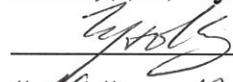


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЖИТОМИРСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
ФАКУЛЬТЕТ ІНФОРМАЦІЙНО-КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ
КАФЕДРА КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ У МЕДИЦИНІ ТА
ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЯХ

УДК 621.095

«Допущено до захисту»

Завідувач кафедри
комп'ютерних технологій у
медицині та телекомунікаціях
к.т.н., доц. Чухов В.В.


« 19 » 12 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на тему «Дослідження прямокутного хвильоводу»
за спеціальністю 172 «Телекомунікації та радіотехніка»
освітній ступінь «магістр»

Виконавець роботи
студент 2 курсу, гр.ТРМ-22-1

19.12.23 
(дата, підпис)

Горкуша П.В.

Керівник роботи
к.т.н., доц.

19.12.2023 
(дата, підпис)

Ципоренко В.Г./
Нікітчук Т.М.

Житомир
2023

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «ЖИТОМИРСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»
ФАКУЛЬТЕТ ІНФОРМАЦІЙНО-КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ
КАФЕДРА КОМП'ЮТЕРНИХ ТЕХНОЛОГІЙ У МЕДИЦИНІ ТА
ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЯХ

Пояснювальна записка

до кваліфікаційної магістерської роботи

на тему «Дослідження прямокутного хвильоводу»

Виконав: студент 2 курсу,
групи ТРМ-22-1 спеціальності
172 «Телекомунікації та радіотехніка»

Горкуша П.В.

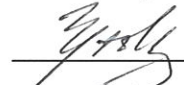
Керівник Ципоренко В.Г.

Рецензент Коломієць Р.О.

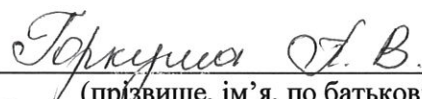
Житомир
2023

«Затверджено»

Завідувач кафедри комп'ютерних
технологій у медицині та
телекомунікаціях

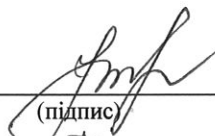
 Владислав ЧУХОВ
« 27 » 10 2022 р.

Завдання на кваліфікаційну магістерську роботу

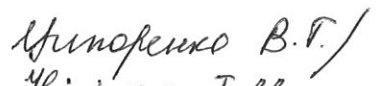
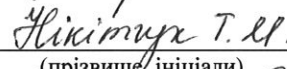
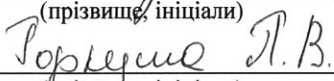
- 
(прізвище, ім'я, по батькові)
1. Тема роботи Дослідження прямокутного хвильоводу
- затверджено наказом по університету від « 22 » 11 2023 р. № 679
2. Мета дослідження дослідити параметри прямокутні хвильоводи
3. Вихідні дані (характеристики об'єкта, умов дослідження та ін.
Діапазон 32-37 ГГц з провідн 500 мГц.
4. Основні задачі дослідження розрахунок основних параметрів
прямокутного хвильоводу
5. Термін подання роботи до захисту липень, 2023
6. Дата видачі завдання « 27 » 10 2022р.

Науковий керівник

Завдання прийняв
до виконання


(підпис)

(підпис)


Чупоренко В.Г./

Нікітюх Т.М.
(прізвище, ініціали)

Торчише Т.В.
(прізвище, ініціали)

ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ.....	4
РЕФЕРАТ.....	6
ВСТУП.....	8
РОЗДІЛ 1.ОГЛЯД ТА АНАЛІЗ ВІДОМИХ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ ДВОХ ЗВ'ЯЗАНИХ ВІБРАТОРІВ	
1.1. Електричний вібратор.....	11
1.2. Інтегральні формули Галлена для вібратора.....	12
1.3. Розподіл струму і заряду вздовж вібратора.....	17
1.4. Метод наведених ЕРС.....	23
1.5. Узагальнений метод наведених ЕРС.....	29
1.6. Метод дзеркальних зображень.....	32
РОЗДІЛ 2. РОЗРАХУНОК ОСНОВНИХ ПАРАМЕТРІВ ПРЯМОКУТНОГО ХВИЛЕВОДУ	
2.1. Внутрішня задача для прямокутного хвильоводу.....	37
2.2. Розрахунок робочого діапазону частот.....	41
2.3. Розрахунок критичних довжин хвиль E_{11} , H_{10} , H_{01}	42
2.4. Розрахунок діаграми направленості.....	43
2.5. Розрахунок залежності характеристичного опору хвилі H_{10} від частоти.....	46
2.6. Розрахунок залежності потужності що передається від частоти.....	48
2.7. Розрахунок хвильового опору прямокутного хвильоводу для вільного простору.....	49
2.8. Розрахунок залежності коефіцієнта затухання електромагнітної енергії від частоти.....	50
2.9. Розрахунок залежності коефіцієнта поширення хвилі в хвильоводі від частоти.....	51
2.10. Розрахунок взаємного опору прямокутного хвильоводу та вібратора.....	52

РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА МОДЕЛЮВАННЯ

3.1. Експериментальні дослідження КСХ прямокутного хвильоводу з вібратором від відстані між ними.....	71
3.2. Результати моделювання.....	72
3.3. Експериментальні дослідження КСХ прямокутного хвильоводу з вібратором при використанні між ними діелектрика.....	78
3.4. Моделювання з діелектриком.....	79
3.5. Розрахунок взаємного опору двох напівхвильових вібраторів без діелектрика.....	85
3.6. Розрахунок взаємного опору двох напівхвильових вібраторів з діелектриком.....	92
ВИСНОВКИ ПО РОБОТІ.....	99
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	101

ВСТУП

Існує велика кількість задач, в яких потрібно розташовувати активну антену поблизу досліджуваного об'єкту. В такому випадку досліджуваний об'єкт, що знаходиться в ближній зоні антени приносить зміни в електромагнітне поле частково поглинаючи його, частково виступаючи у ролі пасивної антени повторювача. Такі задачі можна знайти в медицині: неінвазивні дослідження людського організму, в техніці: дефектоскопія, дифектометрія.

Дані дослідження актуальні тим, що дозволяють моделювати вплив оточуючих об'єктів на активний випромінювач. Для того щоб мати можливість більш точно розраховувати випромінювальні параметри антени.

В якості самонаправлених антен широко використовують антени у вигляді відкритого кінця хвилеводу прямокутного чи круглого перерізу. Частина електромагнітної хвилі, що розповсюджується по хвилеводу доходячи до його відкритого кінця випромінюється і відбивається. Фізичними джерелами випромінення є електричні струми, що збуджуються головним чином на внутрішніх стінках хвилеводу.

В інженерному рішенні покладають, що структура електромагнітного поля в площині відкритого кінця хвилеводу така як і в поперечному перерізі нескінченно довгого хвилеводу, тобто нехтують хвилями вищих типів, випромінення струмів, що затікають на зовнішні поверхні стінок хвилеводів і не враховують хвилі, що відбиваються від відкритого кінця хвилеводу.

У випадку хвилеводу прямокутного (рис.1.1) перерізу збудженого основною хвилею H_{10} , на його відкритому кінці існують взаємно перпендикулярні тангенціальні складові поля E_y і E_x , залежність яких від координат невідома.

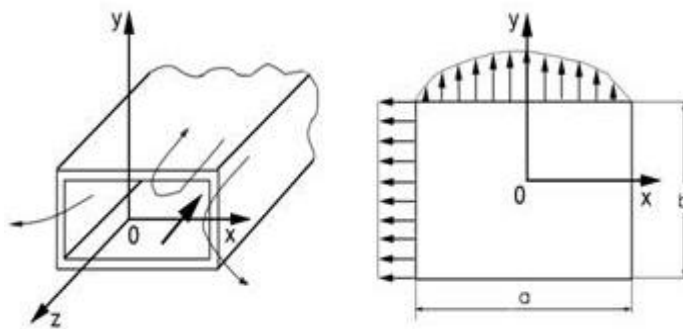


Рис. 1.1. Хвильовод прямокутний

Таким чином характеристику направленості відкритого кінця хвильоводу прямокутного перерізу в площині E , паралельній розміру b поперечного перерізу, можливо представити у вигляді відношення множника системи плоского розкриву на характеристику направленості елемента Гюйгенса в цій площині.

В площині H , характеристика направленості відкритого кінця хвильоводу прямокутного перерізу представляє собою відношення множника системи синфазного розкриву з косинусоїдальним розподілом амплітуди збуджуючого поля на характеристику направленості елемента Гюйгенса в площині H .

Оскільки поперечні розміри прямокутного хвильоводу a і b невеликі і визначаються відносно довжини хвилі λ (зазвичай для стандартних хвильоводів $a = 0,7\lambda$, $b = 0,35\lambda$) і поверхневі струми затікають на зовнішні стінки хвильоводу, то діаграма направленості антени у вигляді відкритого кінця хвильоводу має один широкий пелюсток , тобто антена являється слабо направленою.

Антени у вигляді відкритого кінця хвильоводу застосовуються в сантиметровому діапазоні хвиль в тих випадках, коли потрібна широка діаграма направленості. Їх часто використовують в якості опромінювачів дзеркальних антен.

Антена у вигляді відкритого кінця хвильоводу виявляється погано узгоджена з вільним простором через різку зміну умов розповсюдження при

переході від хвильоводу до вільного простору. Коефіцієнт відображення від відкритого кінця прямокутного хвильоводу досягає значення 0,25...0,3, коефіцієнт відображення від відкритого кінця круглого хвильоводу трохи менший і складає 0,1-0,25.

Застосовуючи підстоювані елементи можливо значно знизити коефіцієнт відбиття від відкритого кінця хвильоводу.

Такі антени, у вигляді відкритого кінця хвильоводу прямокутного перерізу також широко використовуються в якості зондових при вимірюванні параметрів антен в ближній зоні в надвисоких частотах НВЧ і короткохвильовому діапазоні КВЧ через ряд їх переваг: по-перше, відкритий кінець хвильоводу має діаграму направленості (ДН) без нулів в одній напівсфері (що необхідно для корекції вимірювань на ДН зонда) в широкій полосі частот, по-друге, ВКХ являється геометрично простою антеною (як диполь, рупор), що призводить до хорошої повторюваності при виготовленні і достатньо точному розрахунку електродинамічних параметрів, що важливо з метрологічних позицій.

Для дослідження параметрів відкритого кінця прямокутного хвильоводу нам знадобиться вібратор, який буде знаходитися на відстанях від 1 до 10 мм від відкритого кінця прямокутного хвильоводу з кроком 1 мм. Тому для теоретичних розрахунків представимо хвильвід у вигляді активного несиметричного вібратора.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ТА АНАЛІЗ ВІДОМИХ МЕТОДІВ РОЗРАХУНКУ ПАРАМЕТРІВ ДВОХ ЗВ'ЯЗАНИХ ВІБРАТОРІВ

1.1. Електричний вібратор

Електричний вібратор представляє собою циліндричний провідник довжиною $l_1 + l_2$ і радіусом a , що живиться в точках розриву генератором високої частоти (рис.1.2). При рівності довжин плечей $l_1 = l_2$ вібратор називається симетричним. Приєднання генератора до вібратора може бути здійснено різними конструктивними способами, зокрема, для живлення симетричних вібраторів можуть бути застосовані симетричні двох провідні лінії передачі. Під впливом ЕРС генератора у вібраторі виникають електричні струми, які розподіляються по його поверхні таким чином, що збуджуване ними електромагнітне поле задовільняє рівнянням Максвелла, граничним умовам на поверхні провідника і умові випромінювання на нескінченності. Згідно відомої з курсу електродинаміки теоремі еквівалентності повне електромагнітне поле вібратора в будь-якій точці зовнішнього простору може бути визначено еквівалентними електричними $\vec{J}^e$ і магнітними $\vec{J}^m$ струмами, розподіленими по замкнутій циліндричній поверхні S , що знаходяться навколо вібратора.

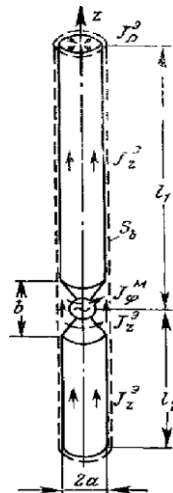


Рис. 1.2 Электричний вібратор

Нехай поверхню S охоплює вібратор так, як це показано на рис. 1.2. Якщо провідник є ідеально провідним, то поверхневий електричний струм поза збуджуючим проміжком b буде дійсним електричним струмом, а в межах проміжку b він залишиться еквівалентним. Еквівалентний магнітний струм буде кінцевий в межах проміжку b , а на іншій частині поверхні S він буде дорівнювати нулю.

Внаслідок осової симетрії збудження вібратора електричний струм на бічній поверхні провідника має тільки поздовжню складову J^z , а на торцевих поверхнях - радіальні складові J^r . Магнітний поверхневий струм має тільки азимутальну складову J^φ . Функції розподілу еквівалентних електричних і магнітних струмів по поздовжній координаті z заздалегідь не відомі і підлягають попередньому визначенню, в цьому полягає внутрішня задача теорії вібратора. Як буде показано надалі, внутрішнє завдання є досить складною і навіть у простому випадку вібратора малої товщини зводиться до вирішення так званого інтегрального рівняння Галлена. Після знаходження розподілу еквівалентних струмів електромагнітне поле вібратора в будь-якій точці зовнішнього простору визначається порівняно простим шляхом як поле відомих сторонніх джерел. Одночасно визначаються і такі важливі антенні характеристики, як діаграма спрямованості, опір випромінювання і КНД. Цей другий етап після знаходження розподілу струмів складає сутність зовнішньої задачі теорії вібратора. У цьому завданні ефективно використовуються загальні формули для розрахунку електромагнітних полів. Після цих попередніх зауважень перейдемо до розгляду внутрішньої задачі вібратора, тобто до знаходження розподілу струмів по його поверхні.

1.2. Інтегральні формули Галлена для вібратора

З точки зору практики особливий інтерес представляє випадок тонкого вібратора, для якого справедливі співвідношення $a \ll l$, $a \ll \lambda$. При дотриманні

цих умов і з урахуванням осьової симетрії вібратора припустимі наступні припущення:

1) Поверхневі електричні струми J^{ϑ}_z , разом з магнітними еквівалентними струмами J^{φ}_m замінюються розташованою на осі вібратора нескінченно тонкою ниткою поздовжнього електричного струму $I_z(z) = 2\pi a J^{\vartheta}_z(z)$. Цей струм вважається безперервною функцією в області збудливого зазору і звертається в нуль на кінцях вібратора, тобто задовольняє умовам:

$$I_z(l_1) = 0; \quad I_z(-l_1) = 0; \quad (1.1)$$

Торцеві струми вібратора J^{ϑ}_p ігноруються.

2) Дотична складова вектора напруженості електричного поля $E_z(z)$ створювана ниткою струму $I_z(z)$ на бічній поверхні уявного ідеально провідного вібратора, що охоплює нитка струму, тобто при $\rho = a$, звертається в нуль всюди, крім області збудливого зазору шириною b .

3) Складова $E_z(z)$ на бічній поверхні в області зазору шириною b прирівнюється до деякої збуджуючої функції $E^B(z)$. Конкретний вид збуджуючої функції задається з фізичних міркувань з врахуванням конкретних особливостей конструкції області живлення вібратора. Для вузьких зазорів $b \ll l_1, l_2, \lambda$ функція $E^B(z)$ зазвичай вважається постійною.

Сформульовані припущення математично можуть бути записані в наступній формі. Невідоме розподілення струмів $I_z(z)$ створюватиме на уявній бічній поверхні вібратора векторний потенціал (рисунок 1.2) з єдиною складовою A_z . Через векторний потенціал дотична складова вектора напруженості електричного поля у свою чергу буде виражатися у вигляді:

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 A_z + \frac{d^2 A_z}{dz^2} \right) \quad (1.2)$$

k – хвильове число в середовищі.

Згідно з другим і третім припущеннями величина в круглих дужках у правій частині (1.2) повинна бути рівною:

$$\frac{d^2 A_z}{dz^2} + k^2 A_z = \begin{cases} 0, & \text{при } |z| \leq \frac{b}{2}, \\ i\omega\varepsilon E^B(z) & \text{при } |z| > \frac{b}{2}. \end{cases} \quad (1.3)$$

Співвідношення (1.3) являє собою лінійне диференціальне рівняння другого порядку для векторного потенціалу на бічній поверхні вібратора. У загальній формі рішення цього рівняння може бути записано у вигляді суми загального рішення однорідного рівняння і якого-небудь приватного рішення неоднорідного рівняння, тобто

$$A_z(z) = \frac{C_1}{4\pi} \exp(ikz) + \frac{C_2}{4\pi} \exp(-ikz) - \frac{i\omega\varepsilon}{2ki} \left[\exp(-ikz) \int_{-\frac{b}{2}}^z E^B(z') \exp(ikz') dz' + \exp(ikz) \int_z^{\frac{b}{2}} E^B(z') \exp(-ikz') dz' \right] \quad (1.4)$$

де C_1 і C_2 – довільні постійні.

Повний вираз (1.4) справедливо для центральної області $-b/2 \leq z \leq b/2$. Для області $z/b \geq 2$ в правій частині автоматично випадає останній, а для області $z \leq -b/2$ передостанній інтеграл. Переконатися в справедливості (1.4) можна, наприклад, шляхом безпосередньої підстановки цього виразу в диференціальне рівняння (1.3).

Величина A_z на бічній поверхні вібратора, що стоїть в лівій частині (1.4), виражається через невідому функцію розподілу струму в вигляді

$$A_z(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{z'=-l_2}^{l_1} I_z(z') \frac{\exp(-ikr)}{r} dz', \quad (1.5)$$

де $r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}$.

Підставляючи цей вираз в ліву частину (1.4) та враховуючи очевидне співвідношення $\frac{\omega\varepsilon_a}{k} = \frac{1}{W}$ отримуємо таке, так зване інтегральне рівняння Галлена для невідомої функції розподілу струму $I_z(z)$:

$$\int_{z'=-l_2}^{l_1} I_z(z')K(z-z')dz' = C_1 \exp(ikz) + C_2 \exp(-ikz) - \frac{2\pi}{W} \left[\exp(-ikz) \int_{-\frac{b}{2}}^z E^B(z') \exp(ikz') dz' + \exp(ikz) \int_z^{\frac{b}{2}} E^B(z') \exp(-ikz') dz' \right] \quad (1.6)$$

Функція, що знаходиться під інтегралом

$$K(z-z') = \frac{\exp\left(-ik\sqrt{(z-z')^2 + a^2}\right)}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} \quad (1.7)$$

носить назву ядра цього рівняння. Довільні постійні C_1 і C_2 визначаються з граничних умов (1.1), що накладаються на поведінку електричного струму на кінцях вібратора. При малій ширині збудливого зазору $b \ll \lambda$ функція $E^B(z)$ може бути прийнята постійною і визначені інтеграли в правій частині (1.6) легко обчислюються за допомогою наближеної заміни експоненціальних функцій під інтегралами на одиницю:

$$\int_{z'=-\frac{b}{2}}^z E^B(z') \exp(\pm ikz') dz' \approx E^B b \quad \text{при } b \ll \lambda. \quad (1.8)$$

Якщо далі припустити, що вібратор живиться ідеальним генератором напруги з нульовим внутрішнім опором і величиною ЕРС V , то згідно закону Кірхгофа про рівність нулю суми напруг в будь-якому замкнутому контурі електричного кола отримуємо співвідношення:

$$E^B b = -V. \quad (1.9)$$

З урахуванням (1.9) інтегральне рівняння Галлена для тонкого електричного вібратора, питомого зосередженим генератором ЕРС V , приймає більш простий вигляд:

$$\int_{-l_2}^{l_1} I_z(z')K(z-z')dz' = C_1 \exp(ikz) + C_2 \exp(-ikz) + \frac{2\pi V}{W} \exp(\pm ikz), \quad (1.10)$$

де в останній експоненті верхній знак мінус відноситься до області $z \geq b/2$ і нижній знак плюс - до області $z \leq -b/2$.

З фізичної точки зору права частина виразу (1.10) може розглядатися як накладення трьох біжучих хвиль векторного потенціалу (помноженого на 4π)

уздовж бічної поверхні вібратора. Одна з цих хвиль з амплітудним множником $2\pi V/W$ породжується генератором V і розбігається в обидві сторони від збудливого зазору. Хвиля з амплітудою C_1 враховує відображення від верхнього кінця вібратора і біжить у напрямку зменшення z . Хвиля з амплітудою C_2 враховує відбиття від нижнього кінця вібратора і біжить в сторону зростання z .

Права частина рівняння (1.10) може бути перетворена до більш зручного вигляду шляхом заміни експонент на тригонометричні функції. Дійсно, має місце тотожність:

$$\frac{2\pi V}{W} \left\{ \exp(-ikz) \Big|_{z\phi 0} \right\} = \frac{2\pi V}{W} (\cos kz - i \sin k|z|). \quad (1.11)$$

Розкладаючи експонентні функції з амплітудами C_1 і C_2 за формулою Ейлера і вводячи нові довільні постійні C_3 і C_4 , отримуємо наступний найбільш поширений запис рівняння Галлена:

$$\int_{-l_2}^{l_1} I_z(z') K(z - z') dz' = C_3 \cos kz + C_4 \sin kz - \frac{i2\pi V}{W} \sin k|z|, \quad (1.12)$$

де в складову $C_3 \cos kz$ включено також перший доданок з правої частини (1.11). Нехай розглянутий вібратор є симетричним. У такому вібраторі розподіл струму, а, отже, і векторного потенціалу, повинно задовольняти умові симетрії:

$$I_z(z) = I_z(-z) \text{ і } A_z(z) = A_z(-z).$$

Звідси з необхідністю випливає, що в (1.12) $C_4 = 0$ і, таким чином, для симетричного вібратора рівняння Галлена набуває вигляду:

$$\int_{-l_2}^{l_1} I_z(z') K(z - z') dz' = C \cos kz - \frac{i2\pi V}{W} \sin k|z|. \quad (1.13)$$

Суворе рішення інтегральних рівнянь Галлена в аналітичному виді не відомо, і тому на практиці для інженерних цілей найчастіше використовується спрощене рішення в так званому першому наближенні.

1.3. Розподіл струму і заряду вздовж вібратора

Відмінною особливістю ядра інтегрального рівняння Галлена є яскраво виражений "резонансний" характер в околиці точки $z = z'$. Ця особливість продемонстрована на рисунку 1.3, де побудовані графіки функцій $\cos kr/kr$ і $\sin kr/kr$, за допомогою яких виражаються дійсна і уявна частини ядра інтегрального рівняння:

$$K(z - z') = k \left(\frac{\cos kr}{kr} \right) - \frac{\sin kr}{kr}; \quad r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}.$$

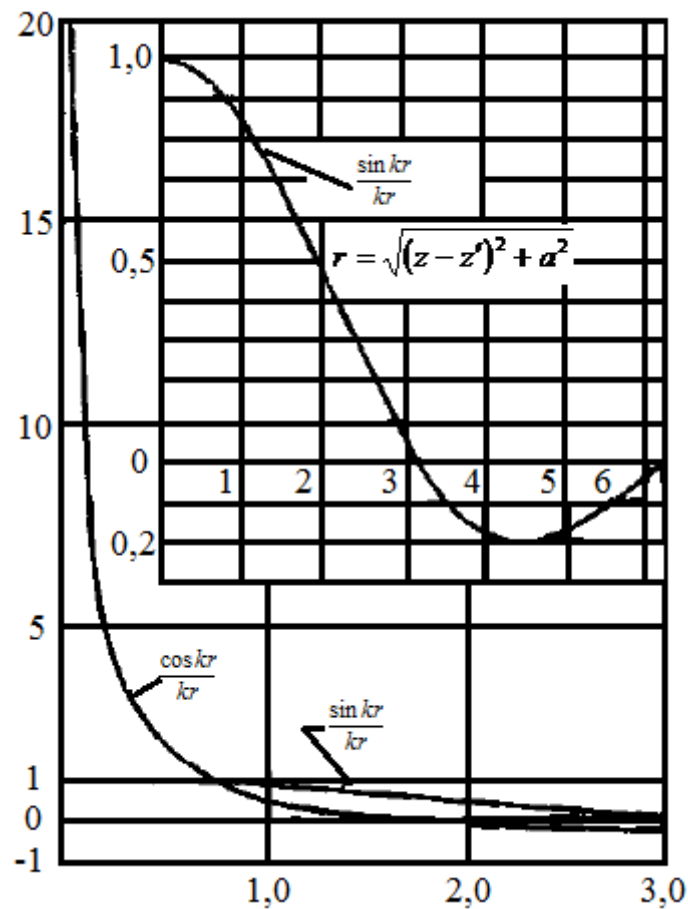


Рис. 1.3 Функції, що входять в ядро рівняння Галлена

Завдяки «фільтруючій» дії дійсної частини ядра інтегрального рівняння величина векторного потенціалу нитки електричного струму на бічній поверхні вібратора в основному визначається струмами, що протікають поблизу точки $z = z'$, і при $a/\lambda \rightarrow 0$ можна знехтувати впливом на векторний потенціал всіх інших ділянок струму. Таким чином, в лівій частині рівняння

(1.12) інтегрування можна провести в межах від $z' = z - h$ до $z' = z + h$ де h – постійна величина, мала в порівнянні з довжиною хвилі. При цьому можна прийняти, що $\exp(-ik\sqrt{(z-z')^2 + a^2}) \approx 1$, а електричний струм можна вважати в межах проміжку інтегрування постійним і рівним струму в точці $z = z'$. Отже,

$$\int_{z'=-l_2}^{l_1} I_z(z') \frac{\exp(-ik\sqrt{(z-z')^2 + a^2})}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} dz' \approx I_z(z') \Omega, \quad (1.14)$$

$$\text{де } \Omega = \int_{z'=z-h}^{z+h} \frac{dz'}{\sqrt{(z-z')^2 + a^2}} = \ln \frac{\sqrt{a^2 + h^2} + h}{\sqrt{a^2 + h^2} - h} \Big|_{a\pi h} \approx 2 \ln \frac{2h}{a}. \quad (1.15)$$

З (1.15) випливає, що коли a прагне до нуля, величина Ω прагне до нескінченності і рівність (1.14) стає все більш точним, оскільки відкидається частина інтеграла має при цьому кінцеву величину. Рівняння (1.12) тепер можна записати так:

$$I_z(z) \Omega \approx C_3 \cos kz + C_4 \sin kz - \frac{i2\pi V}{W} \sin k|z|. \quad (1.16)$$

Використовуючи граничні умови для струму на кінцях вібратора

$I_z(-l_2) = 0$, $I_z(l_1) = 0$, знаходимо постійні C_3 і C_4 :

$$\left. \begin{aligned} C_3 &= \frac{i4\pi V}{W} \frac{\sin kl_1 \sin kl_2}{\sin k(l_1 + l_2)} \\ C_4 &= \frac{i2\pi V}{W} \frac{\sin k(l_1 - l_2)}{\sin k(l_1 + l_2)} \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

підставляючи (1.17) в (1.16), отримуємо остаточні вирази для розподілу струму на тонкому вібраторі в першому наближенні:

$$\left. \begin{aligned} I_z(z)_{npuz \geq \frac{b}{2}} &= I_0 \frac{\sin k(l_1 - z)}{\sin kl_1} \\ I_z(z)_{npuz \leq -\frac{b}{2}} &= I_0 \frac{\sin k(l_1 - z)}{\sin kl_1} \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

де $I_0 = \frac{i4\pi V}{W\Omega} \frac{\sin k(l - |z|)}{\sin kl}$ - величина струму в точках живлення.

Для симетричного вібратора розподіл струму виходить симетричним

щодо середини:

$$I_z(z) = I_0 \frac{\sin k(l - |z|)}{\sin kl} \quad (1.19)$$

Крім розподілу струму в інженерному відношенні становить інтерес також і розподіл електричного заряду вздовж вібратора (наприклад, для оцінки величини граничної вхідної потужності, що викликає електричний пробій навколишнього середовища). Розподіл заряду в першому наближенні найбільш просто може бути визначене за допомогою рівняння безперервності, яке для лінійного струму запишеться у вигляді

$$\frac{dI_z(z)}{dz} + i\omega Q(z) = 0, \quad (1.20)$$

де $Q(z)$ – заряд, який припадає на одиницю довжини вібратора.

Застосовуючи (1.20) до (1.18) і враховуючи тотожність $k/\omega = \sqrt{\mu\varepsilon} = 1/c$, де c – швидкість світла в середовищі, отримуємо наступний закон розподілу заряду:

$$\left. \begin{aligned} Q(z)_{\text{при } z \geq \frac{b}{2}} &= \frac{I_0}{ic} \frac{\cos k(l_1 - z)}{\sin kl_1}, K\lambda / m; \\ Q(z)_{\text{при } z \leq -\frac{b}{2}} &= -\frac{I_0}{ic} \frac{\cos k(l_2 + z)}{\sin kl_2}, K\lambda / m. \end{aligned} \right\} \quad (1.21)$$

Зокрема, для симетричного вібратора

$$Q(z) = \frac{\pm I_0}{ic} \frac{\cos k(l - |z|)}{\sin kl}, K\lambda / m. \quad (1.22)$$

Тут верхній знак плюс належить до позитивних, а нижній знак мінус до негативних z .

Таким чином, в тонкому вібраторі струм і заряд наближено розподіляються за законом кругового синуса. Однак, як впливає з самого виведення виразів (1.18), розподіл струму в вібраторі при прагненні радіусу проводу до нуля тільки прагне до синусоїдального розподілу, ніколи не стаючи точно синусоїдальним. Зокрема, вираз (1.18) несправедливий для вузлів струму, де векторний потенціал визначається вже не локальним значенням струму в даній точці вібратора, а сумарною дією струмів, що

протікають по досить віддаленим ділянкам вібратора. Отже, дійсний розподіл струму в вузлах не може звертатися в нуль і в околиці вузла відрізняється від синусоїдального закону тим значніше, чим товще вібратор. Оскільки в першому наближенні векторний потенціал визначається лише локальним значенням струму в даній точці вібратора, то знайдені закони розподілу струму і заряду (1.18) і (1.21) залишаються справедливими і для вигнутих вібраторів, наприклад кутових або згорнутих в дугу. При цьому під координатою z слід розуміти відстань уздовж осі зігнутого провідника.

На рис. 1.3 наведено кілька характерних випадків розподілів струму і заряду уздовж симетричних і несиметричних вібраторів, побудованих в відповідності з формулами (1.18) і (1.21), а також (1.19) і (1.22). Тут особливий інтерес представляє найбільш поширений на практиці напівхвильовий вібратор, загальна довжина якого $l_1 + l_2 = \lambda$ дорівнює половині довжини хвилі. Важливою особливістю напівхвильового вібратора є те, що функції розподілу струму і заряду в ньому не залежать від точки включення генератора, аналогічно положенню, що має місце в квазістаціонарних коливальних контурах. У всіх інших випадках, як випливає з рисунку 2 (в тому числі і для хвильового вібратора із загальною довжиною $l_1 + l_2 = \lambda$), розподіл струму і заряду істотно залежать від розташування точки живлення уздовж довжини вібратора.

Характерні особливості розподілів струму і заряду в тонких вібраторах можна підсумувати у вигляді наступних практичних правил:

а) на кінцях вібратора завжди встановлюються вузли (нулі) струму і пучності заряду;

б) на відстані чверті довжини хвилі від кінців вібратора утворюються пучності струму і вузли (нулі) заряду. Потім ще через чверть довжини хвилі утворюються знову вузли струму і пучності заряду і т.д.;

в) струм і заряд в кожній точці вібратора зрушені між собою по фазі (за часом) на кут 90° ;

г) фаза струму і заряду змінюється вздовж вібратора стрибками на 180°

при переході через нуль;

д) в точках живлення вібратора встановлюється пучність, вузол або проміжне значення струму в залежності від відношення довжини даного плеча до довжини хвилі. Струм в точках живлення залишається безперервним, а заряд зазнає розриву;

е) для симетричного вібратора значення струмів і зарядів в пучностях на обох плечах однакові. У несиметричному вібраторі пучності струмів і зарядів на різних плечах не однакові і їх ставлення залежить від співвідношення довжин плечей l_1 і l_2 :

$$\frac{I_{n1}}{I_{n2}} = \frac{Q_{n1}}{Q_{n2}} = \frac{\sin kl_2}{\sin kl_1} \quad (1.23)$$

Зокрема, при $l_2 \approx \lambda/2$, $l_1 \neq \lambda/2$, струм і заряд в будь-якій точці плеча l_1 близькі до нуля (див. рис. 1.4, $l_1 + l_2 = 0,66\lambda$).

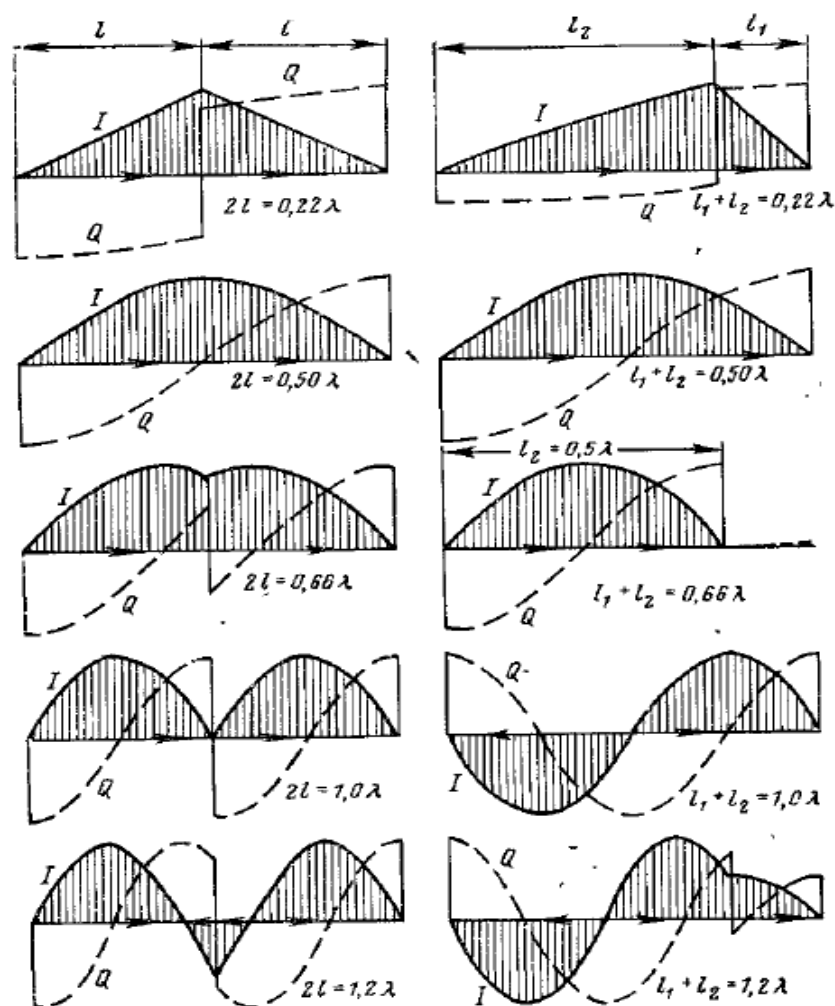


Рис. 1.4. Розподіл струму і заряду в електричному вібраторі

Незважаючи на наближеність синусоїдального закону розподілів струму із заряду в вібраторних антенах, цей закон широко і успішно використовується у зовнішньої задачі вібратора при розрахунках діаграм спрямованості і опору випромінювання і дає хорошу точність розрахунку цих характеристик. Це пояснюється тим, що діаграма спрямованості і опір випромінювання, є інтегральними характеристиками від функції розподілу струму і малі помилки в розподілі струму поблизу вузлів при інтегруванні не дають помітного внеску в загальний результат. Однак синусоїдальний закон (1.18) не дозволяє правильно обчислити вхідний імпеданс вібратора, який визначається відношенням напруги генератора до точної величини струму I_{ex} в точці живлення:

$$Z_{ex} = \frac{V}{I_{ex}}. \quad (1.24)$$

Спроба використовувати (1.18) в (1.24) негайно закінчується невдачею, так як вхідний імпеданс в цьому випадку виявляється, по-перше, чисто уявним (тобто не враховується випромінювання) і, по друге, невизначеним за величиною через невизначеності інтервалу інтегрування h в (1.16). Таким чином, для правильного знаходження вхідного імпедансу вібратора з синусоїдальним законом розподілу струму необхідно побудова спеціальних розрахункових методів, що обходять зазначені труднощі.

1.4. Метод наведених ЕРС

Повний комплексний опір одного з зв'язаних вібраторів складається з двох частин: власного опору $Z_{\Sigma 11}$, тобто опору яким володіє даний вібратор у вільному просторі і опір, що наведений електромагнітним полем другого вібратора.

$$Z_{E11} = Z_{E11} + Z_{E12}^{наб}; \quad Z_{E2} = Z_{E22} + Z_{E21}^{наб}.$$

Повний власний і наведений опір можливо знайти наближеним методом наведених ЕРС. Ідея цього методу була запропонована незалежно

друг від друга в 1992 році радянським ученим Д.А. Рожанським і французьким Бриллюеном. Безпосередньо до розрахунку антен цей метод застосовувався І.Г. Кляцькіним, А.А. Пнстолькорсом і В.В. Татариним.

На основі відомої із електродинаміки теореми Пойтінга, комплексна потужність, що віддається стороннім джерелам поля, що заключні в деякому об'ємі V , що обмежений замкнутою поверхнею S , знаходиться виразом

$$P_s = \frac{1}{2} \int_V (E^{cm} J_v^*) dv, \quad (1.25)$$

де E^{cm} – напруженість поля сторонніх джерел;

J_v^* – комплексно спряжена величина густини об'ємного струму, A/m^2 , що створений сторонніми джерелами.

У випадку тонкого симетричного вібратора (провідність провoda вважається нескінченною) існує тільки повздовжній поверхневий струм $I(z) = J(z)2\pi a$ (a – радіус вібратора; $J(z)$ – густина лінійного поверхневого струму A/m) і інтегрування по об'єму замінюється інтегруванням по поверхності вібратора

$$P_s = \frac{1}{2} \int_z E_{\Delta}^{cm} I^*(z) dz. \quad (1.26)$$

Тут P_s – комплексна потужність, що підводиться до вібратора; її дійсна частина P_E – потужність випромінення; уявна частина – реактивна потужність, що відповідає зв'язаному з вібратором електромагнітному полю; E_{Δ}^{cm} – напруженість стороннього поля, що існує тільки в збудженому зазорі. Комплексній потужності відповідає комплексний опір вібратора, так як E_{Δ}^{cm} існує тільки у збудженому зазорі (на поверхні ідеального провідника тангенціальна складова вектора E дорівнює нулю) то для розрахунку P_s по (1.26) слідує знати струм I_0 , що протікає на зажимах вібратора. Якщо цей струм не знайдений із суворого рішення задачі про розподілення струму по вібратору при його збудженні зосередженою ЕРС, то потужність P_s можна обчислити не застосовуючи (1.2) використавши співвідношення

$$P_s = U_0 I_0^* / 2 \quad (1.27)$$

де U_0 – напруга на зажимах вібратора.

Якщо суворе рішення задачі про розподілення струму невідомо. То можна задатися наближеним розподілом струму $I(z)$. При цьому граничні умови не виконуються і на поверхні вібратора повинно існувати розподілення тангенціальної складової напруженості електричного поля $E_z(z)$. По суті це ЕРС, що приходить на одиницю довжини вібратора, що створюється струмом $I(z)$. Для наближеного розрахунку в даному випадку можливо застосовувати формулу (1.26), але пристосувавши її до нових умов задачі. Граничні умови на поверхні вібратора повинні виконуватися. Тому необхідно припустити наявність розподільних тангенціальних складових деякого стороннього поля E_z^{cm} , що створюється дане розподілення струму, щоб загальна тангенціальна складова електричного поля на поверхності вібратора

$$\begin{aligned} E_z^{sym}(z) = E_z^{cm}(z)_1 + E(z) &= 0 \\ \text{або} \\ E_z^{cm}(z) &= -E_z(z) \end{aligned} \quad (1.28)$$

Таким чином, задавшись наближеним законом розподілу струму необхідно в (1.2) замість зосередженого стороннього поля E_Δ^{cm} задати таке розподілення $E_z^{cm}(z)$ вздовж осі вібратора при якому на його поверхні виконається гранична умова. В цьому і заключається сутність методу наведених ЕРС.

Маючи на увазі співвідношення (1.26) і (1.28), запишемо математичне формулювання цього методу

$$P_s = -\frac{1}{2} \int_l E_z(z) I^*(z) dz. \quad (1.29)$$

Величина E_z може бути визначена на основі загального виразу для напруженості електричного поля $E_z = -i\omega\mu_a A_z - \frac{i}{\omega\epsilon_a} \frac{d^2 A_z}{dz^2}$.

Розглянемо два зв'язаних вібратора (рис.1.5), і нехай по ним течуть синусоїдальні струми (зміна закону розподілу струму в одному із вібраторів

під дією поля другого вібратора не враховується).

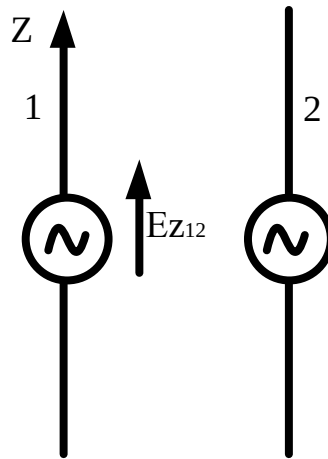


Рис. 1.5. Проходження синусоїдальних струмів

Очевидно, що при цьому на поверхні вібратора 1 (також і на поверхні вібратора 2) повинні існувати тангенціальні складові: E_{z11} , складова власного поля, що створюється біжучим по вібратору 1 струмом $I_1(z)$, і складова E_{z12} , що створюється струмом, який протікає по вібратору 2 $I_2(z)$.

Для виконання граничних умов на поверхні вібратора 1 необхідно, щоб $E_{z11}^{cm} + E_{z12}^{cm} = -E_{z11} - E_{z12}$.

На основі (1.26) можна записати

$$P_{S1} = P_{S11} + P_{S12} = \frac{1}{2} \int_l E_{z11}(z) I_1^*(z) dz - \frac{1}{2} \int_l E_{z12}(z) I_2^*(z) dz \quad (1.30)$$

де P_{S1} – повна потужність, що відбирається вібратором 1 від включеного в нього генератора;

P_{S11} – потужність, яка видається генератором 1 на створення розподіленої складової власного стороннього поля E_{z11}^{cm} ;

P_{S12} – потужність, яка видається генератором 1, під впливом поля вібратора 2, що необхідна для створення складової E_{z12}^{cm} , що компенсує поле наведене струмом цього вібратора.

На основі (1.27) можна записати

$$P_{S11} = I_{n1} I_{n1}^* Z_{11} / 2 \quad (1.31)$$

$$P_{S12} = I_{n1} I_{n1}^* Z_{12}^{наб} / 2,$$

де I_{n1} – амплітуда струму в пучності струму вібратора 1;

Z_{11} – власний комплексний опір вібратора 1;

$Z_{12}^{наб}$ – комплексний опір, що наведений полем вібратора 2, відноситься до точки в пучності I_{n1} . Із (1.29) і (1.31) слідує, що

$$Z_{11} = -\frac{1}{I_{n1} I_{n1}^*} \int_l E_{z11} I_{z1}^*(z) dz; \quad (1.32)$$

$$Z_{12} = -\frac{1}{I_{n1} I_{n1}^*} \int_l E_{z12} I_{z1}^*(z) dz, \quad (1.33)$$

де $I(z) = I_n \sin k(l - z)$ – функція розподілу струму. Аналогічні формули отримуємо для опору Z_{12} , що наведений полем вібратора 2 на вібратор 1.

В результаті інтегрування виразу (1.32) (після підстановки відповідних виразів для Z_{11} і $I_1(z)$) отримуються громіздкі формули, які відповідають складовим комплексного опору R_{11} і X_{11} . При цьому формула для R_{11} повністю співпадає з формулою для $R_{\Sigma n}$, яка знайдена методом вектора Пойтінга. Формула для реактивної складової X_{11} методом вектора Пойтінга знайдена бути не може, так як в цьому методі інтегрування відбувається не по поверхні вібратора, як в (1.32), а по поверхні великої сфери – в дальній зоні поля вібратора. Складова X_{11} є функцією l/λ і a/λ . Проте точне значення X_{11} , отримане методом наведених ЕРС, має місце граничному випадку при $a/\lambda \rightarrow 0$. Виявляється, що при $l/\lambda = 0,25$ (напівхвильовий вібратор) і $a/\lambda \rightarrow 0$ комплексний опір вібратора $Z_{11} = 73,1 + i42,5$ Ом, що точно співпадає з результатами суворого методу розрахунку Z_{ex} .

Наведені опори розраховувати значно простіше в приватному випадку, коли зв'язані вібратори (рис. 1.6) мають однакову довжину, вісі їх паралельні і струми в них мають однакову величину і фазу. Очевидно, що в цьому випадку, опір, що наведений вібратором 1 на вібратор 2, дорівнює опору, що наведений вібратором 2 на вібратор 1. В цьому випадку наведений опір називається взаємним (Z_{12}). При відомому взаємному опорі двох вібраторів неважко розрахувати наведений опір, якщо задано відношення струмів в

вібраторах.

Взаємний опір є функцією величини l/λ , d/λ і h/λ знаходяться виключно електричними розмірами. Таблиці для знаходження активної складової R_{12} взаємного опору напівпровідникових вібраторів розраховані А.А. Пістолькорсом в 1928 році, а для реактивної складової X_{12} – В.В. Татаринівим в 1936 році.

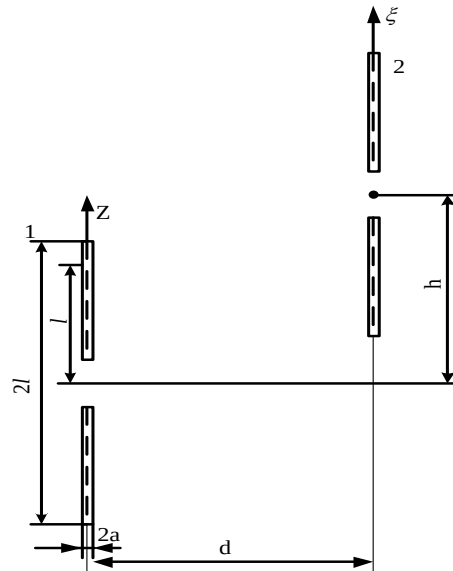


Рис. 1.6. Опір в зв'язаних вібраторах

Графік залежності R_{12} і X_{12} від d/λ при l/λ і h/λ наведені на рис. 1.7. При $d/\lambda = 0$ на графіках при будь-яких l/λ і h/λ отримуються значення власних опорів R_{11} і X_{11} .

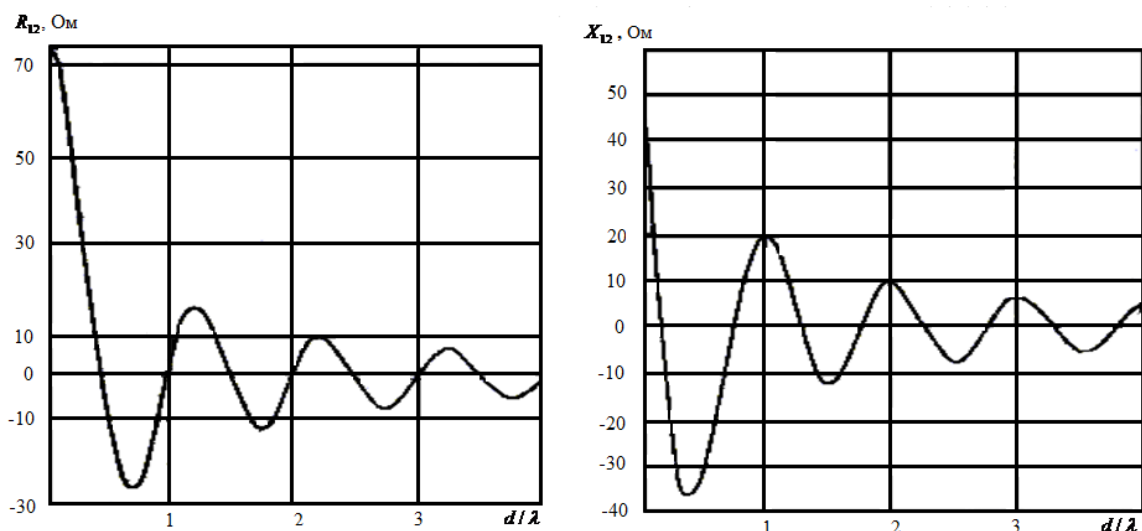


Рис. 1.7. Графік залежності опору

Наведено і взаємний опір зв'язаних простими співвідношеннями

$$Z^{наб}_{12} = Z_{12} I_2 / I_1 = Z_{12} q \exp(i\varphi); \quad (1.34)$$

$$Z^{наб}_{21} = Z_{21} I_1 / I_2 = (Z_{12} / q) \exp(-i\varphi). \quad (1.35)$$

Повний опір кожного із зв'язаних вібраторів може бути знайдено із очевидних співвідношень

$$\left. \begin{aligned} Z^{повн}_1 &= Z_{11} + Z_{12} q \exp(i\varphi) \\ Z^{повн}_2 &= Z_{22} + (Z_{21} / q) \exp(-i\varphi) \end{aligned} \right\} \quad (1.36)$$

причому $Z_{12} = Z_{21}$.

В нашій час з розвитком строгих методів розрахунку розподілу струму у зв'язаних вібраторах, що базуються на електровчислювальній машині, метод наведених ЕРС може мати лише граничне застосування. Ним доцільно користуватися при невеликому числі тонких і коротких ($l/\lambda < 0,3$) вібраторів. Але розрахунок взаємних опорів цей метод не втратив свого значення, так як входить в склад частиною в більш строгий метод розрахунку – узагальнений метод наведених ЕРС.

1.5. Узагальнений метод наведених ЕРС

Розподіл струму навіть в тонких зв'язаних вібраторах не є синусоїдальним. Він залежить від товщини вібратора $\frac{a}{\lambda}$, від відстані між вібраторами $\frac{d}{\lambda}$, від відношення $\frac{h}{\lambda}$ (див. рисунок 1.7) а також від відношення прикладених до вібраторів напруг U_1 і U_2 .

Функція розподілу струму в кожному із вібраторів може бути знайдена вирішенням системи рівнянь (число рівнянь дорівнює числу вібраторів), кожне з яких аналогічно інтегральному рівнянню (1.37)

$$\int_{-l}^l I_z(z') \frac{\exp(-ikr_1)}{r_1} dz' = C \cos kz - i \frac{2\pi U}{W_c} \sin(k|z|) \quad (1.37)$$

Задачу знаходження струму можливо спростити, якщо при вирішенні інтегрального рівняння методом моментів в якості базисних функцій вибрати

кусово – синусоїдальні. При цьому система лінійних алгебраїчних рівнянь, в якій наводяться інтегральні рівняння, співпадає з системою рівнянь Кіргофа для кусково – синусоїдального розподілу, що перехреснується. Коефіцієнтами при шуканих струмах в цих рівняннях є власні і взаємні опори вібраторів, що знаходяться методом наведених ЕРС. Даний метод називається узагальнений метод наведених ЕРС. Його застосування розглянемо на прикладі одного симетричного вібратора.

У випадку симетричного вібратора, довжина якого не перевищує $1,5\lambda$ ($l/\lambda = 0,75$), можливо обмежитися всього трьома кусково – синусоїдальними розподілами. Таким чином, вібратор представляється у вигляді системи із трьох ідентичних незалежних один від одного вібраторів з синусоїдальним розподілом струму (рисунок 1.7).

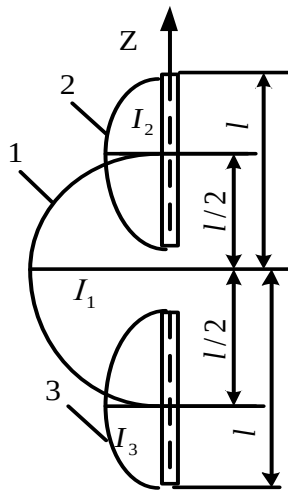


Рис. 1.7. Система вібраторів

Криві розподілу струму на кожному вібраторі позначені відповідно цифрами 1, 2, 3. Струми в середині вібраторів (пучність струму) позначені I_1 , I_2 , I_3 , причому для симетрії антени $I_2 = I_3$. Замінімо вібратори 1 і 2 еквівалентною схемою, що знаходиться на рисунку 1.8 а) і б) і запишемо для неї систему рівнянь Кіргофа:

$$U = I_1 Z_{11} + 2I_2 Z_{12}; \quad (1.38)$$

$$0 = I_1 Z_{12} + I_2 Z_{22} + I_2 Z_{23}. \quad (1.39)$$

Тут Z_{11} , Z_{22} , Z_{12} , Z_{23} – власні і взаємні опори вібраторів. Коефіцієнт 2 перед струмом I_2 в рівнянні (1.38) враховує вплив на вібратор 1 вібраторів 2 і 3. Значення власних і взаємних опорів можливо знайти по формулам і графікам [3]. При цьому потрібно мати на увазі, що в відповідності до рис. 1.7 відстань між осями взаємодіючих вібраторів d слід взяти рівними радіусу їх перерізу. Під h розуміється відстань між центрами взаємодіючих вібраторів.

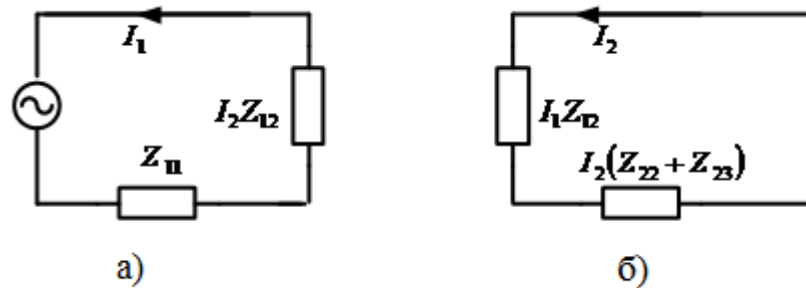


Рис. 1.8. Еквівалентна схема вібраторів

Із (1.39) отримаємо $I_2 = -I_1 Z_{12} / (Z_{22} + Z_{23})$ підставивши цей вираз замість I_2 в (1.38), отримаємо $U = I_1 Z_{11} - 2I_1 Z_{12}^2 / Z_{22} + Z_{23}$, звідки знаходимо $U / I_1 = Z_{11} - 2Z_{12}^2 / Z_{22} + Z_{23}$. Враховуючи, що струм в точках живлення $I_0 = I_{жс} \sin(kl/2)$, отримаємо

$$\frac{U_0}{I_0} = Z_{\text{вх}} = Z_{11} - \frac{2Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_{23}} \frac{1}{\sin^2(kl/\lambda)}. \quad (1.40)$$

Для більш точного представлення струму можна використати розбиття вібратора на більшу кількість незалежних частин. Можна показати, що такий метод знаходження струму еквівалентний вирішенню рівнянь Халлена методом «зшиття» по точках, причому «зшиття» відбувається в центрах незалежних вібраторів.

В якості прикладу наведемо результати розподілу струму в зв'язаних вібраторах. На рисунку 1.9 дані розподілу струму вздовж вібратора 1, якщо вібратор 2 – пасивний. Цей розподіл значно відрізняється від синусоїдального. Зокрема при $h \neq 0$ не симетрично відносно центра

вібратора.

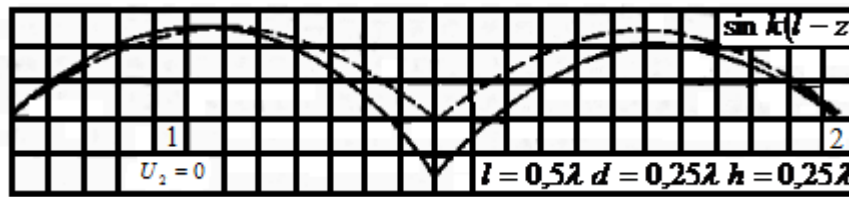


Рис. 1.9. Розподіл струму вздовж вібратора

Таким же чином будується точна теорія для системи вібраторів, кожен з яких представляється у вигляді суперпозиції незалежних частин, а також у випадку антени, що складається з великої кількості проводів.

1.6. Метод дзеркальних зображень.

Зазвичай антени розташовуються поблизу поверхні землі або поблизу яких небуť тіл, що мають властивості провідників або діелектриків (вібратори, що встановлені на металевих банях, кораблях, літальних апаратах, різні типи щільових антен і т.д.).

Під дією електромагнітного поля антени у ґрунті і близько розташованих до антен тіл виникають струми провідності і зміщення (вторинні струми). Повне поле представляє собою результат інтерференції первинного поля, що випромінюється антеною і вторинного, що створюється вторинними струмами.

Оскільки в результаті дії вторинних струмів змінюється величина і розподілу електромагнітного поля у всіх точках простору, що знаходяться кругом антени, то змінюється й діаграма направленості антени, її опір випромінення і вхідний опір. Якщо розташовані поблизу антени тіла не є ідеальними провідниками і ідеальними діелектриками, то виникнення в них струмів призводить до втрат енергії і зменшенню ККД антени.

Повне (сумарне) поле повинно, по-перше, задовольняти рівняння Максвела, по - друге граничними умовами на поверхні цього тіла, по – третє, умовам випромінення. Знаходження цього поля у випадку тіла довільної форми, що володіє властивостями провідника і діелектрика, дуже важко. В

багато випадках для спрощення аналізу дане тіло може бути замінено тілом правильної геометричної форми (куля, циліндр, диск і т.д. [3.6]). Задача ще більш спрощується, якщо тіло замінити нескінченною протяжною і ідеально провідною площиною. Так, наприклад, інколи поступають для наближеного врахування землі на випромінювання розташованих поблизу неї антен (в діапазонах надвисоких, високих і середніх хвиль), а також у випадку електричного або магнітного вібратора (щілини), що розташований поблизу металевого екрану, розміри якого значно перевищують довжину хвилі. Вирішення в цьому випадку отримується дуже просто по методу дзеркальних зображень. Цей метод дозволяє також до деякої степені врахувати вплив параметрів реального ґрунту на характеристики антен.

Сутність метода дзеркальних зображень стосовно антен полягає в тому, що при визначенні електромагнітного поля, що створюється вібратором, який розміщений над нескінченною протяжною і ідеально провідною площиною, виключаються з розгляду вторинні струми введенням фіктивного вібратора, що являється дзеркальним зображенням дійсного вібратора.

Дзеркальний випромінювач розташовується на продовженні нормалі, яка з'єднує дійсний вібратор з провідною площиною, яка знаходиться на другій стороні цієї площини на відстані h , що дорівнює відстані дійсного випромінювача від провідної площини (рис. 1.10). Амплітуда струму в дзеркальному вібраторі дорівнює амплітуді струму в дійсному вібраторі, а фаза струму залежить від орієнтування дійсного вібратора відносно провідної площини.

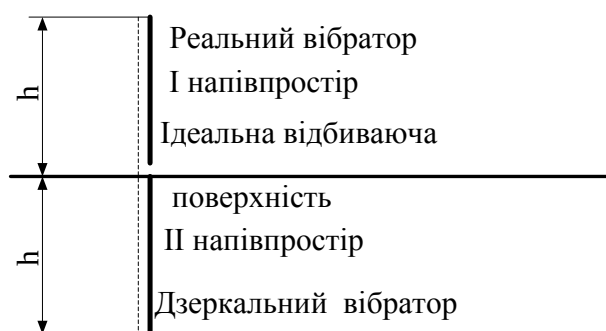


Рис. 1.10. Дзеркальний випромінювач

Результуюче електромагнітне поле, що створюється реальним випромінювачем і його дзеркальним зображенням, точно так же як і результуюче електромагнітне поле, що створюється випромінювачем і струмами, які протікають по провідній поверхні, задовольняє граничним умовам на цій поверхні. Цього достатньо щоб утримати, що в будь якій точці першого на півпростору фіктивний (дзеркальний) вібратор створює точно таке ж поле, як і реальні струми, що протікають по ідеально провідній поверхні, і що, відповідно, заміна дії вторинних струмів дією дзеркального зображення правомірна.

Розглянемо деякі приклади. Внесемо в поле електричного вібратора нескінченно протяжну і ідеально провідну площину так, щоб вібратор був горизонтальним по відношенню до цієї площини і відстань між ним і площиною дорівнювала h (рис. 1.11).

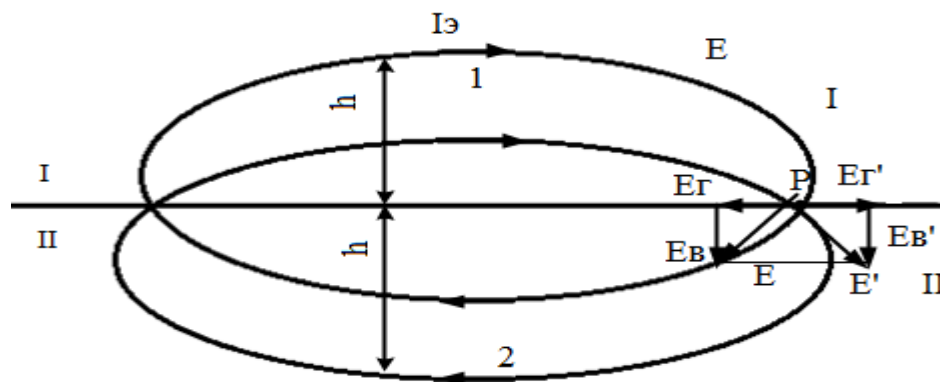


Рис. 1.11. Поле електричного вібратора

Електромагнітне поле вібратора не задовольняє граничним умовам на цій площині. В точці P вектор E поля вібратора можна розкласти на дві складові – горизонтальну E_{Γ} і вертикальну E_B . Розмістимо в на півпросторі на відстані h від площини горизонтальний вібратор 2, струм в якому за величиною дорівнює струму у вібраторі 1, але протилежний по напрямку. Вектор E' поля вібратора 2 в тій же точці P розкладемо на дві складові E'_{Γ} і E'_B , і тому граничні умови задовольняються. Для вертикального електричного вібратора (рис. 1.12) на основі аналогічних роздумів приходимо до висновку,

що струми у вібраторах 1 і 2 (дзеркальне зображення вібратора 1) повинні бути рівними за величиною і за фазою.

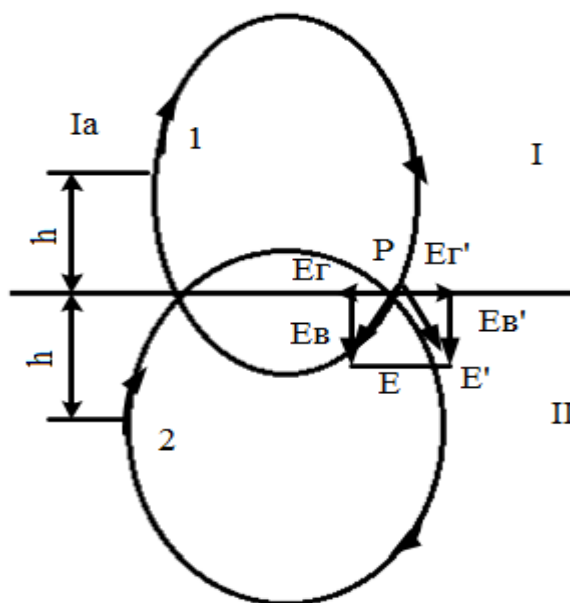


Рис. 1.12. Вертикальний електричний вібратор

Також можуть бути знайдені дзеркальні зображення магнітних вібраторів. При цьому виявляється, що магнітний струм у дзеркальному зображенні горизонтального магнітного вібратора дорівнює за величиною і за фазою магнітному струму в дійсному вібраторі. Струм в дзеркальному зображенні вертикального магнітного вібратора (горизонтальна рамка) дорівнює за величиною магнітному струму в дійсному вібраторі, але за напрямком вони протилежні. Складні антени при побудові їх дзеркальних зображень можуть бути розкладені на елементарні вібратори.

Висновки: В нашій час з розвитком строгих методів розрахунку розподілу струму у зв'язаних вібраторах, що базуються на електровчислювальній машині, метод наведених ЕРС може мати лише граничне застосування. Ним доцільно користуватися при невеликому числі тонких і коротких вібраторів. Метод наведених ЕРС не втратив свого значення для обрахування взаємних опорів двох вібраторів. В даній роботі розглядалася система з двох вібраторів, для розрахунку якої було обрано метод наведених ЕРС.

РОЗДІЛ 2

РОЗРАХУНОК ОСНОВНИХ ПАРАМЕТРІВ ПРЯМОК ПРЯМОКУТНОГО ХВИЛЕВОДУ

2.1. Внутрішня задача для прямокутного хвилеводу

Відкритий кінець прямокутного хвилеводу представляє собою розкриті антени, в багато чому подібний до синфазних рівноамплітудному і косинусному розкриттям.

Проте між відкритим кінцем хвилеводу і ідеалізованими системами, що неперервно розташованих випромінювачів Гюйгенса існують відмінності:

1. Хвиля в кінці хвилеводу не є поперечною типу ТЕМ, як у випадку вказаних систем, а має більш складну структуру.
2. У випадку відкритого кінця хвилеводу крім падаючої також в наявності і відбита хвиля.
3. Разом з основним типом хвилі на кінці хвилеводу виникають вищі типи хвиль.
4. Поле джерел існує не тільки на розкритті хвилеводу, але й на його торцевій і зовнішній поверхнях внаслідок затікання струмів з внутрішньої поверхні хвилеводу.

Врахування всіх цих факторів сильно ускладнює задачу про випромінювання з відкритого кінця хвилеводу, і його строге рішення пов'язано з більшими математичними складностями. Для наближеного вирішенні задачу розбивають на дві: внутрішню і зовнішню. Внутрішню задачу також будемо вирішувати наближено.

Припустимо, що поле на кінці хвилеводу представляє собою суму падаючої і відбитої хвилі основного типу H_{10} . Вищі типи хвиль, що виникають на кінці хвилеводу, і струми, неухильно заявляються на зовнішній поверхні хвилеводу, враховувати не будемо.

На рис. 2.1 показаний прямокутний хвилевід і система координат, якою

будемо користуватися при його розгляді.

Відомо, що хвиля основного типу H_{10} має три складові, що відрізняються від нуля, E_y , H_x , H_z , причому складова E_y набігаючої (падаючої) хвилі описується виразом

$$E_y^{nad} = E_0 \cos(\pi x / a) e^{-i\beta z} \quad (2.1)$$

$$\text{де } \beta = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} = 2\pi / \lambda_B - \text{фазова постійна}$$

набігаючої хвилі;

$\lambda_{кр.} = 2a$ – критична довжина хвилі H_{10} ;

E_0 – амплітуда поля.

Складові H_x і H_z можна знайти з другого рівняння Максвела

$$\text{rot} \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{vmatrix} \Rightarrow \begin{cases} -i\omega\mu_0 H_x = -\frac{\partial E_y}{\partial z}; \\ -i\omega\mu_0 H_z = -\frac{\partial E_y}{\partial x}, \end{cases}$$

Звідки

$$H_x^{nad} = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\beta z}, \quad (2.2)$$

$$H_z^{nad} = -i \frac{\pi}{\omega\mu_0 a} E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\beta z}. \quad (2.3)$$

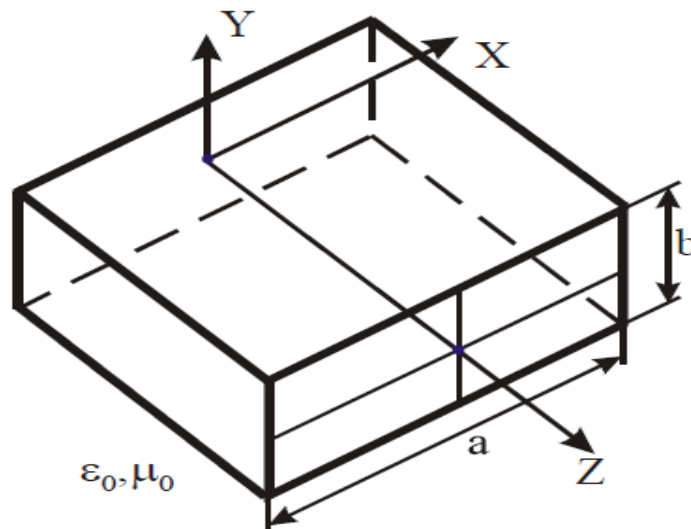


Рис. 2.1. Прямокутний хвильовід і система координат

Так само як і на розімкнутому кінці довгої лінії, відбувається відображення від відкритого кінця хвильоводу. Комплексний коефіцієнт відображення Γ знаходиться як

$$\Gamma = E_y^{вд\delta} / E_y^{na\delta} = H_z^{вд\delta} / H_z^{na\delta} = -H_x^{вд\delta} / H_x^{na\delta} \quad (2.4)$$

Складуючи падаючу і відбиту хвилі, знайдемо амплітуди складових полів в розкриві, використовуючи (2.4):

$$E_y = E_y^{na\delta} + E_y^{вд\delta} = (1 + \Gamma) E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{i\beta z}; \quad (2.5)$$

$$H_x = H_x^{na\delta} + H_x^{вд\delta} = -(1 - \Gamma) \frac{\beta}{\omega \mu_0} E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{i\beta z}; \quad (2.6)$$

$$H_z = H_z^{na\delta} + H_z^{вд\delta} = -i(1 + \Gamma) \frac{\pi}{\omega \mu_0 a} E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{i\beta z}. \quad (2.7)$$

Структура поля хвилі H_{10} , що відповідає формулам (2.2) – (2.4), приведена на рис. 2.2.

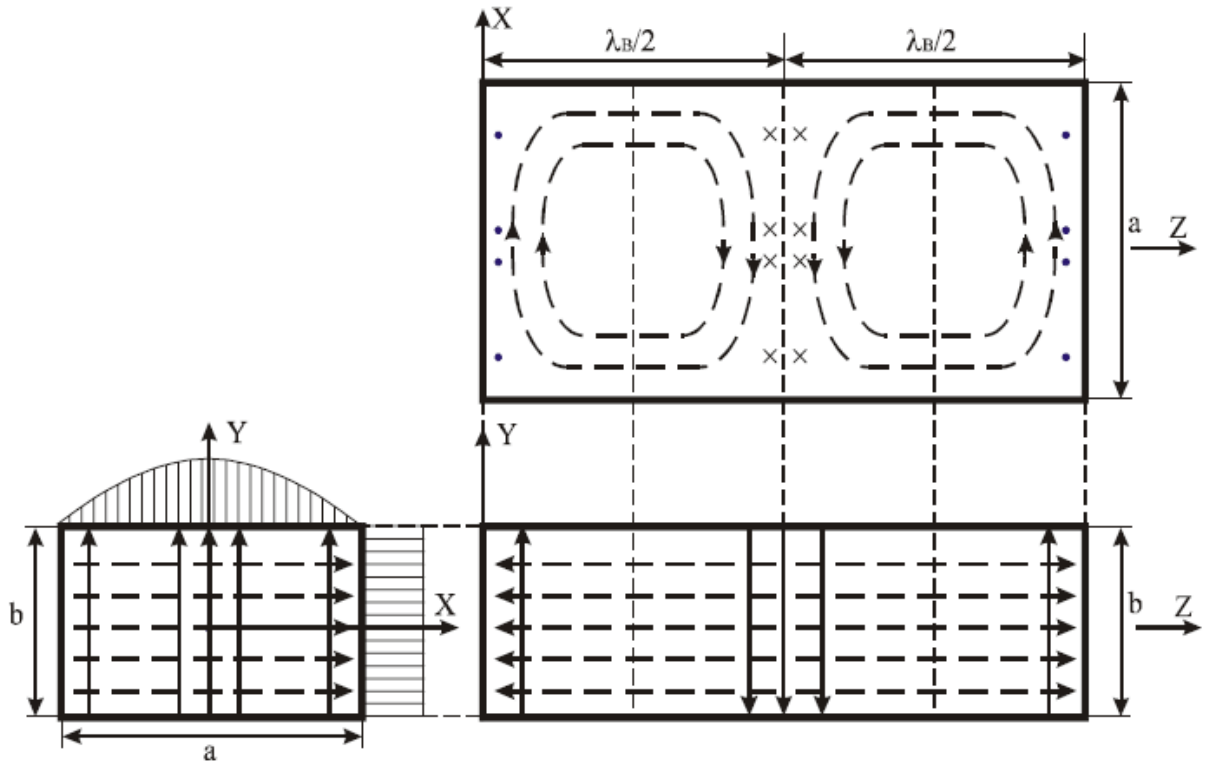


Рис. 2.2. Структура поля хвилі H_{10}

Як видно з формул (2.5) - (2.7) і рисунку.2.2, поле в розкриві хвильоводу характеризується наступними властивостями:

1. Поле має дві поперечні складові E_y і H_x , що лежать в площині розкриття хвилеводу, і одну повздовжню складову H_z , що перпендикулярна цій площині.
2. Поле утворене падаючою і відбитою хвилями і характеризується коефіцієнтом відбиття Γ .
3. Поле в розкритті синфазне:

$$\psi(x, y) = 0.$$

4. Амплітуда поля вздовж осі y не змінюється

$$|A(y)| = \text{const.}$$

5. Амплітуда поперечних складових E_y і E_x змінюється вздовж осі x по косинусоїдальному закону

$$|A(x)| = \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right).$$

6. В напрямку осі z електромагнітне поле має характер біжучої хвилі, що розповсюджується з фазовою швидкістю

$$V_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}},$$

Яка залежить від відношення $\frac{a}{\lambda}$. При $\frac{a}{\lambda} < \frac{1}{2}$ фазова швидкість стає уявною величиною, що вказує на затухаючий характер поля вздовж хвилеводу. Довжина хвилі $\lambda_{kp} = 2a$, як відомо, називається критичною довжиною хвилі, при якій стрибком змінюється характер розповсюдження хвиль в хвилеводі. При $\lambda < \lambda_{kp}$ хвилевід пропускає електромагнітні хвилі, а при $\lambda > \lambda_{kp}$ – не пропускає.

Таким чином, можна рахувати, що поле в розкритті хвилеводу відомо – в площині E його амплітудно-фазове розподілення (АФР) відповідає випадку рівно амплітудного синфазного розкриття, а в площині H – випадку синфазного розкриття з косинусним амплітудним розподіленням.

2.2. Розрахунок робочого діапазону частот

Згідно технічного завдання розміри хвилеводу становлять:

$$a=7,2(\text{мм})=7,2\cdot 10^{-3}(\text{м});$$

$$b=3,4(\text{мм})=3,4\cdot 10^{-3}(\text{м});$$

у прямокутному хвилеводі:

$$f_{\text{кр. min}} = \frac{c}{2a}$$

$$f_{\text{кр. min}} < f < f_{\text{кр. max}} : \text{при } a \geq 2b$$

$$f_{\text{кр. max}} = \frac{c}{a}$$

де $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ - швидкість світла

$f_{\text{кр. min}}$ – мінімальна робоча частота

$f_{\text{кр. max}}$ – максимальна робоча частота

$$f_{\text{кр. min}} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 7,2 \cdot 10^{-3}} = 20,83 \cdot 10^9 \text{ Гц}$$

$$f_{\text{кр. max}} = \frac{3 \cdot 10^8}{7,2 \cdot 10^{-3}} = 41,67 \cdot 10^9 \text{ Гц.}$$

2.3. Розрахунок критичних довжин хвиль E_{11} , H_{10} , H_{01}

Критична довжина хвилі розраховується за формулою (2.8)

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (2.8)$$

де a - ширина каналу хвилевода;

b - висота каналу хвилевода;

для хвиль E_{11} $m=1$ $n=1$,

H_{10} $m=1$ $n=0$,

H_{01} $m=0$ $n=1$.

$$\lambda_{кр1} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{7,2 \cdot 10^{-3}}\right)^2 + \left(\frac{1}{3,4 \cdot 10^{-3}}\right)^2}} = 6,149 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$\lambda_{кр2} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{7,2 \cdot 10^{-3}}\right)^2 + \left(\frac{0}{3,4 \cdot 10^{-3}}\right)^2}} = 0,014 \text{ м};$$

$$\lambda_{кр3} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{0}{7,2 \cdot 10^{-3}}\right)^2 + \left(\frac{1}{3,4 \cdot 10^{-3}}\right)^2}} = 6,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

2.4. Розрахунок діаграми направленості

Розрахуємо діаграму направленості для частоти 35 ГГц в
- площині E

$$F(\Theta) = \frac{1 + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \frac{\lambda}{\lambda_B} \cos \Theta \sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \Theta\right)}{1 + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \frac{\lambda}{\lambda_B} \frac{\pi b}{\lambda} \sin \Theta}$$

де $\Gamma = \frac{1 - \frac{\beta}{k}}{1 + \frac{\beta}{k}}$ - коефіцієнт відображення;

$\beta = k \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{ka}\right)^2}$ - коефіцієнт поширення хвилі в хвилеводі;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - постійна складова поширення;

$\lambda_B = \frac{2\pi}{\beta}$ - критична довжина хвилі;

a – розмір широкої стінки хвилеводу;

b – розмір вузької стінки хвилеводу;

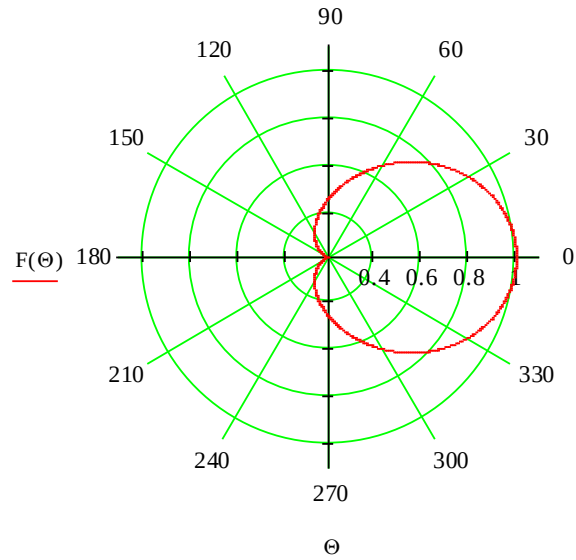


Рис. 2.3. Нормована діаграма направленості антени в полярній системі координат в E площині.

Результати розрахунку діаграми направленості в Декартові системі координат приведені у таблиці 2.1

Таблиця 2.1 - Результати розрахунку діаграми направленості в Декартові системі координат в площині E

Γ	80	40	20	15	10	5	3				0	5	0	0	0
Θ	,5	,8	,95	,97	,98	,99	,99		,99	,99	,98	,97	,9	,8	,5

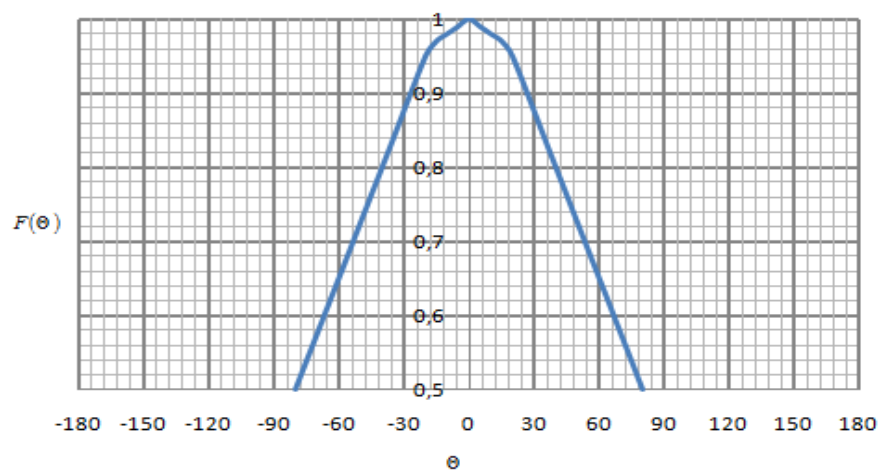


Рис. 2.4. Нормована діаграма направленості антени в Декартові системі координат в E площині.

- в площині H

$$D(\Theta) = \frac{\cos \Theta + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \frac{\lambda}{\lambda_B} \cos\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \Theta\right)}{1 + \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \frac{\lambda}{\lambda_B} 1 - \left(\frac{2a}{\lambda} \sin \Theta\right)^2}$$

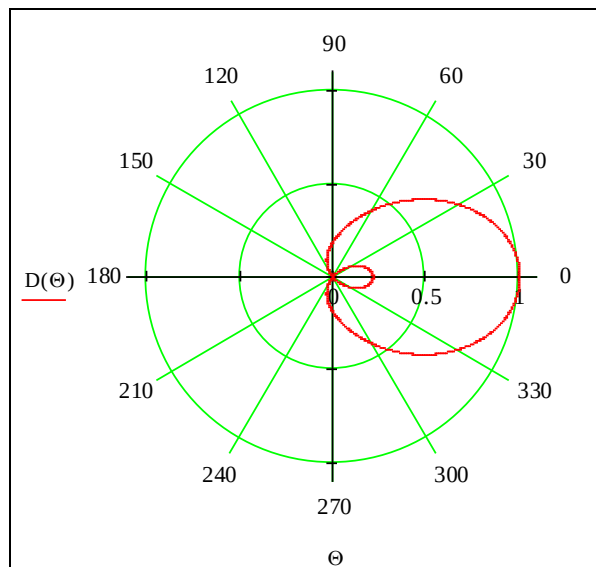


Рис. 2.5. Нормована діаграма направленості антени в полярній системі координат в H площині

Результати розрахунку діаграми направленості в Декартові системі координат приведені у таблиці 2.2

Таблиця 2.2 - Результати розрахунку діаграми направленості в Декартові системі координат в площині H

	40	80	40	20	15	10	5			0	5	0	0	0	40
		,25	,6	,9	,94	,96	,98		,98	,96	,94	,9	,6	,2	

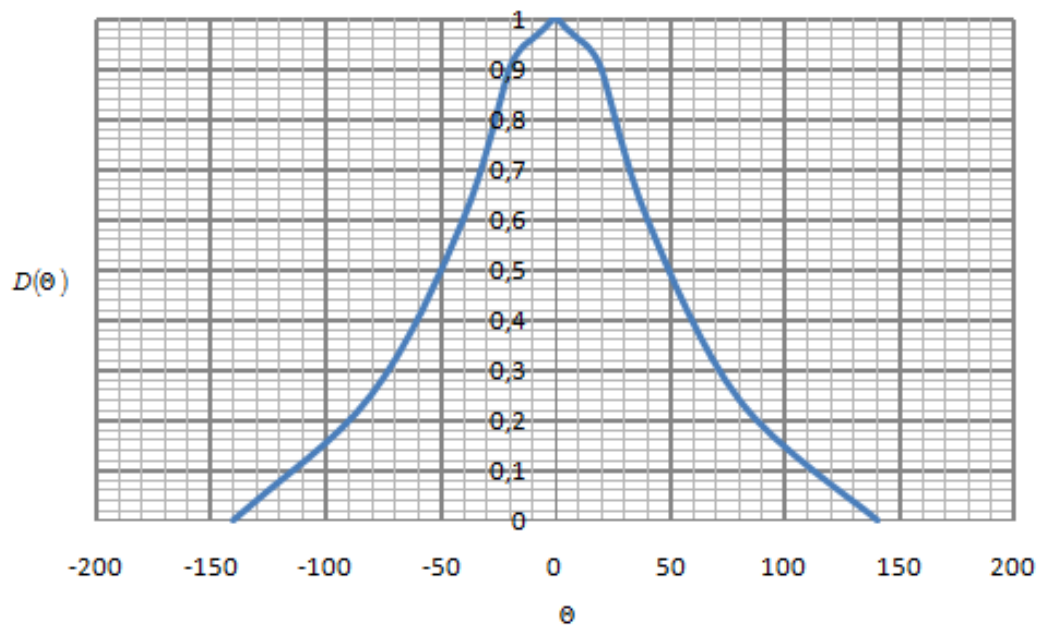


Рис. 2.6 Нормована діаграма направленості антени в Декартові системі координат в H площині

2.5. Розрахунок залежності характеристичного опору хвилі H_{10} від частоти.

$$Z_0 = \frac{\frac{b}{a} \sqrt{\mu_0}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \cdot \frac{1}{\xi \mu}}$$

a - ширина каналу хвилевода;

b - висота каналу хвилевода;

$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$ - магнітна постійна складова,

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ - електрична постійна складова,

$\mu = 1, \quad \varepsilon = 1.$

Результати розрахунків занесені до таблиці 2.3. Графічно зображено на рис. 2.7 .

Таблиця 2.3 – Залежність характеристичного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z, Ом	301,27	297	293	289,4	285,9	282,7	279,7	276,8	274,1	271,6	269,2

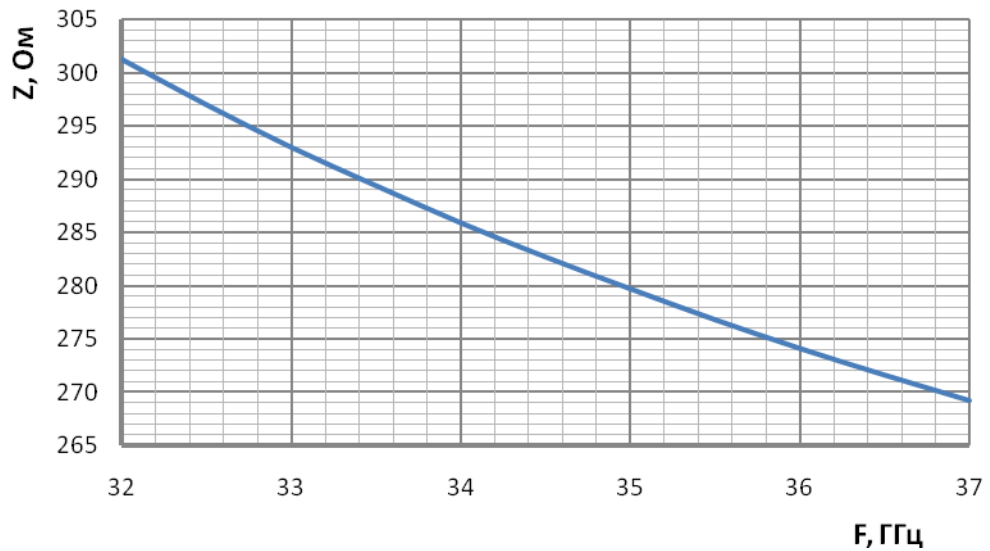


Рис. 2.7. Частота характеристичного опіру

Як видно з рис. 2.7 при збільшенні частоти характеристичний опір зменшується.

2.6. Розрахунок залежності потужності що передається від частоти

$$P_{\lambda} = \frac{a \cdot b \cdot E_{np}^2}{1,51} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2 \cdot a}\right)^2}$$

де E_{np} - гранична напруженість поля (для повітря $E_{np} = 29 \text{ кВ/см};$)

a - ширина каналу хвильовода;

b - висота каналу хвильовода; (беруться у сантиметрах)

Результати розрахунків занесені до таблиці 2.4 Графічно зображено на рис. 2.8.

Таблиця 2.4 - Залежність потужності що передається від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
P, Вт	104	104,8	106,4	107,1	107,9	109,3	110	110,7	111,4	112	112,7

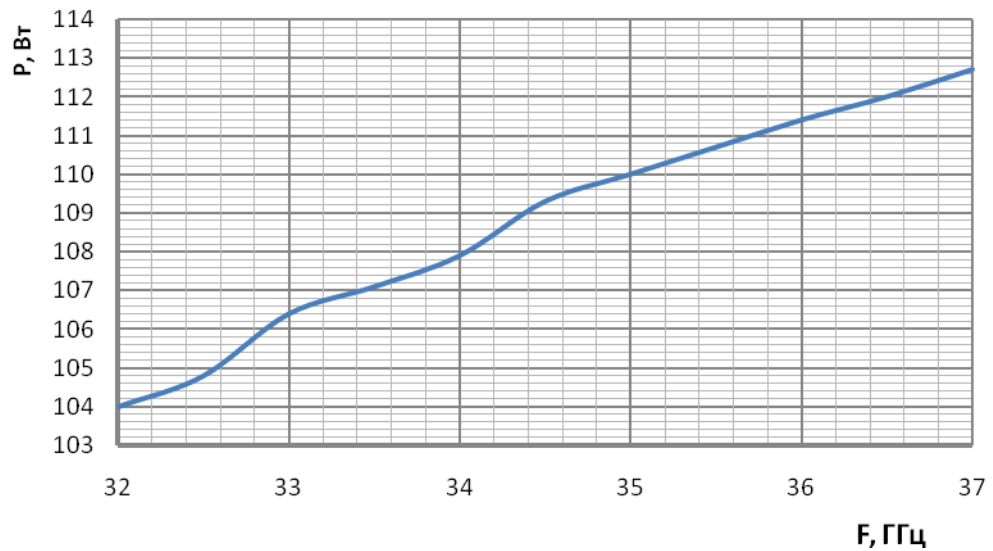


Рис. 2.8. Збільшення частоти потужності

З рис. 2.8 видно, що зі збільшенням частоти потужність яку можна передати збільшується.

2.7. Розрахунок хвильового опору прямокутного хвильоводу для вільного простору

$$Z_0 = \frac{W_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$$

де $W_0 = 120\pi$ - опір вільного простору

λ - довжина хвилі

$a = 7,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ - розмір великої стінки хвильоводу

Результати розрахунків занесені до таблиці 2.5. Графічно зображено на рис. 2.9.

Таблиця 2.5 - Залежність хвильового опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_0 , Ом	49,6	49,1	48,6	48,1	47,7	47,2	46,9	46,5	46,2	45,9	45,6

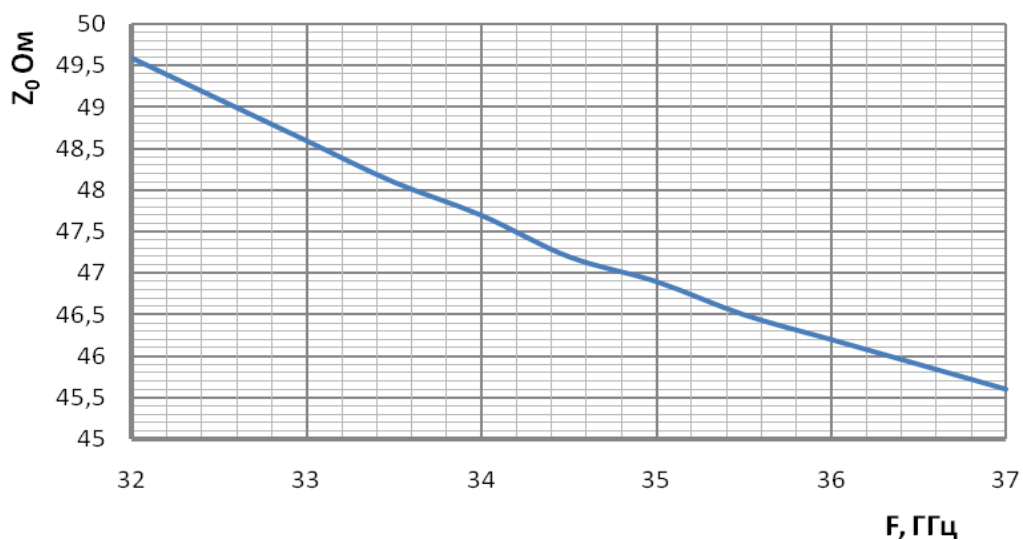


Рис. 2.9. Хвильовий опір

З рис. 2.9 видно, що зі збільшенням частоти хвильовий опір зменшується.

2.8. Розрахунок залежності коефіцієнта затухання електромагнітної енергії від частоти

$$\alpha_{\lambda} = \frac{0,793 \cdot \left(1 + \frac{2b \cdot \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}{a}\right)}{b \cdot \sqrt{j_n \cdot \lambda} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}$$

де a - ширина каналу хвильовода;

b - висота каналу хвильовода; (беруться у метрах)

j_n - питома провідність матеріалу стінок хвильоводу (для латуні $j_n = 2,62 \cdot 10^7 \text{ см/м}$)

Результати розрахунків занесені до таблиці 2.6. Графічно зображено на рис. 2.10.

Таблиця 2.6 - Залежність коефіцієнта затухання від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
α_{λ} , дБ/м	1,12	1,10	1,09	1,07	1,06	1,05	1,03	1,02	1,01	1	0,99

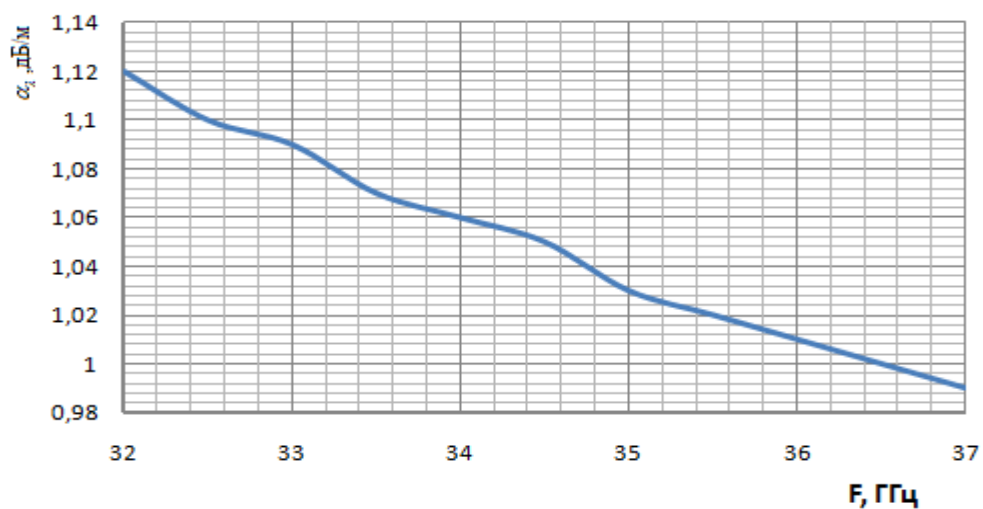


Рис. 2.10. Затухання електромагнітної енергії залежності від частоти

2.9. Розрахунок залежності коефіцієнта поширення хвилі в хвилеводі від частоти

$$\beta = k \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)^2}; \quad (2.9)$$

β - коефіцієнт поширення хвилі в хвилеводі;

k – постійна складова поширення в середовищі з параметрами,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$\lambda_{кр}$ - критична довжина хвилі;

Результати розрахунків занесені до таблиці 2.7. Графічно зображено на рис. 2.11.

Таблиця 2.7 – Залежність коефіцієнта поширення від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
β , м ⁻¹	233,2	261,7	287,9	312,2	335,1	356,8	377,5	397,5	416,7	435,4	453,5

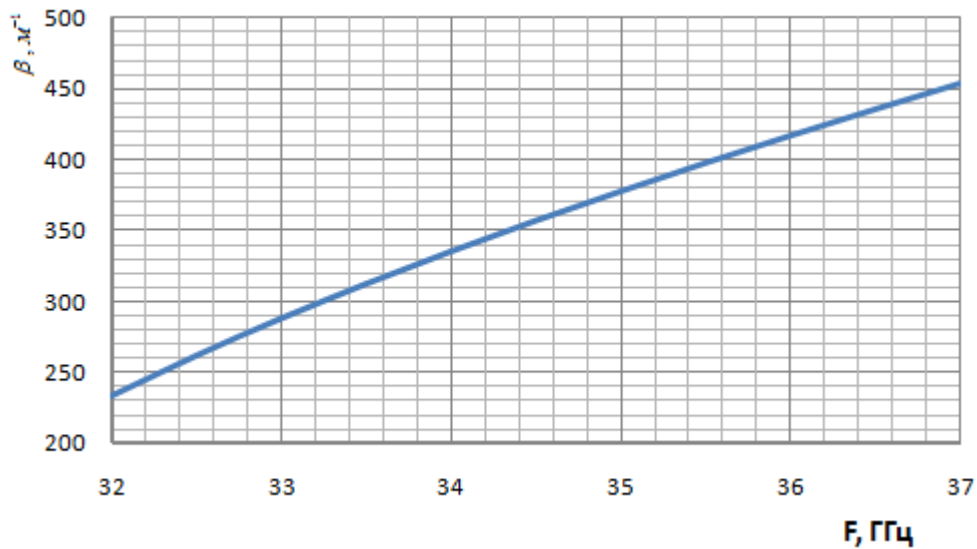


Рис. 2.11

2.11. Розрахунок взаємного опору прямокутного хвильоводу та вібратора

Використовуючи метод наведених ЕРС та випадок, що розглянутий у [3] для двох напівхвильових вібраторів, представимо прямокутний хвильовід у вигляді активного напівхвильового вібратора та розрахуємо взаємний опір двох вібраторів.

Розрахуємо висоту напівхвильового вібратора :

Висота напівхвильового вібратора розраховується за формулою $l = \frac{\lambda}{2}$

Ефективна висота напівхвильового несиметричного вібратора розраховується за формулою $l_{\text{ef.}} = 0,64l$. Результати розрахунків приведені у таблиці 2.8

Таблиця 2.8 – Залежність ефективної довжини вібратора від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
$\lambda, \text{м} \times 10^{-3}$	9,3	9,2	9	8,9	8,8	8,6	8,5	8,4	8,4	8,2	8,1
$l, \text{м} \times 10^{-3}$	4,6	4,6	4,5	4,4	4,4	4,3	4,2	4,3	4,1	4,1	4
$l_{\text{ef.}}, \text{м} \times 10^{-3}$	3	2	2	2,86	2,82	2,78	2,74	2,78	2,66	2,63	2,59

Представимо прямокутний хвильовід у вигляді вібратора l_1 (рис. 2.12), а штир, що знаходиться напроти нього у вигляді вібратора l_2 , l_1 – активний

несиметричний вібратор, l_2 – пасивний несиметричний вібратор. Розрахуємо взаємний опір двох вібраторів за формулою (2.2) $l_1 = l_{ef}$ $\zeta = l_1 / 2$. D – відстань між вібраторами $l_2 = 20 \text{ мм}$.

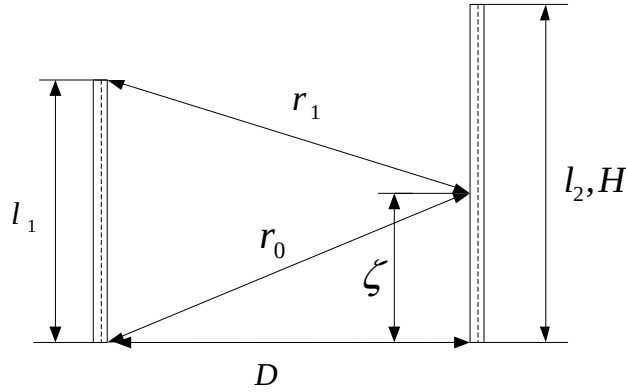


Рис. 2.12

$$Z_{12} = R_{12} + iX_{12} = 30i \left[\int_{H-l_1}^H \left(\frac{e^{-i\beta r_1}}{r_1} - 2 \frac{e^{-i\beta r_0}}{r_0} \cos \beta l_2 \right) \sin \beta(l_1 + H + \zeta) d\zeta + \int_H^{H+l_1} \left(\frac{e^{-i\beta r_1}}{r_1} - 2 \frac{e^{-i\beta r_0}}{r_0} \cos \beta l_2 \right) \sin \beta(l_1 + H - \zeta) d\zeta \right] \quad (2.10)$$

де $r_1 = \sqrt{(l_2 - \zeta)^2 + D^2}$; $r_0 = \sqrt{\zeta^2 + D^2}$

в результаті розрахунків отримуємо:

активна складова:

$$R_{12} = 15 \cdot \{ \cos \beta(H + \Delta) [Ciu_1 - Ciu_0 + Ciy_0 - Ciy_1 + Civ_1 - Civ_0 + Cis_0 - Cis_1] + \cos \beta(H - \Delta) [Cit_0 - Ci\omega_0 + Ciy_0 - Cig_0 + Cin_0 - Cix_0 + Cis_0 - Cif_0] + \sin \beta(H + \Delta) [Siu_1 - Siu_0 + Siy_0 - Siy_1 + Siv_1 - Siv_0 + Sis_0 - Sis_1] + \sin \beta(H - \Delta) [Sit_0 - Si\omega_0 + Siy_0 - Sig_0 + Sin_0 - Six_0 + Sis_0 - Sif_0] \} \quad (2.11)$$

реактивна складова:

$$X_{12} = 15 \cdot \{ \cos \beta(H + \Delta) [-Siu_1 + Siu_0 - Siy_0 + Siy_1 - Siv_1 + Siv_0 - Sis_0 + Sis_1] + \cos \beta(H - \Delta) [-Sit_0 + Si\omega_0 - Siy_0 + Sig_0 - Sin_0 + Six_0 - Sis_0 + Sif_0] + \sin \beta(H + \Delta) [Ciu_1 - Ciu_0 + Ciy_0 - Ciy_1 + Civ_1 - Civ_0 + Cis_0 - Cis_1] + \sin \beta(H - \Delta) [Cit_0 - Ci\omega_0 + Ciy_0 - Cig_0 + Cin_0 - Cix_0 + Cis_0 - Cif_0] \} \quad (2.12)$$

де $\Delta = l_2 - l_1$

$$u_0 = \beta \left[\sqrt{D^2 + (H - l_1)^2} + H - l_1 \right]; \quad u_1 = \beta \left[\sqrt{D^2 + (H + \Delta)^2} + H + \Delta \right];$$

$$\begin{aligned}
v_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H - l_1)^2} - H + l_1 \right]; & v_1 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H + \Delta)^2} - H - \Delta \right]; \\
x_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H + l_1)^2} - H - l_1 \right]; & y_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + H^2} + H \right]; \\
y_1 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H + l_2)^2} + H + l_2 \right]; & s_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + H^2} - H \right]; \\
s_1 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H + l_2)^2} - H - l_2 \right]; & t_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H - \Delta)^2} + H - \Delta \right]; \\
\omega_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H + l_1)^2} + H + l_1 \right]; & g_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H - l_2)^2} + H - l_2 \right]; \\
n_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H - \Delta)^2} - H + \Delta \right]; & f_0 &= \beta \left[\sqrt{D^2 + (H - l_2)^2} - H + l_2 \right]
\end{aligned}$$

β – коефіцієнт поширення хвилі у хвилеводі , розрахований у (2.9)

Результати розрахунків при $D = 0 \text{ мм}$ занесені у таблиці 2.9. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.13, реактивної на рис. 2.14.

Таблиця 2.9 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	72	71,2	71,5	69,5	64,3	68	69,2	68	64	63,8	56,3
R_{12} , Ом	58,4	71,1	68,2	61,4	57,3	65,5	69,1	66,3	60,7	61,2	56,1
X_{12} , Ом	42,1	1,2	-21,3	-32,4	-29	-18	-0,3	15	20,2	17,8	4

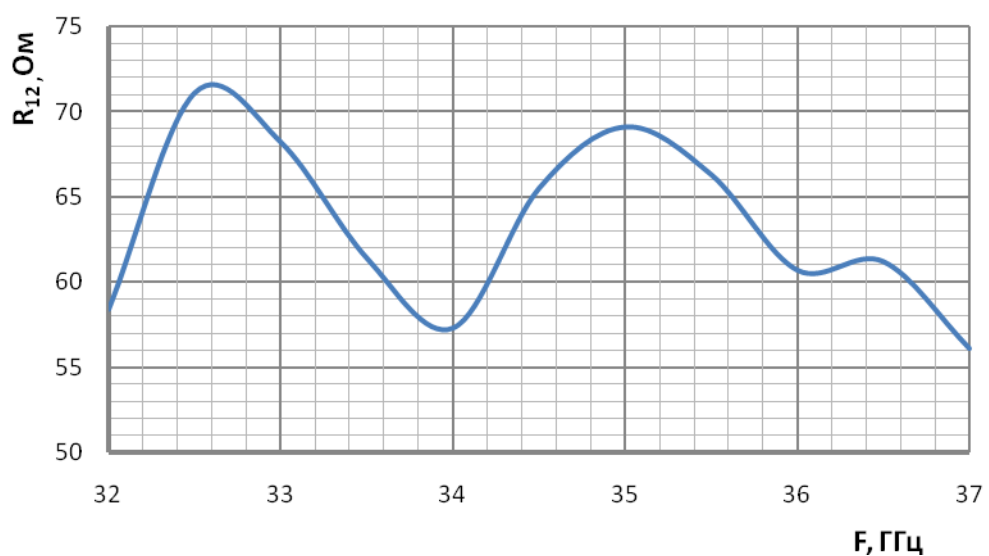


Рис. 2.13.

З рис. 2.9 видно, що активна складова взаємного опору змінюється в

межах 55 – 75 Ом, зі збільшенням частоти зменшується.

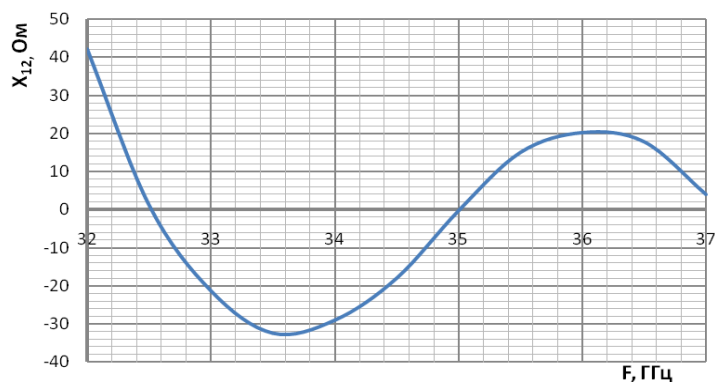


Рис. 2.14

З рис. 2.10 видно, що реактивна складова взаємного опору змінюється в межах від -35 до 42 Ом.

Результати розрахунків при $D = 1\text{ мм}$ занесені у таблиці 2.10. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.15, реактивної на рис. 2.16.

Таблиця 2.10 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z ₁₂ , Ом	80	71,2	73,4	66,3	62,7	68	61,4	69,9	66,8	61,1	57,9
R ₁₂ , Ом	69,2	71,1	69,7	55,3	55	65,8	61,3	68,6	63	57,9	57,7
X ₁₂ , Ом	40	2	-23	-36,5	-30,1	-17	-0,5	13	22	19,3	3,8

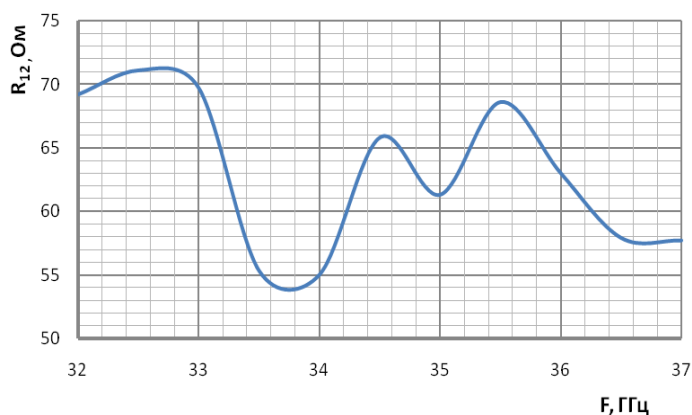


Рис. 2.15

З рис. 2.11 видно, що активна складова взаємного опору змінюється в

межах від 54 до 73 Ом.

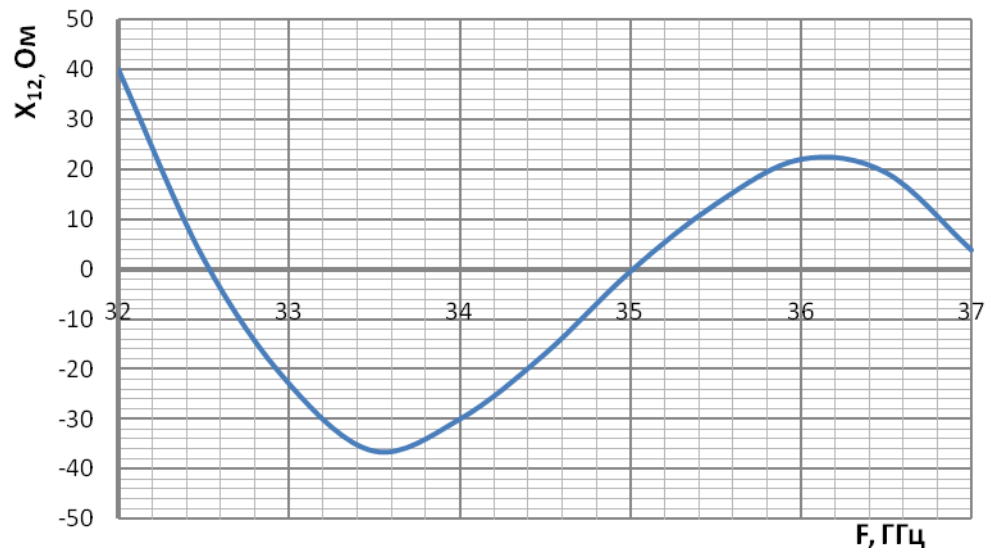


Рис. 2.16

З рис. 2.12 видно, що реактивна складова взаємного опору змінюється в межах від -37 до 40 Ом.

Результати розрахунків при $D = 2\text{ мм}$ занесені у таблиці 2.11. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.17, реактивної на рис. 2.18.

Таблиця 2.11 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z ₁₂ , Ом	65	63,1	65,7	59,8	63,4	60	61,5	58,3	62,4	59,1	69,8
R ₁₂ , Ом	54,6	56,6	62,6	51,8	53,4	50,3	61,4	51,1	54,7	56	69,7
X ₁₂ , Ом	35,2	27,8	19,8	-29,8	-34,1	-32,6	-0,8	28	30	18,6	2,3

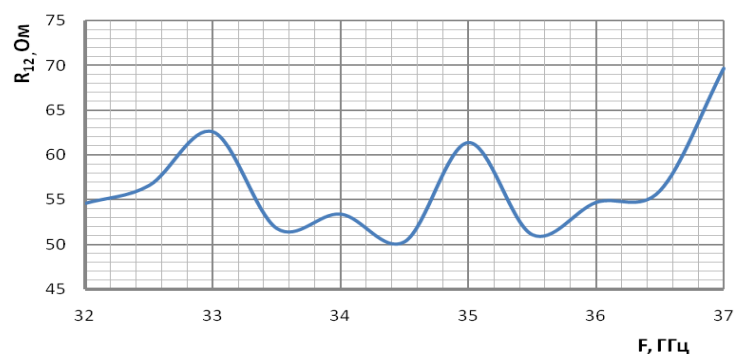


Рис. 2.17

З рис. 2.13 видно, що активна складова взаємного опору змінюється в межах від 50 до 70 Ом.

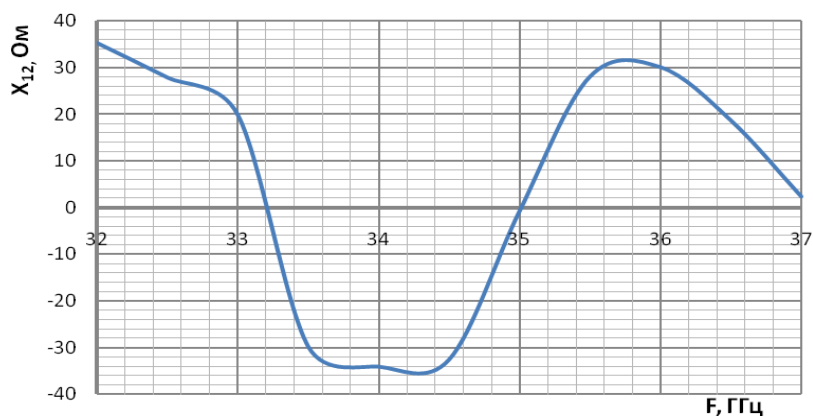


Рис. 2.18

Результати розрахунків при $D=3\text{мм}$ занесені у таблиці 2.12. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.19, реактивної на рис. 2.20.

Таблиця 2.12 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F , ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	85,8	92,7	93,5	90	91,1	87,5	95,4	85,5	92,6	82,8	87,7
R_{12} , Ом	75,3	87,7	92,3	83,4	82,7	81,2	95,4	78,4	89,1	81,5	87,5
X_{12} , Ом	41,1	29,8	14,8	-33,6	-38,1	-32,6	-0,2	34	25	14,3	5,6

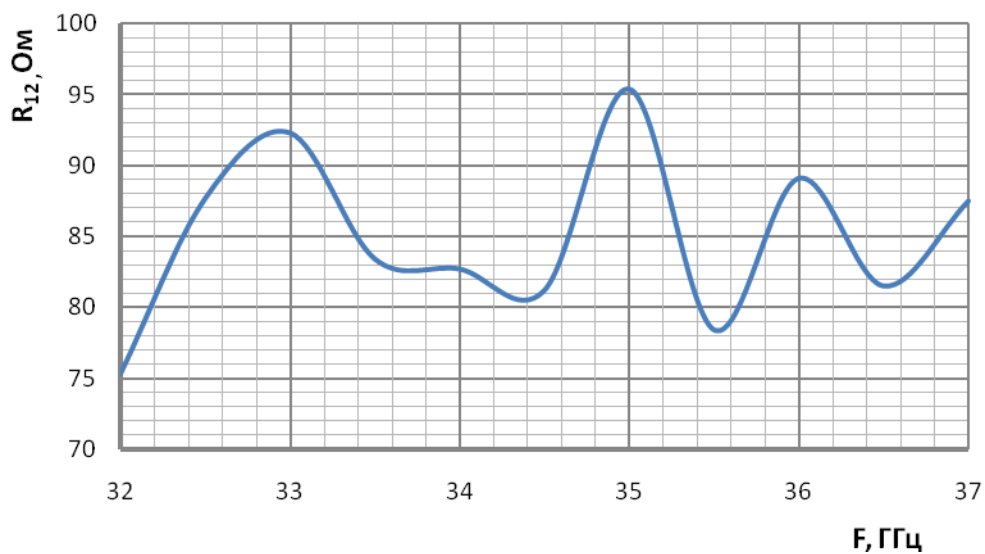


Рис. 2.19

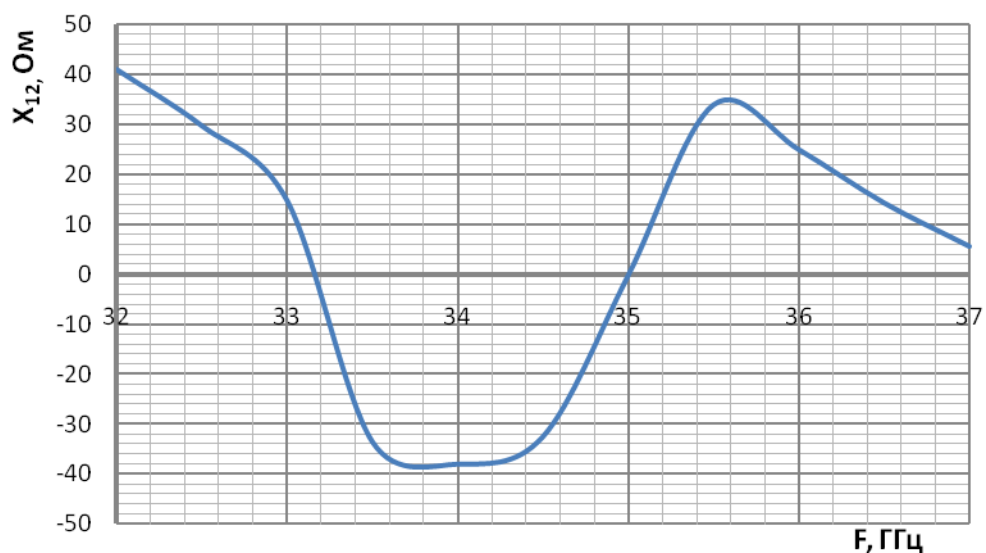


Рис. 2.20

Результати розрахунків при $D = 4\text{ мм}$ занесені у таблиці 2.13. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.21, реактивної на рис. 2.22.

Таблиця 2.13 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F , ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	105,5	115	107,2	109,6	105,7	103,1	104,5	100,8	106,5	98,4	99
R_{12} , Ом	92,9	109,1	105,2	99,3	98,9	97,4	104,4	92,9	100,9	94,9	98,5
X_{12} , Ом	49,9	36,3	20,6	-46,3	-37,1	-33,6	-3,1	39	34	26	9,6

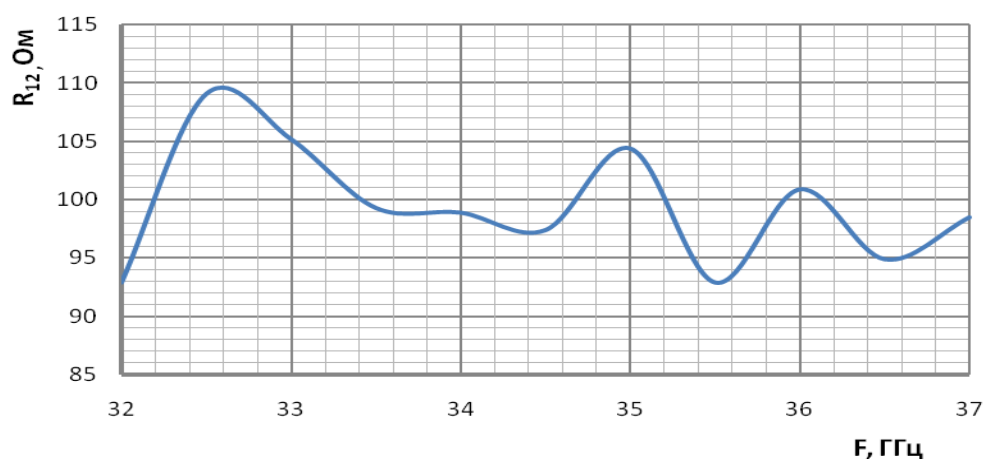


Рис. 2.21

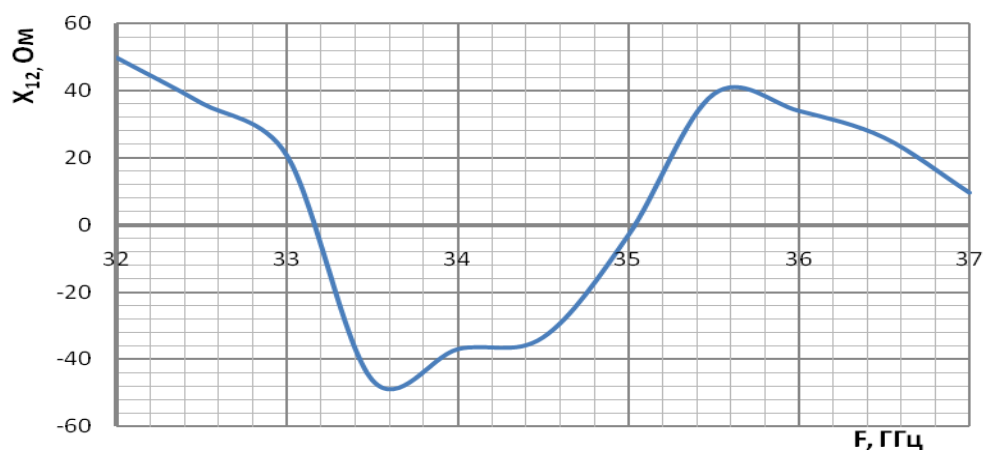


Рис. 2.22

Результати розрахунків при $D = 5\text{ мм}$ занесені у таблиці 2.14. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.23, реактивної на рис. 2.24

Таблиця 2.14 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z ₁₂ , Ом	106,1	110,5	102,6	101,8	96,7	91,8	97,2	90,7	97,6	88,1	84,7
R ₁₂ , Ом	99,2	105,7	99,9	96,2	88,6	84,6	97,1	85,2	93,1	84,7	84
X ₁₂ , Ом	37,4	32,1	23,1	-33,3	-38,7	-35,6	-2,7	31	29	24	10,2

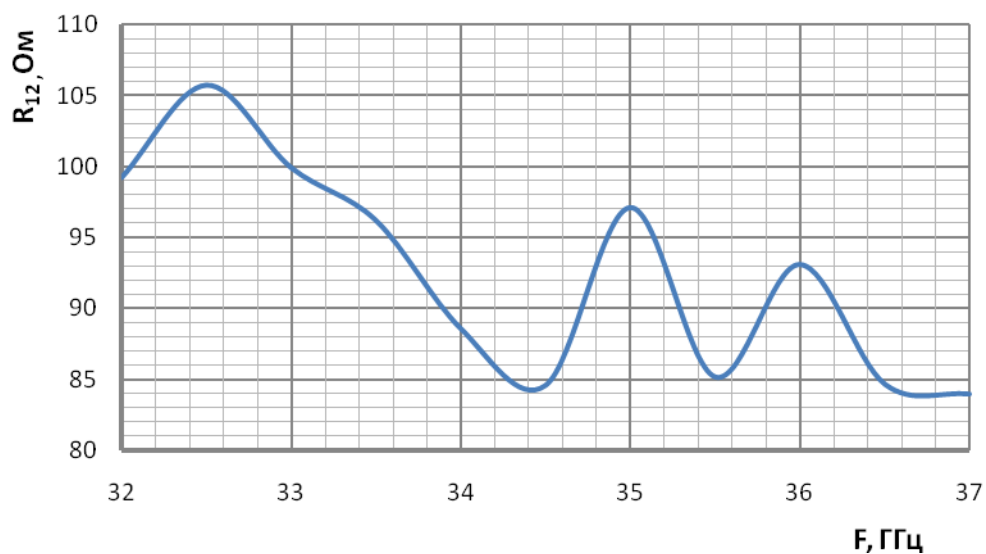


Рис. 2.23

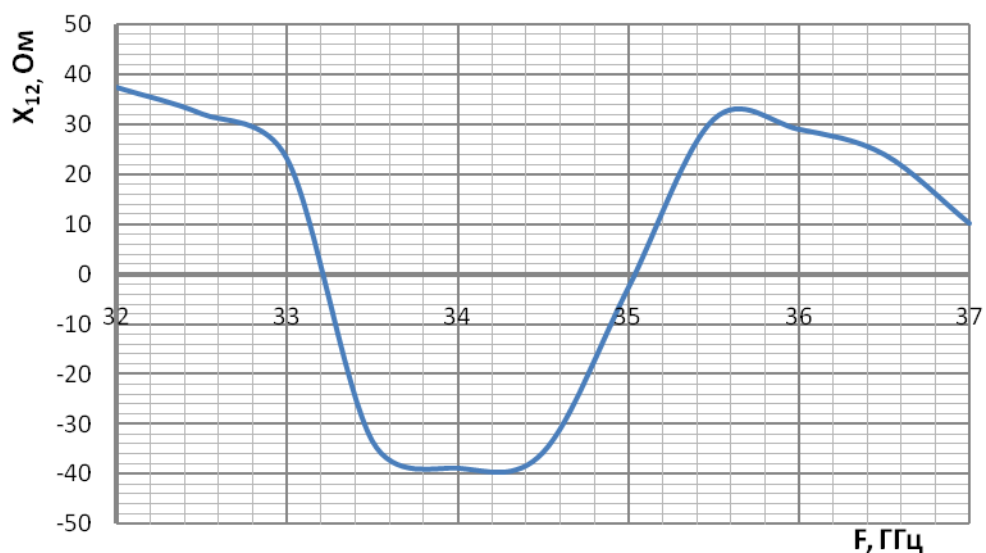


Рис. 2.24

Результати розрахунків при $D = 6\text{ мм}$ занесені у таблиці 2.15. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.25, реактивної на рис. 2.26

Таблиця 2.15 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F , ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	86,4	90,8	84	86,6	82,5	80,8	82	76,8	80,8	74,3	76,1
R_{12} , Ом	76,5	90,6	81	80,5	77,4	78,6	81,9	75,8	78,6	70,7	75,9
X_{12} , Ом	40,1	5,4	-22,1	-31,7	-28,3	-16	-0,7	12	18,4	22,6	4,4

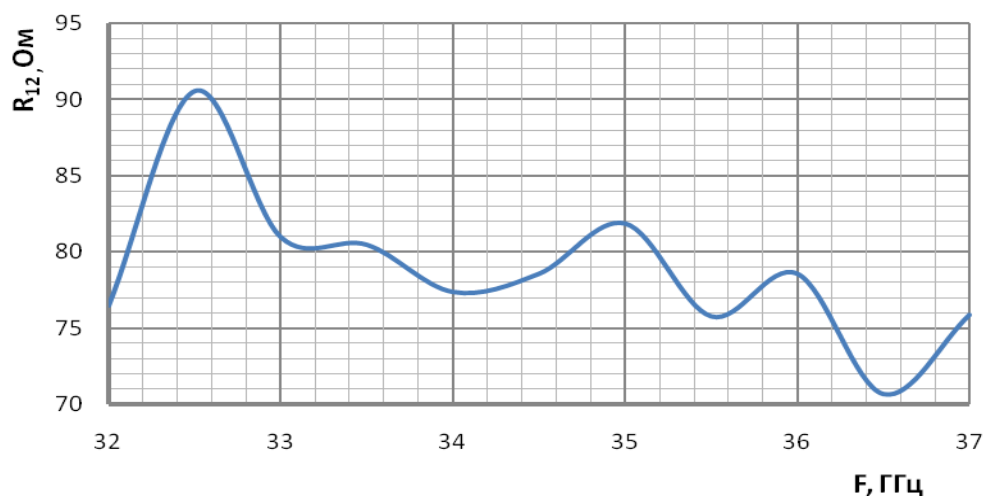


Рис. 2.25

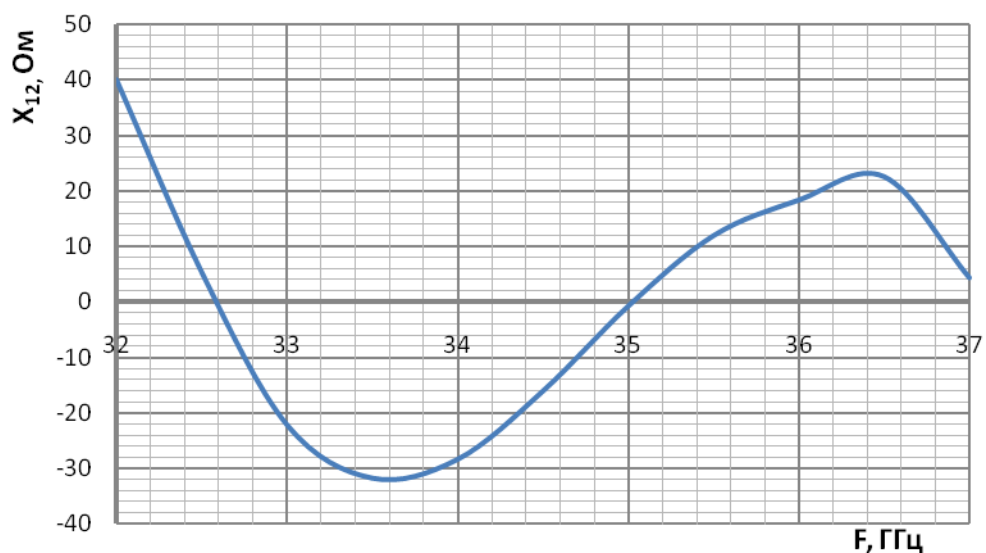


Рис. 2.26

Результати розрахунків при $D = 7\text{ мм}$ занесені у таблиці 2.16. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.27, реактивної на рис. 2.28

Таблиця 2.16 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F, ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z ₁₂ , Ом	86,9	89,6	83,5	85,8	81,9	80	79,5	73,1	78,9	76,6	73,3
R ₁₂ , Ом	78,3	89,1	-26,8	-31,5	77,6	78,7	79,4	70,8	75	70,6	72,9
X ₁₂ , Ом	37,6	8,6	-26,8	-31,5	-25,9	-14	-1,9	18	24,5	29,5	6,9

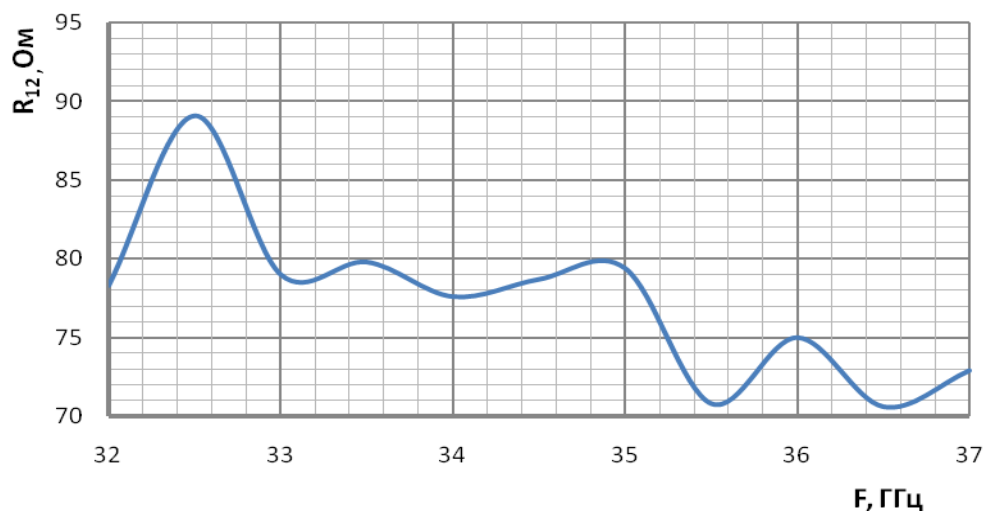


Рис. 2.27

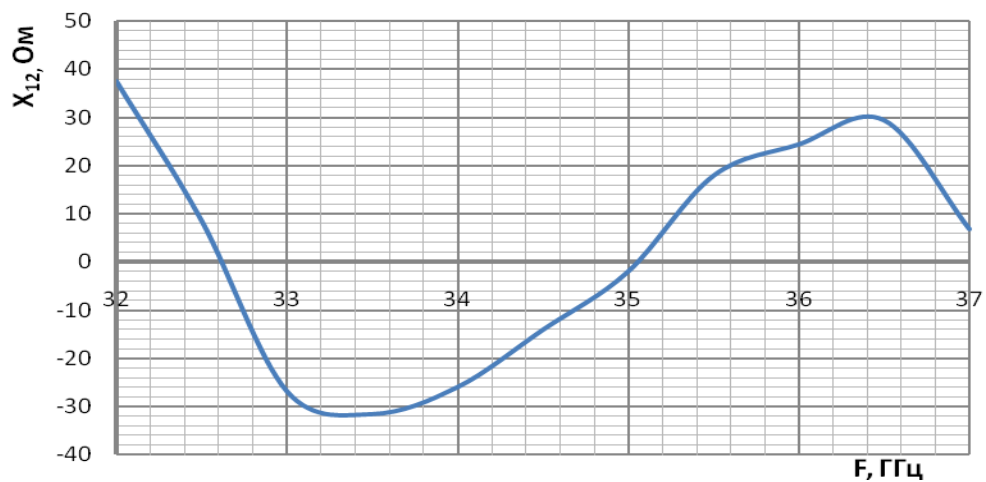


Рис. 2.28

Результати розрахунків при $D=8\text{мм}$ занесені у таблиці 2.17. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.29, реактивної на рис. 2.30

Таблиця 2.17 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F , ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	80,4	86,4	83,1	83,2	79,6	78,5	80,2	75,8	77	73,9	76,6
R_{12} , Ом	76,8	85,7	75,6	75,4	74,2	76,8	80,1	72.2	74,6	70,5	76,1
X_{12} , Ом	29,7	10,3	27,7	-35,1	-28,6	-16	-3,2	23	28,5	22,1	8,7

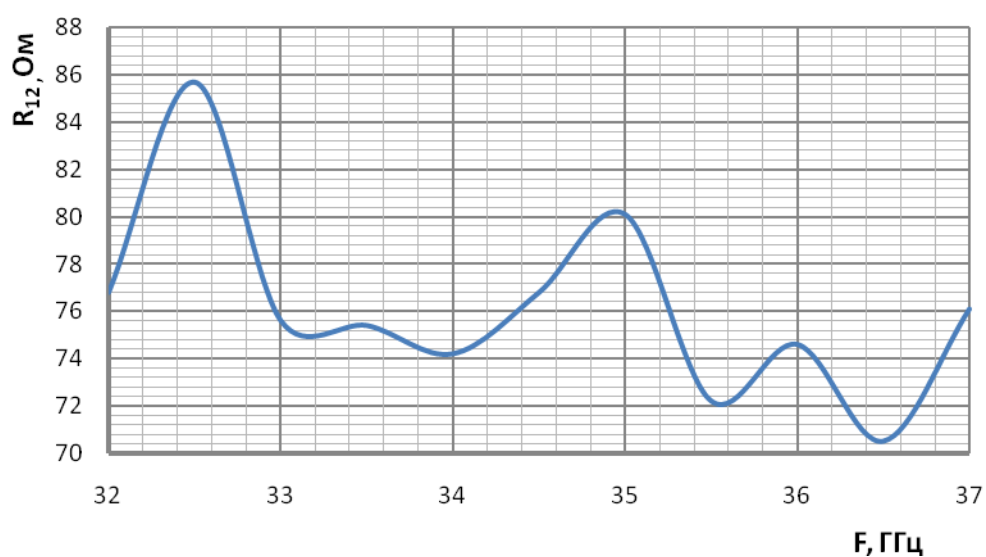


Рис. 2.29

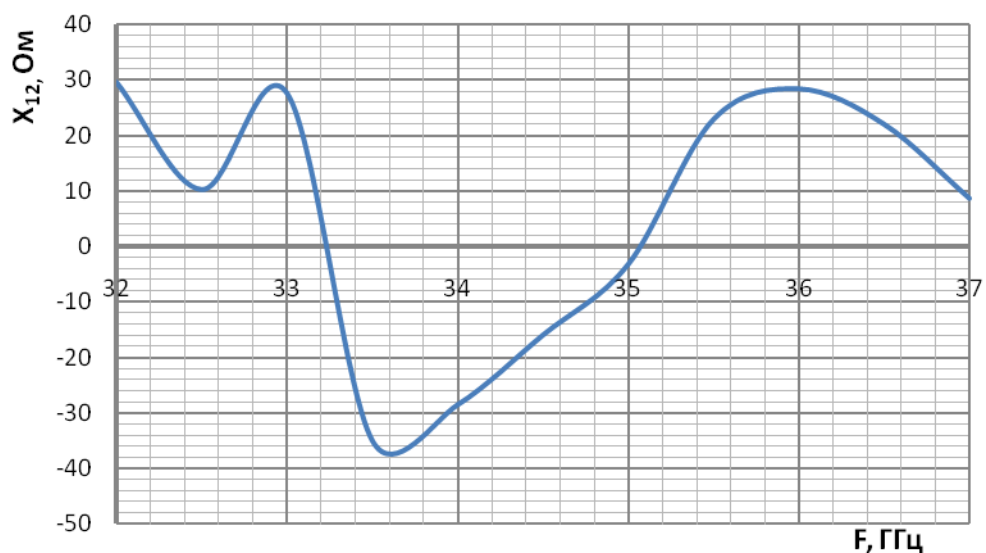


Рис. 2.30

Результати розрахунків при $D = 9\text{мм}$ занесені у таблиці 2.18. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.31, реактивної на рис. 2.32

Таблиця 2.18 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F , ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	85,5	84,4	88,6	82,1	80,5	81,3	81,4	79,7	86,1	79,6	84,6
R_{12} , Ом	77,6	83,5	84,5	72,6	75	80	81,2	74,6	79	75,5	84,4
X_{12} , Ом	35,7	11,8	26,5	-38,4	-29,2	-14	-5,5	28	34,2	25	4,9

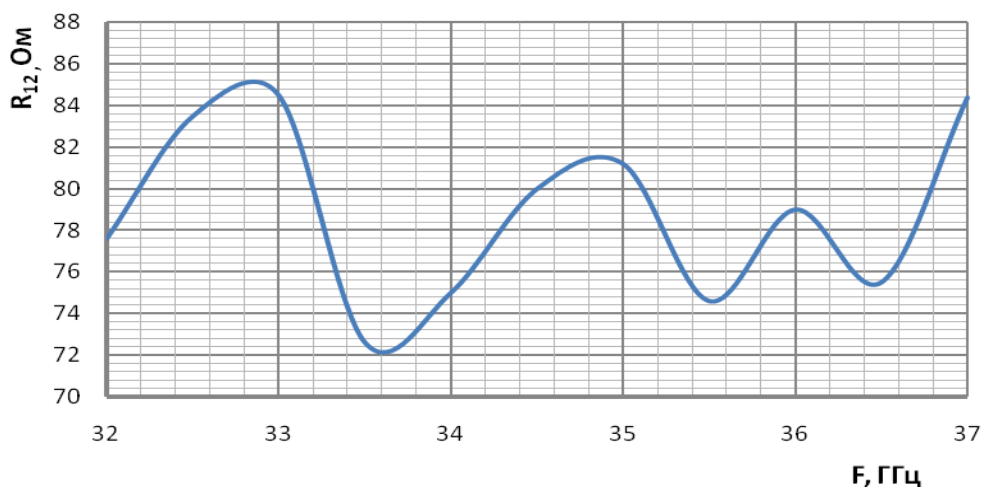


Рис. 2.31

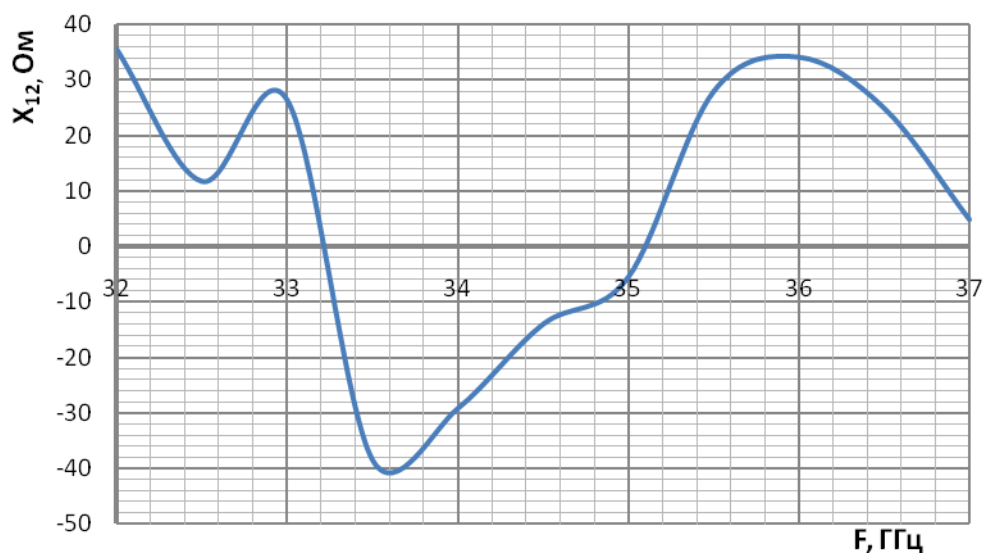


Рис. 2.32

Результати розрахунків при $D=10\text{мм}$ занесені у таблиці 2.19. Графічно залежність активної складової від частоти наведено на рис. 2.33, реактивної на рис. 2.34

Таблиця 2.19 - Залежність активної, реактивної складової та модуля взаємного опору від частоти

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
F , ГГц	32	32,5	33	33,5	34	34,5	35	35,5	36	36,5	37
Z_{12} , Ом	87,7	90,5	85,3	88,1	84,9	81,2	83,4	80,1	83,6	75,3	74,8
R_{12} , Ом	78,9	89,1	80,3	81,3	79,9	79,1	83	76,4	75	69,6	74,6
X_{12} , Ом	38,1	15,4	-28,6	-33,8	-28,7	-18	-7,3	24	36,9	28,7	4,1

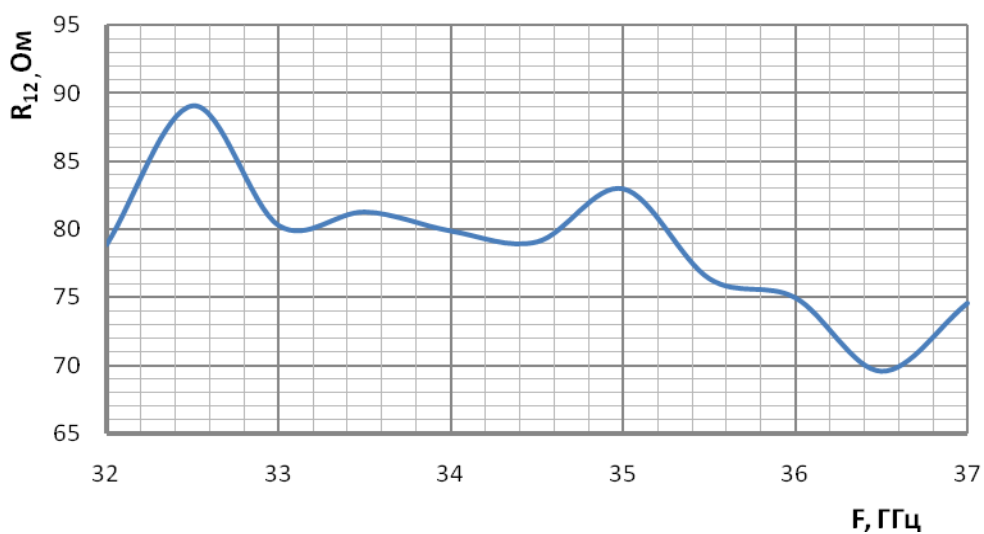


Рис.2.33

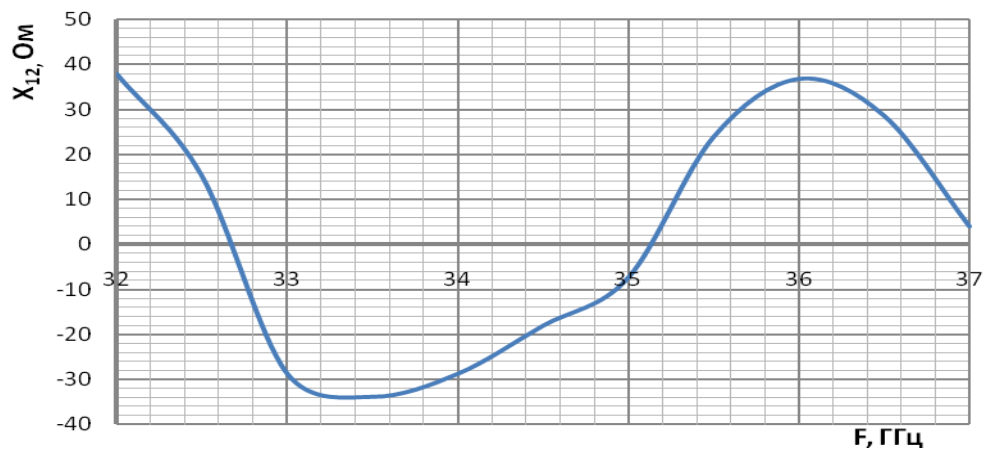


Рис. 2.34

Висновки: Розраховані основні параметри прямокутного хвилеводу в діапазоні частот 32-37 ГГц з кроком 500 МГц, а саме діаграма направленості, критичні довжини хвиль E_{11} , H_{10} , H_{01} , характеристичний опір основної хвилі H_{10} , гранична потужність, що передається, хвильовий опір, коефіцієнт затухання електромагнітної хвилі, коефіцієнт поширення електромагнітної хвилі та взаємний опір прямокутного хвилеводу з вібратором для різних відстаней між ними. При збільшенні частоти: характеристичний опір зменшується, потужність яку можна передати збільшується, коефіцієнт затухання електромагнітної хвилі зменшується, хвильовий опір зменшується. Прямокутний хвилевід з вібратором було представлено у вигляді системи двох вібраторів: хвилевід у вигляді активного несиметричного вібратора, а вібратора у вигляді пасивного несиметричного вібратора. Максимальне значення активної складової R_{12} , складає 110 Ом при відстані між хвилеводом та вібратором 4 мм. Мінімальне значення активної складової R_{12} складає 48 Ом при відстані між хвилеводом та вібратором 2 мм.

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА МОДЕЛЮВАННЯ

3.1. Експериментальні дослідження КСХ прямокутного хвилеводу з вібратором

Проведемо експериментальні дослідження КСХ прямокутного хвилеводу, що знаходиться напроти вібратора за допомогою приладів: індикатора КСВН і послаблення Я2Р – 67 та вимірювача КСВН панорамного Р2-65 (ГК4) в діапазоні частот 32 – 37 ГГц з кроком 500 МГц. Створимо у програмі для моделювання модель прямокутного хвилеводу, таких же розмірів з вібратором, дослідимо КСХ та зробимо порівняння з експериментальними дослідженнями.

Результати досліджень приведені у таблиці 3.1

Таблиця 3.1 - Залежність КСХ від частоти для різних D

№ п/п	F, ГГц	КСХ. D, мм										
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	1,52	1,48	1,28	1,7	2,1	2,17	1,78	1,71	1,6	1,62	1,7
2	32,5	1,46	1,47	1,28	1,78	2,24	2,28	1,8	1,8	1,65	1,7	1,8
3	33	1,49	1,51	1,3	1,87	2,17	2,16	1,7	1,65	1,59	1,7	1,72
4	33,5	1,44	1,42	1,2	1,8	2,2	2,04	1,77	1,66	1,67	1,71	1,78
5	34	1,38	1,4	1,25	1,95	2,23	2,11	1,71	1,63	1,7	1,77	1,69

6	34,5	1,45	1,37	1,27	1,81	2,11	2	1,65	1,6	1,59	1,73	1,68
7	35	1,30	1,35	1,33	1,99	2,3	2,17	1,75	1,7	1,7	1,73	1,75
8	35,5	1,50	1,5	1,29	1,83	2,11	2	1,68	1,54	1,57	1,63	1,7
9	36	1,4	1,37	1,35	2	2,3	2,15	1,71	1,53	1,7	1,78	1,81
10	36,5	1,44	1,4	1,28	1,93	2,15	1,8	1,63	1,58	1,55	1,64	1,61
11	37	1,30	1,27	1,22	1,82	2,18	1,9	1,62	1,51	1,62	1,72	1,77

3.2. Результати моделювання прямокутного хвильоводу з вібратором

Створена модель прямокутного хвильоводу та вібратора зображена на рис 3.1.

Результати моделювання приведені у таблиці 3.2



Рис. 3.1 Вид з боку.

Таблиця 3.2 - Залежність КСХ від частоти для різних D

№ п/п	F, ГГц	КСХ. D, мм										
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	1,5	1,53	1,31	1,77	2,14	2,13	1,74	1,75	1,66	1,69	1,74
2	32,5	1,43	1,43	1,28	1,85	2,3	2,25	1,85	1,83	1,76	1,78	1,84
3	33	1,47	1,47	1,33	1,9	2,2	2,1	1,73	1,71	1,66	1,7	1,74
4	33,5	1,41	1,4	1,27	1,87	2,25	2,17	1,8	1,76	1,73	1,77	1,83
5	34	1,42	1,42	1,33	1,94	2,23	2,05	1,73	1,7	1,67	1,73	1,76
6	34,5	1,45	1,44	1,27	1,85	2,18	2	1,71	1,67	1,66	1,72	1,74
7	35	1,38	1,39	1,35	1,97	2,27	2,1	1,75	1,7	1,71	1,8	1,8
8	35,5	1,46	1,46	1,27	1,85	2,14	1,95	1,65	1,61	1,63	1,69	1,7
9	36	1,37	1,36	1,34	1,98	2,26	2,05	1,75	1,69	1,73	1,81	1,81
10	36,5	1,43	1,42	1,3	1,87	2,1	1,86	1,62	1,56	1,61	1,69	1,67
11	37	1,28	1,27	1,27	1,87	2,15	1,96	1,67	1,63	1,68	1,79	1,75

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного

хвилеводу становить 0 мм графічно наведені на рис. 3.2

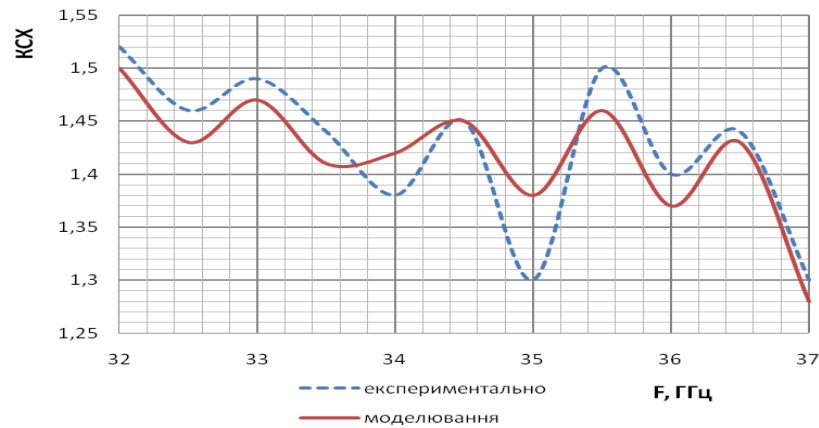


Рис. 3.2

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвилеводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвилеводу становить 1 мм графічно наведені на рис. 3.3.

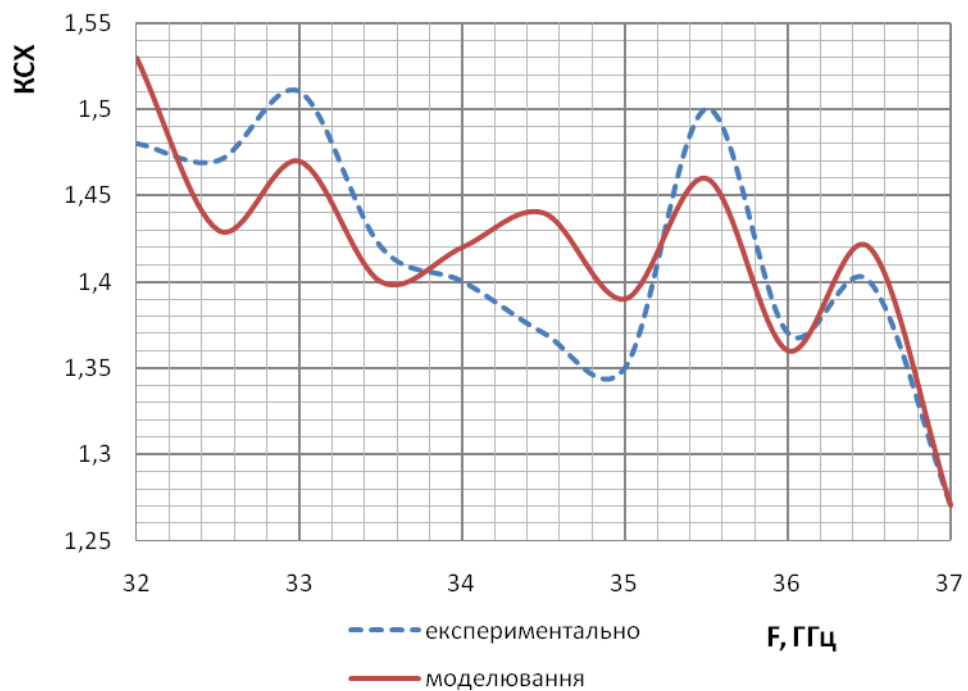


Рис. 3.3

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвилеводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвилеводу становить 2 мм графічно наведені на рис. 3.4.

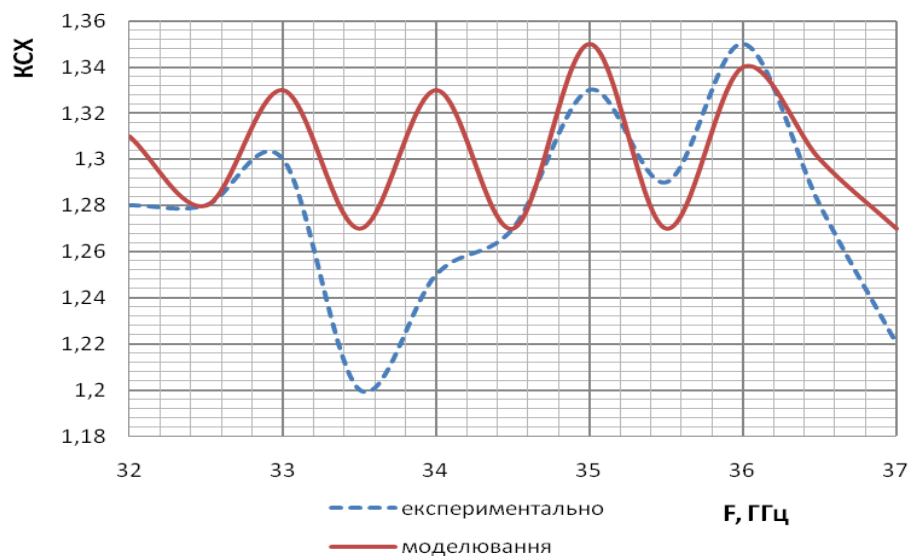


Рис. 3.4

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 3 мм графічно наведені на рис. 3.5.

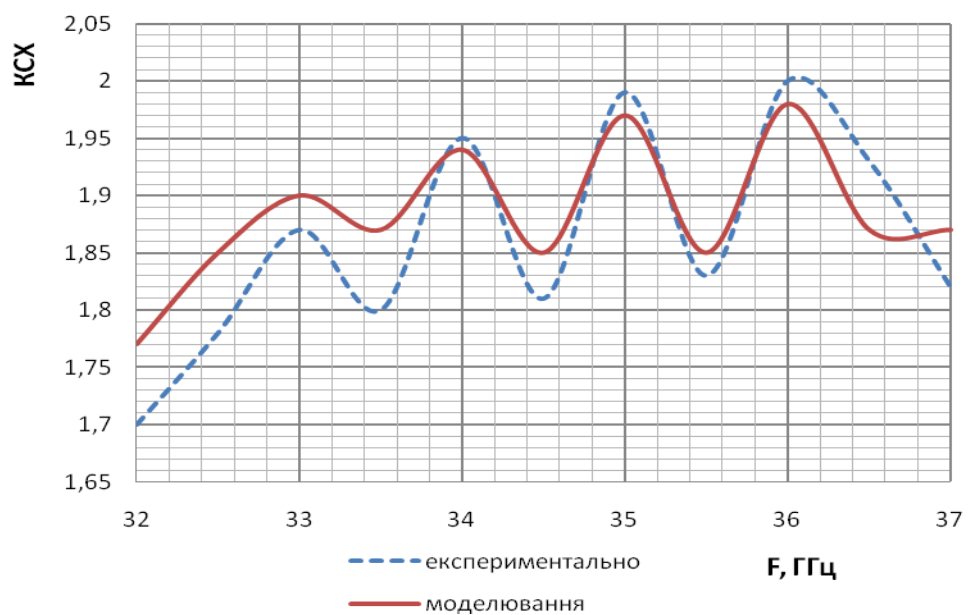


Рис. 3.5

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 4 мм графічно наведені на рис. 3.6.

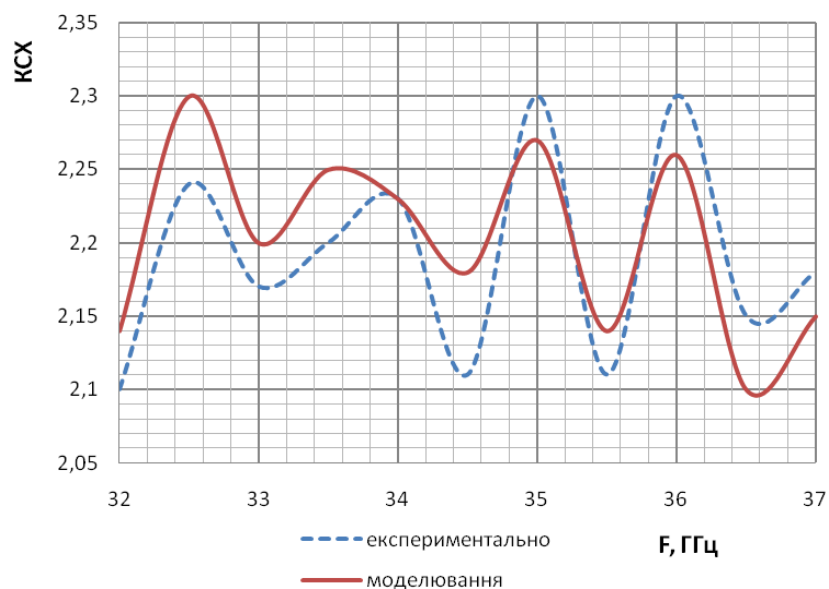


Рис. 3.6

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвилеводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвилеводу становить 5 мм графічно наведені на рис. 3.7.

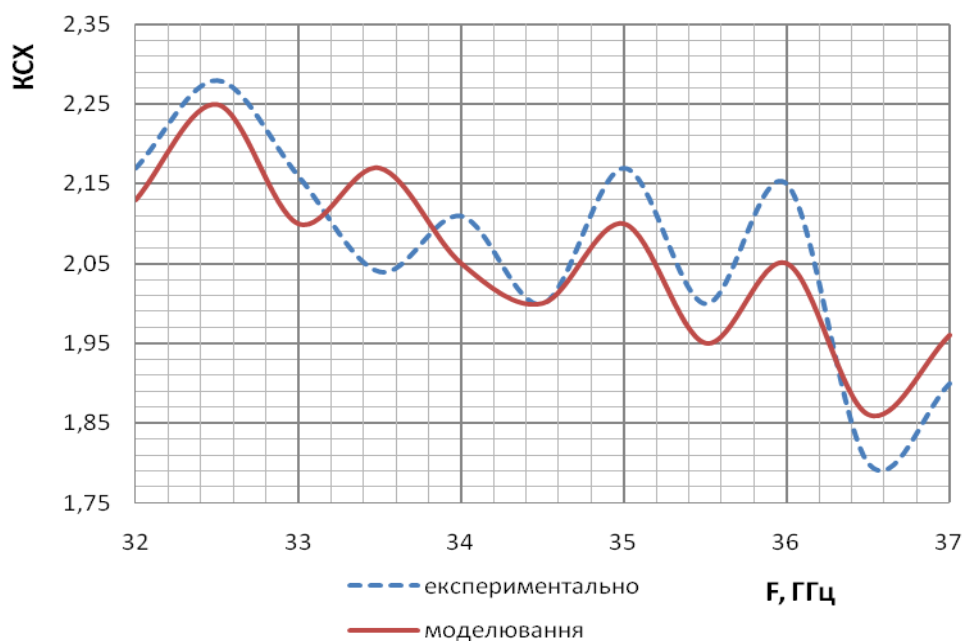


Рис. 3.7

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвилеводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвилеводу становить 6 мм графічно наведені на рис. 3.8.

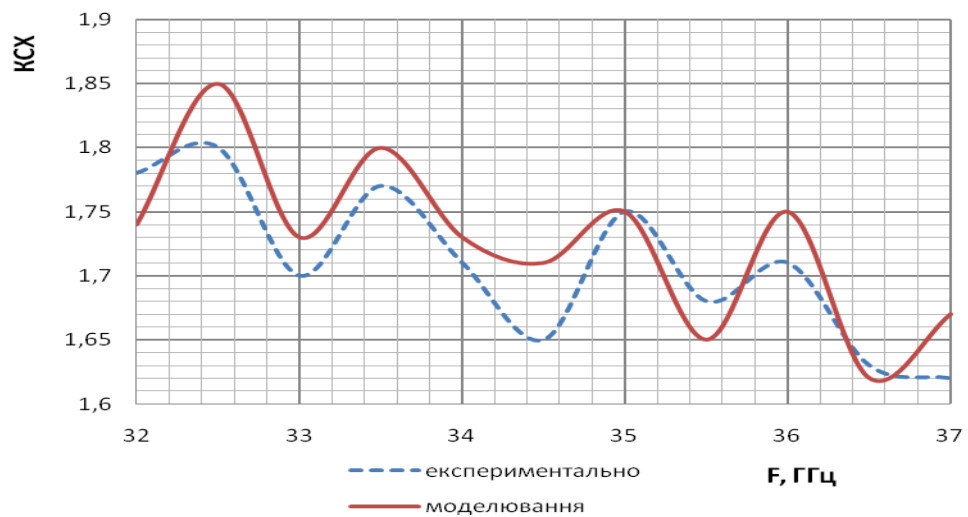


Рис. 3.8

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 7 мм графічно наведені на рис. 3.9.

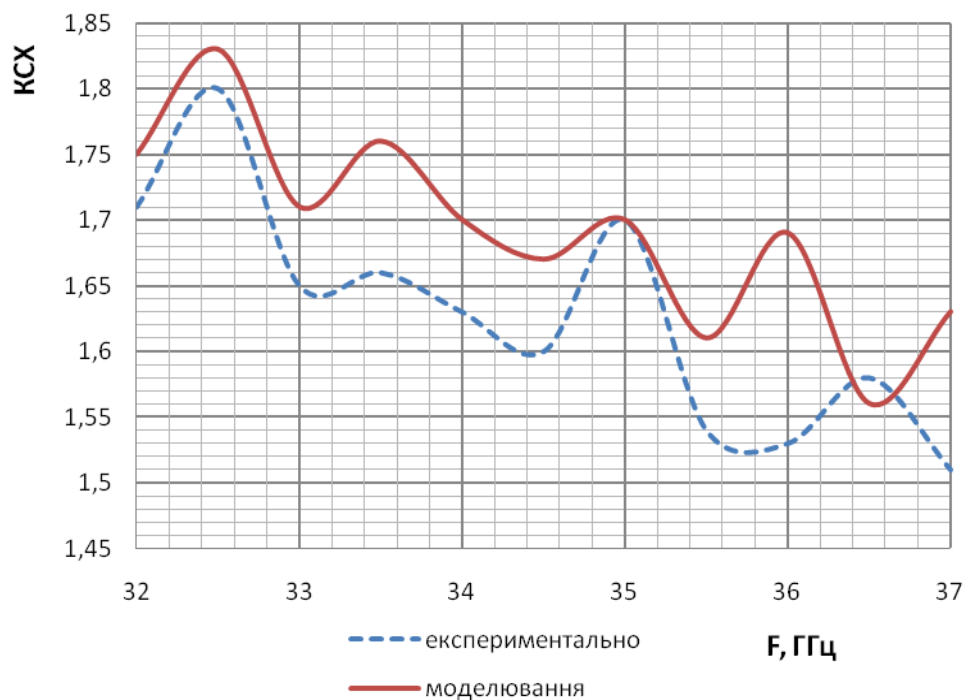


Рис. 3.9

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 8 мм графічно наведені на рис. 3.10

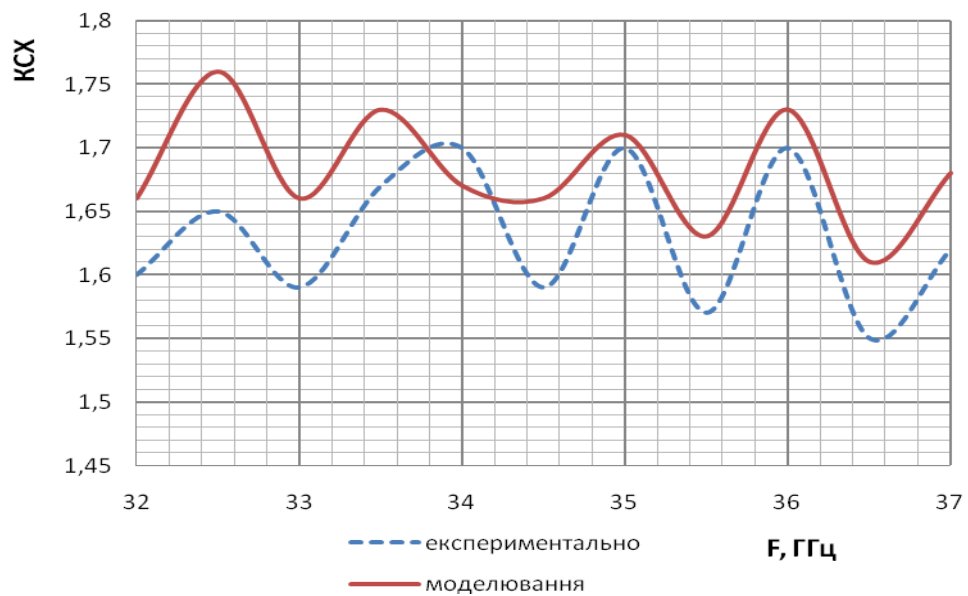


Рис. 3.10

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 9 мм графічно наведені на рис. 3.11

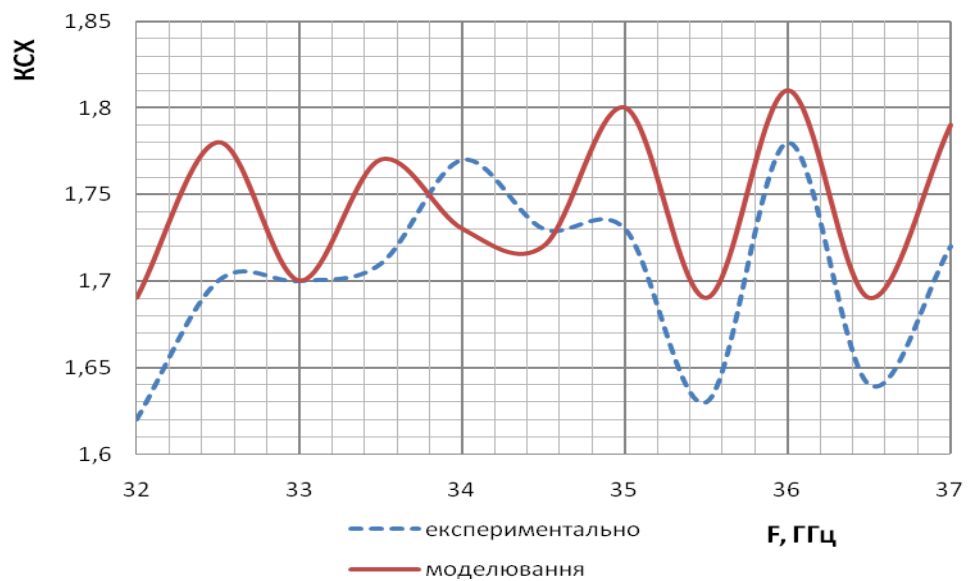


Рис. 3.11

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 10 мм графічно наведені на рис. 3.12

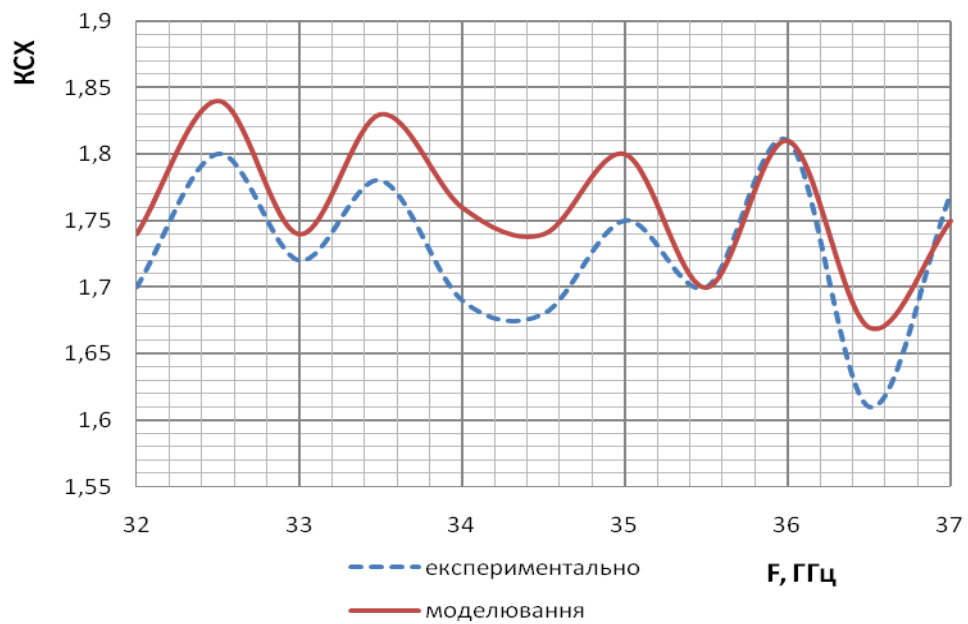


Рис. 3.12

3.3. Експериментальні дослідження КСХ прямокутного хвиеводу з вібратором при використанні між ними діелектрика

Результати досліджень приведені у таблиці 3.3 Товщина діелектрика 1.6 мм, $a = 24\text{мм}$ – ширина, $b = 30\text{мм}$ – висота. Матеріал діелектрика – полікор, $\varepsilon = 10$ – діелектрична проникність.

Таблиця 3.3 - Залежність КСХ від частоти для різних D з використанням діелектрика

№ п/п	F, ГГц	KCX. D, мм								
		2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	1,4	1,92	2,25	2,75	1,98	1,88	1,68	1,86	1,78
2	32,5	1,6	1,95	2,39	2,95	2,25	2,09	1,8	1,84	1,9
3	33	1,7	1,97	2,38	2,93	2,24	1,98	1,83	1,94	1,9
4	33,5	2	1,93	2,35	2,98	2,37	2,01	1,9	1,9	2
5	34	2,3	2	2,35	2,35	2,4	1,9	1,73	1,85	2,05
6	34,5	2,5	1,87	2,3	2,28	2,41	1,89	1,86	1,83	2,08
7	35	2,7	2,1	2,4	2,25	2,58	1,85	1,89	1,87	2,22
8	35,5	2,6	2,05	2,37	2,24	2,47	1,71	1,8	1,75	2,15
9	36	3,2	2,15	2,47	2,55	2,7	1,7	1,97	2	2,31
10	36,5	3,1	2	2,37	2,6	2,42	1,66	1,74	1,95	2,1
11	37	3,6	1,95	2,59	2,48	2,38	1,79	1,8	2	2,09

3.4 Моделювання з діелектриком

Досліджувана модель приведена на рис. 3.13



Рис. 3.13 Вид з боку

Результати досліджень приведені у таблиці 3.4

Таблиця 3.4 - Залежність КСХ від частоти для різних D з використанням діелектрика

№ п/п	F, ГГц	КСХ. D, мм								
		2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	1,45	1,98	2,3	2,82	2,03	1,92	1,73	1,9	1,84
2	32,5	1,63	1,9	2,45	3	2,2	2,2	1,85	1,87	1,93
3	33	1,78	1,97	2,44	2,98	2,28	1,9	1,83	1,98	1,91
4	33,5	2,08	1,95	2,33	2,96	2,43	2,11	1,97	1,94	2
5	34	2,4	2,04	2,39	2,4	2,48	1,95	1,78	1,83	2,08
6	34,5	2,57	1,9	2,3	2,3	2,4	1,8	1,88	1,81	2,15
7	35	2,73	2,14	2,44	2,28	2,66	1,89	1,8	1,85	2,3
8	35,5	2,68	2,05	2,31	2,27	2,41	1,79	1,82	1,7	2,1
9	36	3,15	2,19	2,52	2,5	2,77	1,7	2	2	2,44
10	36,5	3,11	1,98	2,3	2,62	2,48	1,63	1,79	1,99	2,19
11	37	3,67	2	2,64	2,49	2,4	1,84	1,83	2,08	2,17

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвилеводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвилеводу становить 2 мм графічно наведені на рис. 3.14.

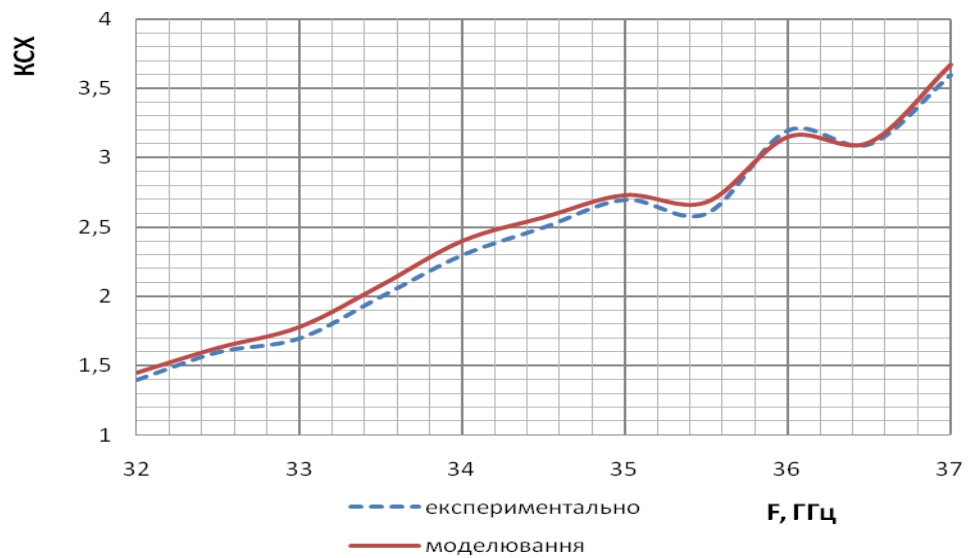


Рис. 3.14

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 3 мм графічно наведені на рис. 3.15.

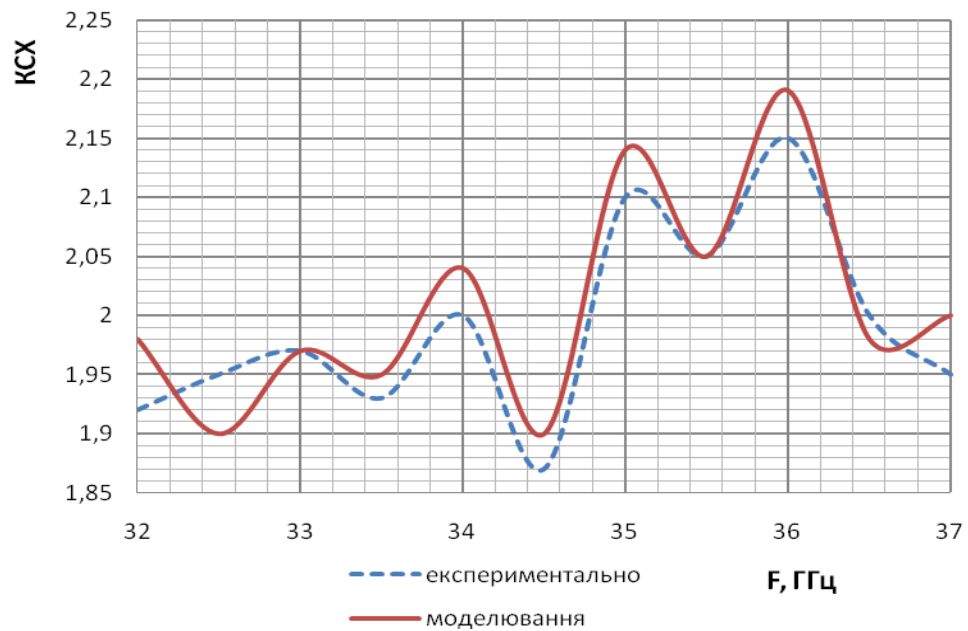


Рис. 3.15

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 4 мм графічно наведені на рис. 3.16.

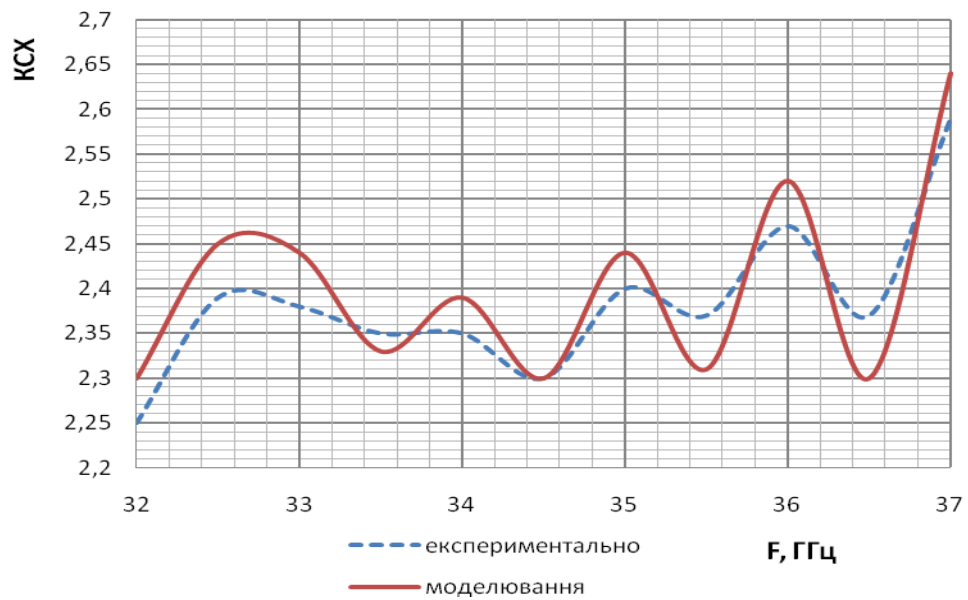


Рис. 3.16

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 5 мм графічно наведені на рис. 3.17.

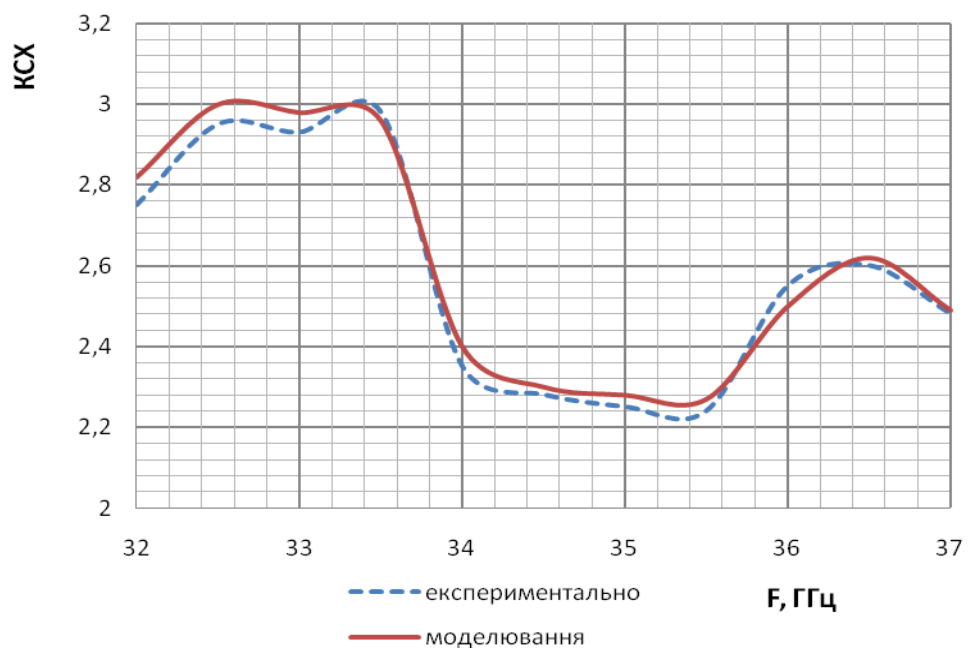


Рис. 3.17

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 6 мм графічно наведені на рис. 3.18.

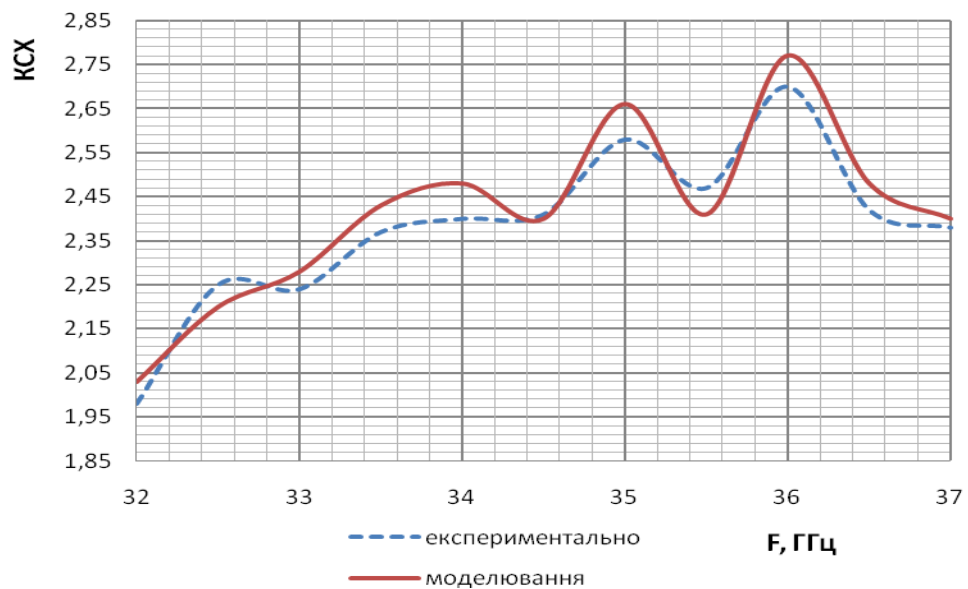


Рис.3.18

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 7 мм графічно наведені на рис. 3.19.

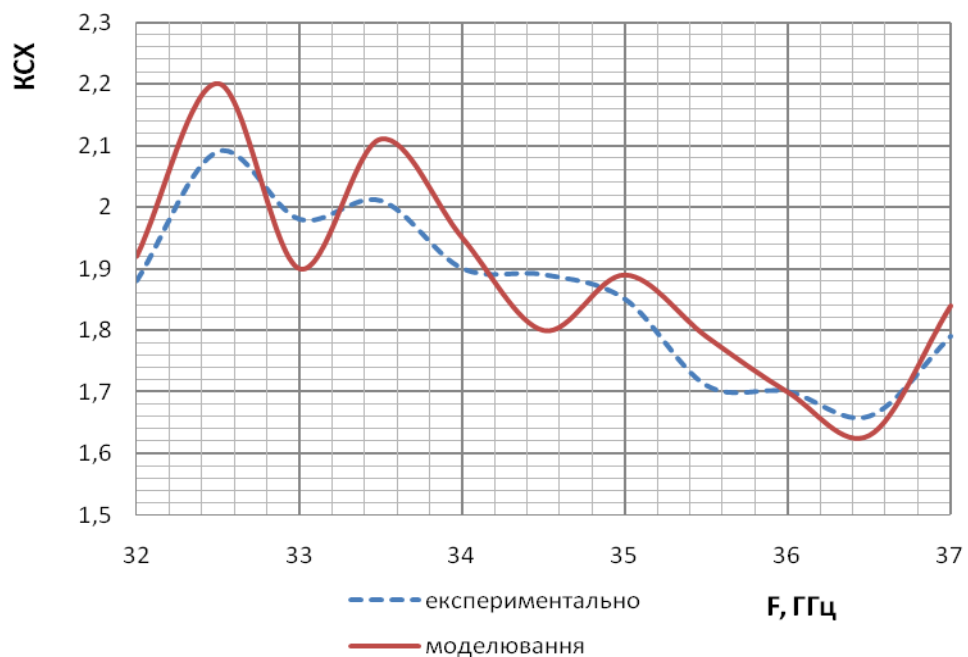


Рис. 3.19

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 8 мм графічно наведені на рис. 3.20.

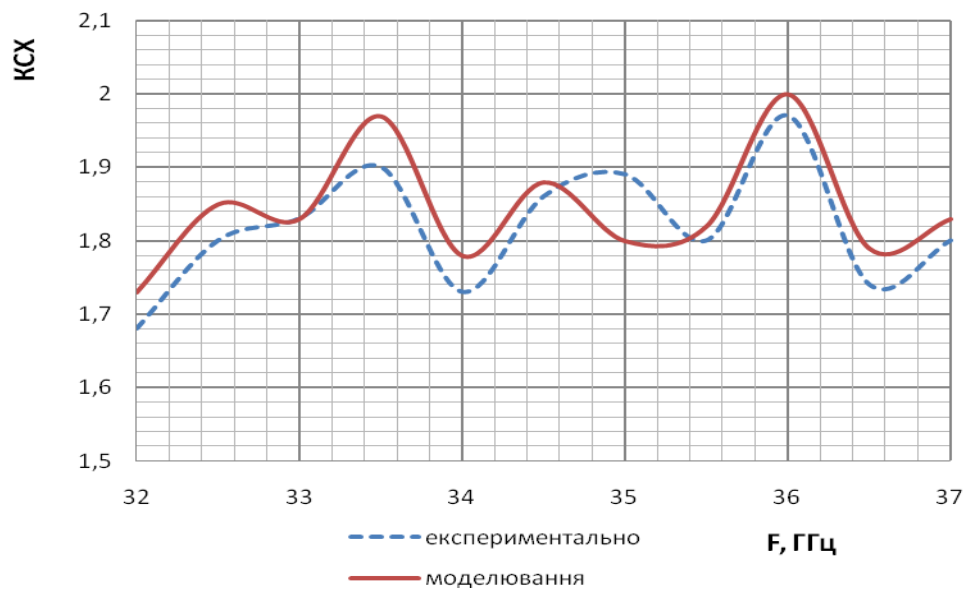


Рис. 3.20

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 9 мм графічно наведені на рис. 3.21.

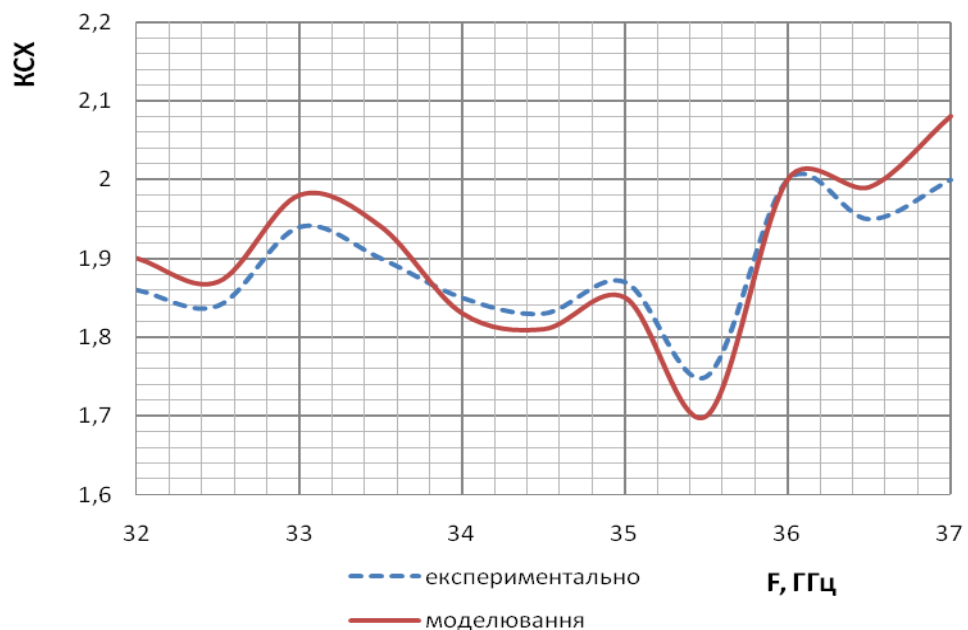


Рис. 3.21

Результати досліджень та моделювання КСХ прямокутного хвильоводу від частоти з використанням штиря відстань від якого до прямокутного хвильоводу становить 10 мм графічно наведені на рис. 3.22.

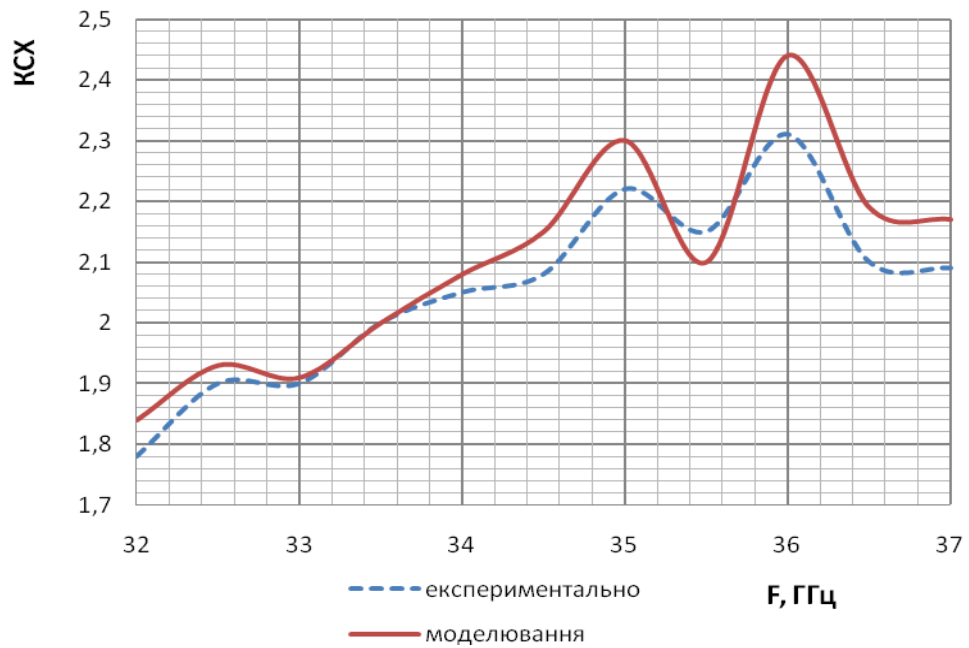


Рис. 3.22

3.5 Розрахунок взаємного опору двох напівхвильових вібраторів без діелектрика

Знаючи КСХ розрахуємо взаємний опір хвильоводу з вібратором за формулою (3.1) [5].

Експериментальні результати розрахунку за (3.2) взаємного опору прямокутного хвильоводу з вібратором приведені у таблиці 3.5

Таблиця 3.5 - Залежність взаємного опору від частоти для різних D

$$КСХ = \frac{1 + \left| \frac{Z_{12} - Z_0}{Z_{12} + Z_0} \right|}{1 - \left| \frac{Z_{12} - Z_0}{Z_{12} + Z_0} \right|} \quad (3.1)$$

де Z_0 - хвильовий опір хвильоводу;

Z_{12} - взаємний опір хвильоводу з вібратором.

Перетворивши дану формулу, отримаємо :

$$Z_{12} = Z_0 \cdot KCX \quad (3.2)$$

№ п/п	F, ГГц	Z ₁₂ , Ом. D, мм										
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	75,3	73,4	63,4	84,3	104,1	107,6	88,2	84,8	79,3	80,3	84,3
2	32,5	71,6	72,1	62,8	87,3	109,9	111,9	88,3	88,3	81	83,4	88,3
3	33	72,4	73,3	63,1	90,8	105,4	104,9	82,6	80,1	77,2	82,6	83,5
4	33,5	69,2	68,3	57,7	86,5	105,8	98,1	85,1	79,8	80,3	82,2	85,6
5	34	65,8	66,7	59,6	93	106,3	100,6	81,5	77,7	81	84,4	80,6
6	34,5	68,4	64,6	59,9	85,4	99,5	94,4	77,8	75,5	75	81,6	79,2
7	35	60,9	63,3	62,3	93,3	107,8	101,7	82	79,7	79,7	81,1	82
8	35,5	69,7	69,7	59,9	85	98,1	93	78,1	71,6	73	75,7	79
9	36	64,6	63,2	62,3	92,4	106,2	99,3	83,1	75,3	78,5	82,2	83,6
10	36,5	66	64,2	58,7	88,5	98,6	82,6	74,8	72,5	71,1	75,2	73,8
11	37	59,2	57,9	55,6	82,9	99,4	88,6	73,8	68,8	73,8	78,4	80,7

Результати моделювання розрахунку взаємного опору прямокутного хвильоводу з вібратором приведені у таблиці 3.6

Таблиця 3.6 - Залежність взаємного опору від частоти для різних D

№ п/п	F, ГГц	Z ₁₂ , Ом. D, мм										
		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	74,4	79,5	65	87,8	106,3	105,8	86,4	86,9	82,4	83,9	86,4
2	32,5	70,2	70,2	62,8	90,8	113,0	110,5	90,8	89,8	86,6	87,4	90,3
3	33	71,4	71,4	64,6	92,3	106,9	102,1	84	83,1	80,6	82,6	84,5
4	33,5	67,8	67,3	61,1	90	108,3	104,4	86,6	84,7	83,2	85,1	88
5	34	67,7	67,7	63,4	92,5	106,4	97,7	82,5	81	77	82,5	83,9
6	34,5	68	68,0	60	87,4	103,1	94,5	80,8	78,9	78,5	81,3	82,2
7	35	65,2	65,2	63,3	92,4	106,5	98,5	82	79,7	80,2	83,4	83,4
8	35,5	67,9	67,9	59,1	86,1	99,6	90,7	76,8	74,9	75,8	78,6	79,1
9	36	62,8	62,8	61,9	91,5	104,5	94,7	80,8	78,1	79,9	83,6	83,6
10	36,5	65,1	65,1	59,6	85,8	96,4	85,3	74,3	71,6	73,9	77,5	76,6
11	37	57,9	57,9	67,9	85,2	98	83,9	76,1	74,3	71	81,6	79,8

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 0 \text{ мм}$ приведені на рис. 3.23

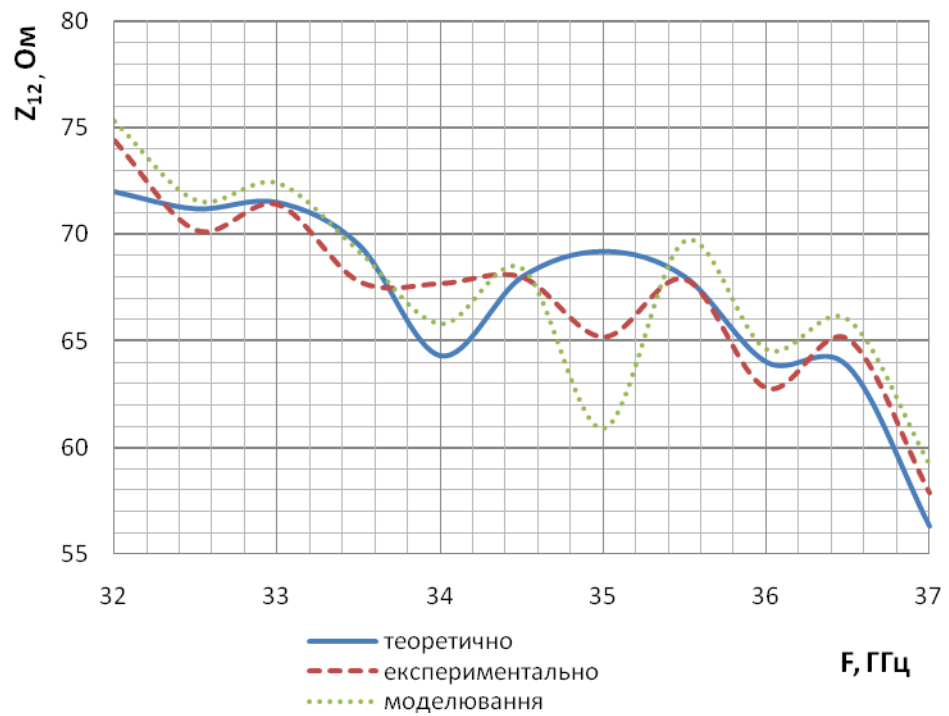


Рис. 3.23

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 1\text{мм}$ приведені на рис. 3.24

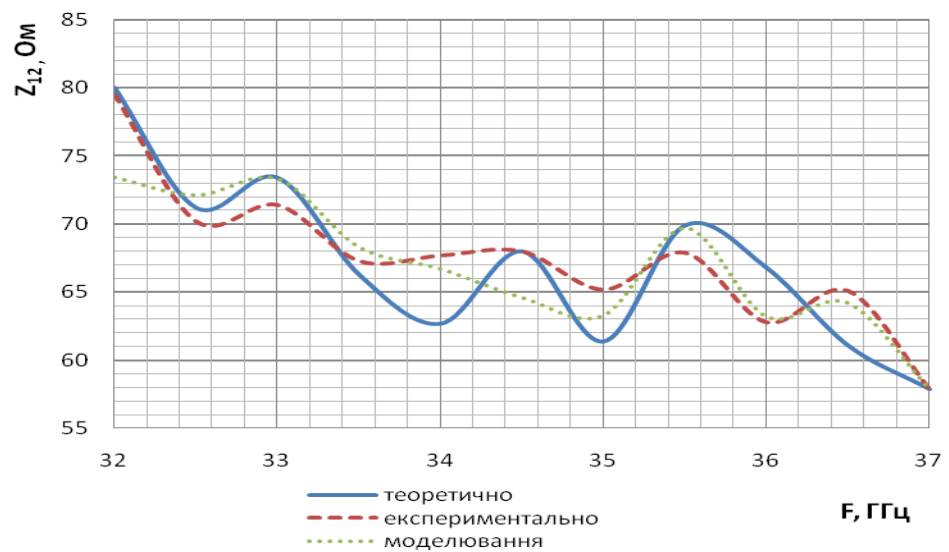


Рис. 3.24

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 2\text{мм}$ приведені на рис. 3.25

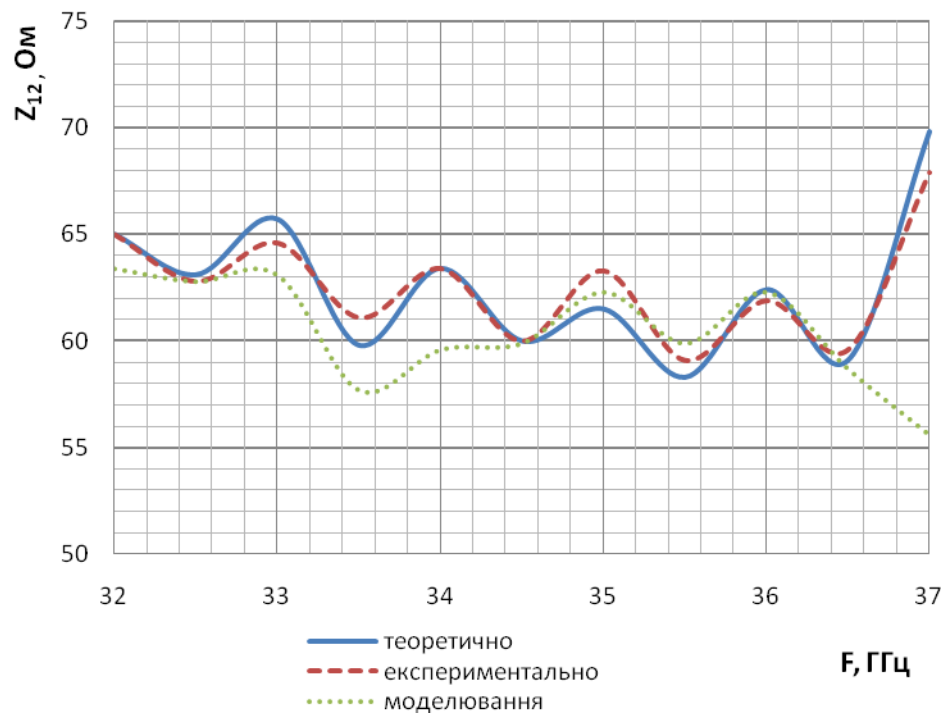


Рисунок 3.25

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 3 \text{ мм}$ приведені на рис. 3.26

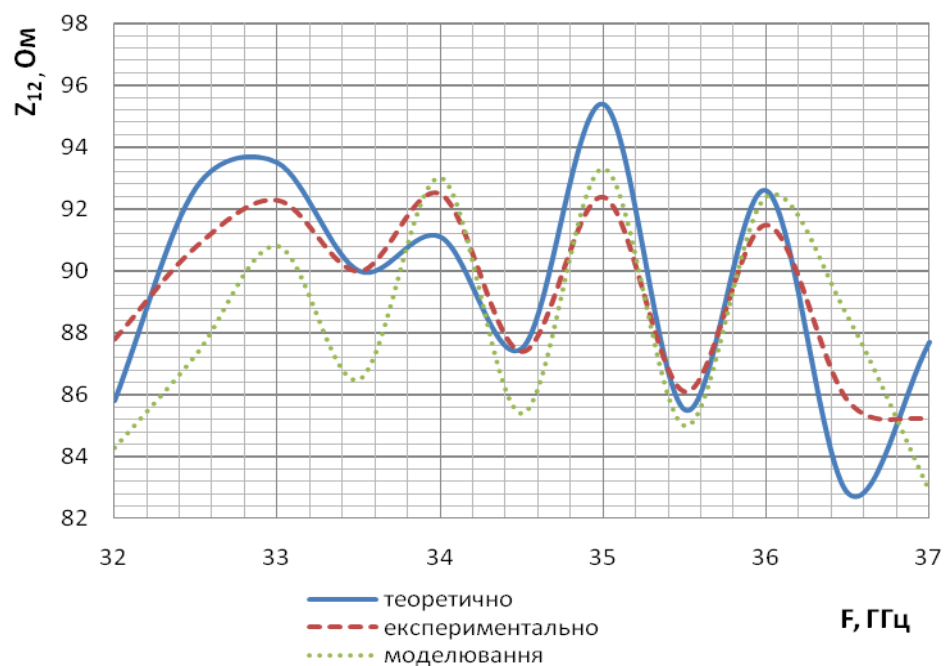


Рис. 3.26

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 4 \text{ мм}$ приведені на рис. 3.27

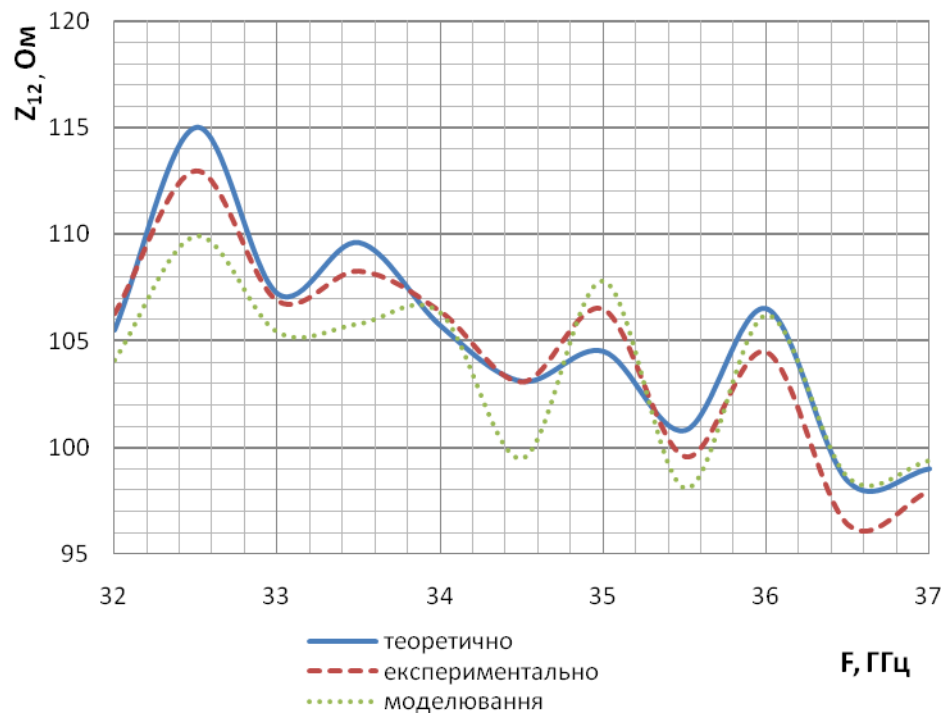


Рис. 3.27

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 5 \text{ мм}$ приведені на рис. 3.28

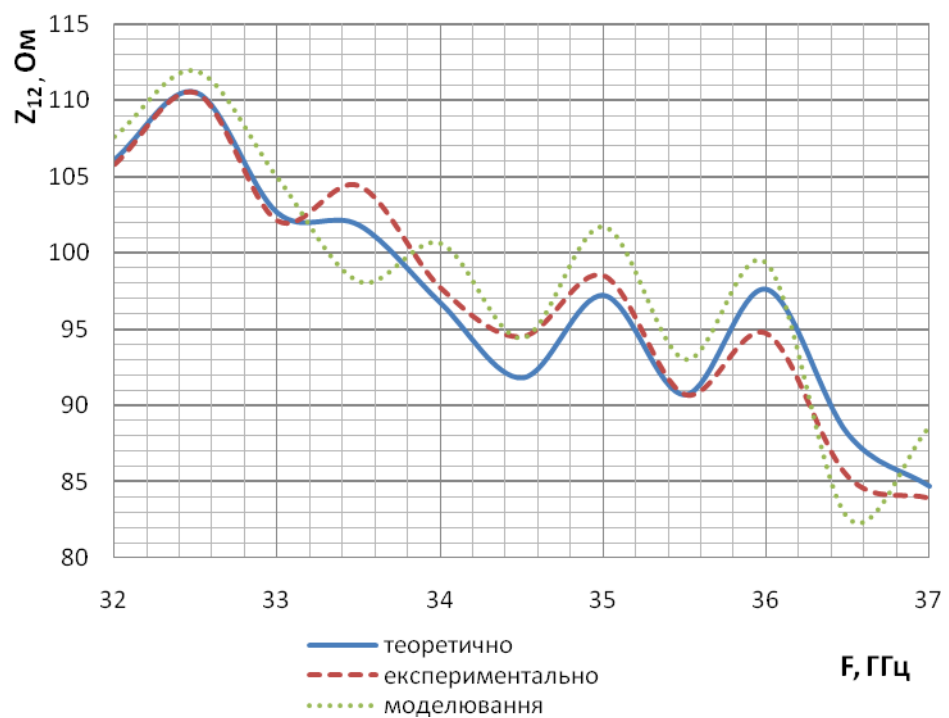


Рис. 3.28

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 6 \text{ мм}$ приведені на рис. 3.29

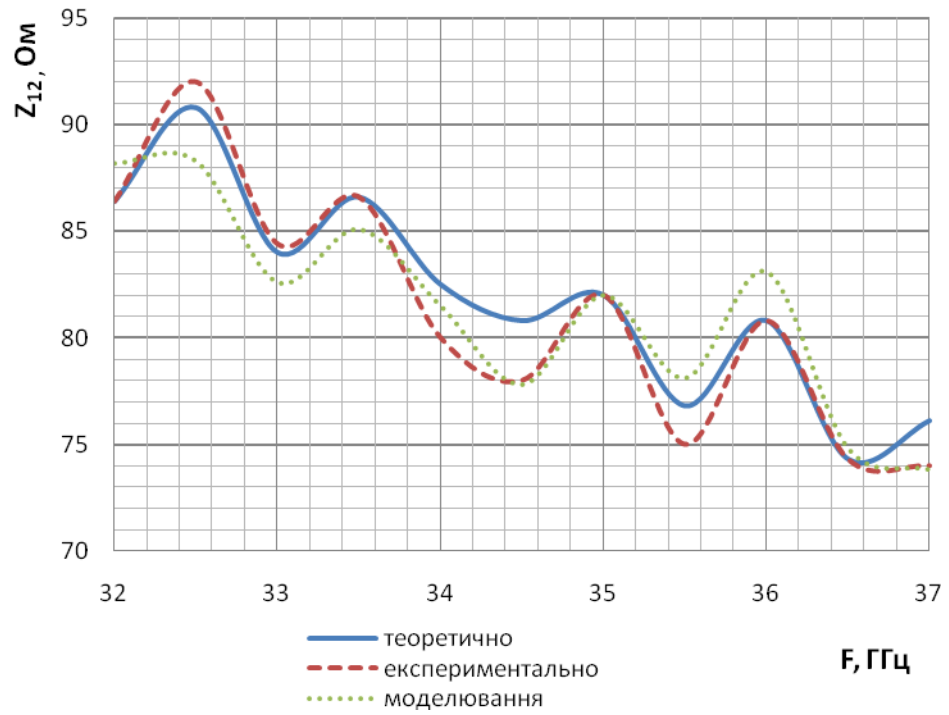


Рис. 3.29

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 7\text{mm}$ приведені на рис. 3.30

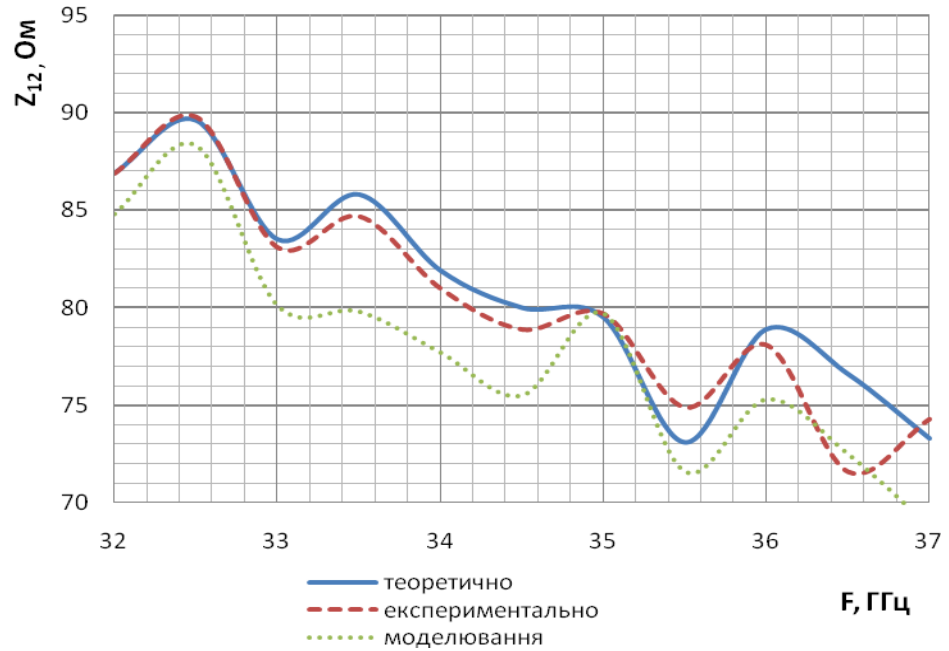


Рис. 3.30

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 8\text{mm}$ приведені на рис. 3.31

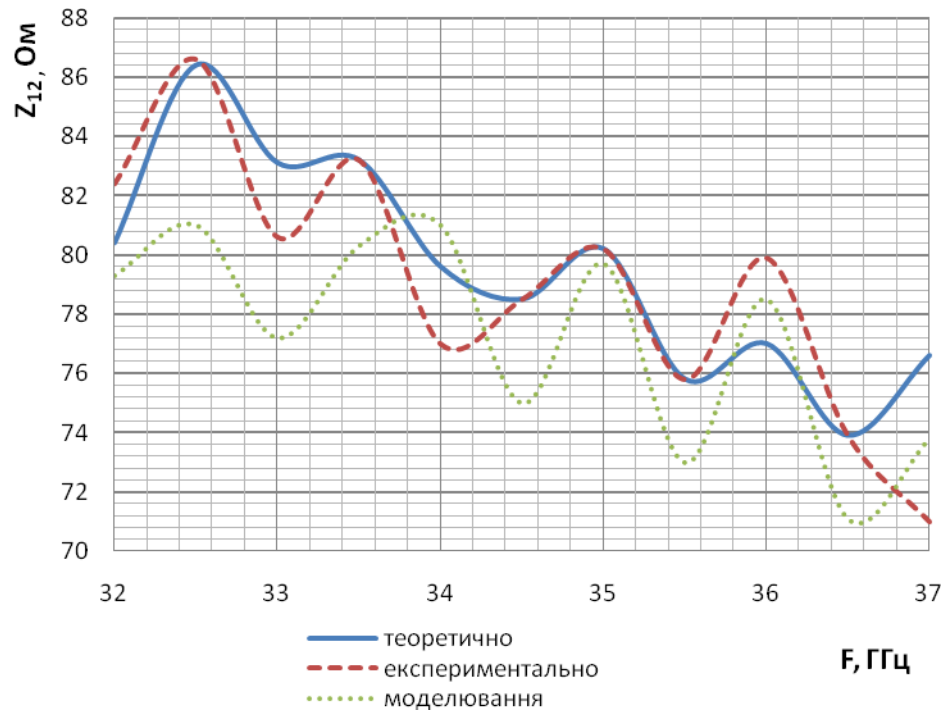


Рис. 3.31

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 9\text{mm}$ приведені на рис. 3.32

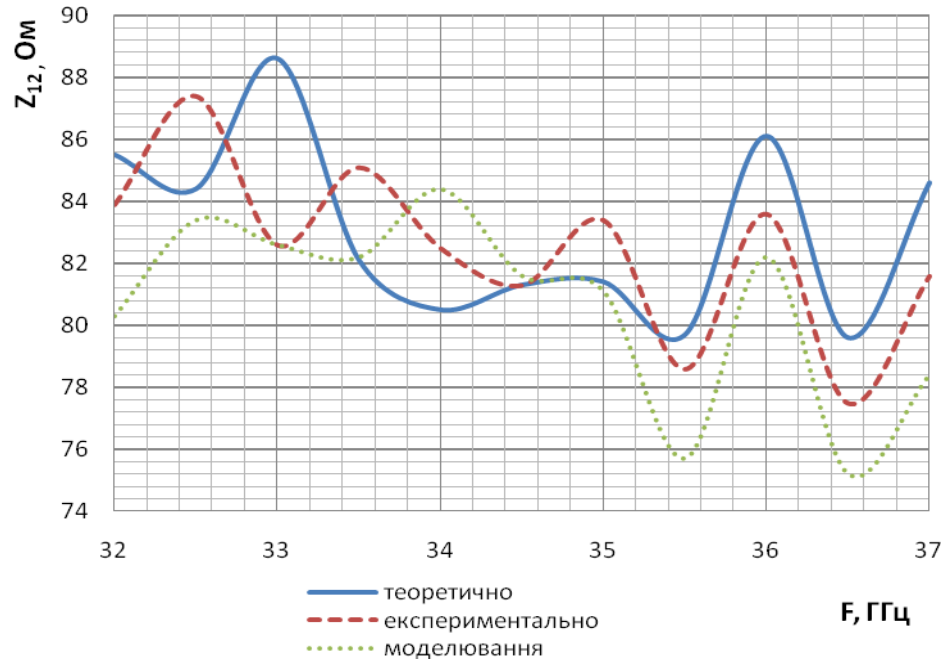


Рис. 3.32

Графічно експериментальні, теоретичні та моделювання при $D = 10\text{mm}$ приведені на рис. 3.33

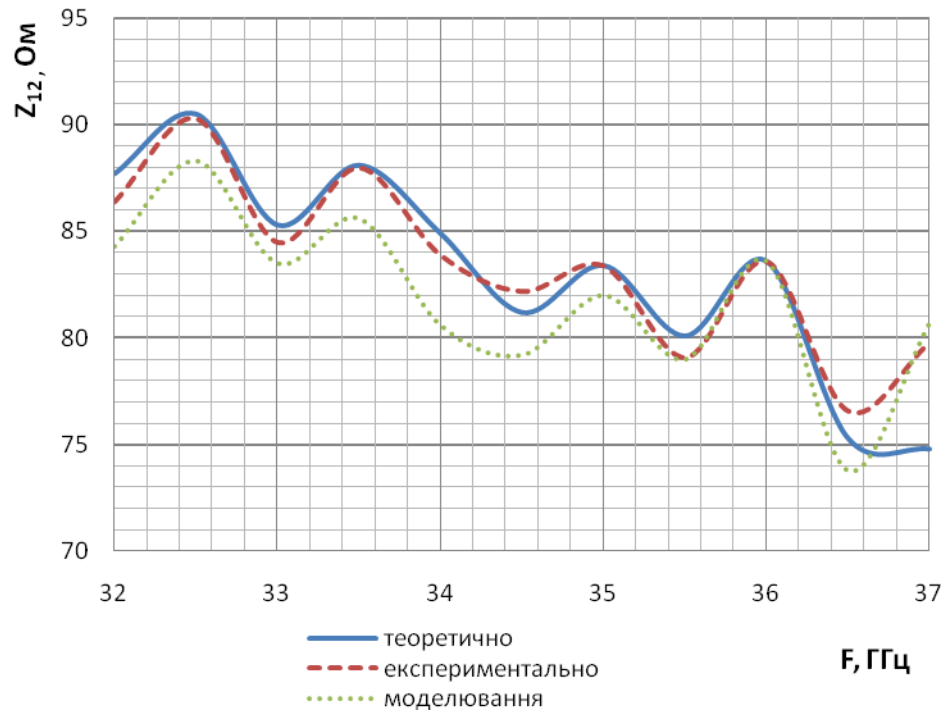


Рис. 3.33

3.6. Розрахунок взаємного опору двох напівхвильових вібраторів з діелектриком

Аналогічно використовуючи формулу (3.1) розрахуємо взаємний опір двох вібраторів з використанням діелектрика.

Експериментальні результати розрахунку взаємного опору прямокутного хвильоводу з вібратором приведені у таблиці 3.7

Таблиця 3.7 - Залежність взаємного опору від частоти для різних D

№ п/п	F, ГГц	Z ₁₂ , Ом. D, мм								
		2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	69,44	95,2	111,6	136,4	98,2	93,2	83,2	92,2	88,2
2	32,5	78,5	95,7	117,3	144,8	110,4	102,6	88,3	90,3	93,2
3	33	82,6	95,7	115,6	142,3	108,8	96,2	88,9	94,2	92,3
4	33,5	96,2	92,8	113	143,3	113,9	96,6	91,3	91,3	96,2
5	34	109,7	95,4	112	112	114,4	90,6	82,5	88,2	97,7
6	34,5	118	88,2	108,5	107,6	113,7	89,2	87,7	86,3	98,1
7	35	126,6	98,5	112,5	105,5	121	86,7	88,6	87,7	104,1
8	35,5	120,9	95,3	110,2	104,1	114,8	79,5	83,7	81,3	99,9
9	36	147,8	99,3	114,1	117,8	124,7	78,5	91	92,4	106,7
10	36,5	142,2	91,8	108,7	119,3	111	76,1	79,8	89,5	96,3
11	37	164,1	88,9	118,1	113	108,5	81,6	82	91,2	95,3

Результати моделювання розрахунку взаємного опору прямокутного хвилеводу з вібратором приведені у таблиці 3.8

Таблиця 3.8 - Залежність взаємного опору від частоти для різних D

№ п/п	F, ГГц	Z ₁₂ , Ом. D, мм								
		2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	32	71,9	98,2	114	139,8	100,6	95,2	85,8	94,2	91,2
2	32,5	80	93,2	120,2	147,3	108	108	90,8	91,8	94,7
3	33	86,5	95,7	118,5	144,8	110,8	92,3	88,9	96,2	92,8
4	33,5	100	93,7	112	142,3	116,8	101,4	94,7	93,3	96,2
5	34	114,4	97,3	114	114,4	118,2	93	84,9	87,2	99,2
6	34,5	121,3	89,6	108,5	108,5	113,2	84,9	88,7	85,4	101,4
7	35	128	100,3	114,4	106,9	124,7	88,6	84,4	86,7	107,8
8	35,5	124,6	95,3	107,4	105,5	112	83,2	84,6	79	97,6
9	36	145,5	101,1	116,4	115,5	127,9	78,5	92,4	92,4	112,7
10	36,5	142,7	90,8	105,5	120,2	113,8	74,8	81,2	91,3	100,5
11	37	167,3	91,2	120,3	113,5	109,4	83,9	83,4	94,8	98,9

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 2\text{мм}$ приведені на рис. 3.34

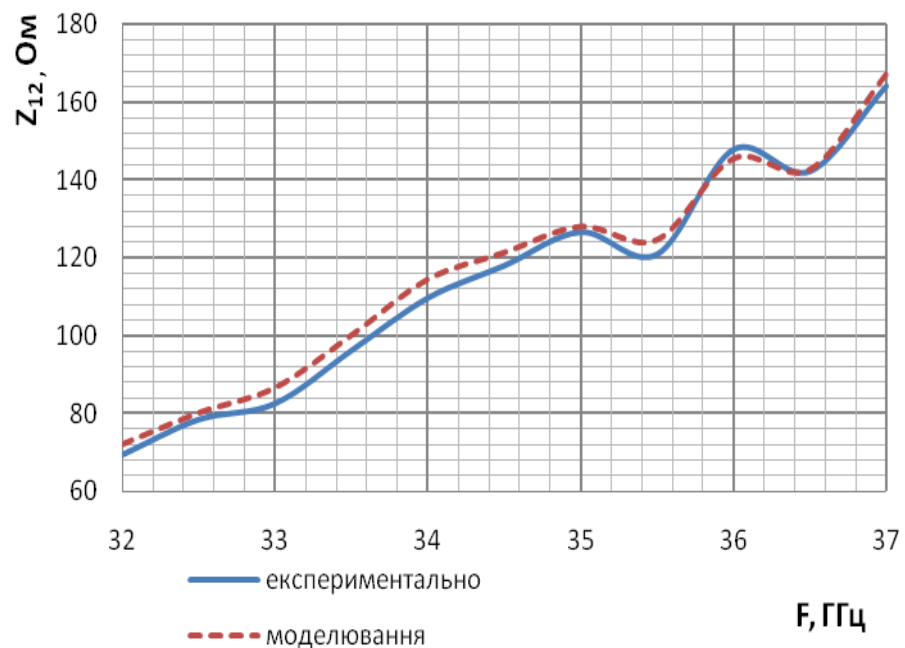


Рис. 3.34

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 3\text{мм}$ приведені на рис. 3.35

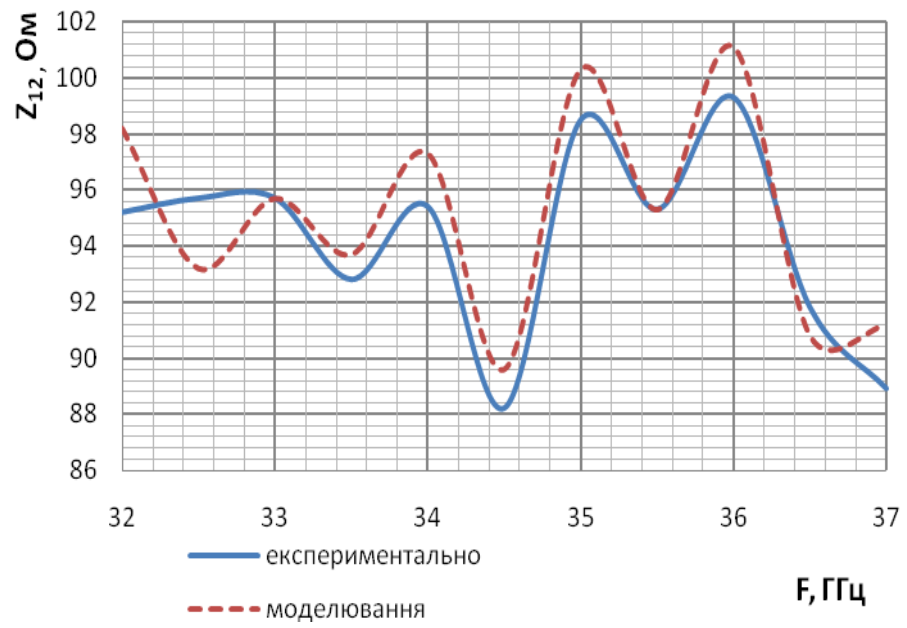


Рис. 3.35

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 4\text{ мм}$ приведені на рис. 3.36

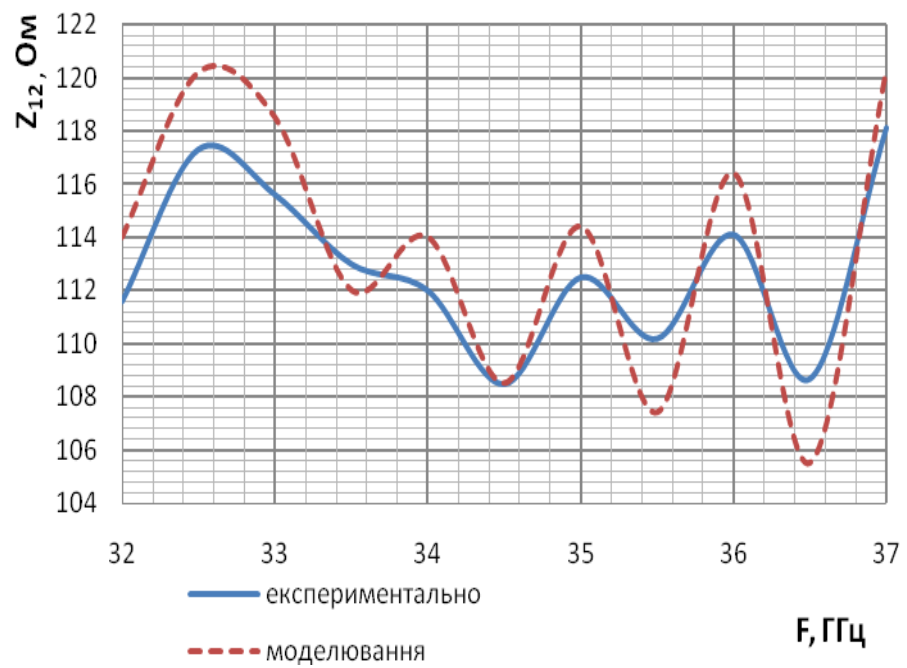


Рис. 3.36

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 5\text{ мм}$ приведені на рис. 3.37

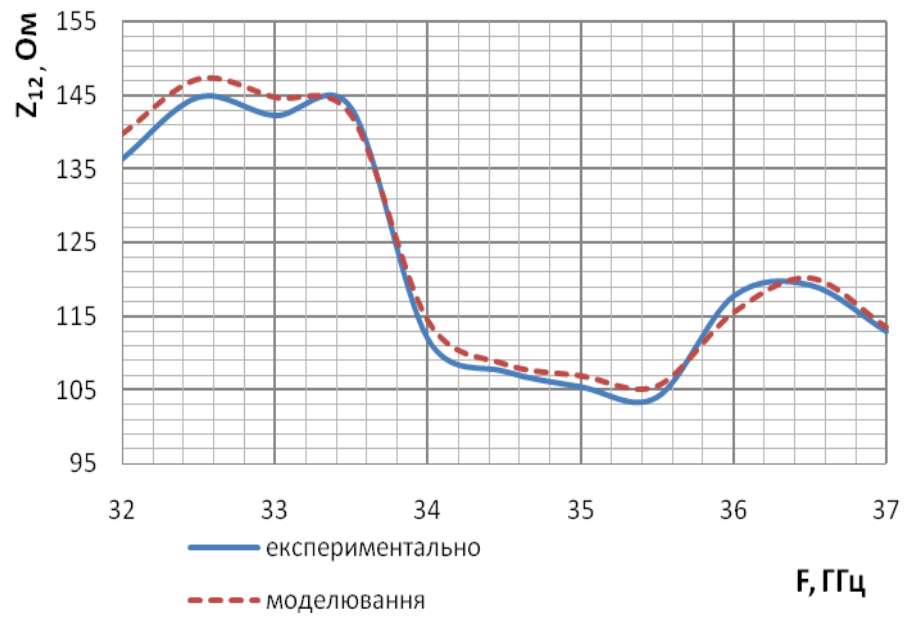


Рис. 3.37

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 6\text{мм}$ приведені на рис. 3.38



Рис. 3.38

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 7\text{мм}$ приведені на рис. 3.39

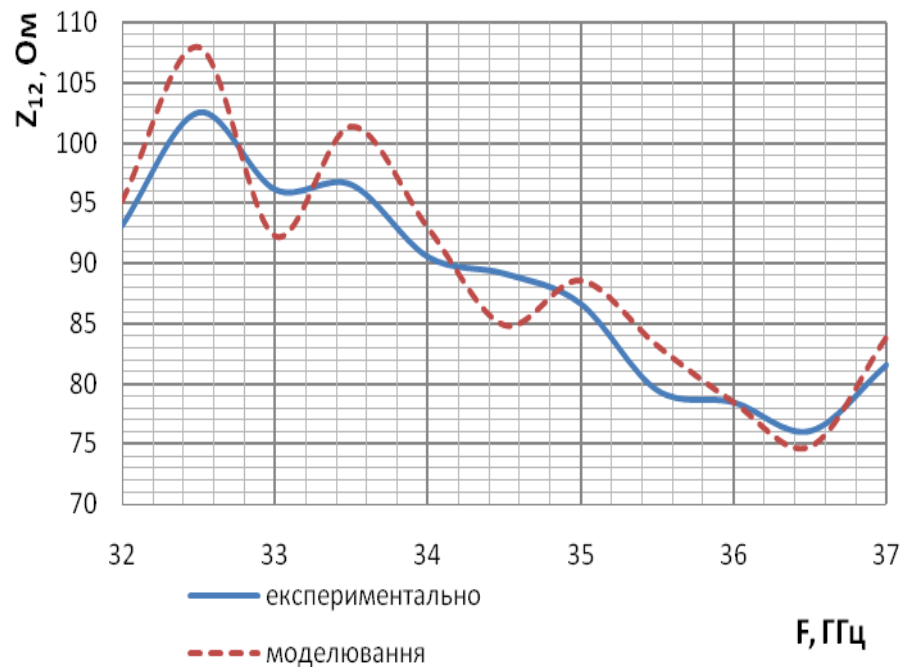


Рис. 3.39

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 8\text{мм}$ приведені на рис. 3.40

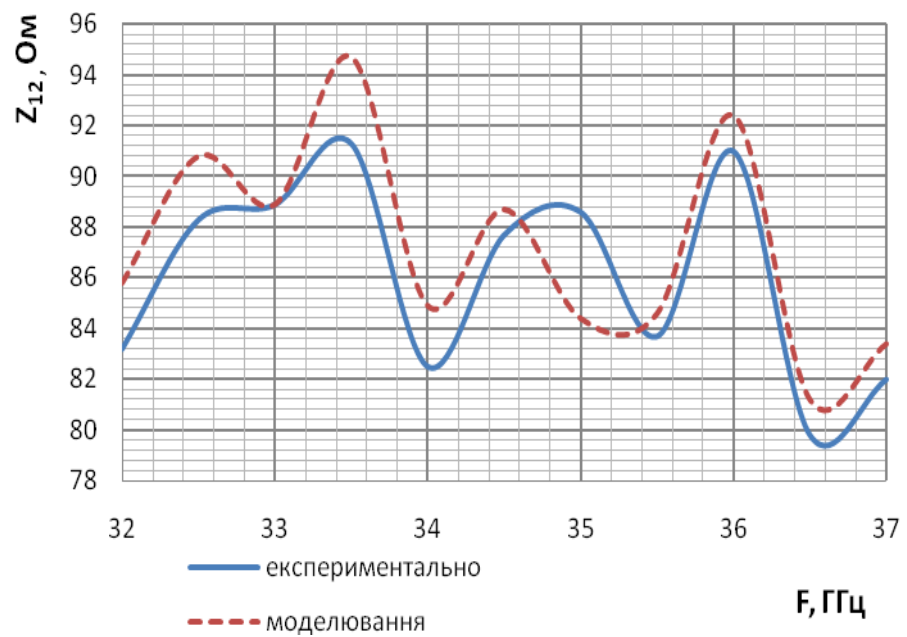


Рис. 3.40

Графічно експериментальні та моделювання при $D = 9\text{мм}$ приведені на рис. 3.41

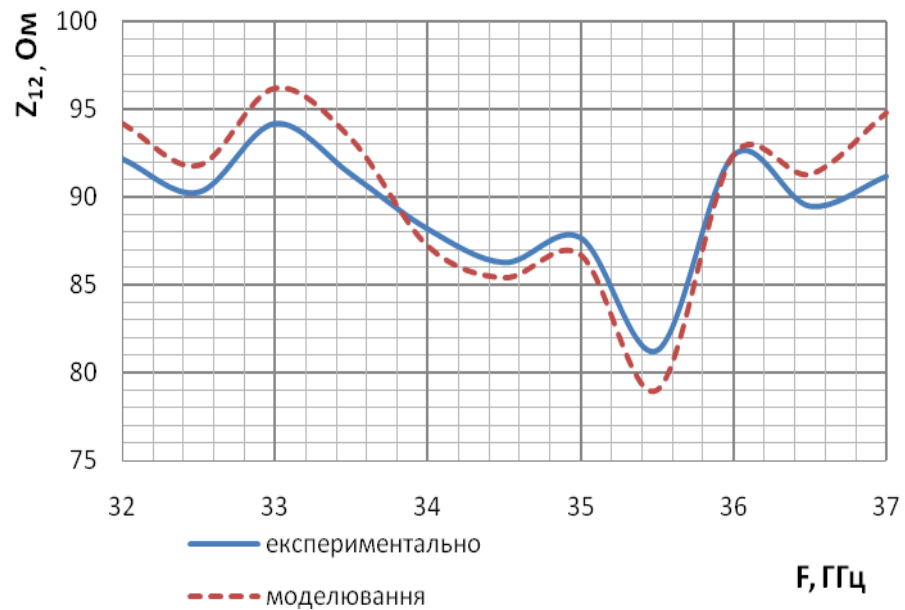


Рис. 3.41

Графічно експериментальні та моделювання при $D=10\text{мм}$ приведені на рис. 3.42

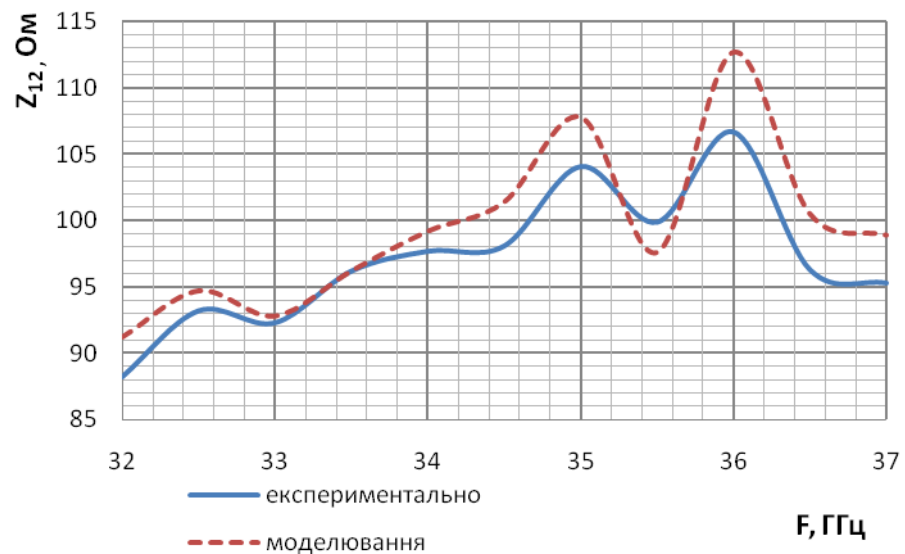


Рис. 3.42

Висновки: Розраховано взаємний опір для експериментальних, теоретичних та моделювання для прямокутного хвильоводу з вібратором. Побудовані графіки залежностей взаємного опору від частоти для відстаней від 1 до 10 мм з кроком 1 мм. Також досліджено експериментально та змодельовано систему прямокутного хвильоводу з вібратором, коли між ними знаходиться діелектрик товщиною 1,6 мм та розмірами $a = 24\text{мм}$ – ширина,

$b = 30_{\text{мм}}$ – висота. Матеріал діелектрика – полікор, $\varepsilon = 10$ – діелектрична проникність. Як бачимо взаємний опір при застосуванні діелектрика збільшився, причому найбільше значення він досяг 170 Ом при застосуванні діелектрика і відстані від хвильоводу до вібратора 2 мм. Найменше значення взаємного опору прямокутного хвильоводу з вібратором при застосуванні діелектрика складає 60 Ом при відстані від хвильоводу до вібратора 2 мм.

ВИСНОВКИ

В кваліфікаційній роботі було виконано дослідження параметрів прямокутного хвильоводу.

В даній роботі для теоретичних розрахунків розглядалася система з двох вібраторів, для розрахунку якої було використано метод наведених ЕРС.

Розраховані основні параметри прямокутного хвильоводу в діапазоні частот 32-37 ГГц з кроком 500 МГц, а саме діаграма направленості, критичні довжини хвиль E_{11} , H_{10} , H_{01} , характеристичний опір основної хвилі H_{10} , гранична потужність, що передається, хвильовий опір, коефіцієнт затухання електромагнітної хвилі, коефіцієнт поширення електромагнітної хвилі та взаємний опір прямокутного хвильоводу з вібратором для різних відстаней між ними. При збільшенні частоти: характеристичний опір зменшується, потужність яку можна передати збільшується, коефіцієнт затухання електромагнітної хвилі зменшується, хвильовий опір зменшується. Прямокутний хвильовід з вібратором було представлено у вигляді системи двох вібраторів: хвильовід у вигляді активного несиметричного вібратора, а вібратора у вигляді пасивного несиметричного вібратора. Максимальне значення активної складової R_{12} , складає 110 Ом при відстані між хвильоводом та вібратором 4 мм. Мінімальне значення активної складової R_{12} складає 48 Ом при відстані між хвильоводом та вібратором 2 мм.

Побудовані графіки залежностей взаємного опору від частоти для відстаней від 1 до 10 мм з кроком 1 мм. Також досліджено експериментально та змодельовано систему прямокутного хвильоводу з вібратором, коли між ними знаходиться діелектрик товщиною 1,6 мм та розмірами $a = 24\text{мм}$ – ширина, $b = 30\text{мм}$ – висота. Матеріал діелектрика – полікор, $\varepsilon = 10$ – діелектрична проникність. Взаємний опір при внесенні діелектрика збільшився, причому найбільше значення досягає 170 Ом при внесенні діелектрика на відстань від хвильоводу до вібратора 2 мм. Найменше

значення взаємного опору прямокутного хвилеводу з вібратором при застосуванні діелектрика складає 60 Ом при відстані від хвилеводу до вібратора 2 мм.

Взаємний опір змінюється у вигляді квазіперіодичної функції з кроком 1 ГГц. Зі збільшенням частоти взаємний опір при $D = 4\text{ мм}$ зменшується. При застосуванні діелектрика при $D = 4\text{ мм}$ взаємний опір до 34,5 ГГц зменшується, далі починає рости.

Таким чином, магістерська кваліфікаційна робота виконана в повному обсязі у відповідності до технічного завдання та встановленні терміни, теоретичні розрахунки співпали з практичними дослідженнями.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Антенно-фідерні пристрої та системи. Режим доступу: <https://kvantefir.com/products/antennas-and-passive-components>.
2. Гурський Т.Г. Лінії радіозв'язку та антенні пристрої/ Ільїнов М.Д., Борисов І.В., Гриценко К.М.// Навчальний посібник. – Видавництво «Скіф», 2023. – 250с.
3. Головін Ю. О. Основи теорії радіозв'язку теоретичні основи та практичні аспекти. Навчальний посібник / Ю. О. Головін, Д. І. Могилевич // Електронне мережне навчальне видання. Видання друге (доповнене). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. – 248 с.
4. Вольман В.І., Пієнов Ю.В. Технічна електродинаміка. – В.: Вєвна, 1971. – 487с.
5. Головін Ю. О. Основи радіозв'язку : підручник. Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, Політехніка, 2021. 234 с. –128с.
6. Антенно-фідерні пристрої та системи. Режим доступу: <https://kvantefir.com/products/antennas-and-passive-components>
7. Зелкін О.Г., Соколов В.Г. Методи синтезу антен. – Київ: Видавництво «Промінь», 2003 – 294с.
8. Пахтусов В. В. Основи побудови засобів радіозв'язку : навч. посіб. Київ : ВІПІ, 2014. – 292 с.
9. Про електронні комунікації : Закон України від 16.12.2020 № 1089-ІХ. Київ : Офіційний вісник України. 2021. № 6.
10. Техніка та пристрої НВЧ діапазону. Антенна техніка. Режим доступу: <https://core.ac.uk/download/pdf/47232696.pdf>
11. Метод проектування антен шляхом синтезу смугового фільтра. Режим доступу: <https://kvantefir.com/products/antennas-and-passive-components>
12. Kennedy J. Particle swarm optimization / J. Kennedy, R. Eberhart // IEEE

- International Conference on Neural Networks, 27-30 Nov 2019. – Perth, Australia, 2019. – P. 1942-1948.
13. Dorigo M. Ant colony optimization / M. Dorigo, T. Stuetzle. – Cambridge: MIT Press, 2004. – 305 p.
 14. Coleman C. M. Investigation of Simulated annealing, ant-colony optimization, and genetic algorithms for self-structuring antennas / C.M. Coleman, E.J. Rothwell, J.E. Ross // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2004. – Vol. 52, Issue 4. – P. 1007-1014.
 15. Дубровка Ф.Ф. Нейронно-генетичний метод синтезу антен та пристроїв НВЧ / Ф.Ф. Дубровка, Д.О. Василенко // Вісник НТУУ “КПІ”. Серія: Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2008. – № 36. – С. 60-66
 16. Головін Ю. О. Основи теорії радіозв'язку теоретичні основи та практичні аспекти. Навчальний посібник / Ю. О. Головін, Д. І. Могилевич // Електронне мережне навчальне видання. Видання друге (доповнене). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. – 248 с.
 17. Вольман В.І., Пієнов Ю.В. Технічна електродинаміка. – В.: Вєвна, 1971. – 487с.
 18. Пахтусов В. В. Основи побудови засобів радіозв'язку : навч. посіб. Київ : ВІТІ, 2014. – 292 с.
 19. Tawk Y., et al. Antenna Design for Cognitive Radio. ArtechHouse, Norwood (2016).
 20. Xiao S., et al. Bandwidth enhancing ultralow-profile compact patch antenna. IEEE Trans. Antennas Propag. 53(11), 3443–3447 (2005).
 21. Koutinos A., et al. A wideband matching technique for polarization versatile applications. In: Progress in Electromagnetics Research Symposium, Prague, Czech Republic, pp. 2081–2086 (2015).
 22. Pozar D. Microwave Engineering, 4th ed., pp. 380–450. Wiley, London (2011).
 23. Шкапа В.В. Смуговий фільтр на основі мікросмужкових резонаторів з чвертьхвильовими зв'язками / В. В. Шкапа, Б. А. Коцержинский // Вісник

Національного технічного університету України «КПІ». Серія – Радіотехніка.
Радіоапаратобудування. – 2011. – № 44. – С. 68–75.

24. Заїкін І.П., Тоцький О.В. Антени та пристрої НВЧ: Навч. посібник до
курс. проектування. - Х.: ХАІ, 1997. - Ч.4.