

ТЕХНІКА ТА ПРИСТРОЇ НВЧ ДІАПАЗОНУ. АНТЕННА ТЕХНІКА

УДК 621.372

ВЛАСНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ ПЕРІОДИЧНОЇ СТРУКТУРИ

Найденко В. І.

Вступ. Постановка задачі

Діелектрична періодична структура (ДПС) утворена періодичною послідовністю діелектричних вставок двох типів у хвилеводі будь-якої форми перерізу (рис. 1а,б) або діелектричних пластин у вільному просторі (рис. 1в). Характеристики власних хвиль в ДПС вивчалися в [1, 2]. Тут розглядається ширша палітра параметрів, перевіряється відповідність їх доведеним в [2] теоремам, уточнюються деякі характеристики.

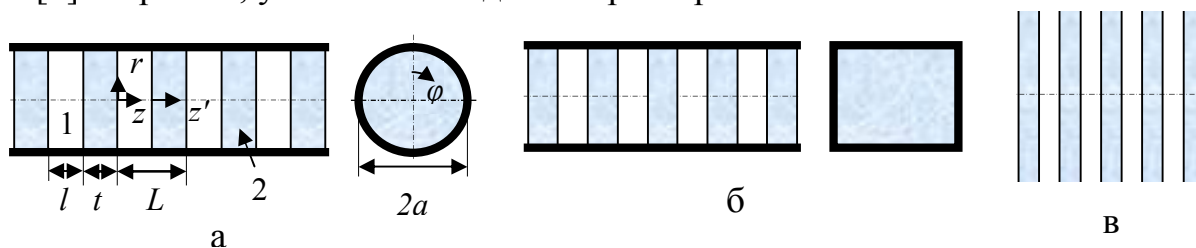


Рис. 1

Діелектрична періодична структура цінна тим, що всі її характеристики записуються в замкнутому простому вигляді, їх не складно знайти, і, використовуючи сучасні математичні пакети, наприклад, Mathcad, можна розрахувати характеристики хвиль в такій структурі з високою точністю. Замкнутість виразів і їх простота особливо цінні для навчального процесу.

Розглянемо для прикладу діелектричну періодичну структуру на основі хвилеводу круглого поперечного перерізу (рис. 1а). Розділимо період структури площинами, перпендикулярними до напрямку поширення хвиль, на дві часткові області – 1 і 2. Вводимо циліндричні системи координат r, φ, z і r, φ, z' , причому $z'=z-l$. В області 1 – $0 < z < l$, в області 2 – $0 < z' < t$. Параметри середовищ в області 1 – ε_1, μ_1 , в області 2 – ε_2, μ_2 .

Поля в часткових областях. Дисперсійне рівняння

В ДПС, діелектричні вставки яких перпендикулярні до напрямку поширення, можуть існувати окремо хвилі типу Е і типу Н. Як приклад, розглянемо хвилі типу Е. Зміни, які необхідно внести в отримані результати для хвиль типу Н, надаватимемо в коментарях до відповідних формул.

Внаслідок аксіальної симетрії ДПС на основі хвилеводу круглого поперечного перерізу власні хвилі з різними азимутальними індексами не

зв'язані між собою, а залежність від азимуту φ можна взяти у вигляді або $\cos(m\varphi)$, або $\sin(m\varphi)$. З урахуванням цих зауважень позовжні компоненти полів в областях 1 і 2 можна записати у вигляді:

$$E_z^{(1)} = (Ach(pz) + Bsh(pz))J_m(a_{mq}r/a) \cos m\varphi; \quad (1)$$

$$E_z^{(2)} = (C \sin(p_\varepsilon z) + D \cos(p_\varepsilon z))J_m(a_{mq}r/a) \cos m\varphi. \quad (2)$$

Поперечні компоненти полів згідно з [3] можна знайти за формулами:

$$E_r = \frac{1}{k_c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial r}, \quad E_\varphi = \frac{1}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z \partial \varphi}, \quad H_r = \frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi}, \quad H_\varphi = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon}{k_c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (3)$$

де $k_c = a_{mq}/a$, a_{mq} – корені рівняння $J_m(a_{mq}) = 0$, $m=0, 1, \dots, q=1, 2, \dots$

Знаходимо поперечні компоненти полів в області 1:

$$E_r^{(1)} = \frac{pa}{a_{mq}} (Ash(pz) + Bch(pz))J'_m(a_{mq}r/a) \cos m\varphi;$$

$$E_\varphi^{(1)} = -\frac{a^2}{a_{mq}^2} \frac{pm}{r} (Ash(pz) + Bch(pz))J_m(a_{mq}r/a) \sin m\varphi;$$

$$H_\varphi^{(1)} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_1 a}{a_{mq}} (Ach(pz) + Bsh(pz))J'_m(a_{mq}r/a) \cos m\varphi;$$

$$H_r^{(1)} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_1 a^2}{a_{mq}^2} \frac{m}{r} (Ach(pz) + Bsh(pz))J_m(a_{mq}r/a) \sin m\varphi,$$

де

$$p = \sqrt{(a_{mq}/a)^2 - k^2 \varepsilon_1 \mu_1}. \quad (4)$$

Поперечні компоненти полів в області 2

$$E_r^{(2)} = \frac{p_\varepsilon a}{a_{mq}} (C \cos(p_\varepsilon z') - D \sin(p_\varepsilon z'))J'_m(a_{mq}r/a) \cos m\varphi;$$

$$E_\varphi^{(2)} = -\frac{a^2}{a_{mq}^2} \frac{p_\varepsilon m}{r} (C \cos(p_\varepsilon z') - D \sin(p_\varepsilon z'))J_m(a_{mq}r/a) \sin m\varphi;$$

$$H_\varphi^{(2)} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_2 a}{a_{mq}} (C \sin(p_\varepsilon z') + D \cos(p_\varepsilon z'))J'_m(a_{mq}r/a) \cos m\varphi;$$

$$H_r^{(2)} = -\frac{i\omega\varepsilon_0\varepsilon_2 a^2}{a_{mq}^2} \frac{m}{r} (C \sin(p_\varepsilon z') + D \cos(p_\varepsilon z'))J_m(a_{mq}r/a) \sin m\varphi,$$

де

$$p_\varepsilon = \sqrt{k^2 \varepsilon_2 \mu_2 - (a_{mq}/a)^2}. \quad (5)$$

Така форма запису полів в областях 1 і 2 відповідає умові $\varepsilon_1\mu_1 < \varepsilon_2\mu_2$.

На границі областей 1 і 2 (при $z=l$, а, отже, і при $z'=0$) мають бути неперервними тангенціальні компоненти полів. Знаходимо:

з неперервності E_r

$$p(Ash(pl) + Bch(pl)) = p_\varepsilon C, \quad (6)$$

з неперервності H_φ

$$\varepsilon_1(Ach(pl) + Bsh(pl)) = \varepsilon_2 D. \quad (7)$$

Аналогічні залежності впливають і з неперервності E_φ і H_r . Отже, граничні умови для всіх компонент полів будуть виконані, якщо виконати умови (6), (7).

Поля при $z=0$ і $z=L=l+t$ ($z'=t$) згідно з теоремою Флоке відрізняються лише на фазовий множник $e^{-i\varphi}$, де φ – зсув фази полів на періоді структури (вважаємо, що хвилі поширюються в напрямі $+z$). Ці поля можна прирівняти, якщо поля при $z=L$ помножити на $e^{i\varphi}$. Отже, маємо:

для компоненти E_r

$$pB = p_\varepsilon (C \cos(p_\varepsilon t) - D \sin(p_\varepsilon t))e^{i\varphi}, \quad (8)$$

для компоненти H_φ

$$\varepsilon_1 A = \varepsilon_2 (C \sin(p_\varepsilon t) + D \cos(p_\varepsilon t))e^{i\varphi}. \quad (9)$$

Рівняння (6) – (9) складають однорідну систему лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) четвертого порядку для амплітуд A, B, C, D . Однорідна СЛАР може мати нетривіальні рішення, якщо її детермінант дорівнює нулю:

$$\begin{vmatrix} psh(pl) & pch(pl) & -p_\varepsilon & 0 \\ \varepsilon_1 ch(pl) & \varepsilon_1 sh(pl) & 0 & -\varepsilon_2 \\ 0 & p & -p_\varepsilon \cos(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} & p_\varepsilon \sin(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} \\ \varepsilon_1 & 0 & -\varepsilon_2 \sin(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} & -\varepsilon_2 \cos(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} \end{vmatrix} = 0. \quad (10)$$

Це є дисперсійне рівняння для хвиль типу Е в діелектричній періодичній структурі. Детермінант (10) можна розкрити і отримати явний вираз дисперсійного рівняння

$$\cos \varphi = ch u \cos v + \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha} sh u \sin v, \quad u = pl, \quad v = p_\varepsilon t, \quad (11)$$

де для хвиль типу Е

$$\alpha = p\varepsilon_2 / p_\varepsilon\varepsilon_1. \quad (12)$$

Відмітимо, що дисперсійне рівняння (11) точно, і як бачимо, записується в замкненій формі.

Для хвиль типу Н поля записуються подібно до (1), (2). Тут запишемо лише вирази для поздовжньої компоненти магнітного поля в області 1 і області 2:

$$H_z^{(1)} = (\tilde{A}ch(pz) + \tilde{B}sh(pz))J_m(b_{mq}r/a)\cos m\varphi,$$

$$H_z^{(2)} = (\tilde{C} \sin p_\varepsilon z' + \tilde{D} \cos p_\varepsilon z') J_m(b_{mq} r / a) \cos m\varphi,$$

де b_{mq} є коренями рівняння $J'_m(b_{mq}) = 0$, $m=0, 1, \dots$, $q=1, 2, \dots$. Поперечні компоненти знаходяться за формулами, подібними до (3) – згідно з принципом двоїстості.

Дисперсійне рівняння для хвиль типу Н не відрізняється від (11), але $\alpha = -p_\varepsilon \mu_1 / (p \mu_2)$, $p = \sqrt{(b_{mq} / a)^2 - k^2 \varepsilon_1 \mu_1}$, $p_\varepsilon = \sqrt{k^2 \varepsilon_2 \mu_2 - (b_{mq} / a)^2}$.

Дисперсійне рівняння (11) для хвиль типу E_0 отримано вперше в [1].

Дисперсійне рівняння (11) не змінить своєї форми і для діелектричної періодичної структури на основі прямокутного хвилеводу. Необхідно мати на увазі лише те, що $k_c = \sqrt{(\frac{m\pi}{a})^2 + (\frac{j\pi}{w})^2}$, де a, w – розміри хвилеводу уздовж осей x і y , а m і j – числа варіацій полів по поперечним координатам.

Дисперсійне рівняння (11) буде описувати і хвилі в діелектричній періодичній структурі, необмеженій в поперечних напрямках (рис. 1,в), тобто при поширенні плоскої хвилі. Для цього необхідно покласти $k_c=0$ і $\alpha = -\sqrt{(\varepsilon_2 \mu_1 / \varepsilon_1 \mu_2)}$. Зрозуміло, що поперечні поля в діелектричній періодичній структурі, необмеженій в поперечних напрямках, не можна розрахувати за формулами (3), бо в правій частині маємо невизначеність типу 0/0. Для цієї структури можна покласти

$$E_x^{(1)} = A \operatorname{sh}(pz) + B \operatorname{ch}(pz), \quad E_x^{(2)} = C \cos(p_\varepsilon z') - D \sin(p_\varepsilon z'),$$

$$H_y^{(1)} = \frac{ip}{\omega \mu_0 \mu_1} (A \operatorname{ch}(pz) + B \operatorname{sh}(pz)), \quad H_y^{(2)} = -\frac{ip_\varepsilon}{\omega \mu_0 \mu_2} (C \sin(p_\varepsilon z') + D \cos(p_\varepsilon z')).$$

Групова швидкість і групове сповільнення

Диференціюючи (11) за частотою і роблячи необхідні перетворення знаходимо добуток сповільнення групової швидкості на $\sin \varphi$ (див. [2]):

$$n_{gp} \sin \varphi = \frac{k}{L} \left[\frac{t^2}{v} \varepsilon_2 \mu_2 \left(\sin v \operatorname{ch} u - \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha} \operatorname{sh} u \cos v + \frac{\alpha^2 + 1}{2\alpha} \frac{\sin v}{v} \operatorname{sh} u \right) + \right. \\ \left. + \frac{l^2}{u} \varepsilon_1 \mu_1 \left(\cos v \operatorname{sh} u + \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha} \sin v \operatorname{ch} u + \frac{\alpha^2 + 1}{2\alpha} \frac{\operatorname{sh} u}{u} \sin v \right) \right]. \quad (13)$$

Поля хвиль в діелектричній періодичній структурі

Поля хвиль в діелектричній періодичній структурі можна знайти лише з точністю до довільної сталої, бо задача, що розв'язується, – це задача знаходження власних хвиль. Покладемо $A=1$. Тоді однорідна СЛАР (6) – (9) перетвориться на неоднорідну третього порядку для B, C, D :

$$\begin{cases} \varepsilon_1 sh(pl)B - \varepsilon_2 D = -\varepsilon_1 ch(pl) \\ pB - p_\varepsilon \cos(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} C + p_\varepsilon \sin(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} D = 0 \\ -\varepsilon_2 \sin(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} C - \varepsilon_2 \cos(p_\varepsilon t)e^{i\varphi} D = -\varepsilon_1 \end{cases} \quad (14)$$

Після рішення цієї СЛАР стають відомими всі амплітуди і, отже, і поля в діелектричній періодичній структурі. Отже, можна перейти до визначення інших характеристик.

Амплітуди просторових гармонік

Запишемо поздовжнє електричне поле, що описане виразами (1) і (2), у вигляді ряду по просторовим гармонікам. Знайдемо

$$A_n = \frac{1}{L} (A[1_n] + B[2_n] + C[3_n] + D[4_n]), \quad (15)$$

де A_n – амплітуда гармоніки e_{zn} , а

$$\begin{pmatrix} [1_n] \\ [2_n] \end{pmatrix} = \int_0^l \begin{pmatrix} ch \\ sh \end{pmatrix} p z e^{i\beta_n z} dz; \quad \begin{pmatrix} [3_n] \\ [4_n] \end{pmatrix} = \int_l^{l+t} \begin{pmatrix} \sin \\ \cos \end{pmatrix} p_\varepsilon z' e^{j\beta_n z} dz.$$

Співвідношення між амплітудами, B , C і D (при $A=1$), як уже вказувалося, знаходяться з рішення неоднорідної системи рівнянь (14).

Потужність хвилі в структурі

Оскільки потужність хвилі не залежить від координати z можна знайти потужність в будь-якій точці поздовжньої координати. Формула для потужності буде найпростішою, якщо її розраховувати в площині з координатою $z=0$ і брати поля першої області. Для хвиль типу E маємо

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^{2\pi} \int_0^a (E_r^{(1)} H_\varphi^{(1)*} - E_\varphi^{(1)} H_r^{(1)*}) \Big|_{z=0} r dr d\varphi = \frac{\pi \delta_m}{4\rho} k \varepsilon_1 a^4 \left(\frac{J'_m(a_{mq})}{a_{mq}} \right)^2 \operatorname{Re}(ipBA^*), \quad (16)$$

де

$$\delta_0 = 2, \quad \delta_m = 1 \quad \text{при} \quad m > 0.$$

Для азимутально однорідних хвиль, тобто хвиль з $m=0$ з (16) знаходимо:

$$P = \frac{\pi}{2\rho} \varepsilon_1 k a^4 \left(\frac{J_1(a_{0q})}{a_{0q}} \right)^2 \operatorname{Re}(ipBA^*). \quad (17)$$

Якщо потужність розраховувати в площині з координатою $z=l$ і брати поля першої області, то

$$P = \frac{\pi}{2\rho} \varepsilon_2 k a^4 \left(\frac{J_1(a_{0q})}{a_{0q}} \right)^2 \operatorname{Re}(ip_\varepsilon CD^*). \quad (18)$$

Формула (18) складніша за (17) тим, що в ній потрібно розраховувати D^* , в той час як у (17) $A^*=1$.

Для хвиль типу Н в (16) необхідно замінити

$$\varepsilon_1 \rightarrow \mu_1, A \rightarrow \tilde{A}, B \rightarrow \tilde{B}, \left(\frac{J'_m(a_{mq})}{a_{mq}} \right)^2 \rightarrow \left(\frac{J_m(b_{mq})}{b_{mq}} \right)^2 \left(1 - \left(\frac{m}{b_{mq}} \right)^2 \right). \quad (19)$$

Вираз для визначення потужності хвилі типу E_0 отримано в [1].

Енергія поля в структурі

Енергію поля в структурі для азимутально-однорідних хвиль легше знайти через енергію магнітного поля і використати теорему 2 з [2], згідно з якою в об'ємі одного періоду $W_E = W_H$.

Енергія магнітного поля в області 1 для хвиль типу Е

$$W_{m1} = \frac{\pi}{8} \delta_m \varepsilon_0 \varepsilon_1^2 \mu_1 k^2 a^4 \left(\frac{J'_m(a_{mq})}{a_{mq}} \right)^2 \int_0^l |Ach(pz) + Bsh(pz)|^2 dz. \quad (20)$$

Подібним чином записується і енергія магнітного поля в області 2:

$$W_{m2} = \frac{\pi}{8} \delta_m \varepsilon_0 \varepsilon_2^2 \mu_2 k^2 a^4 \left(\frac{J'_m(a_{mq})}{a_{mq}} \right)^2 \int_0^t |C \sin(p_\varepsilon z') + D \cos(p_\varepsilon z')|^2 dz'. \quad (21)$$

Для азимутально-однорідних хвиль ($m=0$) енергія магнітного поля в областях 1 і 2 визначається як

$$W_{m1} = \frac{\pi}{4} \mu_1 \varepsilon_0 \varepsilon_1^2 k^2 a^4 \left(\frac{J_1(a_{0q})}{a_{0q}} \right)^2 \int_0^l |Ach(pz) + Bsh(pz)|^2 dz, \quad (22)$$

$$W_{m2} = \frac{\pi}{4} \varepsilon_0 \varepsilon_2^2 \mu_2 k^2 a^4 \left(\frac{J_1(a_{0q})}{a_{0q}} \right)^2 \int_0^t |C \sin(p_\varepsilon z') + D \cos(p_\varepsilon z')|^2 dz'. \quad (23)$$

Енергія поля в одному періоді структури

$$W = 2(W_{m1} + W_{m2}).$$

Для хвиль типу Н до заміни (19) треба додати в (23) заміни $C \rightarrow \tilde{C}$, $D \rightarrow \tilde{D}$.

Знання виразів для потужності і енергії надає можливість знайти групову швидкість згідно з (1.26) з [2] і групове сповільнення як $c/v_{гр}$. Це другий спосіб знаходження групової швидкості і групового сповільнення (перший – диференціювання дисперсійного рівняння). Далі можна знайти R_n , $R_n n_n^2 / n_{gp}$ і інші характеристики хвиль в ДПС.

Результати розрахунків

Результати розрахунків характеристик діелектричної періодичної структури відображають рис. 2...9. Структура має розміри: діаметр $2a = 57,383$; період $L = 4$; товщина діелектрика $t=2$, його діелектрична

проникність $\varepsilon_2 = 9,5$. Діелектрична проникність області I $\varepsilon_1 = 1$, магнітні проникності $\mu_1 = \mu_2 = 1$.

На рис. 2 зображені дисперсійні характеристики двох довгохвильових смуг пропускання азимутально однорідної хвилі ($m=0$). Низькочастотна смуга пропускання більше 4:1. Дисперсія нормальна. Сповільнення на лінійному відрізку дисперсійної характеристики – близько 2. Друга смуга пропускання більш вузька і має аномальну дисперсію.

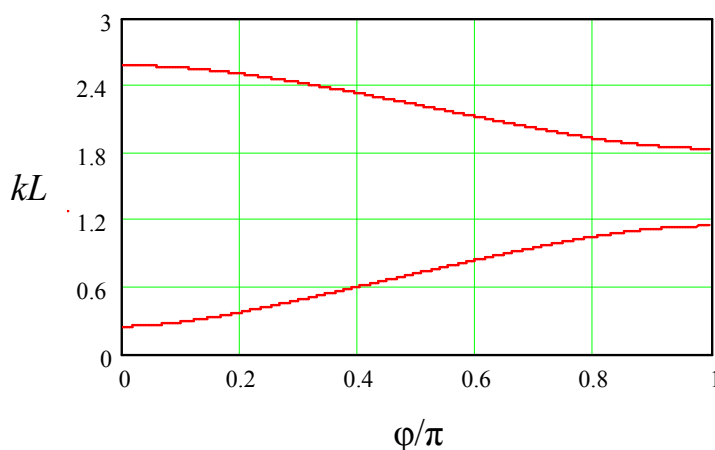


Рис. 2

Залежності $|n_{sp} \sin \varphi|$ для двох смуг пропускання, зображених на рис. 2, наведена на рис. 3. Зміни $n_{sp} \sin \varphi$ на границях смуг пропускання $\varphi = 0$ і $\varphi = \pi$ повністю узгоджуються з теоремою 9 з [2]: $d(n_{gr} \sin \varphi)/d\varphi = 0$ при $\varphi = 0$ і $\varphi = \pi$.

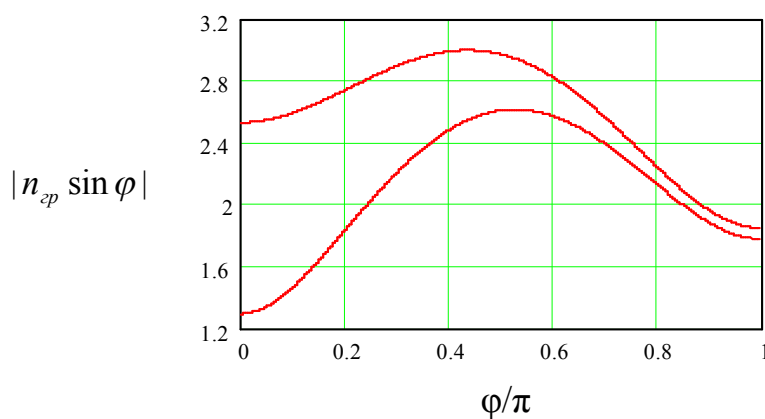


Рис. 3

При $\varphi = \pi/2$ групове сповільнення низькочастотної смуги – близько 2,6. Для високочастотної смуги пропускання $n_{sp} \sin \varphi$ негативне.

На рис. 4 показана залежність модуля поздовжньої компоненти електричного поля (1), (2) від координати z для зсуву фаз $\varphi = 0,3\pi$ (суцільна стрибкоподібна лінія) і $0,75\pi$ (штрихова лінія). Амплітуда $A=1$. Видно, що вказана зміна фазового зсуву несуттєво впливає на розподіл поздовжньої компоненти електричного поля.

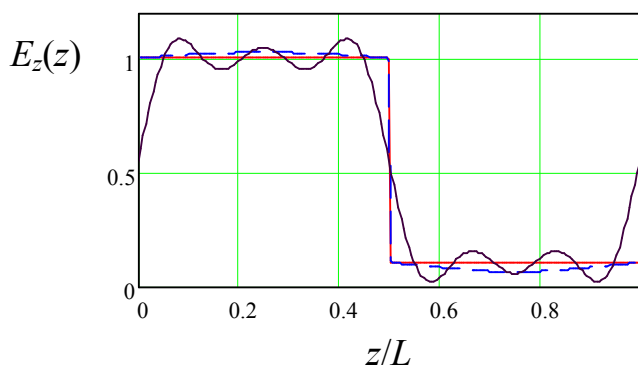


Рис. 4

від A_0 по φ при $\varphi=0$ рівна нулю; 3) похідні від A_n (при $n \neq 0$) по φ при $\varphi=0$ і $\varphi=\pi$ однакові по модулю і протилежні за знаком.

На рис. 5 наведені квадрати модулів амплітуд семи просторових гармонік ($n=-3\dots 3$) як функції φ/π . Як видно, амплітуди просторових гармонік задовольняють теоремам 5 – 7 з [2]: 1) при $\varphi=0$ рівні амплітуди гармонік з номерами $+n$ і $-n$, а при $\varphi=\pi$ – амплітуди гармонік з номерами $+n$ і $-n-1$; 2) похідна від A_0 по φ при $\varphi=0$ рівна нулю; 3) похідні від A_n (при $n \neq 0$) по φ при $\varphi=0$ і $\varphi=\pi$ однакові по модулю і протилежні за знаком.

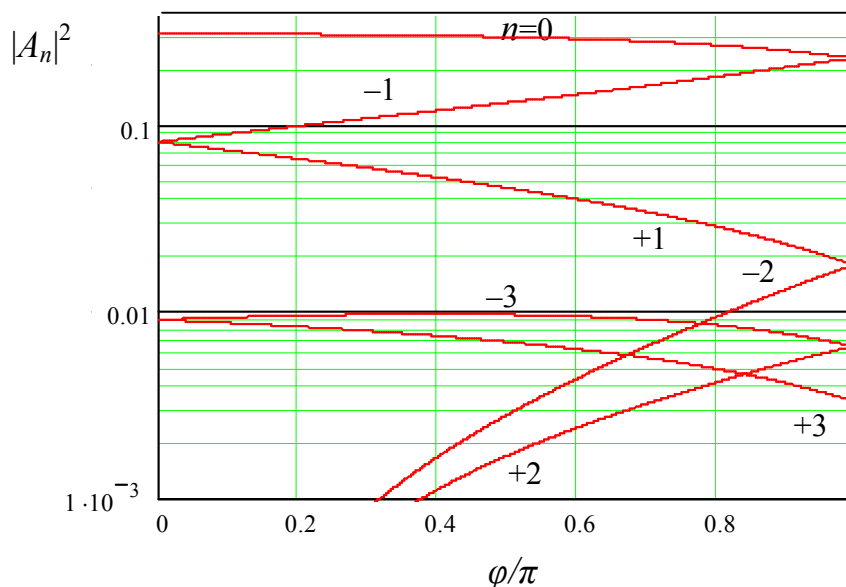


Рис. 5

Апроксимація залежності поздовжньої компоненти електричного поля (1), (2) від координати z для зсуву фаз $\varphi=0.3\pi$ сімома просторовими гармоніками ($n=-3\dots 3$) наведена на рис. 4 суцільною лінією з коливаннями. В цілому апроксимація відбиває основні риси вихідної кривої, але сімох гармонік для відтворення ступінчастої форми поля явно замало.

Перейдемо тепер до енергетичних характеристик азимутально однорідної хвилі ($m=0$) в діелектричній періодичній структурі.

На рис. 6 показана залежність потужності хвилі від нормованого зсуву фаз (тонкою лінією). Підкреслимо, що це потужність при одиничній амплітуді A (див. (1)). При $\varphi=0$ і $\varphi=\pi$ енергія через структуру не передається ($P=0$). Відношення $P/\sin\varphi$ скінчене як при $\varphi=0$ так і при $\varphi=\pi$. Похідна від $P/\sin\varphi$ по φ (товстіша лінія на рис. 6) дорівнює нулю як при $\varphi=0$, так і при

$\varphi=\pi$, як це слідує з теореми 10 (характерною є точка $\varphi=\pi/2$, де $P= P/\sin\varphi$).

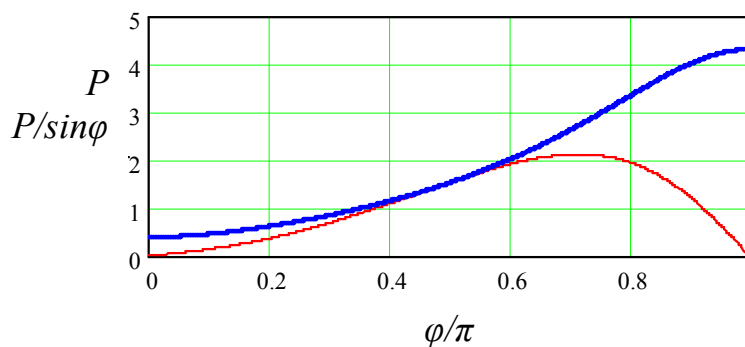


Рис. 6

Залежність енергії магнітного поля хвилі, що запасається на періоді структури, від нормованого зсуву фаз при одиничній амплітуді A (див. (1)) показана на рис. 7 (енергія електромагнітного поля вдвічі більша). При $\varphi=0$ і $\varphi=\pi$ похідна від енергії хвилі в структурі по φ дорівнює нулю як при $\varphi=0$, так і при $\varphi=\pi$, як це слідує з теореми 8 з [2].

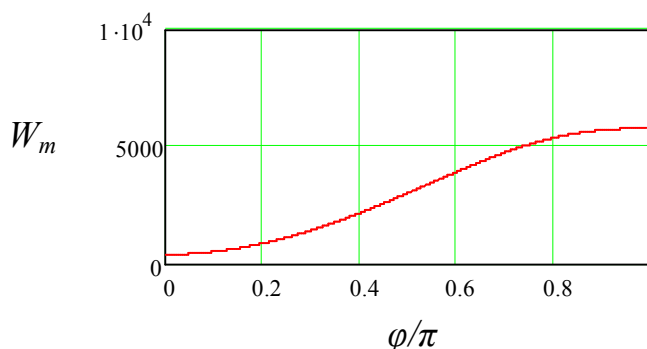


Рис. 7

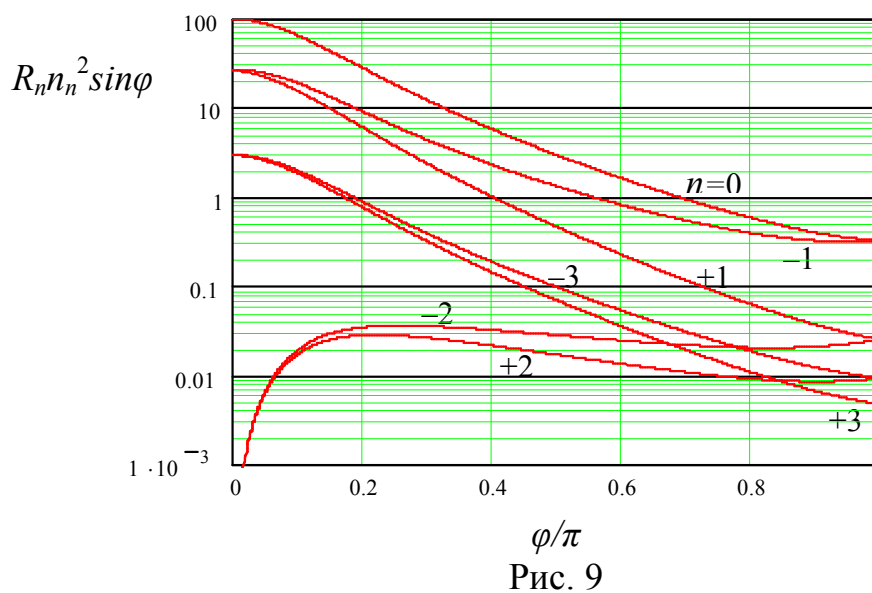
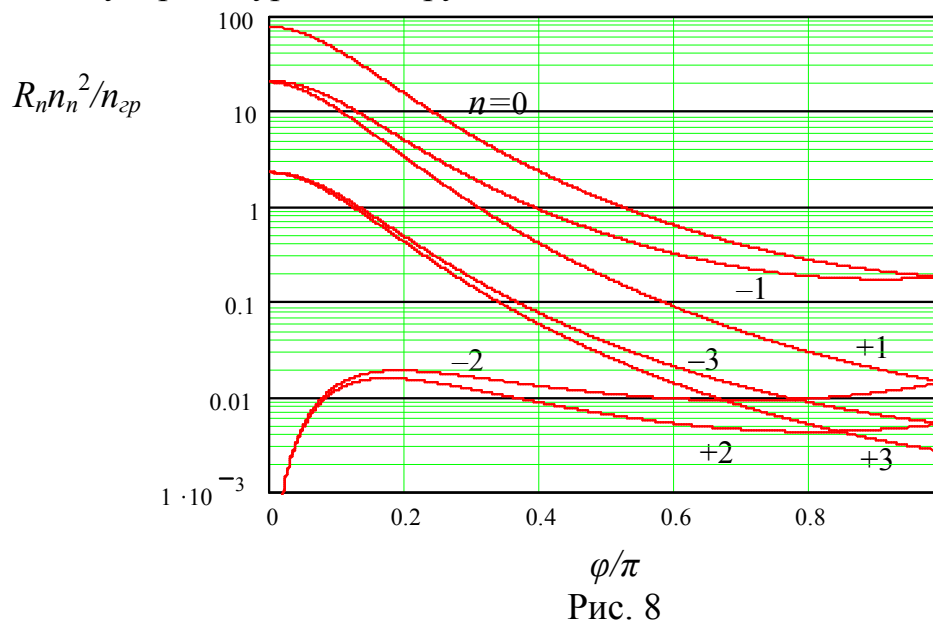
Групова швидкість зв'язана з потужністю, що передається хвилею через структуру, і енергією хвилі, що запасається на періоді, співвідношенням (1.26) з [2]. Тому знання P і W дозволяє перевірити результати розрахунків порівнянням, наприклад, $n_{zp} \sin \varphi$, знайденого через P

і W , з розрахованим диференціюванням дисперсійного рівняння, тобто з (13). Маємо повне узгодження обох результатів, що є ще одним доказом правильності доведених теорем і результатів розрахунку.

На рис. 8 показано узагальнений опір зв'язку $R_n n_n^2 / n_{zp}$ [2] семи гармонік (з n від -3 до $+3$) як функція φ/π . Характер залежностей узгоджується з тими, що дається теоремою 11 з [2]: 1) при $\varphi=0$ однаковими є узагальнені опори зв'язку $R_n n_n^2 / n_{zp}$ гармонік з номерами $+n$ і $-n$, а при $\varphi=\pi$ – узагальнені опори зв'язку гармонік з номерами $+n$ і $-n-1$; 2) похідна від $R_0 n_0^2 / n_{zp}$ при $\varphi=0$ дорівнює нулю, похідні від $R_n n_n^2 / n_{zp}$ (при $n \neq 0$) по φ при $\varphi=0$ для гармонік з номерами $+n$ і $-n$ однакові за модулем і протилежні за знаком, те ж саме стосується і гармонік з номерами $+n$ і $-n-1$ при $\varphi=\pi$.

В цілому узагальнений опір зв'язку нульової гармоніки доволі великий при φ , близьких до нуля (приблизно 80 Ом), але при φ , близьких до π , він зменшується до 0.2 Ом. Узагальнений опір вищих гармонік зменшується

ся зі збільшенням модуля номера гармоніки, як це можна було і очікувати, виходячи з форми кривої $E_z(z)$ (рис. 4) і знаючи швидкість зменшення амплітуд розкладу в ряд Фур'є меандру.



Ефективний опір зв'язку $R_n n_n^2 \sin \varphi$ семи гармонік (з n від -3 до $+3$) як функція φ/π показано на рис. 9. В цілому криві подібні до наведених на попередньому рисунку, видно також, що ефективний опір зв'язку задовольняє теоремі 11 з [2].

Література

1. Хижняк Н. А. Теория волноводов, нагруженных диэлектрическими дисками. // Радиотехника и электроника. 1960. - т. 5, - № 3, - с. 413 – 421.
2. Найденко В. И., Дубровка Ф. Ф. Аксиально-периодические структуры и резонаторы. К.: Вища школа, - 1986. - 224 с.

З. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, - 1978. - 544 с.

Найденко В.І. Власні електромагнітні хвилі діелектричної періодичної структури Отримано залежності і виконано розрахунок характеристик власних електромагнітних хвиль діелектричної періодичної структури. Отримані результати повністю підтверджуються теоремами, доведеними в монографії – Найденко В. І., Дубровка Ф. Ф. Аксиально-періодические структури и резонаторы. К.: Вища школа, 1986. 224 с.

Ключові слова: періодична структура, власні хвилі, дисперсійне рівняння, групова швидкість, групове сповільнення, потужність хвилі, енергія поля, опір зв'язку

Найденко В.И. Собственные электромагнитные волны диэлектрической периодической структуры. Получены зависимости и рассчитаны характеристики собственных электромагнитных волн диэлектрической периодической структуры. Приведенные результаты полностью соответствуют теоремам, доказанным в монографии – Найденко В. И., Дубровка Ф. Ф. Аксиально-періодические структури и резонаторы. К.: Вища школа, 1986. 224 с.

Ключевые слова: периодическая структура, собственные волны, дисперсионное уравнение, групповая скорость, групповое замедление, мощность волны, энергия поля, сопротивление связи

Najdenko V.I. Own electromagnetic waves of dielectric periodic structure. The dependences are received and the characteristics of own electromagnetic waves of the dielectric periodic structure are designed. The given results completely correspond(meet) to the theorems proved in the monograph - Найденко В. І., Дубровка Ф. Ф. Аксиально-періодические структури и резонаторы. К.: Вища школа, 1986. 224 с.

Key words: periodic structure, own waves, dispersion equation, group speed, group delay, , capacity of a wave, field energy, connect resistance

УДК 621.372.543

АНАЛІЗ МІКРОСМУЖКОВИХ ФОТОННИХ КРИСТАЛІВ З УРАХУВАННЯМ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПОХИБОК

Адаменко В.О., Купріна О.Д.

Вступ. Постановка задачі

Нанoeлектронні пристрої на основі кристалоподобних структур є новітньою елементною базою радіoeлектронних систем різноманітного призначення. Як і природні кристали, такі структури характеризуються зонною діаграмою з чергуванням дозволених та заборонених зон. Значного розвитку набули фотонні кристали (ФК). В зв'язку з промисловим освоєнням пристроїв на основі ФК необхідний аналіз впливу технологічних похибок на характеристики таких структур. В радіодіапазоні ФК виконують на основі несиметричних мікросмужкових ліній з періодично розміщеними неоднорідностями у вигляді отворів у нижньому металізованому шарі та в діелектричній основі. В роботі проаналізовано чутливість характеристик мікросмужкових ФК до технологічних похибок.

Аналіз впливу технологічних похибок

Рис. 1 ілюструє технологічні похибки 1 – 4 відповідно розмірів $a - d$ мікросмужкового ФК. Виміряні максимальні значення похибок відповідно