

УДК 621.385

## УСИЛИТЕЛИ И УМНОЖИТЕЛИ НА ОСНОВЕ ГИРО-ЛБВ

С.В. КОЛОСОВ, А.А. КУРАЕВ, А.В. СЕНЬКО

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 17 января 2012

Рассмотрены возможности конструирования Гиро-ЛБВ с высоким коэффициентом усиления. Представлены конструкции Гиро-ЛБВ на первой и второй гармониках циклотронной частоты и умножителя частоты с первой гармоники на вторую гармонику циклотронной частоты. Проведен анализ влияния гофрировки поглощающей секции Гиро-ЛБВ на коэффициент усиления и КПД лампы.

*Ключевые слова:* Гиро-ЛБВ, умножители частоты, гирорезонанс.

### Введение

Теория возбуждения нерегулярного волновода релятивистским электронным потоком с учетом омических потерь в стенках волновода изложена в [1]. Возможности создания Гиро-ЛБВ с невысоким коэффициентом усиления проанализированы в [2].

Для достижения высокого коэффициента усиления Гиро-ЛБВ требуется использовать лампы большой длины. В выходной отбирающей секции Гиро-ЛБВ происходит возбуждение волны не только бегущей вместе с электронным потоком (попутной волны), но и возбуждается встречная волна. Хотя амплитуда этой волны мала, но она может достигнуть входа лампы, где она уже соизмерима и даже может превышать амплитуду входного сигнала, а это приводит к ее самовозбуждению. Другими словами мы получим не усилитель, а генератор. Для предотвращения попадания встречной волны на вход лампы следует в средней части помещать секцию поглощения волн, как это, например, показано в [3].

### Самосогласованные уравнения Гиро-ЛБВ

Воспользуемся общей теорией возбуждения продольно-нерегулярного волновода с учетом конечной проводимости стенок, развитой в [1], для  $H_{0i}$ -волн (азимутальный индекс  $n=0$ ). Заметим, что при  $n=0$  [1] волны  $H_{0i}$  и  $E_{0i}$  оказываются энергетически не связанными. Однако в Гиро-ЛБВ сгруппированный спирализованный поток электронов возбуждает не только рабочие  $H_{0i}$ -волны, но и  $E_{0i}$  (распространяющиеся и закритические). Поэтому в уравнениях возбуждения должны быть представлены как  $H_{0i}$ , так и  $E_{0i}$ -волны (распространяющиеся и закритические).

В соответствии с [1] имеем:

$$\vec{E}_t^p = \text{Re} \sum_m \dot{\vec{E}}_m \cdot e^{jm\omega t}, \quad \vec{E}_z = \text{Re} \sum_m \dot{\vec{E}}_{zm} \cdot e^{jm\omega t}, \quad (1)$$

$$\text{где } \dot{\vec{E}}_t^p = \sum_{p=1}^l (\dot{A}_{m0p}^e(z) \cdot \vec{e}_p^e + \dot{A}_{m0i}^m(z) \cdot \vec{e}_p^m), \quad \dot{\vec{E}}_{zm} = \sum_{p=1}^l \dot{C}_{m0p}^e(z) \cdot \vec{z}_0 \cdot \varphi_p, \quad (2)$$

$$\Phi_p = J_0(v_{0p} \cdot \rho); \quad \vec{e}_p^e = \vec{\rho}_0 \cdot v_{0p} \cdot J_0'(v_{0p} \cdot \rho) = -\vec{\rho}_0 \cdot v_{0p} \cdot J_1(v_{0p} \cdot \rho);$$

$$\vec{e}_p^m = -\vec{\Phi}_0 \cdot \mu_{0p} \cdot J_0'(\mu_{0p} \cdot \rho) = \vec{\Phi}_0 \cdot \mu_{0p} \cdot J_1(\mu_{0p} \cdot \rho),$$

$J_0(x)$ ,  $J_1(x)$  – функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядков,  $J_0(v_{0p}) = 0$ ,  $J_1(\mu_{0p}) = 0$ .

Здесь  $\vec{\rho}_0$ ,  $\vec{\Phi}_0$ ,  $\vec{z}_0$  – единичные векторы в преобразованной системе координат [1],  $\rho = r/b(z)$ ,  $b(z)$  – внутренний радиус нерегулярного волновода.

Физические компоненты вектора  $\vec{E}$  связаны с «расчетными» компонентами  $\vec{E}^p$  следующим образом:

$$E_z = E_\rho^p / b, \quad E_\phi = E_\phi^p / b, \quad E_z = E_z^p - E_\rho^p \frac{db}{dz} \frac{\rho}{b}, \quad \dot{B}_m = \frac{j \cdot \text{rot}(\vec{E}_m)}{m \cdot \omega}. \quad (3)$$

Амплитуды связанных волн в соответствии с [1] определяется следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений.

Уравнения возбуждения для  $E_{0i}$ -волн.

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{A}_{m0p}^e}{dz} &= \dot{V}_{m0p} + v_{0p} \dot{C}_{m0p}; \\ v_{0p} \dot{C}_{m0p} &= -\frac{\dot{V}_{m0p} v_{0p}^2}{m^2 g^2} + \frac{v_{0p}}{g e_{0pp}} \cdot \frac{dg}{dz} \cdot \left[ \sum_i \dot{A}_{m0i}^e I_{2oip} \right] - j \frac{\Delta v_{0p}}{m \cdot e_{0pp} \cdot \pi \cdot g^2} \cdot \frac{1}{N_e} \cdot \sum_{j=1}^{N_e} J_0(v_{0p} \rho_j) e^{-jmT_j} - \\ &- j \frac{v_{0p} J(v_{0p}) \cdot \sqrt{1+(g')^2} \cdot \dot{W}}{g \cdot m \cdot e_{0pp}} \times \sum_i [J_1(v_{0i}) \dot{V}_{m0i}]; \\ \frac{d\dot{V}_{m0p}}{dz} &= -m^2 \cdot \dot{A}_{m0p}^e - m^2 \cdot \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 \cdot \frac{1}{e_{0pp}} \cdot \sum_i \dot{A}_{m0i}^e I_{3opi} + m^2 \cdot g \cdot \frac{dg}{dz} \cdot \frac{1}{e_{0pp}} \sum_i \dot{C}_{m0i} I_{2opi} + \\ &+ \frac{j \cdot m \cdot \Delta}{e_{0pp} \cdot g \cdot \pi} \cdot \frac{1}{N_e} \cdot \sum_{j=1}^{N_e} \left[ \left( \beta_{r_j} - \rho \beta_{z_j} \frac{dg}{dz} \right) \cdot J_1(v_{0p} \rho_j) \right] \frac{e^{-jmT_j}}{\beta_{z_j}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения возбуждения для  $H_{0i}$ -волн.

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{A}_{m0p}^m}{dz} &= \dot{P}_{m0p}; \\ \frac{d\dot{P}_{m0p}}{dz} &= -\dot{A}_{m0p}^m \left[ m^2 - \frac{\mu_{0p}^2}{g^2} - \frac{\gamma_{s0p}^5}{g^2} \left( \frac{dg}{dz} \right)^2 \right] + \sum_{i \neq p} \dot{A}_{m0i}^m \left( \left( \frac{1}{g} \cdot \frac{dg}{dz} \right)^2 \gamma_{0pi}^7 + \frac{1}{g} \frac{d^2 g}{dz^2} \gamma_{0pi}^8 \right) / h_{0pp} + \\ &+ \frac{1}{g} \cdot \frac{dg}{dz} \cdot \sum_{i \neq p} \dot{P}_{m0i} \gamma_{0pi}^9 / h_{0pp} - j \frac{m \cdot \Delta}{h_{0pp} \cdot \pi \cdot g} \cdot \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} j \beta_{\phi_j} J_1(\mu_{0p} \rho_j) \cdot \frac{e^{-jmT_j}}{\beta_{z_j}} + \\ &+ \frac{j(1+(g')^2)^{\frac{2}{3}} \cdot \mu_{0p} \cdot J_0(\mu_{0p}) \dot{W}}{m \cdot g^3 \cdot h_{0pp}} \cdot \sum_i \dot{A}_{m0i} \mu_{0i} J_0(\mu_{0i}), \end{aligned} \quad (5)$$

В (4) и (5) коэффициенты  $h$ ,  $e$ ,  $\gamma$ ,  $I$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
h_{0pp} &= \frac{1}{2} \cdot J_0^2(\mu_{0p}); \quad e_{0pp} = \frac{1}{2} \cdot J_1^2(v_{0p}); \\
\gamma_{s0p}^5 &= (\mu_{0p}^2) \cdot J_0^2(\mu_{0p}) / (6h_{0pp}) = \mu_{0p}^2 / 3; \\
\gamma_{0pi}^7 &= \frac{\mu_{0i} J_0(\mu_{0i}) \cdot J_0(\mu_{0p})}{\mu_{0p} (\mu_{0i}^2 - \mu_{0p}^2)} [\mu_{0p}^2 (\mu_{0i}^2 + 3\mu_{0p}^2)]; \\
\gamma_{0pi}^8 &= \frac{\mu_{0i} \cdot \mu_{0p}}{\mu_{0i}^2 - \mu_{0p}^2} \cdot J_0(\mu_{0i}) \cdot J_0(\mu_{0p}); \\
\gamma_{0pi}^9 &= \frac{2 \cdot \mu_{0i} \cdot \mu_{0p}}{\mu_{0i}^2 - \mu_{0p}^2} \cdot J_0(\mu_{0i}) \cdot J_0(\mu_{0p}); \\
I_{2opi} &= \frac{v_{0p} \cdot J_1(v_{0p}) \cdot J_1(v_{0i})}{v_{0i}^2 - v_{0p}^2}, \quad i \neq p; \\
I_{2opp} &= -\frac{1}{2v_{0p}} \cdot J_1^2(v_{0p}) = -\frac{e_{0pp}}{v_{0p}}; \\
I_{3opi} &= \frac{2(v_{0i}^2 + v_{0p}^2)}{(v_{0i}^2 - v_{0p}^2)^2} J_1(v_{0p}) J_1(v_{0i}), \quad i \neq p; \\
I_{3opp} &= J_1^2(v_{0p}) \left[ \frac{1}{6} + \frac{1}{v_{0p}^2} \left( \frac{2}{3} \right) \right].
\end{aligned}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$z = z' \cdot 2\pi / \lambda_0$ ,  $z'$  – размерная координата;

$g(z) = b(z') \cdot 2\pi / \lambda_0$ ,  $2\pi / \lambda_0 = \omega_0 / c$ ,  $\omega_0$  – опорная частота в расчетах,  $c$  – скорость света,

$m = \omega / \omega_0$ ,  $\vec{\beta}_j = \vec{v}_j / c$ ,  $\vec{v}_j$  – скорость  $j$ -й «крупной частицы» в электронном потоке,

$\Delta = I_0 \cdot 0,73723 \cdot 10^{-3}$ ,  $I_0$  – ток электронного потока в амперах;

$\dot{A}_{m0p}^e = \frac{\dot{E}_{m0p}^e \cdot \eta_0}{c^2}$ ,  $\dot{C}_{m0p} = \frac{\dot{E}_{zm0p}^e \cdot \eta_0}{\omega_0 \cdot c}$ ,  $\dot{A}_{\varphi m0p}^m = \frac{\dot{E}_{\varphi m0p}^e \cdot \eta_0}{c^2}$ ,  $\dot{E}_{m0p}^e$ ,  $\dot{E}_{zm0p}^e$  – размерные комплексные

компоненты вектора напряженности электрического поля волны  $E_{0p}$  на частоте  $m\omega$ ;

$\dot{E}_{\varphi m0p}^m$  – размерная комплексная компонента вектора напряженности электрического поля волны  $H_{0p}$  на частоте  $m\omega$ .

$\eta_0 = e / m_0$  – отношение заряда ( $e$ ) электрона к его массе ( $m_0$ ),

$\dot{W} = (1 + j) \cdot \sqrt{f[\text{Гц}] \cdot \rho[\text{мкОм/м}] \cdot 2,77 \cdot 10^{-8}}$ ,

$\dot{W}_\sigma^m = (1 + j) \cdot W_0 \cdot \sqrt{\frac{m \cdot \omega \cdot \varepsilon_0}{2 \cdot \sigma}} = W^0 \cdot \dot{W}$ ,

$W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ .

Граничные условия к системе (4) имеют следующий вид.

На левой границе волновода для рабочей волны граничные условия задаются следующим образом:

$$\dot{V}_{m0p} \frac{\chi_{e,0p}}{m^2} - j \dot{A}_{m0p}^e = -2j \sqrt{\left| K_{in} \frac{(1 - R_0) \chi_{e,0p}}{R_0 \cdot \pi \cdot e_{0pp} \cdot m} \right|} \Bigg|_{z=0} \quad (6)$$

для распространяющихся не рабочих волн –

$$\dot{V} \frac{\chi_{e,0p}}{m^2} - j\dot{A}_{m0p}^e = 0|_{z=0}, \quad (7)$$

для закритических волн –

$$\dot{V}_{m0p} \frac{|\chi_{e,m0p}|}{m^2} + \dot{A}_{m0p}^e = 0|_{z=L}. \quad (8)$$

На правой границе волновода граничные условия для распространяющихся волн имеют вид –

$$\dot{V}_{m0p} \frac{\chi_{e,0p}}{m^2} + j\dot{A}_{m0p}^e = 0|_{z=0}, \quad (9)$$

для закритических типов волн –

$$-\dot{V}_{m0p} \frac{|\chi_{e,0p}|}{m^2} + \dot{A}_{m0p}^e = 0|_{z=0}. \quad (10)$$

Здесь:

$$\chi_{e,0p}^2 = m^2 - \frac{v_{0p}^2}{g^2}. \quad (11)$$

Соответственно граничные условия для системы (5) формулируются как следует ниже.

На левой границе волновода для рабочей волны граничные условия задаются следующим образом:

$$\dot{P}_{m0p} - j\chi_{m,0p} \dot{A}_{m0p}^m = -j2\chi_{m,0p} \sqrt{K_{in} \frac{(1-R_0) \cdot m}{R_0 \cdot \pi \cdot h_{0pp} \cdot \chi_{m,m0p}}}, \quad (12)$$

для распространяющихся не рабочих волн –

$$\dot{P}_{m0p} - j\chi_{m,0p} \dot{A}_{m0p}^m = 0|_{z=0}, \quad (13)$$

для закритических волн –

$$\dot{P}_{m0p} - |\chi_{m,0p}| \dot{A}_{m0p}^m = 0|_{z=L}. \quad (14)$$

На правой границе волновода граничные условия для распространяющихся волн имеют вид –

$$\dot{P}_{m0p} + j\chi_{m,0p} \dot{A}_{m0p}^m = 0|_{z=L}, \quad (15)$$

для закритических типов волн –

$$\dot{P}_{m0p} + |\chi_{m,0p}| \dot{A}_{m0p}^m = 0|_{z=L}. \quad (16)$$

Здесь:

$$\chi_{m,0p}^2 = m^2 - \frac{\mu_{op}^2}{g^2}. \quad (17)$$

Систему уравнений возбуждения (4), (5) следует дополнить уравнением движения «крупных частиц» с номерами  $j = 1, N$ :

$$\frac{d\vec{\beta}_j}{dz} = -\frac{\eta_0}{\omega_0 \cdot c \cdot \beta_{zj}} \cdot \sqrt{1-\beta_j^2} \cdot \{\vec{E} + c \cdot [\vec{\beta}_j, \vec{B}^1] - \vec{\beta}_j \cdot (\vec{\beta}_j, \vec{E})\}, \quad (18)$$

$$\frac{d\vec{r}_j}{dz} = \frac{\vec{\beta}_j}{\beta_{zj}}, \quad \frac{d(\omega_0 t_j)}{dz} = \frac{1}{\beta_{zj}}, \quad \vec{B}^1 = \vec{B} + \vec{B}^0.$$

Начальные условия для (18) имеют вид:

$$\vec{\beta}_j(0) = \vec{\beta}_{j0}, \quad \vec{r}_j(0) = (r_{vc} + \beta_{\perp 0} / (F(0)R_0) \cos \varphi_j) \vec{x}_0 + (\beta_{\perp 0} / (F(0)R_0) \sin \varphi_j) \vec{y}_0, \quad \phi_j(0) = \frac{2\pi j}{N}. \quad (19)$$

Совокупность (1)...(19) образует общую математическую модель Гиро-ЛБВ.

### Результаты моделирования

В качестве прототипа была выбрана Гиро-ЛБВ из [3]. Электронная пушка обладала следующими параметрами. Ток электронного пучка – 5 А, напряжение пучка – 100 КВ, пинч фактор –  $q=V_{\perp}/V_z=1$ , начальный угловой скоростной разброс электронов –  $\Delta V_z/V_z=5\%$ , радиус ведущего центра  $r_{вц}=1,77$  радиан. Рабочая частота – 94 ГГц. Длина прибора составляла –  $l = \frac{2\pi L}{\lambda_0} = 268$  радиан, 231 радиан из которых занимал поглотитель с удельным сопротивлени-

ем  $\rho_{\text{пог.}}=70000 \rho_{\text{св}}$ . Эта Гиро-ЛБВ работала на первой гармонике циклотронной частоты с рабочей модой  $H_{01}$ . Коэффициент усиления этой лампы составлял 50 дБ, КПД достигал 28 % при полосе усиления 5 %.

Наши оптимизационные расчеты с использованием программного комплекса КЕДР [4] позволили получить конструкцию Гиро-ЛБВ, работающую на первой гармонике циклотронной частоты и волне типа  $TE_{01}$ , с волновым КПД ~34% при коэффициенте усиления 54 дБ в полосе частот 5,7 %. Интегральные характеристики приведены на рис. 1.

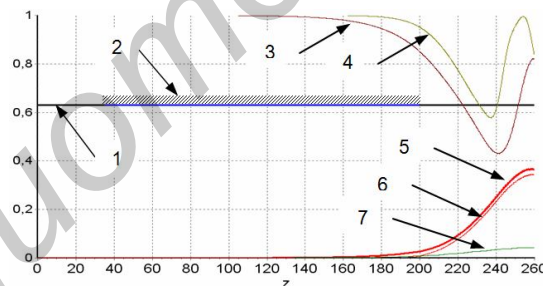


Рис. 1. Интегральные характеристики 1-го варианта Гиро-ЛБВ: 1 – нормированный радиус волновода, 2 – поглотитель, 3 – функция группировки по первой гармонике, 4 – функция группировки по второй гармонике, 5 – электронный КПД, 6 – волновой КПД, 7 – амплитуда волны  $H_{01}$

Следует отметить, что замена поверхности поглощающей секции с регулярной на гофрированную позволяет повысить коэффициент усиления с 54 дБ до 62 дБ при той же длине прибора.

Интегральные характеристики этой Гиро-ЛБВ приведены на рис. 2.

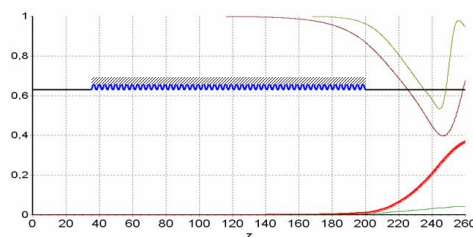


Рис. 2. Интегральные характеристики Гиро-ЛБВ с поглощающим покрытием гофрировки

Частотная характеристика этой Гиро-ЛБВ приведена на рис.3

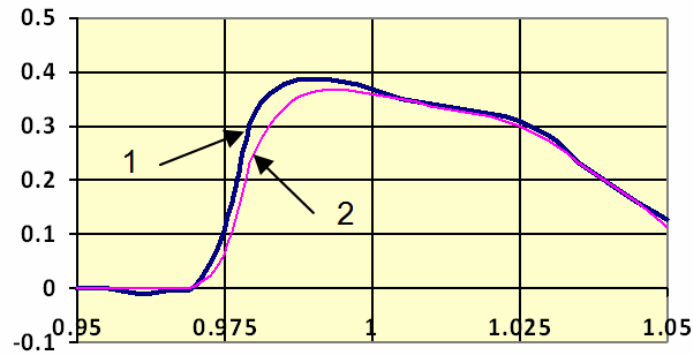


Рис. 3. Зависимости электронного КПД (1) и волнового КПД (2) от частоты

Расчеты Гиро-ЛБВ, работающей на второй гармонике циклотронной частоты и волне типа  $H_{02}$ , показали, что можно достичь волнового КПД  $\sim 13\%$  в полосе  $5\%$  при коэффициенте усиления  $34\text{ДБ}$ . В этом случае на ларморовской орбите образуются два сгустка электронов, как это показано на рис. 4.

Была проанализирована возможность создания Гиро-ЛБВ умножителя частоты. Входной сигнал на моде  $H_{01}$  подавался с частотой, совпадающей с первой гармоникой циклотронной частоты, а в выходной секции возбуждалась волна  $H_{02}$  на второй гармонике циклотронной частоты.

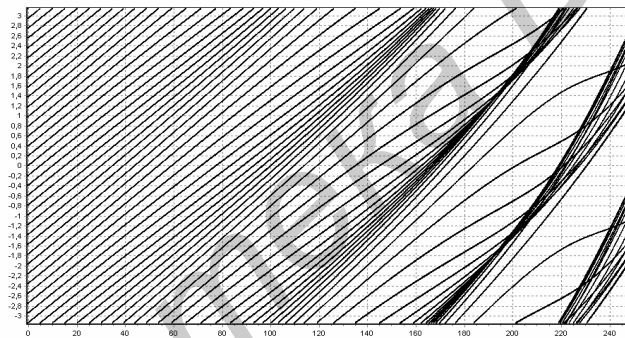


Рис. 4. Фазовые траектории электронов

Интегральные характеристики Гиро-ЛБВ – умножителя частоты приведены на рис. 4.

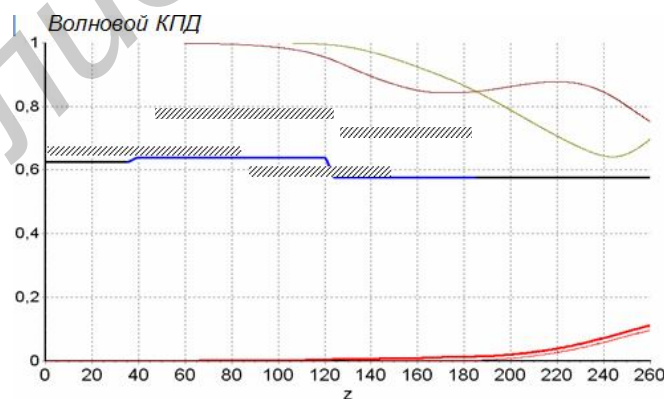


Рис. 5. Интегральные характеристики 2-го варианта Гиро-ЛБВ

Кривые на этом рисунке соответствуют кривым на рис. 1. Выходная секция в этой Гиро-ЛБВ имеет меньший диаметр по сравнению с входной секцией и обеспечивает циклотронный синхронизм волны  $H_{02}$  с электронным потоком. Волновой КПД данного умножителя частоты достигает  $9,5\%$ , а коэффициент усиления  $48\text{ДБ}$ .

Частотная характеристики этого варианта прибора приведена на рис. 5.

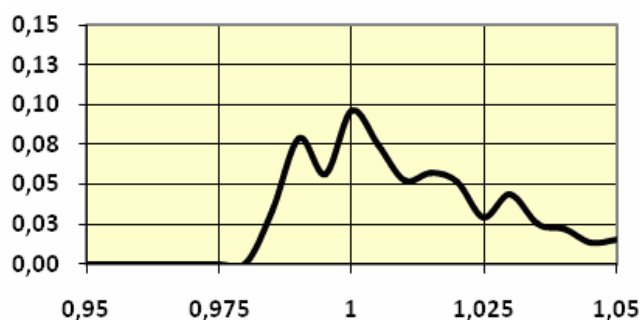


Рис. 6. АЧХ 2-го варианта Гиро-ЛБВ

Как следует из полученных результатов моделирования Гиро-ЛБВ, такие приборы могут обеспечивать на первой гармонике гирочастоты коэффициент усиления до 60 ДБ, КПД ~37 % в полосе частот 7 %, на второй гармонике коэффициент усиления 34 ДБ, КПД ~13 % в полосе частот 5 % и усилитель с двукратным умножением частоты обеспечивает коэффициент усиления 48 ДБ при КПД 9,5 %.

## AMPLIFIERS AND MULTIPLIERS ON BASIS GYRO-TWT

S.V. KOLOSOV, A.A. KURAYEV, A.V. SENKO

### Abstract

The possibilities of construction Gyro-TWT with the high gain are examined. Constructions Gyro-TWT on the first and second harmonics of cyclotron frequency and frequency multiplier from the fundamental harmonic to the second harmonic of cyclotron frequency are described. The analysis of the influence of the corrugation of the absorbing section Gyro-TWT on the gain and efficiency of lamp is carried out.

### Список литературы

1. Колосов С.В., Кураев А.А., Сенько А.В. // Техника и приборы СВЧ. 2009. №2. С. 8-13.
2. Kurayev A.A., Kolosov S.V., Stekolnikov A.F., et al. // Int. J. Electronics. 1988. Vol. 65, №3. P. 437-462.
3. Song H.H., McDermott D.B., Hirata Y. et al. // Physics of Plasmas. 2004. Vol. 11, №5. P. 2935-2941.
4. Kolosov S.V., Kurayev A.A., Senko A.V. // IVEC-2010. P. 115-116.