

Магнетрон на высших пространственных гармониках

А. А. Гурко

ОАО "Плутон",
107120, Россия, Москва, ул. Нижняя Сыромятническая, 11

Статья поступила в редакцию 24 ноября 1999 г., после переработки 27 января 2000 г.

Анализируется идея использования в магнетроне режима взаимодействия электронного потока с высшими пространственными гармониками высокочастотного поля. Предложена расчетная методика оптимизации параметров резонаторной системы. Показано, что при оптимальных ее параметрах магнетрон на высших пространственных гармониках может конкурировать с магнетроном на низшей пространственной гармонике не π -вида.

Аналізується ідея використання в магнетроні режиму взаємодії електронного потоку з вищими просторовими гармоніками високочастотного поля. Запропоновано розрахункову методику оптимізації параметрів резонаторної системи. Показано, що при її оптимальних параметрах магнетрон на вищих просторових гармоніках може конкурувати з магнетроном на нижчих просторових гармоніках не π -виду.

Разработка магнетрона в коротковолновой части миллиметрового диапазона встречается с большими трудностями, о чем свидетельствует ничтожное количество новых типов магнетронов и публикаций по проблеме. Известны исследования режима пространственной гармоники дублетного вида колебаний [1].

Заслуживает внимания работа [2], авторы которой предлагают устранить возникающие при уменьшении длины волны трудности путем использования взаимодействия электронов с высокочастотными полями высших пространственных гармоник (в частности $m=+1, -2$) π -вида резонаторной системы. Результаты апробирования идеи не позволяют говорить о ее перспективности. Авторы [2] видят одну из причин неэффективного взаимодействия пространственного заряда с высокочастотным полем в локализации поля гармоник у поверхности анода. Но такая же проблема существовала и для не π -видного магнетрона и была решена довольно успешно [1].

Изложенная в [2] идеология конструирования замедляющей системы на высших пространственных гармониках содержит два недостатка, повлиявших радикальным образом на конечные результаты эксперимента. Один из них – использование азимутально-неоднородного пространства взаимодействия, что, как и в случае с неоднородной резонаторной системой, приводит к уменьшению доли синхронной гармоники в суммарном поле. Другой – неверная расчетная оценка оптимальной ширины щели резонатора на границе с пространством взаимодействия. Допущенные ошибки привели к тому, что режим взаимо-

действия электронного потока с высшими пространственными гармониками π -вида до сих пор считается неэффективным. Суть расчетной ошибки в следующем. Для описания зависимости напряженности тангенциальной составляющей высокочастотного поля E_{φ} на входе в резонатор от угла ϑ (определяемого отношением толщины ламели к ширине щели) используется уравнение

$$E_{\varphi i}(r_a) = EN\vartheta/\pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sin(\gamma\vartheta)/\gamma\vartheta \cdot \cos 2\pi\gamma i/N, \quad (1)$$

где r_a – радиус анода, $\gamma = mN+n$ (номер пространственной гармоники), N – количество резонаторов, n – номер вида колебаний, m – любое целое число от $-\infty$ до ∞ , i – номер резонатора. Остальные обозначения приведены на рис. 1, а.

Максимум тангенциальной составляющей синхронной гармоники $E_{\gamma c}$ как функции ϑ согласно (1) совпадает с максимумом коэффициента $\sin(\gamma\vartheta)/\gamma\vartheta$. При этом не учитывается, что изменение ϑ вызывает изменение амплитуды и других гармонических составляющих высокочастотного поля, влияющих через уровень собственных потерь на амплитуду синхронной гармоники в установившемся режиме. Пренебрежение собственными потерями резонаторной системы оказывается типичной ошибкой многих исследователей. Так, в [3] максимум $E_{\gamma}(\vartheta)$ находится из условия равенства единице запа-

сенной энергии. Но при этом не учитывается зависимость величины запасаемой энергии от количества подводимой и от уровня потерь. Зависимость $E_\gamma(\vartheta)$ с учетом потерь находится следующим образом.

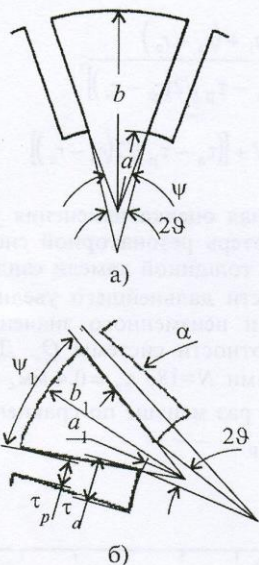


Рис. 1. Геометрия резонаторной системы

В установившемся режиме энергия P_3 , передаваемая электронами высокочастотному полю, равна сумме энергии, теряемой в колебательной системе P_c , и внешней нагрузке P_n :

$$P_3 = P_c + P_n.$$

Введем значение контурного к. п. д. η_k

$$P_3 = P_c / (1 - \eta_k) \quad (2)$$

Электронны могут передать высокочастотному полю энергию

$$P_3 = I_a (U_a - U_c) \eta_3, \quad (3)$$

где I_a – ток анода, η_3 – электронный к. п. д., U_a – напряжение анода, U_c – потенциал синхронизации.

Будем считать, что величина электронного к. п. д. пропорциональна величине напряженности высокочастотного поля синхронной гармоники

$$\eta_3 = A E_\gamma$$

При расчете P_c ограничимся учетом только потерь диссипации.

Потери в стенке резонатора определяются по теореме скин-эффекта [4]:

$$P = 0.5(\pi f \mu / \chi)^{1/2} \int_S |H|^2 dS,$$

где f – частота генерации, H – значение магнитного поля в резонаторе, S – поверхность стенок резонатора, χ – проводимость стенок резонатора, μ – магнитная проницаемость стенок резонатора.

Считая электромагнитное поле в резонаторах не зависящим от азимутального угла и постоянным вдоль оси анода, и ограничиваясь только диссипативными потерями, получаем следующее выражение для потерь в лопаточном резонаторе с номером i :

$$P_i = (\pi f \mu / \chi)^{1/2} E^2 \varphi_i(r_a) \times \\ \times \left\{ 4h [J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka)]^2 (Nb)^{-1} k^{-2} + \right. \\ \left. + \pi h [J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka)]^2 \int Z_0^2(kr) dr \right\}. \quad (4)$$

где $Z_0(kr) = J_0(kr)N_1(kb) - J_1(kb)N_0(kr)$, k – волновое число; h – аксиальная протяженность резонаторной системы; J_0 , J_1 , N_0 , N_1 – цилиндрические функции 1-го и 2-го рода.

Для не π -вида суммарные потери

$$P_c = NP_{i=0} / 2. \quad (5)$$

Из совместного решения уравнений (1)-(5) находим:

$$E_\gamma(r_a) = 2AI_a (U_a - U_c) \gamma (1 - \eta_k)_n \times \\ \times N [\sin(\gamma_c \vartheta) / \gamma_c]^2 / \pi^2 \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sin(\gamma \vartheta) / \gamma \right]^2 \Theta_n(2\vartheta, \psi), \quad (6)$$

где

$$\Theta_n(2\vartheta, \psi) = (\pi f \mu / \chi)^{1/2} h \times \\ \times \left[4 + \pi N k^2 b \int_a^b Z_0^2(kr) dr \right] / \left\{ [J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka)]^2 N b k^2 \right\}.$$

Максимум E_γ имеет место при максимуме функции $(\sin \gamma \vartheta)^2 / \Theta_n(2\vartheta, \psi) \gamma^2$. Расчет показы-

вает, что значение аргумента ϑ , соответствующее максимуму уравнения (6), не совпадает с аналогичным значением для (1).

В [2] отсутствует прямое указание о величине отношения толщины ламели τ к ширине щели w в макетах. По косвенным показателям можно заключить, что в макете с “симметричным четырехсегментным анодом” выбрано $\tau/w=2$, для которого амплитуда рабочей гармоники не превышает половины возможного значения. Мотивируется этот выбор стремлением уменьшить действие конкурирующих гармоник. Такое решение представляется ошибочным, поскольку опасение конкуренции видов с $\gamma=5$ и $\gamma=7$ выглядит необоснованным. При значении τ/w , соответствующем $E_{\gamma=6} = \max$, амплитуда рабочей гармоники примерно в два раза больше амплитуд ближайших конкурентов ($\gamma=7$ и $\gamma=5$).

Применение однородного пространства взаимодействия наряду с устранением расчетной ошибки в выборе оптимальной величины τ/w позволяет надеяться на увеличение к. п. д., величина которого определяет прежде всего практическую целесообразность реализации режима взаимодействия с высшими пространственными гармониками. Оценку проведем путем сравнения собственных потерь для резонаторных систем не π -видного магнетрона и его аналога на высших пространственных гармониках при одинаковых $E_{\gamma c}$, что в известной степени обеспечивает равенство электронных к. п. д. Очевидно, что больший к. п. д. может быть достигнут в случае колебательной системы с меньшими собственными потерями.

Из условия $E_{\gamma c} = 1$ находим:

$$E = \pi(N - n) / N \sin[(N - n)\vartheta] -$$

для не π -видного магнетрона;

$$E = 3\pi / 4 \sin(3N\vartheta / 2) -$$

для его аналога на высших пространственных гармониках.

Расчет показывает (рис. 2), что собственные потери не π -видного магнетрона в ~ 1.6 раз больше, чем у его аналога на высших пространственных гармониках, что позволяет увеличить контурный к. п. д. последнего в ~ 1.4 раза. Но возможность увеличения к. п. д. этим не исчерпывается. Значительные поперечные размеры ламели позволяют сделать угол $\psi > 2\pi / N$, например, за счет линейного уменьшения толщины ламели от размера τ_a на радиусе r_a до $\tau_p = \tau_a - \Delta\tau$ на границе r_a (рис. 1, б). Опуская промежуточные преобразования уравнений, связывающих геометриче-

ские размеры резонаторной системы с входящими в формулу расчета потерь коэффициентами, приведем их окончательный вид:

$$a_1 = \frac{(r_a \sin \pi / N - \tau_a / 2)}{\sin[\pi / N + (\tau_a - \tau_p) / 2(r_p - r_a)]}, \quad (7)$$

$$b_1 = \frac{a_1 + (r_p - r_a)}{\cos[(\tau_a - \tau_p) / 2(r_p - r_a)]}, \quad (8)$$

$$\psi_1 = 2\pi / N + [(\tau_a - \tau_p) / 2(r_p - r_a)] \quad (9)$$

Расчетная оценка изменения уровня собственных потерь резонаторной системы с изменяющейся толщиной ламели свидетельствует о возможности дальнейшего увеличения η_k при сохранении неизменного значения нагруженной добротности системы Q_{μ} . Для системы с параметрами $N=18$, $\tau_a = 0.4$ мм, $\tau_p = 0.2$ мм потери в 1.6 раз меньше по сравнению с вариантом $\tau_a = \tau_p$.

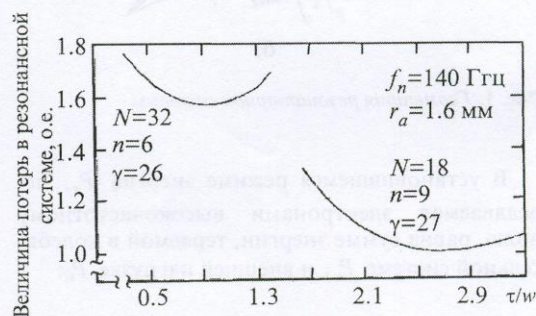


Рис. 2. Зависимость омиических потерь резонаторной системы магнетрона от параметра τ/w

В магнетроне на высших пространственных гармониках π -вида ситуация оказывается более предпочтительной по сравнению с не π -видным магнетроном еще по одному показателю. Как и в классическом π -видном магнетроне, имеет место изначальное превосходство рабочей гармоники над конкурирующими. Верхняя граница области существования рабочего вида колебаний определяется его конкуренцией с видом колебаний $N/2 - 1$, для которого из условия $E_{\gamma c} = 1$ вытекает

$$E = \pi(3N / 2 - 1) / N \sin[(3N / 2 - 1)\vartheta].$$

Расчет показывает, что уровень потерь для высоковольтного конкурента в 1.9 раз выше, чем для рабочего вида колебаний (в не π -

видном варианте потери для высоковольтного конкурента меньше потерь на рабочем виде в 1.1 раза). Это уменьшает конкурентоспособность вида $N/2-1$ и открывает возможность достижения для рабочего вида больших значений U_a/U_c .

Экспериментальная проверка проводилась в 2 мм диапазоне длин волн. За исходный образец был принят не π -видный магнетрон МИ-453:

Напряжение анода	14÷15 кВ
Ток анода	15 А
Выходная мощность	≤4 кВт
Реальный к. п. д.	2.3 %

Аналог на высших пространственных гармониках π -вида при сохранении режима питания по цепи анода имел к. п. д. не менее 5.5%. Увеличение к. п. д. достигнуто полностью за счет повышения контурного к. п. д. Магнетрон устойчиво работал на нагрузку с коэффициентом стоячей волны напряжения $K_{свн} \approx 1.7$. Последнее обстоятельство делает возможной реализацию перестройки частоты, в том числе и "быстрой", в магнетроне коротковолнового участка миллиметрового диапазона длин волн методом ее затягивания через вспомогательный вывод энергии.

Очевидно и еще одно преимущество магнетрона на высших пространственных гармониках – возможность работы на "длинном" импульсе без защиты ламелей тугоплавким металлом.

Литература

1. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн. Киев, Наукова думка, 1986, 366 с.
2. Р. Д. Робертшоу, У. Э. Уилшоу. В сб. Электронные СВЧ приборы со скрещенными полями. Т. 2. Москва, Иностранная литература, 1961, 471 с.
3. В. В. Минич. Разработка методов расчета и конструирования магнетронных генераторов, работающих на нулевом виде колебаний. Технический отчет по НИР. Новосибирский электротехнический институт, 1967.
4. Магнетроны сантиметрового диапазона. Т. 1. Перевод под редакцией С. А. Зусмановского. Москва, Советское радио, 1950, 420 с.

Higher Space-Harmonics Magnetron

A. A. Gurko

The idea of using in a magnetron the interaction of an electronic stream with higher space harmonics of a high-frequency field is analyzed. The calculation procedure of optimization of parameters of a resonator system is offered. It is shown that under optimum parameters the magnetron on higher space harmonics becomes competitive with a magnetron on the lowest space harmonics of a non π -mode.