

**ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОЙ ГРУППИРОВКИ В МАГНЕТРОННЫХ ПРИБОРАХ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ЭМИССИЕЙ****К.М. Басрави, Т.И. Фролова, Г.И. Чурюмов***Харьковский национальный университет радиоэлектроники**e-mail: [churyumov@kture.kharkov.ua](mailto:churyumov@kture.kharkov.ua)***ВВЕДЕНИЕ**

Известно [см., напр., 1], что в электронно-волновых системах с длительным взаимодействием необходимым условием генерации электромагнитных колебаний является выполнение условия синхронного движения электронов и замедленного электромагнитного поля, возбуждаемого данными электронами (условие синхронизма), а достаточным условием такой генерации является наличие фазовой группировки (фазовой фокусировки) электронного потока. Следует отметить, что механизм фазовой группировки электронного потока в магнетронных приборах представляет собой сложный нелинейный процесс, конечным результатом которого является преобладание “полезных” (отдающих энергию полю) электронов над “вредными” (отбирающих энергию у поля) [2]. Исследование и анализ процесса фазовой группировки позволяет понять причины появления начальных возмущений и последующее развитие неустойчивостей в потоке, которые, эволюционируя, ограничивают достижение в приборах предельных значений выходных параметров и характеристик. Среди возможных возмущающих факторов следует выделить особенности распределения синхронного поля и несинхронных паразитных и побочных видов колебаний, влияние поля пространственного заряда (ПЗ), наличие неоднородностей статических электрического и магнитного полей, а также характер токоотбора с катода, который определяется видом и величиной эмиссии электронов, особенно в приборах с распределенной эмиссией.

Для исследования данных возмущающих факторов использовались различные теоретические методы: от аналитических до численных. Среди численных методов наиболее широкое применение получил метод крупных частиц [3, 4]. Основа данного метода была заложена в работах Г.Г. Моносова, М.Б. Цейтлина, S.P. Yu, G.P. Kooyers, O. Bunemann, J.R.M. Vaughan, R.W. Hockney, A.C. Рошаля, А.А. Шадрина, А.Г. Шеина, Д.И. Трубецкова, D.M. MacGregor, В.В. Байбурина и др. Результатом проведенных исследований явились понимание особенностей циклоидального движения электронов [5,6] и общий вид электронных спиц в квазипериодическом [7, 8] и многопериодном приближениях [9]. Наиболее существенным и важным результатом численного моделирования явилось подтверждение существования эффекта ограничения эмиссии полем ПЗ, а также роли данного эффекта в механизме накопления объемного заряда и установления стационарного режима работы прибора [10, 11].

В работе [12] проведено моделирование распределения плотности объемного заряда в сформировавшейся электронной спице. Данный результат позволил уточнить динамику распределения сил в электронном потоке и, как следствие этого, понять роль поля ПЗ в нелинейном процессе взаимодействия. Механизм фазовой группировки и его влияние на интегральные параметры в различных режимах работы приборов магнетронного типа (как лучевых, так и с распределенной эмиссией) рассматривался в работах [13-15].

В целом необходимо отметить, что для развития методологии численного эксперимента и его применения к исследованию процессов фазовой группировки в магнетронных приборах огромное влияние оказали работы “харьковской” и “саратовской” школ математического моделирования. Обобщение многочисленных результатов численного моделирования позволило сформировать теоретические основы “идеального” механизма фазировки в данных приборах как лучевых, так и с распределенной эмиссией.

Целью данной работы является математическое моделирование процесса фазовой группировки в магнетронных приборах с распределенной эмиссией (магнетронах) при наличии разного рода возмущающих факторов. Особое внимание уделяется рассмотрению таких факторов, как учет продольных и/или поперечных сил ПЗ, влиянию на энергетические и частотные характеристики прибора поперечных и продольных компонент ВЧ поля, а также особенностям механизма формирования электронного потока в условиях наличия термоэлектронной и вторичной электронных эмиссий (термоэмиссионный катод), начального термоэлектронного запуска (поджига) и вторичной электронной эмиссии, а также в приближении применения холодного металлического катода (вторичная электронная эмиссия).

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Магнетронные приборы с распределенной эмиссией и замкнутым электронным потоком делятся на генераторные (магнетрон) и усилительные (магнетронные усилители) электронно-волновые системы. Анализ процессов взаимодействия в таких системах показывает, что существуют принципиальные отличительные особенности физики их работы. Это связано с различным характером развития неустойчивости волновых процессов во времени (наличие абсолютной неустойчивости) и пространстве (наличие пространственного усиления). В результате в данных системах возбуждаются электромагнитные поля, амплитуда которых нарастает со временем в фиксированной точке пространства (формирование стоячей волны) или нарастает в пространстве по мере удаления от входа системы (формирование бегущей волны). Для эффективного обмена энергией между электронным потоком и электромагнитным полем, как упоминалось выше, необходимым условием является выполнение условия синхронизма, которое для указанных электронно-волновых систем можно представить в виде [16]:

$$t_{np} \approx \frac{T}{2} \quad (\text{в режиме стоячей волны}), \quad (1)$$

$$v_e \approx v_\phi \quad (\text{в режиме бегущей волны}), \quad (2)$$

где  $t_{np}$  - время пролета электронами середины щелей соседних резонаторов анодного блока;  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  - период ВЧ колебаний;  $v_e = E_0/B_0$  - средняя скорость движения невозмущенного электрона;  $E_0 = \frac{U_a}{r \cdot \ln(r_a/r_c)}$  - напряженность статического электрического поля;  $v_w = r \cdot \Omega_w$  - фазовая скорость холодной ВЧ волны;  $\Omega_w$  - угловая скорость вращения холодного ВЧ поля. Учитывая, что для систем с азимутальной симметрией выполнение условий (1) и (2) возможно только для фиксированного

радиуса, например, при  $r = r_a$ , в расчетах предполагается, что условия синхронизма выбираются на уровне анода.

Для резонансных приборов с замкнутым электронным потоком (магнетроны) условие синхронизма (1) необходимо дополнить условиями замкнутости ВЧ волны и электронного потока, которые имеют вид:

$$N\psi_{рез} = 2\pi\gamma, \quad (3)$$

$$\Omega_e = \frac{\omega}{\gamma_e}, \quad (4)$$

где  $\psi_{рез}$  - фазовый сдвиг волны на ячейку резонансного анодного блока;  $N$  - число резонаторов анодного блока;  $\gamma = n + mN$ , где  $n=0, 1, 2, 3, \dots$ ;  $\frac{N}{2}$  - номер основного вида колебания;  $m= 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  - номер пространственной гармоники;  $\Omega_e$  - угловая скорость вращения электронного потока.

Используемая в магнетронах резонансная электродинамическая структура (анодный блок) представляет собой сложную многовидовую колебательную систему, в которой возможно возбуждение бесконечного числа видов колебаний, содержащих вдоль окружности целое число полных периодов  $\gamma$ . Однако практический интерес представляют два вида колебаний: основной вид колебания или  $\pi$ -вид (случай нулевой пространственной гармоники, т.е. когда  $m=0$ ), а также  $\frac{\pi}{2}$ - вид (случай -1 пространственной гармоники, т.е. когда  $m= -1$ ).

Для исследования процесса фазовой группировки используются двухмерная и трехмерная нерелятивистские многопериодные математические модели магнетрона, описанные в работах [17, 18]. Моделирование проводится для магнетронов разного диапазона длин волн, уровней ВЧ мощности, типов катодов, видов электронной эмиссии (термоэлектронной и вторичной) и режимов работы (импульсного и непрерывного). Основные параметры данных приборов приведены в таблице.

### АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯ ПЗ

В [10] показано, что поле ПЗ является одним из факторов, который оказывает наиболее сильное влияние на механизм фазовой группировки. Результаты численного моделирования магнетронных приборов с распределенной эмиссией подтвердили предположения, ранее высказанные в работе [19], о существовании в данных приборах механизма “саморегулирования” процессами токоотбора с катода, а также позволили объяснить особенности данного механизма ограничением эмиссии полем ПЗ благодаря образованию вблизи эмиттирующей поверхности “виртуального” катода [20]. Это позволило объяснить механизм установления стационарного состояния в приборах с распределенной эмиссией. Однако полученные результаты не учитывают связь между действием кулоновских сил и фазовым смещением спиц относительно максимума тормозящей фазы азимутальной составляющей ВЧ поля.

Для исследования влияния кулоновских сил в предлагаемой многопериодной модели магнетрона решается уравнение Пуассона в подвижной системе координат  $(r, \phi')$ , вращающейся с угловой скоростью

основного вида колебания  $\Omega_w$  [17]. В качестве метода решения уравнения Пуассона используется конечно-разностный метод Хокни [21].

Таблица - Основные параметры магнетронов

Параметр	Магнетрон					
	дм - диапазон		см - диапазон		мм - диапазон	
	М-156	М-136	МИ-29	М-857	МИ-1	М-1
Радиус катода $r_c$ , мм	2,3	2,55	5,65	0,925	0,85	1,0
Радиус анода $r_a$ , мм	4,45	5,0	10	1,25	1,665	1,45
Высота катода $h_c$ , мм	10,0	10,0	24	4	2,4	4,0
Число резонаторов $N$	10	12	12	20	25	32
Магнитное поле $B_0$ , Тл	0,15	0,17	0,25	0,2	0,8	0,57
Режим работы	непр.	непр.	имп.	непр.	имп.	непр.
Катод	терм.	терм.	терм.	терм.	терм.	терм.
Вид эмиссии	терм.	терм.	терм. +	терм. +	терм. +	терм. +
			втор.	втор.	втор.	втор.

На рис. 1 показан процесс установления нормированной плотности объемного заряда в пространстве взаимодействия магнетрона для разных начальных состояний электронного потока. Как видно, изменение начального состояния электронного потока (увеличение плотности начального конвекционного тока в электронной втулке  $J_0 = \rho_0 \cdot v_e$ , где

$\rho_0 = \frac{N_e \cdot Q_e}{\Delta V}$  - начальная плотность объемного заряда;  $Q_e$  - заряд крупной

частицы;  $N_e^0$  - начальное количество частиц в объеме  $\Delta V$ ;  $\Delta V$  - объем пространства, занятый электронным потоком) практически не влияет на величину объемного заряда, который накапливается в пространстве взаимодействия магнетрона в установившемся режиме работы

( $\rho/\rho_{бр} \approx 0,58$ , где  $\rho_{бр} = \frac{\epsilon_0 \times \omega_c^2}{\eta}$  - бриллюэновская плотность заряда;

$\omega_c = \eta \cdot B_0$  - циклотронная частота;  $\eta = e/m$  - приведенный заряд электрона).

С другой стороны, рост начальной плотности тока  $J_0$  приводит к уменьшению времени накопления объемного заряда до момента установления стационарного состояния (точки а, б и с на рис. 1). Полученный результат можно рассматривать как пример возможного влияния начального тока, генерируемого с катода, на процесс установления стационарного состояния в приборе. С другой стороны видно, что для уменьшения времени установления стационарного режима работы следует увеличивать первичную эмиссию с катода, что, особенно, важно в случае использования режима работы приборов с малыми длительностями импульсов анодного напряжения.

На рис. 2 представлены фазовые распределения электронов на ВЧ периоде для разных случаев учета действия кулоновского поля: (а) соответствует приближению, когда действие кулоновского поля не

учитывается, т.е. поперечная и продольная компоненты кулоновского поля равны нулю, т.е.  $\hat{\varepsilon}_r = \hat{E}_r/E_0 = 0$  и  $\hat{\varepsilon}_\varphi = \hat{E}_\varphi/E_0 = 0$ ; (б) соответствует учету только продольной компоненты поля ПЗ, т.е.  $\hat{\varepsilon}_r = \hat{E}_r/E_0 = 0$  и  $\hat{\varepsilon}_\varphi = \hat{E}_\varphi/E_0 \neq 0$ ; (в) соответствует учету двух компонент поля ПЗ, т.е. когда  $\hat{\varepsilon}_r = \hat{E}_r/E_0 \neq 0$  и  $\hat{\varepsilon}_\varphi = \hat{E}_\varphi/E_0 \neq 0$ . С целью уточнения особенностей влияния ВЧ-поля на механизм группировки там же представлены распределения продольной  $\tilde{E}_\varphi$  и поперечной  $\tilde{E}_r$  компонент напряженности ВЧ поля.

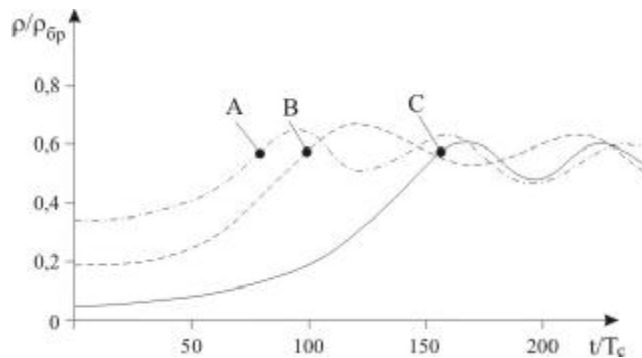


Рисунок 1 – Кривые установления нормированной плотности ПЗ в пространстве взаимодействия магнетрона

Необходимо отметить, что распределения  $Y = Y(\Phi')$  получены в подвижной системе координат  $(r, \varphi')$ , вращающейся относительно лабораторной (неподвижной) системы координат  $(r, \varphi)$  с постоянной угловой скоростью  $\Omega_w = \omega/\gamma$ . В качестве начального состояния электронного потока при  $t = 0$  выбирается квазиламинарная электронная втулка, нормированная высота которой равна  $\Delta R_e = \frac{r_e - r_c}{r_a - r_c} = \frac{2 \cdot v_e}{\omega_c(r_a - r_c)}$  и имеющая равномерное распределение плотности объемного заряда  $\rho_0(r, \varphi') = const$ . В дальнейшем при  $t > 0$  предполагается, что процесс пополнения и накопления объемного заряда осуществляется за счет только вторичной электронной эмиссии.

**Случай (а).** В этом случае пренебрегается действием кулоновских сил расталкивания и таким образом реализуется “квазиидеальный” механизм фазировки электронов. В результате электроны группируются в электронные спицы в области фаз  $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq +\frac{\pi}{2}$ , смещаясь к центру этой

области  $\Phi' = 0$  и вылетают на анод при  $Y = \ln \frac{r_a}{r_c}$ . Пополнение электронного облака происходит за счет вторичных электронов, эмиттирующихся с участков катода с фазами  $-\pi \leq \Phi' \leq -\frac{\pi}{2}$  и  $\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \pi$ .

Однако в силу того, что средний коэффициент вторичной эмиссии  $\bar{\sigma} < 1$  имеет место обеднение областей размножения электронов, и, как следствие, процесс возбуждения колебаний в магнетроне срывается.

В целом следует отметить, что в случае отсутствия действия кулоновских сил формируется симметричная электронная спица, фазовое положение которой относительно максимума тормозящей фазы азимутальной компоненты ВЧ-поля определяется заданным электрическим режимом работы (анодным напряжением). Для выбранного режима работы фазовый сдвиг спицы составил  $\Delta\theta = 360 \cdot \frac{t_{np}}{T} = 9,2$  град. По сути, данный фазовый сдвиг определяет собой положение спицы ПЗ по отношению к распределению ВЧ-поля в момент достижения полем максимальной амплитуды. В зависимости от выбранного режима работы (рабочей точки на вольтамперной характеристике (ВАХ) магнетрона) возможно отставание ( $t_{np} < T$ ) или опережение ( $t_{np} > T$ ) спицы максимума тормозящей фазы ВЧ-поля на время  $\Delta t_{np}$ .

**Случай (б).** Учет продольной компоненты кулоновского поля незначительно нарушает симметрию спицы ПЗ, улучшает эффективность вторичного размножения электронов ( $\bar{\sigma} = 1,3$ ) и стабилизирует процесс энергообмена между электронным потоком и ВЧ-полем (рис. 2б). В то же время имеет место значительный скачок фазового сдвига спицы  $\Delta\theta = 37,3$  град. Связано это с увеличением разброса по скоростям электронов в пространстве взаимодействия магнетрона, ростом числа несинхронных электронов в областях размножения и, как следствие, с увеличением величины реактивной мощности взаимодействия.

**Случай (с).** Учет сил кулоновского поля позволяет анализировать реальный процесс фазовой группировки (рис. 2с). Как видно, дополнительный учет радиальной компоненты  $E_r$  поля ПЗ искажает распределение суммарного электрического поля и вносит асимметрию в фазовое распределение электронов в области спицы, а также незначительно ухудшается эффективность вторично-эмиссионного размножения электронов ( $\bar{\sigma} = 1,2$ ) и уменьшается фазовый сдвиг спицы  $\Delta\theta = 32,4$  град.

Как видно из представленных зависимостей, отсутствие термоэлектронной эмиссии приводит также к частичному обеднению

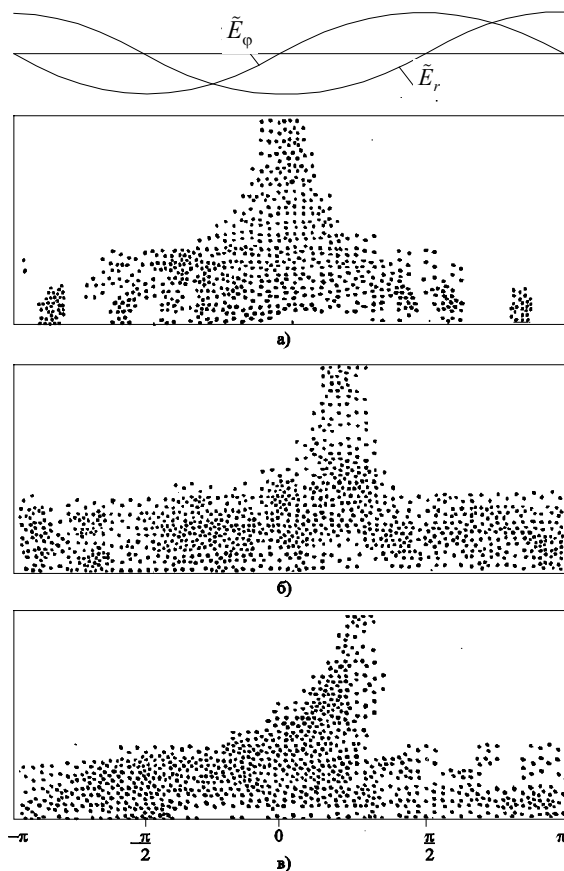


Рисунок 2 – Фазовые распределения электронов на ВЧ-периоде

электронной втулки в области, непосредственно прилегающей к катоду, с фазами  $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \frac{\pi}{2}$ . Причина такого обеднения связана с отсутствием вылета электронов на катод в этой области и, как следствие этого, отсутствием дополнительной эмиссии электронов за счет эффекта вторично-эмиссионного размножения электронов с фазами вылета  $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \frac{\pi}{2}$ . В то же время в областях фаз  $-\pi \leq \Phi' \leq -\frac{\pi}{2}$  и  $\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \pi$  имеет место бомбардировка катода первичными электронами и происходит вторично-эмиссионное размножение электронов (вторичная электронная эмиссия). В результате в данных областях наблюдаются образование локальных виртуальных катодов и существование эффекта ограничения эмиссии полем ПЗ.

С другой стороны, проведенный анализ показывает, что учет поля ПЗ практически не влияет на интегральный эффект передачи энергии от электронного потока ВЧ-полю. Относительное изменение выходной мощности для указанных трех случаев не превышает (0,5 – 1,5) дБ, а изменение эффективности взаимодействия не превышает (3 – 4) %. В то же время значительное увеличение фазового сдвига спицы относительно максимума тормозящей фазы азимутальной компоненты ВЧ-поля свидетельствует о преобладающем влиянии кулоновских сил на частотные характеристики магнетрона. Это влияние проявляется через рост разброса скоростей электронов и, как следствие, увеличение реактивной компоненты мощности взаимодействия. В результате увеличивается нестабильность частоты и имеет место рост девиации частоты.

### ОСОБЕННОСТЬ ФАЗОВОЙ ГРУППИРОВКИ В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Особенность взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем резонансной системы магнетрона (динамический режим) зависит от режима работы прибора (низковольтная или высоковольтная области ВАХ) и структуры ВЧ-поля. Анализ распределения ВЧ-поля показывает, что в резонансной системе магнетрона имеет периодический закон изменения амплитуды поля в направлении движения электронного потока (вдоль азимутальной координаты  $\varphi'$ ). В поперечном сечении пространства взаимодействия  $(r, z)$  закон изменения ВЧ-поля вдоль радиуса определяется структурными функциями  $\Psi_{r, \varphi}^{\gamma}(r)$  [20].

На рис. 3 показаны зависимости значений структурных функций от высоты пространства взаимодействия для основного (случай основной пространственной гармоники или  $\pi$ -вида, кривые 1) и высшего (случай 1 пространственной гармоники или  $\pi/2$ -вида, кривые 2) видов колебаний. Данные зависимости получены для анодной резонансной системы с  $N = 34$ .

Как видно, взаимодействие электронного потока с ВЧ-полем  $\pi$ -вида колебания возможно практически по всей высоте пространства взаимодействия  $0 < R < 1,0$ , где  $R = \frac{r - r_c}{r_a - r_c}$  - нормированный радиус. В

случае  $\pi/2$ -вида колебания реализуется режим поверхностной волны, и эффективное электронно-волновое взаимодействие происходит в области при  $R > 0,6$ , т. е. такая структура ВЧ-поля предполагает формирование электронной втулки высотой  $\Delta R_c > 0,8$ . В результате эффективность

взаимодействия электронов с ВЧ-полем  $\pi/2$ - вида значительно снижается, и кпд для приборов мм-диапазона с таким типом взаимодействия не превышает (10 – 15) %.

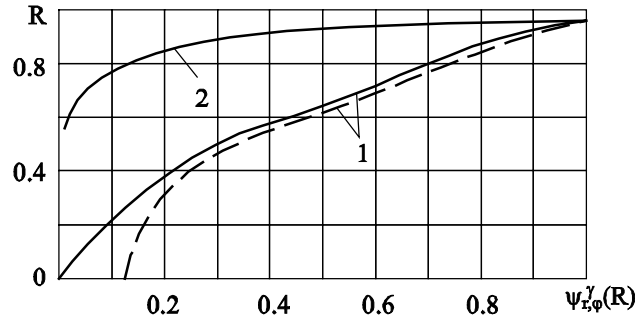


Рисунок 3 – Зависимости изменения структурных функций от высоты пространства взаимодействия: (-----) -  $\phi$ -я и ( — ) -  $r$ -я составляющие структурной функции

Для анализа роли и влияния радиальной и азимутальной компонент ВЧ-поля на процесс фазовой группировки рассмотрим результаты моделирования, представленные на рис. 2. Как видно, роль и влияние радиальной составляющей ВЧ-поля  $\tilde{E}_r$  сводятся к увеличению средней скорости движения электронов с фазами  $-\pi \leq \Phi' < 0$ , т.е. в этом случае получаем, что

$$\tilde{v}_e^+ = \frac{E_0 + \tilde{E}_r}{B_0} = (v_e + \Delta\tilde{v}_e). \quad (5)$$

Для электронов с фазами вылета с катода  $0 < \Phi' \leq \pi$  имеет место уменьшение средней скорости электронов, которая равна

$$\tilde{v}_e^- = \frac{E_0 - \tilde{E}_r}{B_0} = (v_e - \Delta\tilde{v}_e). \quad (6)$$

Таким образом, действие радиальной компоненты напряженности ВЧ-поля сводится к изменению азимутальной скорости движения электронов и, как следствие, их фазовой группировке при  $\Phi' = 0$  с учетом наличия “горячего” фазового сдвига  $\Delta\vartheta$ , обусловленного реактивной составляющей мощности взаимодействия. В результате большая часть электронного потока формируется в тормозящей фазе азимутальной составляющей ВЧ-поля при  $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \frac{\pi}{2}$ . В случае взаимодействия электронов, находящихся в объеме  $d\tilde{V}$  с плотностью  $\tilde{\rho}$ , с тормозящим ВЧ-полем азимутальной составляющей  $\tilde{E}_\phi$  совершается работа против сил данного поля:

$$dA = \tilde{\rho} \tilde{E}_\phi d\bar{l} d\tilde{V}, \quad (7)$$

где  $d\bar{l}$  - средняя длина пути, проходимая электронами. Величина этой работы в соответствии с законом сохранения полной энергии изолированной системы равна разности энергии потока до  $t = t_i$  и после  $t_{i+1} = t_i + \Delta t$ , где  $\Delta t$  - интервал времени, за который электроны проходят путь  $d\bar{l}$ , т.е.



$$dW_p^{i+1} - dW_p^i + dW_k^{i+1} - dW_k^i = dA, \quad (8)$$

где  $dW_p$  и  $dW_k$  - потенциальная и кинетическая энергия электронов, находящихся в объеме  $d\tilde{V}$ . В результате имеет место отбор энергии у электронов и передача ее ВЧ-полю. Как видно, одной из задач численного моделирования является задача поиска экстремума для выражения (8) с целью более эффективного преобразования энергии потока в энергию электромагнитных колебаний, генерируемых магнетроном.

Моделирование динамики движения электронного потока при взаимодействии с ВЧ-полями различных видов колебаний (например,  $\pi$ -

или  $\frac{\pi}{2}$  - видов колебаний) показывает, что состояние электронного

потока отличается в основном высотой электронной втулки, которая в

случае возбуждения  $\frac{\pi}{2}$ - вида колебания занимает (85 – 95) % высоты

пространства взаимодействия. При этом электроны, покидающие катод в

благоприятных фазах ВЧ-поля (при  $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \frac{\pi}{2}$ ) и взаимодействующие с

ВЧ-полем, поднимаются и оседают на аноде. В результате граница электронной втулки деформируется, происходит группировка электронов в виде периодических в азимутальном направлении волнообразных расширений, которые можно рассматривать как подобие спиц ПЗ при взаимодействии электронов с ВЧ-полями  $\pi$ - вида. Электроны, вылетающие в неблагоприятных фазах ВЧ-поля, возвращаются на катод и вызывают процессы вторично-эмиссионного размножения электронов.

В целом необходимо отметить, что траекторный анализ процесса фазовой группировки в динамическом режиме работы магнетрона позволяет определить две устойчивые области в электронном потоке: область электронной втулки  $0 \leq R \leq \Delta R_e$  и область электронных спиц  $\Delta R_e \leq R < 1$ . Движение электронов в указанных областях характеризуется сложной динамикой и определяется как двухпоточное в электронной втулке и однопоточное (квазиламинарное) в области электронных спиц [см. также 22]. Анализ фазовой группировки потока, представленной на рис. 2, показывает, что устойчивая работа магнетрона в значительной степени зависит от характера распределения потоков конвекционного тока в пространстве катод – анод магнетрона, включая и условия эмиссии электронов.

На рис. 4 представлена качественная картина распределения потоков конвекционного тока в электронном облаке магнетрона. При этом предполагается, что эмиссия электронов с катода происходит за счет вторично-эмиссионного размножения. Как видно, поступление электронов в спицу обеспечивается из областей вторично-эмиссионного размножения

1 ( $-\pi \leq \Phi' \leq -\frac{\pi}{2}$ ) и 2 ( $\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \pi$ ). При этом соотношение между

плотностями конвекционного тока  $\tilde{J}_e^1$  и  $\tilde{J}_e^2$  зависит от выбранного

режима работы прибора. В низковольтной области ВАХ, когда

выполняется условие  $\Omega_e < \Omega_w$ , имеем, что  $\tilde{J}_e^1 < \tilde{J}_e^2$ , а в высоковольтной ее

части получаем, что  $\Omega_e > \Omega_w$  и  $\tilde{J}_e^1 > \tilde{J}_e^2$ . В то же время изменяться может

не только соотношение между плотностями конвекционных токов  $\tilde{J}_e^1$  и

$\tilde{J}_e^2$ , но и их значения. В ряде случаев (например, при недостаточной

эффективности вторичного размножения) это может стать причиной срыва колебаний в магнетронах с холодным катодом.

В области 3 ( $-\frac{\pi}{2} \leq \Phi' \leq \frac{\pi}{2}$ ) практически отсутствуют электроны, т.к. из этой части катода не эмитируются вторичные электроны. Учет термоэлектронной эмиссии с катода приводит к частичному заполнению этой области, и максимальная плотность объемного заряда в этом случае соответствует установлению режима насыщения термоэлектронного тока.

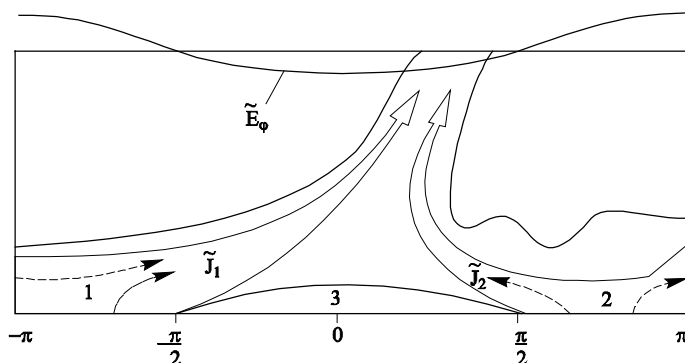


Рисунок 4 – Качественное распределение потоков плотности конвекционного тока в электронной спице

#### ИССЛЕДОВАНИЕ АКСИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА

На рис. 5 представлены распределения электронов вдоль азимутальной (а) и аксиальной (б) координат пространства взаимодействия непрерывного магнетрона М-857. Как видно из рис. 5а, вдоль азимутальной координаты пространства взаимодействия магнетрона с разнорезонаторной системой в случае возбуждения колебаний  $\pi$ -вида формируется  $\gamma_e = 10$  электронных спиц. При этом выполняется условие квазипериодичности процессов группировки электронов, и фазировка электронов повторяется на каждом угловом периоде разнорезонаторной системы  $\frac{2 \cdot \pi}{N}$ .

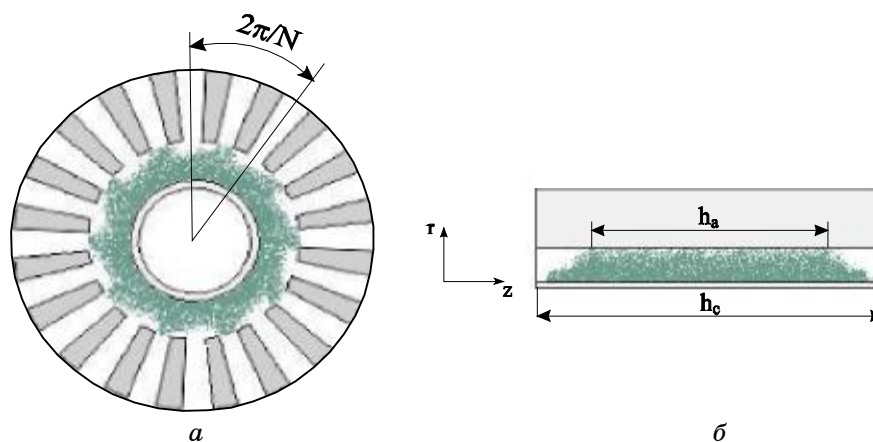


Рисунок 5 – Азимутальное и аксиальное распределение объемного заряда

Анализ аксиального распределения электронов, представленный на рис. 5б, указывает на фокусирующее действие торцевых катодных экранов. В результате отношение  $\frac{h_a}{h_c} < 1$  и в зависимости от выбранного режима равно 0,7 – 0,8.

## ВЫВОДЫ

Проведенные исследования позволили уточнить “идеальный” механизм фазовой группировки электронного потока в магнетронных приборах с распределенной эмиссией и замкнутым электронным потоком (магнетронах), а также понять влияние на фазировку потока поля ПЗ и синхронного ВЧ-поля, а также основные закономерности прохождения конвекционного тока от катода прибора до анода. Показано, что кулоновские силы расталкивания способствуют процессу вторично-эмиссионного размножения и ограничения эмиссии, благодаря процессу “саморегулирования” токоотбора с катода, а также установлено, что их действие ухудшает частотные характеристики магнетронов за счет роста времени формирования потока и практически не влияет на энергетические характеристики приборов.

Анализ динамического режима позволил найти схему оптимизации процесса преобразования энергии.

## SUMMARY

### FEATURES OF PHASE ARRANGEMENT IN MAGNETRON DEVICES WITH DISTRIBUTED EMISSION

**K. Basravi., T. Frolova, G. Churyumova**  
Kharkov National University of Radioelectronics  
e-mail: [churyumov@kture.kharkov.ua](mailto:churyumov@kture.kharkov.ua)

*The outcomes of simulation of phase-focusing processes in magnetrons are presented. The feature of the beam focusing process depending on character of electron emission as well as influence of space charge field and electromagnetic one is shown. The mechanism of forming spokes in a dynamic mode of the magnetrons have been given.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Сов. радио, 1973. – 391 с.
2. Фикс Д., Хагструм Г., Гатман П. Магнетроны / Пер. с англ. – М.: Сов. радио, 1948. – С.259.
3. Харлоу Ф.Х. Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики / В кн. Вычислит. методы в гидродинамике. -М.: Изд-во иностранной лит., 1967. - С.316-342.
4. Хокни Р., Иствуд Д. Численное моделирование методом частиц. –М.: Мир, 1987.–638 с.
5. Стальмахов В.С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. - М.: Сов.радио, 1963. - 256 с.
6. Моносов Г.Г. Траектории электронов в приборах М-типа // Радиотехника и электроника. – 1962. - Т.7, № 5. – С. 1125-1129.
7. Voughan J. R. M. Beam buildup in a dematron amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. – 1971. - V. ED-18. - № 6. - P. 365-373.
8. Романов П.В., Рошаль А.С., Галимуллин В.Н. О расчете методом Монте-Карло цилиндрического электронного потока в скрещенных полях // Известия вузов СССР. Радиофизика. – 1970. - Т. XIII, № 10. - С. 1554 -1562.
9. MacGregor D.M. Computer modeling of crossed-field tubes // Appl. of Surfase Sciences. - 1981, № 8. - P.213-224.

10. Вайнштейн Л.А., Рошаль А.С. Пространственный заряд в магнетронных приборах / В кн. Лекции по электронике СВЧ (2-я зимняя школа - семинар инженеров). - Изд-во Саратовского ун-та, 1968. - Кн. 3. - 196 с.
11. Drobot A. Large scale simulation of electron devices // Int. Electron Dev. Meet. - San Francisco, December, 1984. - P. 912-921.
12. Рошаль А.С., Романов П.В. Процессы установления колебаний в магнетронных генераторах // Известия вузов СССР. Радиоэлектроника. - 1974.- Т. XVII, № 9. - С. 63 - 68.
13. К вопросу электронно-волнового взаимодействия в амплитроне / Харьк. ин-т радиоэлектроники/ Г.И. Чурюмов. - Харьков, 1986. - 17 с.- Деп. в УкрИНТЭИ N 1248-Ук 86.
14. Физическая и математическая оптимизация выходных параметров лучевых приборов магнетронного типа. Отчет НИР / Саратовский государственный университет; Научный руководитель В.Н. Шевчик. - Инв. N 6461644. - Саратов, 1975. - 247с.
15. Чурюмов Г.И. Расчет стационарных рабочих характеристик амплитрона методом численного моделирования // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. - 1987. - Вып. 7(401). - С. 38-43.
16. Коваленко В.Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. -М.: Сов. радио, 1955.
17. Чурюмов Г.И., Басрави К.М., Сивоконь К.В. Многопериодная математическая модель магнетрона // Радиоэлектроника и информатика. - 2006. - № 2. - С. 15 - 27.
18. Фролова Т.И., Чурюмов Г.И. Особенности режимов работы двухкаскадного магнетронного автогенератора // Прикладная радиоэлектроника. - 2004. - Т. 3, №1. - С. 57 - 64.
19. Skowrow J.F. The Continuous - Cathode (Emitting - Sole) Crossed - Field Amplifier //Proceedings of the IEEE. -March, 1973. - V. 61, # 3. - P. 332 - 356.
20. Магнетроны сантиметрового диапазона / Под. ред. С.А. Зусмановского. - М.: Сов. радио,1950. - Т.1. -416 с.
21. Hockney R.W. A fast direct solution of Poisson's equation using Fourier analysis // J. of the ACM. - 1965. - V. 12. - № 1. - P.95-113.
22. Чурюмов Г.И. О неустойчивости электронного облака в докритическом режиме магнетронного диода // Радиотехника и электроника. - 1996. - Т. 41, № 11. - С. 1837-1841.

**Басрави К.М.**, аспирант, ХНУРЭ;

**Фролова Т.И.**, кандидат физико-математических наук, ассистент, ХНУРЭ;

**Чурюмов Г.И.** - доктор физико-математических наук, профессор, ХНУРЭ;

*Поступила в редакцию 2 марта 2007 г.*