

АНТЕНИ ТА ПРИСТРОЇ НВЧ

Йосип Захарія, Руслан Мельничук

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра радіоелектронних пристроїв та систем

ЗБУДЖЕННЯ НЕРЕГУЛЯРНОГО РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРО- МАГНІТНОГО ПОЛЯ У ПЕРЕРІЗІ ТРИМОДОВОГО ХВИЛЕВОДА

© Захарія Йосип, Мельничук Руслан, 2001

Нижче розглянуто задачу збудження тримодового прямокутного хвилевода полем TE_{10} хвиль у двох одномодових хвилеводах з урахуванням умов на тонкому ребрі. Розподілом збудженого поля можна керувати, змінюючи параметри поля хвиль збудження.

A problem of simultaneous and controlled excitation of first three modes in rectangular waveguide is considered. For analysis the Meixner edge condition is used.

Проблема просторово-селективного нагрівання дискретно неоднорідного середовища вимагає збудження відповідного початкового поля [1]. Можливість вибору початкового поля дозволяє керувати розташуванням максимумів густини потужності, або усувати такі максимуми. Нагадаємо, що у просторово однорідному полі розподіл густини потужності визначається характером неоднорідності середовища [2]. Нижче пропонується формувати початкове поле збудженням і складанням полів мод у тримодовому прямокутному хвилеводі.

Робочу частоту поля і розміри перерізу хвилевода виберемо так, щоб TE_{40} хвиля загасала, а TE_{10} , TE_{20} , TE_{30} хвилі поширювалися. Для вказаних TE_{m0} мод ($m=1,2,3$) відношення довжини критичної хвилі до подвійної ширини хвилевода ($2A_1$) дорівнює $1/m$. Для робочої хвилі λ_o , що задовольняє вказану вище вимогу, можна прийняти $q_1 = \lambda_o / 2A_1 > 0,25$. Якщо хвилевід шириною A_1 поділити на два хвилеводи шириною A_2 і A_3 ,

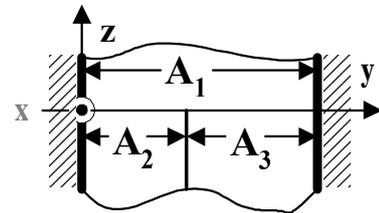


Рис. 1. Переріз структури стіку трьох хвилеводів

($A_1 = A_2 + A_3$), та позначити $\alpha = A_2 / A_1$ (рис.1), для робочої хвилі вказані вище відношення дорівнюють $q_2 = \lambda_o / 2A_2 = q_1 / \alpha$; $q_3 = q_1 / (1 - \alpha)$. Для змінної ширини хвилевода A_2 він стає граничним для $\alpha \leq q_1$. Відповідно хвилевід шириною A_3 стає граничним для $\alpha \geq 1 - q_1$. Забезпечення загасання TE_{11} хвилі висоту хвилеводів B треба вибирати так, щоб відношення $B / A_1 = \zeta_1$ задовольняло умову: $\zeta_1 \leq q_1 / \sqrt{1 - q_1^2}$. Остання умова не залежить від відношення α .

Розглянута вище структура хвилеводів зображена на рис. 1. Стінки хвилеводів вважаємо ідеально провідними., а товщину спільної стінки – нескінченно тонкою. З наведеного вище впливає, що в усіх трьох хвилеводах поширюються хвилі, якщо $1 - q_1 > \alpha > q_1$. У таких границях зміни розташування спільної стінки розглянемо процес збудження трьох мод у хвилеводі шириною A_1 , якщо живлення подається у хвилеводи шириною A_2 і A_3 .

З'ясоване вище вказує, що тримодовий хвилевід шириною A_1 збуджується двома вузькими хвилеводами шириною A_2 та A_3 , живленими полем хвиль основного виду (TE₁₀) на робочій частоті. Початково розглянемо збудження хвилеводом шириною A_2 . Електродинамічний аналіз задачі базується на умові неперервності напруженостей поля у площині стику хвилеводів ($z = 0$). Хвилю живлення будемо вважати як TE₁₀ хвилю з одиничною максимальною електричною напруженістю у перерізі хвилевода.[3]

$$\dot{E}_{x2} = \sin\left(\frac{\pi y}{A_2}\right) \exp(-\tilde{\gamma}_{21} z); \dot{H}_{y2} = \frac{\tilde{\gamma}_{21}}{j\omega\mu_a} \sin\left(\frac{\pi y}{A_2}\right) \exp(-\tilde{\gamma}_{21} z). \quad (1)$$

Фазловий коефіцієнт β_2 виражено вище за допомогою сталої поширення $\tilde{\gamma}_{21} = j\beta_2$; ω – колова частота поля; μ_a – магнітна проникність середовища ($\mu_a = \mu_0$).

Напруженості поля відбитої хвилі, а також хвиль збуджених у хвилеводах шириною A_2 і A_3 для $z = 0$ запишемо нескінченними сумами

$$\begin{aligned} \dot{E}_{x1}^{(M)} &= \sum_{M=1}^{\infty} C_M \sin\left(\frac{M\pi y}{A_1}\right) & \dot{H}_{y1}^{(M)} &= \sum_{M=1}^{\infty} \frac{\tilde{\gamma}_{M1}}{j\omega\mu_a} C_M \sin\left(\frac{M\pi y}{A_1}\right) \\ \dot{E}_{x2}^{(m)} &= \sum_{m=1}^{\infty} D_m \sin\left(\frac{m\pi y}{A_2}\right) & \dot{H}_{y2}^{(m)} &= -\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\tilde{\gamma}_{m2}}{j\omega\mu_a} D_m \sin\left(\frac{m\pi y}{A_2}\right) \\ \dot{E}_{x3}^{(n)} &= \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\left(\frac{n\pi(y-A_2)}{A_3}\right) & \dot{H}_{y3}^{(n)} &= -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\gamma}_{n3}}{j\omega\mu_a} B_n \sin\left(\frac{n\pi(y-A_2)}{A_3}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

Умови неперервності напруженостей поля, дотичних до площі стику хвилеводів, запишемо як для електричних, так і для магнітних напруженостей ($z = 0$)

$$\begin{aligned} a) \dot{E}_{x1}^{(M)} &= \dot{E}_{x2} + \dot{E}_{x3}; \dot{H}_{y1}^{(M)} = \dot{H}_{y2} - \dot{H}_{y3}; (y = 0, A_2); \\ \ddagger) \dot{E}_{x1}^{(M)} &= \dot{E}_{x3}; \dot{H}_{y1}^{(M)} = -\dot{H}_{y3}; (y = A_2, A_3). \end{aligned} \quad (3)$$

З метою усунення залежності від координати y рівняння (3,а) множимо ці рівняння на функцію $\sin(m\pi y / A_2)$, та інтегруємо в межах $y = 0, A_2$. Рівняння (3,б) так само множимо на функцію $\sin(n\pi(y - A_2) / A_3)$ та інтегруємо в межах $y = A_2, A_1$. При цьому враховуємо умови ортогональності гармонічних функцій. В результаті отримуємо системи рівнянь

$$\begin{aligned} a) \sum_{M=1}^{\infty} C_M f(m) &= D_m \frac{A_2}{2} + \frac{A_2}{2} \Big|_{m=1}; \quad \ddagger) \sum_{M=1}^{\infty} \tilde{\gamma}_{M1} C_M f(m) = -\tilde{\gamma}_{m2} D_m \frac{A_2}{2} + \tilde{\gamma}_{12} \frac{A_2}{2} \Big|_{m=1}; \\ \text{б) } \sum_{M=1}^{\infty} C_M f(n) &= B_n \frac{A_3}{2}; \quad \ddagger) \sum_{M=1}^{\infty} \tilde{\gamma}_{M1} C_M f(n) = -\tilde{\gamma}_{31} B_n \frac{A_3}{2}, \end{aligned} \quad (4)$$

у яких

$$f(m) = (-1)^m \frac{(m\pi / A_2) \sin(M\pi\alpha)}{\tilde{\gamma}_{M1}^2 - \tilde{\gamma}_{m2}^2}; \quad f(n) = -\frac{(n\pi / A_3) \sin(M\pi\alpha)}{\tilde{\gamma}_{M1}^2 - \tilde{\gamma}_{n3}^2}. \quad (5)$$

Наведену систему рівнянь легко звести до двох рівнянь відносно невідомих коефіцієнтів C_M

$$a) \sum_{M=1}^{\infty} C_M f(m)(\tilde{\gamma}_{M1} + \tilde{\gamma}_{m2}) = \tilde{\gamma}_{12} A_2; \quad b) \sum_{M=1}^{\infty} C_M f(n)(\tilde{\gamma}_{M1} + \tilde{\gamma}_{n3}) = 0. \quad (6)$$

Кількість невідомих коефіцієнтів C_M є теоретично нескінченною. Практично цю кількість обмежують до $M1(C_1, C_2 \dots C_{M1})$. Тому кількість рівнянь $m1$ та $n1$ в сумі має дорівнювати $M1$. Співвідношення між $m1$ і $n1$ визначається умовами для електромагнітного поля на тонкому ребрі спільної стінки: $m1/n1 = A_2/A_3$ [4]. Тому неоднорідну систему $m1$ рівнянь записують відповідно до виразу (6,а), та доповнюють її однорідною системою $n1$ рівнянь відповідно до виразу (6,б) ($M1 = m1 + n1$). Розв'язання системи рівнянь (6) дає значення коефіцієнтів C_M , за допомогою яких з рівнянь (4) отримуємо коефіцієнти D_m та B_n . Для напруженості поля збудження (1) названі коефіцієнти визначають коефіцієнти відбиття і коефіцієнти проходження хвиль в структурі хвилеводів.

На рис. 2 зображена залежність коефіцієнтів C_1, C_2, C_3 від відношення $\alpha = A_2/A_1$

для робочої частоти, даної у нормованому вигляді відношенням $q_1 = 0,28$, якщо TE_{10} хвилею живиться хвилевід шириною A_2 . У хвилеводах шириною A_2 і A_3 поширюється TE_{10} хвилі для $\alpha > q_1$ та $\alpha < (1 - q_1)$ відповідно. Тому криві C_n подано в границях $\alpha = 0,28 - 0,72$. Розрахунок виконано для $M1 = 20$, а збільшення загасаючих мод не змінює даних на рис.2. У хвилеводі шириною A_1 збуджуються і поширюються три моди

одночасно ($TE_{10}, TE_{20}, TE_{30}$) для $q_1 = 0,25 - 0,33$. Однак при цьому змінюються границі відношення α . Для умов рис.2 коефіцієнт C_1 (амплітуда TE_{10} хвилі) практично лінійно зростає із збільшенням відношення α , тобто ширини хвилевода A_2 . Амплітуда TE_{20} хвилі є максимальною для $\alpha = 0,5$ в широких межах: $\alpha = 0,4 - 0,72$. TE_{30} хвиля має максимум для $\alpha = 0,4$ в межах $\alpha = 0,3 - 0,5$. В межах зміни відношення $\alpha = 0,4 - 0,6$ амплітуди усіх трьох мод порівняно мало відрізняються. Фаза електричних напруженостей збуджених хвиль визначається відносно фази збуджуючого поля у хвилеводі шириною A_2 в точці $z = 0; y = A_2/2$. Фаза кожної моди залежить також від відношення α , але змінюється біля нуля в межах лише кількох градусів.

За вказаним вище алгоритмом аналіз можна повторити при живленні хвилевода шириною A_3 . В результаті отримаємо множини відповідних коефіцієнтів, залежність яких від відношення α є симетрично повернутою біля осі $\alpha = 0,5$. На основі даних на рис. 1 та рис. 2 побудовано результуючий розподіл $TE_{10}, TE_{20}, TE_{30}$ хвиль у перерізі широкого

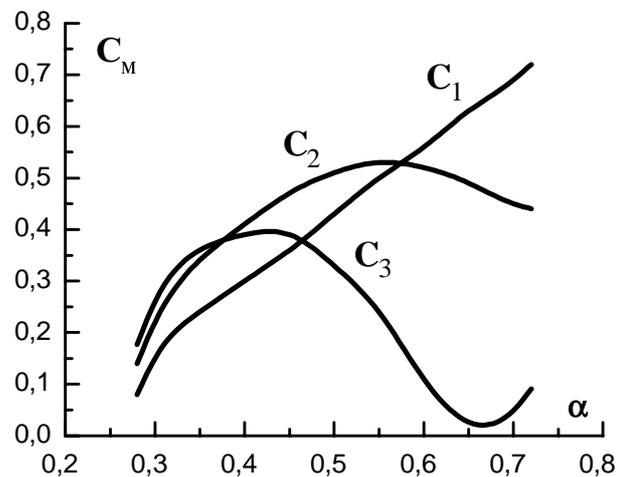


Рис. 2. Залежність інтенсивності збудження від відношення α

хвилевода для одночасного синфазного живлення хвилеводів шириною A_2 , і A_3 TE₁₀ хвилями з одиничними амплітудами. Характер нерегулярного розподілу напруженості поля по ширині хвилевода залежить від координати z . Він може мати нульові значення, зокрема для $\alpha = 0,5$, може мати максимум в точці $0,25A_1$. Можна вважати, що оптимальним є таке відношення α , для якого амплітуди збуджуваних мод мало відрізняються. Як видно з рис.2, таким є значення $\alpha = 0,2 - 0,4$. Результуючий розподіл поля залежить від різниці фаз хвиль збудження, від співвідношення їх амплітуд. Регулювання цих параметрів дозволяє керувати характером нерегулярного розподілу напруженості початкового електромагнітного поля.

1. Захарія Й., Патрило Ю. Модове керування розподілом об'ємної густини потужності у неоднорідному біологічному середовищі // Вісник ДУ "Львівська політехніка", 2000 р., N 399, С. 194–197. 2. Захарія Й., Патрило Ю. Моделювання розподілу об'ємної густини потужності електромагнітного поля у біологічному середовищі в умовах хвилевідної гіпертермії // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 2000. № 387. С.13–16 3. Захарія Й.А. Основи електродинаміки і поширення радіохвиль. – Львів: В-во ДУ "Львівська політехніка", 1996. С. 314. 4. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. – Москва: Мир, 1974. С. 323.

УДК 621.396.677

Богдан Коваль, Олег Самсонюк
Національний університет "Львівська політехніка",
кафедри телекомунікації та радіоелектронних пристроїв та систем

АНАЛІЗ ПЛОСКИХ ЧАСТОТНО-КОМПЕНСАЦІЙНИХ АНТЕННИХ РЕШІТОК

© Коваль Богдан, Самсонюк Олег, 2001

Проведений аналіз основних характеристик плоских частотно-компенсаційних антенних решіток (ЧКАР). Отримані прості аналітичні залежності для рівня бокових пелюстків та ширини головного пелюстка діаграми спрямованості плоских ЧКАР.

The analysis of basic characteristics of planar Frequency-Compensating Antenna Arrays (FCAA) is done. The simple analytical estimates of peak sidelobe level and pattern main lobe width of planar FCAA are obtained.

Формулювання задачі. Частотно-компенсаційні антенні решітки (ЧКАР) вперше були запропоновані в [1, 2], а в роботі [3] – детально досліджені прямолінійні ЧКАР. По своїй суті це сильно розріджені ФАР, які складаються з ідентичних однаково орієнтованих частотно-незалежних антенних елементів (випромінювачів). ЧКАР будуються на основі найменш впорядкованих послідовностей (НВП).

У цій роботі аналізуються плоскі ЧКАР, що складаються з N випромінювачів, розміщених у вузлах прямокутної еквідистантної сітки, період якої по координатних осях X та Y становить відповідно d_x та d_y . Простий приклад плоскої ЧКАР зображений на рис. 1, а.