

КОЛИВАННЯ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ В СИСТЕМАХ ЗІ СХРЕЩЕНИМИ ПОЛЯМИ

Процеси в просторі взаємодії систем зі схрещеними полями (магнетронів, ламп зворотної хвилі, підсилювачів тощо) надто складні й до цього часу не мають вичерпного пояснення.

Однією з найцікавіших "аномалій" у поведінці таких систем є коливання, частота яких не пов'язана з параметрами резонаторної системи; ці коливання не вміщуються в межі класичної теорії, що не враховує хвильових властивостей просторового заряду. Вивчення цих коливань викликає певний інтерес, тому що дозволяє з'ясувати причини незадовільності сучасної теорії систем зі схрещеними полями [1, 2, 3].

Процеси, які мають місце в просторовому заряді, що розташовано в схрещених електричному та магнітному полях, привертає все більшу увагу дослідників. Це пов'язано в першу чергу з широким використанням приладів зі схрещеними полями у промисловості, науці, зокрема, НВЧ–електроніці та ядерній фізиці, медицині та побуті.

Методи аналізу розподілення просторового заряду, що існують, надто складні, й, як правило, непридатні для вивчення щільної електронної хмари в сучасних системах зі схрещеними полями [4].

В імпульсних генераторних системах зі схрещеними полями дециметрового діапазону встановлення регулярних автоколивань настає раніше, ніж електронна хмара таких систем встигне суттєво відхилитися від динамічного стану завдяки дифузійним процесам. В імпульсних магнетронних генераторах сантиметрового та міліметрового діапазонів до моменту досягнення порогової напруги стан просторового заряду значно відрізняється від динамічного.

Отже, розрахунки процесів встановлення коливань у генераторах довгохвильового діапазону можуть виконуватися динамічними методами. Розрахунки збудження систем зі схрещеними полями короткохвильового (сантиметрового та міліметрового) діапазону треба провадити, виходячи зі стану просторового заряду, що близький до стаціонарного [5].

В роботі [5] показано, що формування електронної хмари магнетрону після миттєвого вмикання анодної напруги супроводжується зміною спектру шумів. Змінюється як інтенсивність флуктуацій, так і розташування смуг найінтенсивніших флуктуацій в спектрі шумів.

Причиною, що викликає ці ефекти, вважають власні коливання просторового заряду. Модель просторового заряду, яка враховує всі можливі (й ті, що спостерігаються на практиці) автоколивання, до цього часу ще не побудовано, хоч існує низка спроб описати поведінку просторового заряду при наявності коливань.

Експериментально виявлено коливання об'ємного заряду в магнетроні, що генерує. Взаємодія їх з коливаннями основної моди дає бічні складові в НВЧ–спектрі й призводить до зламів на вольт–амперній характеристиці приладів.

НВЧ–спектр магнетрона, що генерує, мстить бічні коливання, які трактуються як коливання резонаторної системи.

Бічні складові в НВЧ–спектрі є не автоколиваннями на частоті $(f_0 - F)$ або $(f_0 + F)$, які можна було б трактувати як паразитні коливання резонаторної системи, а результатом модуляції НВЧ–коливань автоколиваннями просторового заряду, які й спостерігаються в анодному струмі приладу [6,7,8].

У системах зі схрещеними полями стале магнітне поле перешкоджає перетворенню потенційної енергії електронів у кінетичну, призводячи до її перетворення в енергію електромагнітних коливань. Електрони в магнетронних генераторах рухаються під дією сталого по-

ля, зовнішнього електричного, яке є нормальним до магнітного поля та електричного, котре створюється самими електронами [9].

Завдяки поперечному полю високочастотні складові швидкості створюють значні високочастотні сили так, що магнітний стиск об'ємного заряду й електростатичне розштовхування можуть знаходитись у рівновазі одне з одним, рівновазі, яка може стати нестійкою [10].

Можна припустити, що стан електронної хмари магнетрона у режимах, що вказано, відображається за допомогою моделі, яка складається з двох шарів: прикатодного – двопоточного регулярного шару та статичного синхронного шару в другій частині міжелектродного простору [11].

У [9] показано, що навіть у передгенераційному режимі електронна хмара як в однопоточному, так і в двопоточному режимі нестійка. Електронний потік, що знаходиться в схрещених полях, починаючи з визначених анодних напруг, стає нестійким. Результатом нестійкості електронної хмари в системах зі схрещеними полями є генерація коливань на частотах, які залежать від режиму живлення та геометрії простору взаємодії. Для виникнення коливань мусить існувати коло позитивного зворотного зв'язку входу генератора з його виходом. У системах зі схрещеними полями роль зворотного зв'язку відіграє замкненість електронного потоку.

Замкнення електронного потоку самого на себе автоматично здійснює зворотний зв'язок. Замкненість потоку визначає також й фазові умови підтримки коливань [12].

Встановлено [10,11,13], що в магнетронному діоді й у магнетроні в передгенераційному режимі існують стійкі коливання електронної хмари, причому їх частоти залежать від прикладених напруг й визначаються структурою самої хмари. В [8] показано, що ці коливання продовжують існувати і в режимі генерації базового коливання.

Коливання просторового заряду грають важливу роль в роботі приладів зі схрещеними полями. Відомі два основних типи коливань: радіально-симетричні (КРС) на частоті, що близька до циклотронної, й коливання типу біжучої хвилі (КБХ), частота яких змінюється зі зміною анодної напруги U_a та магнітного поля B [14].

Поряд з КРС та КБХ, які пов'язані з рухом електронів в напрямку, що перпендикулярний магнітному полю, в системах зі схрещеними полями можливі також коливання просторового заряду вздовж магнітного поля. В [15] було показано існування колективних коливань просторового заряду вздовж магнітного поля. Цей тип коливань можна назвати аксіальними коливаннями (КА).

Послідовне розв'язання задачі про коливання хмари просторового заряду повинно будуватись на сумісному розв'язанні системи рівнянь поля за визначеними граничними умовами на катоді й поверхні резонаторної системи.

Суттєвим при цьому є припущення про характер незбудженого розподілу густини й швидкості електронів.

Результатом такого розв'язання мусить бути залежність комплексної частоти коливань від параметрів електронного потоку, резонаторної системи та моди коливань.

Однак строге розв'язання задачі про коливання наштовхується на серйозні математичні ускладнення, є надто громіздким й можливе лише чисельними методами.

На нестійкість хмари просторового заряду мусить суттєво впливати розподілення E_θ в радіальному напрямку, тому що ця величина визначає розташування верхньої та нижньої меж примусової синхронізації.

Таким чином, дисперсія в електронному потоці може привести до зміщення ліній з малими номерами в бік більш довгих хвиль й обмеження спектру коливань з боку коротких хвиль.

Розглянемо більш детально вищезгадані типи коливань просторового заряду в магнетронах.

У межах такої моделі електронної хмари її власні коливання розглядалися теоретично в роботі [11], а експериментально до цього часу не досліджувалися й вперше розглядаються в цій роботі.

У відповідності до загальноприйнятої методики для обчислення змінного поля $\tilde{E}(r)$ на межі між шарами вважаємо, що радіальна компонента змінного поля на незбуреній межі між шарами дорівнює сумі радіальних компонент поля $\tilde{E}_{1r}(r)$ та $\tilde{E}_{2r}(r)$, що зумовлено відповідно електронами двопоточного шару на його дійсній межі, яка коливається, й коливаннями межі статичного синхронного шару [11].

Розглянемо поведінку магнетрона, простір взаємодії якого наведено на рис. 1. Рух електронів описується рівняннями

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \eta E_r - \eta B r \frac{d\theta}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) = \eta r E_\theta + \eta B r \frac{dr}{dt} \quad (2)$$

Тут r, θ – координати електрону, E_r, E_θ – радіальне та тангенціальне поля.

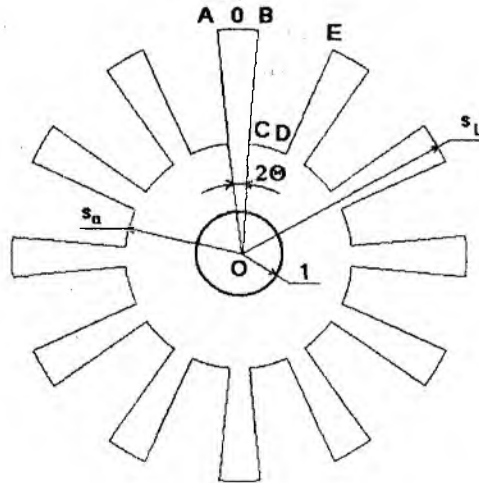


Рис. 1

Для магнетрона з гладким анодом на початковій стадії формування електронної хмари $E_\theta = 0$ (коливань немає). Інтегрування рівняння (2) дає вираз для кутової швидкості електронів у статичному режимі

$$\omega = \frac{\omega_H}{2} \left(1 - \frac{r_k^2}{r} \right).$$

Інтегруючи рівняння (1) і враховуючи, що напруженість електричного поля в статичному синхронному шарі пропорційна радіусу точки спостереження, а потенціал — квадрату радіуса [16], можна отримати наступний вираз для межі регулярної частини електронної хмари r :

$$h^{-2} = \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right)^{-2} \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2} \right) \left(1 + \frac{r_k^2}{r^2} - 2 \frac{r_k^2}{r_a^2} \right), \quad (3)$$

де $h = \frac{B}{B_{KP}}$,

r_k – радіус катода,

r_a – радіус анода,

$$B_{KP} = \sqrt{\frac{8m}{e}} \frac{\sqrt{U_a}}{r_a \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)},$$

тут U_a – потенціал анода,
 $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд електрона,
 $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг — маса електрона.

Всередині хмари розподіл тангенційних швидкостей електронів визначається

$$v_\theta = \frac{\omega_H r}{2} \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2}\right).$$

З цього виразу випливає, що електронний потік в системах зі схрещеними полями є суттєво неоднорідним за швидкістю.

Вираз (3) надає можливість визначити r як функцію U_a :

$$r = \frac{r_k}{\sqrt{\frac{r_k^2}{r_a^2} + \frac{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}{B} \sqrt{B^2 - \frac{8m}{e} \frac{U_a}{r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)}}}},$$

а, отже, f_n :

$$f_n = \frac{ne}{8\pi m} B \left[1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} + \frac{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}{B} \sqrt{B^2 - \frac{8m}{e} \frac{U_a}{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}} \right] \times \left[1 - \frac{1}{\kappa} \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} + \frac{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}{B} \sqrt{B^2 - \frac{8m}{e} \frac{U_a}{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}} \right) \right]. \quad (4)$$

Крім коливань електронної хмари в радіальному та азимутальному напрямках, як згадано вище, існують коливання й в аксіальному напрямку [14,17]. Аксіальні коливання впливають на роботу магнетронів через дію на рух електронів біля катода.

У роботі [15] було отримано наближений вираз для частоти коливань поодинокого згустку за параболічного розподілення потенціалу вздовж осі приладу

$$f = \frac{1}{\pi h} \sqrt{2U_0(r)} \frac{e}{m}. \quad (5)$$

Тут $U_0(r)$ – залежний від радіальної координати r потенціал в перпендикулярній B площині, що проведено посередині між торцевими екранами.

Використовуючи (5), можна показати, що за однопоточного стану розподілу потенціалу $U_0(r)$ в квазіплощинному випадку, частота $f(r_x)$ певної кількості згустків просторового заряду, котрі рухаються вздовж осі, визначається виразом

$$f(r_x) = \frac{n_\alpha \omega_H}{\pi h} (r_a - r_k) \left[1 - \sqrt{1 - \frac{U_a}{\frac{m}{2e} \omega_H^2 (r_a - r_k)^2}} \right],$$

де $n_\alpha = 1, 2, 3, \dots$ – номер моди аксіальних коливань, які визначаються кількістю згустків, що вміщуються на довжині h .

На базі теоретичних залежностей, які наведено вище, розраховано залежності частот коливань хмари просторового заряду в залежності від геометричних розмірів систем зі схрещеними полями, величини прикладених електричного та магнітного полів. Ці залежності для магнетрона трисантиметрового діапазону наведено на рис. 2. Коливання хмари просторового заряду займають діапазон частот від десятків мегагерц до десятків гігагерц. З рисунка видно, що частоти аксіальних коливань майже не залежать від прикладеного магнітного поля й дещо вище частот радіальних коливань хмари просторового заряду, які зменшуються зі зростанням напруженості магнітного поля.

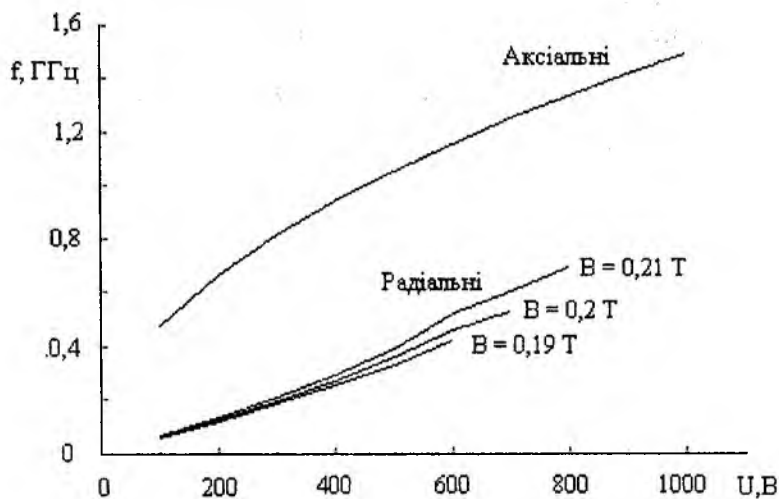


Рис. 2

При вивченні коливань просторового заряду систем зі схрещеними полями було здійснено експериментальні дослідження. Ці дослідження показали, що спектр флуктуацій струму, котрий тече по поверхні анода в азимутальному напрямку, має максимуми біля частот, що відповідають співвідношенню Гартрі, й що некогерентні коливання просторового заряду систем зі схрещеними полями є їх власними коливаннями типу хвилі, що обертається, котрі збуджуються флуктуаційними струмами.

Суть здійснених досліджень полягає у порівнянні розрахованих частот можливих коливань електронної хмари за формулою (4) з такими, що виміряно на установці, котру зібрано за схемою, яку наведено на рис. 3.

Як об'єкт вимірювань використовувався магнетронний діод з такими геометричними розмірами: $r_a = 1,45$ мм та $r_k = 0,865$ мм при фіксованому B та $U_a = 300 - 500$ В. Діапазон частот, що досліджувався — 2 ... 3 ГГц.

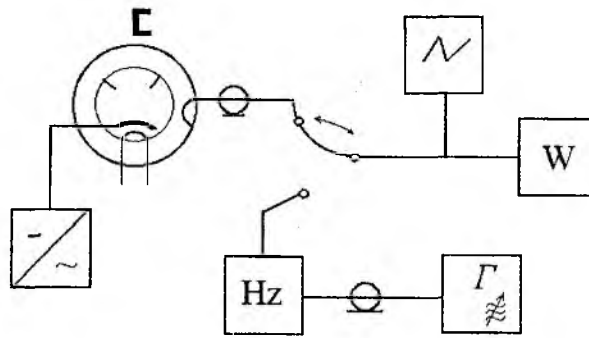


Рис. 3

Спектр частот приладу спостерігався на екрані аналізатора спектру С4-27. Антена зв'язку розташовувалася біля виводів катода й наведений сигнал через коаксіальний кабель подавався на вхід аналізатора спектру.

Результати вимірювань та їх порівняння з результатами обчислень за виразом (4) наведено на рис. 4, точками позначено експериментальні результати.

Експериментальні дослідження коливань хмари просторового заряду систем зі схрещеними полями показали, що спектр є дуже нерівномірним за частотою й складається з окремих максимумів, частоти яких знаходяться біля розрахованих ліній власних коливань хмари просторового заряду. Ці максимуми зсуваються за частотою в залежності від анодної напруги.

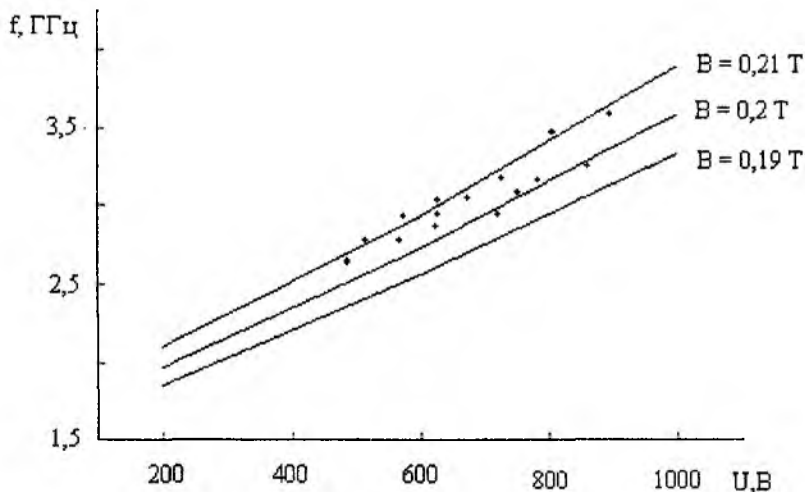


Рис. 4

В результаті виконаної роботи було виявлено:

1. Замкнений в кільце неоднорідний за швидкістю електронний потік, що утворюється в схрещених електричному та магнітному полях, починаючи з визначених анодних напруг, стає нестійким.
2. Для виникнення коливань суттєвою є замкненість електронної хмари або наявність зворотного зв'язку іншого вигляду.
3. Наслідком нестійкості статичного стану електронної хмари є генерація малопотужних коливань на частотах, які визначаються режимом живлення й геометрією простору взаємодії.
4. Коливання електронної хмари, які існують у системах зі схрещеними полями, виникають в широкому діапазоні частот: від кількох мегагерц до кільканадцяти гігагерц з амплітудою від десятків мікр вольт до сотень вольт. Ці коливання можуть створювати перешкоди в широкому діапазоні частот й призводити до появи комбінаційних складових, що обумовлено як модуляцією, так і комбінаційною взаємодією.

Список літератури 1. *Тычинский В.П.* Электронная проводимость облака пространственного заряда в магнетроне // Радиотехника и электроника. 1957. Т. 2, № 7. С. 912 - 924. 2. *Тычинский В.П., Деркач Ю.Т.* Колебания облака пространственного заряда в цилиндрическом магнетроне. Ч. I (теоретическая) // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1, № 2. С. 233 - 244. 3. *Тычинский В.П., Деркач Ю.Т.* Колебания облака пространственного заряда в цилиндрическом магнетроне. Ч. II (экспериментальная) // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1, № 3. С. 344 - 357. 4. *Соминский Г.Г.* Радиальное распределение торцового тока в магнетроне // ЖТФ. 1968. т. 38, N 4. С. 663 - 669. 5. *Бербасов В.А.* Время установления стационарного состояния в магнетронном диоде // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1969. № 8. С. 96 - 103. 6. *Горшков Л.М. и др.* Измерение времени формирования электронного облака в импульсных магнетронах в предгенерационный период / Л.М. Горшков, А.А. Гудков, М.И. Кузнецов // Радиотехника. 1978. Т. 21, № 2. С. 169 - 173. (Изв. высш. учеб. заведений) 7. *Бутусов М.М., Баженова Н.А.* Некоторые особенности работы мощного магнетронного диода вблизи критического режима // ЖТФ 1967. Т. 37, № 7. С. 1269 - 1276. 8. *Беспалов А.Н., Усыченко В.Г.* О влиянии колебаний пространственного заряда в магнетронном генераторе на его характеристики // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 1. С. 183 - 185. 9. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 10. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т. 1: Основные элементы приборов: Пер. с англ. Под общ. ред. М.М. Федорова. М.:Иниздат. 1973. 456 с. 11. *М.И.Кузнецов и др.* Собственные колебания электронного облака в цилиндрическом магнетроне / М.И.Кузнецов, И.Н.Железцова, С.В.Степанов // Радиотехника. 1972. Т. 15, № 5. С. 788 - 791. (Изв. высш. учеб. заведений) 12. *М.И.Шевчик, Г.Н.Шведов, А.В.Соболев* Волноводные и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. - Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. 1962. 335 с. 13. *В.А.Бербасов и др.* Исследование флуктуаций в магнетроне. I: Амплитудные флуктуации/ В.А.Бербасов, М.И.Кузнецов, В.Е.Нечаев // Радиофизика. 1960. Т. 3, № 1. С. 102-109. (Изв. высш. учеб. заведений) 14. *Бондарцов Г.И. и др.* Исследование аксиальных колебаний пространственного заряда в магнетронном диоде/ Г.И. Бондарцов, Г.Г. Соминский, С.А. Фридрихов // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 19. С. 895 - 899. 15. *Бондарцов Г.И., Соминский Г.Г.* Исследование аксиальных колебаний пространственного заряда в усилителе со скрещенными полями // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 8. С. 1654 - 1657. 16. *Бычков С.И.* Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. М.: Сов. радио. 1967. 216 с. 17. *Бондарцов Г.И. и др.* О связи характеристик аксиальных колебаний в магнетронном диоде с геометрическими размерами пространства взаимодействия // ЖТФ. 1976. Т. 46, N 12. С. 2428 - 2430. 18. *Hirsch E.H.* Space charge oscillations in the cylindrical magnetrons // International Journal of electronics. 1967. V. 23, № 6. Pp. 497 - 509.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшла до редколегії 30.11.2001