

Г. И. ЧУРЮМОВ, канд. техн. наук, Ю. А. НАЗАРЕНКО

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ (ЭОС) МАГНЕТРОННОГО ТИПА

При теоретическом анализе электронно-волновых процессов в лучевых приборах *M*-типа обычно исходят из предположения о сформированном электронном потоке, задаваемом на входе в пространство взаимодействия усилителя [1]. Для простоты в качестве данного изначального состояния выбирается ламинарный электронный поток, имеющий определенную конечную толщину и ширину, а также линейное продольное распределение скоростей [2]. Такой подход в общем случае корректен и оправдан, так как при данной постановке задачи на первый план выдвигается расчет выходных интегральных характеристик усилителя. В случае, когда поставлена задача исследования причин, приводящих к ухудшению процесса энергообмена между электронным потоком и бегущей ВЧ волной, особое внимание необходимо обратить на вопросы формирования электронного потока, исследования динамики его движения в области ЭОС.

Целью настоящей статьи является разработка методики численного расчета траекторий движения электронов в области ЭОС магнетронного типа со сложной конфигурацией электродов. В основе предлагаемой методики лежит самосогласованная задача электронной оптики, для решения которой применяется конечно-разностный метод.

Пространство взаимодействия ЭОС представлено на рис. 1. Поставленная задача решается с учетом следующих изначальных предположений: рассматривается двухмерное приближение, т. е. полагается, что  $\partial/\partial z \approx 0$ , релятивистские эффекты не учитываются.

Для скоростей и координат частиц, движущихся в скрещенных статических электрическом и магнитном полях с учетом введенных упрощающих предположений, можно записать следующую систему уравнений:

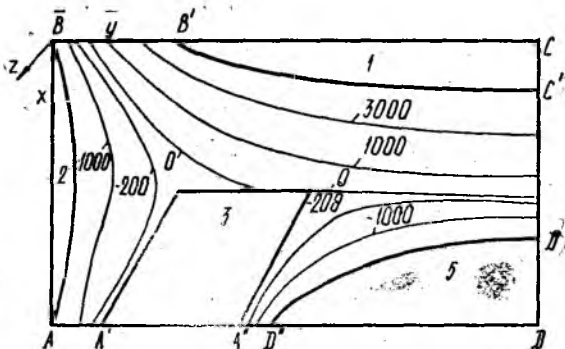


Рис. 1

$$= \eta(E_x - v_y B_0), \quad \frac{dv_y}{dt} = \eta(E_y + v_x B_0), \quad \frac{dx}{dt} = v_x, \quad \frac{dy}{dt} = v_y, \quad (1)$$

где  $E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}$ ;  $E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}$ ;  $V$  — суммарный электрический потенциал самосогласованного поля, являющийся суперпозицией потенциалов, создаваемого электродами ЭОС, и кулоновского, обусловленного собственным полем объемного заряда потока.

Для выбора численного метода решения системы уравнений (1) будем исходить из требования минимизации количества выполняемых арифметических операций для максимального повышения эффективности программы расчета. В этом плане наиболее оптимальным является метод с перешагиванием «leap frog» [3]. В основе данного метода лежит идея, что координаты частиц потока определяются на целых временных шагах (например,  $n$ ,  $n + 1$ ,  $n + 2$  и т. д.), а скорости частиц определяются на полуцелых временных слоях (например,  $n - 1/2$ ,  $n + 1/2$ ,  $n + 3/2$  и т. д.). С учетом данной конечно-разностной схемы решения система уравнений движения (1) окончательно запишется в явном виде следующим образом:

$$\begin{aligned} v_x^{n+1/2} &= (4 + \omega_c^2 DT^2)^{-1} [-4|\eta| DTE_x^n - 2\eta^2 B_0 DT^2 E_y^n + \\ &\quad + (4 - \omega_c^2 DT^2) V_x^{n-1/2} + 4|\eta| B_0 DT v_y^{n-1/2}]; \\ v_y^{n+1/2} &= (4 + \omega_c^2 DT^2)^{-1} [-4|\eta| DTE_y^n - 2\eta^2 B_0 DT^2 E_x^n + \\ &\quad + (4 - \omega_c^2 DT^2) v_y^{n-1/2} - 4|\eta| B_0 DT v_x^{n-1/2}]; \\ x^{n+1} &= x^n + v_x^{n+1/2} DT; \quad y^{n+1} = y^n + v_y^{n+1/2} DT, \end{aligned}$$

где  $\omega_c = \eta B$ ;  $DT$  — шаг решения по времени.

Наиболее трудоемкий этап вычислений связан с определением сил, действующих на частицы в межэлектродной области ЭОС. Для этого необходимо определить распределение электростатического поля с учетом экранирующего действия сил пространственного заряда. Данная задача сводится к решению задачи Дирихле для уравнения Пуассона:  $\nabla^2 V = -\rho/\epsilon_0$ , (3), где  $\rho$  — плотность объемного заряда;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\nabla^2$  — дифференциальный оператор Лапласа, форма записи которого зависит от выбора системы координат.

Используя метод конечных разностей, заменяем дифференциальное уравнение (3) соответствующим ему уравнением в конечных разностях. Применяя четырехточечную схему аппроксимации для некоторой точки  $(i \times j)$  области ЭОС можно записать следующий конечно-разностный аналог (3):

$$\frac{V_{i+1, j} - 2V_{i, j} + V_{i-1, j}}{\Delta x^2} - \frac{V_{i, j+1} - 2V_{i, j} + V_{i, j-1}}{\Delta y^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4)$$

где  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  — абсолютные размеры сетки разбиения вдоль оси  $x$  и  $y$  соответственно.

Для расчета электростатического поля во всей области ЭОС (область ABCD на рис. 1) необходимо данную область покрыть прямоугольной сеткой с шагом  $\Delta x$  и  $\Delta y$ . Тогда для каждого узла  $(i \times j)$

можно записать разностное уравнение, связывающего потенциал данного узла и четырех прилежащих к нему других узлов сетки:

$$V_{i,j} = \frac{1}{2(\Delta x^2 + \Delta y^2)} \left[ N_{i,j} \frac{Q_e \Delta x \Delta y}{\epsilon_0} + \Delta y^2 (V_{i+1,j} + V_{i-1,j}) + \Delta x^2 (V_{i,j+1} + V_{i,j-1}) \right], \quad (5)$$

где  $Q_e$  — заряд «крупной» частицы;  $N_{i,j}$  — количество крупных частиц, находящихся в узле  $(i \times j)$ .

Конечно-разностные уравнения (5), записанные для узловых точек сетки, образуют систему линейных алгебраических уравнений. Для решения данной системы алгебраических уравнений используется итерационный метод Зейделя [4].

Остановимся на некоторых моментах, связанных с трудностями, возникающими при составлении разностных уравнений для околограничных узлов при условии, что прилежащие к ним соседние узлы лежат за пределами рассматриваемой области ЭОС. В этом случае в узлы сетки, ближайшие к электродам, заносятся значения фиксированных потенциалов этих электродов. На границе области ABCD между электродами (отрезки BB', C'D', AA' и A"D") вводится линейное распределение потенциала от одного электрода к другому. Поверхность электродов аппроксимируется многочленами 1-й, 2-й и 3-й степеней, что позволяет унифицировать программу и применять ее для расчета различных ЭОС с отличающейся конфигурацией электродов.

Самосогласованное решение расчетных уравнений (2) и (5) возможно при задании для зависимых переменных соответственно начальных и граничных условий. Начальные условия формируются применительно к переменным  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $x$  и  $y$ . Предполагается, что для частиц, вводимых с катода, начальная скорость равна тепловой скорости вылета. Частицы равномерно распределены вдоль поверхности катода в  $N_e$  точках эмиссии, обладают зарядом  $Q_e$  и вводятся в область ЭОС на каждом шаге решения уравнения движения  $DT$ . При этом количество вводимых частиц соответствует заданной плотности тока эмиссии  $I_0$  и равно

$$N_e = \frac{I_0 dS}{Q_e} DT, \quad (6)$$

где  $dS = L_k h_k$  — площадь эмиттирующей поверхности катода.

Процесс эмиссии протекает только с той поверхности катода, над которой существует ускоряющее суммарное электростатическое поле. В противном случае, когда  $\text{grad } V > 0$ , наступает режим ограничения пространственным зарядом и ввод частиц в область ЭОС не производится.

Использование конечно-разностного метода решения требует применения предварительного исследования точности решения исходной системы уравнений. В результате проведенных тестовых расчетов были определены: размер конечно-разностной сетки  $\Delta x = 0,117 \cdot 10^{-3}$  м,  $\Delta y = 0,185 \cdot 10^{-3}$  м, общее число узлов сетки не менее 4000, погреш-

ность расчета электростатического поля не более 1 В. Время одного шага решения задачи составляло около 3 мин на ЭВМ ЕС 1045. Однако данное время можно сократить в 1,5 раза, без существенного изменения результатов расчета. Достигается это за счет того, что пересчет электростатического поля осуществляется не на каждом шаге  $DT$ , а через  $3DT$ .

Результаты расчета представлены на рис. 1, 2, полученные для ЭОС магнетронного типа со следующими геометрическими ( $AB = 0,0076$  м;  $BC = 0,012$  м;  $C'D' = 0,0038$  м;  $BB' = 0,0033$  м;  $A'A' = 0,0037$  м) и электрическими параметрами:  $U_1 = 5000$  В;  $U_2 = -2000$  В;  $U_3 = 0$  В;  $U_5 = -2000$  В;  $B_0 = 2100$  Гс;  $Q_e = 0,6 \times 10^{-13}$  Кл;  $I_0 = 3$  А/см<sup>2</sup>.

На рис. 1 приведено распределение эквипотенциалей электростатического поля для случая, когда пространство ЭОС свободно от электронов. Видно, что при выбранных значениях потенциалов на электродах почти половина эмиттирующей поверхности катода находится в области тормозящего поля. Это оказывает значительное влияние на токоотбор с катода, так как в этом случае уменьшается эффективная площадь эмиссии, а следовательно, падает полный ток, снимаемый



Рис. 2

с катода. Наиболее сильное влияние на распределение поля в прикатодной области, как показывают расчеты, оказывает величина потенциала на электроде 2.

Траектории движения отдельных частиц, вводимых с разных участков катода, представлены на рис. 2. Пунктиром показаны внешние границы установившегося электронного пучка.

Анализ процесса эмиссии показывает, что траектории частиц, эмиттируемых с различных точек эмиссии катода, отличаются друг от друга. Данное отличие обусловлено неоднородным распределением электростатического поля вдоль поверхности катода. В случае, когда точка эмиссии находится в области тормозящего поля, ток эмиссии практически отсутствует (точка 1). В области слабого ускоряющего поля эмиттируемые частицы возвращаются обратно на катод, вызывая процесс вторично-эмиссионного размножения (точки 2 и 3). Частицы, вылетающие с поверхности катода, находятся под действием сильного ускоряющего электростатического поля и двигаются по циклоидальным траекториям (точки 4 и 5). Обобщая результаты расчета траекторий движения всех эмиттируемых с катода частиц в пространстве ЭОС, можно отметить, что по мере продвижения в область однородного электростатического поля радиус циклоид увеличивается, а возмущения внешних границ пучка уменьшаются. Распределение усредненной продольной составляющей скорости частиц по высоте пучка близко к линейному. При этом состояние ленточного электронного потока приближается к бильяонному.

Таким образом, преимущество описанного подхода состоит в полноте учета факторов, влияющих на процесс формирования ленточного электронного потока. Применение разработанного математического обеспечения позволяет повысить эффективность теоретических расчетов на этапе проектирования электронных пушек.

Список литературы: 1. Ганди, Роу. Нелинейная теория лучевых приборов со скрещенными полями. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями: Пер. с англ. под общ. ред. М. М. Федорова. М., 1961. 472 с. 2. Стальмахов В. С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. М., 1963. 366 с. 3. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М., 1987. 638 с. 4. Бахвалов Н. С. Численные методы. М., 1973. 632 с.

Поступила в редколлегию 18.12.89

УДК 621.385

Б. Н. БОНДАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, И. И. ВОРОТЫНЦЕВА

### ОПТИМИЗАЦИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ В АЛБВ ПРИ НАЛОЖЕНИИ СТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Автофазная ЛБВ (АЛБВ) представляет собой прибор О-типа, в котором для обеспечения устойчивости взаимодействия электронных сгустков, захваченных полем системы, применяется скачок сопротивления связи на входе в выходную секцию прибора. Возросшее СВЧ поле бегущей волны захватывает сформированный электронный сгусток в области минимума потенциальной энергии, вблизи точки перехода от ускоряющего к тормозящему полупериоду СВЧ поля. Захваченный электронный сгусток будет совершать колебания на дне потенциальной ямы, осуществляя при наложении ускоряющего электростатического поля преобразование энергии постоянного поля в энергию СВЧ волны. Изменение знака электростатического поля позволяет реализовать режим обратного преобразования [1; 2]. При этом естественно возникает задача оптимизации эффективности преобразования энергии путем выбора величины и формы этого поля.

Пусть на вход автофазной секции (АС) поступают хорошо сгруппированные электронные сгустки. Будем рассматривать движение электронов в поле бегущей волны:

$$E_{вч} = E_{вч}(z) \sin \varphi. \quad (1)$$

Под фазой частицы будем понимать фазу волны, в которой в данный момент находится частица:

$$\varphi = \omega \int_0^z \frac{dz}{v_{\varphi}(z)} - \omega t + \varphi_0. \quad (2)$$

Движение заряженной частицы в электромагнитном поле

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q \{ \vec{E} + [\vec{v} \vec{B}] \}. \quad (3)$$