

*М.С. АЛФЬОРОВ, М.В. ВОЛОВЕНКО, І.О. МОЩЕНКО, канд. техн. наук,
О.М. НІКІТЕНКО, канд. техн. наук*

ПОРІВНЯННЯ ВИХІДНОГО СПЕКТРУ ДЛЯ ЧОТИРЬОХ МОДЕЛЕЙ ПРИЛАДІВ ЗІ СХРЕЩЕНИМИ ПОЛЯМИ

Вступ

У попередніх роботах [1 – 3] розглянуто дві моделі приладів зі схрещеними полями: магнетрона та магнетронного діода.

Прилади зі схрещеними полями є генераторами НВЧ сигналів великої потужності. Ці прилади асоціюються з високою ефективністю, малою вагою, достатньою пропускнуою здатністю та хорошою продуктивністю щодо різних параметрів [4].

Прилади зі схрещеними полями, такі як магнетронний діод, магнетрон, магнетронний підсилювач тощо, використовують у промисловості, науці, медицині, побуті [3, 5].

Магнетрон є одним з найдавніших та таких, що широко розповсюджені, мікрохвильових генераторів. У цих приладах електрони рухаються у схрещених статичних електричному та магнітному полях та взаємодіють з високочастотними електромагнітними полями.

Конструктивно сучасний магнетрон містить три частини:

- катодний вузол;
- анод з об'ємними резонаторами;
- вузлом виводу високочастотної енергії [1].

Рух електронів у таких приладах, як магнетрони, відбувається під дією схрещених статичних електричних і магнітних полів з взаємодією з радіочастотними електромагнітними полями [1].

Вважається, що домінуючим типом взаємодії в таких пристроях є взаємодія заряджених частинок (електронів) з високочастотними електромагнітними полями (діокотронний ефект). Така взаємодія призводить до нелінійної нестійкості класичного бріллуенівського потоку, що має місце у присутності високочастотних хвиль, які розповсюджуються в уповільнювальних системах, що містять такі прилади [6].

Роботи таких приладів аналізують за допомогою РС (частинка в комірці) кодів та теорії ведучих центрів [6], хоча останню майже не застосовують.

Після набуття робочого профілю щільності високочастотна хвиля зростає до досягнення насичення. Основна високочастотна хвиля буде конкуруватиме з будь-якими іншими високочастотними хвилями (шумом) у приладі і потім генеруватимуть усі можливі гармоніки та биття хвиль [6].

Тут розглянемо такі енергетичні показники, як індукований струм і його спектри, й порівняємо ці спектри для гладкого анода (магнетронний діод) і анода з резонаторами з порожниною (магнетрон).

Мета роботи – показати різницю між вихідними спектрами приладів з гладким анодом (магнетронний діод) і приладів з анодом, що містить порожнинні резонатори (магнетрон) та порівняти спектральні складові з основною частотою реального приладу.

Теоретичні засади

Розглянемо дві форми циліндричних систем зі схрещеними полями: найпростішу форму – магнетронний діод та магнетрон і дві форми площинних систем зі схрещеними полями такі ж самі як і циліндричні. Схематичне зображення циліндричних конструкцій наведено на рис. 1. Циліндричний магнетронний діод (рис. 1, а) складається з двох коаксіальних циліндрів. Внутрішній циліндр є катодом з відносним радіусом, який дорівнює 1. Зовнішній циліндр є анодом з відносним радіусом, який дорівнює s_a . Циліндричний магнетрон (рис. 1, б)

містить внутрішній циліндр, що є катодом з відносним радіусом, який дорівнює 1, та зовнішній електрод з порожнистими резонаторами.

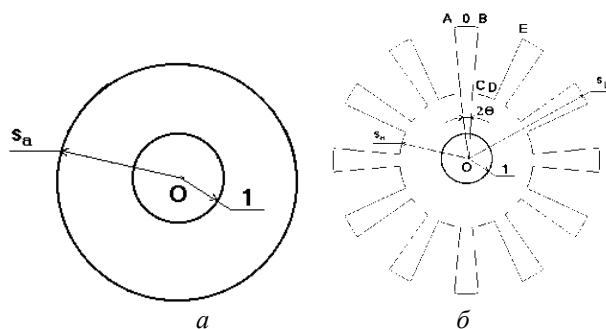


Рис. 1. Простір взаємодії: *a* – циліндричний магнетронний діод; *б* – циліндричний магнетрон

Площинні конструкції наведено на рис. 2. Площинний діод (рис. 2, *a*) складається з двох паралельних площин, відстань між якими дорівнює *d*. Магнетрон (рис. 2, *б*) містить одну площину, яка є катодом. На відстані *d* від неї розташований анод, який містить ламелі.

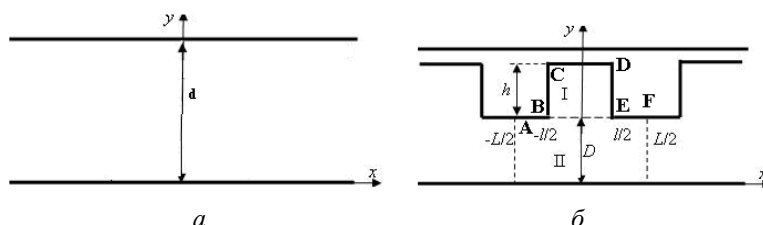


Рис. 2. Простір взаємодії: *a* – площинний магнетронний діод; *б* – площинний магнетрон

Індукований струм є струмом, наводиться на аноді хвилею просторового заряду і передає енергію від хвилі до аноду і визначається як $i = q\vec{v}\vec{E}$, де *q* – заряд частинки; \vec{v} – швидкість, з якою рухається ця частинка; \vec{E} – напруженість електричного поля.

Напруженість електричного поля визначають як градієнт розподілу електростатичного потенціалу, який у свою чергу є розв'язком рівняння Лапласа $\Delta U = 0$.

Швидкість зарядженої частинки визначають з розв'язків рівнянь руху.

У загальному випадку рівняння руху у полярних координатах (*s, φ*) є задачею Коші та описують такими рівняннями:

$$\begin{aligned} \frac{d^2s}{dt^2} &= -s \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \eta \left(E_s + Bs \frac{d\varphi}{dt} \right) \\ s \frac{d^2\varphi}{dt^2} + 2 \frac{ds}{dt} \frac{d\varphi}{dt} &= \eta \left(E_\varphi - B \frac{ds}{dt} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

де *s* – безрозмірний радіус r/r_c ; $\eta = 1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг – відносний заряд електрона; *B* – напруженість аксіального магнітного поля; E_s – напруженість електростатичного поля по радіальній координаті; E_φ – напруженість електростатичного поля по азимутальній координаті з початковими умовами

$$\begin{aligned} s(0) &= 1; \quad \left. \frac{ds}{dt} \right|_{t=0} = 0; \\ \varphi(0) &= 0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Напруженість електростатичного поля у циліндричному магнетронному діоді визначають як

$$E_s = \frac{\eta}{r_k^2 \omega_H^2} \frac{U_a}{s \ln s_a}, E_\varphi = 0.$$

Вищезгадана система (1) для циліндричного магнетронного діода перетворюється у

$$\begin{aligned} \frac{d^2 s}{dt^2} &= -\frac{s}{4} + \frac{b}{s} + \frac{1}{4s^3}; \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{s^2} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Тут $b = \frac{\eta U_a}{r_c^2 \omega_H^2} \ln s_a$.

Для циліндричного магнетрона напруженість електростатичного поля з [7, 8] визначаємо як

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{a_0 z}{s} \left(1 - 2N \ln \frac{s_v}{s_a} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \operatorname{cor} s^{Nn} \cos Nn\varphi \right); \\ E_\varphi &= 2a_0 z N \ln \frac{s_v}{s_a} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \operatorname{sir} s^{Nn} \sin Nn\varphi \end{aligned}$$

де N – кількість резонаторів; $a_0 = \frac{U_a}{\ln s_a + \frac{N\theta}{\pi} \ln \frac{s_v}{s_a}}$,

$$a_n = \frac{\sin Nn\theta}{(Nn\theta + \sin 2Nn\theta) (\operatorname{sir} s_v^{Nn} - \operatorname{sir} s_a^{Nn}) + \pi \operatorname{sir} s_a^{Nn}},$$

$$z = \frac{U_a}{\omega_H^2 r_k^2}; \operatorname{sir} x = \frac{x - x^{-1}}{2}; \operatorname{cor} x = \frac{x + x^{-1}}{2}.$$

Система (1) для циліндричного магнетрона перетворюється у

$$\begin{aligned} \frac{d^2 s}{dt^2} + \left(1 - \frac{d\varphi}{dt} \right) \frac{d\varphi}{dt} s &= \eta E_s; \\ \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{1}{s} \frac{ds}{dt} \left(2 \frac{d\varphi}{dt} - 1 \right) &= \eta E_\varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

У загальному випадку рівняння руху у декартових координатах (x, y) є задачею Коші та описують рівняннями

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= \eta \left(E_x + B \frac{dy}{dt} \right) \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= \eta \left(E_y - B \frac{dx}{dt} \right) \end{aligned}, \quad (5)$$

де E_s – напруженість електростатичного поля вздовж осі абсцис, E_φ – напруженість електростатичного поля вздовж осі ординат з початковими умовами

$$x(0) = 0; \left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = 0; y(0) = 0; \left. \frac{dy}{dt} \right|_{t=0} = 0. \quad (6)$$

Напруженість електростатичного поля у площинному магнетронному діоді визначають як

$$E_x = 0, E_y = \eta \frac{U_a}{D}.$$

Система (5) для площинного магнетронного діоду перетворюється у

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= \omega_H \frac{dy}{dt} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= \frac{\eta U_a}{d} - B \frac{dx}{dy} \end{aligned} \quad (7)$$

Ця система рівнянь має аналітичний розв'язок для початкових умов (6):

$$\begin{aligned} x &= \frac{\eta U_a}{\omega_H^2} (\omega_H t - \sin \omega_H t) \\ y &= \frac{\eta U_a}{\omega_H^2} (1 - \cos \omega_H t) \end{aligned}$$

Для площинного магнетрону напруженість електростатичного поля визначають з [7, 11] як

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{4\pi h}{L} A_0 \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \sin \frac{2\pi n x}{L} \operatorname{sh} \frac{ny}{D} \\ E_y &= A_0 \left(1 - \frac{4\pi h}{D} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \cos \frac{2\pi n x}{L} \operatorname{ch} \frac{ny}{D} \right) \end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{U_a}{D + \frac{lh}{L}} \\ A_n &= \frac{\sin \frac{\pi n l}{L}}{\left(\frac{\pi n l}{L} + \sin \frac{2\pi n l}{L} \right) \left(\operatorname{sh} \frac{n(h+D)}{D} - \operatorname{sh} n \right) + \pi \operatorname{sh} n} \end{aligned}$$

Тут використовують систему рівнянь (5) без будь-яких перетворень.

Результати

Рівняння руху (3) з початковими умовами (2) не мають аналітичного розв'язку, тому, використовуючи чисельне розв'язування методом Рунге – Кутти, отримуємо траєкторії руху електронів у циліндричному магнетронному діоді. Вигляд цих траєкторій наведено на рис. 3.

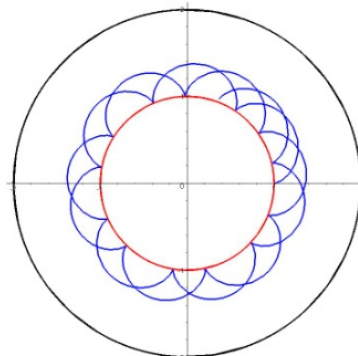


Рис. 3. Траєкторії руху електронів у циліндричному магнетронному діоді

Рівняння руху (4) з початковими умовами (2) не мають аналітичного розв'язку, тому, використовуючи чисельне розв'язування методом Рунге – Кутти, отримуємо траєкторії руху електронів в магнетроні. Вигляд цих траєкторій наведено на рис. 4.

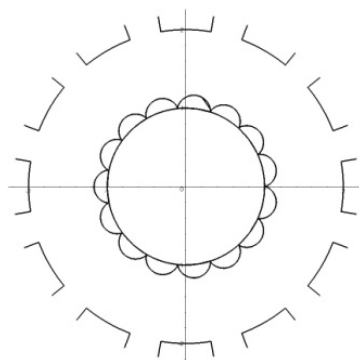


Рис. 4. Траєкторії руху електронів у циліндричному магнетроні

Такий вигляд траєкторій (рис. 3 та 4) не суперечить загальноприйнятим уявленням про траєкторії заряджених частинок у схрещених електричному та магнітному полях. Ці траєкторії схожі на циклоїди, але не є епіциклоїдами.

Як відомо і базуючись на розв'язку системи рівнянь (7), у площинному магнетронному діоді траєкторії електронів є циклоїдами.

Рівняння руху (5) з початковими умовами (6) не мають аналітичного розв'язку, тому, використовуючи чисельне розв'язування методом Рунге – Кутти, отримуємо траєкторії руху електронів у площинному магнетроні. Вигляд цих траєкторій наведено на рис. 5.

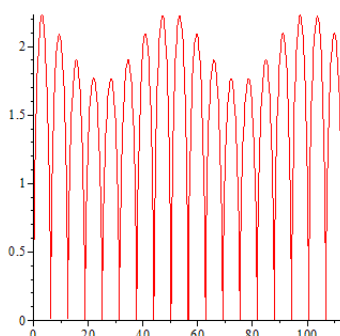


Рис. 5. Траєкторії руху електронів у площинному магнетроні

Така поведінка траєкторії визначається модуляцією електронного потоку просторово-періодичним розподілом електростатичного поля у площинному магнетроні.

Обговорення

За траєкторіями руху заряджених частинок практично неможливо визначити частоти коливальних процесів, що мають місце в системах зі схрещеними електричним і магнітним полями.

Для їх визначення доцільно використовувати якусь енергетичну характеристику, наприклад індукований струм.

Через те, що цей струм отримуємо чисельними методами, то для визначення спектральних характеристик індукційного струму доцільно скористатися методом швидкого перетворення Фур'є.

Застосовуючи метод швидкого перетворення Фур'є до індукованого струму в магнетронному діоді, ми отримали спектр, який наведено на рис. 6.

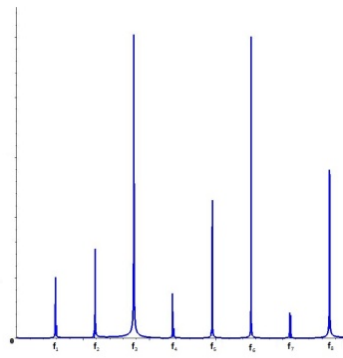


Рис. 6. Спектр індукованого струму у циліндричному магнетронному діоді

Застосовуючи метод швидкого перетворення Фур'є до індукованого струму у циліндричному магнетронному діоді, ми отримали спектр, який наведено на рис. 7.

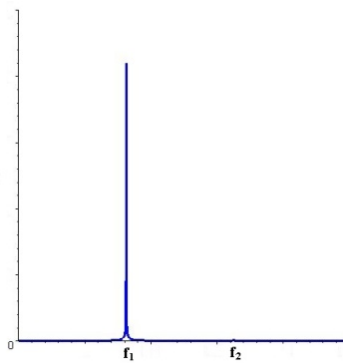


Рис. 7. Спектр індукованого струму у циліндричному магнетроні

Спектр, що наведено на рис. 6, має вісім компонентів. Третя гармоніка у цьому спектрі знаходиться поблизу основної частоти магнетрона для мікрохвильової пічки М-105, який є базою для проведення досліджень. У цьому випадку різниця між обчисленою частотою та реальною становить близько 10%.

Спектр, що наведено на рис. 7, містить дві компоненти. Перша гармоніка цього спектру розташована поблизу основної частоти магнетрона для мікрохвильової пічки. У цьому випадку різниця між обчисленою частотою та реальною не перевищує 3%. Таку маленьку розбіжність між обчисленою та реальною частотами можна пояснити наявністю просторово-періодичного розподілу електростатичного поля [9, 10].

Рух електронів у приладах зі схрещеного поля вздовж електродів призводить до виникнення індукційного струму, який визначають як $i = q\vec{v}\vec{E}$.

Проаналізувавши розбіжність електричного поля у площинному магнетронному діоді, ми отримали такий результат для індукованого струму

$$i = e \left(v_x 0 + v_y \frac{U_a}{d} \right) = e v_y \frac{U_a}{d}.$$

Тоді з рівнянь руху добудемо

$$v_y = \frac{\eta U_a}{d \omega_H} \sin \omega_H t.$$

Таким чином, індукований струм у площинному магнетронному діоді можна описати виразом

$$i = e \frac{\eta U_a^2}{d^2 \omega_H} \sin \omega_H t .$$

Отже, індукований струм у площинному магнетронному діоді має лише одну складову з частотою, яка дорівнює циклотронній. Ця частота майже вдвічі перевищує частоту генерації магнетрона для мікрохвильової пічки.

Спектр індукованого струму у площинному магнетроні має три компоненти: центральна з циклотронною частотою та дві бічні компоненти з частотою модулювання. Ці частоти мають велику різницю з частотою генерації магнетрона для мікрохвильової пічки.

Висновки

Описано чотири моделі приладів зі схрещеним полями, які найчастіше використовують у теоретичних дослідженнях таких приладів: циліндричний магнетрон, циліндричний магнетронний діод, площинний магнетронний діод і площинний магнетрон. Як базовий прилад для дослідження вибрано магнетрон, який використовують у мікрохвильовій пічці (М-105).

В результаті досліджень спектру індукованого струму у циліндричному магнетронному діоді виявлено, що він містить вісім компонент. Найближчою до основної частоти магнетрона для мікрохвильової пічки є третя гармоніка. У цьому випадку розбіжність між частотами, які порівнюють, становить близько 10 %. Отже, модель циліндричного магнетронного діода не дуже добре підходить для моделювання роботи приладів зі схрещеними полями.

Під час моделювання у циліндричному магнетроні виявлено дві складові у спектрі індукованого струму. Найближчою до основної частоти магнетрона для мікрохвильової пічки є перша гармоніка. У цьому випадку розбіжність між частотами, які порівнюють, не перевищує 3 %. Таку невелику розбіжність між обчисленою та реальною частотами можна пояснити наявністю просторово-періодичного розподілу електростатичного поля [9, 10]. Таким чином, модель циліндричного магнетрона добре підходить для моделювання роботи приладів зі схрещеними полями.

В площинному магнетронному діоді в спектрі індукованого струму виявлено лише одну компоненту, частота якою збігається з циклотронною частотою. Розбіжність між реальною частотою та частотою, що отримана в результаті моделювання, є надто великою. Таким чином, модель площинного магнетронного діода не дуже добре підходить для моделювання роботи приладів зі схрещеними полями.

Спектр індукованого струму у площинному магнетроні має три компоненти: центральна з циклотронною частотою та дві бічні компоненти з частотою модулювання. Ці частоти мають велику різницю з частотою генерації магнетрона для мікрохвильової пічки. Отже, модель площинного магнетронного діода не дуже добре підходить для моделювання роботи приладів зі схрещеними полями.

Список літератури:

1. Nikitenko O. Has a magnetron abnormal current // The Fourth International Conference on Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo'2019) Odesa. doi: 10.1109/UkrMiCo47782.2019.9165516.
2. I. Tahir, A. C. Dexter, R. G. Carter Frequency and phase modulation performance of an injection-locked CW magnetron // [IEEE Transactions on Electron Devices](#) 53(7), 2006, 1721 – 1729
3. The shearing modes approach to the theory of the diocotron instability of the cylindrical electron layer / V.V. Mykhaylenko, Hae June Lee, V.S. Mykhaylenko, N.A. Azarenkov // Питання атомної науки і техніки. — 2013. — № 4. — С. 25-29.
4. Wadhwa R.D. Crossed-field microwave devices // IETE Journal of Research. 1978. Vol 24, issue 10-11. P. 418-437.
5. Nikitenko O., Volovenko V. Changed particles motion in crossed-field system under dissipation // International Conference Modern Problems of radio Engineering, Telecommunications and Computer Science. Proceeding of the International Conference TCSET 2002. Lviv Polytechnic National University. February 18–23, 2002. Lviv-Slavske, Ukraine, 2002. P. 59–60.

6. Kaup D.J., El-Reedy J.O., Thomas G.E. Parametric interactions inside a magnetron // Journal Plasma Physics. 2000. Vol. 64, part 4. P. 489–506.
7. Nikitenko O.M. Distribution of electrostatic potential in crossedfield system with complex electrodes' configuration // Journal of Microwaves and Optoelectronics. 2000. Vol. 2, No. 2. P. 1–9.
8. P A Tsygankov, E A Orozco, V D Dugar-Zhabon, J E L´opez, and P A C´ardenas Simulation of the electron dynamics in a magnetron sputtering device with equipotential and non-equipotential cathode // Journal of Physics: Conference Series 1386 (2019) 012127 IOP Publishing doi:10.1088/1742-6596/1386/1/012127.
9. Kim J.I., Won J.H., Park G.S., Ha H.J., Shon J.C. Reduction of Noise in Strapped Magnetron by Electric Priming Using Anode Shape Modification // 2006 IEEE International Vacuum Electronic Conference April 25 – 27, 2006, Monterey, USA. P. 355–356.
10. Kim J.I., Won J.H., Park G.S., Ha H.J., Shon J.C. Reduction of Noise in Strapped Magnetron by Electric Priming Using Anode Shape Modification // Applied Physics Letters 88. 2006. P. 221501-1–221501-3.
11. Крохмаль Т. М., О.М. Нікітенко Особливості траєкторій руху заряджених частинок у схрещених електричному та магнітному полях // Зб. наук. пр. фіз.-мат. ф-ту ДДПУ. Слов'янськ : ДДПУ, 2021. № 11, С. 59–72. <https://doi.org/10.31865/2413-26672415-3079112021234838>

Надійшла до редколегії 17.10.2023

Відомості про авторів:

Алфьоров Микола Євгенович – Харківський національний університет радіоелектроніки, старший викладач кафедри радіотехнологій інформаційно-комунікаційних систем; Україна; e-mail: mykola.alforov@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1590-3902>

Воловенко Микола Володимирович – Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут», молодший науковий співробітник; Україна; e-mail: mykolauz@gmail.com; ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-7216-2058>

Мощенко Інна Олексіївна – Харківський національний університет радіоелектроніки, старший викладач кафедри інформаційно-вимірювальних технологій; Україна; e-mail: inna.moshchenko@nure.ua; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-2738-0037>

Нікітенко Олександр Миколайович – канд. техн. наук, Харківський національний університет радіоелектроніки, адміністратор баз даних наукової бібліотеки; Україна; e-mail: nikonxipe@gmail.com; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-1082-5247>