

✓
К-14038

П267048

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ



№ 80

РАДІОФІЗИКА І ЕЛЕКТРОНІКА

ВИПУСК 1



ВИДАВНИЦТВО ХАРКІВСЬКОГО
УНІВЕРСИТЕТУ

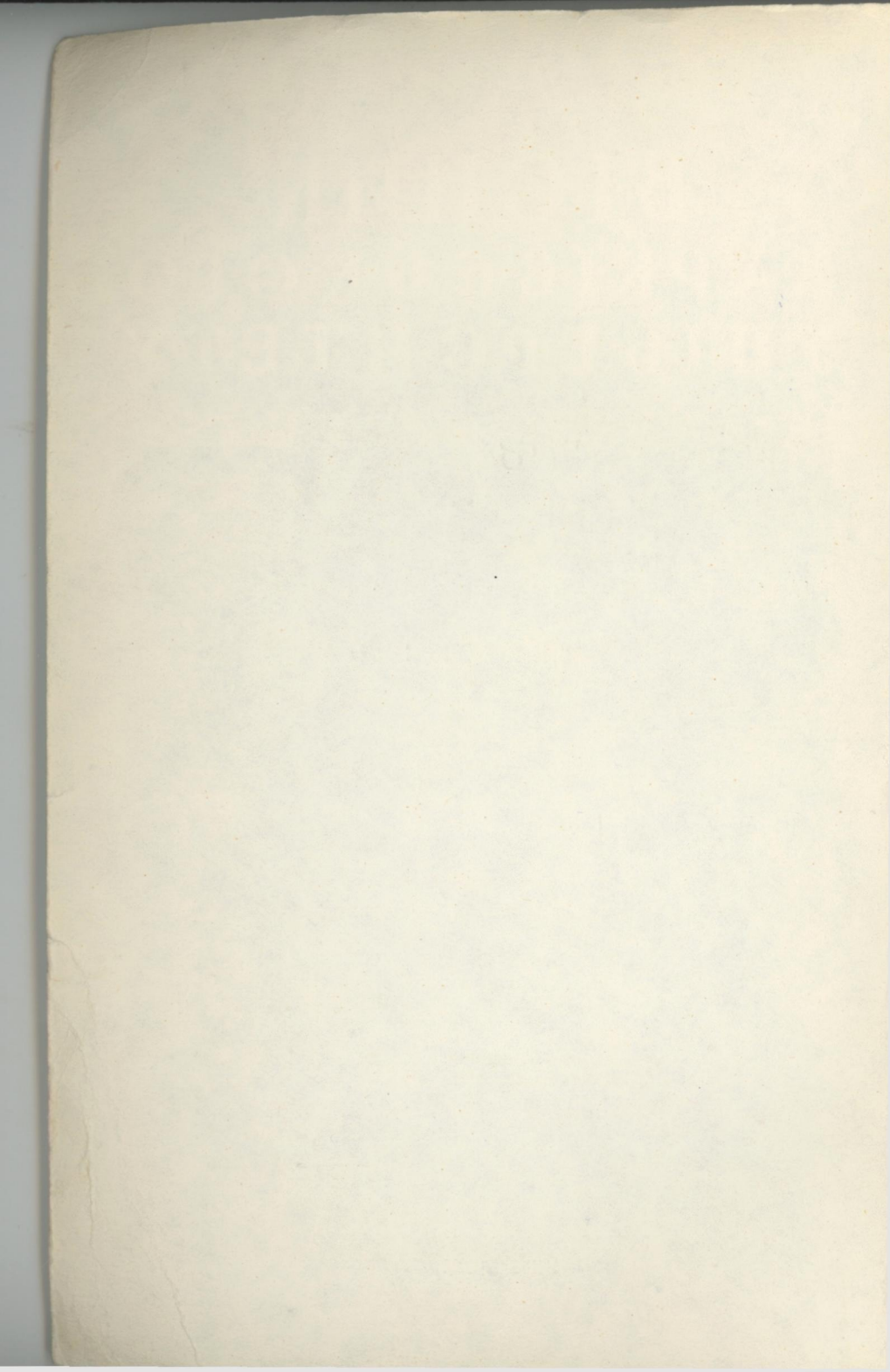
1 крб. 7 коп.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00289654

6



МІНІСТЕРСТВО ВИЩОЇ І СЕРЕДНЬОЇ СПЕЦІАЛЬНОЇ ОСВІТИ УРСР

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 80

РАДІОФІЗИКА І ЕЛЕКТРОНІКА

ВИПУСК 1

К-14038



ВИДАВНИЦТВО

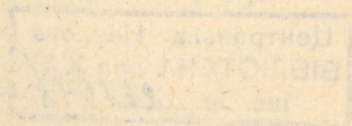
ХАРКІВСЬКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО ЧЕРВОНОГО ПРАПОРА
ДЕРЖАВНОГО УНІВЕРСИТЕТУ імені О. М. ГОРЬКОГО
Харків 1972

У віснику вміщено результати досліджень, що здійснюються кафедрами радіофізичного факультету Харківського державного університету. Значне місце займають статті, присвячені взаємодії електромагнітних приладів НВЧ та оптичного діапазону, фізиці напівпровідників, фізиці газового розряду.

Збірник може бути корисним для науковців і викладачів вузів, які працюють в галузі радіофізики та електроніки, а також для радіоінженерів, аспірантів і студентів старших курсів радіофізичних факультетів.

Редакційна колегія:

проф. М. А. Хижняк (відп. редактор), доц. В. М. Седих, доц. В. М. Костін, доц. В. М. Кузьмичов, доц. М. М. Горобець, доц. Л. Д. Стюпін (секретар).



РОЗРАХУНОК ЕФЕКТІВ, ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ РОЗПОВСЮДЖЕННІ РАДІОХВИЛЬ ЧЕРЕЗ КРУПНІ НЕОДНОРІДНОСТІ ІОНОСФЕРИ, ЯКІ НЕ УТВОРЮЮТЬ СТАТИСТИЧНОГО АНСАМБЛЮ¹.

*В. О. Місюра, В. Д. Стасенко, В. І. Новожилов, М. П. Світличний,
Ю. Г. Єрохін, Н. Д. Герасимова*

У геометрооптичному наближенні з використанням і дальшим розвитком робіт [1—8] проведено розрахунки і проаналізовано ефекти (рефракція, фазове і групове запізнення, доплерівське зміщення частоти, кут і швидкість повороту площини поляризації через ефект Фарадея), що виникають при розповсюдженні радіохвиль через крупні неоднорідності іоносфери, які не утворюють статистичного ансамблю.

На трасі в плазмі колоземного і космічного простору можуть, як відомо, знаходитися крупні неоднорідні утворення (природного або штучного² походження, одиночні або в невеликій кількості), які не дають статистичного ансамблю і, таким чином, не дозволяють використати при розрахунку поширення радіохвиль статистичний підхід по ансамблю неоднорідностей. Ми тут не розглядаємо можливий ще інший статистичний підхід, коли спочатку розрахунки поширення здійснюються для окремої неоднорідності, параметри якої беруться регулярними, а потім обчислюються ті або інші статистичні характеристики поширення при дальшому припущенні про випадковий характер параметрів цієї неоднорідності.

У природній іоносфері такі крупномасштабні неоднорідності (КМН) у вигляді хмар електронної концентрації N або квазіхвилястих структур найчастіше зустрічаються навколо максимуму F_2 і в E_s . У даній роботі можливу велику кількість утворення форм КМН зведено до двох: у вигляді тривісних еліпсоїдів і про-

¹ Доповідь на конференції з іоносфери (Ленінград, вересень, 1968 р.).

² Наприклад, штучні плазмові хмари для астрономічних досліджень: іонізація метеорами, взаємодія космічних апаратів з верхньою іоносферою, входження їх в густі шари атмосфери, при ядерних вибухах, «факели» ракет та ін.

сторових хвиль з параболічним і гауссовим розподілом іонізації по осях еліпсоїда і товщині «хвилі». Наводиться в геометрооптичному наближенні розрахунок ефектів, що виникають при розповсюдженні радіохвиль (рефракцій вертикальної $\delta\beta$, азимутальної $\delta\epsilon$, запізнення фазового δL і групового $\delta R = -\delta L$, набігання фази $\delta\phi = -\frac{2\pi}{\lambda}\delta L$, поправки до доплерівського зміщення частоти

$\delta F_{\text{доп}}$, кута $\delta\Phi_{\text{ф}}$ та швидкості $\delta F_{\text{ф}} = \frac{d}{dt} \delta\Phi_{\text{ф}}$ фарадеївського повороту площини поляризації) через КМН у загальному й числовому вигляді для застосовуваних моделей одиночних неоднорідностей, а також для набору еліпсоїдальних КМН, що не утворюють статистичного ансамблю вздовж траси радіохвиль¹.

Одержані в геометрооптичному наближенні формули ефектів та їх аналіз значно спрощуються при умові відносно малих розмірів неоднорідностей при порівнянні з відстанню l до них від пункту спостереження A . Оцінюється похибка спрощених формул при порівнянні з більш точними, аналіз яких обчислюється з використанням ЕОЦМ М-20. Досліджуються залежності розглядуваних ефектів від основних параметрів неоднорідності, взаємного положення неоднорідності, пункту спостереження A і випромінювача B .

Розрахунок ефектів у загальному вигляді

Враховуючи, що в першому наближенні відносно α ($n = \sqrt{1 + \alpha}$), α — коефіцієнт заломлення іоносфери; $\alpha = -\frac{8,07}{f^2} N$, де частота f — в мГц, N — в од. 10^5 ел. см^{-3}) розглядувані ефекти лінійні по α , то для одержання відповідних формул нерегулярних складових ефектів ($\delta\beta$, $\delta\epsilon$, δL та ін.) достатньо замінити у правій частині відомих формул (див., наприклад, [1—3]) величину α на її нерегулярну складову $\delta\alpha$ ($\delta\alpha = -\frac{8,07}{f^2} \delta N$).

Так, у сферичній системі координат ρ , β , ϵ з початком в точці A для будь-якої форми одичинної неоднорідності у випадку розміщення B над неоднорідністю маємо [2—4]².

$$\delta\beta, \delta\epsilon = \frac{1}{2} \int_{R_0}^{R_k} \delta\alpha_{10, 01} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{R} \right) d\rho, \quad (1)$$

¹ Випадок неоднорідностей, що утворюють статистичний ансамбль, розглядається в [6].

² Тут і далі індекси, розділені комою, беруться окремо.

$$\delta L = -\delta R = \frac{1}{2} \int_{R_0}^{R_K} \delta \alpha_{00} d\rho, \quad \delta \Phi_\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} \bar{b}_L \delta L, \quad (2)$$

$$\delta F_{\partial a} = \delta F_{\partial a_\beta} + \delta F_{\partial a_\varepsilon} + \delta F_{\partial a_t}, \quad (3)$$

де

$$\delta F_{\partial a_{\beta, \varepsilon}} = -\frac{\lambda^{-1}}{2} \frac{V_{\beta, \varepsilon}}{R} \int_{R_0}^{R_K} \delta \alpha_{10, 01} d\rho, \quad \delta F_{\partial a_t} = -\frac{\lambda^{-1}}{2R} \int_{R_0}^{R_K} \frac{\partial(\delta \alpha)}{\partial t} d\rho, \quad (4)$$

$$\delta \alpha_{00} = \delta \alpha \Big|_{\substack{\beta = \beta_B \\ \varepsilon = \varepsilon_B}}, \quad \delta \alpha_{10, 01} = \frac{\partial(\delta \alpha)}{\partial \beta, \varepsilon} \Big|_{\substack{\beta = \beta_B \\ \varepsilon = \varepsilon_B}}, \quad b_L = \frac{fL}{f}. \quad (5)$$

Аналогічний (4) вигляд має вираз для δF_Φ . Тут δF_Φ — проекція гірчастоти на промінь; $\bar{b}_L$ — середньозважене значення

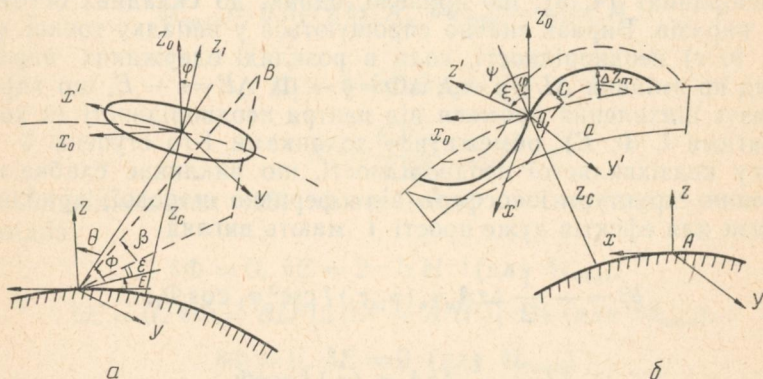


Рис. 1.

b_L [7]; λ — довжина хвилі випромінювача; f — частота; $V_{\beta, \varepsilon}$ — складові швидкості випромінювача V , відповідні координатам β , ε ; R , R_0 , R_K — відстані від A до B , до нижньої і верхньої границь неоднорідностей відповідно. Тут і далі всі лінійні величини беруться в радіусах Землі, решта позначень видна з рис. 1.

Очевидно, у випадку, коли випромінювач B розміщений в середині неоднорідності ($R < R_K$), верхня границя R_K в (1) — (5) замінюється на R , а у формулах для $\delta F_{\partial a}$ і $\delta \Phi_\varphi$ додаються „локальні“ складові $0,5 V_R \delta \alpha_B$ і $0,5 V_R b_{LB} \delta \alpha_B$ відповідно.

Якщо параметри неоднорідності a , b , $c \ll l$ (для еліпсоїда a , b і c — його півосі, для хвилястої КМН c — товщина, a — пе-

ріуд), то в (1) — (5) можна ρ замінити на константу l , винести за знак інтеграла і одержати більш прості співвідношення:

$$\delta F_{\partial \alpha_{\beta, \varepsilon}} = K_{\beta, \varepsilon} \frac{l}{R} \frac{\partial \beta, \partial \varepsilon}{1 - l/R}, \quad \delta F_{\Phi_{\beta, \varepsilon}} = c_{\beta, \varepsilon} \frac{l}{R} \frac{\partial \beta, \partial \varepsilon}{1 - l/R}, \quad (6)$$

де

$K_{\beta, \varepsilon} = \lambda V_{\beta, \varepsilon}$, $c_{\beta, \varepsilon} = f^{-2} K_0 V_{\beta, \varepsilon} f_{L10, L01}$, $K_0 = -1,98 \cdot 10^{-2} f^2$.
Тут істотно, що $\delta F_{\partial \alpha_{\beta, \varepsilon}} \sim \delta \beta, \delta \varepsilon$ (аналогічно δF_{Φ}), при цьому

$$\delta \beta, \varepsilon = 0,5 l^{-1} \left(1 - \frac{l}{R} \right) \int_{R_0}^{R_k} \delta \alpha_{10,01} d\rho. \quad (7)$$

Для зручності розрахунку інтегралів у (1) — (4) для конкретних моделей іоносфери (рис. 1) були приведені перетворення координат [4, 5], що привело, однак, до складних остаточних виразів. Вирази значно спрощуються у випадку тонкої ($l \gg a, b, c$) неоднорідності, коли в розкладі одержаних виразів у ряд по змінних $\Delta L = \rho - l$, $\Delta \Phi = \beta - \Phi$, $\Delta E = \varepsilon - E$, що характеризує відхилення променя від центра неоднорідності (з координатами l, Φ, E), обмежитися доданками 1-го ступеня. У випадку квазіхвильової неоднорідності, що викликає слабе відхилення структури іоносфери від сферично шарової, приблизні вирази для ефектів дуже прості і мають вигляд

$$\begin{aligned} \delta \beta &= -\frac{1}{2} \Delta z A_m \varphi_B(\varphi_1, z_B) I \csc^2 \varphi_1 \cos \Phi_1, \\ \delta L &= \frac{1}{2} \Delta z A_m \varphi_L(\varphi_1) I \cos \Phi_1. \end{aligned} \quad (8)$$

Позначення формул див. у [3—5] і на рис. 1.

Для еліпсоїдальної «тонкої» неоднорідності в цьому випадку для (1) — (4), за аналогією з [4], маємо:

$$\begin{aligned} \delta \beta &= \sqrt{\pi} \delta \alpha_m A (B^{-2} - A^2 D^{-4}) L x (\beta_B - \Phi), \\ \delta \varepsilon &= \sqrt{\pi} \delta \alpha_m A b^{-2} l^{-2} L x (\varepsilon_B - E), \\ \delta L &= -\delta R = 0,5 \sqrt{\pi} \delta \alpha_m A x, \end{aligned} \quad (9)$$

де

$$\begin{aligned} L &= l^{-1} \left(1 - \frac{l}{R} \right), \quad x = \exp(-r), \\ r &= (1 - A^2 D^{-4}) (B^{-1} \Delta \Phi)^2 + (b^{-1} l \Delta E)^2, \end{aligned}$$

$$A^2, B^2 = \frac{a^2, b^2 l^{-2} r_c^2}{(a^2, l^2)[(a^2, b^2 l^{-2})(l + \sin \Phi)^2 + B^2 l^{-2}, a^2 \cos \Phi]},$$

$$D^2 = \frac{a^2 b^2 l^{-2} (l^2 + 2l \sin \Phi + 1)}{l(a^2 - b^2 l^{-2})(l + \sin \Phi) \cos \Phi},$$

r_c — відстань від центра Землі до центра неоднорідності.

Очевидно, в окремому випадку радіоастрономічної рефракції ($R \rightarrow \infty$, $\delta\beta_\infty$ і $\delta\varepsilon_\infty$) досить припустити $L = l^{-1}$.

Аналогічні формули не становлять утруднень при їх записі з урахуванням (3), (4) також для інших ефектів.

З одержаних виразів для максимальних значень величин легко дістати:

$$\begin{aligned} \delta\beta_{\max \infty}, \delta\varepsilon_{\max \infty} &= C_1 A l^{-2}, \\ \delta\beta_{\max}, \delta\varepsilon_{\max} &= \delta\beta_{\max \infty}, \delta\varepsilon_{\max \infty} L l^{-1}, \\ \delta L_{\max} &= 0,5 \sqrt{\pi} \delta\alpha_m A, \delta\Phi_{\max} = K_1 \delta\alpha_m A, \end{aligned} \quad (10)$$

де

$$C_1 = \sqrt{0,5\pi} \delta\alpha_m e^{-\frac{1}{2}},$$

$$K_1 = \frac{KV\pi}{8,07}.$$

Співвідношення (10) мають місце при виконанні умов відповідно:

$$\begin{aligned} \delta\Phi &= 0, \delta E = 2 - \frac{1}{2} b l^{-1} \text{ (для } \delta\varepsilon_{\max}), \\ \delta E &= 0, \delta\Phi = B D^2 [2(D^4 - A^2 B^2)]^{-\frac{1}{2}} \text{ (для } \delta\beta_{\max}), \\ \delta\Phi &= 0, \delta E = 0 \text{ (для } \delta L_{\max}). \end{aligned} \quad (11)$$

Аналогічно максимальні значення градієнтних складових доплерівського зміщення частоти встановлюються

$$\delta F_{\partial a_{\beta \max}} = 2C_1 K_\beta \frac{A}{R B D^2}, \delta F_{\partial a_{\varepsilon \max}} = 2c_1 K_\varepsilon b^{-1} / R^{-1}.$$

Таким чином, максимальні значення рефракцій (як і градієнтних складових в $\delta F_{\partial a}$ і δF_Φ), мають місце при зміщенні променя відносно центра неоднорідності. Максимальні значення δL (як і $\delta\Phi_\Phi$, $\delta\Phi$, δR) спостерігаються при проходженні променя через центр неоднорідності, що є очевидним.

Можуть викликати інтерес значення ефектів для граничних положень неоднорідності ($\Phi = 0, \frac{\pi}{2}$). Так, для $\Phi = \frac{\pi}{2}$

$$\delta\beta_{\max} = \frac{c_1 c}{a}, \delta\varepsilon_{\max} = \frac{c_1 c}{b}, \delta L_{\max} = 0,5 \sqrt{\pi} \delta\alpha_m c, \text{ а відношення}$$

величин для неоднорідності на горизонті ($\Phi = 0$) до їх значення, коли $\Phi = \frac{\pi}{2}$, буде:

$$\gamma_{\beta} = \frac{r_c^2 a^2 (R - \sqrt{r_c^2 - 1})}{[a^2 (r_c^2 - 1) + c^2] (R - r_c + 1)}, \quad \gamma_{\varepsilon} = \frac{r_c a (R - \sqrt{r_c^2 - 1})}{\sqrt{a^2 (r_c^2 - 1) + c^2} (R - r_c + 1)},$$

$$\gamma_L = \frac{r_c a}{\sqrt{a^2 (r_c^2 - 1) + c^2}}. \quad (12)$$

Просторовий період (кутовий інтервал між значеннями сусідніх максимумів) відповідно для вертикальної і азимутальної рефракції описується виразами

$$T_{\beta} = \frac{\sqrt{2} BD^2}{(D^4 - A^2 B^2)^{1/2}}, \quad T_{\varepsilon} = b l^{-1} \sqrt{2}.$$

Були також здійснені спроби розповсюдити одержані для одиночних неоднорідностей формули у випадку статистично неоднорідного анізотропного шару, не звертаючись до кореляційної теорії. Не наводячи тут докладних викладок (див. [4]), зазначимо тільки, що при «щільному» пакуванні еліптичних неоднорідностей середньоквадратичні ефекти за рахунок підшарку товщиною Δl вздовж лінії AB перевищують максимальні ефекти за рахунок однієї неоднорідності для рефракції в $\alpha_{\beta, \varepsilon} = \left[\frac{n_0 \Delta l}{2V(R_K - R_0)} \right]^{1/2}$

разів, а для запізнення — в $\alpha_L = \sqrt{\frac{2}{l}} \alpha_{\beta}$ разів, де $V = \frac{4}{3} \pi a b c$ — об'єм однієї неоднорідності; n_0 — густина неоднорідностей підшарку (при компактному пакуванні). Якщо розподіл $\delta \alpha_m$ в межах підшарку Δl не постійний, а зменшується до країв, то у виразі для $\alpha_{\beta, \varepsilon}$ з'явиться множник, менший за одиницю (наприклад, 0,7 для гауссового розподілу $\delta \alpha_m$).

Ілюстрація числових розрахунків і аналіз ефектів

Для оцінки точності наближених формул (9) результати розрахунків за ними порівнювалися з розрахунками за більш точними формулами (1) — (4). Табл. 1 ілюструє приклад розрахунку рефракції за формулами (1) і (9) для еліпсоїдальної неоднорідності, параметри якої показані в цій таблиці.

З табл. 1 видно, що із збільшенням розмірів неоднорідностей похибка формули (9) у порівнянні з (1) зростає, бо гірше виконується умова $a, b, c \ll z_c$. Середньоквадратична похибка

Таблиця 1

$\delta\beta_{\max}$ \ Φ°	5	20	30	45	85	Параметри КМН, км
(1)	1017	10907	892	636	311	$a = b = 60, c = 30$
(9)	1043	1014	802	452	219	$z_c = 140, z_B = 250$
(1)	2863	2261	1634	1078	—	$a = b = 11, c = 4,5$
(9)	2870	2260	1635	1074	—	$z_c = 100, z_B = 250$
(1)	1240	1010	—	270	200	$a = 120, b = 60, c = 30$
(9)	1340	1110	—	240	190	$z_c = 250, z_B \rightarrow \infty$

формул (9) у порівнянні з розрахунками за (1) — (4) не перевищує 20%. Таким чином, в межах цієї похибки можна кори-

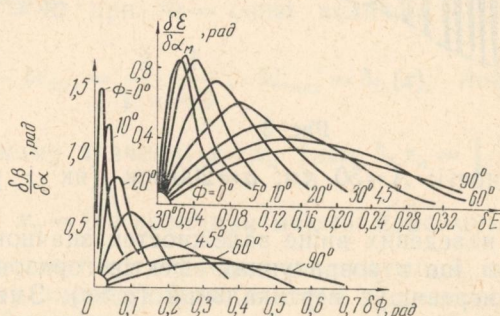


Рис. 2.

стуватися спрощеними формулами (9). Розрахунки за точними формулами (1) — (4) проводилися з використанням ЕОЦМ М-20. Нижче наводяться приклади числових розрахунків і аналізу ефектів. Параметри еліпсоїдальної КМН, що використовувалися в розрахунках: $z_c = \text{const} (\approx 300 \text{ км})$, $\Phi = \text{const}$, $E = \text{const}$, $a : b : c = 4 : 2 : 1$, $c = 30 \text{ км}$.

Рис. 2 характеризує залежність рефракцій $\delta\beta$ і $\delta\epsilon$ при переміщенні променя відносно центра еліпсоїдальної неоднорідності (в залежності від $\delta\Phi = \beta_B - \Phi$ та $\delta E = \epsilon_B - E$ для ряду фіксованих її положень, $R = 10\,000 \text{ км}$). При переміщенні променя через центр неоднорідності рефракція змінює знак, тому що змінюють знак поперечні градієнти α_{10} та α_{01} (на рис. 2 показана додатна половина періоду). Положення екстремумів визначається умовами (11). Аналогічна залежність δL (також $\delta\Phi$, $\delta\Phi_\Phi$), на відміну від рефракції, має максимум при $\Phi = 0$, що є очевидним.

Обвідні кривих типу показаних на рис. 2 являють собою максимальні значення ефектів (для еліпсоїдальної моделі) за-

лежно від Φ . Ці значення залежать, як виходить із (9), від параметрів a, b, c неоднорідності, від її витягнутості, положення в просторі (Φ, z_c, E) і від $\delta\alpha_m$. Перерахунок рефракцій нескінченно віддаленого випромінювача на скінченне віддалення очевидний [2—5].

Аналогічні розглянутим залежності δL для хвилястої моделі ілюструються рис. 3 (криві для рефракції подібні), де парамет-

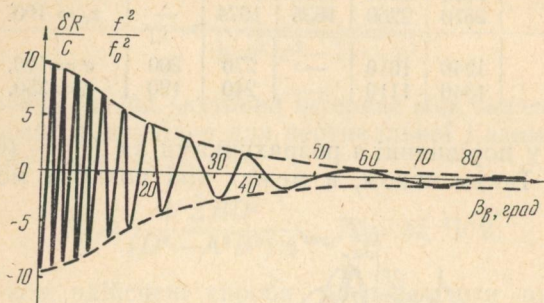


Рис. 3.

ри неоднорідності: $A=50$ км; $a=200$ км (як і раніше, $z_c \approx 300$ км).

Характер наведених вище залежностей значною мірою пов'язаний з тим, що в розрахунках ефектів горизонтальний розмір помітно перевищує вертикальний ($a > c$). Зменшення рефракцій при збільшенні кута Φ , що перевищує деяке значення, зв'язане із зменшенням шляху променя в неоднорідності і поперечних до променя градієнтів $N(\alpha_{10}$ та $\alpha_{01})$. До зниження рефракцій приводить також зменшення z , причому тим в більший мірі, чим менше Φ і β_B . Астрономічні рефракції ($\delta\beta_{\max\infty}$ та $\delta\varepsilon_{\max\infty}$) мають максимум при $\beta_B=0$. При скінченному віддаленні випромінювача ці максимуми зміщуються. Так, для $\delta\varepsilon_{\max}$ положен-

ня максимуму визначається при умові $\sin \Phi = \frac{r_c^2 - 1}{R}$, яка очевидно виконується для $R = \infty$ при $\Phi = 0$. Оскільки звичайно величина $r_c^2 - 1$ мала і змінюється в незначних межах, то максимуми $\delta\varepsilon$ при скінченних віддаленнях випромінювачів R мають місце при низьких значеннях Φ .

Отже, характер розглянутих вище залежностей рефракцій і запізнь за рахунок локальних еліпсоїдальних неоднорідностей збігається з відповідними залежностями регулярних ефектів [1, 8].

Зупинимося на питанні впливу видовженості неоднорідностей на розглядувані ефекти. Очевидно, в крайньому разі виродження еліпсоїдів у сферу (у формулах (10) $a=b=c$,

$D = \infty$, $A = a$, $B = 1$) $\delta\beta_{\max} = \delta\varepsilon_{\max} = C_1 \left(1 - \frac{l}{R}\right)$, $\delta L_{\max} = C_1 a$ не залежать від Φ , таким чином максимуми по Φ зникають. При малій витягнутості еліпсоїдів і при $b = c$ (для простоти) для $\Phi = 0$, $\delta\beta_{\max} = C_1 \frac{a}{c}$, $\delta\varepsilon_{\max} = C_1 \frac{a}{b}$ та $\delta L_{\max} = 0,5 \sqrt{\pi} a \delta\alpha_m$. Відношення $\gamma_{\beta, \varepsilon, L}$, що визначаються формулами (12), набувають таких значень:

$$\gamma_b = \frac{a^2}{c^2}, \quad \gamma_\varepsilon = \frac{a}{c}, \quad \gamma_L = \frac{a}{c}.$$

Ілюстрацією більш загальної ситуації є рис. 4 ($\Phi = E = \text{const}$, $z_c = 300$ км, $R = \infty$), на якому представлені залежності від $x \div 4a$ при $\Phi = \text{const}$ величин $\delta_\beta(x) = \frac{1}{c} \delta\beta_{\max}$,

$$\delta_\varepsilon(x) = \frac{1}{C_1} \frac{b}{c} \delta\varepsilon_{\max} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\delta\alpha_m}, \quad \delta L_{\max} = \delta L(x). \text{ Аналіз показує,}$$

що при деякому значенні $x = x_m$ (для δ_β $x_m = \sqrt{\frac{r_c^2}{\cos^2 \Phi} - 1}$ і для δ_ε і δL $x_m = 0$) величини мають максимум. При збільшенні Φ зростає і x_m ; значення максимумів δ_β при збільшенні Φ спочатку зменшуються, а потім з деякого значення Φ зростають. Для з'ясування цього слід пам'ятати, що максимумам δ_β при великих Φ відповідають і більші значення

$x_m = \frac{c}{a}$. Для малих Φ $x_m \simeq \sqrt{2z_c}$ і $\delta_\beta(x_m) \simeq \frac{1}{2z_c}$. Таким чином, при зменшенні z_c для $\Phi = 0$ максимуми δ_β будуть збільшуватися і зміщуватися до початку координат. При $x \ll x_m$ $\delta_\beta \simeq \frac{x}{x_m^2} \simeq \frac{x}{2z_c}$, а при $x \gg x_m$ $\delta_\beta \simeq \frac{1}{x_m} \rightarrow 0$. Аналогічно при $\Phi = 0$

величина $\delta_\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2z_c + x^2}}$, тобто максимум максимуму $\simeq$

$\frac{1}{\sqrt{2z_c + x^2}}$ при $\Phi = 0$ і він тим більше, чим менше z_c . При зро-

станні Φ максимум δ_ε зменшується і при $\Phi = \frac{\pi}{2}$ зникає.

Для сфери значення не залежить від Φ .

Наявність максимумів у величин $\delta_{\beta, \varepsilon}$ зв'язана з тим, що збільшення розмірів неоднорідності вздовж відповідних осей (β або ε) в перерізах, перпендикулярних променю, викликає

при $\delta\alpha_m = \text{const}$ зростання поперечних до променя градієнтів α_{10} і α_{01} , і, отже, збільшення відповідних рефракцій. Скорочення шляху променя в неоднорідності при тих самих градієнтах α_{10} , α_{01} викликає зменшення рефракцій. Зменшення відстані l до неоднорідності при $R = \infty$ спричиняє збільшення рефракцій. Таким чином з рис. 4 виходить, що величини $\delta\beta_{\text{max}}$ не залежать

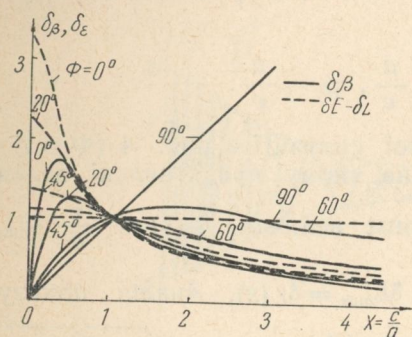


Рис. 4.

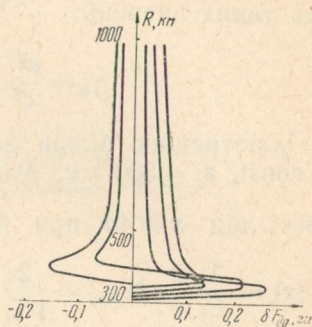


Рис. 5.

в першому наближенні від параметра b , тоді як $\delta\epsilon_{\text{max}}$ залежить від усіх трьох параметрів a , b , c . Це пояснюється тим, що $\delta\epsilon_{\text{max}}$ визначається боковим відхиленням, яке проходить від центра неоднорідності на відстані, залежній від b , в перерізі еліпсоїда, визначеного параметрами a та c . Разом з тим $\delta\beta_{\text{max}}$ виникає при проходженні променя в перерізі, розмір і положення якого залежать від параметра b .

Перерахунок кривих $\delta\beta$ для хвилястої моделі при $R = \infty$ на скінченні віддалення здійснюється множенням $\delta\beta_{\infty}$ на функцію [5]:

$$\varphi_B = 1 + \frac{r_m^2 - \cos^2 \beta_B}{(r_m^2 + \cos^2 \beta_B) z_B},$$

в якій можна взяти $r_m \approx 1$. Видно, що φ_B зменшується при зростанні z_B . Таким чином, для цієї моделі (як і для сферично шарової регулярної іоносфери [1]), рефракція для нескінченно віддаленого випромінювача менша, ніж для скінченно віддаленого випромінювача, розміщеного над неоднорідністю.

Наведемо далі ілюстрації розрахунків доплерівської поправки δF_{da} за точними формулами (1) — (4) залежно від координат випромінювача (R , β , ϵ) і центра неоднорідності (z_c , Φ , E); коли випромінювач розміщено поблизу центра неоднорідності, δF_{da} зростає в декілька разів (рис. 5, де Φ , E , β , ϵ , z_c — постійні) за рахунок послаблення впливу верхньої половини еліпсоїда (тут α_{10} змінює знак) і появи локального члена.

При $\beta = \Phi$ максимум $\delta F_{\partial a}$ знаходиться точно в центрі неоднорідності, при $\beta > \Phi$ він зміщується донизу, при $\beta < \Phi$ — догори, при цьому можлива зміна знака $\delta F_{\partial a}$. Останнє викликано тим, що при $\beta < \Phi$ промінь більшу частину шляху проходить в ниж-

Таблиця 2

Φ град.	$\delta F_{\partial a}$, %, $\beta = \Phi$, $\varepsilon = 0$	
	$R = l$	$R = R_K$
30	100	100
45	82	82
60	68	48
75	57	1
90	47	—

ній половині неоднорідності, тому знак і значення інтегрального члена починають визначатися розподілом градієнтів (α_{10}) у нижній половині еліпсоїда. При зменшенні Φ величина $\delta F_{\partial a}$ зростає (табл. 2, рис. 6); тут $z_c = 385$ км, $z_b = 420$ км, $E - \varepsilon = \text{const}$; параметри еліпсоїда такі самі, що й на рис. 2. Несиметричність залежності $\delta F_{\partial a}(\Delta\Phi)$ викликана нахилом неоднорідності по відношенню до променя (при $\Phi = 90^\circ$ крива симетрична). Залежність $\delta F_{\partial a}(\delta E)$ аналогічна рис. 6. При збільшенні висоти z_c неоднорідності $\delta F_{\partial a}$ практично не змінюється, якщо випромінювач знаходиться у центрі неоднорідності, і зменшується приблизно на 5% на кожні 60 км, якщо випромінювач вище неоднорідності (табл. 3).

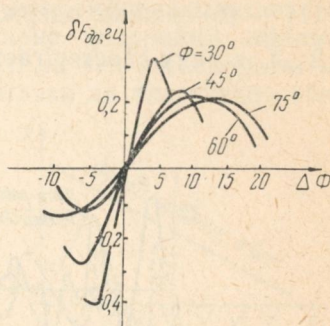


Рис. 6.

Таблиця 3

z_c , км	$\delta F_{\partial a}$, %	$\beta = \Phi = \text{const}$ $E = 0$
	$R = l$	$R > l$
265	100	100
325	99,9	95,1
385	99,8	90,2

Рис. 7 ілюструє $\delta F_{\partial a}$ для п'яти шарів у вигляді ланцюжків еліпсоїдальної неоднорідності, що не утворюють статистичного ансамблю. Сумарний ефект може значно відрізнятися від значення, викликаного одним верхнім шаром. Параметри кожної неоднорідності $a : b : c = 6 : 1 : 1$, $c = 10$ км, $E - \varepsilon = \text{const}$, $z_c = 300, 320, 340, 360, 380$ км для кожного шару відповідно, $z_b = 400$ км.

Розрахунки за точними формулами (1) — (4) для квазіхвильової КМН показали, що для неї також спостерігається значне збільшення $\delta F_{\partial a}$, коли випромінювач розміщений всередині неоднорідності. Залежність величини $\delta F_{\partial a}$ від β квазіперіодична. З (1) — (6) можна одержати точки $\beta + \psi = \frac{\pi}{4}(2k+1)$ (де $k=0, 1, 2 \dots$), в яких спостерігається екстремуми $\delta F_{\partial a}$; коли присутня



Рис. 7.

локальна складова, то додаються екстремуми при $\beta + \psi = k\pi$. Аналіз залежності $\delta F_{\partial a}$ від параметрів КМН свідчить, що $|\delta F_{\partial a}|$ зростає при збільшенні амплітуди A , товщини s і зменшенні періоду a хвильової КМН.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Мисюра. «Труды Артиллерийской радиотехнической академии», 1960, № 46, 133—180.
2. В. А. Мисюра. К теории и методике расчета рефракции, запаздывания и доплеровского смещения частоты радиоволн в атмосфере Земли, коэффициент преломления которой зависит от 3-х координат. «IV Всесоюзная конференция МВССО СССР по радиоэлектронике». Харьков, 1960.
3. В. А. Мисюра и др. К теории и методике расчета и измерения нерегулярных эффектов радиоволн, обусловленных крупномасштабными неоднородностями ионосферы. Там же. Харьков, 1960.
4. В. А. Мисюра, Э. Г. Яновицкий, А. Н. Гридин. Расчет нерегулярных эффектов радиоволн, обусловленных крупномасштабными неоднородностями ионосферы. Там же. Харьков, 1960.
5. В. А. Мисюра, Е. Г. Яновицкий. Расчет нерегулярных эффектов радиоволн, обусловленных крупномасштабными неоднородностями ионосферы квазипериодической волнистой структуры. Там же. Харьков, 1960.
6. В. А. Мисюра и др. «Тезисы докладов юбилейной научно-технической конференции». Радиофизический факультет Харьковского госуниверситета. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.
7. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, Е. Б. Крохмальников, В. М. Мигунов. Сб. «Исследование космического пространства». «Наука», М., 1965.
8. В. А. Мисюра. «Геомagnetизм и астрономия», 1969, 9, 3, 453.

ДЕЯКІ ВЛАСТИВОСТІ САМОФАЗОВАНИХ АНТЕННИХ ГРАТОК

М. М. Горобець, Ю. І. Сергієнко

Антенні ґратки Ван-Атта, в яких випромінювачі, однаково віддалені від середини, з'єднані попарно фідерними лініями тієї самої довжини, відбивають падаючі на них електромагнітні хвилі в напрямку їх приходу [1]. Оскільки ця властивість зберігається автоматично при будь-яких кутах падіння хвиль, такі ґратки є самофазованими і широко використовуються на практиці як ретранслятори.

Аналогічні ґратки слабконаправлених випромінювачів можна застосовувати для розсіювання електромагнітної енергії в напрямках, відмінних від напрямку її приходу. Такі властивості ґраток можуть виявитися корисними при конструюванні безехових камер, а також використовуватися для зменшення ефективної відбиваючої поверхні різних пристроїв.

Для досягнення цього ефекту можна використати дві ґратки Ван-Атта, довжини фідерних ліній в яких відрізняються на половину довжини хвилі в лінії і фазові центри збігаються. Дійсно, при цьому випромінення однієї ґратки в напрямку приходу хвилі гаситься протифазним випроміненням другої при будь-яких кутах падіння хвилі на ґратку.

Схему лінійної ґратки з парним числом випромінювачів та прийнятну систему координат показано на рис. 1. Діаграма розсіювання ґратки визначається добутком діаграми напрямленості використаного типу випромінювача $F_1(\Theta, \varphi)$ на комплексний множник в режимі передачі

$$F(\theta) = \sum_{n=0}^{N-1} A_n e^{i(nkd \sin \theta + \psi_n)}, \quad (1)$$

де A_n, ψ_n — відповідно амплітуда і фаза поля (струму) збудження n -го випромінювача;

d — відстань між сусідніми випромінювачами;

N — число випромінювачів,

Θ — кут між віссю Z і напрямком на точку спостереження.

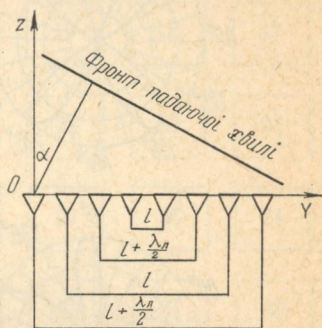


Рис. 1.

Розглянемо далі випадок, коли на ґратку падає плоска хвиля. Якщо можна знехтувати взаємним впливом випромінювачів.

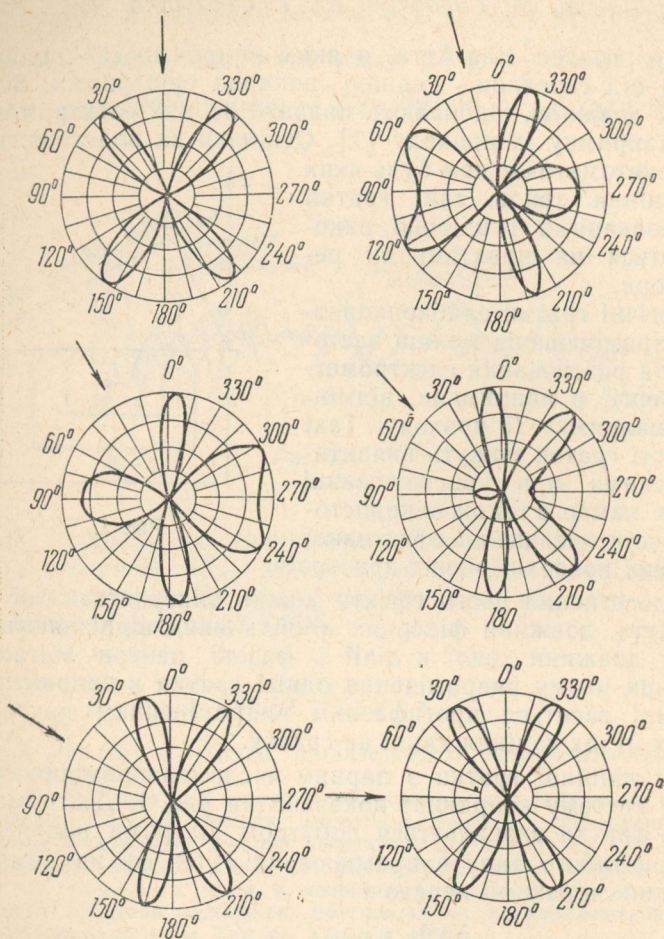


Рис. 2.

чів у ґратці і вважати, що всі випромінювачі погоджені з фідерними лініями, то розподіл амплітуд у ґратці рівномірний:

$$A_n = A_{n+1} = 1,$$

а фази визначаються кутом падіння хвилі на ґратку, відстанню між випромінювачами і довжиною фідерних ліній, що з'єднують спряжені випромінювачі. Наприклад, у ґратці з восьми елементів (рис. 1) фази полів збудження випромінювачів такі:

$$\begin{aligned}
 \psi_0 &= 0; & \psi_4 &= -4kdsina - \pi; \\
 \psi_1 &= -kdsina - \pi; & \psi_5 &= -5kdsina; \\
 \psi_2 &= -2kdsina; & \psi_6 &= -6kdsina - \pi; \\
 \psi_3 &= -3kdsina - \pi; & \psi_7 &= -7kdsina.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Аналогічно визначається розподіл фаз у ґратці з будь-якою кількістю випромінювачів, при цьому зрозуміло, що число їх повинно бути кратно чотирьом.

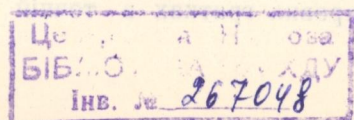
1	2	3	4	20	19	18	17
8	7	6	5	21	22	23	24
9	10	11	12	28	27	26	25
16	15	14	13	29	30	31	32
32	31	30	29	13	14	15	16
25	26	27	28	12	11	10	9
24	23	22	21	5	6	7	8
17	18	19	20	4	3	2	1

Рис. 3.

З урахуванням цього з (1) знаходимо комплексний множник ґратки:

$$F(\theta) = \frac{2 \sin^2 \frac{N}{4} kd (\sin \alpha - \sin \theta)}{\cos \frac{1}{2} kd (\sin \alpha - \sin \theta)} e^{\frac{i}{2} (N-1)kd(\sin \alpha - \sin \theta)} \tag{3}$$

Результати обчислення квадрату модуля комплексного множника ґратки з чотирьох ненаправлених випромінювачів при $d = \frac{\lambda}{2}$ і кутах падіння $\alpha = 0^\circ; 15^\circ; 30^\circ; 45^\circ; 60^\circ$ та 90° в пло-



щині YOZ показані на рис. 2. Вираз (3), нормований до одиниці, в цьому випадку має такий вигляд:

$$F^2(\Theta) = 2 - \cos\pi(\sin\alpha - \sin\Theta) - 2\cos 2\pi(\sin\alpha - \sin\Theta) + \cos 3\pi(\sin\alpha - \sin\Theta).$$

З графіків рис. 2 видно, що електромагнітна енергія розсіюється в основному в напрямках під кутами приблизно $\pm 40^\circ$ до напрямку приходу хвилі. Характер розподілу енергії в просторі істотно залежить від кута падіння хвилі на ґратку.

Для створення плоских ґраток, що розсіюють електромагнітну енергію при падінні хвилі в будь-якій площині, випромінювачі необхідно з'єднувати за схемою рис. 3, де сполучаються елементи з однаковими номерами. Всі випромінювачі з непарними номерами з'єднуються фідерними лініями довжини l , випромінювачі з парними номерами — $l + \frac{\lambda_\phi}{2}$. Ґратку можна виконувати у вигляді окремих блоків $4N \times 4N$ випромінювачів.

Для забезпечення роботи ґратки в широкому діапазоні частот випромінювачі треба з'єднувати фідерними лініями з слабкою дисперсією або використовувати малодисперсні 180° фазообертачі в лініях однакової довжини.

ЛІТЕРАТУРА

1. L. C. Van-Atta. Electromagnetic reflector. US Patent № 2, 908—002, 6 October, 1959.

ЗАДАЧА ДИФРАКЦІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ НА ДВОШАРОВИХ НЕСИМЕТРИЧНИХ ҐРАТКАХ

В. Б. Казанський, В. М. Ульянов

У даний час в різних пристроях НВЧ-діапазону одержали широке розповсюдження двошарові симетричні ґратки. Ця обставина обумовлена дуже цікавими електродинамічними властивостями (дифракційного й інтерференційного характеру) даних структур. До таких властивостей можна віднести критичність до поляризації та напрямку розповсюдження хвилі, майже повну прозорість в точках інтерференційного резонансу і т. д. [1]. Керованими елементами в симетричних двошарових ґратках, як правило, є розмір періоду, відношення ширини щілини до періоду і відстань між плоскими ґратками. Становить також інтерес вплив на електродинамічні характеристики дифракційного поля паралельного переміщення плоских ґраток з точки зору використання його як параметра управління. Вирішенню задачі дифракції плоскої електромагнітної хвилі на несиметричних двошарових ґратках в точній постановці присвячена

дана робота. Складність розв'язання задачі пов'язана з тим, що для несиметричної структури подвоюється, порівняно з симетричною, число призначених для визначення коефіцієнтів Фур'є дифрагійного поля. Однак, як зазначається нижче, це ускладнення можна подолати розподілом функціональних рівнянь на дві незалежні системи.

Досліджувана структура подана на рис. 1. З області $z > 0$ на ґратки нормально падає плоска електромагнітна хвиля одиничної амплітуди, поляризована таким чином, що вектор електричного поля є паралельним до осі x (E -поляризація).

Записуючи поля як суперпозицію просторових гармо-

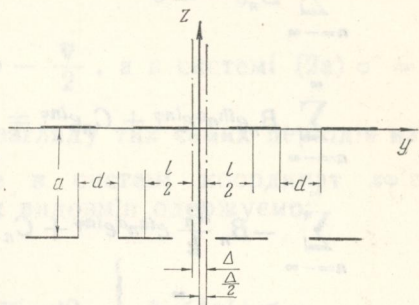


Рис. 1.

нік у системі координат $x\varphi z$, де $\varphi = 2\pi \frac{y}{l}$, і використовуючи граничні умови для тангенційної складової електромагнітного поля на межах $z=0$ і $z=-a$, одержуємо функціональне рівняння, аналогічне наведеному в роботі [2]:

$$\left. \begin{aligned} 1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{in\varphi} &= 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{in\varphi} + C_n e^{ih_n a} \cdot e^{in\varphi} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{метал}$$

$$\left. \begin{aligned} 1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{in\varphi} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{in\varphi} + C_n e^{ih_n a} e^{in\varphi} \\ -1 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \frac{h_n}{k} e^{in\varphi} &= \\ = \sum_{n=-\infty}^{\infty} -B_n \frac{h_n}{k} e^{in\varphi} + C_n \frac{h_n}{k} e^{ih_n a} e^{in\varphi} \end{aligned} \right\} \text{щілини}$$

(1)

$$\left. \begin{aligned}
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{i h_n a} e^{i n \varphi} + C_n e^{i n \varphi} &= 0 \\
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n e^{i n \varphi} &= 0
 \end{aligned} \right\} \text{метал}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{i h_n a} e^{i n \varphi} + C_n e^{i n \varphi} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n e^{i n \varphi} \\
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} -B_n \frac{h_n}{k} e^{i h_n a} e^{i n \varphi} + C_n \frac{h_n}{k} e^{i n \varphi} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} -D_n \frac{h_n}{k} e^{i n \varphi}
 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} z = -a \\ \text{щілини} \end{array}$$

Тут використані позначення роботи [2].

Для одержання зв'язків між коефіцієнтами A_n , B_n , C_n і між коефіцієнтами B_n , C_n , D_n розглянемо на межі $z = 0$ — період $-\pi + \frac{\nabla}{2} \leq \varphi \leq \pi + \frac{\nabla}{2}$, а на межі $z = -a$ — період $-\pi - \frac{\nabla}{2} \leq \varphi \leq \pi - \frac{\nabla}{2}$. Тут і далі $\nabla = 2\pi \frac{\Delta}{e}$. Здобуємо дві системи функціональних рівнянь:

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (B_n + C_n e^{i h_n a}) e^{i n \varphi} &= 0 \\
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \frac{h_n}{k} e^{i n \varphi} &= 1
 \end{aligned}
 \left\{ \begin{array}{l} -\pi + \frac{\nabla}{2} \leq \varphi < -\theta + \frac{\nabla}{2} \\ \theta + \frac{\nabla}{2} \leq \varphi \leq \pi + \frac{\nabla}{2} \\ -\theta + \frac{\nabla}{2} \leq \varphi \leq \theta + \frac{\nabla}{2} \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (B_n e^{i h_n a} + C_n) e^{i n \varphi} &= 0 \\
 \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \frac{h_n}{k} e^{i n \varphi} &= 0
 \end{aligned}
 \left\{ \begin{array}{l} -\pi - \frac{\nabla}{2} \leq \varphi < -\theta - \frac{\nabla}{2} \\ \theta - \frac{\nabla}{2} < \varphi \leq \pi - \frac{\nabla}{2} \\ -\theta - \frac{\nabla}{2} \leq \varphi \leq \theta - \frac{\nabla}{2} \end{array} \right. \quad (2a)$$

де $\theta = \frac{\pi d}{l}$. Тут врахований зв'язок між дифрагійними коефіцієнтами на всьому періоді ґраток вигляду

$$\begin{aligned}\delta_{0n} + A_n &= B_n + C_n e^{ihn^a}, \\ D_n &= B_n e^{ihn^a} + C_n,\end{aligned}\quad (3)$$

де δ_{0n} — символ Кронекера.

Вводимо в системі (2) $\varphi' = \varphi - \frac{\nabla}{2}$, а в системі (2а) $\varphi'' = -\left(\varphi + \frac{\nabla}{2}\right)$, що відповідає розгляду тих самих періодів на межах $z=0$ і $z=-a$, але вже в системі координат $x\varphi'z$ і $x\varphi''z$ відповідно. Після деяких видозмін одержуємо:

$$\left. \begin{aligned}\sum_{n=-\infty}^{\infty} (B_n + C_n e^{ihn^a}) e^{in\frac{\nabla}{2}} e^{in\varphi'} &= 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \frac{h_n}{k} e^{in\frac{\nabla}{2}} e^{in\varphi'} &= 1\end{aligned}\right\} \begin{aligned}\theta &< |\varphi'| \leq \pi \\ |\varphi'| &\leq \theta\end{aligned}\quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned}\sum_{n=-\infty}^{\infty} (B_{-n} e^{ihn^a} + C_{-n}) e^{in\frac{\nabla}{2}} e^{in\varphi''} &= 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{-n} \frac{h_n}{k} e^{in\frac{\nabla}{2}} e^{in\varphi''} &= 0\end{aligned}\right\} \begin{aligned}\theta &< |\varphi''| \leq \pi \\ |\varphi''| &\leq 0\end{aligned}\quad (4a)$$

Оскільки області змін φ' і φ'' в (4) і (4а) однакові, то, складаючи в цих системах перші рівняння з першими, а другі з другими, а потім віднімаючи з перших рівнянь перші, а з других другі, маємо такі еквівалентні цим системам функціональні рівняння:

$$\left. \begin{aligned}\sum_{n=-\infty}^{\infty} [(X_n + e^{ihn^a} X_{-n}) e^{in\frac{\nabla}{2}}] e^{in\psi} &= 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} [X_n e^{in\frac{\nabla}{2}}] \frac{h_n}{k} e^{in\psi} &= 1\end{aligned}\right\} \begin{aligned}\theta &< |\psi| \leq \pi \\ |\psi| &\leq \theta\end{aligned}\quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [(Y_n - e^{ihn^a} Y_{-n}) e^{in \frac{\sqrt{v}}{2}}] e^{in\psi} &= 0 \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} [Y_n e^{in \frac{\sqrt{v}}{2}}] \frac{h_n}{k} e^{in\psi} &= 1 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \theta < |\psi| \leq \pi \\ |\psi| \leq \theta \end{aligned} \quad (5a)$$

де $X_n = B_n + C_{-n}$; $X_{-n} = B_{-n} + C_n$; $Y_n = B_n - C_{-n}$; $Y_{-n} = B_{-n} - C_n$. (6)

Системи (5) і (5a) можна розглядати як незалежні і звести їх за допомогою методу роботи [3] до незалежних систем лінійних алгебраїчних рівнянь такого вигляду:

$$\begin{aligned} ix W_m^0 X_0 - e^{im \frac{\sqrt{v}}{2}} m (X_m + e^{ihm^a} X_{-m}) + \sum_{n \neq 0} |n| (e^{in \frac{\sqrt{v}}{2}} \epsilon_n W_m^n + \\ + e^{-in \frac{\sqrt{v}}{2}} e^{ihn^a} W_m^{-n}) X_n = ix W_m^0 \quad m \neq 0 \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} (1 + e^{ika} + ix W_{[\sigma]}^0) X_0 + \sum_{n \neq 0} |n| (e^{in \frac{\sqrt{v}}{2}} \epsilon_n W_{[\sigma]}^n + e^{-in \frac{\sqrt{v}}{2}} e^{ihn^a} W_{[\sigma]}^{-n}) = \\ = ix W_{[\sigma]}^0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} ix W_m^0 Y_0 - e^{im \frac{\sqrt{v}}{2}} m (Y_m - e^{ihm^a} Y_{-m}) + \sum_{n \neq 0} |n| (e^{in \frac{\sqrt{v}}{2}} \epsilon_n W_m^n + \\ + e^{-in \frac{\sqrt{v}}{2}} e^{ihn^a} W_m^{-n}) Y_n = ix W_m^0, \quad m \neq 0 \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} (1 - e^{ika} + ix W_{[\sigma]}^0) Y_0 + \sum_{n \neq 0} |n| (e^{in \frac{\sqrt{v}}{2}} \epsilon_n W_{[\sigma]}^n - e^{-in \frac{\sqrt{v}}{2}} e^{ihn^a} W_{[\sigma]}^{-n}) Y_n = \\ = ix W_{[\sigma]}^0, \end{aligned}$$

де $\epsilon_n = 1 + i \sqrt{\left(\frac{x}{n}\right)^2 - 1}$ — параметр малості, причому $\epsilon_{n \rightarrow \infty} =$

$= 0 \left(\frac{1}{n^2}\right)$, а W_m^n і $W_{[\sigma]}^n$ — модифіковані коефіцієнти, введені в [4]. Розв'язуючи (7) і (7a) відносно X_n , X_{-n} , Y_n , Y_{-n} відповідно, можна визначити з рівнянь (6) коефіцієнти B_n , B_{-n} , C_n , C_{-n} , а отже, і коефіцієнти A_n і D_n за допомогою (3).

З систем (7) і (7a) видно, що коефіцієнти відбиття A_0 і проходження D_0 не залежать від переміщення Δ в довгохвильовому наближенні ($\lambda \gg l$). Їх значення збігаються в тому са-

мому наближенні з результатами роботи [2]. Більш детальному аналізу електродинамічних якостей двошарових несиметричних проток ми збираємося присвятити окреме дослідження.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Б. Казанський, Л. Н. Литвиненко, Н. Г. Савенко, В. П. Шестопапов. УФЖ, 1970, 15, № 11, 1800.
2. О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов. ЖТФ, 1963, 33, вип. 10, 1232.
3. З. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестопапов. ЖТФ, 1962, 32, вип. 4, 381.
4. В. Б. Казанський, Л. Н. Литвиненко, Н. Г. Савенко, В. П. Шестопапов. УФЖ, 1970, 15, № 10, 1619.

ЗБУДЖЕННЯ ЦИЛІНДРА З ПОЗДОВЖНЬОЮ ЩІЛИНОЮ ПЛОСКИМ МОДУЛЬОВАНИМ ПОТОКОМ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

В. М. Кошпарьонко, Є. Б. Сидоренко

Круглий циліндричний хвилевод з поздовжньою щілиною можна розглядати як різновид відкритого резонатора. Вирішено завдання про збудження такого резонатора модульованим потоком заряджених частинок, що пролітають поблизу щілини циліндра. Розв'язок одержано за допомогою математичного методу теорії дифракції.

Відкритий резонатор (рис. 1) являє собою нескінченний металевий хвилевод радіуса a з поздовжньою щілиною шириною $2v$. Координатна система вибрана таким чином, що вісь циліндра збігається з віссю oz , а площина $y=0$ проходить через середину щілини. Плоский модульований потік заряджених частинок пролітає на відстані r_0 від осі oz під довільним кутом α до осі ox . Густина потоку задається в такому вигляді:

$$\rho = \rho_0 \delta(x \sin \alpha + y \cos \alpha - r_0) e^{-ik(x \cos \alpha - y \sin \alpha) - i\omega t}, \quad (1)$$

де $k = \frac{\omega}{v}$; v — швидкість електронного потоку; $\delta(z)$ — дельта-функція Дірака.

Власне поле пучка визначається з рівняння для вектора Герца:

$$\Delta \vec{\Pi} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\Pi} = -i \frac{4\pi}{\omega} \vec{I}, \quad \vec{I} = \rho v,$$

$$\vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\Pi} + \text{grad div } \vec{\Pi}, \quad \vec{H} = -\frac{i\omega}{c} \text{rot } \vec{\Pi}.$$

У циліндричній системі координат $r^2 = x^2 + y^2$, $\varphi = \arctg \frac{y}{x}$ для ділянки зліва від пучка, а значить, і в оточенні циліндра власне поле потоку має вигляд

$$E_{\varphi} = -2\pi\rho_0 e^{-qr_0} e^{-ikr} \left[\cos(\alpha + \varphi) + \frac{iq}{k} \sin(\alpha + \varphi) \right] \times \\ \times \left[\cos(\alpha + \varphi) + \frac{iq}{k} \sin(\alpha + \varphi) \right], \quad (2)$$

$$E_r = -2\pi\rho_0 e^{-qr_0} e^{-ikr} \left[\cos(\alpha + \varphi) + \frac{iq}{k} \sin(\alpha + \varphi) \right] \times \\ \times \left[\sin(\alpha + \varphi) - \frac{iq}{k} \cos(\alpha + \varphi) \right]$$

$$H_z = 2\pi\rho_0 e^{-qr_0} \beta e^{-ikr} \left[\cos(\alpha + \varphi) + \frac{iq}{k} \sin(\alpha + \varphi) \right]$$

(множник $e^{-i\omega t}$ тут і далі опущено).

Визначимо $\frac{q}{k} = \text{th} \xi = \sqrt{1 - \beta^2}$, $\xi = \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}$, тоді

$$E_{\varphi} = -2\pi\rho_0 e^{-qr_0} \beta \cos(\alpha + \varphi - i\xi) e^{-ik_0 r \cos(\alpha + \varphi - i\xi)}, \\ E_r = -2\pi\rho_0 e^{-qr_0} \beta \sin(\alpha + \varphi - i\xi) e^{-ik_0 r \cos(\alpha + \varphi - i\xi)}, \quad (3) \\ H_z = 2\pi\rho_0 \beta e^{-qr_0} e^{-ik_0 r \cos(\alpha + \varphi - i\xi)}, \quad k_0 = \beta k = \frac{\omega}{c}.$$

Використовуючи відомий розклад

$$\exp(-iz \cos \varphi) = \sum_n (-i)^n J_n(z) e^{in\varphi},$$

перетворюємо вираз для компонент поля (3):

$$E_{\varphi} = -2\pi\rho_0 \beta e^{-qr_0} \sum_n \left(-i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n J_n(k_0 r) e^{in(\alpha + \varphi)}, \quad (4)$$

$$E_r = -2\pi\rho_0 \frac{\beta}{k_0 r} e^{-qr_0} \sum_n n \left(-i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n J_n(k_0 r) e^{in(\alpha + \varphi)},$$

$$H_z = 2\pi\rho_0\beta e^{-qr_0} \sum_n \left(-i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n J_n(k_0 r) e^{in(\alpha + \varphi)}.$$

Поле, збуджене заданим потоком, що пролітає поблизу циліндра, шукаємо у вигляді

$$\vec{E} = \vec{E}^{\text{вл}} + \vec{E}^{\text{дифр}}, \quad \vec{H} = \vec{H}^{\text{вл}} + \vec{H}^{\text{дифр}},$$

де $\vec{E}^{\text{вл}}$ і $\vec{H}^{\text{вл}}$ визначені виразами (3), (4).

Поля, що їх ми шукаємо, мають задовольняти рівнянням Максвелла і граничним умовам на поверхні циліндра, бути

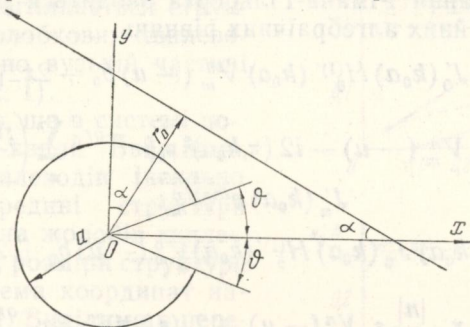


Рис. 1.

безперервними і кінцевими на всьому просторі, а також спада-ти на безмежності. Ці вимоги будуть виконані, якщо дифрак-ційне поле матиме вигляд

$$H_z^{\text{дифр}} = \begin{cases} \sum_n h_n \frac{J_n(k_0 r)}{J_n(k_0 a)} e^{in(\alpha + \varphi)}, & r < a \\ \sum_n h_n \frac{H_n^{(1)}(k_0 r)}{H_n^{(1)'}(k_0 a)} e^{in(\alpha + \varphi)}, & r > a \end{cases} \quad (5)$$

(компоненти електричного поля встановлюються з рівнянь Мак-свелла), де коефіцієнти h_n знаходяться з функціональних рів-нянь, одержаних після підстановки шуканих полів у граничні умови на циліндрі.

$$b_0 = \frac{h_0}{J_0'(k_0 a) H_0^{(1)'}(k_0 a)}; \quad \varepsilon_n = 1 - \frac{\pi i (k_0 a)^2 J_n'(k_0 a) H_n^{(1)}(k_0 a)}{|n|};$$

$$x_n = (-1)^n n \frac{e^{in\alpha} h_n}{J_n'(k_0 a) H_n^{(1)'}(k_0 a)}, \quad (n \neq 0); \quad \varphi' = \varphi - \pi; \quad \vartheta' = \pi - \vartheta;$$

$$\sum_{n \neq 0} x_n e^{in\varphi'} = 0, \quad \vartheta' < |\varphi'| < \pi; \quad (6)$$

$$\sum_{n \neq 0} x_n \frac{|n|}{n} e^{in\varphi'} + 2\pi^2 \rho_0 \beta e^{-qr_0} (k_0 a)^2 \sum_n \left(i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n J'_n(k_0 a) e^{in(\varphi' + \alpha)} -$$

$$- \sum_{n \neq 0} x_n \frac{|n|}{n} \varepsilon_n e^{in\varphi'} + i\pi (k_0 a) b_0 J'_0(k_0 a) H_0^{(1)'}(k_0 a) = 0, \quad \vartheta' > |\varphi'|;$$

$$\sum_{n \neq 0} \frac{(-1)^n}{n} x_n = -b_0.$$

Система функціональних рівнянь (6) за допомогою методу крайового завдання Рімана-Гільберта зводиться до еквівалентної системи лінійних алгебраїчних рівнянь:

$$x_m = i\pi (k_0 a) J'_0(k_0 a) H_0^{(1)'}(k_0 a) V_m^0(-u) b_0 + 2x_{-1} R_m(-u) +$$

$$+ \sum_{n \neq 0} x_n \frac{|n|}{n} \varepsilon_n V_m^n(-u) - i2 (\pi k_0 a)^2 \rho_0 \beta e^{-qr_0} \sum_n \left(i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n \times$$

$$J'_n(k_0 a) e^{in\alpha} V_m^n;$$

$$0 = -i\pi (k_0 a)^2 J'_0(k_0 a) H_0^{(1)'}(k_0 a) V_0^0(-u) b_0 + 2x_{-1} R_0 +$$

$$+ \sum_{n \neq 0} x_n \frac{|n|}{n} \varepsilon_n V_0^n(-u) - 2i (\pi k_0 a)^2 \rho_0 \beta e^{-qr_0} \times$$

$$\times \sum_n \left(i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n J'_n(k_0 a) e^{in\alpha} V_0^n(-u); \quad (7)$$

$$-b_0 = -i\pi (k_0 a)^2 J'_0(k_0 a) H_0^{(1)'}(k_0 a) V_{[\sigma]}^0 b_0 + 2x_{-1} R_{[\sigma]}(-u) +$$

$$+ \sum_{n \neq 0} x_n \frac{|n|}{n} \varepsilon_n V_{[\sigma]}^n(-u) - 2i (\pi k_0 a)^2 \rho_0 \beta e^{-qr_0} \times \sum_n \left(i \frac{1 + \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} \right)^n \times$$

$$\times J'_n(k_0 a) e^{in\alpha} V_{[\sigma]}^n; \quad u = \cos \vartheta.$$

Коефіцієнти $V_m^n(-u)$, $V_{[\sigma]}^n(-u)$, $R_{[\sigma]}(-u)$, $R_m(-u)$ обчислені в роботі [1].

Автори висловлюють подяку проф. В. П. Шестоपालову і доц. О. А. Третьякову за виявлений інтерес до роботи і допомогу при обговоренні її результатів.

ЛІТЕРАТУРА

1. З. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестоपालов. ЖТФ, 1962, 32, 4, 381.

КРИТИЧНІ ЧАСТОТИ ЗВ'ЯЗАНИХ ЖОЛОБКОВИХ ХВИЛЕВОДІВ

Г. К. Снурнікова

Жолобковий хвильовод являє собою відкриту лінію передачі, яка складається з двох паралельних металевих пластин з по-здовжніми прямокутними жоло-бами. Такі системи можна засто-сувати для каналізації енергії при сантиметровій і міліметровій дов-жині хвиль. Розглядається струк-тура з двох жолобкових хвильов-дів, з'єднаних по вузькій частині хвильовода (рис. 1).

Припустимо, що в системі по-ширюються H -хвилі. Вважаємо, що стінки хвильоводів ідеально провідні, всередині структури $\epsilon = \mu = 1$. Ширина жолобів хвиль-оводів однакова, розміри структури і вибрана система координат на-ведені на рис. 1. Виділимо в пере-різі структури три області: об-ласть 1— $0 < x < h$, $|y| \leq d$, об-ласть 2— $h < x < a$, $|y| \leq b$, область 3— $x > a$, $|y| \leq d$ і шукатимемо поле в кожній області. Поздовж-ню компоненту поля H_z в облас-тях хвильовода запишемо у ви-гляді (множник $e^{-i\omega t}$ опущено):

$$H_{z1} = e^{i\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} a_{mch}^{\text{sh}} q_m x \cos \times \\ \times \frac{\pi m}{2d} (y + d),$$

$$H_{z2} = e^{i\gamma z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (c_n e^{pn(x-h)} + d_n e^{-pn(x-h-a)}) e^{i \frac{\pi n}{b} y}, \quad (1)$$

$$H_{z3} = e^{i\gamma z} \sum_{m=0}^{\infty} b_m e^{q_m(x-h-a)} \cos \frac{\pi m}{2d} (y + d),$$

де a_m , c_n , d_n , b_m — невідомі коефіцієнти Фур'є поля;

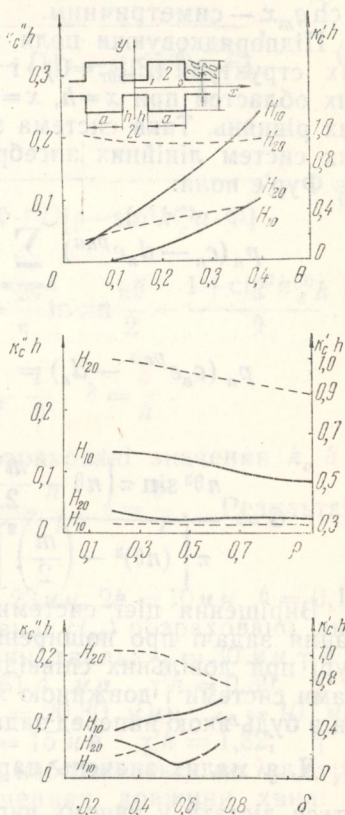


Рис. 1.

$p_n = i \sqrt{k^2 - \gamma^2 - \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2}$, $q_m = i \sqrt{k^2 - \gamma^2 - \left(\frac{\pi m}{2d}\right)^2}$, знаки p_n , q_m вибрані так, що $\operatorname{Re} p_n > 0$, $\operatorname{Re} q_m > 0$; γ — шукана стала поширення; $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, λ_0 — довжина хвилі у вільному просторі; $\operatorname{sh} q_m x$ відповідає несиметричним відносно $x=0$ H — хвилям, а $\operatorname{ch} q_m x$ — симетричним.

Підпорядковуючи поля точним граничним умовам на стінках структури ($E_{\text{танг}}=0$) і умовам неперервності поля на границях областей при $x=h$, $x=a$, одержуємо систему функціональних рівнянь. Така система зводиться [1, 2] до двох нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь відносно коефіцієнтів Фур'є поля:

$$p_n (c_n - d_n e^{p_n a}) \sum_{s=-\infty}^{\infty} (c_s + d_s e^{p_s a}) \sum_{m=0}^{\infty} q_m \operatorname{cth} q_m h \cdot G,$$

$$p_n (c_n e^{p_n a} - d_n) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} (c_s e^{p_s a} + d_s) \sum_{m=0}^{\infty} q_m \cdot G,$$

(2)

$$G = \frac{n\theta^2 \sin \pi \left(n\theta - \frac{m}{2}\right)}{\pi \left[(n\theta)^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2\right]} \frac{s\theta \sin \pi \left(s\theta - \frac{m}{2}\right)}{\pi [(s\theta)^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2]}, \quad \theta = \frac{d}{b}.$$

Вирішення цієї системи рівнянь являє собою точне розв'язання задачі про поширення електромагнітних хвиль у структурі при довільних співвідношеннях між геометричними розмірами системи і довжиною хвилі. Вирішення задачі можна знайти з будь-якою наперед заданою точністю.

Для малих значень параметра $\Theta = \frac{d}{b}$ ($\Theta^2 \ll 1$) вирішення вдається дістати у явному вигляді. Використовуючи результати робіт [1, 2] і припускаючи a таким, що $e^{p_n a} \ll 1$, одержимо такі трансцендентні дисперсійні рівняння для несиметричних $H_{\mu 0}$ — хвиль ($\mu=1, 3, \dots$):

$$(1 - \psi \operatorname{tg} k_c h) [(\psi - i) \operatorname{tg} k_c a + \theta] - \theta \operatorname{ctg} k_c h [(\psi - i) - \theta \operatorname{tg} k_c a] = 0, \quad (3)$$

для симетричних хвиль $H_{\mu 0}$ ($\mu=2, 4, \dots$):

$$(1 + \psi \operatorname{tg} k_c h) [(\psi - i) \operatorname{tg} k_c a + \theta] + \theta \operatorname{tg} k_c h [(\psi - i) - \theta \operatorname{tg} k_c a] = 0 \quad (4)$$

$$\psi = 2\theta \frac{k_c b}{\pi} \ln \sin \frac{\pi \theta}{2}, \quad k_c = \sqrt{k^2 - \gamma^2}.$$

Запишемо вирішення рівнянь (3), (4) у вигляді $k_c = k_c^{(0)} + \Delta k_c$, де $k_c^{(0)}$ — критичне хвильове число закритого H -хвильовода, а Δk_c — деяка мала добавка ($\Delta k_c \ll k_c^{(0)}$). Тоді для Δk_c можна одержати явні формули: несиметричні $H_{\mu 0}$ -хвилі

$$\Delta k_c h = \frac{1}{\operatorname{tg} k_c^{(0)} h + \frac{\sin 2k_c^{(0)} a}{2} F - D[\rho - \sin^2 k_c^{(0)} a \cdot F]}; \quad (5)$$

симетричні $H_{\mu 0}$ -хвилі

$$\Delta k_c h = - \frac{1}{\operatorname{ctg} k_c^{(0)} h - \frac{\sin 2k_c^{(0)} a}{2} \cdot \Phi + D[\rho - \sin^2 k_c^{(0)} a \cdot \Phi]}, \quad (6)$$

$$F = \frac{2\delta}{\pi} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2} - \frac{1 + \operatorname{tg}^2 k_c^{(0)} h}{\theta}, \quad \Phi = \frac{2\delta}{\pi} \ln \sin \frac{\pi\theta}{2} - \frac{1 + \operatorname{ctg}^2 k_c^{(0)} h}{\theta},$$

$$D = \frac{2\delta}{\pi} k_c^{(0)} h \ln \sin \frac{\pi\theta}{2} - \frac{i}{\theta}, \quad \delta = \frac{b}{h}.$$

За формулами (5), (6) були розраховані значення $k_c h$ в залежності від параметрів $\theta = \frac{d}{b}$, $\sigma = \frac{h}{l}$, $\rho = \frac{b}{l}$. Результати приведені на графіках (рис. 1).

Для структури з розмірами $2l = 23 \text{ мм}$, $2b = 10 \text{ мм}$, $\theta = 0,14$, $\sigma = 0,4$, $\rho = 0,435$ ($\lambda_c = 111 \text{ мм}$ для хвилі H_{10}) розраховано значення $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ для різної довжини хвилі: $\lambda_0 = 30 \text{ мм}$ $\gamma' h = 0,91$; $\gamma'' = 0,0045 \text{ дб/см}$; $\lambda_0 = 61,4 \text{ мм}$ $\gamma' h = 0,30$, $\gamma'' = 0,0113 \text{ дб/см}$. Для хвилі H_{20} ($\lambda_c = 20,30 \text{ мм}$): $\lambda_0 = 10 \text{ мм}$; $\gamma' h = 2,48$; $\gamma'' = 0,0258 \text{ дб/см}$; $\lambda_0 = 15 \text{ мм}$ $\gamma' h = 1,32$; $\gamma'' = 0,0505 \text{ дб/см}$. Бачимо, що коли λ_0 наближається до λ_c , втрати зростають. При постійних значеннях довжини хвилі λ_0 втрати зростають із збільшенням θ .

Зв'язані жолобкові хвильоводи можна розглядати як хвильоводи з позовжніми щілинами, причому щілини можуть бути більше або менше зазору хвильовода. Для значень $\tilde{\theta} < \theta$ ($\tilde{\theta} = \frac{d_1}{b}$, $2d_1$ — висота щілини) $\lambda_{c\tilde{\theta}} < \lambda_{c\theta}$, при $\tilde{\theta} > \theta$ $\lambda_{c\tilde{\theta}} > \lambda_{c\theta}$.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. Г. Сологуб. Сб. «Радиотехника», вып. 4, Изд-во ХГУ, Харь-ков, 1967.
2. В. Г. Сологуб, В. П. Шестопалов, Г. Г. Половников. ЖТФ, 1967, 37, 4.

СИМЕТРИЧНІ ХВИЛІ В ГІРОТРОПНОМУ ШАРІ ПЛАЗМИ НА ЛОГАРИФМІЧНІЙ СПІРАЛІ

К. П. Яцук, В. В. Биховець, С. І. Арсеньєва

Плоска логарифмічна спіраль може бути використана в радіальній ЛБХ [1—2]. Оскільки присутність анізотропного середовища може поліпшити енергетичні характеристики системи [3], цікаво розглянути властивості системи спіраль на гіротропному шарі плазми.

Шар плазми товщиною a обмежено площиною ($z = 0$) і спіраллю ($z = a$), що розглядається в наближенні анізотропно провідної площини [3]. Постійне магнітне поле H_0 спрямоване вздовж осі z .

Задачу розв'язуємо методом часткових областей (І область $0 < z < a$, ІІ область $a < z < \infty$). У першій області рівняння Максвелла при врахуванні гідродинамічної взаємодії хвиль з плазмою набувають вигляду

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

де

$$\vec{D} = \|\epsilon\| \vec{E}$$

$$\|\epsilon\| = \begin{vmatrix} \epsilon_1 i \epsilon_2 & 0 \\ -i \epsilon_2 \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{vmatrix} \quad (2)$$

$$\epsilon_1 = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2 - \omega^2}; \quad \epsilon_2 = \frac{\omega_H}{\omega} \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2};$$

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}; \quad (2a)$$

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}; \quad \omega_H = \frac{e H_0}{mc}.$$

Тут e і m — заряд і маса електрона відповідно; n_0 — зрівноважена щільність плазми; H_0 — напруженість постійного магнітного поля; c — швидкість світла.

Для радіальних хвиль, що розповсюджуються від центра в бік зростання r , при часовій залежності $e^{-i\omega t}$ складові полів

E і H можна взяти пропорціональними $H_0^{(1)}(\gamma r)$, а інші компоненти — $H_1^{(1)}(\gamma r)$ (функції Ханкеля 1-го роду нульового і першого порядку від γr , де γ — постійна розповсюдження вздовж r). Тоді вирішення рівнянь (1) приведе до таких виразів для компонентів полів:

$$H_\varphi = -\frac{ik\varepsilon_3}{k^2\varepsilon_3 - \gamma^2} \frac{\partial E_r}{\partial z}; \quad E_z = \frac{\gamma}{k^2\varepsilon_3 - \gamma^2} \frac{\partial E_r}{\partial z};$$

$$E_\varphi = \frac{ik}{\gamma} H_z; \quad H_r = -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial H_z}{\partial z}, \quad (3)$$

а для компонентів E_r і H_z дістанемо рівняння

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} + a' E_r = b H_z; \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + a'' H_z = d E_r,$$

де

$$a' = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} (k^2 \varepsilon_3 - \gamma^2); \quad a'' = k^2 \varepsilon_1 - \gamma^2;$$

$$b = \frac{k\varepsilon_2}{\gamma\varepsilon_3} (k^2 \varepsilon_3 - \gamma^2); \quad d = k\gamma\varepsilon_2.$$

Тут $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; λ_0 — постійна розповсюдження і довжина хвилі у вільному просторі; $\gamma = \frac{\omega}{v_\Phi}$; v_Φ — фазова швидкість хвиль у системі вздовж радіуса.

Систему рівнянь (4) можна розв'язати, ввівши лінійну комбінацію [5]:

$$\psi = E_r + \Lambda H_z. \quad (5)$$

Після цього система (4) перетворюється до вигляду

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \chi_{1,2}^2 \psi = 0, \quad (6)$$

де

$$\chi_{1,2}^2 = \Lambda_{1,2} d - a', \quad (7)$$

а $\Lambda_{1,2}$ — корені квадратного рівняння

$$\Lambda^2 + \Lambda \frac{a'' - a'}{d} - \frac{b}{d} = 0. \quad (8)$$

Вирішення рівняння (8) дає

$$\Lambda_{1,2} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{2\varepsilon_1\varepsilon_3} \frac{\gamma}{k} \left[-1 \pm \sqrt{1 + \frac{4k^2\varepsilon_2^2\varepsilon_3(k^2\varepsilon_3 - \gamma^2)}{\gamma^4(\varepsilon_1 - \varepsilon_3)^2}} \right] \quad (9)$$

і відповідно

$$\chi_{1,2} = \sqrt{\gamma^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{2\varepsilon_3} \left[-1 \pm \sqrt{1 + \frac{4k^2 \varepsilon_2^2 \varepsilon_3 (k^2 \varepsilon_3 - \gamma^2)}{\gamma^4 (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)^2}} \right] - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} (k^2 \varepsilon_3 - \gamma^2)}. \quad (10)$$

Розв'язання (6) для двох значень χ одержимо у вигляді

$$\begin{aligned} \psi_1 &= A e^{-\chi_1 z} + B e^{\chi_1 z}; \\ \psi_2 &= C e^{-\chi_2 z} + D e^{\chi_2 z}. \end{aligned} \quad (11)$$

З рівняння (5) одержимо

$$H_z = \frac{\psi_1 + \psi_2}{\Lambda_1 - \Lambda_2}; \quad E_r = \frac{\Lambda_2 \psi_1 - \Lambda_1 \psi_2}{\Lambda_2 - \Lambda_1}. \quad (12)$$

Інші компоненти полів визначаємо з (3), враховуючи (12).

Для другої області поля записуються аналогічно [2]. При $z=a$ застосовуються граничні умови для випадку анізотропно провідної площини [2], при $z=0$ тангенціальні складові електричного поля $E_r = E_\varphi = 0$. Дисперсійне рівняння одержуємо у вигляді

$$\begin{aligned} & p \frac{k^2 \varepsilon_3}{k^2 \varepsilon_3 - \gamma^2} \cdot \frac{\chi_1 \Lambda_2 \frac{1 + e^{2\chi_1 a}}{1 - e^{2\chi_1 a}} - \chi_2 \Lambda_1 \frac{1 + e^{2\chi_2 a}}{1 - e^{2\chi_2 a}}}{\Lambda_2 - \Lambda_1} \operatorname{ctg}^2 \Phi = \quad (13) \\ & = p \frac{\chi_1 \Lambda_1 \frac{1 + e^{2\chi_1 a}}{1 - e^{2\chi_1 a}} - \chi_2 \Lambda_2 \frac{1 + e^{2\chi_2 a}}{1 - e^{2\chi_2 a}}}{\Lambda_2 - \Lambda_1} - k^2 \operatorname{ctg}^2 \Phi + p^2, \end{aligned}$$

де $p^2 = \gamma^2 - k^2$.

Граничні переходи приводять до раніше відомих рівнянь для вільної спіралі, спіралі на шарі ізотропного діелектрика (плазми) [2, 3].

Опір зв'язку для радіальних систем має вигляд [3]:

$$R_{зв} = \frac{E_z^2}{2\gamma^2 P}, \quad (14)$$

де

$$P = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \int_s [\vec{E} \vec{H}^*]_r ds.$$

Підставляючи в (14) значення для полів з (3) і (12), дістанемо вираз для опору зв'язку, який ми тут не наводимо через його громіздкість.

За одержаними формулами були розраховані дисперсійні криві та опір зв'язку для випадку ізотропної і гіротропної плазми.

Ізотропна плазма. На рис. 1 суцільними лініями зображено дисперсійні криві, а пунктирними — нормовані (до вільної спіралі) опори зв'язку. Крива 1 — дисперсійна пряма для вільної спіралі, криві 2, 3, 4 — для $\omega_0 = 200, 500$ і 1000 мГц відповідно. Видно, що із зростанням щільності плазми уповільнення зменшується, з підвищенням $k \text{ctg} \Phi$ воно прямує до уповільнення

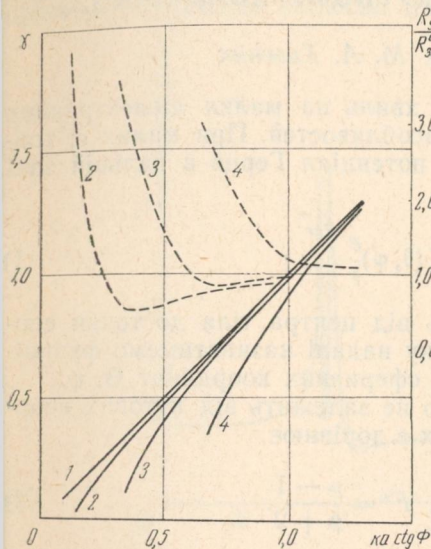


Рис. 1.

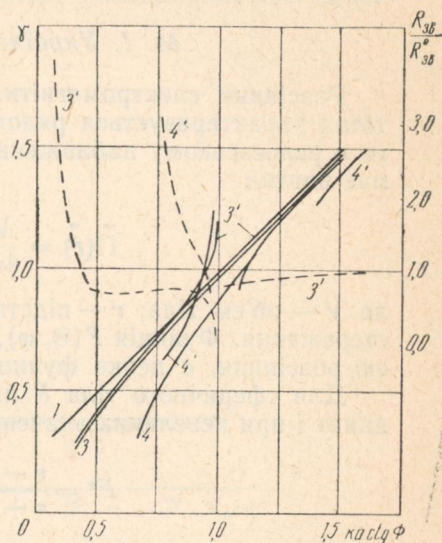


Рис. 2.

вільної спіралі. Опір зв'язку може бути більше, ніж у вільної спіралі, а менша крутизна кривої R_{36}/R_{36}^0 відповідає більшим $k \text{ctg} \Phi$ та ω_0 .

Гіротропна плазма. На рис. 2 наведено дисперсійні характеристики (суцільні криві) і опори зв'язку при $\omega_n = 1500$ мГц для різних щільностей плазми. Індексами без штрихів позначено криві для ізотропної плазми, а з штрихами — для гіротропної. Видно, що для гіротропного випадку виникають розриви дисперсійних кривих, викликані циклотронним резонансом, а опір зв'язку може бути більшим, ніж в ізотропному випадку.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. С. Савельєв. «Радиотехника и электроника», 1967, 12, № 6, 1018.
2. В. П. Сазонов. «Электроника», 1959, 1, № 6, 80.
3. К. П. Яцук, В. И. Молявко, А. В. Поладич. Изв. вузов, «Радиоэлектроника», 1968, 11, № 12, 1251.
4. Я. Б. Файнберг, М. Ф. Горбатенко. ЖТФ, 1959, 29, вып. 5, 549.

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНОГО РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ НА ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ЕЛІПСОЇДІ В ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ

М. І. Українець, М. А. Хижняк

Розсіяння електромагнітних хвиль на малих діелектричних тілах характеризується рядом особливостей. При малих ϵ , тобто в релеєвському наближенні, потенціал Герца в дальній зоні має вигляд

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \frac{V}{4\pi} \vec{F}(\theta, \varphi) \frac{e^{-ikr}}{r}, \quad (1)$$

де V — об'єм тіла; r — відстань від центра тіла до точки спостереження. Функція $F(\theta, \varphi)$, яку надалі називатимемо функцією розсіяння, є деяка функція сферичних координат θ, φ .

Для сферичного тіла F явно не залежить від кутових координат і при невеликих значеннях ϵ дорівнює

$$F^e = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}, \quad F^m = \frac{\mu - 1}{\mu + 2}. \quad (2)$$

Із зростанням діелектричної проникності тіла величина F стає змінною, бо при $ka\sqrt{\epsilon} \approx 1$ (але $ka \ll 1$) починається резонансне розсіяння. Тоді

$$F^e = \frac{\epsilon U(ka\sqrt{\epsilon}) - 1}{\epsilon U(ka\sqrt{\epsilon}) + 2}, \quad F^m = \frac{U(ka\sqrt{\epsilon}) - 1}{U(ka\sqrt{\epsilon}) + 2}, \quad (3)$$

де $U(x)$ — функція частоти, що дорівнює

$$U(x) = \frac{2(\sin x - x \cos x)}{(x^2 - 1) \sin x + x \cos x}. \quad (4)$$

При $x \ll 1$, $U(x) \rightarrow 1$ і (3) збігається з (2). При $x > 1$ вона є знакозмінною функцією і у випадку $\epsilon U(ka\sqrt{\epsilon}) + 2 = 0$ або $U(ka\sqrt{\epsilon}) + 2 = 0$ визначає геометричні резонанси електричного або магнітного типу в розсіянні хвиль на кульках. Тепер ці резонанси ретельно вивчаються, оскільки вони знаходять різноманітне застосування у радіофізиці [1—4].

При $\epsilon \rightarrow \infty$ (це відповідає розсіянню хвиль на металевій кульці) знаходимо

$$F^e = 1.$$

Ці висновки ґрунтуються на результатах точного вирішення задачі про розсіяння хвиль на кульці [5]. Але до цього часу така задача ще не розв'язана для випадку розсіяння хвиль на діелектричному еліпсоїді. Можна сподіватися, що і у випадку діелектричного еліпсоїда матимуть місце геометричні резонанси, але їх розташування і структура будуть істотно залежати від орієнтації еліпсоїда відносно напрямку розповсюдження хвилі.

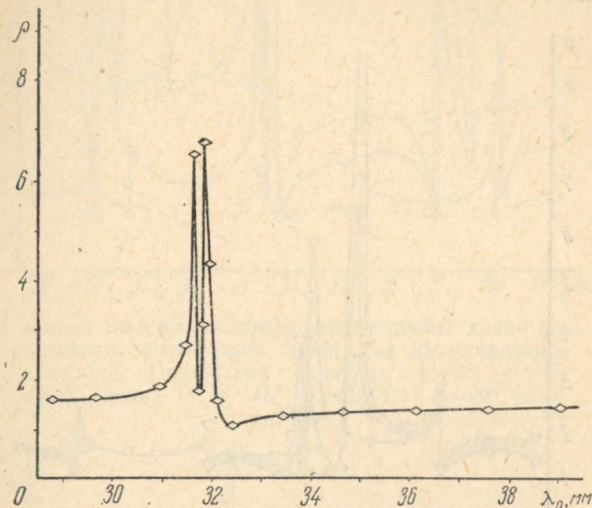


Рис. 1. Залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини розсіяної хвилі для кульки діаметром 5 мм (чітко виявлений резонанс магнітного типу другого порядку).

У цій роботі викладено результати експериментального дослідження функції $F(\theta, \varphi)$ для діелектричного еліпсоїда в резонансній області. Еліпсоїд обертання з титанату барію ($\epsilon = 151$, $\text{tg} \delta = 0,002$) вміщували в прямокутний хвильовод і досліджували коефіцієнт відбиття основної хвилі. Оскільки коефіцієнт відбиття по полю пропорційний $F(\theta, \varphi)$, то безпосередньо вивчалася залежність коефіцієнта відбиття від частоти для різної орієнтації еліпсоїда відносно осей хвильовода. Розміри еліпсоїда: $2a = 10$ мм, $2b = 5$ мм. Вимірювання здійснювалися у хвильоводі $12,6 \times 28,5$ мм. Початкове положення еліпсоїда в хвильоводі було: $x_0 = 0,5d$; $y_0 = 0,5h$; $\theta = 0^\circ$; $\varphi = 0^\circ$; $\psi = 0^\circ$, де θ — кут між великою віссю еліпсоїда $2a$ і поздовжньою віссю z хвильовода; d та h — розміри широкої і вузької стінок хвильовода відповідно.

Діелектричний еліпсоїд обертали в хвильоводі по кутах Ейлера: θ — кут прецесії; φ — кут нутації; ψ — кут чистого обертання. Обертання і відлік кутів здійснювали за допомогою оп-

тичного квадранта типу КО-1М. Значення коефіцієнтів стоячих хвиль, більших 3, вимірювалися за методикою, що застосовується для вимірювання великих КСХ. Коефіцієнти стоячих хвиль вдалині від резонансів визначалися звичайним методом як $\sqrt{\frac{A_{\max}}{A_{\min}}}$ з урахуванням градуйованої кривої для детектора

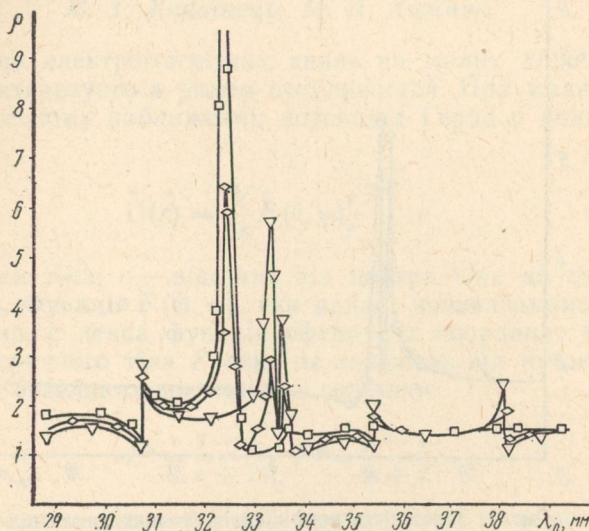


Рис. 2. Залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини розсіяної хвилі для діелектричного еліпсоїда. Положення еліпсоїда $\varphi=0^\circ$, $\psi=0^\circ$, $\theta=0^\circ$ (крива I), $\theta=45^\circ$ (крива II), $\theta=90^\circ$ (крива III).

Зв'язок між модулем коефіцієнта відбиття $|\Gamma|$ і коефіцієнтом стоячої хвилі ρ , як відомо, має вигляд

$$|\Gamma| = \frac{\rho - 1}{\rho + 1}.$$

Для порівняння знято залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини хвилі для кульки $\varnothing 5$ мм, виготовленої з того самого матеріалу, що й еліпсоїд (рис. 1). Діаметр кульки дорівнює меншій осі еліпсоїда.

Результати вимірювань наведені на рис. 2—4. Одержані результати свідчать про існування магнітних і електричних резонансів у еліпсоїді, але характер їх стає значно складнішим, ніж у випадку діелектричної кульки. Насамперед, залишається основний резонанс на довжині хвилі, дещо зміщеної відносно резонансної довжини хвилі кульки. Далі з рис. 2 впливає, що

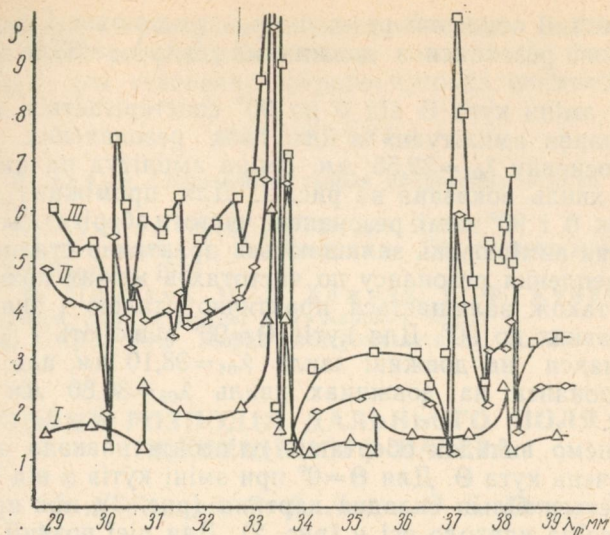


Рис. 3. Залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини розсіяваної хвилі для діелектричного еліпсоїда. Положення еліпсоїда $\psi=0^\circ$, $\Theta=0^\circ$, $\varphi=0^\circ$ (крива I), $\varphi=45^\circ$ (крива II), $\varphi=90^\circ$ (крива III).

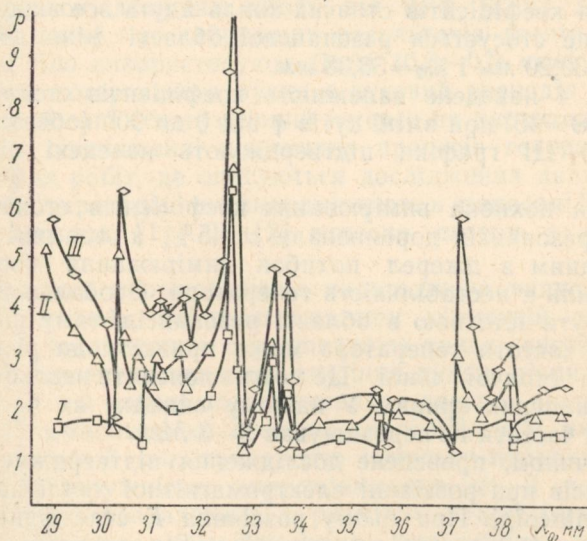


Рис. 4. Залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини розсіяваної хвилі для діелектричного еліпсоїда. Положення еліпсоїда $\psi=0^\circ$, $\Theta=45^\circ$, $\varphi=0^\circ$ (крива I), $\varphi=45^\circ$ (крива II), $\varphi=90^\circ$ (крива III).

для цієї позиції основний резонанс розщеплюється і виникають два додаткові резонанси з довжинами хвиль $\lambda_{02}=33,38$ мм; $\lambda_{03}=33,63$ мм.

В міру зміни кута Θ від 0 до 90° спостерігається немовби «перекачування амплітуди» з цих двох резонансних довжин хвиль на основну $\lambda_{01}=32,56$ мм. Зміна амплітуд на цих трьох довжинах хвиль показана на рис. 2. Для проміжних значень кута Θ між 0 і 90° самі резонансні частоти зберігаються і в межах похибки вимірювань залишаються практично сталими. Ширина розщеплення резонансу по частотах в межах похибки вимірювань також залишається практично сталою і зникає при кутах, близьких до 90° . Для кутів $\Theta=90^\circ$ зникають і додаткові малі резонанси на довжині хвилі $\lambda_{04}=38,10$ мм, але зберігаються резонанси на довжинах хвиль $\lambda_{05}=30,80$ мм і $\lambda_{06}=35,45$ мм.

Розглянемо випадок обертання еліпсоїда навколо осі x для різних значень кута Θ . Для $\Theta=0^\circ$ при зміні кутів φ від 0 до 90° спостерігається більш складна картина (рис. 3), ніж при обертанні еліпсоїда навколо осі y (рис. 2). Для цієї позиції (рис. 3) характерним є те, що всі резонанси позиції I (рис. 2) зберігаються, але амплітуди на цих частотах значно збільшуються. Крім того, виникають нові резонанси на довжинах хвиль $\lambda_{07}=30,20$ мм та $\lambda_{08}=37,10$ мм. До того ж в міру збільшення кута φ криві для коефіцієнтів стоячих хвиль йдуть все вище й вище. Особливо це стосується резонансної області між довжинами хвиль $\lambda_{07}=30,20$ мм і $\lambda_{02}=33,38$ мм.

На рис. 4 наведено залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від λ_0 для $\Theta=45^\circ$ при зміні кутів φ від 0 до 90° (обертання навколо осі x). Ці графіки підтверджують наведені вище висновки.

Відносна похибка вимірювання коефіцієнтів стоячих хвиль в області резонансів дорівнювала $\pm 4,5\%$, а вдалині від них $\pm 1,5\%$. Одним з джерел похибок вимірювання коефіцієнтів стоячих хвиль є нестабільність генератора. Особливо ця помилка може бути істотною в області резонансів, тому що незначний відхід частоти генератора може привести до різкої зміни коефіцієнта стоячої хвилі. Це можна пояснити високою добротністю резонансних кривих. У нашому випадку за час вимірювань відхід частоти не перевищував 2—3 Мгц.

Таким чином, проведене дослідження підтверджує існування резонансів при розсіянні електромагнітної хвилі на діелектричному еліпсоїді. При цьому розсіяння F стає функцією полярних кутів Θ, φ , а самі умови виникнення резонансів залежать від цих кутів. Змінюючи відносну орієнтацію еліпсоїда, можна керувати висотою і положенням резонансів, що відкриває нові можливості для синтезу різних НВЧ пристроїв з використанням резонансних діелектричних еліпсоїдів.

Слід звернути увагу на істотне розширення резонансної області на рівні коефіцієнтів стоячих хвиль 4—5, що відкриває можливості для створення ширококугових елементів НВЧ.

ЛІТЕРАТУРА

1. И. Л. Левин. Современная теория волноводов. Изд-во иностр. лит-ры, М., 1954.
2. Н. А. Хижняк. ЖТФ, 1957, 27, вып. 9, 2027.
3. А. И. Козарь, Н. А. Хижняк. Сб. «Радиотехника», вып. 14. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.
4. Е. Л. Пиротти, Н. А. Хижняк, В. Ф. Кравченко. Сб. «Радиотехника», вып. 14. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.
5. Д. Ж. Стреттон. Теория электромагнетизма. М., Гостехиздат, 1948.

КУТОВИЙ РОЗПОДІЛ ДАЛЬНЬОГО ПОЛЯ GaAs ІНЖЕКЦІЙНОГО ЛАЗЕРА

В. А. Єнішин, О. В. Литов, О. Б. Катрич

Завдяки таким перевагам, як незначні розміри і простота конструкції, високий к. к. д. і простота збудження, інжекційні НКГ є приладами, перспективними для широкого використання. Шляхом зміни складу напівпровідника можна перекрити широкий діапазон довжини хвиль від 0,33 (ZnS) до 8,5 мкм (PbSe). У даний час найкращих результатів досягнуто в НКГ, де робоче тіло використовують GaAs (0,8—0,9 мкм). Важливим параметром когерентного пучка є кутовий розподіл інтенсивності в дальній зоні (безсумнівний інтерес ця характеристика має також при дослідженні кінетичних процесів генерації). Оpubліковано ряд робіт, де описуються дослідження дальнього поля для різних переходів, що випромінюють в діапазоні 0,8—1,1 мкм (див., наприклад, [1]). В [2] описано лазери з стрічковими контактами.

Вітчизняною промисловістю налагоджено випуск інжекційних НКГ на GaAs, які працюють при кімнатній температурі. Цікавим є дослідження спрямованості таких систем і залежності цієї характеристики від старіння діодів, рівня накачування, тощо. У цій роботі досліджувалися лазерні діоди типу ЛД-11, що випромінюють на довжині хвилі $0,9 \pm 0,02$ мкм, з частотою слідування 6 кГц, тривалістю імпульсу порядку 0,2 мксек і середньою потужністю випромінювання до 3 мвт. Границя дальньої зони, розрахована з розмірів випромінюючої грані кристала (порядку 100×200 мкм), знаходиться на відстані приблизно 40 мм. Але оскільки кристал конструктивно розміщений між струмопровідними контактами, що утворюють рупор з боку виходу випромінювання, важко було априорі передбачити вплив рупора на формування пучка. Тому межа даль-

ної зони визначалася з порівняння експериментальної залежності нормованої інтенсивності випромінювання від відстані по осі пучка (R) з графіком функції $\frac{1}{R^2}$. Приклад такого порівняння наведено на рис. 1. Видно, що за межу дальньої зони можна брати відстань близько 30 мм і рупор не впливає на формування пучка.

Близька межа дальньої зони дозволила використати методи прямого вимірювання. Застосовувалися два методи зняття

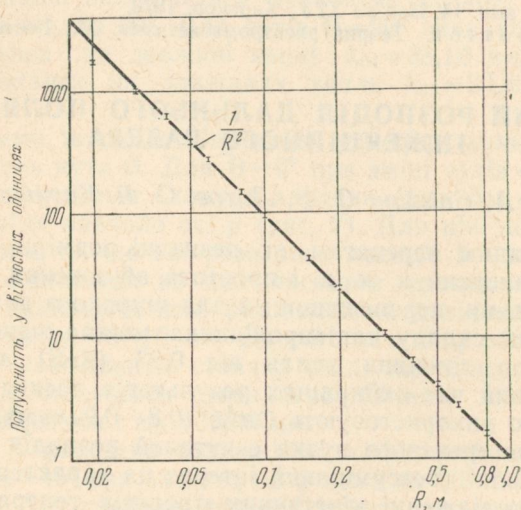


Рис. 1. Графік, що характеризує границю дальньої зони лазера.

кутового розподілу інтенсивності дальнього поля. Перший заснований на переміщенні приймача ІЧ-сигналу в поперечній до напрямку випромінювання площині. Куткові розміри розподілу визначалися за замірами відповідних розмірів плям в двох взаємно перпендикулярних площинах, розташованих на певній відстані. При цьому кут розходження дорівнює

$$\frac{\theta}{2} = \arctg \frac{D-d}{2\Delta R}, \quad (1)$$

де θ — кут розходження; D і d — розміри плям у двох площинах, відстань між якими дорівнює ΔR . Обидві площини повинні бути розташовані в дальній зоні, однак в нашому випадку розходження пучка велике, а межа дальньої зони достатньо

близька до апертури. Тому, якщо брати ΔR 0,5—1,0 м, а першу площину вимірювання — біля межі дальньої зони, то $D \gg d$ і

$$\frac{\theta}{2} \approx \arctg \frac{D}{2\Delta R}. \quad (2)$$

Похибка, за рахунок використання (2) замість (1), набагато менша сумарної похибки експерименту. У [4] та ряді інших робіт в описі цього методу допущено неточність. Там без застережень вказується, що одна з площин може бути розташована безпосередньо біля випромінюючої грані. Однак це може привести до великих помилок при вимірюванні кута розходження, наприклад, якщо другу площину при цьому брати в районі межі дальньої зони. У другому випадку приймач ІЧ-сигналу залишався нерухомим, а НКГ міг обертатися навколо двох взаємно перпендикулярних, а також перпендикулярних площині $p-n$ переходу осей, що перетинаються в місці розташування випромінюючої грані. Оскільки телесний кут, в якому розповсюджується випромінювання, відносно малий, то одержаний таким чином розподіл на сфері мало відрізняється від розподілу у відповідній площині. Крім того, порівнюватися при змінах якого-небудь параметра будуть криві, одержані одним методом.

В усіх випадках приймачем випромінювання є фотодіод ФД-2, що працює у фотодіодному режимі. Сигнал з нього підсилюється в режимі вузької смуги мікровольтметром В-6-4, настроєним на частоту слідування імпульсів 6 кГц, і через детектор подається на y — вхід самописця ПДС-21. Переміщення пера самописця синхронізується з переміщенням приймача або поворотами лазера за допомогою реохордів. Сумарна відносна похибка експерименту в основному визначається класом точності приладів і не перевищує 8%. Однак в першому методі додалася систематична похибка за рахунок залежності відгука фотодіода від кута падіння випромінювання (оскільки чутлива поверхня фотодіода розміщена в заглибленні корпусу). За рахунок цього похибка першого методу збільшується до 15%.

Дослідження проводилися для шести зразків лазерних діодів ЛД-11. Порівнювалися розподіли при різних рівнях накачування і стажах роботи діодів вздовж та перпендикулярно $p-n$ переходу. Оскільки обсяг даної роботи не дозволяє привести всі графічні матеріали, ми подаємо лише деякі розподіли, а висновки робимо на основі всіх вимірювань.

На рис. 2, 3 наведено криві розподілів при різних рівнях накачування. Середня потужність випромінювання змінюється від 0,2 мвт (що не значно перевищує порогову потужність) до 2,8 мвт. Це відповідає зміні інжекційного струму приблизно від

30 до 80 а в імпульсі. Видно, що при зростанні потужності пляма в напрямку, паралельному до $p-n$ переходу, значно «розпливається», причому кількісна залежність варіюється в досить широких межах від зразка до зразка. У перпендикулярному напрямку розподіл значно менше, але помітно звужується. Якісно це можна пояснити таким чином: світлова пляма на

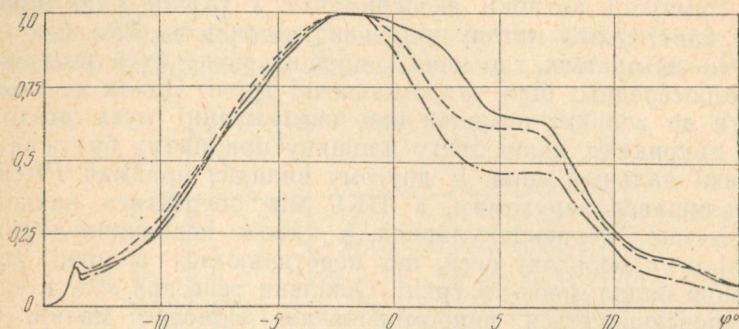


Рис. 2. Розподіли інтенсивності дальнього поля при різних рівнях накачування в напрямку, перпендикулярному до $p-n$ переходу, — середня потужність випромінювання $P_{\text{випр}} = 0,2$ мвт, (навколо порогу); — — — $P_{\text{випр}} = 1,2$ мвт, —.—.— $P_{\text{випр}} = 2,8$ мвт.

випромінюючій грані кристала має розміри декілька десятків мкм вздовж $p-n$ переходу і декілька мкм в перпендикуляр-

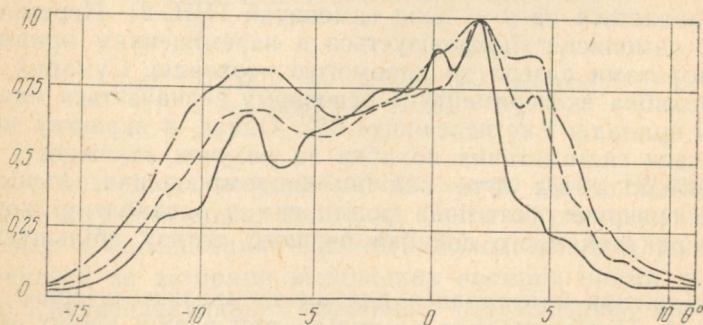


Рис. 3. Розподіли інтенсивності дальнього поля при різних рівнях накачування в напрямку, паралельному переходу.

ному напрямку (див., наприклад, [5]). При довжині кристала 250 мкм це обумовлює значення ефективних чисел Френеля в кілька десятків і кілька десятих відповідно. Це приводить до того, що із зростанням рівня накачування кількість збуджуваних типів коливань збільшується, однак всі вони мають най-

нижчий індекс у напрямку, перпендикулярному до переходу, а згідно з [6] кут розходження випромінювання залежить від номера найвищої збуджуваної моди. Деяке звуження випромінювання в перпендикулярному до переходу напрямку при збільшенні інжекційного струму відбувається за рахунок проникнення електронів і дірок на більшу відстань в p та n області

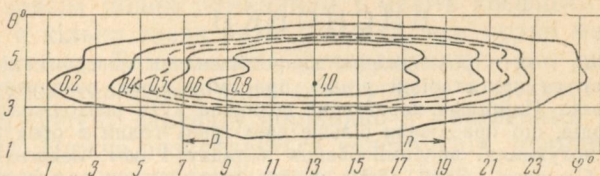


Рис. 4. Рельєф плями дальнього поля $P_{\text{випр}} = 0,2$ мвт.

відповідно і збільшення розмірів світлової плями на вихідній апертурі. Оскільки в цьому напрямку розподіл поля на апертурі має просту форму, близьку до розподілу основної моди плоско-паралельного або сферичного (за рахунок ефективної лінзовості активного середовища) резонатора, кут розходження на рівні 0,5 можна оцінити таким чином:

$$\varphi = \frac{\lambda}{\rho}, \quad (3)$$

де ρ — розмір плями на випромінюючій апертурі; λ — довжина хвилі; φ — кут розходження. З рис. 2 видно, що $\varphi \approx 0,28$ рад (кут такого порядку типовий для дослідження лазерів). Тоді з (3) одержимо $\rho \approx 3,2$ мкм, що добре узгоджується з типовими значеннями цієї величини, які наводяться в літературі, і таким чином, підтверджує викладене вище якісне пояснення залежності розподілів від рівня накачування.

Дослідження розподілів у залежності від часу показали, що із старінням діодів розміри плями в напрямку вздовж переходу збільшуються і незначно зменшуються в перпендикулярному напрямку. У площині, паралельній $p-n$ переходу, ці зміни виражені більш яскраво при малих рівнях накачування, ніж при великих. Це пояснюється вказаними вище особливостями модової структури генерації.

При малих рівнях накачування характер випромінювання лазерного переходу якісно такий самий, як і при дифракції на прямокутній щілині. Тобто, якщо поблизу апертури розмір поля більший в напрямку більшої сторони, то в міру розповсюдження відбувається ніби поворот плями на 90° і в дальній зоні розмір пучка в напрямку меншої сторони стає більшим. Вперше про дифракцію такого роду при генерації на рубіні при малому рівні накачування повідомляється в [3]. На рис. 4 зоб-

ражено рельєф плями дальнього поля при потужності випромінювання, близькій до порогової, що демонструє описаний ефект в досліджуваних лазерах. Ширина плями вздовж переходу суттєво вужче, ніж в перпендикулярному напрямку, тоді як при достатньо великих «робочих» потужностях (порядку 1 мвт і більше) це величини одного порядку.

ВИСНОВКИ

1. Діаграми і кути розходження випромінювання лазерних діодів типу ЛД-11 змінюються при старінні діодів, при зміні рівня накачування і від зразка до зразка. Найбільш характерна величина кута розходження на рівні 0,5 для діодів, що працювали більше двох-трьох годин в обох площинах при середній потужності випромінювання порядку 1 мвт, лежить в межах 10—18°. Для більшості нових діодів кутове розходження в площині, паралельній переходу, менше 10°. При малих рівнях накачування (потужність випромінювання порядку 0,2—0,3 мвт) розходження в цій площині для деяких зразків досягало 2—3°, проте робота при таких накачуваннях нестабільна.

2. При збільшенні інжекційного струму від 30 а (що близько до порогу) до 80 а (що відповідає середній потужності випромінювання приблизно 3 мвт) кут розходження кривих розподілів на рівні 0,5 від найбільшої інтенсивності зростає для різних зразків діодів в 1,5—2 рази в площині, паралельній до $p-n$ переходу і значно менше звужується в перпендикулярному напрямку.

3. При старінні діодів діаграма в площині, паралельній переходу, розширюється. Для більшості досліджених зразків діодів розширення не супроводиться значною зміною форми кривих і швидкість його невелика (зміна кутового розходження в межах 1—2 годин роботи діодів, як правило, не перевищує 10%). Розподіли випромінювання в площині, перпендикулярній $p-n$ переходу, з старінням незначно звужуються, а для деяких зразків не зазнають помітних змін.

ЛІТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов и др. ЖТФ, 1967, 37, № 2, 349.
2. J. C. Dument, T. H. Lachos J. appl. Physics. 1968, 39, № 6, 2923.
3. М. Бирнбаум, Т. Л. Стоккер, С. И. Уэльс. ТИИЭР, 1964, 52, № 6, 794.
4. Р. А. Валитов, Н. Г. Кокодий, А. В. Кубарев, В. М. Кузьмичев, А. Я. Лейкин, А. С. Обухов. Измерение характеристик оптических квантовых генераторов. Стандартгиз, М., 1969.
5. Дж. Бирнбаум. Оптические квантовые генераторы. «Советское радио», М., 1967.
6. В. А. Абрамский. «Оптика и спектроскопия», 1967, 22, № 4, 611.
7. А. М. Леонтович, А. П. Ведута. ЖЭТФ, 1964, 46, № 1, 71.

ДОСЛІДЖЕННЯ СИСТЕМ З ВИСОКИМ КОЕФІЦІЄНТОМ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

В. П. Балкашин, В. М. Кузьмичов

У калориметричних вимірниках потужності та енергії ОКГ з метою збільшення густини енергії на 1 см² поверхні, а також

для зменшення втрат на перевипромінювання і нееквівалентність теплових втрат поглинальне навантаження виготовляють з матеріалу з великою теплопровідністю [1]. Найчастіше для цього використовують мідь. Останнім часом з'явилися системи для передачі тепла, названі «тепловими трубками», які працюють за зовсім іншим принципом і мають коефіцієнт теплопровідності в кілька тисяч разів більший, ніж кращі металеві провідники тепла. Тому можна стверджувати, що використання таких високотеплопровідних пристроїв у колекторі калориметра дасть суттєву перевагу порівняно з металевими провідниками тепла. Нижче розглядається конструкція, принцип дії та деякі фізичні характеристики таких пристроїв.

«Теплова трубка» являє собою довгу трубку, закриту з обох боків, з якої викачане повітря, всередині її знаходиться пористий гніт, насичений робочою рідиною. Гніт, густий і рівномірний, розміщується на внутрішній стінці труби, що звичайно виготовляється з міді, нержавіючої сталі або з тугоплавких сплавів. Як робоча рідина використовується вода, ацетон, аміак — для температур 200—500°K і Na, K, Pb, Ag — для більш високих температур. Серед різних матеріалів, що застосовуються для гнотів, найбільшого поширення набули різні склотканини, металеві сітки з дрібними отворами, вузькі канавки, зроблені вздовж на стінках труби, або пористі метали.

Принцип передачі тепла такою трубкою полягає ось в чому. Коли в якому-небудь місці (назвемо його зоною нагрівання) «теплової трубки» підводять теплову енергію, рідина в цьому місці випаровується з гнота. Пара рухається в напрямку градієнта температури і конденсується, при цьому вона віддає тепло, нагромаджене при випаровуванні. По гноту конденсат капілярними силами повертається у випарник, завершуючи цикл. Така система всебічно замкнута і тому може сприйматися як теплопровідник з дуже високим коефіцієнтом теплопровідності (в 10^3 — 10^4 разів краще, ніж у міді).

Кількість тепла, що переноситься в одиницю часу «тепловою трубкою» [2],

$$N = rm, \quad (1)$$

де r — питоме тепло випаровування;

m — потік маси.

У загальному випадку m визначається молекулярними властивостями рідини і геометрією капілярів і знаходиться з вирішення рівняння Пуазейля:

$$m = \frac{r \Delta P_0}{32 l \left(\frac{\nu_n}{F_n d_n^2} + \frac{\rho_n}{\rho_p} \cdot \frac{\nu_p}{F_p d_p^2} \right)}, \quad (2)$$

де l — довжина трубки;

ν — кінематичний коефіцієнт внутрішнього тертя;
 F — поперечний переріз потоку;
 d — гідравлічний діаметр.

Індекс n відноситься до пари, p — до рідини.

Використовуючи рівняння Клапейрона-Клаузіуса, зобразимо перепад тиску ΔP_0 через перепад температури і одержимо вираз для теплової потужності, що передається в стаціонарному режимі:

$$N = \frac{r^2 \rho_n}{32 T \left(\frac{\nu_n}{F_n d_n^2} + \frac{\rho_n}{\rho_p} \cdot \frac{\nu_p}{F_p d_p^2} \right)} \cdot \frac{\Delta T}{l}. \quad (3)$$

Максимальна передавана потужність одержується з (3) при умові максимального значення кривизни поверхні розподілу рідини і пари [3]:

$$N = \frac{\sigma r F_p d_p}{\nu_p b l}, \quad (4)$$

де σ — коефіцієнт поверхневого натягу рідини;

b — безрозмірна стала, що визначається геометрією капіляра (дорівнює ~ 16 для циліндричного вільного капіляра, і ~ 20 для капілярів з дрютяної сітки).

Як видно з (3) і (4), коефіцієнт теплопровідності k залежить від температури, при якій знаходиться «теплова трубка», причому для кожної температури підбором різних робочих рідин можна одержати цей коефіцієнт максимальним. Для оцінки температурної залежності k зручно користуватися деяким параметром C_T [4], що характеризує максимальну здатність пристрою передавати тепло з різними теплоносіями:

$$C_T = \frac{\rho_p^{2/5} \sigma^{3/5} r}{\nu^{1/5}}. \quad (5)$$

На рис. 1 ця величина C_T подана як функція температури для ряду теплоносіїв з низькою температурою кипіння — таких як вода, аміак, ацетон. Для порівняння на рис. 1 показано високотемпературний теплоносій Na. З рис. 1 видно, що при температурах 300—400°K треба користуватися ацетоном, при 400—500°K — водою. При більш високих температурах необхідно застосовувати рідкі метали.

Основні дослідження систем з високим коефіцієнтом теплопровідності в стаціонарному і імпульсному режимах проводилися на «тепловій трубці» діаметром 2 см, довжиною 60 см, виготовлених з міді або нейзильбера з робочою рідиною з ацетону або води, оскільки нас цікавило поведіння системи в інтервалі

температур 300—500°K. Внаслідок використання як гнота різних капілярних структур було встановлено, що краще всього повертається конденсат до випарника по волокнистих структурах і скручених в кілька шарів металевій сітці.

При роботі в стаціонарному режимі нагрівання здійснювалося від теплового джерела постійної потужності, наприклад,

від спіральної обмотки, намотаної на трубку, по якій пропускався струм. Температура фіксувалася термопарами. Відбирання енергії в зоні конденсації здійснювалося проточною водою.

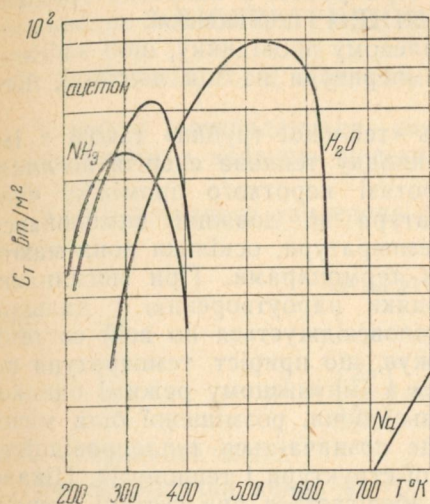


Рис. 1. Параметр C_T у функції температури.

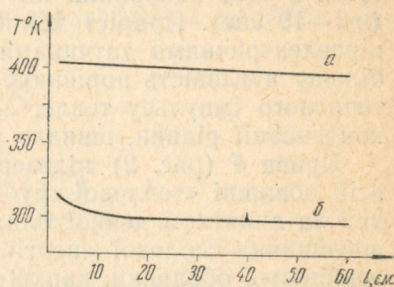


Рис. 2. Градієнт температури вздовж системи: а — для неперервного режиму; б — для імпульсного режиму.

Знаючи кількість тепла, підведеного до випарника і відведеного від зони конденсації, а також градієнт температури вздовж системи, можна визначити коефіцієнт теплопровідності k . Змінюючи робочу температуру, знімали залежність k від температури. Характер її виявився таким, як показано на рис. 1, а кількісно максимальне значення має для води $k=6,7 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$,

для ацетону $k=4,2 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$.

Оскільки «теплова трубка» має такий великий коефіцієнт теплопровідності, то вона є ізотермічним приладом, робоча температура якого визначається вибором робочої рідини і робочим тиском. Теоретично система працює завжди при однаковій температурі, що залежить від тиску пари і є постійною вздовж всієї трубки. Однак на практиці існує невеликий температурний градієнт, оскільки утворюється невеликий градієнт

тиску пари між випарником і зоною конденсації, а також є деякий незначний градієнт температури по радіусу трубки.

На рис. 2 крива *a* показує, як змінюється температура «теплової трубки» за довжиною. Видно, що перепад температури між випарником і конденсатором на довжині 60 см складає $\sim 5^\circ$ при загальній робочій температурі $\sim 400^\circ\text{K}$ (як робоча рідина використовується вода). При роботі з ацетоном градієнт температури збільшується до 8° . Для порівняння зауважимо, що при передачі тепла по металевому провіднику, щоб забезпечити такий самий градієнт температури на цій довжині, його радіус треба збільшити до 1 м.

Перевірялася ізотермічність «теплової трубки» також в імпульсному режимі. У цьому випадку тепла енергія поглинається в зоні випарника на протязі короткого проміжку часу (0,2—10 сек). Приріст температури по довжині вимірювався піроелектричними датчиками температури, оскільки вони мають більшу чутливість порівняно з термопарами. При поглинанні теплового імпульсу тепло, завдяки пароутворенню і дальшій конденсації рідини, швидко розповсюджується по всій системі.

Крива *b* (рис. 2) підтверджує, що приріст температури по всій довжині «теплової трубки» в імпульсному режимі однакокий за винятком деякої близької зони, розміщеної біля місця поглинання теплової енергії, де позначається теплопровідність зовнішньої оболонки, капілярної структури і теплоносія. Цікаво відзначити, що ізотермічність зберігається при густині енергії, яка досягає значення $\sim 150 \frac{\text{дж}}{\text{см}^2}$ для ацетону, $1\sim 600 \frac{\text{дж}}{\text{см}^2}$ для води. При великій густині енергії внаслідок обмеженої кількості робочої рідини в капілярній структурі в зоні нагрівання, як виходить з (1), надлишкова енергія витрачатиметься не на випарювання рідини, а на безкорисне нагрівання системи.

В імпульсному режимі є характерна особливість щодо тривалості теплового імпульсу. Коли тривалість стає менше 1 сек. може змінитися характер кипіння рідини, в результаті чого між рідиною і стінкою трубки утворюється суцільний шар бульбашок пари, який заважає відведенню тепла від стінки. Це викликає підвищення температури в даному місці, яке може привести до «вигорання». Щоб уникнути цього, треба використовувати робочі рідини з великим значенням параметра St . Наприклад, для води як робочої рідини і капілярної структури у вигляді металевої сітки, скрученої в три шари з кількістю чарунків 1000 на 1 см^2 , критична тривалість теплового імпульсу становить 0,3 сек при загальній тепловій енергії 600 дж.

ЛІТЕРАТУРА

1. Измерение характеристик оптических квантовых генераторов. Под ред. проф. Р. А. Валитова. Стандартгиз, М., 1969.

2. M. Schindber, G. Wößner. Atomkernenergie 1965, 10, 395.
3. K. T. Feldman, G. H. Whiting. Mechanical Engineering 1967, 89, № 2, 30.
4. M. Groll, P. Zimmerman. Chemie — Ing. — Technik. 1969, 41, 1294—1300.

МІНІАТЮРНИЙ ТРИСАНТИМЕТРОВИЙ ХВИЛЕВОД З ДІЕЛЕКТРИЧНИМ ЗАПОВНЕННЯМ

Є. Д. Ананьїн, В. М. Конопля, Ю. М. Фесенко, В. П. Шейко

У роботі розглядаються хвилеводи, заповнені ізотропним діелектриком з великою діелектричною проникністю і малими втратами.

Для однорідного хвилевода без втрат фазова постійна має вигляд

$$\alpha^2 = k^2 - k_{\text{кр}}^2,$$

або

$$\alpha^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}\right)^2 \mu \varepsilon - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2,$$

де k — хвильове число.

Умова відсічки хвиль $\alpha^2 = 0$. Коли діелектрична й магнітна постійні відрізняються від одиниці, то довжина хвилі, при якій робиться відсічка, змінюється. Для типу хвилі TE_{10} критична довжина хвилі буде дорівнювати $\lambda_{\text{кр}} = 2a \sqrt{\varepsilon}$, якщо $\mu = 1$ (для більшості діелектриків).

Таким чином, при $\varepsilon > 1$ критична довжина хвилі збільшується в $\sqrt{\varepsilon}$ раз, що дозволяє зменшити розміри хвилеводного тракту.

Особливістю розповсюдження електромагнітних хвиль в хвилеводах, заповнених ізотропним діелектриком, є уповільнення хвилі, виникнення поверхневих і вищих типів хвиль у випадку нерівномірного заповнення хвилевода діелектриком або варіації величини діелектричної проникності діелектрика.

При дослідженні хвилеводів з частковим заповненням ізотропним діелектриком головним завданням є пошук дисперсного рівняння для хвилеводів нескінченної протяжності із заданою перерізною структурою.

Використання хвилі TE_{10} приводить до несумісних рівнянь, неповно відбиває поля розповсюджуваних хвиль. Виникає позовжня компонента електричного і магнітного полів, для опису яких треба використовувати комбінацію з TE і TM -хвиль. Рішення стає більш простим, коли ввести термін поздовжніх

хвиль (поздовжньо-електричних LE та поздовжньо-магнітних LM) [2].

Характерним для частково заповнених хвильоводів є ефект концентрації поля в діелектрику, характерний для діелектричних хвильоводів. При цьому хвиля різко гальмується і у незаповненій частині має характер поверхневої хвилі. Дальше збільшення розміру діелектрика вже майже не відбивається на фа-

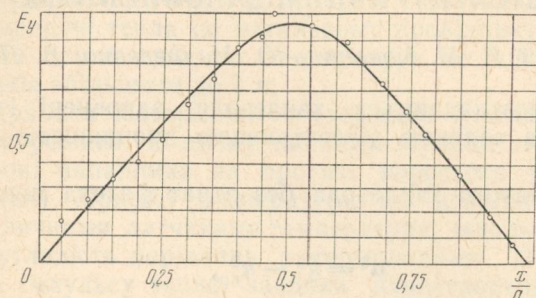


Рис. 1.

зовій швидкості хвилі, бо майже все поле розповсюджується в діелектрику. При невеличких щілинах між діелектриком і металевими стінками хвильовода постійна розповсюдження k_z майже не відрізняється від k_z повністю заповненого хвильовода, а електричні й магнітні поля відповідають основній хвилі TE_{10} .

У нашій роботі було використано стандартний хвильовод 8-міліметрового діапазону з поперечним розміром $7,2 \times 3,4$ мм. Відома умова розповсюдження хвилі TE_{10} у прямокутному хвильоводі має вигляд

$$a < \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}} < 2a.$$

Тут a — ширина хвильовода; ϵ — відносна діелектрична проникність; λ — довжина хвилі у вільному просторі.

Виходячи з середньої частоти діапазону, потрібна величина ϵ становить 14. При цьому критична довжина хвилі у хвильоводі $\lambda_{кр} = 53,5$ мм, а довжина хвилі з частотою 10 Гц $\lambda_v = 9,6$ мм.

Характеристичний опір такого хвильовода дорівнює 93,5 ом.

Сумарні втрати енергії, що складаються з втрат у діелектрику і втрат у металевих стінках, дорівнюють 2,25 дБ/м, коли використано матеріал з $\epsilon = 14$ і $\text{tg} \delta = 3 \cdot 10^{-4}$. Якщо мати на увазі скорочення хвильоводних елементів за рахунок зменшення λ_v , то втрати будуть лише в три-чотири рази більші, ніж у стандартних трисантиметрових або 8-міліметрових хвильоводах. Експериментальні дослідження заповнених діелектриком хвильоводів були зведені до вимірювання розподілу електричного

поля у хвилеводі, знаходження втрат та впливу повітряних щілин у діелектрику на розповсюдження електромагнітних хвиль.

Для експериментального дослідження згаданого хвилевода було розроблено комплект мініатюрних хвилеводів трисантиметрового діапазону і вимірювальні пристрої на основі цих хвилеводів. Для дослідження розподілу поля у хвилеводі зроб-

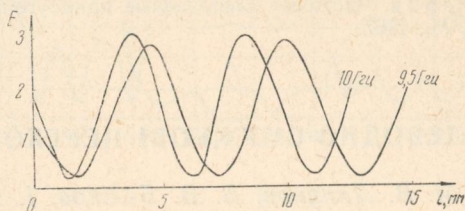


Рис. 2.

лено вимірювальний пристрій з двох схрещених хвилеводів із зв'язком у загальній широкій стінці. Зв'язок виконано за допомогою електричного зонду, який одним кінцем торкається поверхні діелектрика досліджуваного хвилевода, а другий заглиблено у вимірювальний хвилевод з детекторною секцією. Вимірювальний хвилевод пересувається перпендикулярно осі другого хвилевода. Завдяки цьому було досліджено розподіл поля E_y , як показано на рис. 1.

Розподіл електричного поля вздовж хвилевода вимірювався з допомогою спеціально розробленої вимірювальної лінії, що нагадує стандартну лінію типу P1-12. Епюри стоячих хвиль, наведені на рис. 2, дають змогу знайти λ_B , що виявилася близькою до розрахованої (на частоті 10 Гц $\lambda_B = 9,65$ мм). Гармонійний розподіл електричного поля з постійним періодом коливань вказує на відсутність неоднорідностей в діелектрику і вищих типів коливань.

Втрати енергії у відрізках хвилеводів різної довжини вимірювалися методом зміщення. Як еталонний атенуатор було використано поляризаційний атенуатор генератора Г4-32А з помилками градуїровки менше 0,3 дБ. Виміряна величина втрат без впливу втрат на фланцях хвилеводів становить близько 2,5 дБ/м.

Тріщини або невеликі щілини в діелектрику, як свідчать експериментальні дослідження, практично не збільшують загальних втрат хвилевода.

З теоретичних розрахунків і результатів експериментальних досліджень можна зробити висновок, що хвилеводи, заповнені діелектриком з великим ϵ і малими втратами, перспективні з точки зору їх використання для мініатюрних трактів передачі

НВЧ енергії трисантиметрового діапазону хвиль. При цьому в кілька разів зменшуються перерізи й поздовжні розміри елементів та їх вага.

ЛІТЕРАТУРА

1. Л. А. Вайштейн. Электромагнитные волны. «Советское радио», М., 1957.
2. Ю. В. Егоров. Частично заполненные прямоугольные волноводы. «Советское радио», М., 1967.

ХВИЛЕВОДНО-СМУЖКОВІ ПЕРЕХОДИ

*В. М. Седих, М. В. Ляпунов, В. В. Беліков, І. І. Саприкін,
В. В. Покусай*

У даний час виявляється велика увага до смужкових ліній передачі і створення на їх основі різних НВЧ елементів. Але конструювання і дослідження цих елементів ускладнюється відсутністю стандартної вимірювальної апаратури на смужках.

У зв'язку з цим виникає необхідність створення переходів від хвильоводів різноманітного перерізу до смужкових ліній передачі, що дозволить використати існуючу хвильоводну техніку.

Безпосередній перехід від хвильовода до смужкової лінії має менші габарити й вагу і дешевше коштує, ніж переходи від хвильовода до коаксіальної лінії, а потім від коаксіальної до смужкової лінії.

Існує декілька робіт, в яких описано конструкції переходів від прямокутного хвильовода до несиметричної смужкової лінії [1, 2, 3] і до симетричної смужкової лінії [4, 5].

У даній роботі описується конструкція переходу від прямокутного хвильовода до симетричної екранованої смужкової лінії.

Математичний розрахунок хвильоводно-смушкового переходу не проводився, бо навіть для найпростіших смужкових ліній він становить значні труднощі.

Конструкція хвильоводно-смушкового переходу показана на рис. 1.

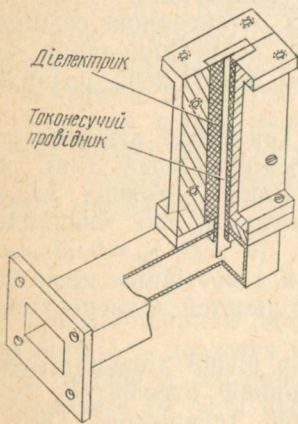


Рис. 1.