



ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЯ РАВЕНСТВА ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ ЗАРЯДОВ И ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ШУМЫ В МНОГОРЕЗОНАТОРНОМ МАГНЕТРОНЕ

В.Б. Байбурин, К.В. Каминский

Рассмотрены режимы многорезонаторного магнетрона, соответствующие условиям температурного ограничения эмиссии и ограничению эмиссии пространственным зарядом с пространственно неоднородным магнитным полем. Установлено, что подбором закона изменения магнитного поля в пространстве взаимодействия можно оказывать влияние на уровень шумов в магнетроне.

В работе [1] на основе анализа динамики движения зарядов в многорезонаторном магнетроне показано, что благодаря большей хаотичности траекторий в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом по сравнению с режимом температурного ограничения эмиссии в первом случае наблюдается существенно больший уровень шума (на 30–40 дБ). Представляет интерес оценить влияние условия синхронизма на хаотичность электронных траекторий и, соответственно, на уровень шумов в многорезонаторном магнетроне. В данном случае под синхронизмом понимается близость скорости центров орбит вращения электронов (дрейфовая скорость электронов) к фазовой скорости высокочастотной волны [2]. С этой целью рассмотрим модель цилиндрического магнетрона с меняющимся магнитным полем. Магнитное поле будем задавать так, чтобы удовлетворить указанному условию синхронизма.

Согласно [1], уравнения движения зарядов в многорезонаторном магнетроне в двумерном случае в полярной системе координат (r, φ) можно записать в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr}{dt} = v_r, \\ \frac{d\varphi}{dt} = v_\varphi, \\ \frac{dv_r}{dt} = rv_\varphi^2 + E_r - \Omega r v_\varphi, \\ \frac{dv_\varphi}{dt} = \frac{1}{r} \Omega v_r + \frac{1}{r^2} E_\varphi - 2\frac{1}{r} v_r v_\varphi, \end{array} \right. \quad (1)$$

где E_r и E_φ – компоненты электрического поля в радиальном и азимутальном направлениях, соответственно; Ω – циклотронная частота.

Для определенности рассмотрим восьмirezонаторный магнетрон, работающий в режиме π -вида колебаний. Тогда, для компонент поля можно записать следующие уравнения:

$$\begin{cases} E_r = E_{\pi} + E_3 + E_0 e^r \cos(\beta r) \sin(\omega t), \\ E_{\varphi} = -E_0 e^r \sin(\beta r) \sin(\omega t), \end{cases} \quad (2)$$

где β – постоянная распространения, ω – частота высокочастотного поля, E_0 – амплитуда высокочастотного поля, E_{π} и E_3 – постоянное электрическое поле в магнетроне и поле пространственного заряда, соответственно. Для E_{π} можно записать

$$E_{\pi}(r) = U_0/r, \quad (3)$$

где $U_0 = U_a/\ln(r_a/r_k)$, U_a – анодное напряжение.

Для поля пространственного заряда можно записать простые аналитические выражения в следующем виде:

$$E_3(r) = \begin{cases} -E_{\pi}(r_k) + 2E_{\pi}(r_k) \frac{(r - r_k)}{r_{\text{вт}} - r_k}, & \text{при } r_k \leq r < r_{\text{вт}}, \\ \frac{U_0}{r - (r_{\text{вт}} - r_k)}, & \text{при } r_{\text{вт}} \leq r \leq r_a, \end{cases} \quad (4)$$

где r_k – радиус катода, r_a – радиус анода, $r_{\text{вт}}$ – радиус верхней границы «втулки» пространственного заряда [1].

Скорость центров орбит вращения электронов, как известно, определяется отношением E/B , где E – напряженность электрического поля (в общем случае является функцией от r), B – индукция магнитного поля. В пренебрежении полем пространственного заряда (режим температурного ограничения эмиссии) напряженность электрического поля меняется по закону (3). В режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом электрическое поле можно представить как сумму (3) и (4).

Следовательно, чтобы приближенно выполнить условие синхронизма вдоль радиуса, необходимо ввести изменение магнитного поля (циклотронной частоты Ω) аналогично закону изменения электрического поля. Соответственно в режиме температурного ограничения эмиссии $\Omega(r)$ зададим в виде

$$\Omega(r) = \Omega_0/r, \quad (5)$$

где Ω_0 – некоторая постоянная величина. В режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом для $\Omega(r)$ можно записать

$$\Omega(r) = \begin{cases} \frac{\Omega_0}{r} - \frac{\Omega_0}{r_k} + 2\Omega_0 \frac{(r - r_k)}{r_k(r_{\text{вт}} - r_k)}, & \text{при } r_k \leq r < r_{\text{вт}}, \\ \frac{\Omega_0}{r} + \frac{\Omega_0}{r - (r_{\text{вт}} - r_k)}, & \text{при } r_{\text{вт}} \leq r \leq r_a. \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 1 и 2 представлены графики зависимости $E(r)$ и $\Omega(r)$ для случаев ограничения эмиссии пространственным зарядом и температурного ограничения эмиссии.

В расчетах значения безразмерных параметров в уравнениях (1)–(3) были заданы соответствующими стационарным номинальным режимам работы многорезонаторного магнетрона. При имитационном моделировании использовались 1000 крупных частиц. Уравнения движения решались методом Рунге–Кутты 4-го порядка точности с шагом интегрирования по времени 0.005 (это соответствует 1/500–1/1000 циклотронного периода) для каждой крупной частицы.

На рис. 3, 4 представлены типичные траектории зарядов с учетом выражений (5) и (6) для режимов температурного ограничения эмиссии и ограничения эмиссии пространственным зарядом, соответственно. Сплошная и пунктирная линии на этих рисунках соответствуют траекториям, выходящим из одной точки на катоде, но имеющим небольшие различия в начальных скоростях (в пределах значений начальных скоростей вылета электронов из катода, не превышающих, как известно, 0.03–0.05 от скоростей бомбардировки анода). Светло-серые линии (пунктирная и сплошная) на

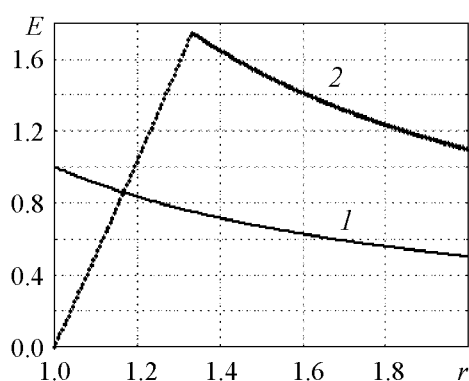


Рис. 1. Распределение электрического поля в пространстве взаимодействия по радиусу: 1 – для режима температурного ограничения эмиссии, 2 – для режима ограничения эмиссии пространственным зарядом

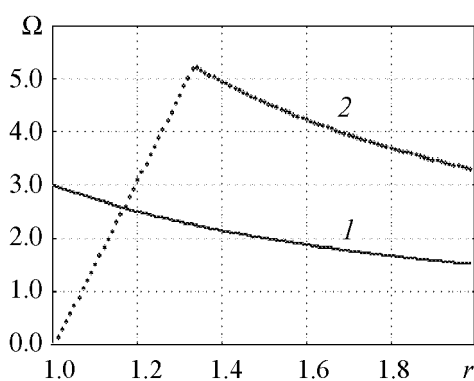


Рис. 2. Распределение циклотронной частоты в пространстве взаимодействия по радиусу: 1 – для режима температурного ограничения эмиссии, 2 – для режима ограничения эмиссии пространственным зарядом

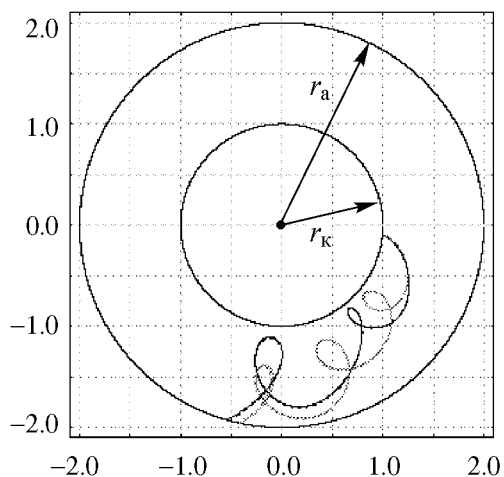


Рис. 3. Траектории зарядов в режиме температурного ограничения эмиссии

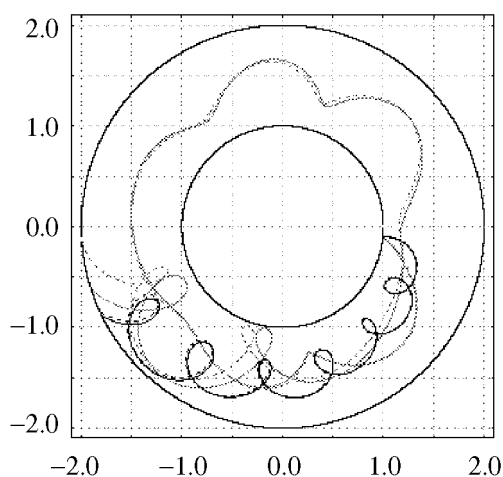


Рис. 4. Траектории зарядов в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом

обоих рисунках соответствуют случаю однородного (не меняющегося вдоль радиуса) постоянного магнитного поля [1]. Для каждого из режимов производился расчет старшего показателя Ляпунова.

Сравнивая траектории зарядов в режиме температурного ограничения эмиссии (рис. 3) для случаев постоянного магнитного поля [1] и меняющегося согласно (5), можно видеть, что длительность пребывания заряда в пространстве взаимодействия достаточно мала, расхожимость траекторий также мала.

Проведенные расчеты показали, что в указанном режиме значение старшего показателя Ляпунова составляет 0.014 для рассматриваемого закона изменения магнитного поля. Для постоянного магнитного поля в [1] показатель оказался равным 0.127 при тех же начальных условиях (соответствует траектории, показанной светло-серой линией на рис. 3).

Если сравнить траектории зарядов в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом (рис. 4) для случаев постоянного магнитного поля [1] и меняющегося согласно (6), то можно сделать вывод: длительность пребывания электрона в пространстве взаимодействия значительно возрастает по сравнению со случаем температурного ограничения эмиссии (см. рис. 3). Однако можно отметить, что для меняющегося, согласно (6), поля время пролета заряда в 2–3 раза меньше, чем для аналогичного режима при постоянном поле [1]. Значение старшего показателя Ляпунова составляет 0.277 для рассматриваемого случая меняющегося магнитного поля, для постоянного магнитного поля согласно [1] получено значение 0.232 при тех же начальных условиях (соответствует траектории, показанной светло-серой линией на рис. 4). Как можно видеть, магнитное поле, меняющееся согласно закону (6) и удовлетворяющее приближенно условию синхронизма, приводит к уменьшению времени пребывания электрона в пространстве взаимодействия.

Выводы

В работе [1] предложен метод для оценки уровня шума, основанный на расчете наведенных токов для каждой крупной частицы. Метод позволяет сравнить режимы и оценить разницу в уровне шумов. Проведенные по этой методике расчеты показали, что в режиме температурного ограничения эмиссии и изменения магнитного поля согласно (5) уровень шумов меняется незначительно (в пределах 1–2 дБ) по сравнению со случаем однородного магнитного поля. В случае изменения магнитного поля согласно выражению (6) в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом имеет место уменьшение уровня шумов до 20 дБ по сравнению с моделью с постоянным магнитным полем.

Уменьшение уровня шумов в режиме ограничения эмиссии пространственным зарядом объясняется тем, что, как видно из рис. 4, при близких значениях старших показателей Ляпунова в рассматриваемых случаях расхожимость траекторий в момент достижения анода сильно различается. В режиме температурного ограничения эмиссии (см. рис. 3) время пролета зарядов от катода к аноду достаточно мало (2–3 циклотронных периода), и степень хаотичности траекторий оказывается незначительной.

Таким образом, проведенный численный анализ показывает, что подбором вида изменения магнитного поля в пространстве взаимодействия можно оказывать влияние на изменение уровня шумов в магнетроне.

Библиографический список

1. Байбурин В.Б., Каминский К.В. Неустойчивость электронных траекторий и шумы в многорезонаторном магнетроне // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2007. Т. 15. № 6.
2. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т. 1. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 496 с.

Саратовский государственный
технический университет

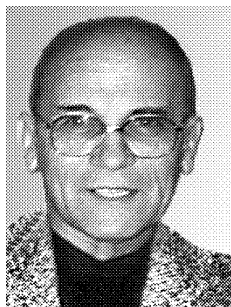
Поступила в редакцию
После доработки

13.02.2008
21.03.2008

SYNCHRONISM INFLUENCE ON NOISE LEVEL IN MULTISLOT MAGNETRON

V.B. Bayburin, K.V. Kaminsky

We examine regimes of magnetron corresponding to the temperature limitation conditions and spatial charge emission limitation under spatially inhomogeneous magnetic field. The magnetic field variation law selection proved to exert influence on noise level in devices of magnetron type with a central cathode.



Байбурин Вил Бариевич – родился в Оренбурге (1935). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1957). Защитил диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (СГУ, 1969) и доктора физико-математических наук в ИРЭ РАН (Москва, 1984) в области электроники СВЧ. Заведующий кафедрой Саратовского государственного технического университета, профессор, Заслуженный деятель науки РФ, действительный член РАЕН. Области научных интересов – компьютерное моделирование, электроника СВЧ, сканирующая зондовая микроскопия, применение СВЧ-энергии в технологических процессах. Автор более 300 научных публикаций, в том числе 6 монографий.



Каминский Константин Вячеславович – родился в Саратове (1983). Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (2006). Аспирант кафедры программного обеспечения вычислительной техники и автоматизированных систем СГТУ. Области научных интересов – компьютерное моделирование, электроника СВЧ.