

Управление контурным КПД не π -видных магнетронов внесением неоднородностей в колебательную систему

Е. В. Фурсова, С. В. Сосницкий, Д. М. Ваврив

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: vavriv@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2003 г.

Теоретически исследуется возможность изменения контурного КПД колебательной системы магнетронов на пространственной гармонике за счет внесения в нее малых искажений. Изменение холодных характеристик колебательной системы рассчитывается по ее эквивалентной цепи. Показано, что наиболее подходящими являются искажения, имеющие тот же период, что и рабочий вид колебаний. Внесение таких неоднородностей позволяет изменять контурные КПД компонент дублетного вида колебаний в значительных пределах.

Теоретично досліджується можливість змінювати контурний ККД коливальної системи магнетронів на просторовій гармоніці, вносячи в неї малі спотворення. Зміна холодних характеристик коливальної системи розраховується через її еквівалентне коло. Показано, що найбільш придатними є спотворення з таким самим періодом, що й робочий вид коливань. Внесення таких спотворень дозволяє значною мірою змінювати контурні ККД компонент дублетного виду коливань.

1. Введение

В настоящее время, благодаря своим преимуществам (длительный срок эксплуатации, компактность прибора, высокое качество генерируемых импульсов и т. д.), магнетроны, работающие в режиме пространственной гармоники, приобретают все большую привлекательность для практических применений, например, для создания различных радарных систем. Поэтому проблема повышения КПД и уменьшения длины волны генерации таких магнетронов остается одной из наиболее актуальных и исследуемых.

Как известно, основным отличием магнетронов данного типа от классических является то, что они работают на первой отрицательной гармонике не π -вида колебаний [1]. Использование вырожденных типов колебаний, которыми являются все

колебания не π -вида, сопряжено со сложностями. Из-за наличия в анодной системе реального магнетрона асимметрии (например, асимметричного вывода энергии или неточностей изготовления анодного блока) каждый вырожденный вид колебаний расщепляется на два невырожденных с очень близкими резонансными частотами. При этом одна из составляющих дублета сильно связана с нагрузкой, а другая – слабо. Близость собственных частот двух компонент дублета приводит к их одновременно возбуждению, а слабая связь одной из компонент с нагрузкой приводит к низкому значению общего контурного КПД [2].

Этим, видимо, объясняется тот факт, что в зарубежной литературе работа магнетрона в таком режиме в большинстве случаев воспринималась как помеха при работе на π -виде, и, естественно, вопрос о

практическом использовании генерации на пространственной гармонике практически не возникал.

Однако было показано [3-5], что использование не π -видных магнетронов на пространственной гармонике позволяет получить ряд технических преимуществ, существенно уменьшить длину волны генерации и повысить КПД прибора.

В настоящее время вопрос о согласовании обеих составляющих дублета с нагрузкой остается открытым, исследования по разработке способов повышения эффективности использования свойств резонаторной системы и улучшения выходных характеристик магнетрона продолжаются.

Так, например, в работе [4] был предложен способ повышения собственных потерь одной из составляющих дублета рабочего вида колебания путем введения неоднородности в анодный резонаторный блок.

В работе [3] для магнетрона, работающего на $\pi/2$ -виде и использующего разнорезонаторную колебательную систему в виде чередующихся между собой резонаторов двух групп, было предложено использовать два отдельных устройства для вывода энергии, связанные с разными группами резонаторов. Это позволило осуществлять отбор энергии с обеих составляющих дублета, что привело к значительному повышению КПД прибора. Однако такой способ сопряжен с рядом технологических трудностей и не всегда применим.

В настоящей работе для магнетрона, генерирующего на длине волны 8 мм, проведен теоретический анализ возможности увеличения связи с нагрузкой высокодобротной компоненты дублета путем внесения в симметричную колебательную систему магнетрона малых искажений.

2. Методика расчета характеристик неоднородной колебательной системы

Предлагаемый способ изменения коэффициента связи с нагрузкой основывается на внесении достаточно малых искажений в исходную равнорезонаторную (симмет-

ричную) колебательную систему магнетрона. На рис. 1 показаны основные геометрические параметры анодного блока колебательной системы. Предлагаемое искажение представляет собой изменение глубины каждого i -го резонатора анодного блока на некоторую величину δ_i (нумерация резонаторов анодного блока выбрана таким образом, что нагруженный резонатор имеет номер 0). Внесение искажения в геометрию колебательной системы приводит к изменению распределения полей собственных колебаний и, как следствие, к изменению степени связи собственных колебаний с нагрузкой.



Рис. 1. Геометрия резонаторной системы

Как известно из [6], резонансные свойства колебательной системы магнетрона можно моделировать с помощью эквивалентной цепи с сосредоточенными параметрами, в которой каждый резонатор представлен в виде параллельного $L-C$ колебательного контура, а пространство взаимодействия – емкостями C' (рис. 2). Основной проблемой использования эквивалентной цепи является правильный выбор ее параметров. Поскольку в настоящей работе изучались только относительно небольшие искажения геометрии колебательной системы, параметры для искаженной системы вычислялись умножением значений этих параметров для неискаженной гео-

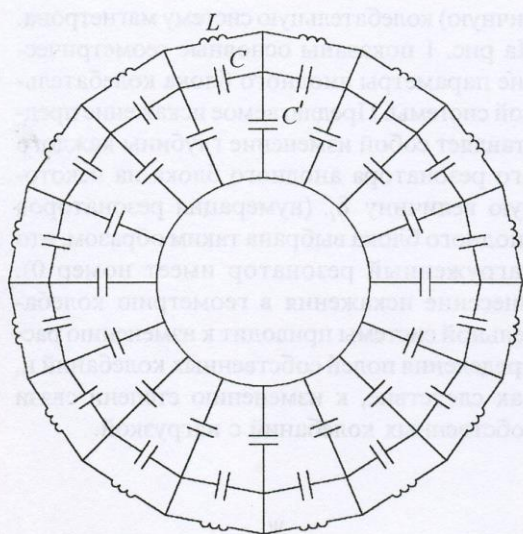


Рис. 2. Эквивалентная схема колебательной системы магнетрона

метрии (далее – опорных значений параметров) на коэффициент изменения запасенной в анодном резонаторе энергии магнитной либо электрической составляющей:

$$L(\delta) = L_0 \frac{W_0^H}{W_\delta^H}, \quad C(\delta) = C_0 \frac{W_\delta^E}{W_0^E}. \quad (1)$$

Здесь $L(\delta)$, $C(\delta)$ – индуктивность и емкость контура, представляющего анодный резонатор, глубина которого изменена на δ ; L_0 , C_0 – опорные значения индуктивности и емкости; W_0^H , W_0^E – средние значения энергии магнитного и электрического полей в неискаженном анодном резонаторе; W_δ^H , W_δ^E – средние значения энергии магнитного и электрического полей в анодном резонаторе, глубина которого изменена на δ . При этом энергии полей вычисляются по формулам:

$$W^E = \int_V |E|^2 dV \quad \text{и} \quad W^H = \int_V |H|^2 dV. \quad (2)$$

Здесь E и H – распределения электрического и магнитного полей в резонаторе, полученные из решения системы уравнений Максвелла с выбором граничных условий, характерных для резонаторов лопаточного типа, в виде:

$$E(r) = E_0 \frac{Z_1(kb, kr)}{Z_1(kb, ka)}, \quad (3)$$

$$H(r) = j \frac{E_0 Z_0(kb, kr)}{\xi Z_1(kb, ka)}, \quad (4)$$

где $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ – волновое число (ω – частота генерации, μ_0 и ϵ_0 – магнитная и электрическая постоянные соответственно);

$\xi = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$; a и b – параметры, описывающие геометрию анодного резонатора; r – радиальная координата внутри резонаторного сектора; $Z_0(kb, x)$ и $Z_1(kb, x)$ определены как

$$Z_0(kb, x) = N_1(kb)J_0(x) - N_0(x)J_1(kb), \quad (5)$$

$$Z_1(kb, x) = N_1(kb)J_1(x) - N_1(x)J_1(kb), \quad (6)$$

где N_0 , N_1 и J_0 , J_1 – функции Неймана и Бесселя нулевого и первого порядка соответственно.

Осуществив ряд несложных математических операций с учетом (2-6), получим эквивалентные параметры для несимметричной резонаторной системы в виде:

$$L(\delta) = L_0 \frac{Z_1^2(kb', ka)}{Z_1^2(kb, ka)} \times \frac{b^2 Z_0^2(kb, kb) - a^2 (Z_0^2(kb, ka) + Z_1^2(kb, ka))}{b'^2 Z_0^2(kb', kb') - a^2 (Z_0^2(kb', ka) + Z_1^2(kb', ka))}, \quad (7)$$

$$C(\delta) = C_0 \frac{Z_1^2(kb, ka)}{Z_1^2(kb', ka)} \left[b'^2 k^2 Z_1'^2(kb', kb') - \right. \\ \left. - a^2 k^2 (Z_1^2(kb', ka) + Z_1'^2(kb', ka)) + Z_1^2(kb', ka) \right] \times \\ \times \left[b^2 k^2 Z_1'^2(kb, kb) - \right. \\ \left. - a^2 k^2 (Z_1^2(kb, ka) + Z_1'^2(kb, ka)) + Z_1^2(kb, ka) \right]^{-1},$$

где $Z_1'(x) = Z_0(x) - \frac{Z_1(x)}{x}$, $b' = b + \delta$ – параметр, описывающий продольный размер резонаторов неоднородного анодного блока.

Поскольку вносимое искажение состоит исключительно в изменении глубин анодных резонаторов, величины емкостей сегмент–катод (C') остаются неизменными.

Для моделирования в рамках эквивалентной цепи вывода энергии и диссипации энергии на стенках колебательной системы эквивалентная цепь дополняется проводимостями G_i , которые включаются параллельно колебательным контурам, моделирующим анодные резонаторы (рис. 3). При этом проводимость G_i одного из резонаторов существенно превышает проводимости остальных, что моделирует вывод энергии. Значения проводимостей для нагруженного и ненагруженных резонаторов подбираются таким образом, чтобы добротности

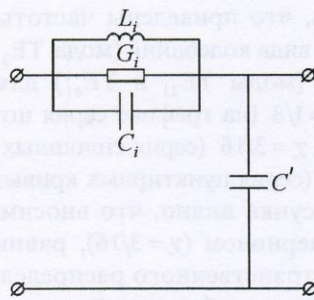


Рис. 3. Включение в эквивалентную цепь колебательной системы диссипативных элементов

эквивалентной цепи на компонентах дублета рабочего колебания были равны соответствующим значениям, известным из эксперимента для неискаженной колебательной системы.

Для определения собственных частот эквивалентной цепи необходимо решить систему уравнений Кирхгофа в виде:

$$-\omega^2 \mathbf{C} \mathbf{U} + j\omega \mathbf{G} \mathbf{U} + \mathbf{L}^{-1} \mathbf{U} = 0, \quad (8)$$

где \mathbf{U} – N -мерный вектор комплексных амплитуд узловых напряжений, N равно числу резонаторов анодного блока; j – мнимая единица; \mathbf{C} , \mathbf{G} , \mathbf{L}^{-1} – матрицы с размерами $N \times N$, описывающие емкости, проводимости и обратные индуктивности соответственно. Поскольку каждый из узлов эквивалентной цепи имеет непосредственную связь только с двумя соседними узлами, в матрицах \mathbf{C} , \mathbf{G} , \mathbf{L}^{-1} ненулевыми являются только три диагонали:

$$C_{i,i} = C' + C_i + C_{i-1}, \quad L_{i,i}^{-1} = \frac{1}{L_i} + \frac{1}{L_{i-1}},$$

$$G_{i,i} = G_i + G_{i-1};$$

$$C_{i,i+1} = -C_i, \quad L_{i,i+1}^{-1} = -\frac{1}{L_i}, \quad G_{i,i+1} = -G_i;$$

$$C_{i,i-1} = -C_{i-1}, \quad L_{i,i-1}^{-1} = -\frac{1}{L_{i-1}}, \quad G_{i,i-1} = -G_{i-1}.$$

Решение системы уравнений (8) существует только при выполнении условия

$$\det(-\omega^2 \mathbf{C} + j\omega \mathbf{G} + \mathbf{L}^{-1}) = 0, \quad (9)$$

в соответствии с которым вычисляются собственные частоты и добротности эквивалентной цепи. Подставляя полученные собственные частоты в систему (8), находим комплексные амплитуды напряжения в узлах эквивалентной цепи, с помощью которых вычисляются контурные КПД собственных колебаний.

3. Теоретический анализ свойств колебательной системы 8-мм магнетрона

Описанная выше методика была применена для теоретического анализа возможности повышения связи рабочих мод с нагрузкой в колебательной системе магнетрона 8-мм диапазона длин волн, имеющей следующие характеристики: число резонаторов – 16, радиус анода – 2.25 мм, радиус катода – 1.3 мм, осевая длина – 6 мм, ширина анодных резонаторов – 0.486 мм, глубина анодных резонаторов – 1.385 мм.

В качестве рабочего вида колебаний использовался $\pi/2-1$ вид, при этом рабочая частота была 36.4 ГГц, а значения нагруженной и ненагруженной добротностей, полученные экспериментальным путем, составляли 90 и 500 соответственно.

Поскольку рабочий вид колебаний не является π -видом, эти величины равны добротностям двух компонент дублета. Исходя из этого, были подобраны проводимости G_i в эквивалентной схеме колебательной системы. Остальные опорные параметры эквивалентной схемы выбирались так, чтобы частоты собственных колебаний эквивалентной цепи совпадали с измеренными собственными частотами магнетрона.

Использовались следующие опорные значения параметров эквивалентной цепи для колебательной системы данного магнетрона: $L = 1.39607 \cdot 10^{-10}$ Гн; $C = 1.06528 \cdot 10^{-13}$ Ф; $C' = 3.80304 \cdot 10^{-14}$ Ф; $G_0 = 2.46638 \cdot 10^{-3}$ Ом⁻¹; $G_i = 6.19359 \cdot 10^{-5}$ Ом⁻¹. Здесь G_0 – проводимость нагруженного резонатора.

3.1. О выборе периода вносимого искажения

Как уже упоминалось выше, малые искажения, вносимые в симметричную резонаторную систему магнетрона, представляют собой периодическое варьирование глубины каждого i -го резонатора анодного блока на некоторую величину δ_i , изменяющуюся по закону:

$$\delta_i = \delta_0 \sin(2\pi\chi i + \varphi), \quad (10)$$

где δ_0 – амплитуда возмущения, описывающая максимальное изменение глубины резонаторов; $\chi = n/N$ – некоторая константа, обуславливающая период вносимых в резонаторную систему искажений; n – любое целое число из интервала $0 \leq n \leq N/2$; $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ – фаза возмущения, определяющая ориентацию искажения длины резонатора относительно нагруженного резонатора.

При использовании такой модели неоднородности возникает вопрос о выборе периода вносимых искажений. Это обусловлено тем, что вводимая с неверно подобранными периодами неоднородность, может вызывать чрезмерное расщепление по частоте компонент дублета исследуемого типа колебаний или значительное снижение разделения по частоте между рабочим видом колебаний и соседними видами колебаний. А это, как известно, могло бы оказать негативное влияние на стабильность работы магнетрона.

Чтобы правильно определить период неоднородности, были проведены численные исследования, которые показали, что если искомый период вносимого искажения равен периоду пространственного распределения рабочего колебания, то такая неоднородность не приводит к чрезмерному росту разности частот компонент дублета рабочего вида колебаний.

На рис. 4 представлена зависимость собственных частот колебательной системы от амплитуды вносимого искажения. Следует отметить, что приведены частоты только рабочего вида колебаний (мода TE_{31}) и двух соседних (моды TE_{21} и TE_{41}) для случая, когда $\chi = 1/8$ (на графике серия штриховых кривых), $\chi = 3/16$ (серия сплошных кривых) и $\chi = 1/4$ (серия пунктирных кривых).

Из рисунка видно, что вносимое искажение с периодом ($\chi = 3/16$), равным периоду пространственного распределения рабочего вида колебания, действительно влияет на расщепление компонент рабочего колебания меньше, чем на расщепление других видов колебаний. Кроме того, важ-

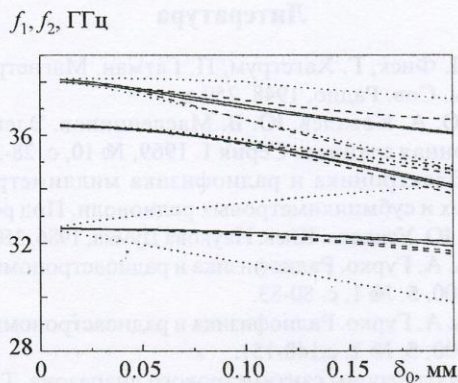


Рис. 4. Зависимость собственных частот колебательной системы от амплитуды вносимого искажения δ_0 : сплошные линии – компоненты рабочего вида колебаний (мода TE_{31}); штриховые кривые – мода TE_{21} ; пунктирные кривые – мода TE_{41}

но отметить, что не происходит существенного сближения частот рабочего колебания с частотами других колебаний, как это, например, имеет место в случае, когда рассматриваемые выше периоды не совпадают.

3.2. Основные результаты расчетов

Как известно, для того чтобы обе компоненты дублета рабочего вида колебаний возбуждались одновременно, необходимо, чтобы частоты этих компонент дублета были достаточно близки друг к другу. Если разность частот, нормированная на ширину полосы пропускания компоненты с меньшей добротностью, будет велика, возможна неустойчивость в работе магнетрона, связанная с перескоками с одной моды на другую.

На рис. 5 показана нормированная разница между частотами компонент рабочего колебания ζ для случая, когда период вводимой неоднородности равен периоду пространственного распределения рабочего вида колебания. Таким образом, по графику на рис. 5 можно определить пределы увеличения амплитуды искажения.

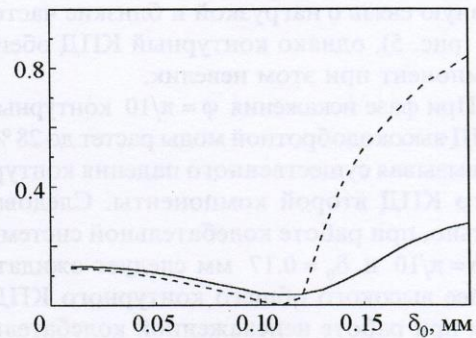


Рис. 5. Относительное разделение компонент дублета по частоте ζ в зависимости от амплитуды вносимого искажения δ_0 : сплошная кривая – $\varphi = 0$; штриховая кривая – $\varphi = \pi/10$

На рис. 6 представлена зависимость контурных КПД от амплитуды вносимого искажения. Эта зависимость в значительной мере определяется фазой искажения φ . При фазе $\varphi = 0$ увеличение амплитуды от нуля до 0.13 мм приводит к снижению контурного КПД одной компоненты и одновременному росту контурного КПД второй.

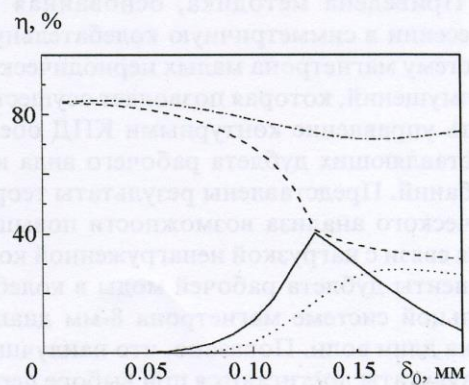


Рис. 6. Зависимость контурного КПД компонент рабочего колебания от амплитуды вносимого искажения δ_0 : сплошная кривая – $\eta_1, \varphi = 0$; штриховая кривая – $\eta_2, \varphi = 0$; пунктирная кривая – $\eta_1, \varphi = \pi/10$; штрих-пунктирная кривая – $\eta_2, \varphi = \pi/10$

При $\delta_0 = 0.13$ мм две компоненты имеют равную связь с нагрузкой и близкие частоты (рис. 5), однако контурный КПД обеих компонент при этом невелик.

При фазе искажения $\varphi = \pi/10$ контурный КПД высокочастотной моды растет до 28 %, не вызывая существенного падения контурного КПД второй компоненты. Следовательно, при работе колебательной системы с $\varphi = \pi/10$ и $\delta_0 = 0.17$ мм следует ожидать более высокого общего контурного КПД, чем при работе неискаженной колебательной системы.

Таким образом, приведенные результаты иллюстрируют возможность увеличения связи с нагрузкой ненагруженной компоненты дублета путем внесения в симметричную колебательную систему магнетрона малых периодических искажений. Однако, чтобы уточнить полученные результаты и говорить о возможности повышения эффективности работы резонаторной системы и улучшения выходных характеристик магнетрона, необходимо использовать самосогласованную модель работы магнетрона [7-9].

4. Выводы

Приведена методика, основанная на внесении в симметричную колебательную систему магнетрона малых периодических возмущений, которая позволяет осуществлять управление контурными КПД обеих составляющих дублета рабочего вида колебаний. Представлены результаты теоретического анализа возможности повышения связи с нагрузкой ненагруженной компоненты дублета рабочей моды в колебательной системе магнетрона 8-мм диапазона длин волн. Показано, что наилучшие результаты достигаются при выборе периода вносимого искажения равным периоду пространственного распределения рабочего вида колебания.

Литература

1. Д. Фиск, Г. Хагструм, П. Гатман. Магнетроны. Сов. Радио, 1948, 259 с.
2. Ю. А. Ковалев, Ю. В. Масленников. Электронная техника. Серия I. 1969, № 10, с. 28-33.
3. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Под ред. А. Ю. Усикова. Киев, Наукова Думка, 1986, 350 с.
4. А. А. Гурко. Радиофизика и радиоастрономия. 2000, 5, № 1, с. 80-83.
5. А. А. Гурко. Радиофизика и радиоастрономия. 2000, 5, № 2, с. 148-151.
6. Магнетроны сантиметрового диапазона. Т. 1. Перевод под редакцией С. А. Зусмановского. Москва, Сов. Радио, 1950, 420 с.
7. Д. М. Ваврив, С. В. Сосницкий. Радиофизика и радиоастрономия. 2001, 6, № 1, с. 131-141.
8. S. V. Sosnytskiy, D. M. Vavriv. IEEE Trans. Plasma Sci. 2002, 30, No. 3, pp. 984-992.
9. K. Schunemann, S. V. Sosnytskiy, and D. M. Vavriv. IEEE Trans. Electron Devices. 2001, 48, No. 5, pp. 993-998.

Circuit Efficiency Control of Non- π -Mode Magnetrons by Introducing Distortions into an Oscillating System

E. V. Fursova, S. V. Sosnytskiy,
D. M. Vavriv

A possibility to alter the oscillatory circuit efficiency of the spatial-harmonic magnetrons by introducing small distortions is theoretically investigated. The variations of cold cavity characteristics are calculated by using an equivalent network of the oscillatory circuit. The distortions with the same period as that of the operating mode have been shown to be the most convenient ones. Applying such distortions allows varying the circuit efficiencies of the doublet mode components in a wide range.