ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАБОЧЕГО ВИДА КОЛЕБАНИЙ НЕ-π-ВИДНОГО МАГНЕТРОНА

А.А. Гурко[1], К.И. Чистяков[2], И.В. Назаров[2]

[1] *ОАО «Плутон»;*

[2] *Московский государственный институт электроники и математики*

E-mail: lmis@miem.edu.ru

There are presented the way of losses calculation in annular-sector resonator with a changeable lamel thickness and principle of lamel thickness optimum foundation with one the losses are minimum with the yield (given) type of oscillation and frequency.

Для повышения КПД магнетрона и повышения его стабильности необходимо совершенствовать каждый его узел, и, в частности, уменьшить собственные потери в резонаторной системе. Диссипативные потери в стенках резонатора определяются по теореме скин-эффекта [1]:

$$P = 0{,}5\sqrt{\frac{\pi f \mu}{\chi}}\int_S \left|H_z\right|^2 dS, \tag{1}$$

где: H_z – значение осевой составляющей высокочастотного магнитного поля в полости резонатора; S – поверхность (площадь) внутренних стенок резонатора; f – частота колебаний в резонаторе; χ – проводимость внутренних стенок резонатора; μ – магнитная проницаемость стенок резонатора.

Аналитическое выражение, описывающее распределение электромагнитного поля в полости лопаточного резонатора (рис. 1), заимствовано из [2]:

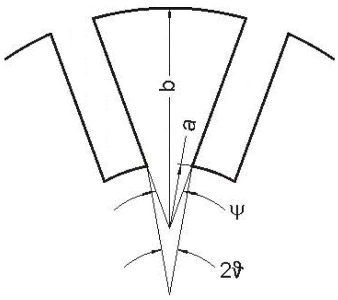

Рис. 1. *Обозначение геометрических параметров резонатора лопаточной формы*

$$H_z(r) = jE_\varphi(a)\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{J_0(kr) - \dfrac{J_0'(kr)N_0(kr)}{N_0'(kb)}}{J_1(ka) - \dfrac{J_1'(ka)N_1(ka)}{N_1'(kb)}}, \tag{2}$$

где a и b эффективные радиусы лопаточного резонатора с ламелью переменной толщины и определяются по формулам:

$$\Psi = \frac{2\pi}{N} + \Delta\Psi\,,\ \Delta\Psi = 2\arctan\left(\frac{\tau_a - \tau_b}{2(r_a - r_b)}\right),\ \theta = \frac{\pi}{N} - \arctan\left(\frac{\tau_a}{2\cdot R_a}\right);$$

$$a = r_a - \Delta r\,,\ b = r_b - \Delta r\,, \tag{3}$$

$$\Delta r = \frac{\tau_a}{2\sin\left(\frac{\pi}{N}\right)} + \frac{\sin\left(\frac{\Delta\Psi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{N}+\frac{\Delta\Psi}{2}\right)}\cdot\left(r_a - \frac{\tau_a}{2\tan\left(\frac{\pi}{N}\right)}\right).$$

$E_\varphi(a)$ – величина тангенциальной составляющей высокочастотного электрического поля на входе в резонатор со стороны пространства взаимодействия; (необходимо помнить, что для резонатора $r = a$, а для пространства взаимодействия $r = r_a$) [1]:

$$E_\varphi(r,\varphi) = \frac{N\cdot\theta}{\pi}E\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta}\cdot\frac{Z'_\gamma(k,r)}{Z'_\gamma(k,r_a)}\right)\cdot e^{i\gamma\varphi};$$

Подставляя $r = r_a$ и считая поле внутри резонатора постоянным по тангенциальной составляющей, получим:

$$E_{\varphi,i}(r_a) = \frac{N\theta}{\pi}E\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{Sin(\gamma\theta)}{\gamma\theta}\times Cos\frac{2\pi ni}{N}\,, \tag{4}$$

где: ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; k – волновое число; τ – толщина ламели; r_a – радиус анода; r_p – радиус резонатора; N – количество резонаторов; i – номер резонатора; $\gamma = |mN+n|$.

Уравнение (4) описывает распределение высокочастотного поля связанной с внешней нагрузкой составляющей дублета.

Пусть амплитуда напряженности высокочастотного электрического поля синхронной гармоники γ_c на границе пространства взаимодействия $E_c(r_a)$ постоянна и равна единице. Одинаковость $E_c(r_a)$ с известной степенью достоверности предопределяет равенство величин электронного КПД. Из уравнения (4) при условии $E_{\gamma c}(r_a) = 1$ находим E:

$\frac{N\theta}{\pi}E\frac{Sin\gamma_c\theta}{\gamma_c\theta} = 1$, отсюда для γ_c выразим Е:

$$E = \frac{\pi\gamma_c}{NSin(\gamma_c\theta)}\,, \tag{5}$$

Подставив (2) и (3) в (1) и учитывая, что $\frac{N\theta}{\pi}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{Sin\gamma\theta}{\gamma\theta} \equiv 1$, окончательно найдем выражение для определения собственных потерь i-го резонатора:

$$P_i = P_{i=0}\cdot Cos^2\frac{2\pi ni}{N}\,, \tag{6}$$

$$P_{i=0} = 0{,}5\left(\frac{\pi\gamma_c}{NSin(\gamma_c\theta)}\right)^2 \frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\sqrt{\frac{\pi f\mu}{\chi}}\int_S \left|\frac{J_0(kr) - \frac{J_0'(kr)N_0(kr)}{N_0'(kb)}}{J_1(ka) - \frac{J_1'(ka)N_1(ka)}{N_1'(kb)}}\right|^2 dS\,. \quad (7)$$

Суммарные потери в резонаторной системе:

$$P_c = P_{i=0}\sum_{i=0}^{N-1} Cos^2\frac{2\pi ni}{N}, \quad (8)$$

Множитель $\sum_{i=0}^{N-1} Cos^2\frac{2\pi ni}{N}$ путем математических преобразований приводится к виду:

$$\sum_{i=0}^{N-1} Cos^2\frac{2\pi ni}{N} = \sum_{i=0}^{N-1}\frac{1}{2}\left(1 + Cos\frac{4\pi ni}{N}\right) = \frac{N}{2} + \frac{1}{2}\sum_{i=0}^{N-1} e^{j\frac{4\pi ni}{N}}\,.$$

Второе слагаемое представляет собой сумму N членов геометрической прогрессии со знаменателем $e^{j\frac{4\pi n}{N}}$. Для видов колебаний $n \neq N/2$; 0:

$$\sum_{i=0}^{N-1} e^{j\frac{4\pi ni}{N}} = 0$$

и суммарные диссипативные потери резонаторной системы для этих видов колебаний будут определяться следующим образом:

$$P_c = \frac{N}{2}P_{i=0}\,. \quad (9)$$

Определение соотношения τ_a / w при котором собственные потери в резонаторе минимальны. Для решения данной задачи необходимо учитывать, что рабочая частота прибора не должна изменяться, но изменение отношения τ_a / w изменяет рабочую частоту. Поэтому при варьировании величины τ_a / w необходимо так же варьировать (находить) параметр r_b, при котором рабочая частота окажется неизмененной.

При известном τ_a / w имеем уравнение:

$$\frac{\tau_a}{w} = \frac{\tau_a}{\sqrt{\tau_a^2 + 4\cdot R_a^2}\cdot\sin\left(\frac{\pi}{N} - \arctan\left(\frac{\tau_a}{2\cdot R_a}\right)\right)} = const = x\,, \quad (9)$$

где const = $x = \tau_a / w$ – величина заданная. Упростим данное уравнение:

$$\frac{\tau_a}{\sqrt{\tau_a^2 + 4\cdot R_a^2}\cdot\left[\frac{\sin\left(\frac{\pi}{N}\right)}{\sqrt{1+\frac{\tau_a^2}{4\cdot R_a^2}}} - \frac{\tau_a\cdot\cos\left(\frac{\pi}{N}\right)}{2\cdot r_a\cdot\sqrt{1+\frac{\tau_a^2}{4\cdot R_a^2}}}\right]} = \frac{\tau_a}{2\cdot r_a\cdot\sin\left(\frac{\pi}{N}\right) - \tau_a\cdot\cos\left(\frac{\pi}{N}\right)} = x$$

отсюда выразим τ_a:

$$\tau_a = \frac{2 \cdot r_a \cdot \sin\left(\frac{\pi}{N}\right) \cdot x}{1 + x \cdot \cos\left(\frac{\pi}{N}\right)} \tag{10}$$

Теперь можно функционально определить и остальные геометрические параметры системы.

Параметр τ_b вычисляется либо из условия, что $\frac{\tau_a}{\tau_b} = \text{const}$, либо τ_b считается неизменным.

При каждом вычислении потерь как функции от τ_a / w численно решается дисперсионное уравнение относительно r_b [1].

$$\begin{aligned} &\frac{N}{2\pi \cdot r_a} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\sin(\gamma \cdot \theta)}{\gamma \cdot \theta} \right)^2 \cdot \frac{Z_\gamma(k \cdot r_a)}{Z'_\gamma(k \cdot r_a)} + \\ &+ \frac{1}{\Psi \cdot a} \cdot \frac{J_0(k \cdot a) \cdot N_1(k \cdot b) - J_1(k \cdot b) \cdot N_0(k \cdot a)}{J_1(k \cdot a) \cdot N_1(k \cdot b) - J_1(k \cdot b) \cdot N_1(k \cdot a)} = 0; \end{aligned} \tag{11}$$

где:

$$\begin{aligned} Z_\gamma(kp) &= J_\gamma(kp) - \frac{J'_\gamma(k \cdot r_c)}{N'_\gamma(k \cdot r_c)} \cdot N_\gamma(kp) \\ Z'_\gamma(kp) &= J'_\gamma(kp) - \frac{J'_\gamma(k \cdot r_c)}{N'_\gamma(k \cdot r_c)} \cdot N'_\gamma(kp) \end{aligned} . \tag{12}$$

Таким образом, мы находим геометрию резонаторной системы с различным отношением τ_a / w и r_a, но с тем же волновым числом k и теми же радиусами катода и анода и при той же рабочей частоте (и, соответственно, с тем же распределением поля в пространстве взаимодействия).

Задача оптимизации резонаторной системы сводится к нахождению минимума функции потерь от отношения τ_a / w.

Вынесем за знак интеграла (7) все постоянные величины:

$$P_{i=0} = 0{,}5\sqrt{\frac{\pi f \mu}{\chi}} \frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \frac{\left(\frac{\pi\gamma_c}{NSin(\gamma_c\theta)}\right)^2}{\left(J_1(ka) - \frac{J'_1(ka)N_1(ka)}{N'_1(kb)}\right)^2} \left[\int_S \left| J_0(kr) - \frac{J'_0(kr)N_0(kr)}{N'_0(kb)} \right|^2 dS \right], \tag{12}$$

возьмем данный интеграл по частям и обозначим постоянную часть перед ним через A:

$$\left.\begin{aligned} P_{i=0} &= A\left[2\int_a^b\left(J_0(kr)-\frac{J_0'(kr)N_0(kr)}{N_0'(kb)}\right)^2 dr+\left(J_0(kb)-\frac{J_0'(kb)N_0(kb)}{N_0'(kb)}\right)^2 b\Psi\right] \\ A &= 0{,}5h\sqrt{\frac{\pi f\mu}{\chi}}\,\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\,\frac{\left(\dfrac{\pi\gamma_c}{NSin(\gamma_c\theta)}\right)^2}{\left(J_1(ka)-\dfrac{J_1'(ka)N_1(ka)}{N_1'(kb)}\right)^2} \end{aligned}\right\}.(13)$$

Потери на боковых стенках резонатора описываются первым слагаемым, а потери на задней стенке, соответственно, вторым, что позволяет решать задачу оптимизации для случая, когда ламели и резонаторная обойма выполнены из разных материалов:

Поскольку при каждом новом расчете потерь геометрия резонаторной системы будет меняться, то необходимо пересчитывать эффективные параметры резонатора (3).

На графике (рис. 2) представлена зависимость потерь от τ_a / w, обладающая минимумом потерь при определенной геометрии резонаторной системы.

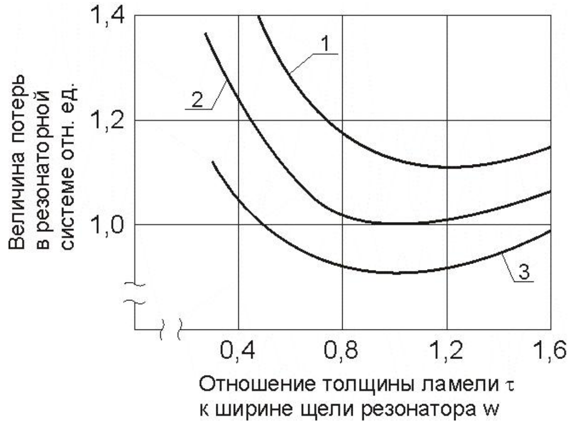

Рис. 2. Зависимость омических потерь резонаторной системы не π-видного магнетрона «Амфора» от параметра τ/w, (N = 24; r_a = 1,8 мм, λ = 8,8 мм): кривая 1 – n=5, γ=19; кривая 2 – n=6, γ=18; кривая 3 – n=7, γ=1

Помимо потерь необходимо учитывать, что уменьшение значения τ_a / w приводит, с одной стороны, к повышению воспроизводимости параметров магнетрона, а с другой – к перегреву ламелей. Увеличение отношения τ_a / w приводит к уменьшению воспроизводимости параметров прибора (незначительная погрешность при изготовлении ламели приводит к более резкому изменению собственной частоты резонатора), но при этом ламель лучше отводит тепло и не перегревается.

1. Г.Б. Коллинз. «Магнетроны сантиметрового диапазона», т. 1. Пер. под ред. С.А. Зусмановского. – М.: Советское радио, 1950 г.
2. М.Б. Цейтлин, Г.Б. Тайкова. «Исследование спектров видов колебаний в настраиваемых магнетронах со связками». Технический отчет № 13 (тема N 1014) ОКБ 382. – Саратов, 1954 г.