

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ СВЧ ДИАПАЗОНА

УДК 621.385.6

ГИРОТРОНЫ И ГИРО-ЛБВ НА ЗАМЕДЛЕННОЙ E_{0i} -МОДЕ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

© Авторы, 2015

Кравченко В. Ф. — Заслуженный деятель науки РФ, д.ф.-м.н., г.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, проф., кафедра «Высшая математика» ФН-1, Московский государственный университет им. Н. Э. Баумана, Москва. E-mail: kvf-ok@mail.ru

Кураев А. А. — Заслуженный деятель науки РБ, д.ф.-м.н., проф., кафедра «Информационные радиотехнологии», Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Республика Беларусь. E-mail: kurayev@bsuir.by

Матвеев В. В. — к.ф.-м.н., доцент, кафедра «Вычислительных методов и программирование», Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники.

E-mail: vladimir66@bsuir.by

Синицын А.К. — д.ф.-м.н., проф.

Аннотация

Развита нелинейная теория и на ее основе проведена оптимизация вариантов гиротронов нового типа на E_{0i} -моду гофрированного волновода для генераторов и усилителей бегущей волны. В таких гиротронах благодаря замедлению E_{0i} -волны резонансное значение индукции магнитного поля может быть понижено по сравнению с традиционными гиротронами почти в два раза, что весьма существенно для коротковолновых гиротронов. В статье представлены результаты оптимизации предложенных гиротронов и анализ особенностей взаимодействия винтовых электронных потоков с электромагнитными полями в таких приборах.

Ключевые слова: гиротрон, гиро-ЛБВ, E-волна, гофрированный волновод

Abstract

It is developed nonlinear theory and on this basic it is made optimizing the options of the new-type gyrotrons at E_{0i} -mode in corrugated waveguide for the generators and amplifiers of traveling wave. In such gyrotrons due to E_{0i} -wave slowdown the resonant magnetic field induction value can be lowered compared to traditional gyrotrons almost twice that is very important for shortwave gyrotrons. This article presents the results of optimization of the proposed gyrotrons and analysis of interaction features of helical electron flows with electromagnetic fields in such devices.

Key words: gyrotron, gyro-TWT, E-wave, corrugated waveguide

Введение

Под названием «гиротроны» понимают широкий класс приборов на осциллирующем электронном пучке, формируемом статическим продольным магнитным полем, в которых реализована орбитальная группировка, при условии циклотронного резонанса [1, 2]

$$\beta_p = \frac{v_p}{c}, \quad \omega \left(1 \mp \frac{\beta_z}{\beta_p} \right) = m\Omega. \quad (1)$$

Здесь $\omega = 2\pi f$, f — частота электромагнитного поля; $\Omega = \frac{eB_0}{m_0\gamma}$ — ларморовская (циклотронная) частота вращения электрона в продольном магнитном поле B_0 ; e , m_0 — заряд и масса покоя электрона, $\gamma = \left(\sqrt{1 - \beta_t^2 - \beta_z^2} \right)^{-1}$ — релятивистский фактор, c — скорость света в вакууме; $\beta_z = v_z / c$ — относительная скорость электрона в направлении $\vec{z}_0$; $\beta_t = v_t / c$ модуль поперечной к оси z скорости (скорости вращения электрона на орбите); $\beta_p = v_p / c$ — относительная фазовая скорость волны, знак (–) в (1) соответствует ее распространению в прямом $+\vec{z}_0$ направлении, знак (+) в обратном $-\vec{z}_0$ направлении, $m\Omega$ — m -я гармоника циклотронной частоты Ω , $m=1, 2, \dots$

Гиротрон был создан под руководством А. В. Гапонова, который и предложил его название. Вначале это название было узкоспециализированным: под гиротроном понимался моноотрон-генератор на циклотронном резонансе. В. В. Железняков и А. В. Гапонов показали, что причиной излучения ансамблем вращающихся электронов является релятивистский эффект. Эффект зависимости частоты колебаний от релятивистской массы, которая в свою очередь зависит от скорости, приводит к новому механизму группирования электронов — «азимутальной» или «фазовой» группировке. Уникальные параметры гиротронов — высокий уровень выходной мощности, высокий КПД, стабильность помогли в создании новых направлений в научных исследованиях, технике и технологиях. Кроме гиротрона-генератора появились различные модификации: гироклистрон и giro-ЛБВ [2, 3]. Гироклистрон усилитель СВЧ-колебаний имеет два резонатора входной и выходной, в которых используются различные виды колебаний. В giro-ЛБВ, как и в ЛБВ О-типа, электроны взаимодействуют с высокочастотным полем электромагнитной волны, распространяющейся в направлении их поступательного движения. В простейшем случае электродинамическая система giro-ЛБВ представляет собой гладкий волновод, содержащий с катодной стороны устройство ввода внешнего сигнала, а с коллекторной — плавный конусный переход к выходному волноводу увеличенного сечения. Если в гироклистроне процессы модуляции энергии, фазовой группировки и отбора энергии разделены в пространстве и времени, то в giro-ЛБВ все три процесса протекают одновременно и непрерывно при воздействии бегущей волны усиливаемого сигнала на электроны пучка, перемещающегося от катода к коллектору. Азимутальные сгустки, образующиеся вначале в окрестности нулевой фазы переменного поля, по мере роста амплитуды волны смещаются из нулевой в тормозящую фазу ВЧ-поля. При торможении сгруппированные электроны синфазно отдают волне часть своей запасенной вращательной энергии, что приводит к усилению волны.

Ввиду того, что классические гиротроны работают при условии $\omega = p \frac{eB_0}{m_0\gamma}$, то они имеют существенный недостаток: увеличение частоты требует пропорционального увеличения магнитного поля. Так как для реализации циклотронного резонанса электронов со стоячим полем резонатора, например, с рабочей модой H_{01} , необходимо продольное магнитостатическое поле равное $B_0 = \frac{107}{n\lambda}$ кГс, где λ — рабочая длина волны, n — номер рабочей гармоники циклотронной частоты.

Таким образом, уже на $\lambda = 10$ мм при $n = 1$ необходимо поле 10.7 кГс. Это приводит к большому весу электромагнита. Для технологических гиротронов на $\lambda = 10$ мм вес электромагнита лежит в пределах 79 ÷ 600 кг, а мощность питания от 0.5 до 1 выходной мощности гиротрона [2, 3]. Сверхпроводящий магнит также является дорогостоящим компонентом, требующим длительного времени для достижения специальной температуры эксплуатации. В тоже время из-за требования высоких B_0 на $\lambda < 1$ мм, которые нереализуемы ни в криогенных, ни в импульсных электромагнитах, невозможно продвижение гиротронов в субмиллиметровый диапазон длин волн [2, 3]. При этом использование высших гармоник циклотронной частоты для снижения B_0 исключено: уже при $n = 2$ требуемые рабочие напряженности электромагнитного поля в резонаторе намного превосходят пробивные значения, поэтому работа гиротрона на $n = 2$ при $\lambda < 1$ мм с большой мощностью невозможна.

Этот недостаток не дает возможности применения таких высокомоощных гиротронов субмиллиметровых волн, а эксперименты делает трудными и дорогими.

Из анализа условия (1) видно, что использование замедленной волны и приближении $\beta_z / \beta_p \rightarrow 1$ приводит к значительному снижению величины требуемого магнитного поля. Как известно, H-волна не замедляется в периодическом гофрированном волноводе. Из вышеприведенного анализа видно, что процесс гирорезонансного взаимодействия осциллирующего электронного потока с замедленной E-волной имеет довольно сложный характер. Поэтому возможность реализации гиротрона на замедленной E волне гофрированного волновода можно выявить только на основе численного моделирования, которое и проведено здесь.

1. Схемы и принцип действия gyro-ЛБВ и гиротрона на замедленной E-волне

Два рассматриваемых варианта конструкции гиротрона на замедленной симметричной E-волне изображены на рис. 1.

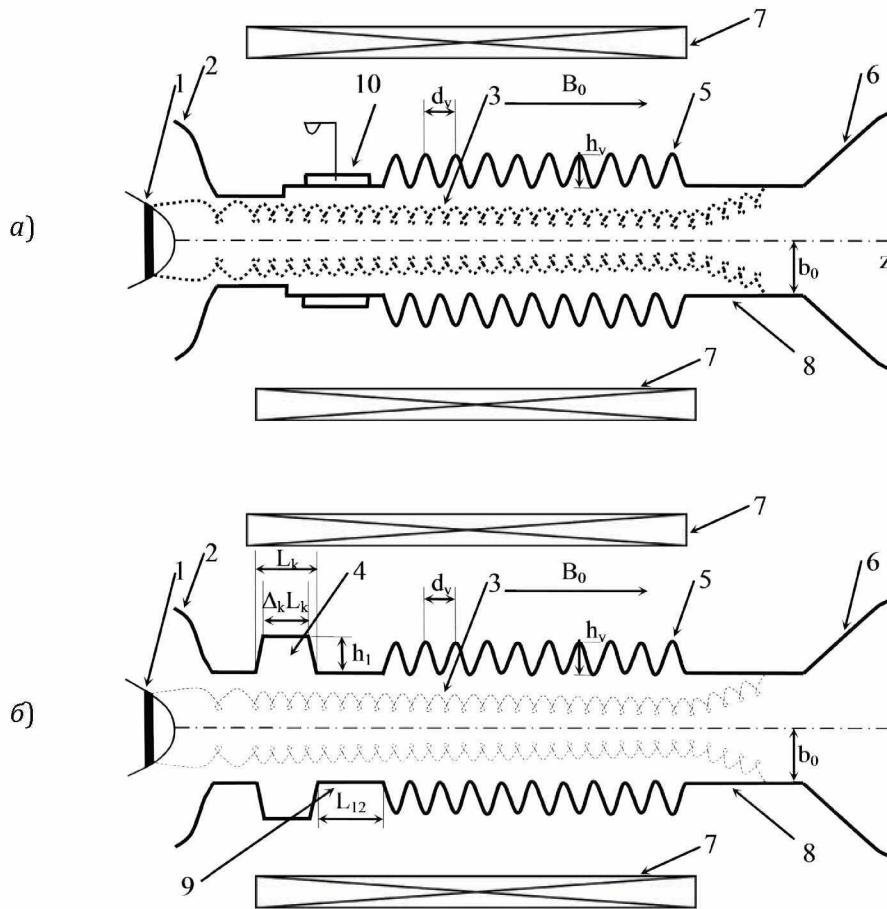


Рис. 1. Схемы gyro-ЛБВ и гиротрона для усилителя (а) и генератора (б): 1 — катодный узел электронно-оптической системы, 2 — анод, 3 — трубчатый спирализованный пучок, формируемый электронно-оптической системой в неоднородном внешнем магнитном поле, 4 — канавка, образующая катодный отражающий фильтр: $\Delta_k L_k$ — длина основания канавки, L_k — раскрыв канавки, h_1 — глубина канавки, 5 — гофрированная секция: период гофра — d_v , глубина гофрировки — h_v , радиус регулярной части волновода — b_0 ; 6 — рупор вывода излучения; 7 — электромагнит гиротрона; 8 — коллектор электронов; 9 — трубка дрейфа длиной L_{12} ; 10 — ввод сигнала.

На вход области взаимодействия в виде отрезка полого цилиндрического гофрированного волновода подается винтовой электронный поток, сформированный электронной пушкой. В области периодической гофрированной секции 5 реализуется условие циклотронного резонанса (1) с основной замедленной пространственной гармоникой попутной по отношению к движению электронов вдоль оси z . Благодаря эффекту Доплера частота этой компоненты в сопровождающей электрон системе координат понижается по сравнению с частотой стоячего поля в резонаторе обычного гиротрона в $(1 - v_z/v_{p0})$ раз. Здесь v_z — скорость продольного движения электрона в направлении оси z , v_{p0} — фазовая скорость основной пространственной гармоники возбуждаемого в секции 5 поля. Так, например, при $v_z = 0.35c$, $v_{p0} = 0.7c$ (c — скорость света в пустоте) видимая электронами частота понижается вдвое. Поэтому для достижения циклотронного резонанса требуемая величина циклотронной частоты Ω и соответственно B_0 понижается также вдвое. Встречная же компонента поля имеет в сопровождающей системе координат частоту в $(1 + v_z/v_{p0})$ раз большую, чем Ω . Следовательно синхронное взаимодей-

ствие с ней невозможно: она далеко выходит за полосу циклотронного резонанса. Поэтому входной сигнал, проходящий справа налево (в направлении $-z$), с потоком почти не взаимодействует. Только отразившись от канавки 4 и двигаясь в направлении $+z$ (попутно с электронным потоком), поле сигнала вступает в циклотронный резонанс с электронным потоком 3 и происходит усиление сигнала. Таким образом, в предлагаемом устройстве *b*) возможна реализация отражательного генератора.

В общем случае в рассматриваемом гиротроне при соответствующем подборе длины L_{12} реализуется положительная обратная связь: встречное излучение возбуждает поле в канавке 4, которое модулирует электронный поток. Иначе говоря, образуется двухкаскадный генератор — канавка 4 и секция 5 — с положительной обратной связью.

2. Математическая модель

Возбуждение электромагнитного поля в рассматриваемом приборе описывается уравнениями Максвелла

$$\text{rot} \vec{H}' = \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}'}{\partial t} + \vec{J}, \quad \text{rot} \vec{E}' = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}'}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\vec{H}'$ — вектор напряженности магнитного поля; $\vec{E}'$ — вектор напряженности электрического поля; ε_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость; t — время, $\vec{J} = -\rho_e \vec{v}_e$ — плотность тока, $\vec{v}_e$ — скорости электронов, ρ_e — плотность заряда в электронном потоке.

Движение электронов ρ пучка описывается уравнениями

$$m_0 \frac{d\gamma \vec{v}_e}{dt} = e \left(\vec{E}' + \frac{1}{c} [\vec{v}_e \vec{B}'] \right), \quad (3)$$

где $\vec{B}' = \mu_0 \cdot \vec{H}'$ — индукция магнитного поля, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — релятивистский масс-фактор.

Уравнения (2), (3) представляют самосогласованную систему, описывающую процессы генерации и усиления электромагнитных волн электронными потоками.

При решении системы (1), (2) удобно перейти к следующим безразмерным переменным:

$$(r, x, y, z, b, L) = (r', x', y', z', b', L') \cdot \frac{\omega_0}{c}, \quad \frac{\omega_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \omega_0 t = \theta, \quad (4)$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}'}{E_m}, \quad \vec{B} = \frac{\vec{B}'c}{E_m}, \quad \vec{\delta} = \frac{\vec{J}}{e_0 \omega_0 E_m}, \quad E_m = \frac{m_0 \omega_0 c}{e},$$

где ω_0 и λ_0 — опорные частота и длина волны; c — скорость света; θ — безразмерное время; W — безразмерная частота; $\vec{E}$ и $\vec{B}$ — безразмерные напряженности электрического и магнитного полей. В последующем все не штрихованные переменные безразмерные, если не оговорено противное.

В принятых переменных безразмерные уравнения Максвелла имеют вид

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial \theta} + \vec{\delta}, \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial \theta}.$$

Периодические решения этих уравнений на рабочей частоте $\omega = W\omega_0$ будем искать в виде

$$\vec{E}, \vec{B}, \vec{\delta} = \text{Re} \left\{ \dot{\vec{E}}, \dot{\vec{B}}, \dot{\vec{\delta}} \exp(jW\theta) \right\}. \quad (5)$$

Комплексные амплитуды $\dot{\vec{E}}, \dot{\vec{B}}, \dot{\vec{\delta}}$ удовлетворяют уравнениям

$$\text{rot} \dot{\vec{B}} = jW \dot{\vec{E}} + \dot{\vec{\delta}}, \quad \text{rot} \dot{\vec{E}} = jW \dot{\vec{B}}, \quad \dot{\vec{\delta}} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \vec{\delta} \cdot \exp(-jW\theta) dW\theta. \quad (6)$$

Граничное условие $\left[\vec{n} \cdot \dot{\vec{E}} \right]_s = 0$.

Наиболее эффективной процедурой при решении задачи (6) в отрезке нерегулярного волновода, каковой является область взаимодействия рассматриваемого прибора, представляется метод, основанный на отображении продольно-нерегулярной внутренней поверхности волновода на регулярный цилиндр единичного радиуса [4–6] с использованием преобразова-

ния исходной системы координат (r, φ, z) в систему (ρ, ψ, ζ) вида

$$r = \rho b(\zeta), \quad \varphi = \psi, \quad z = \zeta. \quad (7)$$

В преобразованной системе координат уравнения Максвелла для расчетных векторов поля принимают вид

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{B}^p &= jW \vec{g} \vec{E}^p + \vec{g} \cdot \text{rot} \vec{E}^p = -jW \vec{B}^p, \\ \vec{g} \cdot \text{rot} \vec{E}^p &= -jW \vec{B}^p, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\vec{g} = \begin{bmatrix} 1 + \rho^2 b' & 0 & -\rho b b' \\ 0 & 1 & 0 \\ -\rho b b' & 0 & b^2 \end{bmatrix}, \quad \vec{g} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \rho b' / b \\ 0 & 1 & 0 \\ \rho b' / b & 0 & 1 + \rho^2 b'^2 / b^2 \end{bmatrix}, \quad b' = \partial b / \partial z.$$

На регулярных границах цилиндра сохраняется условие $\left[\vec{n} \cdot \vec{E}^p \right]_{\rho=1} = 0$.

Для рассматриваемого случая симметричных E -волн расчетные вектора в преобразованной системе имеют только три компоненты $\vec{B}_\psi, \vec{B}_\rho, \vec{B}_\zeta$:

$$\vec{B}^p(\rho, z) = \vec{B}_\psi \cdot \vec{\psi}_0, \quad \vec{E}^p(r, z) = \vec{E}_\rho \cdot \vec{\rho}_0 + \vec{E}_\zeta \cdot \vec{\zeta}_0.$$

Уравнения (8) в этом случае принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{B}_\psi}{\partial z} &= -jsW \left[(1 + \rho^2 b') \vec{E}_\rho - \rho b b' \vec{E}_\zeta \right] + \rho b b' \dot{\vec{E}}_\zeta, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \vec{B}_\psi)}{\partial \rho} &= jsW \left[-\rho b b' \vec{E}_\rho + b^2 \vec{E}_\zeta \right] + b^2 \dot{\vec{E}}_\zeta, \\ \frac{\partial \vec{E}_\rho}{\partial z} - \frac{\partial \vec{E}_\zeta}{\partial \rho} &= -jsW \vec{B}_\psi. \end{aligned} \quad (9)$$

Связь компонент ЭМП в исходной и преобразованной системах

$$E_r = E_\rho / b(z), \quad B_\varphi = B_\psi / b(z), \quad E_z = E_\zeta - E_\rho \cdot b'(z) / b(z). \quad (10)$$

Решение уравнений (9) представим в виде разложения по собственным E_{0i} -волнам регулярного волновода

$$\vec{E}_\rho = -\sum_{i=1}^{M_s} \dot{A}_i(z) J_1(\nu_{0i} \rho), \quad \vec{E}_z = \sum_{i=1}^{M_s} \dot{C}_i(z) J_0(\nu_{0i} \rho), \quad \vec{B}_\psi = -j \sum_{i=1}^{M_s} \dot{V}_i(z) J_1(\nu_{0i} \rho). \quad (11)$$

После применения стандартной проекционной процедуры, а также закона сохранения заряда образуется самосогласованная система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих распределение комплексных амплитуд $\dot{A}_i, \dot{V}_i, \dot{C}_i$ и движение крупных частиц, имитирующих динамику электронного потока. Опуская громоздкие описания проекционной процедуры и применения закона сохранения заряда при нахождении интегралов, содержащих электронный поток, приведем здесь выведенную самосогласованную систему обыкновенных дифференциальных уравнений [4, 6], которая описывает процессы возбуждения симметричных E_{0i} -волн в отрезке продольно нерегулярного круглого волновода и сформулируем граничные условия, используемые для расчета гиротрона.

Уравнения для $i = 1..M_s$ расчетных амплитуд возбуждаемых волн

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{A}_{mi}}{dz} &= (mW \dot{V}_{mi} + \nu_{0i} \dot{C}_{mi}) + (1-j)2S_{om} \frac{\sqrt{1 + (\partial b / \partial z)^2}}{b} \sum_k \dot{V}_{mk} \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})}, \\ \frac{d\dot{V}_{mi}}{dz} &= -mW \left\{ \dot{A}_{mi} + \left(\frac{\partial b}{\partial z} \right)^2 \left[\dot{A}_{mi} \frac{1}{3} \left(1 + \frac{4}{\nu_{0i}^2} \right) + \sum_{k \neq i} \frac{4(\nu_{0i}^2 + \nu_{0k}^2)}{(\nu_{0i}^2 - \nu_{0k}^2)^2} \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})} \dot{A}_{mk} \right] - \right. \\ &\quad \left. - b \frac{\partial b}{\partial z} \left(-\frac{\dot{C}_{mi}}{\nu_{0i}} + \sum_{k \neq i} \frac{2\nu_{0k}}{\nu_{0i}^2 - \nu_{0k}^2} \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})} \dot{C}_{mk} \right) \right\} + \frac{\sigma_0}{e_0 b} \left(\frac{1}{N_e} \sum_{l=1}^{N_e} J_1 \left(\nu_{0i} \frac{r_l}{b} \right) \left(\frac{\beta_{rl}}{\beta_{zl}} - \frac{r_l}{b} \frac{\partial b}{\partial z} \right) \right) j \exp(-jmW\theta_l), \\ \dot{C}_{mi} &= -\frac{\nu_{0i} \dot{V}_{si}}{mWb^2} + \frac{\partial b}{b \partial z} \times \left(-\frac{\dot{A}_{mi}}{\nu_{0i}} + \sum_{k \neq i} \frac{2\nu_{0i}}{\nu_{0k}^2 - \nu_{0i}^2} \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})} \dot{A}_{mk} \right) - \frac{j\sigma_0}{mWe_0 b^2} \frac{1}{N_e} \sum_{l=1}^{N_e} J_0 \left(\nu_{0i} \frac{r_l}{b} \right) \exp(-jmW\theta_l), \\ &\quad i, k = 1..m_s \end{aligned} \quad (12)$$

Для азимутально-симметричной E_{0i} -волны: $\dot{A}_i$ — амплитуда поперечной электрической составляющей волны; $\dot{V}_i$ — амплитуда поперечной магнитной составляющей волны; $\dot{C}_i$ — амплитуда продольной электрической составляющей волны; вектор-функции распределения по сечению амплитуд азимутально-симметричной E_{0i} -волны соответственно имеют вид

$$J_1(\nu_{0i}\rho)\vec{r}_0, J_1(\nu_{0i}\rho)\vec{\varphi}_0, J_0(\nu_{0i}\rho)\vec{z}_0,$$

где $\vec{r}_0, \vec{\varphi}_0$ — координатные векторы в поперечном сечении волновода, J_0, J_1 — функция Бесселя и ее производная, ν_{0i} — i -ый корень уравнения $J_0(\nu_{0i})=0$, $e_{0i}=0.5J_1^2(\nu_{0i})$, $\sigma_0=\frac{eI_0}{\pi\epsilon_0m_0c^3}$,

$S_\sigma=\sqrt{\frac{\pi W}{\sigma\lambda_0\mu_0c}}$, σ_0 — нормированное значение тока пучка I_0 , σ — проводимость стенки волновода (сименс/м) для меди $\sigma=5.6\cdot 10^7$, j — мнимая единица, $b(z)$ — внутренняя граница профиля, заданная гладкой функцией.

При постановке краевой задачи для (12) на входе ЭДС задается амплитуда прямой волны e_{0i}^+ , а на выходе контролируется величина амплитуды встречной волны e_{Li}^- (при условии согласования $e_{Li}^-e_{Li}^-=0$).

В этом случае граничные условия для амплитуд E_{0i} -волн можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} W\cdot\dot{A}_i(0)+jk_{0i}^e\cdot\dot{V}_i(0)&=jk_{0i}^eW\cdot 2b(0)\dot{e}_{0i}^+, \\ -W\cdot\dot{A}_i(L)+jk_{Li}^e\cdot\dot{V}_i(L)&=jk_{Li}^eW\cdot 2b(L)\dot{e}_{Li}^-. \end{aligned}$$

Здесь

$$k_i^e=\begin{cases} \sqrt{W^2-(\nu_{0i}/b)^2}, & W>\nu_{0i}/b; \\ -j\sqrt{(\nu_{0i}/b)^2-W^2}, & W<\nu_{0i}/b. \end{cases}$$

Уравнения движения крупных частиц следуют из (3)

$$\begin{cases} \frac{dP_{rl}}{dz}=\frac{1}{\beta_{zl}}\left(\frac{\gamma_l\beta_{\varphi l}^2}{r_l}-E_r-\beta_{\varphi l}F_z+\beta_{zl}B_\varphi\right), \\ \frac{dP_{\varphi l}}{dz}=\frac{1}{\beta_{zl}}\left(\frac{\gamma_l\beta_{rl}\beta_{\varphi l}}{r_l}-\beta_{zl}F_r+\beta_{rl}F_z\right), \\ \frac{dP_{zl}}{dz}=\frac{1}{\beta_{zl}}(-E_z-\beta_{rl}B_\varphi+\beta_{\varphi l}F_r), \\ \frac{dr_l}{dz}=\frac{\beta_{rl}}{\beta_{zl}}, \quad \frac{d\varphi_l}{dz}=\frac{\beta_{\varphi l}}{r_l\beta_{zl}}, \quad \frac{d\theta_l}{dz}=\frac{1}{\beta_{zl}}, \\ \vec{P}_l=\gamma_l\vec{\beta}_l, \quad \gamma_l=1/\sqrt{1-\vec{\beta}_l^2}=\sqrt{1+P_{rl}^2+P_{\varphi l}^2+P_{zl}^2}. \end{cases} \quad (13)$$

При моделировании гиротрона начальные условия для крупных частиц, вращающихся относительно ведущего центра r_0 и расставленных по окружности монотрубки радиуса a , задавались следующим образом (рассматривается одна трубка)

$$\Phi_{kl}=2\pi(l-0.5)/N_{e1}, \quad r_{kl}(0)=\sqrt{a^2+r_0^2+2ar_0\cos\Phi_{kl}},$$

$$\theta_{kl}(0)=2\pi(k-0.5)/N_{e2}, \quad \varphi_{kl}(0)=\arccos((r_0+a\cos\Phi_{kl})/r_{kl}(0))\text{sign}(p-\Phi_{kl}),$$

$$\beta_{zkl}(0)=\beta_{z0}, \quad \beta_{rkl}(0)=-\beta_{t0}\sin(F_{kl}-\varphi_{kl}(0)), \quad \beta_{\varphi kl}(0)=\beta_{t0}\cos(F_{kl}-\varphi_{kl}(0)), \quad l=1\dots N_{e1}, \quad k=1\dots N_{e2},$$

где $a=\beta_{t0}\gamma_0/F_0(0)$ — ларморовский радиус.

Рисунок 2 иллюстрирует используемую начальную расстановку «электронов» — крупных заряженных частиц.

Выражение физических ВЧ-полей, действующих на k,l -частицу (k — номер электронного слоя в пучке, N_{e2} — общее количество слоев, l — номер электрона в k — слое, N_{e1} — количество электронов в каждом слое), через расчетные амплитуды с учетом статической части поля про-

пространственного заряда

$$\begin{cases} E_r = -\frac{1}{b} \sum_m \sum_{i=1}^{M_s} J_1 \left(\nu_{0i} \frac{r_{kl}}{b} \right) \operatorname{Re} \left(\dot{A}_{mi} \exp(jmW\theta_{kl}) \right) - S_q(r_{kl}), \\ E_z = \operatorname{Re} \left[\sum_m \sum_{i=1}^{M_s} J_0 \left(\nu_{0i} \frac{r_{kl}}{b} \right) \dot{C}_{mi} \exp(jmW\theta_{kl}) + \frac{r_{kl}}{b^2} \frac{\partial b}{\partial z} \sum_m \sum_{i=1}^{M_s} J_1 \left(\nu_{0i} \frac{r_{kl}}{b} \right) \dot{A}_{mi} \exp(jmW\theta_{kl}) \right], \\ B_\varphi = \frac{1}{b} \sum_m \sum_{i=1}^{M_s} J_1 \left(\nu_{0i} \frac{r_{kl}}{b} \right) \operatorname{Re} \left(-j \dot{V}_{mi} e^{jmW\theta_{kl}} \right). \end{cases} \quad (14)$$

Магнитоэлектростатическое фокусирующее поле, действующее на k, l -частицу задано в виде

$$\begin{cases} F_r = -\frac{1}{2} r_{kl} \frac{\partial F_0(z)}{\partial z} + \dots, \\ F_z = F_0(z) - \frac{1}{4} r_{kl}^2 \frac{\partial^2 F_0(z)}{\partial z^2} + \dots, \\ F_0 = \frac{B'_0(z)e}{m_0 \omega_0}. \end{cases} \quad (15)$$

Здесь $B'_0(z)$ — распределение z -составляющей индукции магнитного поля вдоль оси, $q_0 = \beta_{t0} / \beta_{z0}$ — питч-фактор, $S_q(r) = \frac{\sigma_0}{2r} \left(\frac{1}{\beta_{z0}} - \beta_{z0} \right)$ — статическая составляющая поля пространственного заряда, M_s — количество волн, учитываемых при расчете. Безразмерные параметры $e_{0i} = 0.5 J_1^2(\nu_{0i})$, $\sigma_0 = \frac{e I_0}{\pi \varepsilon_0 m_0 c^3}$.

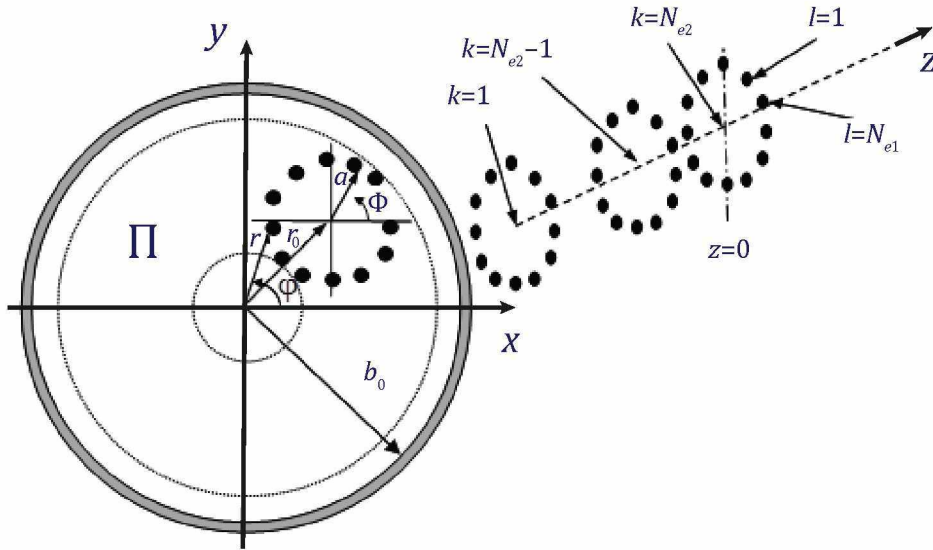


Рис. 2. Расстановка заряженных частиц на одной ларморовской электронной трубке трубчатого пучка П.

Заметим, что уравнения возбуждения (1)–(4) включают как вихревую, так и потенциальную («поле пространственного заряда») составляющие полного поля на частоте $\omega_0 W$.

Безразмерная мощность, переносимая волновым полем через поперечное сечение волновода, в выбранных переменных имеет вид

$$P(z) = \sum_i e_{0i} \operatorname{Im} \left[\dot{A}_i(z) \dot{V}_i^*(z) \right]. \quad (16)$$

Эффективность взаимодействия определяется следующими соотношениями:

1) через мощность возбужденных потоком волн («волновой» КПД)

$$\eta_i^v(z) = e_{0i} \frac{\operatorname{Im} \left[\dot{A}_i(z) \dot{V}_i^*(z) - \dot{A}_i(0) \dot{V}_i^*(0) \right]}{(\gamma_0 - 1) \sigma_0}, \quad \eta^v = \sum_i \eta_i^v. \quad (17)$$

2) через потерю кинетической энергии электронным потоком («электронный» КПД)

$$\eta^e(z) = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma_l(z)}{\gamma_0 - 1}. \quad (18)$$

Поперечную группировку электронов на основной гармонике определяет функция группировки $G_{\perp}$

$$G_{\perp}(z) = \frac{1}{N_e} \sqrt{\left(\sum_{l=1}^{N_e} \frac{\beta_{xl}}{\sqrt{\beta_{xl}^2 + \beta_{yl}^2}} \right)^2 + \left(\sum_{l=1}^{N_e} \frac{\beta_{yl}}{\sqrt{\beta_{xl}^2 + \beta_{yl}^2}} \right)^2}. \quad (19)$$

Здесь β_{xl} и β_{yl} — проекции скорости l -электрона на оси x, y .

Продольную группировку на m -й гармонике выражает функция:

$$G_{\parallel}(z) = \frac{1}{N} \sqrt{\left(\sum_{l=1}^N \sin(mW\theta_l) \right)^2 + \left(\sum_{l=1}^N \cos(mW\theta_l) \right)^2} \quad (20)$$

3. Результаты расчетов

Как известно [4–6], в рассматриваемом гофрированном волноводе обеспечивается эффективное замедление основной гармонике до значений фазовой скорости порядка $0.6 < \beta_p < 1$. При уменьшении замедления амплитуда гармоник резко убывает с удалением от гофра и при $\beta_p < 0.7$ ее взаимодействие с винтовым пучком ларморовского диаметра становится неэффективным. Исходя из значений фазовой скорости $\beta_p = 0.7 \div 1$, начальной скорости пучка $\beta_p = 0.5 \div 0.7$ при значении питч-фактора $q_0 = 1$, характерных для гиротронов и условия гирорезонанса $\gamma(1 - \beta_z / \beta_p) = F_0$, проведенные расчеты показали, что в рассматриваемой системе можно реализовать эффективное возбуждение электромагнитного поля на основной волне при довольно низких значениях магнитного поля ($F_0 \sim 0.2 \div 0.7$). Однако, вопрос в том, что с уменьшением магнитного поля ларморовская толщина пучка возрастает и это приводит к снижению эффективности взаимодействия. Для выяснения условий, при которых рассматриваемое взаимодействие наиболее эффективно, были выполнены расчеты и найдены нижеописанные варианты.

Вариант 1. $\beta_0 = 0.522$ ($U_0 = 88$ кВ), $I_0 = 78$ А, $q = 1$, $F = 0.61$, $b_0 = 5$, $h_k = 1.52$, $L_k = 6$, $L_{12} = 4.067$, $h_v = 1.6$, $d_v = 26.1$, $n_v = 25$, $e_0 = 0.02$, $\eta = 0.29$, $K_u = 19$ дБ, $P_{out} = 2$ МВт основные характеристики взаимодействия для этого варианта представлены на рис. 3

Этот вариант гиротрона соответствует регенеративному усилителю. На рис. 2 приведены для прибора изменения основных характеристик взаимодействия вдоль области взаимодействия: а) η^o — КПД, граничные значения пучка r_{min}, r_{max} ; б) график показывает проекцию электронов первого слоя электронного пучка (рис. 2) на ось z ; в) распределение интенсивности радиальной силовой составляющей вдоль гиротрона.

Следует заметить, что этот вариант гиротрона соответствует регенеративному усилителю. При отсутствии входного сигнала он генерирует с КПД=15%. При наличии оптимального по величине входного сигнала КПД возрастает вдвое. При этом энергия P_{out} выводится вправо. Существенно, что в этом варианте рабочее магнитное поле практически вдвое меньше, чем в обычном гиротроне на H_{01} моде на основном циклотронном резонансе.

Вариант 2 (тот же гофр что и в варианте 1, но без канавки). $\beta_0 = 0.522$ ($U_0 = 88$ кВ), $I_0 = 100$ А, $q = 1$, $F = 0.61$, $b_0 = 5$, $h_v = 1.62$, $d_v = 26.1$, $n_v = 25$, $e_0 = 0.008$, $\eta = 0.24$, $K_u = 6$ дБ (выходит как вправо, так и влево), $P_{out} = 2.1$ МВт (рис. 4).

Этот вариант гиротрона имеет очень малый коэффициент усиления. Энергия P_{out} выводится и вправо, и влево почти одинаково. За счет введения отражающей нерегулярности на входе (например, резонансной канавки) поток энергии можно направить только вправо (на выходной конец прибора).

Однако требуемое для его работы на первой гармонике циклотронной частоты магнитостатическое поле приблизительно вдвое меньше ($F=0.61$), чем для обычной gyro-ЛБВ на H_{01} моде квазирегулярного волновода.

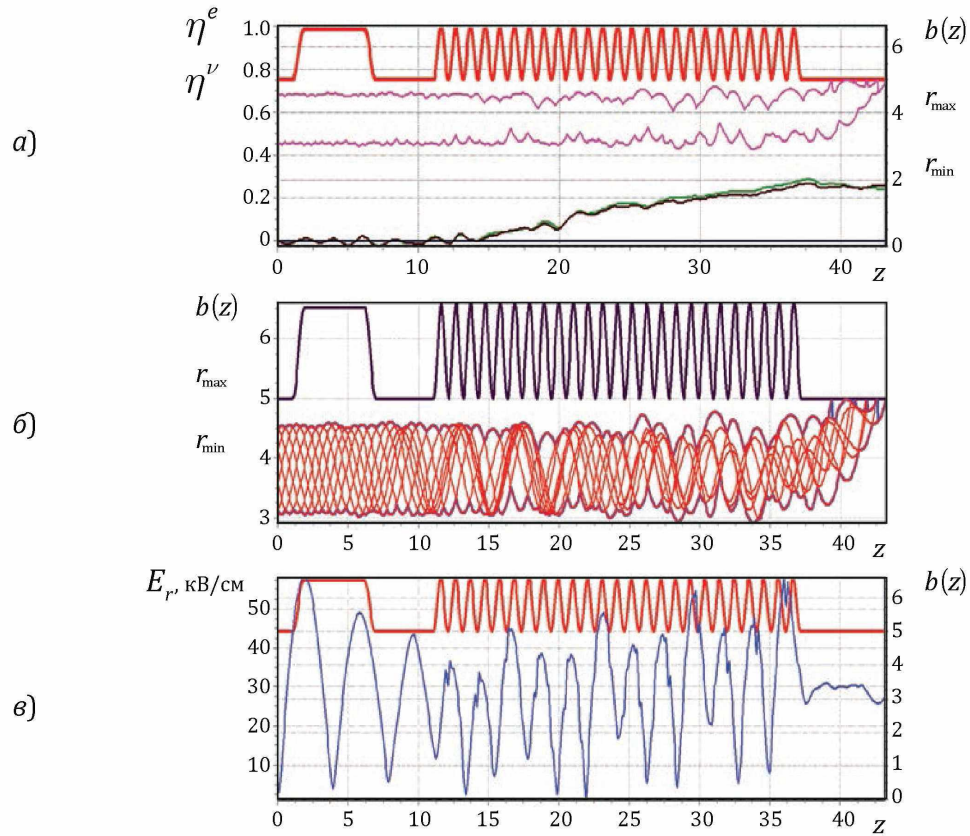


Рис. 3. Распределение характеристик взаимодействия по длине гиротрона для тонкого пучка:

а) КПД, $r_{\min}$, $r_{\max}$; б) траектории; в) E_r на уровне $r=4$ для $\lambda=1$ см; $E_n=270$ кВ/см; $\beta_{p0} \sim 0.7$.

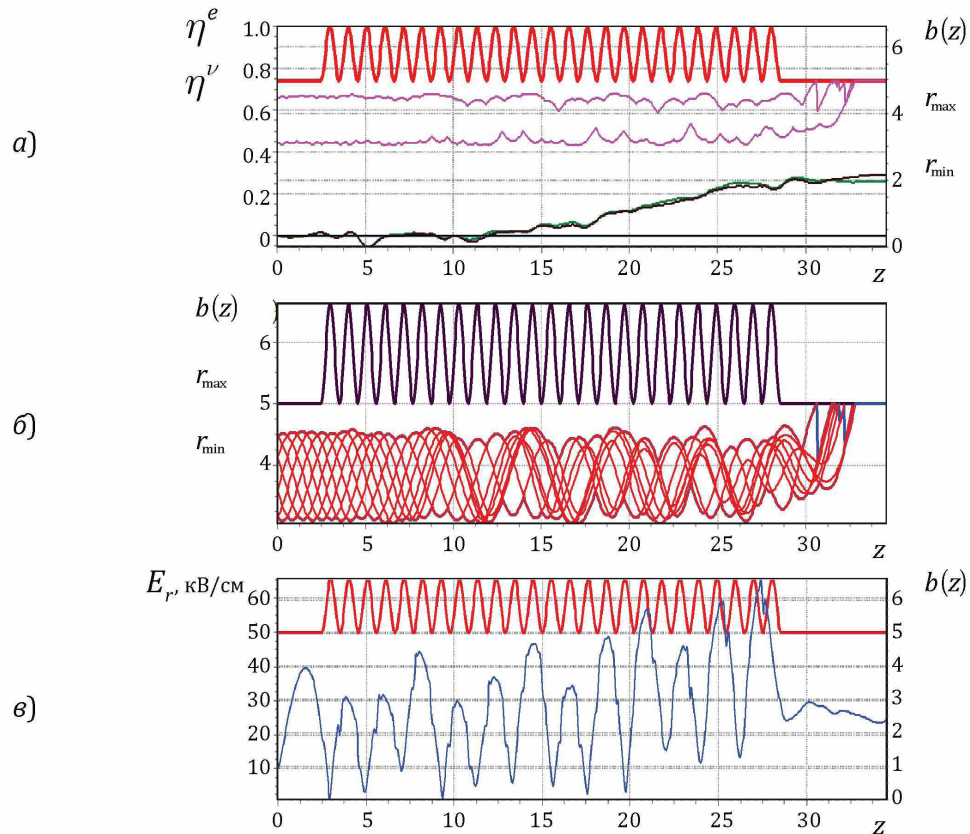


Рис. 4. Распределение характеристик взаимодействия по длине гиротрона: а) КПД, $r_{\min}$, $r_{\max}$;

б) траектории; в) E_r на уровне $r=4$ для $\lambda=1$ см; $E_n=270$ кВ/см; $\beta_{p0} \sim 0.67$.

При определенном подборе параметров в варианте без заграждающей канавки можно обеспечить вывод энергии только вправо, обеспечив преимущественное взаимодействие с основной парциальной волной, как показывает найденный вариант 3.

Вариант 3. $\beta_0 = 0.7$, ($U_0 = 204$ кВ), $I_0 = 166$ А, $q = 1$, $F = 0.71$, $b_0 = 5$, $h_v = 1.21$, $d_v = 30.3$, $n_v = 25$, $e_0 = 0.02$, $h = 0.20$, $K_u = 24$ дБ, $P_{out} = 6.8$ МВт (рис. 5).

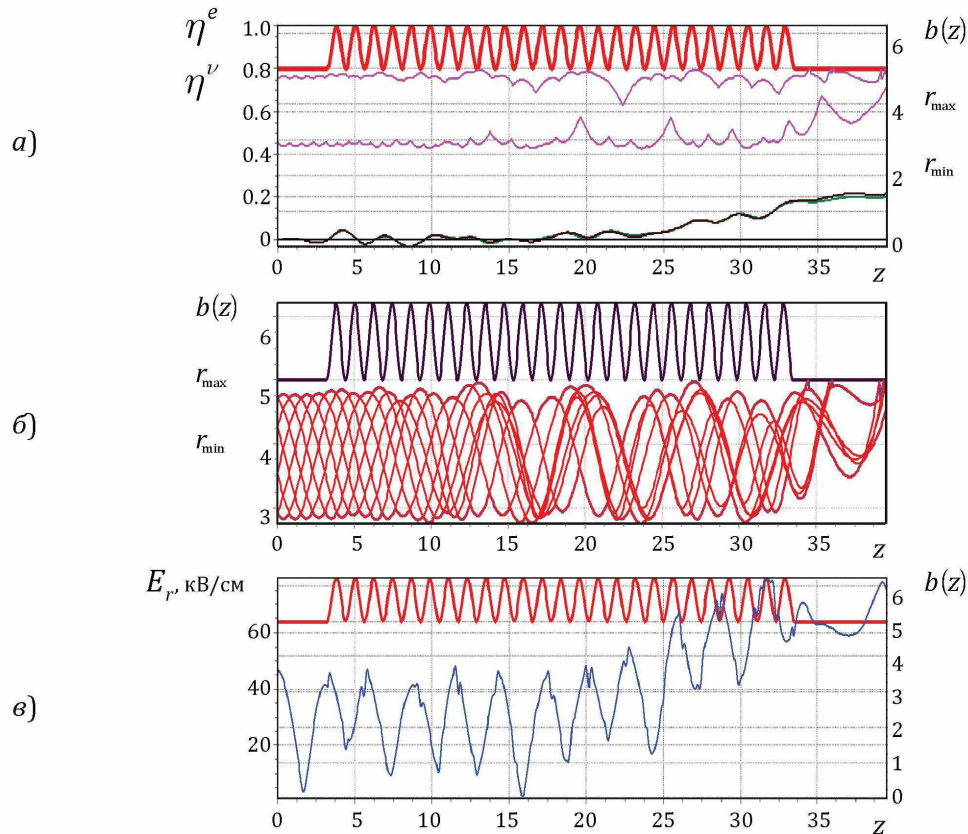


Рис. 5. Распределение характеристик взаимодействия по длине гиротрона: а) КПД, r_{min} , r_{max} ; б) траектории; в) E_r на уровне $r = 4$ для $\lambda = 1$ см; $E_n = 260$ кВ/см; $\beta_{p0} \sim 1$.

Этот вариант гиротрона является чистым усилителем, в котором вся энергия выводится вправо. Он имеет достаточно высокий коэффициент усиления для обычных gyro-ЛБВ с регулярным волноводом на H_{01} моде (24 дБ) и типичный КПД для такого класса приборов (20%). Однако требуемое для его работы на первой гармонике магнитостатическое поле существенно ниже ($F = 0.71$ против $F = 1$ на H-волне).

Вариант 4. $\beta_0 = 0.59$ ($U_0 = 122.7$ кВ), $I_0 = 197$ А, $q_0 = 1.3$, $F = 0.66$, $b_0 = 5$, $h_k = 1.9$, $L_k = 2.38$, $L_{12} = 2.01$, $h_v = 1.6$, $d_v = 26.4$, $n_v = 25$, $e_0 = 0.005$, $\eta = 0.33$, $K_u = 14$ дБ, $P_{out} = 8$ МВт (рис. 6).

Этот вариант гиротрона аналогично как и вариант 1 соответствует регенеративному усилителю. На рисунке 6 приведены изменения основных характеристик вдоль области взаимодействия: б) КПД η , поперечные и продольные скорости электронного пучка β_t , β_z ; в) график $G_{||}$ показывает величину изменения амплитуды тока, состоящей из нити электронов от каждого слоя с одинаковым l -номером; г) $G_{\perp k}$ — поперечная группировка скоростей электронов показывает, что при $z \approx 12$, все k -слоев пучка приобретают одинаковую среднеквадратическую скорость.

Вариант 5. $\beta_0 = 0.57$ ($U_0 = 111.3$ кВ), $I_0 = 199$ А, $q_0 = 1.3$, $F = 0.66$, $b_0 = 5$, $h_k = 1.6$, $L_k = 5.67$, $L_{12} = 4.07$, $h_v = 1.6$, $d_v = 26.4$, $n_v = 25$, $e_0 = 0.005$, $\eta = 0.25$, $P_{out} = 5.5$ МВт (рис. 7–9).

Этот вариант гиротрона-генератора характерен тем, что в нем четко можно проследить начало взаимодействия электронов с E-волной. Максимум как поперечной группировки (см. рис. 8б), так и продольной группировки (см. рис. 8в) достигается одновременно ($z=20$). Именно после этого реализуется отбор энергии и от поперечной, и от продольной составляющей скорости электронного потока.

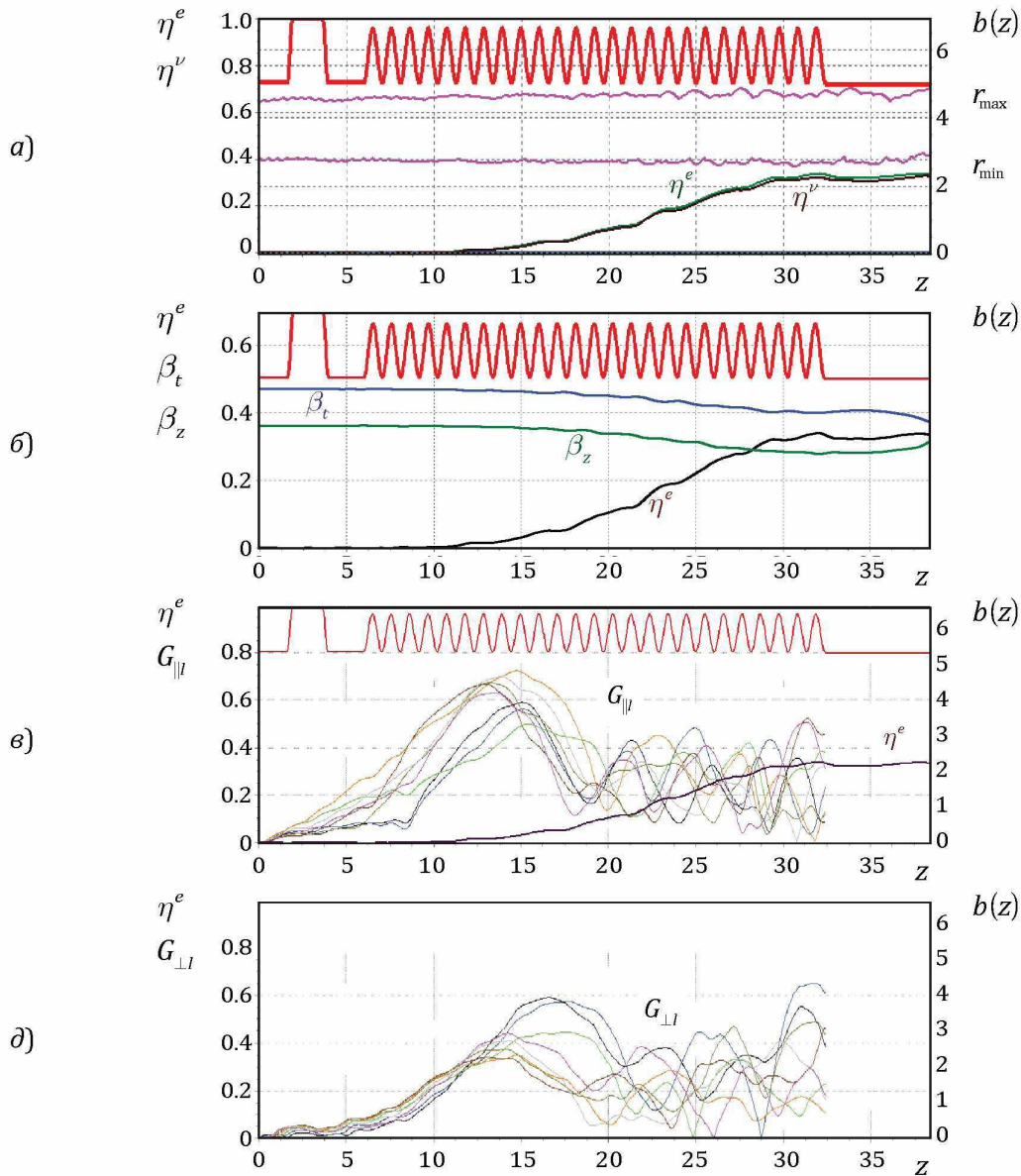


Рис. 6. Распределение характеристик взаимодействия по длине гиротрона: а) КПД, $r_{\min}$, $r_{\max}$; б) КПД, β_t , β_z ; в — КПД, $G_{\parallel}$ — продольная группировка электронов для каждого электронного слоя; г) КПД, $G_{\perp}$ — поперечная группировка скоростей электронов для каждого электронного слоя.

Распределение характеристик взаимодействия по длине этого гиротрона-генератора приводятся на рис. 7, 8, изменение поперечного сечения первичного слоя пучка электронов на рис. 9.

При отсутствии входного сигнала гиротрон генерирует с КПД=25%. На рис. 9в виден механизм постепенного образования сгустков в электронных слоях (этап начала отбора энергии электромагнитным полем). Небольшой дрейф орбиты вызван несоответствием выбора фаз моменту, когда поперечные силы отсутствуют. На рис. 9, г, д видно постепенное разгруппирование слоя пучка в процессе взаимодействия с полем. На рис. 9е показан электронный слой на заключительном этапе взаимодействия.

Изменяя питч-фактор и оптимизируя все основные параметры гиротрона, который является чистым усилителем, по максимуму КПД, наблюдаем из табл. 1.

Лучшее соотношение между поперечной и продольной скоростью наблюдается при $q = 1.3$, когда достигается максимальный коэффициент усиления и КПД (рис. 10).

При практически неизменной полной скорости β_0 для поддержания взаимодействия с замедленной волной при увеличении питч-фактора требуется увеличение магнитной индукции F . Также из графика видно уменьшение тока пучка, которое вызвано возрастающим негативным влиянием пространственного заряда.

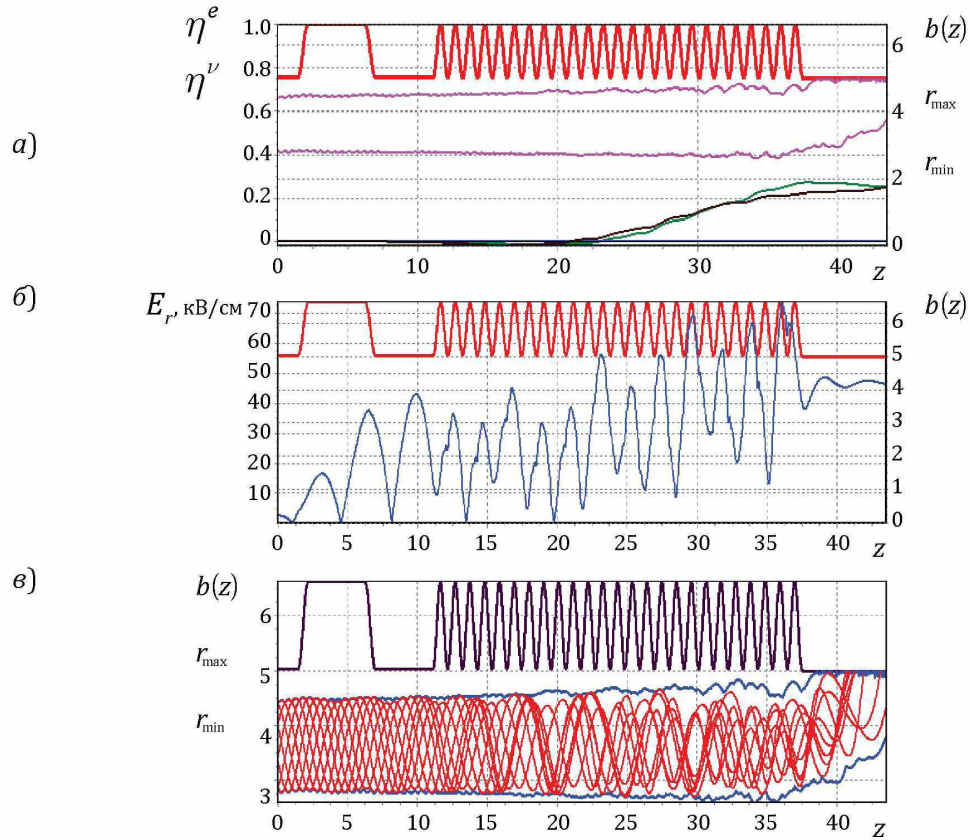


Рис. 7. Распределение характеристик взаимодействия по длине гиротрона: а) КПД, $r_{\min}$, $r_{\max}$; б) E_r на уровне $r = 4$ для $\lambda = 1$ см ($E_n = 270$ кВ/см), $\beta_{p0} \sim 0.7$; в) траектории.

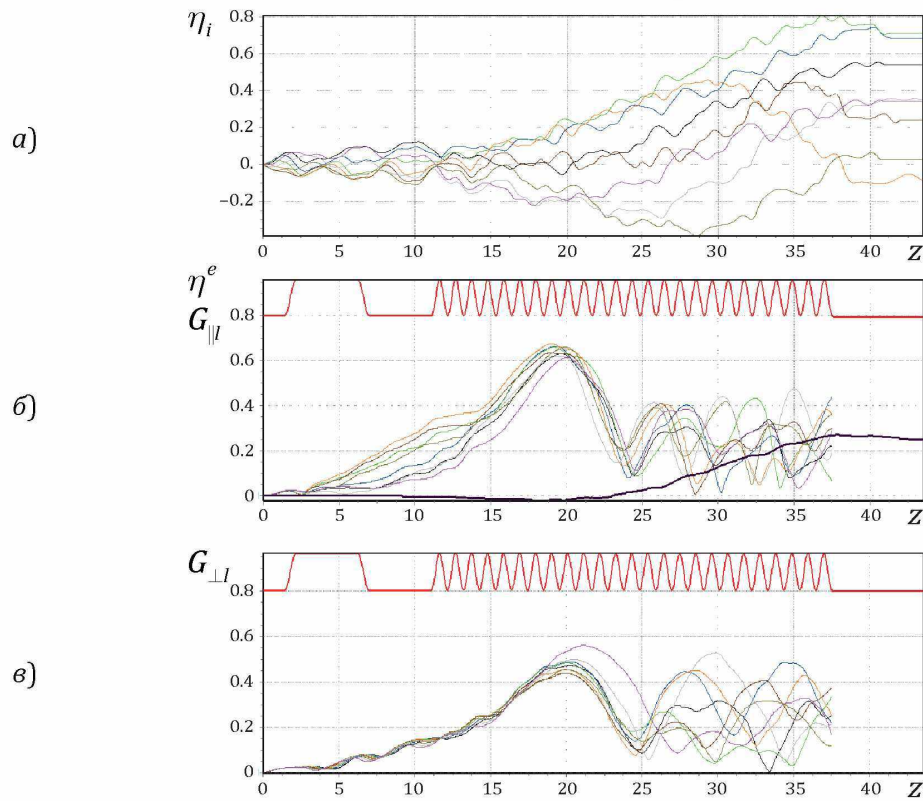


Рис. 8. Распределение характеристик взаимодействия по длине гиротрона: а) η_i — распределение КПД электронов для первого орбитального слоя; б) КПД, $G_{||}$ — продольная группировка электронов для каждого электронного слоя; в) КПД, $G_{\perp}$ — поперечная группировка скоростей электронов для каждого электронного слоя.

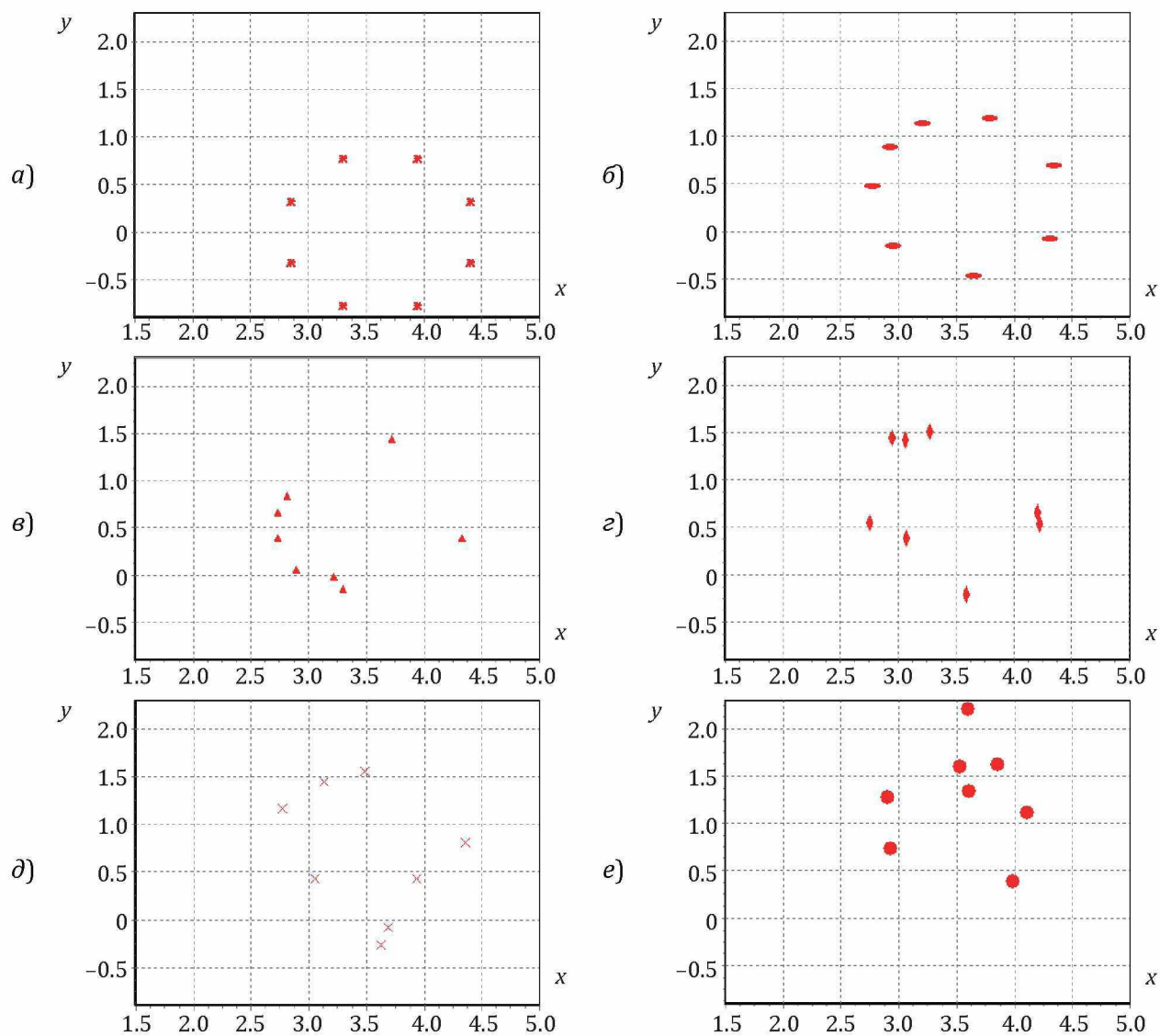


Рис. 9. Изменение поперечного сечения первичного слоя пучка электронов по длине гиротрона: а) начальное $z=0$ (продольное местоположение слоя РЭП), $R_0=3.62$ (длина радиус-вектора первого слоя РЭП), $ph=0$ (фаза радиус-вектора первого слоя РЭП); б) $z=12$, $R_0=3.53$, $ph=0.13$; в) $R_0=3.25$, $ph=0.14$, $z=20$ — начало отдачи энергии пучком; г) $R_0=3.48$, $ph=0.23$, $z=24$; д) $R_0=3.57$, $ph=0.19$, $z=26$; е) $R_0=3.79$, $ph=0.35$, $z=36$.

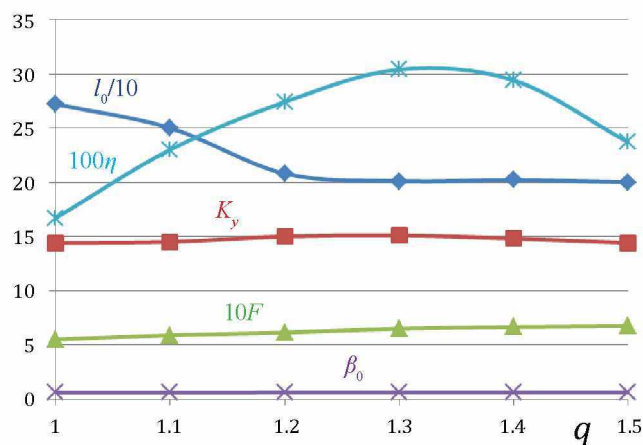


Рис. 10. Зависимость оптимальных по КПД параметров (тока, коэффициента усиления, магнитной индукции, КПД, скорости электронов) гиротрона на E -волне от q (питч-фактора).

Таблица 1. Оптимальные параметры по КПД для различных питч-факторов

q	I_0	K_u	F	η	β_0	e_0
1.5	200	14.4	0.674	0.237	0.61	0.005
1.4	202	14.8	0.664	0.294	0.612	0.005
1.3	201	15.1	0.649	0.304	0.592	0.005
1.2	208	15	0.613	0.274	0.595	0.005
1.1	250	14.5	0.588	0.23	0.576	0.005
1	272	14.4	0.548	0.167	0.582	0.005

Заключение

Гиротрон на замедленной E_{01} -моды исследован в трех режимах: усилитель, генератор, регенеративный усилитель. Показано, что данный прибор имеет не худшие выходные характеристики, чем обычный гиротрон на H_{01} -моды квазирегулярного волновода. Однако в рассматриваемом гиротроне возможно снижение почти в два раза уровня резонансного магнитостатического поля по сравнению с обычным гиротроном. Эти результаты установлены впервые и имеют важное значение с точки зрения продвижения гиротронов в коротковолновый диапазон частот, а также в отношении возможности существенного снижения стоимости и веса магнитной системы гиротрона.

Список литературы

1. Генератор на циклотронном резонансе: пат. 19572 С1 2015.10.30 Респ. Беларусь/ А.А. Кураев, В.В. Матвеев, А.К. Синицын; Белорусский гос. ун-т инф-ки и радиоэл-ки.
2. Кравченко В. Ф., Кураев А. А. Гирорезонансные приборы: принцип действия, нелинейная теория, достижения и перспективы // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2006. № 9. С. 13–60
3. Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Гирорезонансные приборы // Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 1: Стационарные процессы; под ред. А.А. Кураева и Д.И. Трубецкова. М.: Физматлит, 2009. С. 5–81.
4. Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Пустовойт В. И., Синицын А. К. Нерегулярные волноводы в электронике СВЧ // ЭВ и ЭС, 2005. Т. 10. № 8. С. 51–58.
5. Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Пустовойт В. И., Синицын А. К. Черенковские релятивистские генераторы на симметричных E-волнах гофрированного волновода // Докл. РАН, 2005, Т. 404. № 4. С. 485–492.
6. Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Пустовойт В. И., Синицын А. К. Нелинейная теория релятивистских черенковских генераторов на нерегулярных волноводах с учетом конечной проводимости стенок // ДАН РАН. 2007. Т. 412. № 6. С. 759–763.

Поступила 28 июня 2015 г.