

НАСТРОЮВАЛЬНІ КРИВІ ДЛЯ ЦИЛІНДРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА З КОАКСІАЛЬНИМ ВИСТУПОМ

ЧУМАЧЕНКО С.В.

Наводяться графіки настроювальних кривих для перших p яти типів коливань E_{01p} ($p = 0,1,2,3,4$). Проводиться порівняльний аналіз щодо даних випробування.

Ефективність застосування порожніх коливальних контурів, які обмежені замкнутою провідною поверхнею, загальновідома. Великий інтерес до циліндричних коаксіальних резонаторів, що перестроюються, обумовлюється можливістю їх ефективного використання у радіотехнічній апаратурі. Про це свідчать численні статті та патенти.

Найбільш близьким прототипом резонатора, що вивчається у цій роботі, є циліндричний резонатор з центральним стержнем [1], перестроювання частоти у якому здійснюється шляхом поздовжнього переміщення центрального стержня. Розрахунок нижчої частоти таких резонаторів наводиться у [1] методом часткових областей за умовою, що розмір щілини невеликий. Подібна задача для скалярного хвильового рівняння була розв'язана Е. Кюном [2]. Умова неперервності для полів у граничній площині дає систему однорідних рівнянь для амплітуд власних функцій. Метод розрахунку придатний також у випадку, коли на окремих ділянках є діелектрики. Разом з цим точність результатів залежить від кількості членів, що наведені у виразах для поля.

Наближені розв'язки задач щодо вільних коливань і збудження порожнього резонатора за умовою, що радіус внутрішнього провідника досить малий (тонка антена), здобуті Гапоновим [3, 4]. Задача про вільні коливання такої структури тотожна задачі про зміну спектра власних значень функцій при частинній зміні межі S . Проте в цих працях пропонується тільки якісний вигляд спектра власних значень порожнього резонатора у залежності від довжини антени, яка розташовується у ньому.

Конкретизацію та подальше уточнення наближеної аналітичної теорії Гапонова для симетричних електричних коливань у резонаторах з тонким внутрішнім стержнем довільної довжини набула у [5]. Ця робота виконана у зв'язку з дослідженнями Капіци [6, 7], де вільний плазменний шнур, що виникає під дією інтенсивного коливання у циліндричному резонаторі, який заповнюється газом при високому тиску, змінює властивості цього коливання. У першому наближенні шнур можна замінити тонким ідеально провідним стержнем. Проте здобутий розв'язок придатний лише при наступних обмеженнях: $ka \ll l$; $a \ll l$; $a \ll b$; $l < L$; $k = \frac{\omega}{c}$; де a – радіус стержня; b – радіус циліндра; l – довжина стержня; L – довжина резонатора.

Як зазначено у [5], розрахунок коливань у циліндричному резонаторі з центральним стержнем при

$$\frac{a}{b} \approx 1, \frac{a}{l} \approx 1 \text{ можливий тільки на основі}$$

строгих математичних методів з використанням засобів обчислювальної техніки.

Резонатор, що розглядається у даній роботі, є складовою частиною так званих поліциліндричних резонаторів, які утворюються послідовним з'єднанням відрізків коаксіальної лінії передачі, що розташовані у середині порожнього циліндричного резонатора. Поліциліндричні резонатори можуть утворювати систему зв'язаних кільцевими щілинами тороїдальних і радіальних резонаторів (щілини зв'язку створюються торцями дисків і циліндричними поверхнями та розташовуються поперечно біля бокових стінок резонатора та внутрішнього провідника) [8].

Метод розрахунку порожніх резонаторів, що побудований на розбитті їх об'ємів на області більш простої форми, для яких відомі власні функції і власні значення, називається *методом часткових областей*. В основі його лежить наближене задоволення умов неперервності на поверхні поділу між частковими областями. При цьому вимоги до ступеня точності значно полегшуються тим, що в першу чергу нас цікавить не структура поля у складному резонаторі (тобто власні векторні функції), а власні частоти. Ці частоти можуть бути обчислені з достатньою точністю навіть в тому разі, коли точні умови неперервності поля замінюються деякими усередненими умовами [1]. В [2, 9–11] проводиться розрахунок циліндричних резонаторів складної форми за методом часткових областей.

З метою розрахунку власних частот використовується рівняння (7) [10], для обчислення якого чисельними методами на ЕОМ складено алгоритм. За умови $\Delta l = 0$, $a_1 = 0$ резонатор з настроювальним елементом складної форми [10] можна розглядати як резонатори, які були представлені у роботах [9, 12]. Нагадаємо також, що за умови $\Delta l = 0$, $g_2 = 0$, $a = d$, $a_1 = 0$ резонатор, що вивчається в [10], є резонатором з коаксіальним стержнем, який розглядався у [11]. Рівняння (7) у цьому випадку співпадає з дисперсійним рівнянням з [11] та обчислюється за узагальненим алгоритмом. За геометричними розмірами резонатора з коаксіальним стержнем [11] приймаються величини, що наведені у [5]: довжина $l = 323$ мм, радіус основ циліндра $b = 112$ мм, циліндричний стержень радіуса $a = 2$ мм $\left(\frac{b}{a} = 56\right)$.

В [5] наведено графіки настроювальних кривих (теоретичні – "Т"), розрахунок яких проведено методом факторизації [13], у порівнянні з даними вимірювань (експериментальні криві – "Э"), що проводились у зв'язку зі спробами П.Л.Капіци [6, 7]. Незважаючи на те, що у [5] приблизні формули дають достатню точність, їх не може бути застосовано для суто коаксіальних резонаторів, і чисельні розрахунки обриваються на значенні $l_1 = 150$ мм, l_1 – довжина стержня. При цьому діапазон частот лежить у межах від 600 до 1750 МГц.

Настроювальні криві, які здобуті внаслідок обчислення дисперсійного рівняння на ЕОМ стосовно коаксіального резонатора [11] відповідних геометричних розмірів, зображено на рисунку. На інтервалі $0 \leq l_1 \leq 150$ мм вони співпадають із залежностями

власних частот резонатора від довжини стрижня, що наведені у [5]. Але область зміни параметра l_1 розширено вдвоє, що суттєво змінює можливість перебудови резонатора за частотою, яка тепер лежить в інтервалі від 200 до 2200 МГц. Це дало підстави здобути результати для четвертої моди E_{014} , які не містяться в [5].

Отже, на рисунку наведено настроювальні криві для перших п'яти типів коливань (модів) E_{01p} ($p = 0,1,2,3,4$) коаксіального резонатора, осьовий переріз якого зображено в [11]. Пунктиром нанесено криві [5], що визначаються рівняннями

$$kl = \left(\mu + \frac{1}{2} \right) \cdot \pi, \quad \mu = 0,1,2,\dots \quad (1)$$

При виконанні умови (1) реалізується так званий "стрижневий резонанс", при якому пунктирні криві на рис. відповідають власним частотам настроювального елемента (стрижня) резонатора у випадку, коли $\frac{b}{a} = 56$.

Розглядаючи сукупність настроювальних кривих, можна зробити висновок, що індекс p коливання E_{01p} дорівнює числу перетинів настроювальної кривої з гіперболами $f = \frac{75p}{l}$, де f вимірюється в мегагерцях, l - в метрах (довжина настроювального елемента). Ці точки перетинів можна обчислити з наперед заданою точністю, якщо у дисперсійне рівняння досліджуваного резонатора замість величини kl підставити $\left(p + \frac{1}{2} \right) \cdot \pi$.

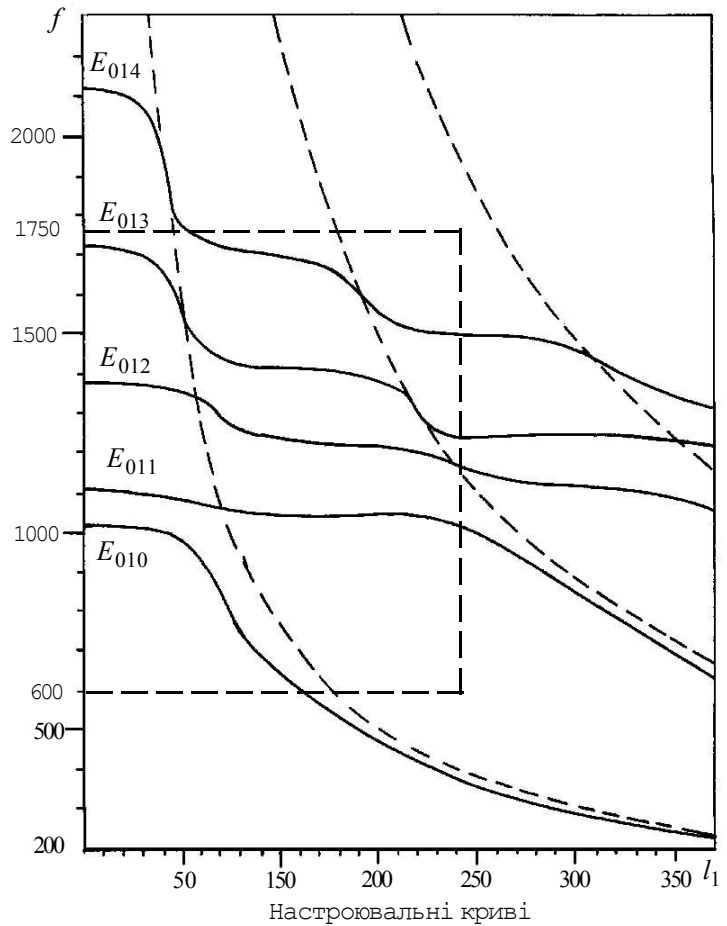
Так, графік коливання основного типу E_{010} має точок перетинів ані з жодною з гіпербол. Крива коливання E_{011} перетинається тільки з гіперболою $kl = \frac{\pi}{2}$; крива коливання E_{012} перетинається з 1-ю і 2-ю гіперболами; крива коливання E_{013} перетинається з 1-ю, 2-ю та 3-ю гіперболами і т.д.

Таким чином, настроювальні криві для резонатора з коаксіальним стрижнем зображують сім'ю кривих, що спадають зі збільшенням довжини настроювального елемента. Найбільша зміна крутизни настроювальних кривих трапляється в околах точок так званого "стрижневого резонансу".

Дисперсійним рівнянням, з якого визначаються власні значення задачі, є дорівняний нулю визначник N -го порядку. Порядок визначника N залежить від потрібної точності розрахунку. З таблиці випливає, що за умови $N \geq 7$ розрахункова частота практично не відрізняється від експериментальної, що свідчить про збіжність застосованого методу та ще раз підтверджує достовірність результатів.

Література. 1. Смайт В. Електростатика и электродинамика: Пер. с англ. М.: Изд. воиностр. лит., 1954. 604с. 2. Kuhn E. Untersuchung eines kapazitivbelasteten koaxialen Hohlraum-

Порядок системи	3	5	7	9	11
Кількість доданків	3	5	7	9	11
Частота f , МГц	990	930	920	920	920



resonators // Archiv Der Elektrischen Übertragung (A.E.U.). 1968. Band 22, №12. S. 557-566. 3. Гапонов А.В. К теории тонких антенн в полых резонаторах // ЖТФ. 1955. Т. 25. Вып. 6. С. 1069-1084. 4. Гапонов А.В. Возбуждение полых резонаторов тонкими антеннами // ЖТФ. 1955. Т. 25. Вып. 6. С. 1085-1099. 5. Вайнштейн Л.А., Маненков А.Б. Коаксиальные резонаторы // Радиотехника и электроника. 1973. Т.18. Вып. 9. С.1777-1784. 6. Капица П.Л. Свободный плазменный шнур в высокочастотном поле при высоком давлении // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. Вып. 6. С. 1801-1866. 7. Капица П.Л., Филимонов С.И. Установки для получения свободного плазменного шнура. Определение тока и сопротивления шнура // ЖЭТФ. 1971. Т. 62. Вып. 3(9). С. 1016-1037. 8. З. Нейман М.С. Полицилиндрические эндовибраторы // ИЭСТ. 1940. №2. С. 33-38. 9. Чумаченко С.В. Уравнение собственных частот и компоненты поля для резонатора сложной формы // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С. 150-156. 10. Чумаченко С.В. Уравнение собственных частот и добротность цилиндрического резонатора с двумя независимыми элементами настройки // Радиоэлектроника и информатика. 1998. № 2(03). С. 6-8. 11. Чумаченко С.В. Электромагнитные колебания в резонаторе коаксиального типа с нелинейным диэлектриком // Радиоэлектроника и информатика. 1998. №4(05). С. 22-24. 12. Третьяков О.А., Чумаченко С.В. Построение модового базиса для резонатора сложной формы // Радиоэлектроника и информатика. 1998. №1(2). С. 12-18. 13. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966. 432 с.

Надійшла до редколегії 12.01.1999

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Руженцев І.В.

Чумаченко Світлана Вікторівна, інженер каф. АПОТ ХТУРЕ. Наукові інтереси: методи розв'язування внутрішніх і зовнішніх граничних задач зі складними граничними умовами, теорія електромагнітних полів у часовій області. Адреса: Україна, 310077, Харків, пр. Леніна, 14, тел. 40-93-26.