

АНТЕНИ, ХВИЛЕВОДИ І КВАЗІОПТИЧНА ТЕХНІКА

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra25.02.158>

УДК 533.915, 621.395.67

PACS numbers: 52.40.Fd;
52.75.-dА. М. АРТЕМЕНКО¹, В. Д. КАРЛОВ², Ю. В. КИРИЧЕНКО³,
О. В. ЛУКАШУК²¹ Об'єднаний оперативний штаб Збройних Сил України,
Повітрофлотський пр-т, 6, м. Київ, 03168, Україна² Харківський національний університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба,
вул. Сумська, 77/79, м. Харків, 61023, Україна
E-mail: karlovvd@ukr.net³ Національний науковий центр “Харківський фізико-технічний інститут”,
вул. Академічна, 1, м. Харків, 61108, Україна
E-mail: kiryuv51@ukr.net

ВИПРОМІНЮВАННЯ ПОЗДОВЖНЬО НЕОДНОРІДНОГО ПЛАЗМОВОГО СТОВПА З ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ ОБОЛОНКОЮ

Предмет і мета роботи: *Наразі найгострішою проблемою у розвитку і створенні нових зразків військової техніки є вдосконалення захисту об'єктів у радіоелектронній боротьбі. Перспективним шляхом створення малопомітних антен є використання низькотемпературної плазми. Окрім цього, плазмовими антенами можна швидко управляти шляхом зміни робочої частоти і діаграми спрямованості. У плазмових антенах роль струмопровідного елемента відіграє газовий розряд в обмеженому об'ємі. Метою роботи є дослідження ефективності перетворення енергії поверхневої хвилі, що поширюється у поздовжньо неоднорідному циліндричному плазмовому стовпі, в випромінювання. Плазмовий стовп обмежений діелектричною оболонкою. Усередині стовпа коаксіально розташовано вузький металевий циліндричний стрижень.*

Методи і методологія: *Аналіз виконано методом спектрального розкладання електромагнітного поля розглянутої хвилеведучої системи за повним набором функцій, що описують поверхневу та просторові хвилі плазмової антени.*

Результати: *Отримано систему інтегро-диференціальних рівнянь для знаходження коефіцієнтів цього розкладання. Ці коефіцієнти визначають амплітуди відбитої та розсіяної на неоднорідності плазми хвилі та хвилі, що пройшла крізь неоднорідність, а також діаграми спрямованості випромінювання. Система рівнянь є справедливою для довільної поздовжньої зміни щільності плазми. Обчислено залежності коефіцієнтів трансформації енергії поверхневої хвилі від градієнта щільності плазми для деяких значень електричного радіуса плазмового стовпа, діелектричної проникності діелектрика та його товщини. Продемонстровано, що частка енергії поверхневої хвилі, яка трансформується у випромінювання під гострими кутами, може складати 25 ÷ 30 %. Діаграми спрямованості є гостроспрямованими і мають одну пелюстку. Максимум випромінювання розташований під кутом у декілька градусів до напрямку поширення поверхневої хвилі. Ширина пелюстки зменшується, а її положення зсувається до 0° зі збільшенням градієнта щільності плазми. Досліджено вплив діелектрика і радіуса металевого стрижня на характеристики випромінювання.*

Висновки: *Хвилеведуча система, розглянута у роботі, є достатньо адекватною моделлю плазмової антени. Енергія, яка вводиться у таку антену, з високою ефективністю перетворюється у випромінювання під малими кутами до осі.*

Ключові слова: *циліндрична плазмова антена, метод спектрального розкладання, випромінювання, поверхневі хвилі, діаграма спрямованості, низькотемпературна плазма*

1. Вступ

Як показано у роботах [1, 2], циліндричний стовп низькотемпературної плазми може бути передавальною антеною. У експериментах частина енергії поверхневої хвилі у плазмовому стовпі

витрачається на створення плазми, інша частина енергії перетворюється у випромінювання, яке виникає завдяки розсіюванню поверхневої хвилі на неоднорідностях плазми. Щільність плазми зменшується з віддаленням від вхідного торця плазмового стовпа. Тому для правильного розу-

міння процесу випромінювання у циліндричних плазмових антенах та конструювання таких антен необхідно досліджувати залежність коефіцієнтів трансформації енергії поверхневої хвилі в випромінювання від ступеня неоднорідності щільності плазми. Урахування цієї неоднорідності має принципове значення, оскільки від неї залежить ефективність роботи будь-якої плазмової антени біжучої хвилі, в тому числі і циліндричної.

2. Постановка задачі

У цій роботі досліджується перетворення аксіально-симетричної хвилі у випромінювання в плазмовій антені. Остання являє собою циліндричний стовп ізотропної холодної плазми, обмежений діелектриком. Щільність плазми змінюється у поздовжньому напрямку. На осі плазмового стовпа розташований вузький однорідний металевий стрижень. Швидкість зміни щільності плазми у поздовжньому напрямку може бути довільною, у тому числі великою. Остання обставина вимагає застосування числових методів. Метод, що дозволяє вирішувати подібні задачі, розроблено В. В. Шевченком і викладено у монографії [3]. Відповідно до цього методу повне поле розкладається за повним набором функцій, що описують поверхневу та просторові хвилі відкритих систем. Коефіцієнти такого розкладання при наявності неоднорідностей залежать від поздовжньої координати. Ці коефіцієнти задовольняють системі інтегро-диференціальних рівнянь і визначають перетворення енергії поверхневої хвилі, а також діаграми спрямованості. У роботах [4–6] представлено результати дослідження планарної та циліндричної поздовжньо неоднорідних плазмових антен.

3. Основні рівняння

На рис. 1 схематично зображено перетин необмеженого уздовж осі z діелектричного циліндра, заповненого плазмою. На цьому малюнку a – радіус металевого стрижня, b_1 – зовнішній радіус плазмового стовпа, b_2 – зовнішній радіус однорідного діелектричного циліндра, z та ρ – циліндричні координати. При $0 \leq z \leq L$ щільність плазми неоднорідна. Діелектрична проникність діелектрика дорівнює ϵ_d , а плазми $\epsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, де ω – частота хвилі; $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ – плазмова частота

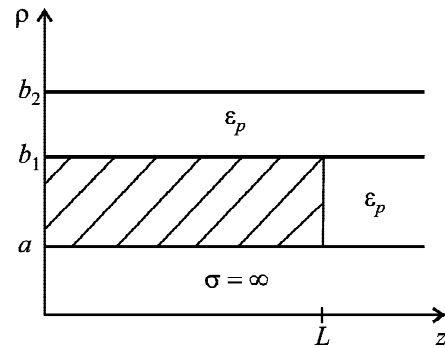


Рис. 1. Схематичне зображення перетину плазмового стовпа: b_1 – зовнішній радіус стовпа, b_2 – зовнішній радіус діелектрика, a – радіус металевого циліндра. Заштриховано ділянку, де щільність плазми $n_e(z)$ спадає, а її діелектрична проникність $\epsilon_p(z)$ зростає

та електронної плазми; n_e – щільність електронів; e , m_e – заряд та маса електрона відповідно. Спочатку розглянемо плазмовий циліндр з однорідною щільністю n_{e0} . Залежність компонент поля від часу будемо визначати множником $\exp(-i\omega t)$. У такій обмеженій діелектриком циліндричній структурі існує аксіально-симетрична повільна поверхнева E -хвиля з компонентами $E_{z0}(\rho, z)$, $E_{\rho 0}(\rho, z)$, $H_{\phi 0}(\rho, z)$. Компоненти електричного поля цієї хвилі виражаються через азимутальну складову магнітного поля $H_{\phi 0}(\rho, z)$, де ϕ – азимутальна координата. Ця компонента поля залежить від координат наступним чином:

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

де k_z^0 – хвильовий вектор поверхневої хвилі, $\Psi_0(\rho)$ – так звана функція поперечного перерізу. Знаки “+” і “-” у (1) відповідають поширенню хвилі вздовж осі z або у зворотному напрямку. Залежність компонент $E_{z0}(\rho, z)$, $E_{\rho 0}(\rho, z)$ від координати z така ж, як у формулі (1).

Функція $\Psi_0(\rho)$ повинна задовольняти відомим умовам на границях плазмового циліндричного стовпа з ідеальним провідником та діелектриком, а також діелектрика з вакуумом. Крім того, $\Psi_0(\rho)$ повинна спадати до нуля на нескінченності. Розглянемо випадок, коли $k < k_z^0 < k\sqrt{\epsilon_d}$. З рівнянь Максвелла у циліндричних координатах та граничних умов одержуємо формули для $\Psi_0(\rho)$:

$$\Psi_0(\rho) = \frac{1}{N_0} \times$$

$$\times \begin{cases} K_1(\kappa_0^0 \rho), & b_2 \leq \rho < \infty; \\ \bar{\Delta}_2 (J_1(\kappa_d^0 \rho) + N_1(\kappa_d^0 \rho)), & b_1 \leq \rho \leq b_2; \\ \bar{\Delta}_1 (K_0(\kappa^0 a) I_1(\kappa^0 \rho) + I_0(\kappa^0 a) K(\kappa^0 \rho)), & a \leq \rho \leq b_1. \end{cases} \quad (2)$$

Тут $(\kappa_0^0)^2 = (k_z^0)^2 - k^2 > 0$; $k^2 = \omega^2/c^2$; $(\kappa^0)^2 = \omega_p^2/c^2 + (\kappa_0^0)^2 > 0$; $(\kappa_d^0)^2 = k^2 \varepsilon_d - (k_z^0)^2$; $K_{0,1}(x)$, $I_{0,1}(x)$ – функції Макдональда та функції Бесселя уявного аргументу відповідно; N_0 – нормувальний множник, який знаходиться з умови нормування

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

де

$$\varepsilon(\rho) = \begin{cases} \varepsilon_d, & b_1 \leq \rho \leq b_2; \\ \varepsilon_p, & a \leq \rho \leq b_1. \end{cases}$$

Коефіцієнти $\bar{\Delta}_1$, $\bar{\Delta}_2$, що входять у формулу (2), не наводяться для стислості викладу. Використовуючи граничні умови, отримаємо наступне дисперсійне рівняння для поверхневої E -хвилі:

$$\frac{V_3 J_1(\kappa_d^0 b_2) + V_4 N_1(\kappa_d^0 b_2)}{V_3 J_0(\kappa_d^0 b_2) + V_4 N_0(\kappa_d^0 b_2)} = - \frac{\kappa_d^0 K_1(\kappa_0^0 b_2)}{\varepsilon_d \kappa_0^0 K_0(\kappa_0^0 b_2)}. \quad (4)$$

У формулі (4) $J_{0,1}(x)$, $N_{0,1}(x)$ – функції Бесселя та Неймана. Коефіцієнти V_3 , V_4 для стислості не наводяться.

Рівняння Максвелла мають, крім поверхневої хвилі (1), розв'язки, що відповідають просторовим хвилям. Просторові хвилі є швидкими і існують за умови $\kappa_0^2 = k^2 - k_z^2 > 0$, де k_z – хвильове число, κ_0 – поперечне хвильове число. Просторові E -хвилі мають компоненти $E_z(\rho, z)$, $E_\rho(\rho, z)$, $H_\varphi(\rho, z)$. Азимутальна компонента магнітного поля хвилі може бути представлена у вигляді

$$H_\varphi(\rho, z, \kappa_0) = \Psi(\rho, \kappa_0) \exp(\pm i k_z z). \quad (5)$$

У формулі (5) виділена залежність від поперечного хвильового числа κ_0 . Функція поперечного перерізу $\Psi(\rho, \kappa_0)$ просторової E -хвилі визначається наступними виразами:

$$\Psi(\rho, \kappa_0) = \frac{1}{N(\kappa_0)} \times$$

$$\times \begin{cases} W_7 J_1(\kappa_0 \rho) + W_8 N_1(\kappa_0 \rho), & b_2 \leq \rho < \infty; \\ W_3 J_1(\kappa_d \rho) + W_4 N_1(\kappa_d \rho), & b_1 \leq \rho \leq b_2; \\ \frac{1}{K_0(\kappa a)} (K_0(\kappa a) I_1(\kappa \rho) + I_0(\kappa a) K_1(\kappa \rho)), & a \leq \rho \leq b_1; \end{cases} \quad (6)$$

де $\kappa^2 = \omega_p^2/c^2 - \kappa_0^2$, $\kappa_d^2 = k^2 \varepsilon_d - \kappa_0^2$. Нормувальний множник $N(\kappa_0)$ та коефіцієнти W_i ($i = 3, 4, 7, 8$) не наводяться. Функція (6) задовольняє граничним умовам. Вона повільно спадає при $\rho \rightarrow \infty$ і тому нормована на δ -функцію

$$\int_0^\infty d\rho \rho \frac{1}{\varepsilon(\rho)} \Psi(\rho, \kappa_0) \Psi(\rho, \tilde{\kappa}_0) = \delta(\kappa_0 - \tilde{\kappa}_0). \quad (7)$$

Функції поперечного перерізу $\Psi_0(\rho)$ і $\Psi(\rho, \kappa_0)$ ортогональні:

$$\int_0^\infty d\rho \rho \frac{1}{\varepsilon(\rho)} \Psi_0(\rho) \Psi(\rho, \kappa_0) = 0. \quad (8)$$

Запишемо компоненту повного поля $H_\varphi(\rho, z)$ у випадку однорідного шару плазми у вигляді спектрального розкладання за повним набором функцій $H_{\varphi 0}(\rho, z)$ (формула (1)) і $H_\varphi(\rho, z, \kappa_0)$ (формула (5)):

$$H_\varphi(\rho, z) = (B_+^0 \exp(i k_z^0 z) + B_-^0 \exp(-i k_z^0 z)) \Psi_0(\rho) + \int_0^\infty d\kappa_0 (B_+(\kappa_0) \exp(i k_z z) + B_-(\kappa_0) \exp(-i k_z z)) \Psi(\rho, \kappa_0), \quad (9)$$

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

Нехай тепер на ділянці $0 \leq z \leq L$ щільність плазми n_e залежить від координати z (рис. 1). При цьому відповідно до методу спектрального розкладання коефіцієнти у формулі (9) стають функціями від z . Від z тепер залежить також постійна поширення $k_z^0(z)$. Вона є розв'язком дисперсійного рівняння, що містить неоднорідну щільність $n_e(z)$. При цьому діелектрик та провідник, як і раніше, будуть однорідними. Для подальшого аналізу зручно зробити наступну заміну:

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

$$B_{\pm}(\kappa_0, z) = \frac{1}{k_z} D_{\pm}(\kappa_0, z), \quad (10)$$

$$\gamma_0(z) = \int_0^z dz k_z^0(z),$$

де $D_{\pm}^0(z)$, $D_{\pm}(\kappa_0, z)$ – нові амплітуди поверхневих та просторових хвиль. Підставляючи (9) з амплітудами (10) у рівняння Максвелла та використовуючи умови нормування і ортогональності (3), (7), (8), отримуємо систему чотирьох інтегродиференціальних рівнянь для амплітуд $D_{\pm}^0(z)$, $D_{\pm}(\kappa_0, z)$. Ці рівняння можуть бути перетворені у наступну систему інтегральних рівнянь:

$$D_+^0(z) = 1 + \int_0^z dz \{A_1 D_+^0(z) + A_2 D_-^0(z)\} + \int_0^z dz \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 \{A_3 D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + A_4 D_-(\tilde{\kappa}_0, z)\}, \quad (11)$$

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

$$D_+(\kappa_0, z) = \int_0^z dz \{A_5 D_+^0(z) + A_6 D_-^0(z)\} + \int_0^z dz \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 \{A_7 D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + A_8 D_-(\tilde{\kappa}_0, z)\}, \quad (13)$$

$$D_-(\kappa_0, z) = \int_L^z dz \{(A_6)^* D_+^0(z) + (A_5)^* D_-^0(z)\} + \int_L^z dz \int_0^{\infty} d\tilde{\kappa}_0 \{(A_8)^* D_+(\tilde{\kappa}_0, z) + (A_7)^* D_-(\tilde{\kappa}_0, z)\}. \quad (14)$$

У рівняннях (11)–(14) враховані граничні умови

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

Співвідношення (15) відповідають поверхневій хвилі, що набігає з $-\infty$ на ділянку неоднорідної плазми $[0, L]$. Коефіцієнти A_i , що входять у рівняння (11)–(14), являють собою комплексні коефіцієнти зв'язку між поверхневими хвилями, що пройшли крізь неоднорідність та відбилися від неї, а також хвилями випромінювання. Цей зв'язок виникає завдяки поздовжній неоднорідності щільності плазми. Залежність A_i від аргументів вказана нижче у формулах (19)–(22).

Інтеграл у формулі (9) описує випромінювання. Для знаходження його асимптотики методом перевалу, коли $kr \rightarrow \infty$, де r – відстань від ділянки неоднорідності плазмового шару до точки спостереження, перейдемо до комплексної змінної інтегрування ϑ за формулами $\kappa_0 = k \sin \vartheta$, $k_z = k \cos \vartheta$ [3–6]. При цьому також усувається особливість в інтегралах (10), (11)–(14), коли $\kappa_0 = k$. Контур інтегрування C за комплексною змінною ϑ складається з двох частин C_1 і C_2 , як показано на рис. 2. Відзначимо, що на цьому рисунку точці $\kappa_0 = k$ відповідає точка $(\text{Im}(\vartheta) = 0, \text{Re}(\vartheta) = \pi/2)$ на комплексній площині ϑ . На контурі C є дві точки перевалу. Це $\vartheta = \theta$ і $\vartheta = \pi - \theta$, де θ – кут нахилу радіуса-вектора точки спостереження до осі z у площині (ρ, z) . Вони розташовані на контурі C_1 , який відповідає наступному інтервалу зміни змінної κ_0 : $0 \leq \kappa_0 \leq k$. Точка перевалу $\vartheta = \theta$ визначає випромінювання під гострими кутами θ , а точка $\vartheta = \pi - \theta$ – під тупими кутами θ . Оскільки обидві точки розташовані на контурі C_1 , ми обмежимося лише цим відрізком контуру C у разв'язанні системи інтегральних рівнянь (11)–(14). Іншими словами, ми припускаємо, що в (11)–(14)

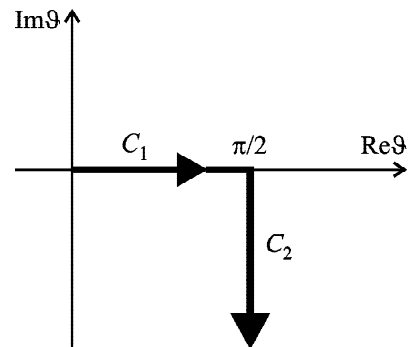


Рис. 2. Контур інтегрування $C = C_1 + C_2$ за комплексної змінної ϑ

$$\int_0^\infty d\tilde{\kappa}_0 \{ \} \approx \int_0^k d\tilde{\kappa}_0 \{ \} = k \int_0^{\pi/2} d\tilde{\Theta} \cos\tilde{\Theta} \{ \}. \quad (16)$$

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

$$D_+^0(z) = f_1(z) + ig_1(z), \quad D_-^0(z) = f_2(z) + ig_2(z), \quad (17)$$

$$D_+(\kappa_0, z) = f_3(\kappa_0, z) + ig_3(\kappa_0, z), \quad (18)$$

$$D_-(\kappa_0, z) = f_4(\kappa_0, z) + ig_4(\kappa_0, z),$$

$$A_1(z) = a_1(z), \quad A_2(z) = a_2(z) - ib_2(z), \quad (19)$$

$$A_3(\tilde{\kappa}_0, z) = a_3(\tilde{\kappa}_0, z) - ib_3(\tilde{\kappa}_0, z), \quad (20)$$

$$A_4(\tilde{\kappa}_0, z) = a_4(\tilde{\kappa}_0, z) - ib_4(\tilde{\kappa}_0, z),$$

$$A_5(\kappa_0, z) = a_5(\kappa_0, z) + ib_5(\kappa_0, z), \quad (21)$$

$$A_6(\kappa_0, z) = a_6(\kappa_0, z) - ib_6(\kappa_0, z),$$

$$A_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = a_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) + ib_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z), \quad (22)$$

$$A_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = a_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) - ib_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z),$$

де

$$a_1(z) = -J_0(z);$$

$$a_2(z) = S_0(z) \cos(2\gamma_0(z)), \quad S_0(z) = \frac{(k_z^0)'_z}{2k_z^0};$$

$$b_2(z) = S_0(z) \sin(2\gamma_0(z));$$

$$a_3(\tilde{\kappa}_0, z) = -\frac{k_z^0 + \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0 \tilde{k}_z}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \cos(\gamma_0 - \tilde{k}_z z);$$

$$b_3(\tilde{\kappa}_0, z) = -\frac{k_z^0 + \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0 \tilde{k}_z}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \sin(\gamma_0 - \tilde{k}_z z);$$

$$a_4(\tilde{\kappa}_0, z) = -\frac{k_z^0 - \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0 \tilde{k}_z}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \cos(\gamma_0 + \tilde{k}_z z);$$

$$b_4(\tilde{\kappa}_0, z) = -\frac{k_z^0 - \tilde{k}_z}{2\sqrt{k_z^0 \tilde{k}_z}} J_1(\tilde{\kappa}_0, z) \sin(\gamma_0 + \tilde{k}_z z);$$

$$a_5(\kappa_0, z) = -\frac{k_z + k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \cos(\gamma_0 - k_z z);$$

$$b_5(\kappa_0, z) = -\frac{k_z + k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \sin(\gamma_0 - k_z z);$$

$$a_6(\kappa_0, z) = -\frac{k_z - k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \cos(\gamma_0 + k_z z);$$

$$b_6(\kappa_0, z) = -\frac{k_z - k_z^0}{2\sqrt{k_z^0}} J_2(\kappa_0, z) \sin(\gamma_0 + k_z z);$$

$$a_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = -\frac{k_z + \tilde{k}_z}{2\tilde{k}_z} J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \cos((\tilde{k}_z - k_z)z);$$

$$b_7(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = -\frac{k_z + \tilde{k}_z}{2\tilde{k}_z} J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \sin((\tilde{k}_z - k_z)z);$$

$$a_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = -\frac{k_z - \tilde{k}_z}{2\tilde{k}_z} J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \cos((\tilde{k}_z + k_z)z);$$

$$b_8(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) = -\frac{k_z - \tilde{k}_z}{2\tilde{k}_z} J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z) \sin((\tilde{k}_z + k_z)z).$$

Функції $J_0(z)$, $J_1(\kappa_0, z)$, $J_2(\kappa_0, z)$, $J_3(\tilde{\kappa}_0, \kappa_0, z)$ визначаються інтегралами:

$$J_0(z) = \int_0^\infty d\rho \rho \frac{1}{\varepsilon(\rho)} \Psi_0(\rho, z) (\Psi_0(\rho, z))'_z, \quad (23)$$

$$J_1(\kappa_0, z) = \int_0^\infty d\rho \rho \frac{1}{\varepsilon(\rho)} \Psi_0(\rho, z) (\Psi(\rho, \kappa_0, z))'_z,$$

$$J_2(\kappa_0, z) = \int_0^\infty d\rho \rho \frac{1}{\varepsilon(\rho)} \Psi(\rho, \kappa_0, z) (\Psi_0(\rho, z))'_z, \quad (24)$$

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

Залежність цих інтегралів від координати z виникає через залежність від z кореня дисперсійного рівняння k_z^0 та плазмової частоти ω_p , які входять у функції (2), (6). В остаточному вигляді формули (23), (24) громіздкі і для стислості не наводяться.

Знайшовши асимптотику інтеграла, що входить у розкладання (9) і відповідний вектор Пойнтінга, отримуємо кутовий розподіл потужності випромінювання під гострими $P^+(\theta)$ та тупими $P^-(\theta)$ кутами:

$$\frac{dP^+(\theta)}{d\theta} = \frac{c}{4k} (f_3^2(\theta, 1) + g_3^2(\theta, 1)), \quad (25)$$

$$\frac{dP^-(\theta)}{d\theta} = \frac{c}{4k} (f_4^2(\pi - \theta, 0) + g_4^2(\pi - \theta, 0)).$$

Коефіцієнти проходження η_0^+ та відбиття η_0^- поверхневої хвилі дорівнюють

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

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

Амплітуди $f_1(z)$, $g_1(z)$, $f_2(z)$, $g_2(z)$ визначають поле поверхневої хвилі та відповідний вектор Пойнтінга, який дозволяє знайти потужності поверхневої хвилі $P_0^+(z)$, що пройшла крізь неоднорідність, та відбитої поверхневої хвилі $P_0^-(z)$.

Співвідношення (25) визначають діаграми спрямованості випромінювання, а також коефіцієнти η^+ і η^- перетворення енергії поверхневої хвилі в енергію випромінювання під гострими та тупими кутами θ відповідно,

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

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

4. Результати обчислень

Система інтегральних рівнянь (11)–(14) розв'язувалась чисельно методом послідовних наближень.

Нульове наближення для амплітуд визначається співвідношеннями:

$$f_1(z) = 1, \quad (26)$$

$$g_1(z) = f_2(z) = g_2(z) = f_3(\vartheta, z) = g_3(\vartheta, z) = f_4(\vartheta, z) = g_4(\vartheta, z) = 0.$$

Умови (26) відповідають проходженню поверхневої хвилі на ділянці з неоднорідною плазмою без спотворення.

У цій роботі передбачається, що функція $n_e(z)$ є такою, що діелектрична проникність $\varepsilon_p(z) = 1 - \omega_p^2(z)/\omega^2$ є лінійною функцією. Залежність $\varepsilon_p(z)$ обрана нами у вигляді

$$\varepsilon_p(\tilde{z}) = -\varepsilon_{pr} - \varepsilon' + \varepsilon' \tilde{z}, \quad -\varepsilon_{pr} - \varepsilon' \leq \varepsilon_p(\tilde{z}) \leq -\varepsilon_{pr},$$

де $\tilde{z} = z/L$, $\varepsilon_{pr} > 0$ і $\varepsilon' > 0$. Параметр ε' дорівнює градієнту діелектричної проникності плазми,

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

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

Розв'язання задачі повністю визначається електричним радіусом плазмового циліндра b_1/L , електричною довжиною ділянки неоднорідності L/λ , товщиною стінки діелектричного циліндра b_2/b_1 , діелектричною проникністю ε_d та параметрами ε_{pr} , ε' функції $\varepsilon_p(\tilde{z})$. Точність обчислень залежить від різницевої апроксимації інтегралів у рівняннях (11)–(14) і від того, наскільки наближення (16) є справедливим. Точність контролювалася за допомогою очевидної рівності

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

На рис. 3 та рис. 4 наведені результати обчислень коефіцієнта трансформації енергії поверхневої хвилі η^+ у залежності від градієнта діелектричної проникності плазми ε' для $\varepsilon_d = 2.5$ (поліетилен, полістирол) і $\varepsilon_d = 10$ (сапфір). Ці речовини мають малий тангенс кута втрат, який дорівнює приблизно $\text{tg} \delta \approx 10^{-4}$. Параметри задачі були наступними: $\varepsilon_{pr} = 15$, $L/\lambda = 2$, $a/b_1 = 0, 0.1, 0.5$, $b_2/b_1 = 1.2$ і $b_1/\lambda = 0.1$. Коефіцієнти η_0^- і η^- малі у порівнянні з η^+ , η_0^+ . Це видно з рис. 5. Коефіцієнти η_0^+ , η_0^- , η^+ , η^- вдається обчислити з достатньою точністю при дуже швидкій зміні по-

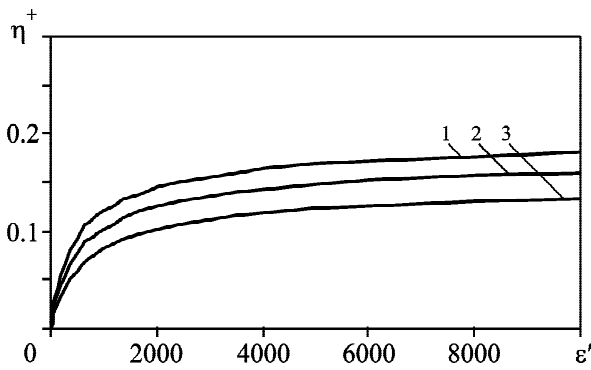


Рис. 3. Залежність коефіцієнта η^+ від ϵ' при $L/\lambda = 2$, $b_1/\lambda = 0.1$, $b_2/b_1 = 1.2$, $\epsilon_d = 2.5$, $\epsilon_{pr} = 15$: крива 1 – $a/b_1 = 0$, крива 2 – $a/b_1 = 0.1$, крива 3 – $a/b_1 = 0.5$

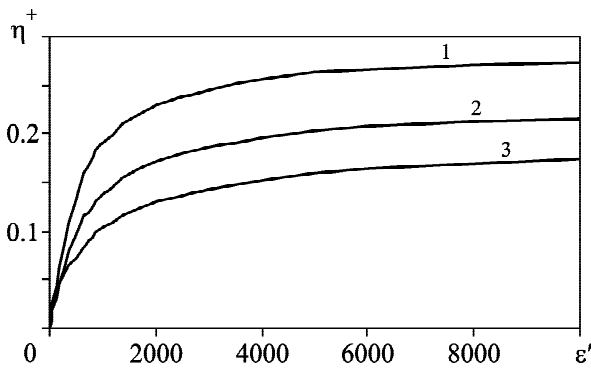


Рис. 4. Залежність коефіцієнта η^+ від ϵ' при $\epsilon_d = 10$, $L/\lambda = 2$, $b_1/\lambda = 0.1$, $b_2/b_1 = 1.2$, $\epsilon_{pr} = 15$: крива 1 – $a/b_1 = 0$, крива 2 – $a/b_1 = 0.1$, крива 3 – $a/b_1 = 0.5$

здовжньої щільності плазми. Якщо $\epsilon_{pr} = 10$ і $\epsilon' = 10000$, то з формули $\epsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ отримуємо, що щільність плазми в кінці ділянки неоднорідності зменшується приблизно в 100 разів відносно щільності при $\tilde{z} = 0$. Бачимо, що енергія поверхневої хвилі перетворюється здебільшого в енергію випромінювання під гострими кутами та енергію, яка проходить крізь неоднорідність поверхневої хвилі. Коефіцієнт η^+ зростає з градієнтом діелектричної проникності ϵ' та досягає значень $\eta^+ \approx 15 \div 30\%$ залежно від геометричних параметрів і фізичних властивостей антени. Функція $\eta^+(\epsilon')$, монотонно зростає, тому при $\epsilon' > 10000$ можливе випромінювання з ще більшою ефективністю. З ростом ϵ' необхідно зменшувати кроки інтегрування у (11)–(14), що вимагає непомірно великих комп'ютерних ресурсів.

З порівняння рис. 3 та рис. 4 бачимо, що зі збільшенням відносної товщини металевої встав-

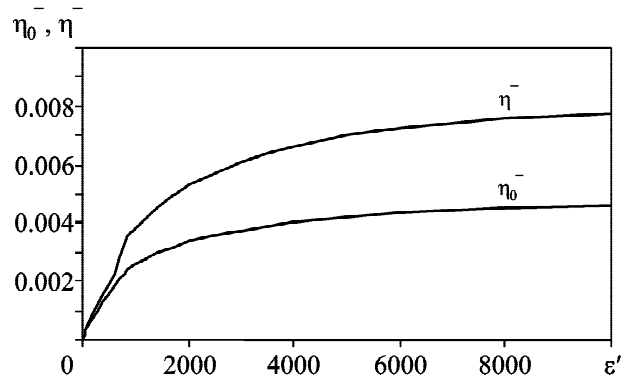
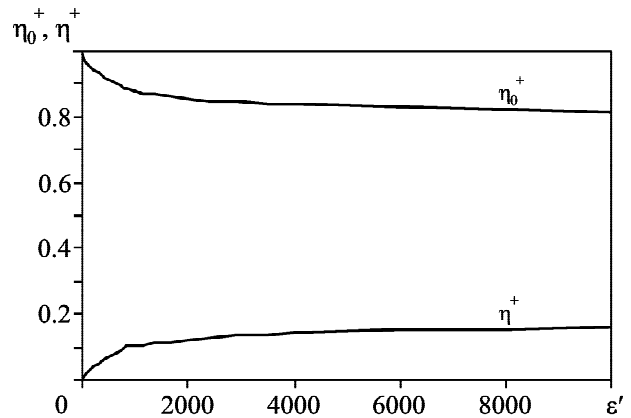


Рис. 5. Залежність коефіцієнтів η^+ , η_0^+ (верхня панель) та η^- , η_0^- (нижня панель) від ϵ' при $L/\lambda = 2$, $b_1/\lambda = 0.1$, $b_2/b_1 = 1.2$, $\epsilon_d = 2.5$, $\epsilon_{pr} = 15$

ки a/b_1 коефіцієнт η^+ зменшується. Фізично це пояснюється наступним чином. Чим товща металева вставка, тим в середньому більш однорідною є випромінююча структура, оскільки метал є поздовжньо однорідним. Трансформація хвилі відбувається тільки на неоднорідностях системи. Додатковий аналіз показав, що функції $\eta^+(\epsilon')$ і $\eta_0^+(\epsilon')$ слабко змінюються зі зміною електричної довжини ділянки неоднорідності L/λ . Крім того, з ростом стрибка діелектричної проникності плазми в кінці ділянки неоднорідності, що визначається параметром ϵ_{pr} , ефективність перетворення енергії поверхневої хвилі у випромінювання, тобто параметр η^+ , за інших рівних умов зменшується. Тому для ефективної роботи антени щільність плазми в кінці ділянки неоднорідності плазми повинна бути малою, наскільки це можливо, порівняно зі щільністю на початку ділянки неоднорідності.

Приклади нормованих діаграм спрямованості (НДС) наведені на рис. 6. Видно, що нормовані діаграми спрямованості мають одну пелюстку і є

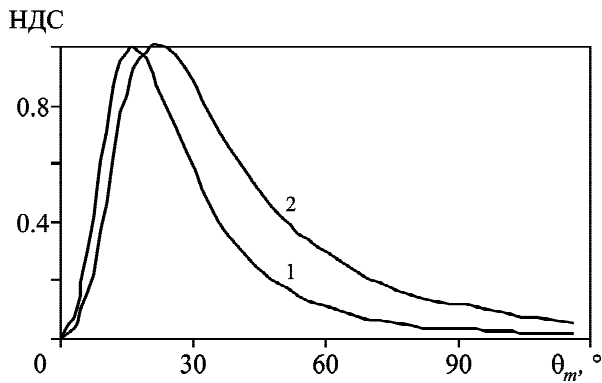


Рис. 6. Нормовані діаграми спрямованості, обчислені при $L/\lambda = 2$, $b_1/\lambda = 0.1$, $b_2/b_1 = 1.2$, $a/b_1 = 0.5$, $\epsilon' = 10000$, $\epsilon_{pr} = 15$: крива 1 – $\epsilon_d = 2.5$, крива 2 – $\epsilon_d = 10$

гостроспрямованими з максимумом, розташованим під невеликими кутами θ_m до осі z . Зі збільшенням товщини діелектрика та діелектричної проникності ϵ_d зростає уповільнення поверхневої хвилі. З ростом уповільнення кут максимального випромінювання збільшується і наближається до значення $\pi/2$. Це є загальна властивість антен біжучої хвилі [7]. Крім того, зі збільшенням швидкості поздовжньої зміни щільності плазми ширина нормованої діаграми спрямованості і кут θ_m зменшуються.

Таким чином, розглянутий плазмовий циліндр з сильною поздовжньою неоднорідністю є основою для створення ефективної плазмової антени з гостроспрямованим приосьовим випромінюванням. У такій плазмовій антені енергія, що вводиться в антену, з високою ефективністю перетворюється у випромінювання під гострими кутами. Позитивною властивістю такої антени є також відсутність бічних пелюсток у її діаграмі спрямованості.

5. Висновки

Досліджено ефективність перетворення поверхневої аксіально-симетричної хвилі у випромінювання в циліндричному плазмовому стовпі, обмеженому діелектричним циліндром, з металевим стрижнем малого радіусу на осі. Плазма є поздовжньо неоднорідною. Аналіз виконано методом спектрального розкладання. Обчислення виконані для різних значень відносного радіуса металевого циліндра, діелектричної проникності плазми та діелектрика. Показано, що з ростом градієнта діелектричної проникності частка енергії поверхне-

вої хвилі, що перетвориться у випромінювання, зростає і досягає $15 \pm 30\%$. Нормовані діаграми спрямованості і коефіцієнти трансформації енергії поверхневої хвилі в енергію випромінювання слабко залежать від електричної довжини ділянки неоднорідності плазми. Нормовані діаграми спрямованості випромінювання мають одну пелюстку, розташовану під малим кутом до осі плазмового циліндра. Цей кут, а також ширина пелюстки зменшуються зі збільшенням швидкості зміни функції $\epsilon_p(\tilde{z})$ та дорівнюють декільком градусам.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Rayner J. P., Whichello A. P., and Cheetham A. D. Physical characteristics of plasma antennas. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2004. Vol. 32, Is. 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.* 2006. Т. 32, № 5. С. 423–435.
3. Шевченко В. В. *Плазменные переходы в открытых волноводах. Введение в теорию.* Москва: Наука, 1969. 192 с.
4. Kirichenko Yu. V. Study of a Longitudinally Nonuniform Plasma Layer. *J. Commun. Technol. Electron.* 2017. Vol. 62, Is. 2. P. 166–174. DOI: 10.1134/S106422691702005X
5. Kirichenko Yu. V. Cylindrical Plasma Antenna with Large Longitudinal Density Irregularity. *J. Commun. Technol. Electron.* 2018. Vol. 63, Is. 5. P. 438–445. 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.* Москва: Энергия, 1970. 449 с.

REFERENCES

1. RAYNER, J. P., WHICHELLO, A. P. and CHEETHAM, A. D., 2004. Physical characteristics of plasma antennas. *IEEE Trans. Plasma Sci.* vol. 32, is. 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. and TREFILOV, A. YU., 2006. Plasma asymmetric dipole antenna excited by a surface wave. *Plasma Phys. Rep.* vol. 32, is. 5, pp. 388–400. DOI: 10.1134/S1063780X06050047
3. SHEVCHENKO, V. V., 1969. *Continuous Transitions in Open Waveguides. Introduction to Theory.* Moscow, Russia: Nauka Publ. (in Russian).
4. KIRICHENKO, YU. V., 2017. Study of a Longitudinally Nonuniform Plasma Layer. *J. Commun. Technol.*

- Electron.* vol. 62, is. 2, pp. 166–174. DOI: 10.1134/S106422691702005X
- KIRICHENKO, YU. V., 2018. Cylindrical Plasma Antenna with Large Longitudinal Density Irregularity. *J. Commun. Technol. Electron.* vol. 63, is. 5, pp. 438–445. DOI: 10.1134/S1064226918050042
 - ARTEMENKO, A. N., KARLOV, V. D. and KIRICHENKO, YU. V., 2018. *Theoretical foundation of traveling wave plasma antennas. Monograph.* Kharkiv, Ukraine: DISA PLYUS Publ. (in Russian).
 - WALTER, C. H., 1965. *Traveling Wave Antennas.* New York: McGraw-Hill.

A. N. Artemenko¹, V. D. Karlov², Yu. V. Kirichenko³,
and O. V. Lukashuk²

¹United Operational Headquarters of the Armed Forces of Ukraine,
6, Povitroflotsky Ave., Kyiv, 03168, Ukraine

²Ivan Kozhedub National Air Force University of Kharkiv,
77/79, Sumska St., Kharkiv, 61023, Ukraine

³National Science Center “Kharkiv Institute of Physics and Technology”,
1, Akademichna St., Kharkiv, 61108, Ukraine

RADIATION OF A LONGITUDINALLY INHOMOGENEOUS PLASMA COLUMN WITH A DIELECTRIC SHELL

Purpose: Actually, the most vexed problem in developing and creation of new models of military technique is improvement of protection of objects in the radio electronic warfare. The perspective direction of creation of scarcely noticeable antennas is the use of low temperature plasma. Moreover, the plasma antennas can be quickly operated by tuning the working frequency and steering a beam. In plasma antennas, the role of a conductive element plays the gas discharge in a limited space. The efficiency of converting the energy of a surface wave propagating in a longitudinally inhomogeneous cylindrical plasma column into radiation has been studied. A plasma column is limited by a dielectric sheath. A narrow metal cylindrical rod is coaxially located inside the plasma column.

Design/methodology/approach: The analysis was made by the method of spectral expansion of the electromagnetic field of the considered wave-propagating system in a complete set of functions, including surface and spatial waves of the plasma column.

Findings: A system of integro-differential equations for finding the expansion coefficients has been derived. These coefficients determine the amplitudes of the reflected from and scattered on the plasma inhomogeneity waves, and the wave transmitted through the inhomogeneity, as well as the radiation pattern. The system of equations is valid for an arbitrary longitudinal change in the plasma density. The dependences of the transformation coefficients of the surface wave energy on the plasma density gradient are calculated for some values of the plasma cylinder electric radius and dielectric constant. Examples are given when the fraction of the surface wave energy being transformed into the radiation at sharp angles can make

25 to 30 %. The radiation patterns are pointed and have one well-defined lobe. The maximum radiation occurs at an angle of several degrees with respect to the surface wave propagation direction. The lobe width decreases, and its position shifts to 0° with an increase in the plasma density gradient. The influence of the properties of the dielectric and the metal rod radius on the radiation characteristics is investigated.

Conclusions: The here-considered wave-propagating system is an adequate-enough model of a plasma antenna. The energy being entered into such an antenna is converting with high efficiency into the radiation at small angles to the axis.

Key words: cylindrical plasma antenna, spectral decomposition method, radiation, surface waves, directional pattern, low-temperature plasma

A. N. Artemenko¹, V. D. Karlov², Yu. V. Kirichenko³,
E. V. Lukashuk²

¹Объединенный оперативный штаб
Вооруженных Сил Украины,
Повитрофлотский пр-т, 6, г. Киев, 03168, Украина

²Харьковский национальный университет
Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба,
ул. Сумская, 77/79, г. Харьков, 61023, Украина

³Национальный научный центр
“Харьковский физико-технический институт”,
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

ІЗЛУЧЕННЯ ПРОДОВІЛЬНО НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА С ДИЕЛЕКТРИЧЕСКОЮ ОБОЛОЧКОЮ

Предмет и цель работы: В настоящее время наиболее острой проблемой в развитии и создании новых образцов военной техники является усовершенствование защиты объектов в радиоэлектронной борьбе. Перспективное направление создания малозаметных антенн – использование низкотемпературной плазмы. Кроме того, плазменными антеннами можно быстро управлять, перестраивая рабочую частоту и диаграмму направленности. В плазменных антеннах роль токопроводящего элемента играет газовый разряд в ограниченном объеме. Целью работы является исследование эффективности преобразования энергии поверхностной волны, распространяющейся в продольно неоднородном цилиндрическом плазменном столбе, в излучение. Плазменный столб ограничен диэлектрической оболочкой. В середине столба коаксиально расположен узкий металлический цилиндрический стержень.

Методы и методология: Анализ выполнен методом спектрального разложения электромагнитного поля рассматриваемой волноведущей системы по полному набору функций, описывающих поверхностную и пространственные волны плазменной антенны.

Результаты: Получена система интегро-дифференциальных уравнений для нахождения коэффициентов этого разложения. Эти коэффициенты определяют амплитуды отраженной и рассеянной на неоднородности плазмы волн и волны, прошедшей через неоднородность, а также диаграммы направленности излучения. Система уравнений спра-

ведлива для произвольного продольного изменения плотности плазмы. Определены зависимости коэффициентов трансформации энергии поверхностной волны от градиента плотности плазмы для некоторых значений электрического радиуса плазменного столба, диэлектрической проницаемости диэлектрика и его толщины. Продемонстрировано, что часть энергии поверхностной волны, которая трансформируется в излучение под острыми углами, может составлять 25 ÷ 30 %. Диаграммы направленности являются остронаправленными и имеют один лепесток. Максимум излучения расположен под углом в несколько градусов к направлению распространения поверхностной волны. Ширина лепестка уменьшается, а его положение

сдвигается к 0° при увеличении градиента плотности плазмы. Исследовано влияние диэлектрика и радиуса металлического стержня на характеристики излучения.

Заключение: Волноведущая система, рассмотренная в работе, является достаточно адекватной моделью плазменной антенны. Энергия, вводимая в такую антенну, с высокой эффективностью преобразуется в излучение под малыми углами к оси.

Ключевые слова: цилиндрическая плазменная антенна, метод спектрального разложения, излучение, поверхностные волны, диаграмма направленности, низкотемпературная плазма

Стаття надійшла до редакції 12.02.2020