

А.М. Артеменко¹, В.Д. Карлов¹, Ю.В. Кириченко², Ю.Ф. Лонін²

¹Харківський національний університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба
77/79, вул. Сумська, Харків, 61023, Україна
E-mail: karlovvd@ukr.net

²Національний науковий центр Харківський фізико-технічний інститут
1, вул. Академічна, Харків, 61108, Україна
E-mail: kiruv51@ukr.net

Планарна плазмова антена з діелектричним покриттям

Предмет та мета роботи – обчислення коефіцієнтів трансформації поверхневої хвилі у випромінювання у відкритій структурі, що складається з плоского поздовжньо неоднорідного шару плазми, розташованого між металом та шаром діелектрика, а також обчислення діаграм направленості.

Методи та методологія роботи. Використовувався метод спектрального розкладання поля розглянутої відкритої структури за набором функцій, що визначають поверхневі та просторові хвилі. Виведено систему інтегральних рівнянь для коефіцієнтів розкладання. Ці коефіцієнти визначають амплітуди хвиль, що пройшли, відбилися та розсіялись на неоднорідності, а також діаграми направленості випромінювання. Система рівнянь розв'язується у випадку швидкої зміни густини плазми. Знайдено залежності коефіцієнтів трансформації енергії в енергію випромінювання від градієнта густини плазми для різних величин електричної довжини ділянки неоднорідності плазми, електричної товщини плазмового шару та товщини діелектричного покриття.

Результати роботи. Наведено приклади, коли частка енергії поверхневої хвилі, яка трансформується у випромінювання, досягає 40...45 %. Ця величина зростає зі збільшенням діелектричної проникності діелектричного покриття та зменшується з ростом його товщини. Характерна діаграма направленості має одну вузьку пелюстку, яка розташована під гострим кутом. Положення максимуму діаграми направленості зсувається до напрямку поширення поверхневої хвилі, а ширина її зменшується при збільшенні градієнта густини плазми.

Висновок. Досліджено модель планарної плазмової антени, яка складається з плоского поздовжньо неоднорідного шару плазми, розташованого між провідником та діелектричною пластиною. Показано високу ефективність перетворення енергії поверхневої хвилі у випромінювання, що спрямоване під гострими кутами. Лл. 6. Бібліогр.: 7 назв.

Ключові слова: планарна плазмова антена, метод спектрального розкладання, випромінювання, поверхневі хвилі, діаграма направленості.

Стовп низькотемпературної плазми, в якому поверхнева хвиля перетворюється у випромінювання, може бути передавальною антеною. В експериментах, які описані у роботах [1, 2], поверхнева хвиля збуджується на торці заповненого плазмою діелектричного хвилеводу. Частина енергії цієї поверхневої хвилі перетворюється у випромінювання. Густина плазми зменшується в міру віддалення від торця хвилеводу. Ця поздовжня неоднорідність густини плазми є причиною випромінювання

плазмової антени. Поздовжня неоднорідність плазми у плазмово-діелектричних хвилеводах завжди має місце в реальних умовах експерименту. Тому для правильного розуміння процесу випромінювання плазмових антен та їх конструювання необхідно дослідити залежність трансформації енергії поверхневої хвилі у випромінювання від ступеня неоднорідності густини плазми.

У цій роботі обчислюються коефіцієнти перетворення енергії поверхневих хвиль у

плоскому шарі плазми кінцевої товщини з густиною, що швидко змінюється у поздовжньому напрямку, в енергію випромінювання. Обчислюються діаграми направленості в далекій зоні. Плазма знаходиться між металевою підкладкою та діелектриком. Основи методу, що дозволяє вирішувати подібні завдання, викладені В.В. Шевченком у монографії [3]. Відповідно до цього методу повне поле подається у вигляді розкладання за повним набором функцій, що включає у себе поверхневі та просторові хвилі відкритих хвильоводів. Коефіцієнти такого розкладання задовольняють системі інтегро-диференціальних рівнянь. Вони визначають коефіцієнти перетворення енергії поверхневої хвилі, а також діаграми направленості випромінювання. У роботах [4–6] досліджені планарна та циліндрична плазмові антени без діелектричного покриття.

1. Метод спектрального розкладання. На рис. 1 представлено плазмовий шар завтовшки a , необмежений уздовж осей x , z . Умові $y \leq 0$ відповідає ідеальний провідник, $0 \leq y \leq a$ – плазма, $a \leq y \leq b$ – діелектрик, а у випадку $b \leq y$ – вільний простір. Спочатку розглянемо шар з однорідною густиною n_e і, відповідно, з однорідною діелектричною проникністю $\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, де ω – частота хвилі, $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ – плазмова частота електронної плазми, e , m_e – заряд та маса електрона відповідно. Часова залежність компонент поля визначається множником $\exp(-i\omega t)$. У такому плазмовому шарі існує повільна поверхнева E -хвиля, що має компоненти $E_{z0}(y, z)$, $E_{y0}(y, z)$, $H_{x0}(y, z)$. Компонента $H_{x0}(y, z)$ залежить від координат таким чином:

$$H_{x0}(y, z) = \Psi_0(y) \exp(\pm i k_z^0 z), \quad (1)$$

де k_z^0 – стала поширення; $\Psi_0(y)$ – так звана функція поперечного перерізу поверхневої хвилі. Знаки «плюс» та «мінус» у (1) відповідають поширенню хвилі вздовж осі z та у зворотному напрямку. Залежність інших компонент поля хвилі від координати z подібна до (1).

Розглянемо випадок, коли $k < k_z^0 < k\sqrt{\varepsilon_d}$. Функція $\Psi_0(y)$ з (1) повинна задовольняти граничним умовам на межах плазми з діелектриком та ідеальним провідником, а також на межі

діелектрика з вакуумом:

$$\left. \frac{d\Psi_0}{dy} \right|_{y=0} = 0, \quad \Psi_{y=a-0} = \Psi_{y=a+0},$$

$$\left. \frac{d\Psi_0}{dy} \right|_{y=a-0} = \left. \frac{d\Psi_0}{dy} \right|_{a=+0}, \quad \Psi_{y=b-0} = \Psi_{y=b+0},$$

$$\left. \frac{d\Psi_0}{dy} \right|_{y=a-0} = \left. \frac{d\Psi_0}{dy} \right|_{a=+0}.$$

Вона також повинна спадати на нескінченності: $\Psi_0|_{y \rightarrow \infty} = 0$.

Функція Ψ_0 визначається за формулою

$$\Psi_0(y) = \frac{1}{N_0} \times \begin{cases} \exp(-\kappa_0^0 y), & b \leq y < \infty, \\ \frac{\exp(-\kappa_0^0 b)}{V_3} \times \\ \times (V_1 \sin(\kappa_d^0 y) + V_2 \cos(\kappa_d^0 y)), & a \leq y \leq b, \\ \frac{\exp(-\kappa_0^0 b)}{V_3} \operatorname{ch}(\kappa^0 y), & 0 \leq y \leq a, \end{cases} \quad (2)$$

де $(\kappa_0^0)^2 = (k_z^0)^2 - k^2 > 0$; $k^2 = \omega^2 / c^2$; $(\kappa^0)^2 = \omega_p^2 / c^2 + (\kappa_0^0)^2 > 0$; $(\kappa_d^0)^2 = k^2 \varepsilon_d - (\kappa_0^0)^2 > 0$;

$$V_1 = \operatorname{ch}(\kappa^0 a) \sin(\kappa_d^0 a) + \frac{\kappa^0 \varepsilon_d}{\kappa_d^0 \varepsilon_p} \operatorname{sh}(\kappa^0 a) \cos(\kappa_d^0 a);$$

$$V_2 = \operatorname{ch}(\kappa^0 a) \cos(\kappa_d^0 a) - \frac{\kappa^0 \varepsilon_d}{\kappa_d^0 \varepsilon_p} \operatorname{sh}(\kappa^0 a) \sin(\kappa_d^0 a);$$

$V_3 = V_1 \sin(\kappa_d^0 a) + V_2 \cos(\kappa_d^0 a)$; N_0 – нормувальний множник, який знаходиться з умови

$$\int_0^\infty dy \frac{1}{\varepsilon(y)} (\Psi_0(y))^2 = 1, \quad (3)$$

де

$$\varepsilon(\rho) = \begin{cases} 1, & b \leq y < \infty, \\ \varepsilon_d, & a \leq y \leq b, \\ \varepsilon_p, & 0 \leq y \leq a. \end{cases}$$

Формули для N_0 та коефіцієнтів V_1 , V_2 , V_3 для стислості викладу не наводяться.

З граничних умов для функції (2) отримуємо дисперсійне рівняння для повільної поверх-

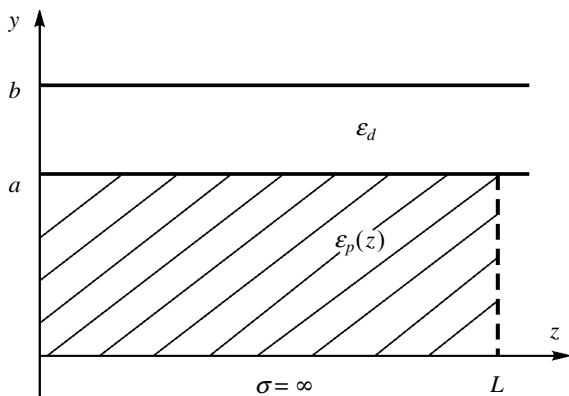


Рис. 1. Плазмовий шар завтовшки a . Товщина діелектрика дорівнює $b - a$, зовнішній радіус діелектрика – b . Заштриховано область, де густина плазми $n_e(z)$ зменшується, а її діелектрична проникність $\epsilon_p(z)$ зростає

невої E -хвилі:

$$\frac{V_1 \sin(\kappa_d^0 b) + V_2 \cos(\kappa_d^0 b)}{V_1 \cos(\kappa_d^0 b) - V_2 \sin(\kappa_d^0 b)} = -\frac{\kappa_d^0}{\kappa_0^0 \epsilon_d}. \quad (4)$$

Крім поверхневої хвилі (1) є інші розв'язки рівнянь Максвелла для розглянутого плазмового шару:

$$H_x(y, z, \kappa_0) = \Psi(y, \kappa_0) \exp(\pm i \kappa_z z), \quad (5)$$

які існують за умови $k^2 > k_z^2$. Це – просторові швидкі E -хвилі, для яких функція поперечного перерізу $\Psi(y, \kappa_0)$ визначається виразами

$$\Psi(y, \kappa_0) = \frac{1}{N} \times \begin{cases} \exp(i \kappa_0 y) W_5 + \exp(-i \kappa_0 y) W_6, & b \leq y < \infty, \\ \sin(\kappa_d y) W_1 + \cos(\kappa_d y) W_2, & a \leq y \leq b, \\ \text{ch}(\kappa y), & 0 \leq y \leq a. \end{cases} \quad (6)$$

де $\kappa_0^2 = k^2 - k_z^2 > 0$, $\kappa^2 = \omega_p^2 / c^2 - \kappa_0^2$, $\kappa_d^2 = k^2 \epsilon_d - k_z^2$, k_z – стала поширення просторової хвилі. Вирази для нормувального множника N та коефіцієнтів W_1, W_2, W_5, W_6 не наводяться. Функція (6) задовольняє граничним умовам, подібним до граничних умов для Ψ_0 , що наведені вище. Однак вона не спадає на нескінченності та нормована на δ -функцію:

$$\int_0^\infty dy \frac{1}{\epsilon(y)} \Psi(y, \kappa_0) \Psi(y, \tilde{\kappa}_0) = \delta(\kappa_0 - \tilde{\kappa}_0). \quad (7)$$

Виконується також умова ортогональності функцій $\Psi_0(y)$ та $\Psi(y, \kappa_0)$

$$\int_0^\infty dy \frac{1}{\epsilon(y)} \Psi_0(y) \Psi(y, \kappa_0) = 0. \quad (8)$$

Компонента повного поля $H_x(y, z)$ для розглянутої відкритої системи може бути розкладена за набором функцій $H_{x0}(y, z)$ (1) і $H_x(y, z, \kappa_0)$ (5) таким чином:

$$H_x(y, z) = \left(B_+^0 \exp(i k_z^0 z) + B_-^0 \exp(-i k_z^0 z) \right) \Psi_0(y) + \int_0^\infty d\kappa_0 \left(B_+(\kappa_0) \exp(i k_z z) + B_-(\kappa_0) \exp(-i k_z z) \right) \Psi(y, \kappa_0), \quad (9)$$

де перший доданок відповідає поверхневим хвилям, а другий – суперпозиції просторових хвиль.

Припустимо, що на ділянці $0 \leq z \leq L$ (рис. 1), густина плазми $n_e(z)$ неоднорідна. Функція $n_e(z)$ у загальному випадку може бути довільною. Нижче ця функція конкретизується. Відповідно до методу спектрального розкладання [3–5], коефіцієнти B_\pm^0 , B_\pm у (9) тепер вважаємо залежними від координати z . Від z залежать також величина $k_z^0(z)$, яка є розв'язком дисперсійного рівняння, що містить неоднорідну густину $n_e(z)$, та функції поперечного перерізу Ψ_0 та Ψ . Перейдемо до нових амплітуд $D_\pm^0(z), D_\pm(\kappa_0, z)$:

$$B_\pm^0(z) = \frac{\exp(\pm i(\gamma_0(z) - k_z^0 z))}{\sqrt{k_z^0}} D_\pm^0(z), \quad (10)$$

$$B_\pm(\kappa_0, z) = \frac{1}{k_z} D_\pm(\kappa_0, z),$$

де $\gamma_0(z) = \int_0^z dz k_z^0(z)$. Підставляючи (9) з амплітудами (10) у рівняння Максвелла та використовуючи умови нормування і ортогональності (3), (7), (8), отримуємо систему чотирьох диференціальних рівнянь для амплітуд $D_\pm^0(z), D_\pm(\kappa_0, z)$:

$$(D_+^0)'_z = A_1 D_+^0 + A_2 D_-^0 +$$

$$+ \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 (A_3 D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + A_4 D_-(\tilde{\kappa}_0, z)); \quad (11)$$

$$(D_-^0)'_z = (A_2)^* D_+^0 + A_1 D_-^0 + \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 ((A_4)^* D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + (A_3)^* D_-(\tilde{\kappa}_0, z)); \quad (12)$$

$$(D_+^0)'_z = A_5 D_+^0 + A_6 D_-^0 + \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 (A_7 D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + A_8 D_-(\tilde{\kappa}_0, z)); \quad (13)$$

$$(D_-^0)'_z = (A_6)^* D_+^0 + (A_5)^* D_-^0 + \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 ((A_8)^* D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + (A_7)^* D_-(\tilde{\kappa}_0, z)). \quad (14)$$

Розв'язки рівнянь (11)–(14) повинні задовольняти граничним умовам:

$$\begin{aligned} D_+^0(z=0) &= 1, & D_-^0(z=L) &= 0, \\ D_+(z=0) &= 0, & D_-(z=L) &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Комплексні величини A_i , які входять до рівнянь (11)–(14), є коефіцієнтами зв'язку між поверхневими хвилями, що пройшли через неоднорідність, відбилися від неї, та хвилями випромінювання між собою. Цей зв'язок виникає завдяки поздовжній неоднорідності густини плазми. Співвідношення (15) відповідають поверхневій хвилі, що набігає з $-\infty$ на ділянку неоднорідності плазми $z \in [0, L]$. Вони означають, по-перше, що просторові хвилі, які випромінюються під гострими кутами, відсутні за умови $z \leq 0$, а просторові хвилі, які випромінюються під тупими кутами, відсутні за умови $z \geq 0$. По-друге, поверхнева хвиля, що відбилася від ділянки неоднорідності, відсутня при $z \geq 0$, а поверхнева хвиля, що пройшла цю ділянку, відсутня при $z \leq 0$. Система рівнянь типу (11)–(15) застосовувалася у [3] для дослідження трансформації поверхневих хвиль у відкритих передавальних лініях на неоднорідностях, які повільно змінюються. У цьому випадку рівняння (11)–(14) значно спрощуються, а їх розв'язки зводяться до інтегралів за змінною z . У нашій роботі обчислення проведені для практично більш важливішого випадку швидкої зміни густини плазми у поздовжньому напрямку.

Комплексні амплітуди $D_{\pm}^0(z)$, $D_{\pm}(\kappa_0, z)$ та коефіцієнти A_i зручно розкласти на дійсні та уявні частини таким чином:

$$\begin{aligned} D_+^0(z) &= f_1(z) + i g_1(z), \\ D_-^0(z) &= f_2(z) + i g_2(z); \end{aligned} \quad (16)$$

$$D_+(\kappa_0, z) = f_3(\kappa_0, z) + i g_3(\kappa_0, z); \quad (17)$$

$$D_-(\kappa_0, z) = f_4(\kappa_0, z) + i g_4(\kappa_0, z); \quad (18)$$

$$A_1(z) = a_1(z), \quad A_2(z) = a_2(z) - i b_2(z); \quad (19)$$

$$A_3(\tilde{\kappa}_0, z) = a_3(\tilde{\kappa}_0, z) - i b_3(\tilde{\kappa}_0, z); \quad (20)$$

$$A_4(\tilde{\kappa}_0, z) = a_4(\tilde{\kappa}_0, z) - i b_4(\tilde{\kappa}_0, z); \quad (21)$$

$$A_5(\kappa_0, z) = a_5(\kappa_0, z) + i b_5(\kappa_0, z); \quad (22)$$

$$A_6(\kappa_0, z) = a_6(\kappa_0, z) - i b_6(\kappa_0, z); \quad (23)$$

$$\begin{aligned} A_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) &= \\ &= a_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) + i b_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z); \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} A_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) &= \\ &= a_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) - i b_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z). \end{aligned} \quad (25)$$

Дотримуючись результатів, викладених у роботах [3–5], перейдемо у другому доданку формули (9), що описує випромінювання, та в інтегралах в (11)–(14) до комплексної змінної інтегрування ϑ за допомогою формул $\kappa_0 = k \sin \vartheta$, $k_z = k \cos \vartheta$. Це дозволяє знайти методом перевалу асимптотику інтеграла в (9), коли $kr \rightarrow \infty$, де r – відстань від ділянки неоднорідності плазмового шару до точки спостереження. Завдяки переходу до змінної ϑ усувається також особливість у інтегралах (9), (11)–(14), коли $\kappa_0 = k$. Контур інтегрування C за комплексною змінною ϑ складається з двох частин – C_1 і C_2 (рис. 2). Зазначимо, що на рисунку точці $\kappa_0 = k$ відповідає точка $\text{Im}(\vartheta) = 0$, $\text{Re}(\vartheta) = \pi/2$. На контурі C є дві точки перевалу. Це $\vartheta = \theta$ та $\vartheta = \pi - \theta$, де θ – кут нахилу радіуса вектора точки спостереження до осі z . Вони розташовані на контурі C_1 , який відповідає наступному інтервалу значень κ_0 : $0 \leq \kappa_0 \leq k$. Точка перевалу $\vartheta = \theta$ визначає випромінювання під гострим кутом θ , а точка $\vartheta = \pi - \theta$ – під тупим кутом θ . Оскільки обидві точки розташовані на контурі C_1 , ми обмежимося лише цим відрізком

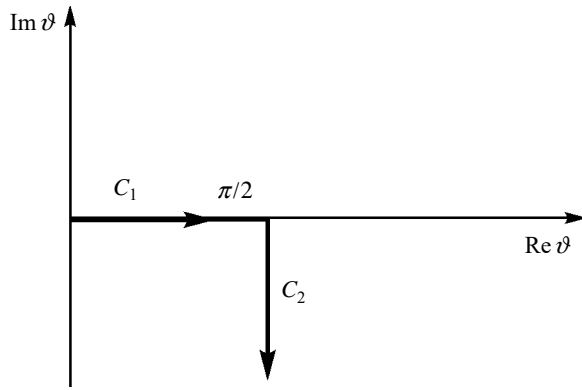


Рис. 2. Контур інтегрування $C = C_1 + C_2$ за комплексною змінною v

контур C при розв'язанні системи інтегральних рівнянь (11)–(14). Тому ми припускаємо, що у рівняннях (11)–(14)

$$\int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 \{ \dots \} \approx \int_0^k d\tilde{\kappa}_0 \{ \dots \} = k \int_0^{\pi/2} d\tilde{\vartheta} \cos \tilde{\vartheta} \{ \dots \}. \quad (26)$$

Для чисельного аналізу зручно перейти до дійсних коефіцієнтів α_i, β_i :

$$\begin{aligned} \alpha_1(z) &= a_1(z) = -J_0(z), \\ \alpha_2(z) &= a_2(z) = S_0(z) \cos(2\gamma_0(z)), \\ \beta_2(z) &= b_2(z) = S_0(z) \sin(2\gamma_0(z)), \\ \alpha_3(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z a_3(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= -\frac{k_z^0 + \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \cos(\gamma_0 - \tilde{k}_z z), \\ \beta_3(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z b_3(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= -\frac{k_z^0 + \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \sin(\gamma_0 - \tilde{k}_z z), \\ \alpha_4(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z a_4(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= -\frac{k_z^0 - \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \cos(\gamma_0 - \tilde{k}_z z), \\ \beta_4(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z a_4(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= -\frac{k_z^0 - \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \sin(\gamma_0 + \tilde{k}_z z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_5(\theta, z) &= a_5(\kappa_0, z) = \\ &= -\frac{k_z + k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \cos(\gamma_0 - k_z z), \\ \beta_5(\theta, z) &= b_5(\kappa_0, z) = \\ &= -\frac{k_z + k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \sin(\gamma_0 - k_z z), \\ \alpha_6(\vartheta, z) &= a_6(\kappa_0, z) = \\ &= -\frac{k_z - k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \cos(\gamma_0 + k_z z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_6(\vartheta, z) &= b_6(\kappa_0, z) = \\ &= -\frac{k_z - k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \sin(\gamma_0 + k_z z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_7(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z a_7(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= -0,5k(\cos \tilde{\vartheta} + \cos \vartheta) \times \\ &\times J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \cos((\cos \tilde{\vartheta} - \cos \vartheta)kz), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_7(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z b_7(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= -0,5k(\cos \tilde{\vartheta} + \cos \vartheta) \times \\ &\times J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \sin((\cos \tilde{\vartheta} - \cos \vartheta)kz), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha_8(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z a_8(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= 0,5k(\cos \tilde{\vartheta} - \cos \vartheta) \times \\ &\times J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \cos((\cos \tilde{\vartheta} + \cos \vartheta)kz), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \beta_8(\tilde{\vartheta}, z) &= \tilde{k}_z b_8(\tilde{\kappa}_0, z) = \\ &= 0,5k(\cos \tilde{\vartheta} - \cos \vartheta) \times \\ &\times J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \sin((\cos \tilde{\vartheta} + \cos \vartheta)kz), \end{aligned}$$

де

$$J_0(z) = \int_0^{\infty} dy \frac{1}{\varepsilon(y)} \Psi_0(y, z) (\Psi_0(y, z))'_z; \quad (27)$$

$$\begin{aligned} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) &= \\ &= \int_0^{\infty} dy \frac{1}{\varepsilon(y)} \Psi_0(y, z) (\Psi(y, z, \tilde{\kappa}_0))'_z; \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} J_2(\kappa_0, z) &= \\ &= \int_0^{\infty} dy \frac{1}{\varepsilon(y)} \Psi(y, z, \kappa_0) (\Psi_0(y, z))'_z; \end{aligned} \quad (29)$$

$$J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = \int_0^{\infty} dy \frac{1}{\varepsilon(y)} \Psi(y, z, \kappa_0) (\Psi(y, z, \tilde{\kappa}_0))'_z. \quad (30)$$

Залежність інтегралів (27)–(30) від координати z проявляється через залежність від z кореня дисперсійного рівняння k_z^0 та плазмової частоти ω_p , які входять до функцій (2), (6). Вирази для J_0, J_1, J_2, J_3 не наводяться для скорочення викладу.

Інтегруючи рівняння (11)–(14) за змінною z та з огляду на граничні умови (15), отримаємо остаточно інтегральні рівняння для дійсних функцій f_i, g_i ($i = 1, 2, 3, 4$) (16)–(18). З урахуванням розкладань (19)–(25) коефіцієнтів A_i на дійсні та уявні частини, співвідношення (26) та формул для α_i, β_i ($i = 1 \dots 8$), ці інтегральні рівняння набувають вигляду:

$$f_1(z) = 1 + \int_0^z \{\alpha_1(z)f_1(z) + \alpha_2(z)f_2(z) + \beta_2(z)g_2(z)\} dz + \int_0^z dz \int_C \{\alpha_3(\tilde{\vartheta}, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_3(\tilde{\vartheta}, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_4(\tilde{\vartheta}, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_4(\tilde{\vartheta}, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (31)$$

$$g_1(z) = \int_0^z \{\alpha_1(z)g_1(z) + \alpha_2(z)g_2(z) - \beta_2(z)f_2(z)\} dz + \int_0^z dz \int_C \{\alpha_3(\tilde{\vartheta}, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_3(\tilde{\vartheta}, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_4(\tilde{\vartheta}, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_4(\tilde{\vartheta}, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (32)$$

$$f_2(z) = \int_L^z \{\alpha_2(z)f_1(z) - \beta_2(z)g_1(z) + \alpha_1(z)g_2(z)\} dz + \int_L^z dz \int_C \{\alpha_4(\tilde{\vartheta}, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_4(\tilde{\vartheta}, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_3(\tilde{\vartheta}, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_3(\tilde{\vartheta}, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (33)$$

$$g_2(z) = \int_L^z \{\alpha_2(z)g_1(z) + \beta_2(z)f_1(z) + \alpha_1(z)f_2(z)\} dz + \int_L^z dz \int_C \{\alpha_4(\tilde{\vartheta}, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_4(\tilde{\vartheta}, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_3(\tilde{\vartheta}, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_3(\tilde{\vartheta}, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (34)$$

$$f_3(\vartheta, z) = \int_0^z \{\alpha_5(\vartheta, z)f_1(z) - \beta_5(\vartheta, z)g_1(z) + \alpha_6(\vartheta, z)f_2(z) + \beta_6(\vartheta, z)g_2(z)\} dz + \int_0^z dz \int_C \{\alpha_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (35)$$

$$g_3(\vartheta, z) = \int_0^z \{\beta_5(\vartheta, z)f_1(z) + \alpha_5(\vartheta, z)g_1(z) + \alpha_6(\vartheta, z)g_2(z) - \beta_6(\vartheta, z)f_2(z)\} dz + \int_0^z dz \int_C \{\alpha_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (36)$$

$$f_4(\vartheta, z) = \int_L^z \{\alpha_6(\vartheta, z)f_1(z) - \beta_6(\vartheta, z)g_1(z) + \alpha_5(\vartheta, z)f_2(z) + \beta_5(\vartheta, z)g_2(z)\} dz + \int_L^z dz \int_C \{\alpha_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)f_3(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)f_4(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z)g_4(\tilde{\vartheta}, z)\} d\tilde{\vartheta}; \quad (37)$$

$$g_4(\vartheta, z) = \int_L^z \{\alpha_6(\vartheta, z)g_1(z) + \beta_6(\vartheta, z)f_1(z) + \alpha_5(\vartheta, z)g_2(z) - \beta_5(\vartheta, z)f_2(z)\} dz +$$

$$+ \int_L^z dz \int_C \{ \alpha_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z) g_3(\tilde{\vartheta}, z) + \beta_8(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z) f_3(\tilde{\vartheta}, z) + \alpha_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z) g_4(\tilde{\vartheta}, z) - \beta_7(\tilde{\vartheta}, \vartheta, z) f_4(\tilde{\vartheta}, z) \} d\tilde{\vartheta}. \quad (38)$$

У рівняннях (31)–(38) треба зробити заміну (26). Використовуючи асимптотику інтеграла з (9) [4–6], де B_{\pm} та Ψ залежать від координати z , і обчислюючи відповідний вектор Пойнтинга, знаходимо кутовий розподіл потужності випромінювання під гострими кутами $P^+(\theta)$ (випромінювання вперед) та тупими кутами $P^-(\theta)$ (випромінювання назад):

$$\frac{dP^+(\theta)}{d\theta} = \frac{c}{8\pi k} (f_3^2(\theta, L) + g_3^2(\theta, L)); \quad (39)$$

$$\frac{dP^-(\theta)}{d\theta} = \frac{c}{8\pi k} (f_4^2(\pi - \theta, 0) + g_4^2(\pi - \theta, 0)). \quad (40)$$

Амплітуди $f_1(z)$, $g_1(z)$, $f_2(z)$, $g_2(z)$ визначають поле та вектор Пойнтинга поверхневої хвилі, що дозволяє знайти потужності $P_0^+(z)$ і $P_0^-(z)$ поверхневої хвилі, яка пройшла та відбилася відповідно. Коефіцієнти проходження η_0^+ та відбиття η_0^- поверхневої хвилі визначаються співвідношеннями

$$\eta_0^+ = \frac{P_0^+(z \rightarrow \infty)}{P_0^+(z \rightarrow -\infty)} = (f_1^2(L) + g_1^2(L)); \quad (41)$$

$$\eta_0^- = \frac{P_0^-(z \rightarrow \infty)}{P_0^+(z \rightarrow -\infty)} = (f_2^2(0) + g_2^2(0)). \quad (42)$$

Формули (39), (40) дають діаграми направленості випромінювання, а також коефіцієнти η^+ і η^- перетворення енергії поверхневої хвилі в енергію випромінювання під гострими і тупими кутами θ відповідно:

$$\eta^+ = \frac{1}{P_0^+(z \rightarrow -\infty)} \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{dP^+(\theta)}{d\theta} = \int_0^{\pi/2} d\theta (f_3^2(\theta, L) + g_3^2(\theta, L)); \quad (43)$$

$$\eta^- = \frac{1}{P_0^+(z \rightarrow -\infty)} \int_{\pi}^{\pi/2} d\theta \frac{dP^-(\theta)}{d\theta} = \int_{\pi}^{\pi/2} d\theta (f_4^2(\pi - \theta, 0) + g_4^2(\pi - \theta, 0)). \quad (44)$$

2. Результати обчислень. Для чисельного розв'язання системи рівнянь (31)–(38) застосовувався метод послідовних наближень. В якості нульового наближення використовувалися такі співвідношення:

$$\begin{aligned} f_1(z) &= 1, \\ g_1(z) &= f_2(z) = g_2(z) = \\ &= f_3(\vartheta, z) = g_3(\vartheta, z) = \\ &= f_4(\vartheta, z) = g_4(\vartheta, z) = 0. \end{aligned} \quad (45)$$

Вирази (45) означають, що у нульовому наближенні поверхнева хвиля проходить через ділянку з неоднорідною плазмою без спотворення.

Покладемо, що діелектрична проникність $\varepsilon_p(z) = 1 - \omega_p^2(z) / \omega^2$ є лінійною функцією:

$$\begin{aligned} \varepsilon_p(\tilde{z}) &= -1 - \varepsilon_0 - \varepsilon' + \varepsilon' \tilde{z}, \\ -1 - \varepsilon' - \varepsilon_0 &\leq \varepsilon_p(\tilde{z}) \leq -\varepsilon_0 - 1, \end{aligned} \quad (46)$$

де $\tilde{z} = z / L$, $\varepsilon_0 > 0$ і $\varepsilon' > 0$. Параметр ε' дорівнює градієнту діелектричної проникності плазми та визначає швидкість зміни густини плазми

$$\varepsilon' = (\varepsilon_p)'_{\tilde{z}}. \quad (47)$$

Підкреслимо, що функція $\varepsilon_p(\tilde{z})$ може бути довільною, не обов'язково лінійною.

Розв'язок задачі цілком визначається електричним радіусом плазмового циліндра a / L , електричною довжиною ділянки неоднорідності L / λ , відносною товщиною стінки діелектричного циліндра b / a , діелектричною проникністю діелектрика ε_d та параметрами $\varepsilon_0, \varepsilon'$ функції $\varepsilon_p(\tilde{z})$. Точність обчислень визначається різницевою апроксимацією інтегралів у рівняннях (31)–(38) і тим, наскільки справедливе наближення (26). Точність контролювалася за допомогою очевидної рівності

$$\eta_0^+ + \eta_0^- + \eta^+ + \eta^- = 1.$$

Якщо значення параметрів a / λ , b / a та абсолютної величини діелектричної проникності плазми $|\varepsilon_p|$ великі, в антені існує більш, ніж одна поверхнева хвиля. У цьому випадку метод спектрального розкладання ускладнюється настільки, що стає практично непридатним. Фізично це ускладнення пов'язано з тим, що треба враховувати зв'язок усіх хвиль між со-

бою, включаючи поверхневі та просторові хвилі. Математично це призводить до збільшення числа рівнянь у системі рівнянь типу (31)–(38). Тому ми обмежилися такими значеннями параметрів a/λ , b/a , коли у розглянутій антені існує тільки одна поверхнева хвиля.

На рис. 3–5 представлено результати обчислень коефіцієнтів трансформації енергії поверхневої хвилі η^+ (43) і η_0^+ (41) залежно від градієнта діелектричної проникності плазми ε' для $\varepsilon_d = 2,5$ (поліетилен, полістирол) та $\varepsilon_d = 10$ (сапфір). Ці речовини мають малий тангенс кута втрат, який дорівнює приблизно $\text{tg} \delta \approx 10^{-4}$. Обчислення показали, що коефіцієнти η_0^- (42) та η^- (44) на декілька порядків менші за η^+ , η_0^+ (тому вони не наводяться). Коефіцієнти η_0^+ , η^+ можна обчислити з достатньою точністю при дуже швидкій зміні густини плазми. Для параметрів $\varepsilon_0 = 10$ та $\varepsilon' = 10000$ отримуємо з формули $\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, що густина плазми у кінці ділянки неоднорідності зменшується приблизно в 100 разів у порівнянні з густиною при $\tilde{z} = 0$. Видно, що енергія поверхневої хвилі перетворюється в основному в енергію випромінювання під гострим кутом та енергію поверхневої хвилі, що пройшла через неоднорідність. Перетворення поверхневої хвилі у випромінювання є результатом розсіювання (дифракції) її на неоднорідності. Очевидно, що чим повільніше змінюється густина плазми у поздовжньому напрямку, тим слабше випромінювання, і навпаки. Тому коефіцієнт η^+ збільшується зі зростанням градієнта діелектричної проникності ε' та досягає значень $\eta^+ \approx 40 \dots 45\%$ для обраних параметрів. Функція $\eta^+(\varepsilon')$ монотонно зростає, тому за умови $\varepsilon' > 10000$ можливе випромінювання з ще більшою ефективністю. Відповідно, зі збільшенням ε' необхідно зменшувати кроки інтегрування в (31)–(38), що вимагає надто великих комп'ютерних ресурсів.

Функції $\eta^+(\varepsilon')$ і $\eta_0^+(\varepsilon')$ слабо змінюються при зміні електричної довжини ділянки неоднорідності L/λ та визначаються насамперед параметром b/a . Це видно з порівняння рис. 3 та 4. Тому, якщо потужність, що вводиться в антену, та густина плазми залишаються незмінними, то електрична довжина неоднорідності, яка може змінюватися протягом експерименту, слабо впливає на енергію та кутовий розподіл ви-

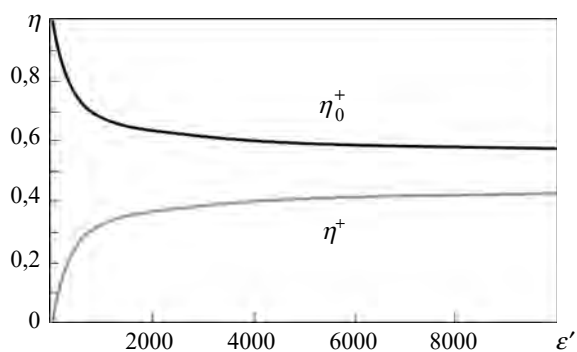


Рис. 3. Залежність коефіцієнтів η^+ , η_0^+ від ε' при $L/\lambda = 2$, $a/\lambda = 0,1$, $b/a = 1,2$, $\varepsilon_0 = 10$, $\varepsilon_d = 2,5$

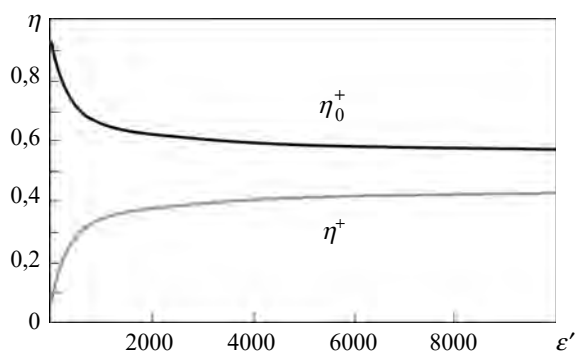


Рис. 4. Залежність коефіцієнтів η^+ , η_0^+ від ε' при $L/\lambda = 5$, $a/\lambda = 0,1$, $b/a = 1,2$, $\varepsilon_0 = 10$, $\varepsilon_d = 2,5$

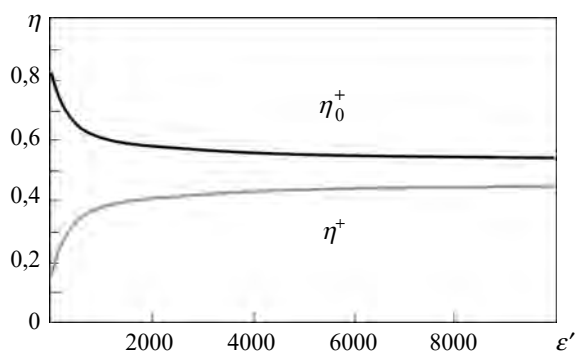


Рис. 5. Залежність коефіцієнтів η^+ , η_0^+ від ε' при $L/\lambda = 2$, $a/\lambda = 0,1$, $b/a = 1,2$, $\varepsilon_0 = 10$, $\varepsilon_d = 10$

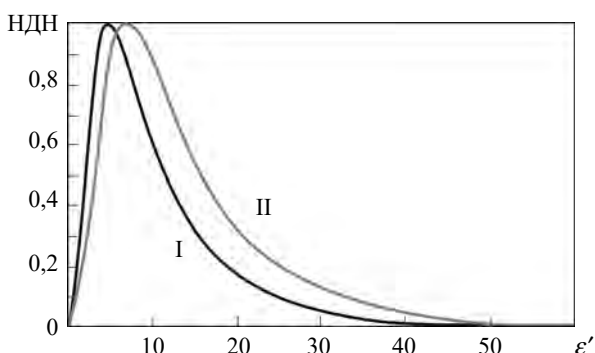


Рис. 6. Нормовані діаграми направленості, обчислені при $L/\lambda = 5$, $a/\lambda = 0,1$, $b/a = 1,2$, $\varepsilon' = 10000$, $\varepsilon_0 = 10$. Крива I відповідає $\varepsilon_d = 2,5$, крива II – $\varepsilon_d = 10$

промінювання плазмового циліндра. Остання обставина сприяє стабільності роботи антени.

Додатковий аналіз показав, що з ростом стрибка діелектричної проникності у кінці ділянки неоднорідності, що визначається параметром ε_0 , ефективність перетворення енергії поверхневої хвилі у випромінювання (тобто параметр η^+) за інших однакових умов зменшується. З огляду на це для ефективної роботи антени густина плазми у кінці ділянки її неоднорідності повинна бути малою, наскільки це можливо, у порівнянні з густиною на початку ділянки неоднорідності. Крім того, при збільшенні відносної товщини діелектрика коефіцієнт η^+ зменшується. Фізично це пояснюється таким чином: чим товща однорідна діелектрична пластина, тим у середньому більш однорідною є структура, яка випромінює. Трансформація хвилі відбувається тільки на неоднорідностях системи. Отже, чим товщий однорідний діелектрик, тим менша частка енергії поверхневої хвилі перетворюється у випромінювання.

Приклади нормованих діаграм направленості (НДН) наведено на рис. 6. Видно, що НДН має одну пелюстку та є гостроспрямованою з максимумом, що знаходиться під малим кутом θ_m щодо осі z . Зі збільшенням діелектричної проникності ε_d збільшується уповільнення поверхневої хвилі. Зі зростанням уповільнення кут максимального випромінювання збільшується, наближаючись до значення $\pi/2$. Це

відображає загальну властивість антен біжучої хвилі [7].

Таким чином, розглянутий плазмовий шар з сильною поздовжньою неоднорідністю є основою для створення ефективної планарної плазмової антени з гостроспрямованим приосьовим випромінюванням. У такій плазмовій антені енергія, що вводиться, з високою ефективністю перетворюється у випромінювання під гострими кутами. Крім того, позитивною властивістю такої антени є відсутність бічних пелюсток у діаграмах направленості.

Висновки. Досліджено ефективність перетворення поверхневої хвилі у випромінювання у плоскому плазмовому шарі, обмеженому діелектриком та металом. Плазма є поздовжньо неоднорідною. Аналіз виконано методом спектрального розкладання. Обчислення виконані для різних значень електричної довжини ділянки неоднорідності плазми, діелектричної проникності та товщини діелектрика. Показано, що зі збільшенням градієнта діелектричної проникності частка енергії поверхневої хвилі, що перетворюється у випромінювання, зростає та досягає 40...45 %. Нормовані діаграми направленості та коефіцієнти трансформації енергії поверхневої хвилі у енергію випромінювання слабо залежать від електричної довжини ділянки неоднорідності плазми. Вони мають одну пелюстку, яка розташована під невеликим кутом щодо осі плазмового циліндра.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Rayner J.P., Whichello A.P., Cheetham A.D. Physical characteristics of plasma antennas. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2004. Vol. 32, Iss. 1. P. 269–281. DOI: 10.1109/TPS.2004.826019.
2. Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной. *Физика плазмы*. Т. 32, № 5. С. 423–435.
3. Шевченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. Введение в теорию. Москва: Наука, 1969. 192 с.
4. Kirichenko Yu.V. Radiation from a plasma layer with a strong longitudinal irregularity. *J. Commun. Technol. El.* 2017. Vol. 62, N 12. P. 1215–1223. DOI: 10.1134/S1064226917110079.
5. Kirichenko Yu.V. Cylindrical plasma antenna with large longitudinal density irregularity. *J. Commun. Technol. El.* 2018. Vol. 63, N 5. P. 433–441. DOI: 10.1134/S1064226918050042.
6. Артеменко А.Н., Карлов В.Д., Кириченко Ю.В. Теоретические основы плазменных антенн бегущей волны. Монография. Харьков: ООО «ДИСА ПЛЮС», 2018. 194 с.
7. Уолтер К. Антенны бегущей волны. Пер. с англ. А.Д. Иванова. Москва: Энергия, 1970. 449 р.

Стаття надійшла 05.06.2019

REFERENCES

1. Rayner, J.P., Whichello, A.P., Cheetham, A.D., 2004. Physical characteristics of plasma antennas. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **32**(1), pp. 269–281. DOI: 10.1109/TPS.2004.826019.
2. Istomin, E.N., Karfidov, D.M., Minaev, I.M., Rukhadze, A.A., Tarakanov, V.P., Sergeichev, K.F., Trefilov, A.Yu., 2006. Plasma asymmetric dipole antenna excited by a surface wave. *Plasma Phys. Rep.*, **32**(5), pp. 388–400.
3. Shevchenko V.V. Continuous transition in open waveguides. Nauka, Moscow. 1969 (in Russian).
4. Kirichenko, Yu.V., 2017. Radiation from a plasma layer with a strong longitudinal irregularity. *J. Commun. Technol. El.*, **62**(12), pp. 1215–1223. DOI: 10.1134/S1064226917110079.

5. Kirichenko, Yu.V., 2018. Cylindrical plasma antenna with large longitudinal density irregularity. *J. Commun. Technol. El.*, **63**(5), pp. 438–445. DOI: 10.1134/S1064226918050042.
6. Artemenko, A.N., Karlov, V.D., Kyrychenko, Yu.V., 2018. *Theoretical foundation of traveling wave plasma antennas*. Kharkiv: DISA PLYUS Publ. (in Russian).
7. Walter, C.H., 1970. *Traveling wave antennas*. Translated from English by A.D. Ivanov. Moscow: Energiya Publ. (in Russian).

Received 05.06.2019

A.N. Artemenko¹, V.D. Karlov¹, Yu.V. Kirichenko², Yu.F. Lonin²¹Ivan Kozhedub National Kharkiv Air Force University
77/79, Sums'ka St., Kharkiv, 61023, Ukraine²National Science Center Kharkov Institute of Physics and Technology
1, Akademichna St., Kharkiv, 61108, Ukraine

A PLANAR PLASMA ANTENNA WITH A DIELECTRIC COAT

Subject and Purpose. The coefficients of surface wave energy transformation to radiation and the radiation patterns are calculated for an open structure like a planar longitudinally inhomogeneous plasma layer located in between a metal layer and a dielectric layer.

Methods and Methodology. Using the spectral decomposition method, the field of the considered open structure is decomposed in a set of functions descriptive of surface and spatial waves, ending up with a system of integral equations for the decomposition coefficients which determine amplitudes of the transmitted, reflected and scattered waves and, also, radiation patterns. The system of equations is solved in the case that the plasma density changes fast. The coefficients of energy transformation to radiation are found depending on the plasma density gradient for different electric lengths of the plasma inhomogeneity sections, various electric thicknesses of the plasma layer and various thicknesses of the dielectric coat.

Results. Examples are presented when the surface wave energy fraction transformed to radiation reaches 40...45%. This value increases with increasing permittivity of the dielectric coat and decreases as the dielectric coat reduces in thickness. The typical radiation pattern represents a single narrow lobe at an acute angle. As the plasma density gradient at the end of the plasma column rises, the radiation pattern maximum moves towards the surface wave propagation direction and the beam width decreases.

Conclusion. A planar plasma antenna model like a longitudinally heterogeneous plasma layer in between a conducting plate and a dielectric plate has been studied. A high efficiency is observed for the surface wave energy transformation to radiation at mainly an acute angle direction.

Key words: planar plasma antenna, spectral decomposition method, radiation, surface wave, radiation pattern.

A.M. Артеменко¹, В.Д. Карлов¹, Ю.В. Кириченко², Ю.Ф. Лонин²¹Харьковский национальный университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба
77/79, ул. Сумская, Харьков, 61023, Украина²Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт
1, ул. Академическая, Харьков, 61108, Украина

ПЛАНАРНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ АНТЕННА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

Предмет и цель работы – вычисление коэффициентов трансформации поверхностной волны в излучение в открытой структуре, состоящей из плоского продольно неоднородного слоя плазмы, расположенного между металлом и слоем диэлектрика, а также вычисление диаграмм направленности.

Методы и методология работы. Использовался метод спектрального разложения поля рассматриваемой открытой структуры по набору функций, определяющих поверхностные и пространственные волны. Выведена система интегральных уравнений для коэффициентов разложения. Эти коэффициенты определяют амплитуды прошедшей, отраженной и рассеянной волн, а также диаграммы направленности излучения. Система уравнений решается в случае быстрого изменения плотности плазмы. Найдены зависимости коэффициентов трансформации энергии в энергию излучения от градиента плотности плазмы для различных величин электрической длины участка неоднородности плазмы, электрической толщины плазменного слоя и толщины диэлектрического покрытия.

Результаты работы. Приведены примеры, когда доля энергии поверхностной волны, которая трансформируется в излучение, достигает 40...45%. Эта величина растет при увеличении диэлектрической проницаемости диэлектрического покрытия и уменьшается с ростом его толщины. Характерная диаграмма направленности имеет один узкий лепесток, расположенный под острым углом. Максимум диаграммы направленности сдвигается к направлению распространения поверхностной волны, а ширина уменьшается при увеличении градиента плотности плазмы в конце плазменного столба.

Заключение. Исследована модель планарной плазменной антенны, представляющая собой плоский продольно неоднородный слой плазмы между проводником и диэлектрической пластиной. Показана высокая эффективность преобразования энергии поверхностной волны в излучение, направленное в основном под острыми углами.

Ключевые слова: планарная плазменная антенна, метод спектрального разложения, излучение, поверхностные волны, диаграмма направленности.