

Практическая значимость полученных результатов определена путем сравнения теоретических расчетов с экспериментальными исследованиями ОР с ДП. Показана перспективность использования векторной и скалярной теорий ОР для описания волновых процессов в открытых резонансных системах с диэлектрическими неоднородностями. Данные исследования являются базовыми для описания физических процессов в устройствах электроники СВЧ на основе планарных периодических металлодиэлектрических структур.

Литература: 1. *Вайнштейн Л.А.* Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 475 с. 2. *Квазиоптика* / Под ред. Б.З. Каценеленбаума и В.В. Шевченко. М.: Мир, 1966. 428 с. 3. *Техника* субмиллиметровых волн / Р.А. Валитов, С.Ф. Дюбко, В.В. Камышан и др.; Под ред. Р.А. Валитова. М.: Сов. радио, 1969. 480 с. 4. *Шестопалов В.П.* Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники: В 2 т. / К.: Наук. думка. 1985. Т.1.: Открытые структуры. 216 с. 5. *Вайнштейн Л.А.* Теория дифракции. Электроника СВЧ. М.: Радио и связь, 1995. 600 с. 6. *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. 440 с. 7. *Милованов О.С., Собенин Н.П.* Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1980. 464 с. 8. *Измерения* на миллиметровых и субмиллиметровых волнах: Методы и техника / Под ред. Р.А. Валитова, Б.И. Макаренко. М.: Радио и связь, 1984. 296 с. 9. *Связанные резонаторы* в диэлектрометрии тонких пленок / Е.В. Белоусов, В.Г. Корж, В.Н. Кошпаренко, Ю.В. Майстренко // Радиотехника и электроника. 1997. Т.2, №1. С. 39 – 42. 10. *Воробьев Г.С.* Волновое моделирование черенковского и дифракционного излучений в пространственно ограниченных металлодиэлектрических структурах // Радиотехника. 2000. Вып.116. С. 12 – 20. 11. *Моделирова-*

ние черенковского и дифракционного излучений на периодических металлодиэлектрических структурах (обзор) / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.И. Рубан, А.И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. 2003. №10(56). С. 110 – 130. 12. *О возможности* применения квазиоптических открытых резонансных металлодиэлектрических структур в электронике КВЧ / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, А.С. Кривец // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2006. Т.49, №7. С. 56 – 61. 13. *Cullen A.L.* Millimeter-wave open-resonator techniques / International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1983. Vol. 10. P. 233–281.

Поступила в редколлегию 19.05.2007

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Чурюмов Г.И.

Воробьев Геннадий Савельевич, д-р физ.-мат. наук, профессор, декан физико-технического факультета СумГУ. Научные интересы: физика и техника СВЧ. Адрес: Украина, 40000, Сумы, ул. Римского-Корсакова, 2, раб. тел. 8(0542) 780318; e-mail: vp@sumdu.edu.ua.

Петровский Михаил Васильевич, ассистент кафедры электроэнергетики СумГУ. Научные интересы: физика и техника СВЧ. Адрес: Украина, 40000, Сумы, ул. Римского-Корсакова, 2, раб. тел. 8(0542) 331267; e-mail: m_asp_ssu@ukr.net.

Журба Вячеслав Олегович, аспирант кафедры физической электроники СумГУ. Научные интересы: физика и техника СВЧ. Адрес: Украина, 40000, Сумы, ул. Римского-Корсакова, 2, раб. тел. 8(0542) 392372; e-mail: jorik_2003@mail.ru.

УДК621.385.62

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ НА КАТОДЕ И АНОДЕ НА ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕПРЕРЫВНЫХ МАГНЕТРОНОВ

*ЧУРЮМОВ Г.И., ФРОЛОВА Т.И.,
БАСРАВИ К.М., СИВОКОНЬ К.В.*

Рассматриваются теоретические и экспериментальные результаты исследования влияния тепловых процессов на катоде и аноде непрерывного магнетрона X – диапазона на частотные характеристики в разных режимах работы. Описывается новый физический результат, связанный с уменьшением более, чем на два порядка девиации частоты магнетрона при изменении температурного режима работы термоэмиссионного оксидного катода. Сравнение результатов моделирования с экспериментом показало, что уменьшение девиации частоты магнетрона связано с уменьшением флуктуаций термоэлектронного тока эмиссии с катода.

Введение

Магнетронные генераторы относятся к числу наиболее распространенных и широко используемых вакуумных приборов СВЧ [1,2]. Это объясняется высокими значениями отдельных их параметров и, в первую очередь, КПД и параметра отношения уровня генерируемой мощности к весу прибора, а также технологичностью изготовления и низкой себестоимостью. В то же время невысокая (в сравнении, например, с пролетными клистродами или стабилотронами) стабильность частоты генерации, недостаточные диапазон и скорость перестройки частоты, высокий уровень шумов, побочных и паразитных колебаний, малая долговечность и срок службы ограничивают применение магнетронов в радиолокационных и телекоммуникационных системах, делают необходимым поиск и замену их другими вакуумными (клистродами, ЛБВО) или твердотельными (ЛПД, СВЧ транзисторы) приборами СВЧ [3,4].

Проведенные исследования показывают, что существующие недостатки и ограничения в работе магнетронов связаны с действием ряда факторов, которые условно можно разделить на внешние и внутренние. К внешним факторам следует отнести: нестабильность работы источников питания (модуляторов) [5, 6], влияние нагрузки магнетрона (например, антенны) на его работу (явление “затягивания” частоты [7]) и т.п. Действие внутренних факторов связывается с физическими явлениями, которые проявляются в процессе работы магнетронов или обусловлены особенностями их конструкций. Анализ работы магнетрона показывает, что к числу таких факторов относится процесс преобразования части энергии электронного потока в тепловую энергию (например, дополнительный разогрев катода, обусловленный вылетом на катод ионов и электронов (вторичная электронная эмиссия) [8–14]) или установление режима температурного ограничения, связанного с повышением температуры анодного блока магнетрона из-за его бомбардировки электронами, и вызванная этим необходимость применения дополнительного охлаждения (воздушного или водяного) [13–15].

Конструктивные особенности, отличающие магнетроны от других СВЧ приборов, отождествляются, в первую очередь, с наличием вторично – эмиссионного катода непосредственно в пространстве взаимодействия магнетрона, а также с существованием сложных граничных условий на аноде. Результатом таких особенностей является, в первом случае, наличие зависимости частоты генерации от режима работы магнетрона (изменения анодного напряжения), что проявляется в виде электронного смещения частоты [5, 7, 16]. С другой стороны, сложный рельеф поверхности анода приводит к формированию пространственно-неоднородных статических и вихревых магнитного и электрического полей. Необходимо отметить, что характер и степень неоднородности, а также закономерности ее влияния на процессы генерации колебаний в магнетронах слабо изучены [17].

Наличие рассмотренных факторов, влияющих на рабочие характеристики магнетронов и ограничивающих достижение предельных их значений, делает необходимым проведение дальнейших физических исследований, направленных на понимание и уточнение особенностей нелинейного процесса взаимодействия в магнетронах и, как следствие, на улучшение параметров существующих приборов.

Целью данной работы является математическое моделирование тепловых процессов на катоде и аноде непрерывных магнетронов, исследование влияния повышения температуры на частотные характеристики, а также экспериментальное исследование частот-

ных свойств непрерывных магнетронов в различных режимах работы термоэмиссионного катода и его эмиссионной активности.

Постановка задачи

Рассмотрим непрерывный магнетрон X – диапазона, основные конструктивные, электрические и электродинамические параметры которого приведены в [18]. Пространство взаимодействия магнетрона и схема его подключения показаны на рис. 1.

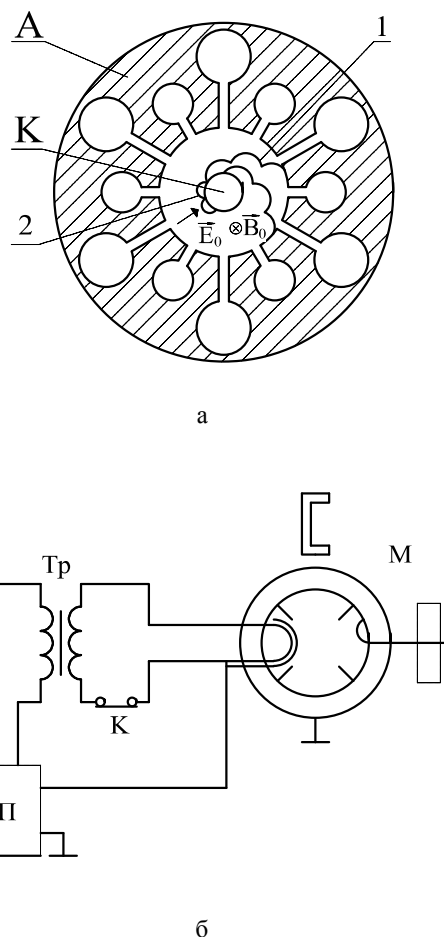


Рис. 1. Пространство взаимодействия (а) и схема подключения (б) магнетрона

Электрон под действием приложенных статических скрещенных магнитного B_0 и электрического

$$E_0 = \frac{U_a}{r \cdot \ln(r_k/r_a)}$$

полей эмитируются с поверхности катода. При этом электроны, вылетающие в благоприятных (тормозящих) фазах возбуждаемого ВЧ поля, поднимаются и оседают на анод (электрон 1, рис. 1, а). Электроны, покидающие катод в неблагоприятных (ускоряющих) фазах ВЧ поля, возвращаются обратно и бомбардируют катод, вызывая вторичную электронную эмиссию (электрон 2, рис. 1, а). Этот процесс протекает до момента, когда фаза вылета электрона с

катода не станет тормозящей и электрон в результате взаимодействия с ВЧ волной начнет подниматься к аноду, отдавая энергию ВЧ полю резонансной системы.

Работа магнетрона М в непрерывном режиме осуществляется от источника питания ИП (рис. 1, б). Напряжение питания цепи накала U_n через трансформатор Тр и ключ К подается на подогреватель катода магнетрона, а постоянное анодное напряжение отрицательной полярности $-U_a$, соответственно, на катод.

Предполагается, что в качестве катода магнетрона используется термоэмиссионный оксидный катод, плотность тока насыщения которого с учетом эффекта Шотки равна:

$$J = J_0 \cdot \exp(\sqrt{e^3 \cdot E_0 / kT_k}), \quad (1)$$

где $J_0 = A_R \cdot \bar{D} \cdot T_k^2 \cdot \exp(-\frac{\bar{\phi}}{kT_k})$ – плотность тока насыщения при нулевом внешнем электростатическом поле (уравнение Ричардсона – Дэшмана);

$\bar{D} = (1 - \bar{r})$ – прозрачность потенциального барьера;

$$A_R = \frac{4\pi \cdot e \cdot k^2 \cdot m}{h^3} = 120,4 \frac{A}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2} - \text{постоянная Ричардсона};$$

\bar{r} – коэффициент отражения электронов от поверхности катода (усредненный по энергиям);

e и m – заряд и масса электрона;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{град}^{-1}$ – постоянная Больцмана; $\bar{\phi}$ – работа выхода материала эмиттера, эВ;

E_0 – напряженность внешнего поля, В/см ;

T_k – температура катода в абсолютных градусах.

Выражение (1) определяет величину термоэмиссионного тока, эмиттируемого в пространство взаимодействия магнетрона с катодом в приближении отсутствия действия сил пространственного заряда (ПЗ). Как показано в работе [19], учет кулоновских сил расталкивания в приборах с распределенной эмиссией приводит к установлению режима ограничения эмиссии полем ПЗ. Анализ фазового распределения электронов в установившемся режиме работы магнетронов с термоэмиссионными катодами показывает, что режим ограничения эмиссии полем ПЗ выполняется в областях ускоряющих фаз $\frac{\pi}{2} \leq \Phi \leq \frac{3\pi}{2}$, в которых имеет место одновременно как термоэлектронная, так и вторичная электронная эмиссии [20].

В то же время в области тормозящих фаз вылета, т.е.

когда $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi \leq +\frac{\pi}{2}$, наблюдается только термоэлек-

тронная эмиссия, а вторичная эмиссия отсутствует, так как в данной области фаз ВЧ поля отсутствует вылет первичных электронов на катод. Как показано в [21], в областях пространства взаимодействия с

фазами вылета электронов $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi \leq +\frac{\pi}{2}$ режим ограничения эмиссии ПЗ полностью практически не устанавливается (происходит сужение данной области фаз, в пределах которых наблюдается режим ограничения эмиссии полем ПЗ) и работа термоэмиссионного катода происходит в режиме насыщения.

Электроны, вылетающие с катода в благоприятных

фазах относительно ВЧ волны при $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi \leq +\frac{\pi}{2}$

(случай 1 на рис. 1, а) или неблагоприятных фазах при

$\frac{\pi}{2} \leq \Phi \leq \frac{3\pi}{2}$ (случай 2), взаимодействуют с ВЧ полем

анодной резонансной системы и вылетают, соответственно, на катод или на анод. Определение скорости удара электронов в точках их вылета на катод или анод

$v_{уд}^{k,a}$ позволяет вычислить усредненную за ВЧ период кинетическую энергию удара по формуле [14]:

$$\bar{W}_{уд}^{k,a} = \frac{M}{2T_{вч}} \cdot \int_0^{T_{вч}} \sum_{i=1}^{N_{k,a}} (v_{уд}^{k,a})_i^2 dt, \quad (2)$$

где $M = K \cdot m$ – масса крупной частицы; K – коэффициент укрупнения ($K \gg 1$); $T_{вч}$ – период ВЧ колебаний; $N_{k,a}$ – количество частиц, вылетающих на катод или анод в течение ВЧ периода.

При ударе частиц о катод или анод часть их кинетической энергии преобразуется в тепловую, которая изменяет внутреннюю энергию материалов электродов. Это вызывает вторичную электронную эмиссию и увеличивает температуру материала катода и анода. В приближении отсутствия вторичной электронной эмиссии с анода энергию бомбардировки катода и анода (2) можно представить в виде:

$$W_{уд}^k = W_{вт}^k + W_T^k; \quad (3)$$

$$W_{уд}^a = W_T^a, \quad (4)$$

где $W_{вт}^k$ – энергия возбуждения вторичных электронов на катоде или энергия «охлаждения» материала катода; $W_T^{k,a}$ – энергия, непосредственно преобразованная в тепловую, выделяемую на катоде и аноде магнетрона.

Таким образом, как видно из выражений (3) и (4), бомбардировка электродов прибора электронами приводит к дополнительному выделению энергии и, как следствие, к повышению температуры электродов.

Дополнительный разогрев катода T_k , как следует из уравнения Ричардсона – Дэшмана, позволяет увеличить плотность тока насыщения J_0 , снимаемого с катода. В результате изменяются амплитудные и частотные характеристики прибора [14]. В частности, повышение температуры анодного блока магнетрона ограничивает достижение предельных значений выходной мощности и изменяет частотные параметры магнетронов [15], а дополнительный разогрев катода вызывает повышенную термоэлектронную эмиссию и, как следствие, происходит перераспределение плотности объемного заряда в пространстве взаимодействия.

Методы экспериментального исследования

Для измерения основных рабочих характеристик магнетрона воспользуемся экспериментальной установкой, функциональная схема которой показана на рис. 2.

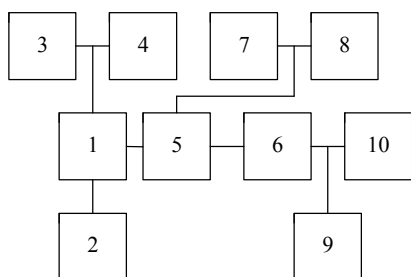


Рис. 2. Функциональная схема экспериментальной установки для измерения основных параметров магнетронов: 1 – магнетрон; 2 – источник питания (модулятор); 3 – измеритель анодного тока; 4 – измеритель анодного напряжения; 5 – направленный ответвитель; 6 – измерительная линия; 7 – анализатор спектра; 8 – частотомер; 9 – измеритель проходящей мощности; 10 – нагрузка с переменным КСВ и фазой

Применение данной схемы измерения позволяет провести проверку адекватности разработанной двумерной математической модели магнетрона [20]. Для этого проводятся измерения основных параметров и характеристик магнетронов (выходной мощности, рабочей частоты (рабочего диапазона частот), спектра колебаний, коэффициента полезного действия, величины затягивания частоты, вольт – амперной характеристики (ВАХ), накальной характеристики и др.) и затем сравниваются с аналогичными теоретически рассчитанными параметрами.

Изменение (нестабильность) частоты генерации на рабочем виде (флуктуации частоты), а также при смене вида колебания или изменении ее от импульса к импульсу («перескок» частоты) требует проведения дополнительных измерений и применения более сложных измерительных схем. Анализ работы магнетронов на рабочем виде колебания (π – вид) показывает, что генерируемое колебание частоты ω_0

можно представить как квазигармонический сигнал, описываемый соотношением

$$\tilde{U}(t) = \tilde{U}_m(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi(t)), \quad (5)$$

где $\tilde{U}_m(t)$ и $\varphi(t)$ – случайные амплитуда и фаза колебания с относительно небольшой глубиной амплитудной модуляции, малой амплитудой фазовой модуляции и девиацией частоты. Как видно из (5), наличие флуктуаций частоты колебаний магнетрона можно рассматривать как слабую частотную модуляцию этого колебания.

Для измерения малых нестабильностей частоты на рабочем виде колебания (π -виде) можно использовать стандартный анализатор спектра (например, анализатор спектра С4 – 27), который позволяет произвести измерение малых уходов частоты в режиме свипирования частоты гетеродина. В результате удастся определить и оценить девиацию частоты в разных режимах работы магнетрона [22]. Для повышения чувствительности измерительной схемы при измерении частоты генерации магнетронов на рабочем виде колебания используются более совершенные методы и средства измерения флуктуаций [23].

На рис. 3 представлены функциональные схемы измерения частотных флуктуаций с использованием метода прямого детектирования (а, б) и волноводного дискриминатора с двойным тройником и направленным ответвителем (в) [22, 24].

При измерении флуктуаций частоты магнетрона методом прямого детектирования (см. рис. 3, а) в качестве частотного детектора 1 используется дискриминатор частоты резонансного типа. Для этого был задействован резонатор проходного типа, который настраивался так, чтобы его частотная характеристика соответствовала ширине спектра исследуемого сигнала Δf (рис. 3, б). В результате флуктуации частоты, генерируемой магнетроном, преобразовывались во флуктуации амплитуды $\tilde{U}_m(t)$, которые после усиления широкополосным усилителем 2 фиксируются на осциллографе 4. При этом настройка резонатора осуществлялась таким образом, что линейная часть резонансной кривой соответствовала ширине спектра исследуемого сигнала Δf_{\max} . В случае, когда $\Delta f_{\max} > \Delta F_{\max}$, в качестве измерительной схемы следует выбирать схему с двумя проходными резонаторами [24].

Схемы измерения с применением в качестве дискриминатора двойного волноводного тройника более сложные и требуют более качественной настройки, связанной с подбором идентичных элементов (нагрузок) и согласования резонатора с волноводом (рис. 3, в).

Теория: модель тепловых процессов на катоде и аноде

Для моделирования энергетических характеристик электронного потока в магнетронах и понимания нелинейного механизма, регулирующего связь данных характеристик с параметрами магнетронов в различных режимах их работы, используется двухмерная (2-D) математическая модель магнетронов [20]. Отличительная особенность данной модели заключается в учете тепловых процессов на катоде и аноде, а также в возможности оценить их роль и влияние на энергетические характеристики магнетронов. Результаты двухмерного моделирования электронно-волновых процессов в магнетронах сравниваются с данными, полученными с помощью трехмерной (3-D) модели [25].

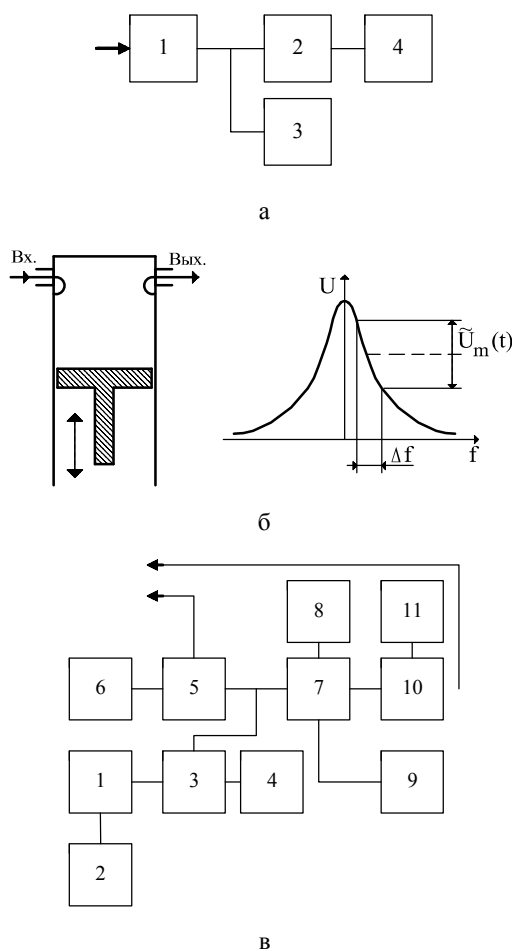


Рис. 3. Функциональные схемы измерения частотных флуктуаций. В (а) обозначено: 1 – частотный детектор; 2 – широкополосный усилитель; 3 – вольтметр; 4 – осциллограф. В (в) обозначено: 1 – магнетрон; 2 – источник питания (модулятор); 3 – направленный ответвитель; 4 – согласованная нагрузка; 5, 10 – детекторы; 6, 8, 11 – короткозамыкающие поршени; 7 – дискриминатор (двойной волноводный тройник); 9 – перестраиваемый резонатор

В качестве метода моделирования электронного потока в данных моделях используется метод крупных частиц (или Particle – in – Cell (PIC) Method [26]). Возможности этого метода позволяют учитывать индивидуальные кинематические характеристики каждой частицы (координаты $\vec{r} = \vec{r}(r, \varphi, z)$ и скорости $\vec{v} = \vec{v}(r, \varphi, z)$ в произвольный момент времени t), вылетающей на катод и анод, и таким образом определить энергию удара частиц об электроды прибора (2). С учетом выбранной модели вторичной эмиссии [20] и выражений (3) и (4) определяется количество энергии, которое непосредственно преобразуется в тепловую энергию $W_T^{k,a}$. Значение $W_T^{k,a}$ позволяет определить количественные изменения температуры электродов прибора: катода (дополнительный разогрев катода [8]) и анода.

В качестве источника электронов в магнетроне используется термоэмиссионный оксидный катод. Общий вид данного катода показан на рис. 4. Там же представлено схематичное изображение части его продольного (или аксиального вдоль оси z) сечения и рассчитанное аксиальное распределение объемного заряда в пространстве взаимодействия магнетрона [21].

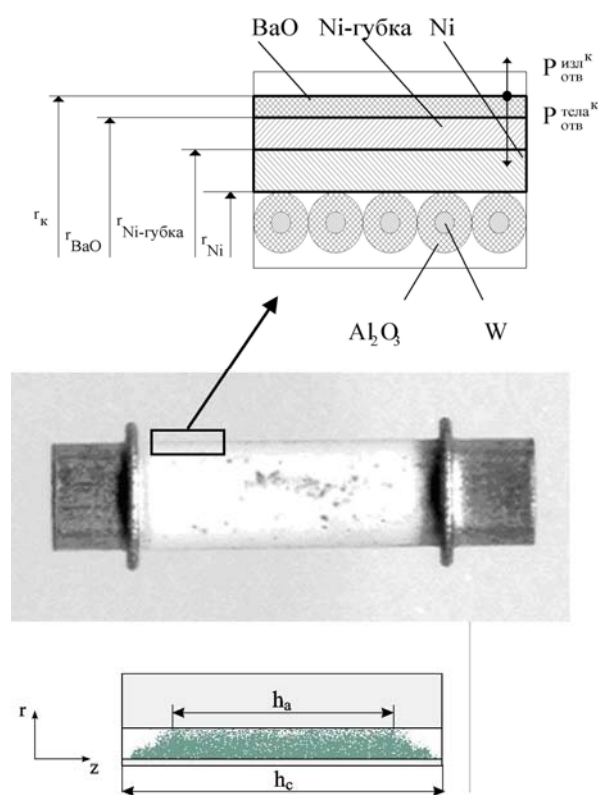


Рис. 4. Термоэмиссионный катод магнетрона и схематичное изображение фрагмента его продольного сечения

Как видно, в сечении изображена упрощенная схема подогревного оксидного катода, составляющими элементами которого являются подогреватель ($W + Al_2O_3$), основа из Ni и Ni – губки, а также внешнее оксидное покрытие (BaO). Физическая модель подогревателя представляет собой металлический провод из W, который имеет изоляционное покрытие из Al_2O_3 .

Анализ аксиального распределения электронного потока в динамическом режиме работы магнетрона показывает, что эмиссия электронов (термо- и вторичная электронная эмиссии) имеет место со всей активной поверхности катода h_c , а вылет электронов на анод преобладает в центральной части пространства взаимодействия $h_a \approx (0,6 \div 0,7)h_c$, которая соответствует области максимальной амплитуды ВЧ поля.

Для количественного определения динамики изменения температуры катода или анода, а также ее зависимости от режима работы магнетрона воспользуемся линейным уравнением теплопроводности [27]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{1}{\rho C} (P_{\text{подв}}^{k,a} - P_{\text{отв}}^{k,a}), \quad (6)$$

где $a = \frac{\lambda}{\rho C}$ – коэффициент температуропроводности,

характеризующий скорость выравнивания температуры в неравномерно нагретом электроде; ρ – плотность материала электрода; C – удельная теплоемкость материала электрода; λ – коэффициент теплопроводности; T – температура электрода; $P_{\text{под}}^{k,a}$ – мощность, выделяемая на катоде (благодаря накалу и обратной бомбардировке катода электронами) или аноде (благодаря бомбардировке анода электронами); $P_{\text{отв}}^{k,a}$ – мощность, отводимая от катода или анода за счет теплопроводности, теплоизлучения и испарения материала катода или анода.

Подводимая к катоду или аноду мощность $P_{\text{под}}^{k,a}$ определяется как

$$P_{\text{под}}^{k,a} = P_{\text{под}}^k + P_{\text{под}}^a, \quad (7)$$

где

$$P_{\text{под}}^k = P_{\text{нак}} + \int_S j_k R_k dS + P_{\text{бомб}}^k;$$

$$P_{\text{под}}^a = P_{\text{бомб}}^a;$$

$$P_{\text{нак}} = \frac{1}{2} \cdot I_H U_H -$$

средняя мощность накала подогревателя катода; I_H и U_H – значения тока и напряжения накала, которые для

выбранного типа магнетрона, соответственно, равны 0,5 А и 6,3 В; j_k – плотность тока катода; R_k – сопротивление катода на единицу поверхности; S – площадь поверхности катода $P_{\text{бомб}}^{k,a} = \frac{dW_m^{k,a}}{dt}$ – мощность обратной бомбардировки катода или анода. Определение энергии обратной бомбардировки, которая преобразуется в тепловую энергию, выделяемую на электродах прибора $W_m^{k,a}$, проводится с учетом разработанной модели вторично-эмиссионного размножения электронов на катоде, т.е. с учетом “охлаждения” материала катода вторичными электронами, и модели вылета электронов на анод магнетрона [20].

Необходимо отметить, что в процессе работы магнетрона исключается чрезмерный нагрев (перегрев) катода или анода. Поэтому при расчете тепловой энергии, отводимой от электродов, пренебрегается явлением испарения материала электродов (в частности, например, окиси бария BaO). Рассеивание тепла, выделяемого на катоде или аноде, реализуется за счет явлений теплопроводности $P_{\text{отв}}^{\text{тепл},k,a}$ и излучения $P_{\text{отв}}^{\text{изл},k,a}$, т.е. полагается, что

$$P_{\text{отв}}^{k,a} = P_{\text{отв}}^{\text{тепл},k,a} + P_{\text{отв}}^{\text{изл},k,a} = P_{\text{отв}}^{\text{тепл},k} + P_{\text{отв}}^{\text{изл},k} + P_{\text{отв}}^{\text{тепл},a} + P_{\text{отв}}^{\text{изл},a}. \quad (8)$$

Несмотря на линейный характер уравнения теплопроводности (6), его решение с учетом (7) и (8) возможно провести, используя численные методы (например, сеточные). Такой подход является достаточно сложным, но его использование позволяет наиболее точно учесть все факторы, воздействующие на температурный режим работы магнетрона.

Для упрощения решения задачи рассмотрим приближенный (аналитический) расчет теплового режима работы магнетрона, предложенный в [28]. При этом задача решается в приближении разделения ее на самостоятельные части, связанные с расчетом температурных градиентов отдельно в поперечном (радиальном) и продольном (аксиальном) направлениях. Однако применительно к рассматриваемому случаю необходимо отметить, что учетом неравномерности распределения температуры в аксиальном направлении и связанного с отводом тепла $P_{\text{отв}}^{\text{тепл},k}$ из объема окиси бария за счет теплопроводности к более холодным краевым (торцевым) участкам катода, т.е. в направлении к экранам и далее к держателям, можно пренебречь, предполагая, что процесс роста термо-

электронной эмиссии за счет дополнительного подогрева катода значительно опережает по времени процесс перераспределения данной температуры в силу значительной инерционности последнего в стационарном режиме работы прибора. С другой стороны, как видно из распределения объемного заряда, показанного на рис. 4, отвод тепла в аксиальном направлении касается, в основном, областей, непосредственно прилегающих к экранам. В центральной части катода перераспределение температуры за счет переноса тепла к его краям, по данным работы [28], практически отсутствует.

С учетом принятого допущения о перераспределении температуры в поперечном (радиальном) сечении катода тепловой поток, рассеиваемый на катоде в установившемся режиме работы магнетрона, удовлетворяет уравнению теплового баланса

$$P_{\text{нак}} + P_{\text{бомб}}^k + \int_S j_k R_k dS = P_{\text{отв}}^{\text{тепл}^k} + P_{\text{отв}}^{\text{изл}^k}. \quad (9)$$

Для определения количества тепла $P_{\text{отв}}^{\text{тепл}^k}$, которое отводится благодаря теплопроводности к более холодным участкам поперечного сечения катода, воспользуемся упрощенной физической моделью подогревного термоэмиссионного катода (см. рис. 4). Повторяя рассуждения, проведенные в [28], получаем, что тепловой поток от более горячей области внутреннего сечения катода (подогревателя с температурой T_n) к внешней поверхности равен

$$P_{\text{отв}}^{\text{тепл}^k} = \mathfrak{R}_k^{\text{тепл}} \cdot (T_k - T_n), \quad (10)$$

где

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_k^{\text{тепл}}} = \frac{1}{\mathfrak{R}_{\text{BaO}}} + \frac{1}{\mathfrak{R}_{\text{Ni-губка}}} + \frac{1}{\mathfrak{R}_{\text{Ni}}} + \frac{1}{\mathfrak{R}_{\text{Al}_2\text{O}_3}};$$

$$\mathfrak{R}_{\text{BaO}} = \frac{2\pi\lambda_{\text{BaO}}h_k}{\ln \frac{r_k}{r_{\text{BaO}}}};$$

$$\mathfrak{R}_{\text{Ni-губка}} = \frac{2\pi\lambda_{\text{Ni-губка}} \cdot h_k}{\ln \frac{r_{\text{Ni-губка}}}{r_{\text{Ni}}}};$$

$$\mathfrak{R}_{\text{Ni}} = \frac{2\pi\lambda_{\text{Ni}} \cdot h_k}{\ln \frac{r_{\text{Ni}}}{r_{\text{Al}_2\text{O}_3}}};$$

$$\mathfrak{R}_{\text{Al}_2\text{O}_3} = \frac{2\pi\lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3} S_{\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Ni}}}{r_{\text{Al}_2\text{O}_3} - r_n};$$

λ_{BaO} , $\lambda_{\text{Ni-губка}}$, λ_{Ni} и $\lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ – коэффициенты теплопроводности оксида, губчатого никеля, никеля и алунда; r_k , r_{BaO} , $r_{\text{Ni-губка}}$, r_{Ni} и $r_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ – радиусы катода и каждого покрытия, показанные на рис. 4; $r_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ и r_n – радиусы подогревателя с учетом изоляционного покрытия из алунда и без него;

$S_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ – площадь соприкосновения подогревателя с керном катода.

Для определения количества тепла, излучаемого поверхностью катода, воспользуемся известными соотношениями для лучеобмена между телами (например, катодом и анодом) в замкнутом пространстве:

$$P_{\text{отв}}^{\text{изл}^k} = \mathfrak{R}_k^{\text{изл}} \cdot (T_k - T_{\text{а,внут}}), \quad (11)$$

где $\mathfrak{R}_k^{\text{изл}} = \varepsilon_{\text{изл}} \cdot \sigma \cdot S_k \cdot F_{T_k}$;

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ – постоянная Стефана-Больцмана;

$\varepsilon_{\text{изл}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_k} + \frac{S_k}{S_a} \cdot \left[\frac{1}{\varepsilon_a} - 1 \right]}$ – приведенный коэффициент излучения (или степень черноты) для системы тел,

т.е. катода и анода;

$\varepsilon_{k,a}$ – коэффициенты излучения катода и анода;

$S_{k,a}$ – площади поверхности катода и внутренней поверхности анода;

$$F_{T_k} = \frac{\left[\frac{T_k}{100} \right]^4 - \left[\frac{T_{\text{а,внутр}}}{100} \right]^4}{(T_k - T_{\text{а,внутр}})};$$

T_k и $T_{\text{а,внутр}}$ – температуры катода и внутренней поверхности анода (торцов ламелей анодного блока).

Для определения температуры внутренней поверхности анодного блока (температуры торцов ламелей анодного блока) воспользуемся результатами моделирования электронного потока для вычисления энергии бомбардировки анода вылетающими электронами (2). С учетом (4), количество тепла, выделяемого

на аноде, определяется как $P_{\text{бомб}}^a = \frac{dW_T^a}{dt}$ (критери-

ем правильности проведения расчетов служит выполнение закона сохранения энергии в генерирующем

магнетроне, т.е. $P_{\text{вч}} = P_0 - P_{\text{бомб}}^a - P_{\text{бомб}}^k$, где

$P_{\text{вч}}$ – мощность ВЧ колебаний, выделяемая в нагруз-

ке; $P_0 = I_a U_a$ - мощность источника питания). С другой стороны, данная энергия изменяет температуру анодного блока магнетрона и для цилиндрического анода можно записать

$$P_{\text{бомб}}^a = \mathfrak{R}_a \cdot [T_{a_{\text{внутр}}} - T_{a_{\text{внеш}}}], \quad (12)$$

где $\mathfrak{R}_a = \frac{2\pi\lambda_{\text{Cu}} h_a}{\ln \frac{r_a^{\text{внеш}}}{r_a}}$; λ_{Cu} - коэффициент теплопроводности меди; h_a - высота анодного блока; r_a и $r_a^{\text{внеш}}$ - радиус анода, соответственно, на уровне ламелей (внутренний) и внешний радиус анодного блока; $T_{a_{\text{внутр}}}$ и $T_{a_{\text{внеш}}}$ - температура, соответственно, внутри анодного блока на уровне ламелей и на внешней его поверхности.

Необходимо отметить, что для рассматриваемой конструкции магнетрона предельно возможная температура внешней поверхности анодного блока $T_{a_{\text{внеш}}}^{\text{max}}$ считается априори известной. Предполагается, что магнетрон нормально работает при условии, что внешняя температура анодного блока $T_{a_{\text{внеш}}}$ не превышает максимально допустимую $T_{a_{\text{внеш}}}^{\text{max}}$, т.е.

$T_{a_{\text{внеш}}} < T_{a_{\text{внеш}}}^{\text{max}}$. В этом случае не требуется использование принудительного охлаждения прибора: воздушного или водяного. Таким образом, задавая значением температуры внешней поверхности анодного блока $T_{a_{\text{внеш}}}$ и используя выражение (12), определяется значение температуры внутри анодного блока на уровне ламелей $T_{a_{\text{внутр}}}$. Из выражений (10) и (11) получаем значения для количества тепла, отводимого от катода за счет теплопроводности и излучения. После подстановки данных значений в (9), окончательно выражение для температуры катода имеет вид:

$$T_k = \frac{1}{(\mathfrak{R}_k^{\text{тепл}} + \mathfrak{R}_k^{\text{изл}})} [P_{\text{нак}} + P_{\text{бомб}}^k + \int_S j_k R_k dS] + \frac{\mathfrak{R}_k^{\text{тепл}}}{(\mathfrak{R}_k^{\text{тепл}} + \mathfrak{R}_k^{\text{изл}})} [T_{\text{п}} + \frac{\mathfrak{R}_k^{\text{изл}}}{\mathfrak{R}_k^{\text{тепл}}} \cdot T_{a_{\text{внеш}}}]. \quad (13)$$

Как видно из выражения (13), температура катода зависит от многих факторов, степень влияния которых носит сложный нелинейный характер.

Для определения колебаний температуры катода в зависимости от режима работы магнетрона восполь-

зуемся заданными геометрическими размерами катода и анодного блока [18, 21], а также данными моделирования процессов вылета электронов на катод и анод магнетрона, полученными с помощью 2-D математической модели [20]. Входные параметры данной модели измеряются экспериментально. В результате определяются значения электродинамических параметров анодного блока, в частности, значения для "холодной" резонансной частоты $f_0 = 9410$ мГц, собственной $Q_0 = 93$ и внешней $Q_{\text{вн}} = 52$ добротностей, эквивалентной емкости резонансной системы $C_0 = 1,69$ пФ [18], а также индукции статического магнитного поля $B_0 = 0,196$ Тл [30]. Предполагается также, что магнетрон используется в режиме воздушного охлаждения с максимально допустимой температурой внешней поверхности анодного блока

$T_{a_{\text{внеш}}}^{\text{max}}$, не превышающей 70°C .

Анализ результатов

На рис. 5 показаны теоретические вольтамперные характеристики (ВАХ) магнетрона, рассчитанные с помощью 2-D (кривые 1) и 3-D (кривые 2) моделей для разных значений индукции магнитного поля $B_0 = 0.17, 0.19$ и 0.2 Тл. Там же представлены результаты измерений анодного тока для указанных значений магнитного поля, полученные экспериментально на установке, блок схема которой представлена на рис. 2.

Как видно, отличие теоретических ВАХ, полученных с помощью 2-D и 3-D моделей, с одной стороны, связано с различным их наклоном (разное динамическое (дифференциальное) сопротивление

$R_d = \frac{dU_a}{dI_a}$), а с другой - с диапазоном рабочих

анодных токов ΔI_a . Анализ показывает, что в прибли-

жении отсутствия конкуренции рабочего $\frac{N}{2}$ - вида

(или π - вида) колебания с высоковольтным $(\frac{N}{2} + 1)$ -

видом колебания (одновидовое приближение), ограничение ВАХ в области больших анодных токов в данных моделях связано с нарушением условия син-

хронизма, т.е. когда $v_e > v_{\phi}$, где $v_e = \frac{U_a}{(r_a - r_k) \cdot B_0}$

- скорость дрейфа невозмущенного электрона;

$v_{\phi} = \Omega_{\phi} r_a$ - фазовая скорость синхронной простран-

ственной гармоники (π - вида). В то же время ограничение ВАХ в высоковольтной области в 2-D модели, при условии одновидового приближения и учета тепловых процессов на катоде и аноде, наступает при

меньших анодных токах. При этом с увеличением анодного тока наблюдается повышение внешней температуры анодного блока $T_{a_внеш}$. При значениях тока анода, соответствующих срыву колебаний магнетрона, наблюдается превышение максимально допустимого значения внешней температуры анодного блока, т.е. когда $T_{a_внеш} > 70^\circ \text{C}$. В этом случае работа прибора, как показывают расчеты, становится малоэффективной, так как наблюдается дальнейший рост тепловых потерь на аноде, и КПД прибора уменьшается.

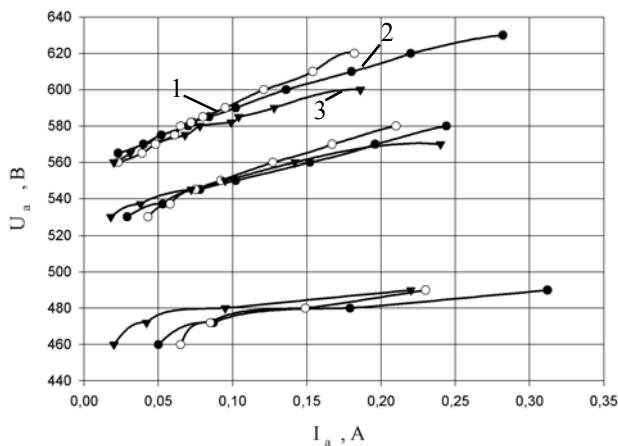


Рис. 5. ВАХ магнетрона X-диапазона для разных значений магнитного поля: 1 – 2-D модель; 2 – 3-D модель; 3 – эксперимент

Сравнение результатов моделирования диапазона рабочих анодных токов ΔI_a , полученных с помощью 2-D модели, с экспериментом указывает на существенное влияние тепловых процессов на электронно-волновой механизм взаимодействия и подтверждает необходимость учета тепловых явлений при исследовании процессов в магнетронах.

Анализ показывает, что соответствие теоретических и экспериментальных ВАХ зависит от точности определения величины индукции магнитного поля. Ошибка в определении индукции магнитного поля приводит к параллельному сдвигу ВАХ по анодному напряжению.

На рис. 6 показаны экспериментальные ВАХ магнетрона, полученные в случае, когда подогреватель катода включен (ключ К на рис. 1, б замкнут), и в случае, когда подогреватель отключен (ключ К на рис. 1, б разомкнут). Там же приведена теоретическая ВАХ, полученная с помощью 2-D модели.

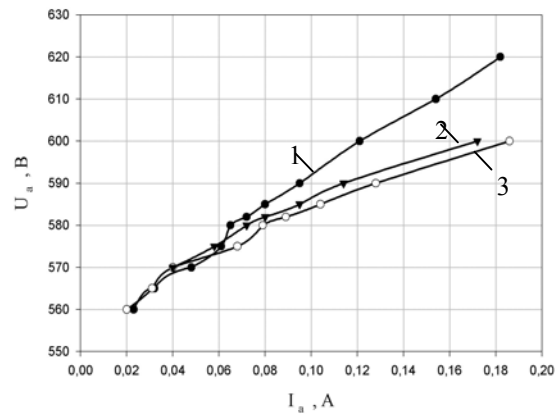


Рис. 6. ВАХ магнетрона для $B_0 = 0,2$ Тл: 1 – 2-D модель; 2 – эксперимент без учета термоэмиссии; 3 – эксперимент с учетом термоэмиссии

Анализ экспериментальных зависимостей (кривые 2 и 3) показывает, что в случае, когда ключ К включен, девиация частоты в диапазоне рабочих анодных токов на ВАХ изменяется в пределах от 2 до 8 МГц. Когда ключ К отключен, имеет место уменьшение девиации частоты, которая в этом случае составляет (50 – 120) кГц при незначительном уменьшении выходной мощности (не более, чем в 1,2 раза).

Для исследования причин столь значительного уменьшения девиации частоты выходного сигнала проанализируем выражение (13), определяющее текущую температуру катода и влияние на нее вторичной электронной эмиссии. Расчеты показывают, что дополнительное повышение температуры катода, обусловленное вторичной эмиссией, составляет $(70 - 120)^\circ \text{C}$. Легко показать, что подобные колебания температуры в соответствии с уравнением Ричардсона – Дэшмана приводят к изменению тока термоэлектронной эмиссии с катода и к перераспределению плотности объемного заряда в пространстве взаимодействия. В результате изменяются амплитудные и частотные характеристики прибора (см. рис. 6).

На рис. 7 представлены теоретические зависимости “горячего” сдвига частоты магнетрона от изменения плотности тока термоэлектронной эмиссии с катода при условии, что $I_a = 0,1$ (кривая 1) и $0,15$ А (кривая 2).

Видно, что изменение плотности тока термоэлектронной эмиссии в широком диапазоне значений (от 3 до 7 A/cm^2) приводит к значительным колебаниям частоты генерации с девиацией до 29 МГц. При этом с ростом анодного тока (ростом мощности генерации) величина девиации уменьшается и стабильность частоты генерации повышается (девиация частоты не более 19 МГц, кривая 2 на рис. 7).

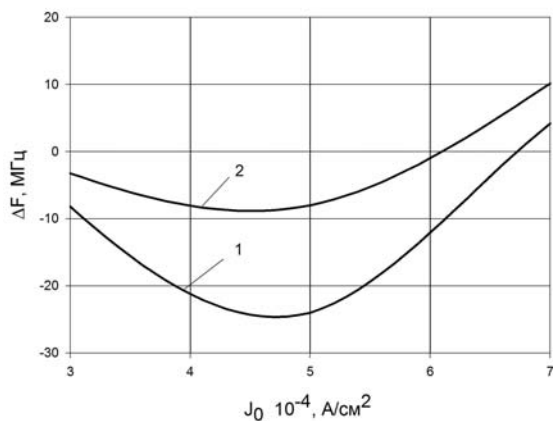


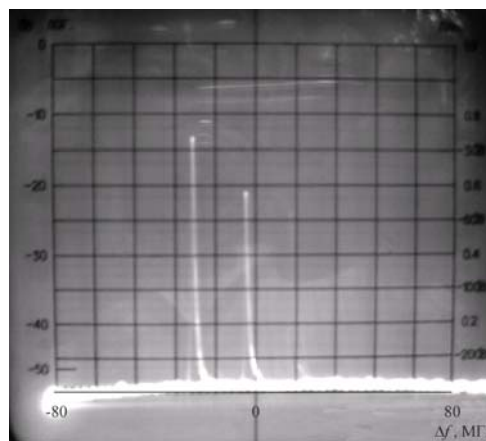
Рис. 7. Теоретические зависимости “горячего” сдвига частоты генерации магнетрона от анодного тока

На рис. 8 представлен выходной спектр непрерывного магнетрона в случае, когда подогреватель катода включен (ключ К на рис. 1, б замкнут) и в случае, когда подогреватель отключен (ключ К на рис. 1, б разомкнут). Полоса обзора спектроанализатора составляет 8 МГц на одно деление шкалы. На рис. 8, б представлен выходной сигнал в полосе 2 МГц и ценой деления шкалы 200 кГц.

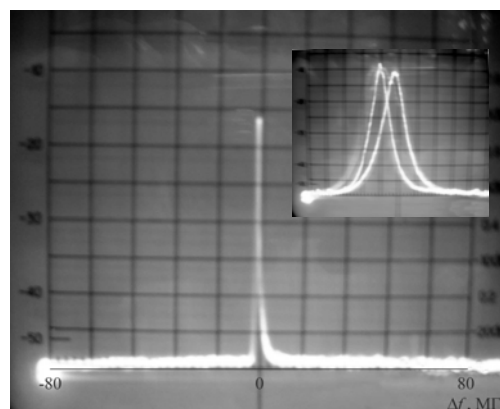
Анализ представленных результатов показывает, что в случае термоэлектронной эмиссии с катода (ключ К замкнут) девиация частоты генерируемых магнетроном колебаний превышает 10–12 МГц. В этом случае генерируемый магнетроном ВЧ сигнал можно рассматривать как сложный частотно-модулированный сигнал. В случае разрыва цепи питания подогревателя (ключ К разомкнут) термоэлектронная эмиссия уменьшается (уменьшается температура нагрева поверхности катода) и токоотбор с катода в режиме стационарной генерации осуществляется, в основном, за счет вторичной электронной эмиссии

При этом основные параметры магнетрона практически сохраняют свои значения, а девиация частоты значительно уменьшается и не превышает 180 кГц.

Таким образом, повышение стабильности частоты генерации магнетрона и улучшение его частотных свойств, как видно из представленных теоретических и экспериментальных результатов, связано с уменьшением флуктуаций тока эмиссии с катода, обусловленных дополнительным его разогревом вторичной электронной эмиссией. Выключение накала подогревного оксидного катода приводит к снижению температуры поверхности катода и уменьшению флуктуаций тока термоэлектронной эмиссии. В дальнейшем температура катода поддерживается электронами, бомбардирующими катод, на уровне, обеспечивающем незначительную термоэлектронную эмиссию.



а



б

Рис. 8. Выходной спектр магнетрона с учетом термоэлектронной эмиссии (а) и в случае ее отсутствия (б)

Выводы

Проведенные исследования частотных свойств магнетронов показывают, что одним из существенных факторов нестабильности частоты в магнетронах является наличие термоэмиссионного катода. Показано, что причина таких флуктуаций обусловлена дополнительным разогревом катода вторичной электронной эмиссией. Приведены результаты двух- и трехмерного моделирования и их сравнение с экспериментом. Установлено, что отключение термоэлектронной эмиссии позволяет более, чем на два порядка уменьшить девиацию частоты в магнетроне, доведя ее до 150 ... 180 кГц при сохранении остальных параметров прибора, а также уменьшить зону рабочих анодных токов, соответствующих заданному тепловому режиму работы магнетрона. Это указывает на важность и необходимость учета тепловых процессов при моделировании электронно-волновых процессов в магнетронах, особенно, в коротковолновой части см-диапазона и в мм-диапазоне длин волн.

Научная новизна полученных результатов заключается в создании 2-D математической модели магнетрона, учитывающей тепловые процессы на катоде и аноде и

их влияние на выходные параметры и характеристики прибора, а также в объяснении физики эмиссионных процессов, приводящих к уменьшению уровня частотной модуляции выходного сигнала магнетрона и улучшению стабильности его генерации.

Практическая значимость работы состоит в возможности модернизации и улучшения конструкций магнетронов и, особенно, катодного узла, для повышения конкурентоспособности магнетронов при применении данных приборов в различных радиоэлектронных системах, в том числе и когерентных, для радиолокационного мониторинга окружающей среды.

Литература: 1. СВЧ – энергетика. Т. 1. Генерирование, передача, выпрямление / Под ред. Э. Окреса. М.: Мир, 1970. 464 с. 2. *Справочник по радиолокации*. Т.1. Под ред. Сколника. М.: Мир, 1973. 3. *Кукарин С.В.* Электронные СВЧ приборы: характеристики, применение, тенденции развития. М.: Радио и связь, 1981. 272 с. 4. Генераторы и усилители СВЧ/Под ред. И.В. Лебедева. М.: Радиотехника, 2005. 352 с. 5. *Магнетроны* сантиметрового диапазона / Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. Т.1. 416 с. 6. *Бычков С.И.* Магнетронные передатчики. М.: Военное издательство Министерства обороны СССР, 1955. 215 с. 7. *Фикс Д., Хагструм Г., Гатман П.* Магнетроны: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1948. С.259. 8. *Харвей А.Ф.* Высоочастотные электронные лампы: Пер. с англ. под ред. Л.А. Вайнштейна. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. 292 С. 9. *Джепсен.* Увеличенная эмиссия. В кн. Электронные сверхвысоочастотные приборы со скрещенными полями. М.: Изд – во иностр. лит. Т. 1, 1961. С. 304–309. 10. *Романов П.В., Рошаль А.С.* Исследование электронной бомбардировки в скрещенных полях методом численного эксперимента // Журнал технической физики. 1974. Т. XIV, № 9. С. 1964 – 1987. 11. *Вигдорчик И.М., Вигдорчик В.И., Смирнов Г.Л.* К вопросу о процессах, происходящих на катоде магнетронного диода // Журнал технической физики. 1976. Т. XLVI, № 2. С. 387 – 392. 12. *Симошин В.В.* Исследование катодных потерь в магнетронах с вторично-эмиссионными катодами методом численного моделирования // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. 1(337), 1982. С. 27 – 31. 13. *Skowrow J.F.* The Continuous – Cathode (Emitting - Sole) Crossed – Field Amplifier // Proceedings of the IEEE, vol. 61, № 3, March, 1973. P. 332 – 356. 14. *Чурюмов Г.И.* Моделирование процессов электронной бомбардировки катода и анода в амплитроне // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. 3(457), 1993. С. 23 – 26. 15. *Tahir I., Dexter A., and Carter R.* Noise Performance of Frequency and Phase Locked CW Magnetrons Operated as Current Controlled Oscillators. IEEE Trans. Electron Devices, № 10, vol. ED - 52, October, 2005. P. 1112-1118. 16. *Уилбур, Питерс.* Магнетрон, настраиваемый напряжением. В кн. Электронные сверхвысоочастотные приборы со скрещенными полями. М.: Изд – во иностр. лит. Т. 2, 1961. С. 44 – 84. 17. *Байбурун В.Б., Кудрин И.В.* Анализ электронных траекторий в плоском магнетроне с неоднородным магнитным полем. Элект-

ронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1977. Вып. 7. С. 51 – 56. 18. *Басрави К.М., Чурюмов Г.И.* Расчет и экспериментальное измерение параметров анодных блоков магнетронов // Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, 2007. № 756. С. 132 – 139. 19. *Вайнштейн Л.А., Рошаль А.С.* Пространственный заряд в магнетронных приборах. Лекции по Электронике СВЧ и радиофизике. 8-я зимняя школа-семинар инженеров. Книга 2. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1987. 20. *Чурюмов Г.И., Басрави К.М., Сивоконь К.В.* Многопериодная математическая модель магнетрона. Радиоэлектроника и информатика. 2006, № 2. С. 15 – 27. 21. *Басрави К.М., Фролова Т.И., Чурюмов Г.И.* Особенности фазовой группировки в магнетронных приборах с распределенной эмиссией // Вісник Сумського державного університету. Серія: Фізика, математика, механіка, 2007. № 1. С. 105–116. 22. *Чернушенко А.М., Майбородин А.В.* Измерение параметров электронных приборов дециметрового и сантиметрового диапазонов волн / Под ред. А.М. Чернушенко. М.: Радио и связь, 1986. 335 с. 23. *Малахов А.Н.* Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968. 659 с. 24. *Бычков С.И., Беренин Н.И., Сафаров Р.Т.* Стабилизация частоты генераторов СВЧ. М.: Сов. радио, 1947. 375 с. 25. *Фролова Т.И., Чурюмов Г.И.* Особенности режимов работы двухкаскадного магнетронного автогенератора // Прикладная радиоэлектроника. 2004. Том 3. № 1. С. 57 – 64. 25. *Хокни Р., Истеуд Д.* Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 638 с. 27. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с. 28. *Сретенский С.Н.* Основы применения электронных приборов сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1963. 416 с. 29. *Никонов Б.П.* Оксидные катоды. М.: Энергия, 1979. 237 С. 30. *Басрави К.М., Экезли А.И.* Экспериментальное исследование распределения магнитного поля в магнетроне // Материалы 11-го международного молодежного Форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», Ч. 1, 10 – 12 апреля 2007. 238 с.

Поступила в редколлегию 12.06.2007

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Лукин К.А.

Чурюмов Геннадий Иванович, д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры физических основ электронной техники ХНУРЭ. Научные интересы: моделирование нелинейных электронно-волновых процессов. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (057) 702-10-57.

Фролова Татьяна Ивановна, канд. физ.-мат. наук, ассистент кафедры физических основ электронной техники ХНУРЭ. Научные интересы: техника и приборы СВЧ. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (057) 702-10-57.

Басрави Камал Махмуд, аспирант кафедры физических основ электронной техники ХНУРЭ. Научные интересы: электроника СВЧ. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (057) 702-10-57.

Сивоконь Константин Валериевич, аспирант кафедры физических основ электронной техники ХНУРЭ. Научные интересы: электроника и техника СВЧ. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (057) 702-10-57.