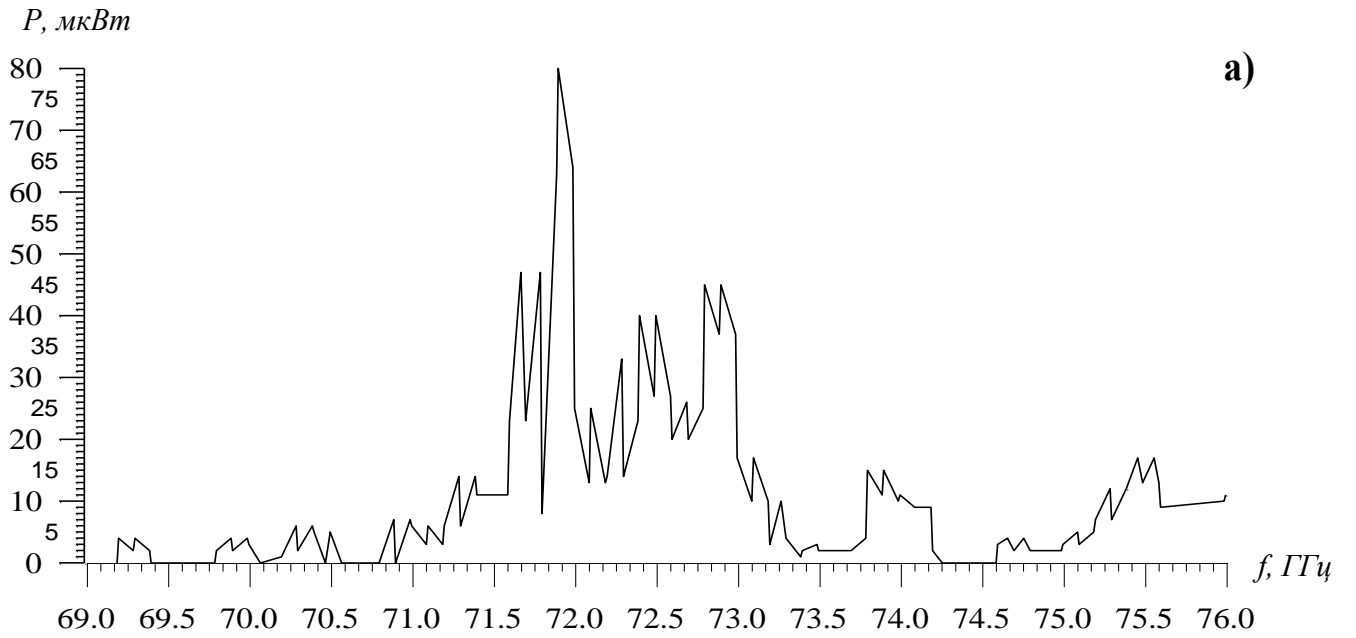


Рисунок 2.14 – резонансні криві напівсферичного ОР з локальним відбивним ДР

а) $H=35,5 \text{ мм.}$, б) $H=55,5 \text{ мм.}$

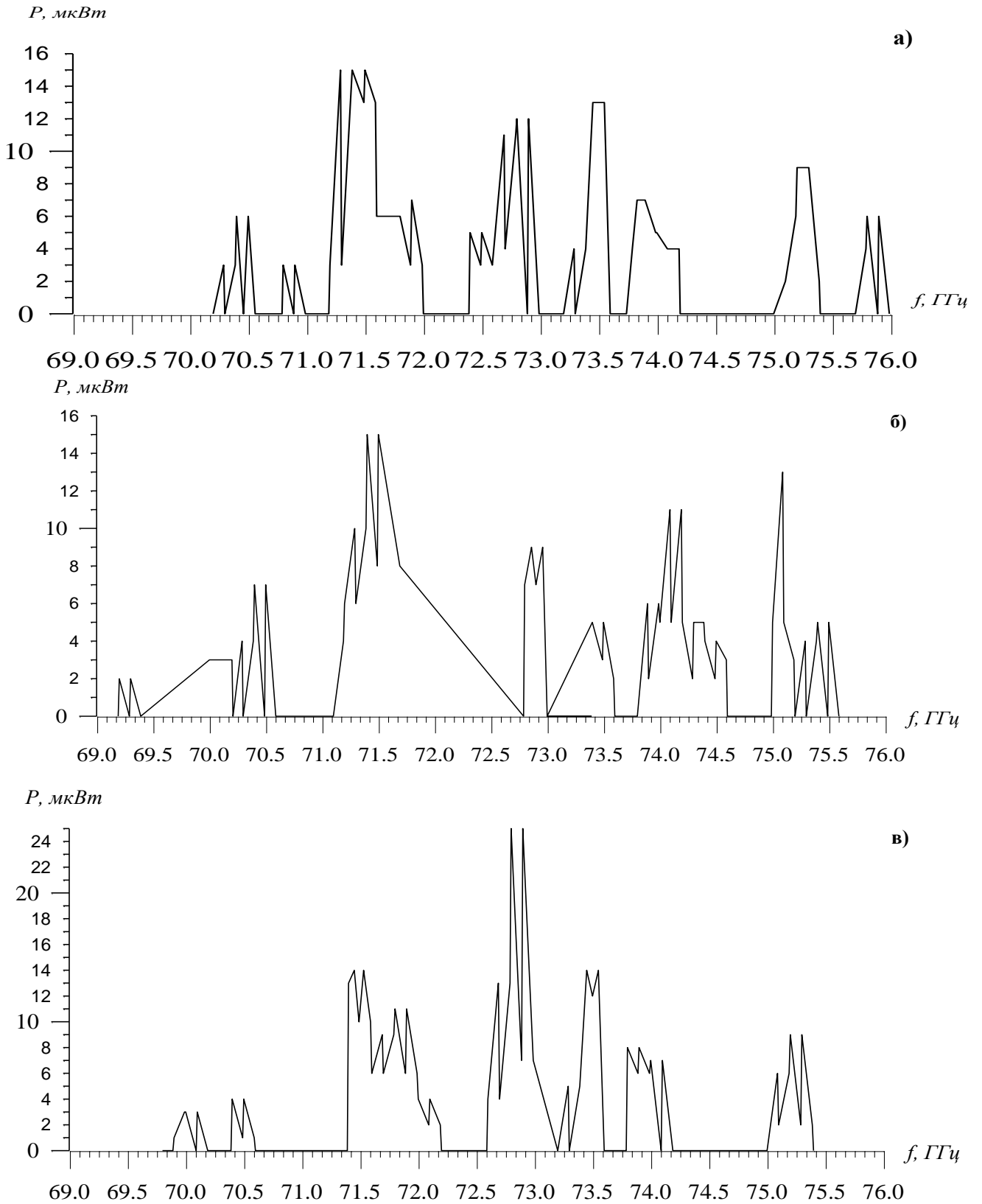


Рисунок 2.15 – резонансні криві напівсферичного ВР з суцільною відбивачем ДР

а) $H=48,5 \text{ мм.}$, б) $H=49,5 \text{ мм.}$, в) $H= 50,5 \text{ мм.}$

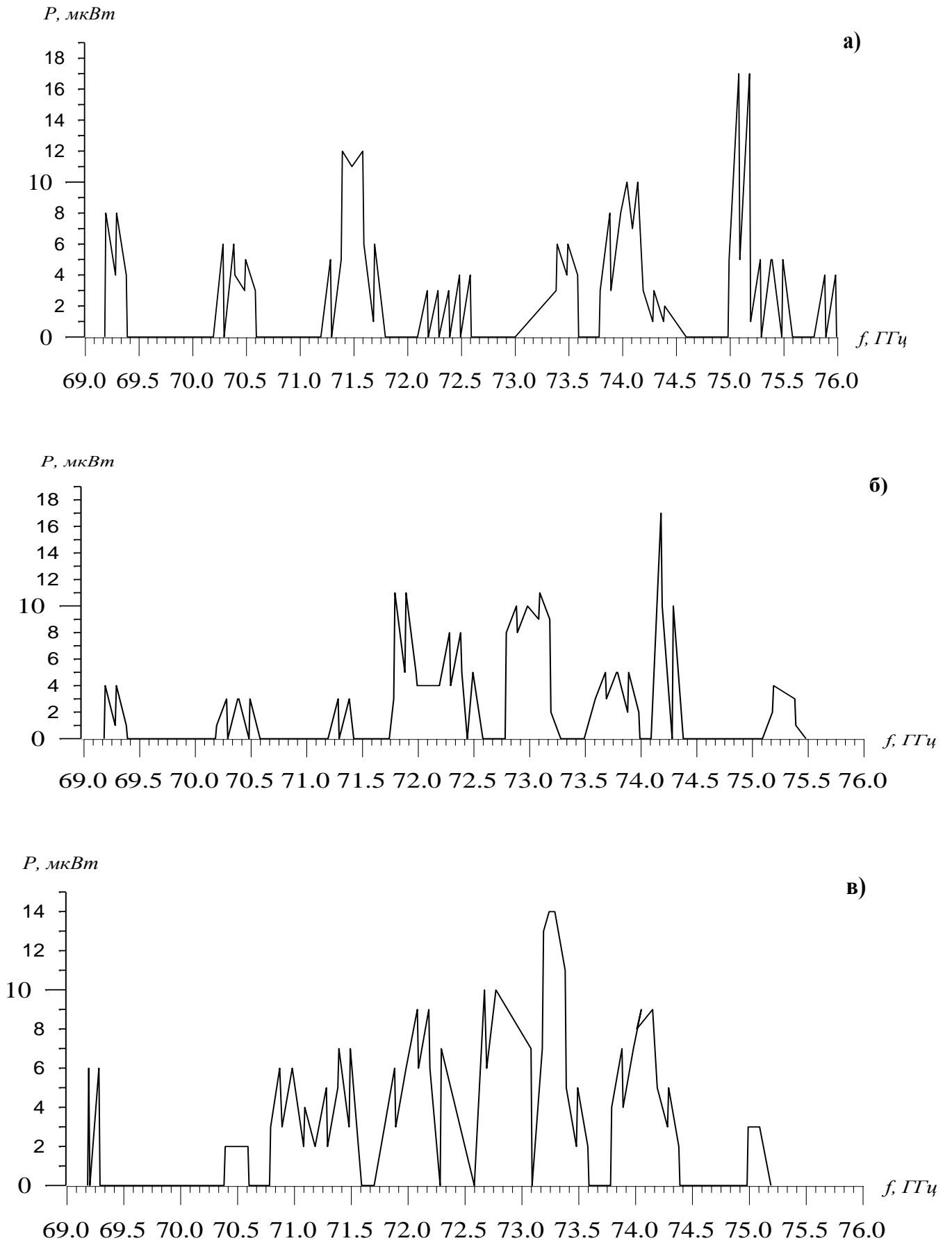


Рисунок 2.16 – резонансні криві напівсферичного ВР з суцільною відбивачем ДР

а) $H=51,5 \text{ мм.}$, б) $H=52,5 \text{ мм.}$, в) $H= 14,5 \text{ мм}$

ВИСНОВОК

Основною метою роботи було вивчення впливу відбивної дифракційної решітки і планарного діелектричного хвилеводу на резонансні характеристики та добротність відкритих резонаторів. Для досягнення цієї мети були використані методи чисельного аналізу та експериментального моделювання.

Результати дослідження показали, що введення відбивної дифракційної решітки в систему відкритого резонатора значно впливає на його резонансні характеристики, зокрема, на частоту резонансу та добротність системи. Це дозволяє оптимізувати параметри резонатора для конкретних задач, що робить їх більш ефективними у практичному застосуванні. Використання планарного діелектричного хвилеводу також сприяє більш точному налаштуванню резонансних частот, що є важливим для застосувань у високочастотних діапазонах.

Практичне значення роботи полягає у можливості використання отриманих результатів для створення нових модифікацій джерел коливань та елементної бази радіосистем, що працюють у міліметровому та субміліметровому діапазонах. Отримані результати можуть бути використані для подальших досліджень та розробки нових високочутливих пристроїв для вимірювання діелектричних властивостей матеріалів, що відкриває нові перспективи для їх застосування в науці та техніці.

ВИКОРИСТАНІ ДЖЕРЕЛА

1. Fox, A. M. (2003). *Optical properties of solids*. Academic Press.
2. Liou, K.-N. (2008). *Electromagnetic fields in guided waves*. Cambridge University Press.
3. Cullen, A.L., Yu, P.K. // The Accurate Measurement of Permittivity by Means of an Open Resonator (1971) *Proc. R. Soc. Lond. A*, 325, pp. 493-509.
4. Luk K.-M. Generalised open resonator theory. *IEE Proceedings J Optoelectronics*. 1986. Vol. 133, no. 4. P. 293.
5. Dryagin Yu.A., Parshin V.V. //Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. 1992. Vol. 13. N 7. P. 1023-1032.
6. Yu P. K. Dielectric measurements using an open resonator : thesis. 1970.
7. Розробка та характеристика керамічних вставок в металеві резонатори ЕПР спектрометрів для підвищення їх чутливості / S. V. Lemishko та ін. *Ukrainian Journal of Physics*. 2021. Т. 66, № 6.
8. О.Г. Пащенко, О.Б. Галат, О.Ю. Бабиченко. Напівпровідникові квантові генератори з наноструктурами. – Харків: ХНУРЕ, 2019. – 236 с.
9. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання: навч. посіб. У 2 кн. / В. О. Чадюк. – К.: НТУУ «КПІ», 2012. – Кн. 2. – 436 с. – Бібліогр.: с. 406–412.
10. R. Heidinger, I. Danilov. New approach for open resonator analysis for dielectric measurements at mm-wavelengths - *Journal of the European Ceramic Society*. 2003
11. Квантова електроніка: навч. посіб./ О. С. Кривець, О. О. Шматько, О. В. Ющенко. – Суми : Сумський державний університет, 2013. – 340 с.
12. Webb S. I., Stoneham M.E. Resonances between 10^{11} and 10^{12} Hz in active bacteriophage cells as seen by Laser Raman spectroscopy // *Phys. Lett. A*. – 1977. – 60, N 1. – P. 267-269.

13. Frolich H. Long-Range coherent and energy storage in biological systems // *Int. J. Quant. Chem.* - 1968. – 2, N 2. – P. 641-642.
14. A total-internal-reflection-based Fabry–Pérot resonator for ultra-sensitive wideband ultrasound and photoacoustic applications / X. Jiang et al. *Photoacoustics*. 2023. Vol. 30. P. 100466. DOI: [10.1016/j.pacs.2023.100466](https://doi.org/10.1016/j.pacs.2023.100466) (Last Accessed: 07.05.2024).
15. Arc discharge method to fabricate large concave structures for open-access fiber Fabry–Pérot cavities / D. Fang et al. *Optics Express*. 2024. Vol. 32, Issue 3. P. 2906-2915. DOI: [10.1364/OE.501532](https://doi.org/10.1364/OE.501532) (Last Accessed: 07.05.2024).
16. Cuper J., Salski B., Kopyt P. Conductivity measurements in the 10-40 GHz band using Fabry–Pérot open resonator. *Measurement*. 2024. Vol. 226. P. 114198. DOI: [10.1016/j.measurement.2024.114198](https://doi.org/10.1016/j.measurement.2024.114198) (Last Accessed: 07.05.2024).
17. Designing a sky-scanning Fabry-Perot interferometer system with a large size integrating sphere / P. Mahavarkar et al. *Results in Optics*. 2023. Vol. 13. P. 100524. DOI: [10.1016/j.rio.2023.100524](https://doi.org/10.1016/j.rio.2023.100524) (Last Accessed: 07.05.2024).
18. Electromagnetic Characterization of Shielded Spherical Gyromagnetic Resonators / A. Pacewicz et al. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2022. Vol. 70. № 2. P. 1016-1025. DOI: [10.1109/TMTT.2021.3131977](https://doi.org/10.1109/TMTT.2021.3131977) (Last Accessed: 07.05.2024).
19. Experimental demonstration of Fabry-Perot open resonators in a surface-wave bandgap crystal / Z. Gao et al. *Applied Physics Letters*. 2017. Vol. 111, Issue 12. P. 121102. URL: <https://hdl.handle.net/10356/86616> (Last Accessed: 07.05.2024).
20. Fabry-Perot description for Mie resonances of rectangular dielectric nanowire optical resonators / P. E. Landreman et al. *Optics Express*. 2016. Vol. 24, Issue 26. P. 29760-29772. DOI: [10.1364/OE.24.029760](https://doi.org/10.1364/OE.24.029760) (Last Accessed: 06.05.2024).
21. Integrated photonic devices enabled by silicon traveling wave-like Fabry–Perot resonators / Q. Liu et al. *Optics Express*. 2022. Vol. 30, Issue 6. P. 9450-9462. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.452450> (Last Accessed: 07.05.2024).
22. Inverse Design of All-dielectric Parallel-Plane Mirror Resonator / M. Tutgun et al. *arXiv*. DOI: [10.48550/arXiv.1903.04599](https://doi.org/10.48550/arXiv.1903.04599) (Last Accessed: 07.05.2024).
23. Kovalov I., Miroschnichenko V., Senkevich Y. Diffraction Radiation Oscillator with Frequency Tuning on Mutual Coupled Modes in an Open Resonant System. *Progress In Electromagnetics Research C*. 2018. Vol. 87. P. 1-11. DOI: [10.2528/PIERC18062101](https://doi.org/10.2528/PIERC18062101) (Last Accessed: 06.05.2024).
24. Measurement of Uniaxially Anisotropic Dielectrics With a Fabry-Perot Open Resonator in the 20-50 GHz Range / T. Karpisz et al. *Zenodo*. DOI: [10.5281/zenodo.7071325](https://doi.org/10.5281/zenodo.7071325) (Last Accessed: 07.05.2024).
25. Miroschnichenko V., Kovalov I. Diffraction Radiation Oscillator with Asymmetric Open Resonant System. Part I. Cold Test Results of Open Resonant System. *Journal of*

Nano- and Electronic Physics. 2016. Vol. 8. № 2. P. 02033. URL: <https://essuir.sumdu.edu.ua/handle/123456789/45515> (Last Accessed: 07.05.2024).

26. Miroschnichenko V., Kovalov I. Diffraction Radiation Oscillator with Asymmetric Open Resonant System. Part 2. Hot Test Results of Diffraction Radiation Oscillator. *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2016. Vol. 8. № 2. P. 02034. URL: <https://essuir.sumdu.edu.ua/handle/123456789/45516> (Last Accessed: 07.05.2024).

27. Pechprasarn S., Sasivimolkul S., Suvarnaphaet P. Fabry-Perot Resonance in 2D Dielectric Grating for Figure of Merit Enhancement in Refractive Index Sensing. *Sensors*. 2021. Vol. 21. P. 4958. DOI: [10.3390/s21154958](https://doi.org/10.3390/s21154958) (Last Accessed: 07.05.2024).

28. Shintake T. Proposal of Plane-Parallel Resonator Configuration for High-NA EUV Lithography. *arXiv*. DOI: [10.48550/arXiv.2201.06749](https://doi.org/10.48550/arXiv.2201.06749) (Last Accessed: 07.05.2024).

29. Білак Ю. Ю., Козубовський В. Р., Роль М. І. Використання інтерферометра Фабрі-Перо як спектральної маски. *Journal of Physical Studies*. 2023. Вип. 27. № 1. С. 1402. URL: <https://dspace.uzhnu.edu.ua/jspui/handle/lib/50869> (дата звернення 03.05.2024).

30. Варищук В. І. Інтерферометр на полімерному оптичному волокні як перетворювач для вимірювання механічних величин : дис. ... канд. техн. наук : 05.11.01. Львів, 2021. 150 с. URL: <https://ena.lpnu.ua/items/697fcfa9-7557-4ed4-94e3-00fa6a46bc61> (дата звернення 07.05.2024).

31. Ковальов Є. О. Відкриті резонансні системи для генераторів дифракційного випромінювання з розвинутим простором взаємодії : автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.03. Харків, 2021. 20 с. URL: <http://surl.li/tmaad> (дата звернення: 07.05.2024).

32. Малініна А. О., Малінін О. М., Шуайбов О. К. Формування поля випромінювання в резонаторах лазера: навч. посіб. Ужгород : Говерла, 2019. 124 с. URL: <https://dspace.uzhnu.edu.ua/jspui/handle/lib/24012> (дата звернення 03.05.2024).

33. Прокопенко Ю. В. Мікрохвильові діелектричні структури з мікромеханічним перелаштуванням частотних і фазових характеристик : дис. ... д-ра техн. наук : 05.27.01. Київ, 2016. 383 с. URL: <https://core.ac.uk/reader/47236430> (дата звернення 3.05.2024).

34. Шубний О. І. Резонаторні та хвилеводні методи виміру діелектричної проникності слабо та сильно поглинаючих середовищ в мікрохвильовому діапазоні : автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.01. Харків, 2017. 21 с. URL: <https://openarchive.nure.ua/entities/publication/82f4bc24-9e01-4622-9e23-c2eedc57840> (дата звернення 3.05.2024).

35. Ядута А. А. Резонансні електродинамічні системи та їх використання в біомедичних дослідженнях : робота на здобуття кваліфікаційного ступеня бакалавра / наук. кер. А. І. Рубан. Суми : Сумський державний університет, 2021. 30 с. URL: <https://essuir.sumdu.edu.ua/handle/123456789/84110> (дата звернення 3.05.2024).