

## ДВУХВОЛНОВЫЙ ГИРОТРОН НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ НЕРЕГУЛЯРНОГО ВОЛНОВОДА

*А. А. Кураев, С. В. Колосов, А. В. Сенько*

Изложена трехмерная теория возбуждения электронным потоком продольно нерегулярного волновода с учетом конечной проводимости его стенок и приведены конечные рабочие формулы для использования в самосогласованных математических моделях гиротронов, пениотронов, релятивистских ЛБВ и ЛОВ.

Рассмотрены возможности повышения эффективности работы миллиметрового гиротрона при многомодовом взаимодействии полей волн шепчущей галереи с релятивистским спирализованным электронным потоком. Показано, что двухмодовый гиротрон по сравнению с одномодовым позволяет повысить КПД с 40 до 45%.

*Ключевые слова:* Нерегулярный волновод, многомодовый режим, гиротрон.

### Предисловие

В далеком теперь 1960 году Дмитрий Иванович Трубецков, Николай Иванович Сеницын и я (А.А. Кураев) после окончания СГУ поступили на очное отделение аспирантуры кафедры электроники. Нашим научным руководителем и учителем стал заведующий кафедрой электроники Владимир Николаевич Шевчик – один из ведущих ученых страны в области электроники СВЧ. Нам повезло: Владимир Николаевич был (к сожалению, был!) не только выдающимся ученым, но и обладал редким природным даром научного наставника и воспитателя. Одним из его принципов было предоставление полной свободы научного поиска, необходимого условия для формирования самостоятельного научного мышления. А достаточное условие – направляющая рука научного руководителя, обсуждения, дискуссии, а нередко – споры. И не только это. Мы трое учились в одной группе, за пять лет крепко сдружились (на всю жизнь, как показало время), понимали друг друга прекрасно и, конечно, входили в научные поиски друг друга очень подробно.

И вот теперь подходим к причинам появления предлагаемой читателям статьи. В 1962 году после очередного моего доклада на научном семинаре кафедры ко мне подошел Николай Иванович Сеницын и поделился мечтой: «А вот когда-нибудь

теория и методы электроники СВЧ достигнут такого уровня, что можно, задавая произвольный физический профиль электродинамической системы прибора и варьируя его, точно рассчитать и оптимизировать выходные характеристики прибора?». Эта идея Н.И. Синицына захватила меня и стала основным направлением моих работ и работ моих сотрудников.

Развитие этого направления дало плоды лишь в 1974–79 годах в отношении гирорезонансных приборов частных видов (осесимметричные поля). Теперь это – 3D-модели и методы для многих типов приборов. В предлагаемой статье даны основы этих методов и их приложение к конкретной задаче, означенной в названии статьи.

### **Введение**

Современный этап развития электронных приборов СВЧ характеризуется широким использованием строгих математических методов исследования, привлечением к исследованию физики процессов взаимодействия в приборах методов оптимального управления. В сущности, теория и оптимизация электронных приборов СВЧ взаимосвязаны: наибольший интерес представляют исследования именно оптимальных процессов в оптимальных системах; с другой стороны – глубокое исследование физики процессов в заданных системах и режимах на основе достаточно полных математических моделей позволяет осуществить поиск новых эффективных механизмов усиления и генерации СВЧ-колебаний электронными потоками.

При использовании численных методов возникает вопрос о степени соответствия математической модели реальному процессу взаимодействия в приборе, а также допустимой области параметров и режимов прибора. Учет большого количества факторов, влияющих на процесс взаимодействия, улучшает соответствие. Это особенно ощутимо при оптимизации. При достаточно точной математической формулировке реальный эксперимент может быть заменен компьютерным экспериментом.

Главными проблемами теории являются: создание трехмерных нелинейных моделей процессов взаимодействия, расчет и синтез электродинамических систем сложной конфигурации, учет взаимодействия релятивистских электронов (задача взаимодействия неравномерно движущихся релятивистских заряженных частиц до настоящего времени не имеет точного решения), организация процедуры поиска и оптимизации.

К настоящему времени в США созданы комплексы программ для использования при моделировании СВЧ-приборов: MAFIA (solutions of MAXwell's equations by the Finite Integration Algorithm), MWS (CST Microwave Studio), CHRISTINE, MICHELLE и др. Программа MAFIA реализует алгоритм конечно-разностного интегрирования уравнений Максвелла при заданных граничных условиях. Выполнение программы требует весьма трудоемких вычислений, а сходимость решения не всегда гарантирована. Основанная на ней программа MWS предназначена для расчета «холодных» (то есть без воздействия электронного пучка) характеристик электродинамических систем приборов СВЧ. Программа CHRISTINE реализует расчет нелинейных характеристик спиральных ЛБВ на основе дисковой модели электронного потока. Программа MICHELLE предназначена для расчета многоступенчатого коллектора. Может показаться, что совокупность этих программ решает все пробле-

мы моделирования приборов СВЧ. Однако это не так: некоторые программы имеют частный характер (например, CHRISTINE и MWS), но самое важное состоит в том, что все перечисленные программы требуют задания граничных условий первого или второго рода на всей граничной поверхности рассматриваемой области. А этого сделать нельзя на входном и выходном сечениях нерегулярного волновода, представляющего электродинамическую систему электронного прибора: модовый состав здесь определяется лишь после решения самосогласованной задачи возбуждения волновода электронным потоком. Тогда можно поставить парциальные условия излучения (граничные условия третьего рода) для каждой из возбужденных волн. Таким образом, перечисленные программы в свете изложенного могут быть использованы лишь для проверки полученного решения другими методами. Тем более, если это решение – следствие не только анализа, но и оптимизации профиля электродинамической системы, которая не может быть проведена с использованием упомянутых программ из-за чрезмерной вычислительной трудоемкости при их использовании.

Более предпочтительными представляются «интеллектуальные» методы, основанные на применении тех или иных процедур преобразования исходной краевой задачи, позволяющих редуцировать ее к более простой в вычислительном отношении.

Наиболее эффективным и строгим методом решения задач возбуждения нерегулярных электродинамических структур к настоящему времени представляется метод, основанный на использовании неортогональных координат в уравнениях Максвелла [1], что позволяет отобразить нерегулярную границу электродинамической структуры на регулярную и в преобразованной регулярной области использовать проекционный метод Галеркина с использованием априори известной полной системы векторных базисных функций для этой области. Этот метод предложен А.Г. Свешниковым [2] и затем развит в работах [3–7]. Его применение позволяет свести трехмерную исходную краевую задачу к одномерной (двухточечной) краевой задаче для амплитуд нормальных связанных волн нерегулярной электродинамической структуры. Эта задача формулируется в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) с граничными условиями третьего рода (условия излучения) в начальном и конечном сечениях электродинамической структуры. Таким образом, использование описываемого метода позволяет существенно снизить вычислительные затраты при решении исходной краевой задачи именно за счет сведения трехмерной задачи к одномерной.

## **1. Уравнения возбуждения нерегулярных волноводов с конечной проводимостью стенок**

Теория возбуждения нерегулярных волноводов электронными потоками (в общем случае непрямолинейными) является основой моделирования и оптимизации широкого класса мощных электронных приборов сверхвысоких и крайне высоких частот (СВЧ и КВЧ) – релятивистских ламп бегущей и обратной волны (ЛБВ и ЛОВ), гирорезонансных приборов, убитронов и гиротонов. К настоящему времени общие основы трехмерной теории возбуждения продольно-нерегулярных волноводов разработаны [2–8], однако необходимо их развитие в двух направлениях:

а) поскольку интегралы возбуждения в имеющихся работах записаны лишь в общей форме, то для использования уравнений возбуждения в конкретных задачах интегралы необходимо взять с применением специальных процедур, так как многие из них не относятся к известным табличным;

б) в уравнениях возбуждения необходимо учесть конечную проводимость стенок, что особенно важно в КВЧ-диапазоне.

Обе задачи решаются в данном разделе.

## 2. Общая постановка и схема решения задачи возбуждения нерегулярного волновода

Рассмотрим задачу возбуждения однородно заполненного нерегулярного волновода, боковая поверхность которого  $S_b$  отличается от регулярной цилиндрической поверхности. Эта задача сводится к решению системы уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

с условиями излучения в начальном и конечном сечениях волновода и граничными условиями [9]

$$[\mathbf{n}, \mathbf{E}]|_{S_b} = \sqrt{\frac{\mu_\sigma}{\pi\sigma}} \int_0^t \frac{\partial [\mathbf{n}, [\mathbf{H}, \mathbf{n}]]|_{S_b}}{\partial \tilde{t}} \frac{d\tilde{t}}{\sqrt{t - \tilde{t}}}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  – удельная проводимость стенок волновода,  $\mu_\sigma$  – ее магнитная проницаемость,  $\tilde{t} \in [0, t]$  – аргумент интеграла.

Плотность электрического тока  $\mathbf{J}$  определяется электронным потоком в приборе. Теория возбуждения нерегулярного волновода строится на основе метода преобразования координат. Для решения задачи введем криволинейную систему координат  $(r, \varphi, s)$ , связанную с геометрией волновода ( $r, \varphi$  – полярные координаты в плоскости поперечного сечения волновода),  $s$  – длина дуги оси волновода). Схема нерегулярного волновода приведена на рис. 1. Здесь  $\mathbf{t} = \mathbf{r}'/|\mathbf{r}'|$  – единичный вектор касательной к оси волновода (штрих означает производную по  $s$ ,  $\mathbf{n} = \mathbf{r}''/|\mathbf{r}''| = (1/k)\mathbf{r}''$  – единичная нормаль к поверхности,  $\mathbf{b} = \mathbf{t} \times \mathbf{n}$  – бинормаль к оси волновода. Эти три величины связаны с помощью формул Френа–Серре.

$$\mathbf{t}' = k\mathbf{n}, \quad \mathbf{n}' = -k\mathbf{t} + \tau\mathbf{b}, \quad \mathbf{b}' = -\tau\mathbf{n}, \quad (3)$$

где  $k = 1/\rho_k = |\mathbf{r}''|$  – угловая скорость вращения касательной вокруг бинормали;  $\rho_k$  – радиус кривизны;  $\tau(s) = 1/\rho_\tau = (1/k)\mathbf{r}'\mathbf{r}''\mathbf{r}'''$  – угловая скорость вращения бинормали вокруг касательной;  $\rho_\tau$  – радиус кручения. Декартовы прямоугольные координаты произвольной

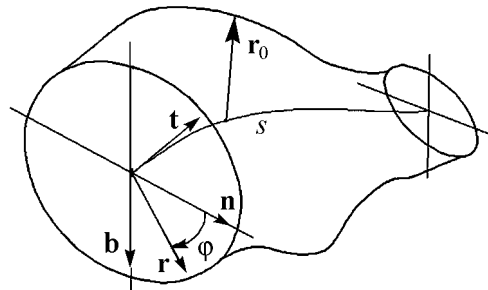


Рис. 1. Геометрия нерегулярного волновода

точки  $(x, y, z)$  внутри волновода связаны с введенными координатами  $(\rho, \varphi, s)$  соотношением

$$\mathbf{r}(\rho, \varphi, s) = \mathbf{R}(s) + \rho r_b(\varphi, s) \{ \mathbf{n}(s) \cos \varphi + \mathbf{b}(s) \sin \varphi \}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор произвольной точки внутри волновода;  $\mathbf{R}(s)$  – уравнение оси волновода в декартовой системе координат;  $\mathbf{n}(s)$  и  $\mathbf{b}(s)$  – единичные векторы главной нормали и бинормали оси волновода, определенные как функции ее длины,

$$\rho = r/r_b(\varphi, s), \quad (5)$$

где  $r = r_b(\varphi, s)$  – уравнение контура поперечного сечения волновода в системе координат  $(r, \varphi, s)$ . Тогда в системе координат  $(\rho, \varphi, s)$  уравнение боковой поверхности рассматриваемого волновода принимает вид

$$\rho = 1. \quad (6)$$

В новой неортогональной системе координат выражение для первого уравнения Максвелла имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{g}^{-1} \left\{ \left( \frac{\partial H'_s}{\partial \varphi} - \frac{\partial H'_\varphi}{\partial s} \right) \mathbf{a}_\rho + \left( \frac{\partial H'_\rho}{\partial s} - \frac{\partial H'_s}{\partial \rho} \right) \mathbf{a}_\varphi + \left( \frac{\partial H'_\varphi}{\partial \rho} - \frac{\partial H'_\rho}{\partial \varphi} \right) \mathbf{a}_s \right\} = \\ = \varepsilon_0 \left\{ \frac{\partial E'_\rho}{\partial t} \mathbf{a}^\rho + \frac{\partial E'_\varphi}{\partial t} \mathbf{a}^\varphi + \frac{\partial E'_s}{\partial t} \mathbf{a}^s \right\} + \{ J'^E_\rho \mathbf{a}^\rho + J'^E_\varphi \mathbf{a}^\varphi + J'^E_s \mathbf{a}^s \}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $(E'_\rho, E'_\varphi, E'_s)$ ,  $(H'_\rho, H'_\varphi, H'_s)$ ,  $(J'^E_\rho, J'^E_\varphi, J'^E_s)$  – ковариантные компоненты векторов  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{H}'$  и  $\mathbf{J}'$  в данной системе координат, пропорциональные проекциям этих векторов на основные координатные векторы  $\mathbf{a}_\rho, \mathbf{a}_\varphi, \mathbf{a}_s$ ,  $\hat{g}$  – метрический тензор. Контравариантные векторы  $\mathbf{a}^\rho, \mathbf{a}^\varphi, \mathbf{a}^s$  образуют взаимную систему. Аналогичным образом записывается и второе уравнение из (1). Умножив (7) на взаимные векторы, получим ковариантную форму записи уравнений Максвелла в новой системе координат. Например, первое из уравнений запишется в виде

$$\frac{\partial H'_s}{\partial \varphi} - \frac{\partial H'_\varphi}{\partial s} = \varepsilon_0 \sqrt{\hat{g}} \left\{ g^{11} \frac{\partial E'_\rho}{\partial t} + g^{12} \frac{\partial E'_\varphi}{\partial t} + g^{13} \frac{\partial E'_s}{\partial t} \right\} + \{ g^{11} J'^E_\rho + g^{12} J'^E_\varphi + g^{13} J'^E_s \}, \quad (8)$$

где  $g^{ik}$  – метрические коэффициенты.

Аналогичный вид будут иметь и остальные пять уравнений. Граница волновода  $S_b$  в новой системе координат имеет вид:  $\rho = 1$ . Это позволяет искать решение волновых уравнений (8) в виде разложений по системе базисных функций регулярного цилиндрического волновода. Например, для периодических во времени полей ( $\omega = 2\pi/T$ ) можно искать решение (8) для электрической и магнитной напряженностей поля в виде

$$E'_{1t} = \text{Re} \sum_m \dot{\mathbf{E}}_{1tm} \exp(jm\omega t), \quad E'_{1s} = \text{Re} \sum_m \dot{\mathbf{E}}_{1sm} \exp(jm\omega t), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_{1tm} &= \sum_{i=1}^l \sum_{n=-N}^N \left( \dot{A}_{mni}^E \mathbf{e}_{ni}^E + \dot{A}_{mni}^M \mathbf{e}_{ni}^M \right), \\ \mathbf{E}'_{1sm} &= \sum_{i=1}^l \sum_{n=-N}^N \dot{C}_{mni} \Phi_{ni}, \quad \mathbf{H}_{1m} = \frac{j}{m\omega\mu_0} \hat{g}^{-1} \text{rot } \mathbf{E}_{1m}, \end{aligned}$$

а собственные функции регулярного волновода выражены следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
e_{rni}^E &= J'_n(\nu_{ni}\rho) \exp(-jn\varphi), & e_{rni}^M &= -\frac{n}{\mu_{ni}\rho} J_n(\mu_{ni}\rho) \exp(-jn\varphi), \\
e_{\varphi ni}^E &= -\frac{jn}{\nu_{ni}\rho} J_n(\nu_{ni}\rho) \exp(-jn\varphi), & e_{\rho ni}^M &= jJ'_n(\mu_{ni}\rho) \exp(-jn\varphi), \\
\varphi_{ni} &= J_n(\nu_{ni}\rho) \exp(-jn\varphi).
\end{aligned} \tag{10}$$

В формулах (9), (10)  $m$  – номер гармоники основной частоты  $\omega$ ,  $n$  – азимутальный индекс,  $i$  – радиальный индекс,  $j$  – мнимая единица,  $\nu_{ni}$  – корни функции Бесселя ( $J_n(\nu_{ni}) = 0$ ),  $\mu_{ni}$  – корни производной от функции Бесселя ( $J'_n(\mu_{ni}) = 0$ ). Направляющие векторы новой (косоугольной) системы координат  $(\rho, \varphi, s)$  определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_\rho &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \rho} = r_b(\varphi, s) (\mathbf{n} \cos \varphi + \mathbf{b} \sin \varphi) = r_b \mathbf{r}_0, \\
\mathbf{a}_2 = \mathbf{a}_\varphi &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi} = \rho \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} (\mathbf{n} \cos \varphi + \mathbf{b} \sin \varphi) + \rho r_b (-\mathbf{n} \sin \varphi + \mathbf{b} \cos \varphi) = \\
&= \rho \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} \mathbf{r}_0 + \rho r_b \varphi_0, \\
\mathbf{a}_3 = \mathbf{a}_s &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial s} = \rho \frac{\partial r_b}{\partial s} (\mathbf{n} \cos \varphi + \mathbf{b} \sin \varphi) + \rho r_b r (-\mathbf{n} \sin \varphi + \mathbf{b} \cos \varphi) + \\
&+ \mathbf{t} (1 - k\rho r_b \cos \varphi) = \rho \frac{\partial r_b}{\partial s} \mathbf{r}_0 + \rho r_b r \varphi_0 + \mathbf{t} (1 - k\rho r_b \cos \varphi),
\end{aligned} \tag{11}$$

здесь  $\varphi_0$  – вектор.

Взаимная система контравариантных векторов записывается через основную

$$\begin{aligned}
\mathbf{a}^i &= [\mathbf{a}_{i+1}, \mathbf{a}_{i+2}] / (\mathbf{a}_i [\mathbf{a}_{i+1}, \mathbf{a}_{i+2}]), \\
\mathbf{a}^1 = \mathbf{a}^\rho &= \frac{1}{r_b} \mathbf{r}_0 - \frac{1}{r_b^2} \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} \varphi_0 + \frac{\rho}{r_b h_4} \left( \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} r - \frac{\partial r_b}{\partial s} \right) \mathbf{t}, \\
\mathbf{a}^2 = \mathbf{a}^\varphi &= \frac{1}{\rho r_b} \varphi_0 - \frac{r}{h_4} \mathbf{t}, \quad \mathbf{a}^3 = \mathbf{a}^s = \mathbf{t} / h_4.
\end{aligned} \tag{12}$$

Уравнения Максвелла (1) в новых координатах  $(\rho, \varphi, s)$  в ковариантной форме имеют вид:

$$\begin{aligned}
\text{rot } \mathbf{H}' &= \varepsilon_0 \hat{g} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} + \hat{g} \mathbf{J}', \\
\text{rot } \mathbf{E}' &= -\mu_0 \hat{g} \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Здесь метрический тензор  $\hat{g}$  записывается как

$$\hat{g} = \sqrt{\hat{g}} \begin{vmatrix} g^{11}/\rho & g^{12} & g^{13}/\rho \\ g^{21} & \rho g^{22} & g^{23} \\ g^{31}/\rho & g^{32} & g^{33}/\rho \end{vmatrix}, \quad \text{где } g^{ij} = (\mathbf{a}^i, \mathbf{a}^j), \quad \sqrt{\hat{g}} = \mathbf{a}^1 [\mathbf{a}^2, \mathbf{a}^3] = \rho r_b^2 h_4. \tag{14}$$

Составляющие метрического тензора следующие:

$$\begin{aligned}
g^{11} &= \frac{1}{r_b^2} + \frac{1}{r_b^4} \left( \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} \right)^2 + \frac{\rho^2}{r_b^2 h_4^2} \left[ \tau \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} - \frac{\partial r_b}{\partial s} \right]^2, & g^{22} &= \frac{1}{r_b^2 \rho^2} + \frac{\tau^2}{h_4^2}, \\
g^{12} &= -\frac{1}{r_b^3 \rho} \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} - \frac{\rho \tau}{r_b h_4^2} \left[ \tau \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} - \frac{\partial r_b}{\partial s} \right], & g^{23} &= -\frac{\tau}{h_4^2}, \\
g^{13} &= \frac{\rho}{r_b h_4^2} \left[ \tau \frac{\partial r_b}{\partial \varphi} - \frac{\partial r_b}{\partial s} \right], & g^{33} &= \frac{1}{h_4^2},
\end{aligned} \tag{15}$$

где  $h_4 = 1 - \rho r_b(\varphi, s) k(s) \cos \varphi$ ,  $k(s)$  – кривизна и  $\tau(s)$  – кручение оси волновода. Реальные физические векторы определяются через расчетные (штрихованные) следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= E'_\rho \mathbf{a}^1 + E'_\varphi \rho \mathbf{a}^2 + E'_s \mathbf{a}^3, \\
\mathbf{H} &= H'_\rho \mathbf{a}^1 + H'_\varphi \rho \mathbf{a}^2 + H'_s \mathbf{a}^3, \\
\mathbf{J} &= J'_\rho \mathbf{a}^1 + J'_\varphi \rho \mathbf{a}^2 + J'_s \mathbf{a}^3.
\end{aligned} \tag{16}$$

Для решения (13) воспользуемся методом Галеркина, который заключается в том, что коэффициенты разложений (9) определяются из условия ортогональности невязок уравнения (13) собственным векторам разложения (10) при любом  $s$ .

$$\begin{aligned}
\int_0^{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \left\{ \text{rot}(\hat{g}^{-1} \text{rot} \mathbf{E}'_1) + \mu_0 \hat{g} \left[ \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}'_1}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{J}'}{\partial t} \right] \right\}_{\perp} \mathbf{e}_{ni}^{E,M*} \rho d\varphi d\rho \exp(-jm\omega t) d\omega t = 0, \\
\int_0^{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \left\{ \text{rot}(\hat{g}^{-1} \text{rot} \mathbf{E}'_1) + \mu_0 \hat{g} \left[ \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}'_1}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{J}'}{\partial t} \right] \right\}_S \varphi_{ni} \rho d\varphi d\rho \exp(-jm\omega t) d\omega t = 0.
\end{aligned} \tag{17}$$

Это наиболее общее решение задачи возбуждения волновода произвольной формы имеет очень громоздкий вид. Для рассматриваемых осесимметричных волноводов с прямолинейной осью радиус кривизны  $\rho_k$  и радиус кручения оси волновода  $\rho_\tau$  стремятся к  $\infty$ , а скорость вращения касательной вокруг бинормали  $k$  и скорость вращения бинормали вокруг касательной  $\tau$  стремятся к нулю. Соответственно изменятся выражения для направляющих ковариантных и контравариантных векторов (3), (4). Выражения для метрических тензоров принимают вид

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} 1 + \rho^2 \left( \frac{\partial r_b}{\partial z} \right)^2 & 0 & -\rho r_b \frac{\partial r_b}{\partial z} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\rho r_b \frac{\partial r_b}{\partial z} & 0 & r_b^2 \end{pmatrix}, \quad \hat{g}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \frac{\rho}{r_b} \frac{\partial r_b}{\partial z} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{\rho}{r_b} \frac{\partial r_b}{\partial z} & 0 & \frac{1}{r_b^2} + \frac{\rho^2}{r_b^2} \left( \frac{\partial r_b}{\partial z} \right)^2 \end{pmatrix}. \tag{18}$$

Прежде чем переходить к дальнейшему решению, следует учесть следующие обстоятельства.

1. Базисные функции в разложении (9) удовлетворяют однородным граничным условиям в преобразованной системе координат при  $\rho = 1$

$$[\mathbf{ne}_{ni}^E]_{\rho=1} = 0, \quad [\mathbf{ne}_{ni}^M]_{\rho=1} = 0, \quad \varphi_{ni}|_{\rho=1} = 0. \quad (19)$$

2. Искомое поле должно быть подчинено условию (2), которое для гармонических компонент разложения (9) в той же преобразованной системе координат имеет форму

$$[\rho_0 \dot{\mathbf{E}}_{1m}]_{\rho=1} = -\hat{G}_m [\rho_0 [\rho_0 \dot{\mathbf{H}}_{1m}]]_{\rho=1}, \quad (20)$$

где  $\rho_0$  – единичный вектор, а тензор  $\hat{G}$  с учетом граничных условий Щукина–Леонтовича определяется как

$$\hat{G}_m = \dot{W}_\sigma^m \sqrt{\frac{\hat{g}}{g^{11}}} \begin{pmatrix} \rho [(g^{12})^2 - g^{11}g^{22}] & g^{12}g^{13} - g^{11}g^{23} \\ g^{12}g^{13} - g^{11}g^{23} & (1/\rho) [g^{11}g^{33} - (g^{13})^2] \end{pmatrix}, \quad (21)$$

$$\dot{W}_\sigma^m = (1 + j) \sqrt{\frac{m\omega\mu_0}{\sigma}}.$$

Таким образом, ряды (9) имеют разрыв на границе  $\rho = 1$  и операции дифференцирования рядов типа  $\text{rot } \dot{\mathbf{E}}_{1m}$  должны быть исключены. Поэтому необходимо осуществить соответствующее преобразование (17) с использованием дифференциальных тождеств

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{ni}^{E,M^*} \text{rot} (\hat{g}^{-1} \text{rot} (\mathbf{E}_{1im})) &= \hat{g}^{-1} \text{rot} (\mathbf{E}_{1im}) \text{rot} (\mathbf{e}_{ni}^{E,M^*}) + \text{div} [\hat{g}^{-1} \mathbf{E}_{1im}, \mathbf{e}_{ni}^{E,M^*}] = \\ &= \mathbf{E}_{1im} \text{rot} (\hat{g}^{-1} \text{rot} (\mathbf{e}_{ni}^{E,M^*})) + \text{div} [\mathbf{E}_{1im}, \hat{g}^{-1} \text{rot} (\mathbf{e}_{ni}^{E,M^*})] + \text{div} [\hat{g}^{-1} \mathbf{E}_{1im}, \mathbf{e}_{ni}^{E,M^*}] \end{aligned} \quad (22)$$

и интегрального тождества

$$\int_{S_\perp} \text{div } \mathbf{A} dS_\perp = \int_{S_\perp} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} z_0 dS_\perp + \oint_l (\mathbf{A}, \mathbf{n}) dl, \quad (23)$$

где  $l$  есть граничный контур  $S_\perp$ . Тожество (23) справедливо для  $S_\perp = \text{const}$ . В рассматриваемом случае  $\rho = 1 = \text{const}$  и это условие выполняется. Следует также учесть несколько тождеств для базисных функций

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{e}_{ni}^{E^*} &= \rho_0 \frac{jn}{\rho} J_n(v_{ni}\rho) \exp(jn\varphi) - \varphi_0 v_{ni} J'_n(v_{ni}\rho) \exp(jn\varphi), \\ \text{rot } \mathbf{e}_{ni}^{M^*} &= z_0 j \mu_{ni} \rho J_n(\mu_{ni}\rho) \exp(jn\varphi). \end{aligned} \quad (24)$$



С использованием (22)–(24) вместо выражения (17) получаем систему уравнений возбуждения в следующей математически корректной форме:

$$\begin{aligned}
\frac{d\dot{A}_{mnp}^e}{dz} &= \dot{V}_{mnp} + v_{np}\dot{C}_{mnp}, \\
v_{np}\dot{C}_{mnp} &= -\frac{\dot{V}_{mnp}v_{np}^2}{m^2g^2} - \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \frac{v_{np}}{e_{npp}m^2g^2} \sum_i \dot{A}_{mni}^m \gamma_{npi}^3 + \\
&+ \frac{v_{np}}{ge_{npp}} \frac{dg}{dz} \left[ \sum_i \dot{A}_{mni}^e I_{2npi} - \sum_i \dot{A}_{mni}^m \bar{\gamma}_{npi}^3 \right] - \\
&- j \frac{\Delta v_{np}}{me_{npp}\pi g^2} \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} J_n(v_{np}\rho_j) \exp(j(n\varphi_j - mT_j)) - \\
&- j \frac{v_{np} J'_n(v_{np}) \sqrt{1+(g')^2} W}{gme_{npp}} \sum_i \left[ J'_n(v_{ni}) \dot{V}_{mni} - \frac{n}{\mu_{ni}} J_n(\mu_{ni}) \dot{P}_{mni} \right], \\
\frac{d\dot{V}_{mnp}}{dz} &= -m^2 \dot{A}_{mnp}^e + \frac{1}{e_{npp}} \sum_i \left\{ \dot{A}_{mni}^m \left[ -\frac{1}{g^2} \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 + \frac{1}{g} \frac{d^2g}{dz^2} \right] + \dot{P}_{mni} \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \right\} \gamma_{npi}^4 - \\
&- m^2 \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 \frac{1}{e_{npp}} \sum_i \dot{A}_{mni}^e I_{3npi} + m^2 \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 \frac{1}{e_{npp}} \sum_i \dot{A}_{mni}^m \gamma_{npi}^5 + \\
&+ m^2 g \frac{dg}{dz} \frac{1}{e_{npp}} \sum_i \dot{C}_{mni} I_{2npi} - \frac{j m \Delta}{e_{npp} g \pi} \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \left[ \left( \beta_{r_j} - \rho_j \beta_{z_j} \frac{dg}{dz} \right) J'_n(v_{np}\rho_j) + \right. \\
&\quad \left. + j \frac{n}{v_{np}\rho_j} J_n(v_{np}\rho_j) \beta_{\varphi_j} \right] \frac{\exp(j(n\varphi_j - mT_j))}{\beta_{z_j}}, \\
\frac{d\dot{A}_{mnp}^m}{dz} &= \dot{P}_{mnp}, \\
\frac{d\dot{P}_{mnp}}{dz} &= -\dot{A}_{mnp}^m \left[ m^2 \left( 1 + \gamma_{npp}^6 \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 \right) - \frac{\mu_{np}^2}{g^2} - \frac{\gamma_{snp}^5}{g^2} \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 + \frac{1}{g} \frac{d^2g}{dz^2} \gamma_{npp}^6 \right] + \\
&+ \sum_{i \neq p} \dot{A}_{mni}^m \left( \left( \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \right)^2 \gamma_{npi}^7 + \frac{1}{g} \frac{d^2g}{dz^2} \gamma_{npi}^8 \right) / h_{npp} + \\
&+ \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \sum_{i \neq p} \dot{P}_{mni} \gamma_{npi}^9 / h_{npp} + \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \sum_i \dot{V}_{mni} \gamma_{npi}^{10} / h_{npp} + \\
&+ m^2 \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 \sum_i \dot{A}_{mni}^e \gamma_{npi}^{11} / h_{npp} - m^2 g \frac{dg}{dz} \sum_i \dot{C}_{mni} \gamma_{npi}^{12} / h_{npp} - \\
&- j \frac{m \Delta}{h_{npp} \pi g} \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \left[ - \left( \beta_{r_j} - \rho_j \beta_{z_j} \frac{dg}{dz} \right) \frac{n}{\mu_{np}\rho_j} J_n(\mu_{np}\rho_j) - \right. \\
&- \left. j \beta_{\varphi_j} J'_n(\mu_{np}\rho_j) \right] \frac{\exp(j(n\varphi_j - mT_j))}{\beta_{z_j}} + \\
&\quad + \frac{j \left( 1 + (g')^2 \right)^{2/3} \mu_{np} J_n(\mu_{np}) \dot{W}}{mg^3 h_{npp}} \sum_i \dot{A}_{mni} \mu_{ni} J_n(\mu_{ni}).
\end{aligned} \tag{25}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$z = Z \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad g = b \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \beta = \frac{V}{c}, \quad m = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \Delta = I_0 \frac{\eta_0 \mu_0}{c} = I_0 0.73723 \cdot 10^{-3},$$

$T_j$  – текущее время для  $j$ -й траектории электронов ( $T = \omega t$ ),

$$\dot{A}_{mnp}^e = \frac{\dot{E}_{\perp mnp}^e \eta_0}{c^2}, \quad \dot{C}_{mnp} = \frac{\dot{E}_{z mnp}^e \eta_0}{\omega_0 c}, \quad \dot{A}_{mnp}^m = \frac{\dot{E}_{\perp mnp}^m \eta_0}{c^2},$$

$$h_{npp} = \frac{1}{2} J_n^2(\mu_{np}) \left( 1 - \left( \frac{n}{\mu_{np}} \right)^2 \right), \quad e_{npp} = \frac{1}{2} J_{n-1}^2(\nu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^3 = \frac{n \mu_{ni} \nu_{np}}{\nu_{np}^2 - \mu_{ni}^2} J_{n-1}(\nu_{np}) J_n(\mu_{ni}),$$

$$\bar{\gamma}_{npi}^3 = \frac{n \nu_{ni}}{\mu_{ni}^2 (\mu_{ni}^2 - \nu_{np}^2)} J_{n-1}(\nu_{np}) J_n(\mu_{ni}),$$

$$\gamma_{npi}^4 = \frac{n \mu_{ni}}{\mu_{ni}^2 - \nu_{np}^2} J_n(\mu_{ni}) J_{n-1}(\nu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^5 = \frac{2n \nu_{np}^2}{\mu_{ni} (\mu_{ni}^2 - \nu_{np}^2)^2} J_n(\mu_{ni}) J_{n-1}(\nu_{np}),$$

$$\gamma_{snp}^5 = \left( \mu_{np}^2 + n^2 \left( 3 - \frac{2n^2}{\mu_{np}^2} + \frac{5}{\mu_{np}^2} \right) \right) \frac{J_n^2(\mu_{np})}{6h_{npp}},$$

$$\gamma_{npp}^6 = \frac{n^2}{2\mu_{np}^2 h_{npp}} J_n^2(\mu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^7 = \frac{\mu_{ni} J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np})}{\mu_{np} (\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2)^2} [n^2 (\mu_{ni}^2 - 5\mu_{np}^2) + \mu_{np}^2 (\mu_{ni}^2 + 3\mu_{np}^2)],$$

$$\gamma_{npi}^8 = \frac{\mu_{ni} \mu_{np}}{\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} \left( 1 - \frac{n^2}{\mu_{np}^2} \right) J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^9 = \frac{2\mu_{ni} \mu_{np} - n^2 (\mu_{np}/\mu_{ni} + \mu_{ni}/\mu_{np})}{\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^{10} = \frac{n \mu_{np}}{\nu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} J_{n-1}(\nu_{ni}) J_n(\mu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^{11} = \frac{n \mu_{np} \nu_{ni}}{\nu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} J_{n-1}(\nu_{ni}) J_n(\mu_{np}),$$

$$\gamma_{npi}^{12} = \frac{n \nu_{ni}}{\mu_{np} (\mu_{np}^2 - \nu_{ni}^2)} J_{n-1}(\nu_{ni}) J_n(\mu_{np}),$$

$$I_{2npi} = \frac{\nu_{np} J_{n-1}(\nu_{np}) J_{n-1}(\nu_{ni})}{\nu_{ni}^2 - \nu_{np}^2} \quad \text{для } i \neq p,$$

$$I_{2npp} = -\frac{1}{2\nu_{np}} J_{n-1}^2(\nu_{np}) = -\frac{e_{npp}}{\nu_{np}},$$

$$I_{3npi} = \frac{2(\nu_{ni}^2 + \nu_{np}^2)}{(\nu_{ni}^2 - \nu_{np}^2)^2} J_{n-1}(\nu_{np}) J_{n-1}(\nu_{ni}) \quad \text{для } i \neq p,$$

$$I_{3npp} = J_{n-1}^2(\nu_{np}) \left[ \frac{1}{6} + \frac{1}{\nu_{np}^2} \left( \frac{2}{3} - \frac{n^2}{6} \right) \right],$$

$$\dot{W}_\sigma^m = (1+j) W_0 \sqrt{\frac{\omega \varepsilon_0}{2\sigma}} = W_0 \dot{W}, \quad W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}},$$

$$\dot{W} = (1+j) \sqrt{f [\Gamma \Gamma \Pi] \rho [\text{МКОМ, М}] 2.77 \cdot 10^{-8}}.$$

(26)

Система уравнений (25) является решением задачи возбуждения сторонними источниками продольно-нерегулярного волновода. В этой системе оказываются связанными  $E$  и  $H$  типы волн с одинаковым азимутальным индексом  $n$ , что обусловлено азимутальной симметрией волновода вдоль оси  $z$ . Следует, однако, иметь в виду, что все типы волн связаны через плотность стороннего потока  $\mathbf{J}'$ , поскольку  $\mathbf{J}'$  и  $\rho'$  формируются под действием суперпозиции всех волн.

Физические вектора электромагнитных полей определяются по формуле (16). Выражения для компонент электрического и магнитного полей в системе координат  $(r_0, \varphi_0, z_0)$ , будут иметь вид

$$\begin{aligned} \dot{E}_{1rm} &= \frac{\dot{E}'_{1\rho m}}{r_b}, & \dot{E}_{1\varphi m} &= \frac{\dot{E}'_{1\varphi m}}{r_b}, & \dot{E}_{1zm} &= \dot{E}'_{1sm} - \dot{E}'_{1\rho m} \frac{\rho}{r_b} \frac{dr_b}{dz}, \\ \dot{\mathbf{H}}_m &= \frac{j}{m\omega\mu_0} \text{rot } \dot{\mathbf{E}}_{1m}. \end{aligned} \quad (27)$$

Выражения (27) совместно с уравнениями возбуждения (25) определяют полное электрическое поле, возбуждаемое заданной плотностью тока  $\mathbf{J}'$ .

Уравнения (25) положены в основу программного комплекса КЕДР [10,11].

### 3. Двухмодовый гиротрон на модах шепчущей галереи

Оптимальным распределением ВЧ-поля по длине резонатора гиротрона является нарастающее к концу резонатора поле [12], то есть фазовая группировка пучка электронов должна проводиться в слабом нарастающем поле, а отбор энергии в сильном поле, быстро спадающим в конце резонатора.

Реально при больших азимутальных и радиальных индексах волновых мод в волноводе реализовать такое распределение в одномодовом режиме невозможно даже в нерегулярном волноводе. Но если использовать резонатор состоящий из секций с разными типами волн, то можно добиться того, что амплитуды волн от секции к секции будут нарастать и это приведет к повышению общего КПД прибора. При этом в каждой из секций распределение амплитуды волны будет близко с синусоидальному.

Для расчетов использовалась программа Gyro-K из программного комплекса КЕДР. В качестве прототипа был выбран гиротрон, рассмотренный в [14]. Этот гиротрон работал на моде  $TE_{22,6}$  с напряжением электронного пучка 96 кВ, током 40 А на частоте 110 ГГц и пинч-фактором  $q = V_{\perp}/V_z = 1.4$ . Начальный угловой разброс скоростей электронов равен  $\Delta V_t/V_t = 2\%$ . Нормированное значение магнито-статического поля  $F = (\mu_0\eta_0 H_{z0})/\omega_0 = 1.0875$ . Длина гиротрона  $l = (2\pi L)/\lambda_0 = (2\pi 90)/2.73 = 184$  рад. Профиль волновода определялся параметрами, приведенными на рис. 2. Для заданного в [14] профиля волновода нормированные параметры задавались следующими:  $g_1 = (2\pi R_1)/\lambda_0 = (2\pi 19.4 \text{ мм})/2.73 \text{ мм} = 44.65$ ,  $g_2 = 45.665$ ,  $g_3 = 46.95$ ,  $g_4 = 48.33$ ,  $g_5 = 23$ ,  $g_6 = 23$ ,  $g_7 = 46$ ,  $g_8 = 46$ ,  $g_9 = 46$ . Нормированный радиус ведущего центра электронных орбит  $r_{vc} = (2\pi 10.24)/2.73 = 23.57$ . Результаты расчета данного варианта гиротрона приведены на рис. 3. Как видно на рисунке, амплитуда волны  $TE_{22,6}$  в активной области резонатора похожа на

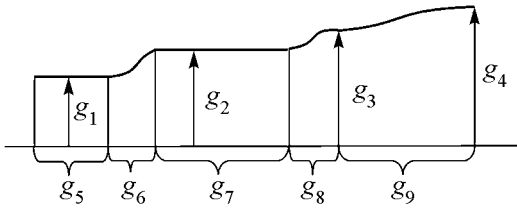


Рис. 2. Параметры, определяющие профиль волновода

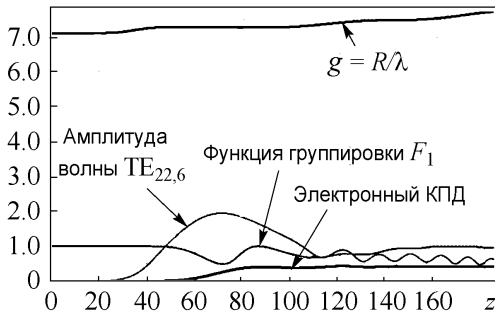


Рис. 3. Интегральные характеристики гиротрона

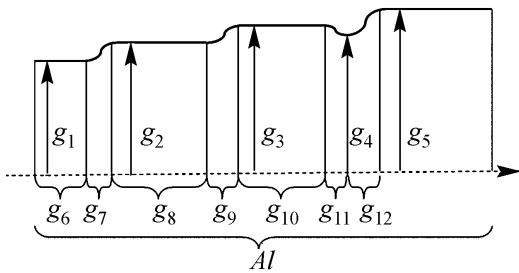


Рис. 4. Параметры определяющие профиль многомодового волновода

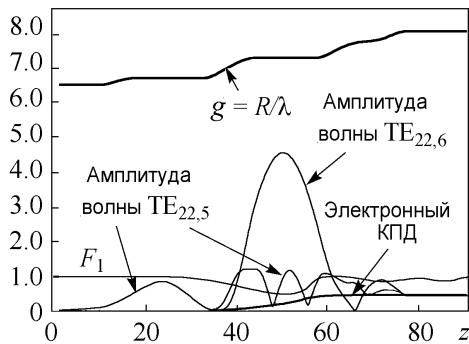


Рис. 5. Интегральные характеристики двухмодового гиротрона

синусоиду. Электронный КПД этого гиротрона, по нашим расчетам, составляет 40.5%. Расчеты по программе MAGY показали значение 39% [14]. Это говорит о хорошем совпадении расчетных данных, полученных по программе GYRO-K и программе MAGY.

Для проведения расчетов многомодового гиротрона для описания профиля волновода были использованы параметры, приведенные на рис. 4.

В результате оптимизации профиля волновода был получен двухмодовый гиротрон с параметрами:  $g_1 = 41.5109, g_2 = 42.4272, g_3 = 46.0768, g_4 = 49.0268, g_5 = 50.9772, g_6 = 10.0, g_7 = 8.8921, g_8 = 12.7941, g_9 = 11.982, g_{10} = 12.7628, g_{11} = 12.001, g_{12} = 10.0$ .

В отличие от гиротрона, характеристики которого приведены на рис. 3, в данном гиротроне на участке  $15 < z < 35$  взаимодействие электронного потока происходит с волной  $TE_{22,5}$ , а на участке  $40 < z < 62$  с волной  $TE_{22,6}$ .

Возбуждаемая волна  $TE_{22,5}$  имеет существенно меньшую амплитуду по сравнению с возбуждаемой волной  $TE_{22,6}$ . Это позволяет более эффективно группировать фазовый электронный сгусток электронов, то есть он получается более сжатым и при этом не происходит такого сильного динамического разброса скоростей электронов, как в одномодовом гиротроне, что в итоге позволяет повысить электронной КПД данного гиротрона до 45%.

Следует отметить, что влияние моды  $TE_{22,5}$  сказывается и на участке максимума моды  $TE_{22,6}$ . В итоге на выходе гиротрона обе волны имеют приблизительно одинаковую амплитуду и, следовательно, одинаковый волновой КПД по 22.5%.

## Заключение

Приведенные в статье материалы свидетельствуют о перспективности многомодовых гиротронов в плане повышения КПД. Заметим, что в таких гиротронах на выходе резонатора сигнал оказывается многомодовым. Однако использование трансформаторов мод на регулярном волноводе, конструкция и расчет которых (для  $TE_{0n}$  мод) приведены в [7], позволяет преобразовать сигнал в одномодовый (например, смесь  $TE_{22,5}+TE_{22,6}$  в моду  $TE_{22,5}$  или  $TE_{22,6}$ ).

## Библиографический список

1. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.: ОГИЗ, 1948. 539 с.
2. Свешников А.Г. Нерегулярные волноводы // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1959. Т. 2, № 5. С. 720.
3. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М.: Изд-во МГУ, 1983. 232 с.
4. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979. 334 с.
5. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.
6. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Том I. Стационарные процессы / Под редакцией А.А. Кураева и Д.И. Трубецкова. М.: Физматлит, 2009. 288 с.
7. Батура М.П., Кураев А.А., Сеницын А.К. Основы теории, расчета и оптимизации современных электронных приборов СВЧ. Минск: БГУИР, 2007. 246 с.
8. Батура М.П., Кураев А.А., Сеницын А.К. Моделирование и оптимизация мощных электронных приборов СВЧ. Минск: БГУИР, 2006. 275 с.
9. Ерофеев В.Т., Козловская И.С. Математические модели в электродинамике: Курс лекций. Ч. 2. Минск: БГУ, 2008. 167с.
10. Kolosov S.V., Kurayev A.A., Senko A.V. The simulation code CEDR. IVEC-2010. USA, Monterey. P. 115.
11. Свидетельство о регистрации компьютерной программы № 384. Компьютерный программный комплекс КЕДР / правообладатель БГУИР / Авторы: Колосов С.В., Кураев А.А., Сеницын А.К., Аксенчик А.В.; заявл.19.01.2012; внесено в реестр Национального центра интеллектуальной собственности БР-07.02.2012.
12. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск: Наука и техника, 1975. 295 с.
13. Колосов С.В., Кураев А.А., Сенько А.В. Уравнения возбуждения нерегулярных волноводов с конечной проводимостью стенок // Техника и приборы СВЧ. 2009. № 2. С. 8.
14. Anderson James P. Experimental Study of a 1.5-MW, 110 GHz Gyrotron Oscillator. Massachusetts Institute of Technology. 2005. P. 171.

Белорусский государственный  
университет информатики  
и радиоэлектроники

Поступила в редакцию 19.06.2012

## TWO-WAVE GYROTRON ON WHISPERING GALLERY MODES AT THE IRREGULAR WAVEGUIDE

*A. A. Kurayev, S. V. Kolosov, A. V. Senko*

The three-dimensional excitation equations for the longitudinal-irregular circular waveguides with finite conductions of the walls by electron beams in completed form for self-consistent models of gyrotrons, peniotrons, relativistic TWT and BWO had been derived.

The possibilities of improving the efficiency of millimeter-wave gyrotron with multimode interaction fields of whispering gallery waves and a relativistic helical electron beam were consider. It is shown that two-mode gyrotron, compared with single-mode allows you to raise the efficiency from 40 to 45%.

Keywords: Irregular waveguide, multimode regime, gyrotron.

*Куряев Александр Александрович* – родился в Саратове (1937). Окончил Саратовский государственный университет (1960). Защитил кандидатскую диссертацию (1965, СГУ) и докторскую (1980, ИРЭ АН СССР), Заслуженный деятель науки Республики Беларусь. В 1966 году организовал и возглавил в Минском радиотехническом институте (ныне – Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники) группу специалистов, активно развивающих новое научное направление – теоретическое исследование, математическое моделирование и оптимизация линейных и нелинейных электромагнитных процессов, программная реализация и приложение к задачам электроники и электродинамики. В настоящее время является заведующим кафедрой «Антенны и устройства СВЧ» БГУИР, д.ф.-м.н., профессор. Автор 9 монографий и 237 статей.



220013 Республика Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 6  
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
E-mail: kurayev@bsuir.by

*Колосов Станислав Васильевич* – родился в Бобруйске (1946), Беларусь. Окончил Минский радиотехнический институт (1970). Защитил кандидатскую диссертацию (1979, МГУ) и докторскую диссертацию (2000, БГУ), профессор кафедры «Вычислительные методы и программирование» БГУИР, автор 107 статей и одной монографии.



220013 Республика Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 6  
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
E-mail: kolosov@bsuir.by

*Сенько Александр Васильевич* – родился в Минске (1985), Беларусь. Окончил Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (2008). В настоящее время является аспирантом кафедры «Вычислительные методы и программирование» БГУИР. Автор 6 статей.



220013 Республика Беларусь, Минск, ул. П. Бровки, 6  
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
E-mail: kurayev@bsuir.by