

УДК 621.385.69.01

НОВЫЙ ТИП ЛБВ НА ГОФРИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ С ДВУХМОДОВЫМ И ДВУХВИДОВЫМ РЕЖИМОМ РАБОТЫ

С.В. КОЛОСОВ, А.А. ЛАВРЕНОВ

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

Поступила в редакцию 19 ноября 2003

В работе приведены результаты исследования совершенно нового комбинированного гирорезонансно-гиротонного механизма взаимодействия, спирализованного вокруг оси электронного потока одновременно с двумя типами волн E_{11} и H_{11} в нерегулярном гофрированном волноводе. Исследование показало, что возможно создание высокоэффективных ЛБВ с КПД ~78 %, причем происходит отбор от электронов как поперечной энергии (как в гиротронах) так и продольной (как в гиротонах). Показана возможность создания волноводного трансформатора комбинации волн типов E_{11} и H_{11} в одну волну E_{11} . Дана оценка влияния полей пространственного заряда на процессы в таком приборе.

Ключевые слова: ЛБВ, гиротрон, гиротон, нерегулярные волноводы.

Введение

В гиротронах [1] осуществляется взаимодействие спирализованного электронного потока с незамедленными волнами Н типа. В таких приборах происходит поперечная фазовая группировка электронов с учетом релятивистской зависимости массы электронов от их скорости и отбор поперечной энергии у сгруппированного электронного потока. Это происходит в режиме гирорезонанса, когда частота вращения электронов на ларморовской орбите почти совпадает с частотой рабочей волны в волноводе.

В гиротонах [2, 3] на входе имеется прямолинейный релятивистский электронный поток, направляемый по оси прибора. В дальнейшем он отклоняется от оси поперечной магнитной составляющей ВЧ волны E_{11} и продольная электрическая составляющая этой волны отбирает продольную энергию от электронного потока. Здесь не происходит группирование электронного потока, а синхронизм достигается благодаря наличию замедленной волны E_{11} в гофрированном волноводе при невысоком значении магнитостатического поля. Эти два типа прибора обладают высокой эффективностью только при достаточно высоком релятивизме электронного потока.

В статье рассматривается вопрос проектирования комбинированных ЛБВ, в которых электронный поток соответствует высокоорбитным гиротронам, а все остальное — гиротонам. В таком приборе ожидается одновременный отбор как поперечной, так и продольной энергии от электронного потока.

Математическая модель и результаты вычислений без учета влияния полей пространственного заряда

Уравнения возбуждения нерегулярного круглого волновода электронным потоком и уравнения движения электронов в произвольных электромагнитных полях были получены ранее и приведены в [4,5]. Профиль волновода определялся следующей формулой:

$$g(z) = k_0 b(z) = g_1 + \left[g_2 + \sum_{i=1}^{n_g} g_{vi} \sin^2 \left(\frac{i\pi z}{2l} \right) \right] \sin^2 \left[\frac{\pi}{l} \left(z \cdot \left(g_3 + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{n_p} g_{pj} \right) - \frac{l}{2\pi} \sum_{j=1}^{n_p} \frac{g_{pj}}{j} \sin \left(\frac{j\pi z}{l} \right) \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь $k_0=2\pi/\lambda$, $z=k_0 Z$, $l=k_0 L$, L — общая длина рабочей области; Z — текущая продольная координата; g_1 — параметр нижнего уровня профиля волновода, g_2 — начальная глубина гофра, g_3 — начальное число зубцов гофра; g_{vi} — параметры изменения глубины гофра; g_{pj} — параметры изменения шага гофра.

Параметры электронного потока были следующими. Полная скорость электронного потока $\beta_0=v/c=0,767$; пинч фактор $q=V_r/V_z=0,54$, ток $I_0=193$ А.

Электронный поток на входе в рабочую область задавался в виде вращающегося вокруг оси цилиндрического потока электронов с разбиением по начальной фазе влета ($N_e=16$) и начальному времени ($N_t=8$). Всего в расчетах учитывалось 128 электронных траекторий. Это позволило учесть как гиротронный (поперечный), так и гиротонный (продольный) механизм взаимодействия электронного потока с вращающимися E_{11} и H_{11} типами волн в гофрированном волноводе.

Оптимизация профиля регулярного гофрированного волновода, входной мощности и значения магнитостатического поля позволила достичь электронного КПД $\sim 38\%$. Оптимальные параметры приняли следующие значения: параметры волновода — $g_1=4,29$, $g_2=1,14$, $g_3=50$, значение нормированного магнитостатического поля — $F=H/H_{synch}=0,3$, нормированная входная мощность волны E_{11} — $K_{in}=P_{in}/I_0 V_0=0,005$, длина ЛБВ в радианах — $l=63$. Интегральные характеристики такой ЛБВ приведены на рис. 1.

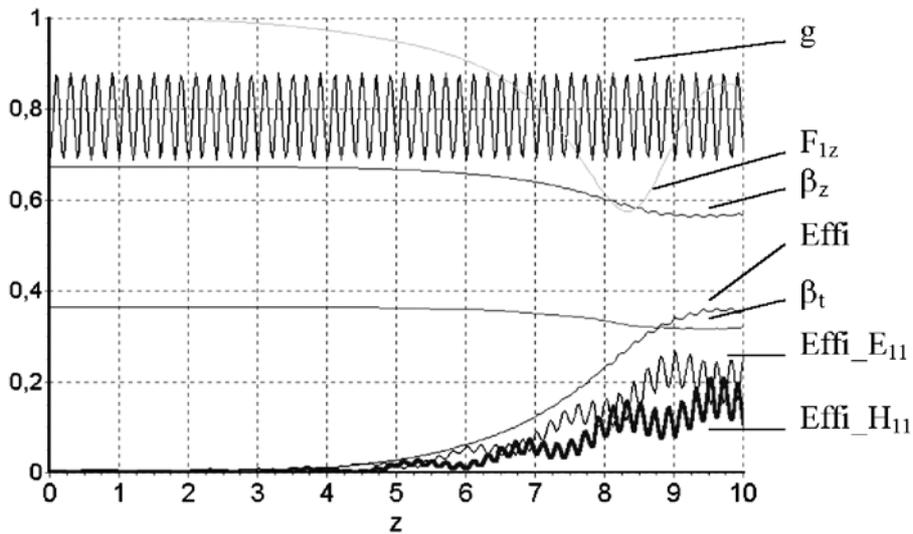


Рис. 1. Интегральные характеристики регулярной гофрированной ЛБВ

На этом рисунке приведены следующие кривые: профиль волновода $g=R_w/\lambda$, функция поперечной фазовой группировки F_{1z} , среднее значение поперечной скорости электронов β_t , среднее значение продольной скорости электронов β_z , полный волновой КПД — $Effi$, КПД для волны E_{11} — $Effi_{E_{11}}$, КПД для волны H_{11} — $Effi_{H_{11}}$. По горизонтали показано число длин волн.

Из этого рисунка видно, что взаимодействие электронного потока происходит с обеими волнами E_{11} и H_{11} . При этом происходит поперечная фазовая группировка электронного потока

на ларморовской орбите, о чем свидетельствует вид функции группировки F_{1z} . В итоге происходит отбор от электронного потока как поперечной энергии волной H_{11} , так и продольной энергии волной E_{11} . Причем сами волны H_{11} и E_{11} на нерегулярностях волновода передают свою мощность друг другу.

Следует отметить, что обычная giro-ЛБВ при $q=0,54$ имела бы КПД не более 25 %, а данная конструкция обеспечивает КПД ~ 38%.

Последующая оптимизация профиля волновода и распределения магнитостатического поля позволила поднять КПД до 78 %. Распределение продольной составляющей магнитостатического поля определялось формулой:

$$F = F_0 + \sum_{i=1}^{nf} F_i \cdot \sin^2\left(\frac{(i-1)\pi z}{2l}\right) \quad (2)$$

Параметры такой ЛБВ приняли значения: $g_1=4,55$, $g_2=1,246$, $g_3=49,24$, $g_{v1}=1,386$, $g_{v2}=-1,018$, $g_{v3}=1,484$, $g_{v4}=-0,721$, $g_{v5}=0,432$, $g_{p1}=0,3952$, $g_{p2}=-0,1927$, $g_{p3}=-0,1125$, $g_{p4}=-0,0750$, $g_{p5}=-0,0779$, $F_0=0,391$, $F_1=-0,095$, $F_2=-0,158$, $F_3=0,023$, $F_4=-0,126$, $\beta_0=0,7672$, $q=0,5746$, $I_0=285,7A$, $l=63$, $K_{in}=0,005$. Интегральные характеристики этого варианта ЛБВ приведены на рис. 2.

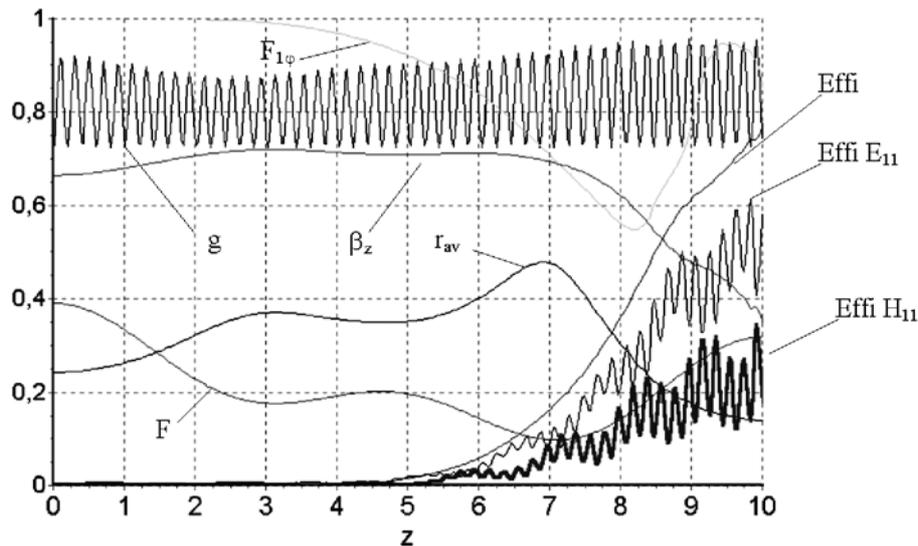


Рис. 2. Интегральные характеристики неоднородной гофрированной ЛБВ

Как следует из этого рисунка, поперечная группировка электронов на ларморовской орбите осуществляется в понижающемся магнитостатическом поле, а отбор энергии от электронного потока происходит в нарастающем магнитостатическом поле, где продольная скорость электронов преобразуется в поперечную. Глубина гофрировки волновода также увеличивается к концу рабочей области. Все это вместе взятое и приводит к повышению полного КПД такой ЛБВ до 87 %.

На рис. 3 для ЛБВ с регулярным гофром приведены поперечные фазовые траектории электронов для одного из N_t времен влета. На рисунке отчетливо видно, как образуется фазовый сгусток электронов в поперечном сечении при $z=0,5$ и как он перемещается в большие фазы при $z=8,5$ при отборе энергии от электронного потока. При этом он почти не разваливается в фазовом пространстве, что также способствует достижению высокого электронного КПД таких ЛБВ.

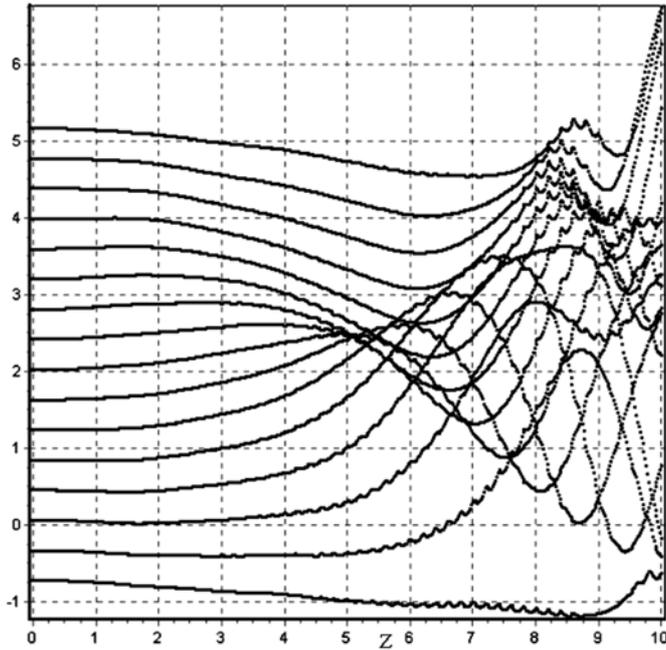


Рис. 3. Поперечные фазовые траектории электронов

Волноводный трансформатор типов волн

На выходе волноводной системы у данного типа приборов может одновременно присутствовать две распространяющиеся волны H_{11} и E_{11} . Эти волны могут легко преобразовываться друг в друга на неоднородностях волноводной системы. В качестве примера для последнего варианта нерегулярной ЛБВ был рассчитан профиль волновода, который преобразует волну H_{11} в E_{11} и на его выходе присутствует только одна волна E_{11} .

На рис. 4 показан профиль волновода такого трансформатора и нормированные мощности двух волн H_{11} и E_{11} . Как видно из рисунка, при длине трансформатора всего в две длины волны происходит полное преобразование волны H_{11} в E_{11} . Профиль волновода при этом вначале сужается, а затем расширяется и ближе к концу волновода имеется один максимум по диаметру волновода. Подключив данный преобразователь к выходу ЛБВ, мы на ее выходе будем иметь одномодовую волну типа E_{11} . Не представляет особых трудностей рассчитать и обратный трансформатор волны E_{11} в волну H_{11} .

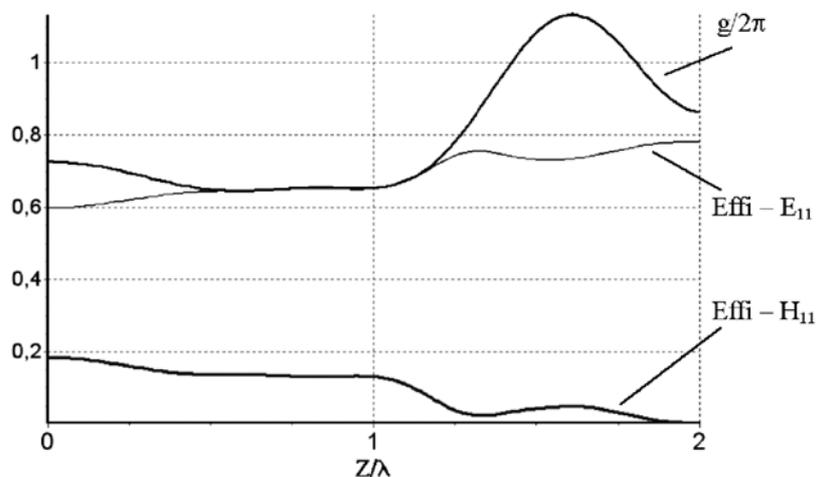


Рис. 4. Волноводный трансформатор типов волн

Учет влияния полей пространственного заряда

В рассматриваемом приборе на вход рабочей области поступает тонкий, вращающийся вокруг оси равноперемешанный по начальной фазе электронный поток. В дальнейшем при взаимодействии с бегущими волнами H_{11} и E_{11} он группируется по фазе и отдает как поперечную энергию, так и продольную, причем, как показывает график рис. 3, происходит полное рассыпание электронного потока как по фазе, так и вдоль продольной координаты. Поэтому здесь нельзя применить теорию полей пространственного заряда, где была бы учтена какая-либо симметрия, например, при расчете полей пространственного заряда в обычных гиротронах [5]. Приходится весь электронный поток разбивать на крупные частицы и впрямую применять трехмерную теорию полей пространственного заряда в круглом волноводе.

Рассмотрим задачу о потенциале точечного заряда q , расположенного в точке $z=0, r=r'$, $\varphi=\varphi_0=0$, внутри заземленного проводящего цилиндра радиуса b . Для построения таблиц напряженностей полей единичного заряда достаточно построить таблицы, где продольная координата z изменяется от 0 до $4b$, радиусы источника r' и точки наблюдения r изменяются от 0 до b и фаза точки наблюдения φ — от 0 до π . Под точечным зарядом мы будем понимать такой заряд, размеры которого хотя и слишком малы, чтобы измерить физически, однако отличны от нуля, благодаря чему напряженность поля и потенциал — функции всюду ограниченные.

Выражение собственной функции для цилиндрической системы координат:

$$V_{in} = R_n(kr)\Phi(n\varphi)Z(kz) \quad (3)$$

должно обращается в ноль при $z=\infty$, оно симметрично относительно плоскости $\varphi_0=0$ и должно обращаться в $V=0$ при $r=b$. Тогда выражения для потенциала вне источника можно представить для положительных значений z в виде

$$V = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_m e^{-v_i |\bar{z}|} J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right) \cos(n\varphi), \quad (4)$$

где v_i — корни функции Бесселя и $J_n(v_i) = 0$, а $\bar{z} = z2\pi/\lambda$ — нормированная продольная координата.

В силу симметрии вся плоскость $z=0$ состоит из силовых линий, за исключением той точки, где находится точечный заряд. Чтобы сформулировать граничные условия на этой плоскости, примем, что $(dV/dz)_0$ равно нулю всюду, кроме маленькой площадке ΔS в точке $r=r', \varphi_0=0$.

Дифференцируя выражение (4) и подставляя $z=0$, получаем:

$$\left(\frac{dV}{dz} \right)_0 = - \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} v_i A_m J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right) \cos(n\varphi). \quad (5)$$

Коэффициенты этого разложения определяются как

$$A_m = - \frac{(2 - \delta_n^0)}{\pi v_i [J_{n+1}(v_i)]^2} \iint_{s \perp} \left(\frac{dV}{dz} \right)_0 r J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right) \cos(n\varphi) dr d\varphi. \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \begin{cases} \delta_n^0 = 1 & \text{и} \delta_n^0 = 0 \\ \delta_n^0 = 0 & \text{и} \delta_n^0 = 1 \end{cases} \begin{cases} n = 0, \\ n \neq 0. \end{cases}$$

Область ΔS в плоскости $z=0$, в которой $(dV/dz)_0 \neq 0$, выбирается настолько малой, что в ней $J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right)$ имеет постоянное значение $J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right)$ и $\cos(n\varphi) = 1$. Используя теорему

Гаусса о потоке электромагнитной индукции $\varepsilon \int_s \vec{E} \cdot \vec{n} ds = q$ и учитывая, что рассматриваемый интеграл дает половину полного потока, находим

$$J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right) \iint \left(\frac{dV}{dz} \right)_0 r d\varphi dr = J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right) \int_{\Delta s} \frac{dV}{dn} ds = -\frac{q}{2\varepsilon} J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right). \quad (7)$$

Подставляя в формулу (6), получаем

$$A_m = \frac{q(2 - \delta_n^0) J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right)}{2\pi\varepsilon v_i [J_{n+1}(v_i)]^2} \quad (8)$$

для потенциала, таким образом, будем иметь

$$V = \frac{q}{2\pi\varepsilon b^2} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_n^0) e^{-v_i |z|} \frac{J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right) J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right)}{v_i [J_{n+1}(v_i)]^2} \cos(n\varphi) \quad (9)$$

Это есть функция Грина для круглого цилиндра. Если заряд расположен на оси, то все члены суммы по n , кроме первого, исчезают, а $J_0 \left(v_i \frac{r'}{b} \right) = 1$.

Дифференцируя (9), получим выражения для напряженности поля в плоскостях z, r, φ :

$$E_z = -\frac{dV}{dz} = \frac{q}{2\pi\varepsilon b^2} \operatorname{sign}|z| \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_n^0) e^{-v_i |z|} \frac{J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right) J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right)}{[J_{n+1}(v_i)]^2} \cos(n\varphi), \quad (10)$$

$$E_r = -\frac{dV}{dr} = \frac{q}{2\pi\varepsilon b^2} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (2 - \delta_n^0) e^{-v_i |z|} \frac{J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right) \left(J_{n+1} \left(v_i \frac{r}{b} \right) - J_{n-1} \left(v_i \frac{r}{b} \right) \right)}{2[J_{n+1}(v_i)]^2} \cos(n\varphi), \quad (11)$$

$$E_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{dV}{d\varphi} = \frac{q}{2\pi\varepsilon r b} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} n (2 - \delta_n^0) e^{-v_i |z|} \frac{J_n \left(v_i \frac{r'}{b} \right) J_n \left(v_i \frac{r}{b} \right)}{v_i [J_{n+1}(v_i)]^2} \sin(n\varphi), \quad (12)$$

где z, r, φ — координаты точки наблюдения; r' — координаты заряда по радиусу. Так как в точке $z = 0$ ряды (10–12) имеют плохую сходимость, поэтому рассчитываем потенциал по формуле (9) и, численно дифференцируя, получаем таблицу значений E_z, E_r, E_φ .

По формулам (8)–(10) рассчитываем таблицу значений E_z, E_r, E_φ для $z \neq 0$ без учета первого множителя — $\frac{q}{2\pi\varepsilon r b}$. В результате получаем 3 таблицы по 4 измерения каждая — по радиусу источника и по трем координатам точки наблюдения для E'_r, E'_z, E'_φ .

Для нахождения напряженности между узлами таблицы используется следующая аппроксимация:

$$\Delta L_{i,j,k} = \sqrt{(r - r_i)^2 + (r_i \varphi_j - r \varphi)^2 + (z - z_k)^2}, \quad (13)$$

$$G_{i,j,k} = \frac{1}{\Delta L_{i,j,k}}; E'_l = \frac{\sum_8 E'_{i,j,k} G_{i,j,k}}{\sum_8 G_{i,j,k}},$$

где i, j, k — номера узлов таблицы для точки 1 (рис. 5) по радиусу, фазе и продольной составляющей соответственно, 1 — номер узла таблицы по радиусу для источника. Узлы остальных точек находятся прибавлением единицы к соответствующему номеру основного узла — 1. Таким образом, значение поля в точке наблюдения определяется по восьми значениям ближайших узлов таблицы с учетом весовых множителей $G_{i,j,k}$, где i, j, k пробегают значения от 1 до 8.

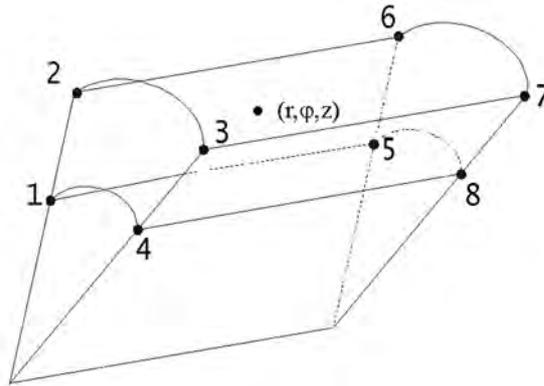


Рис. 5. Пространственное представление ячейки таблицы для аппроксимации напряженностей полей пространственного заряда

Если заряд источника находится не в узле таблицы по радиусу 1, то используется линейная аппроксимация:

$$E' = E'_l \frac{c}{dr} + E'_{l+1} \frac{d}{dr}, \quad (14)$$

где c, d — расстояние до соседних узлов по радиусу для источника поля, dr — расстояние между узлами.

Для нормировки используем следующие коэффициенты:

$$\text{для } E_{z,r} \text{ составляющей — } k_{z,r} = \frac{\sigma}{N_{el} \beta_{z0} b^2} \text{ и для } E_\phi \text{ составляющей — } k_\phi = \frac{\sigma}{N_{el} \beta_{z0} br}.$$

Тогда нормированные напряженности рассчитываются следующим образом:

$$E_z = k_{z,r} E'_z, E_r = k_{z,r} E'_r, E_\phi = k_\phi E'_\phi.$$

В программе используется прямоугольная система координат. Уравнения для перевода выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} E_x &= E_r \cos(\varphi_{i\hat{a}\hat{a}\hat{e}}) - E_\phi \sin(\varphi_{i\hat{a}\hat{a}\hat{e}}), \\ E_y &= E_r \sin(\varphi_{i\hat{a}\hat{a}\hat{e}}) + E_\phi \cos(\varphi_{i\hat{a}\hat{a}\hat{e}}). \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнения движения электронов в электромагнитных полях (см.[4]) записаны с независимой переменной Z . Для расчета же влияния полей пространственного заряда необходимо, что бы все электроны, влияющие на данный, имели бы текущее время, равное времени, которое имеет электрон точки наблюдения. Поэтому для каждого электрона необходимо пересчитывать место положения всех остальных с учетом разницы по времени между временем электрона точки наблюдения и временем электрона точки источника. Этот пересчет выполнялся по упрощенным уравнениям, учитывающим только влияние магнитостатического поля. Кроме того,

для каждого электрона точки наблюдения учитывалось влияние электронов, которые опережали его по времени на период ВЧ поля и отставали тоже на этот же период. В результате учитывалось влияние пространственного заряда на каждый электрон со стороны $2(N-1)$ электронов, где N полное число электронных траекторий. Электронный поток в данной задаче разбивался на N_e электронов в одном кольце по фазе с одним временем и N_t электронных колец с разным временем от 0 до 2π . В расчетах полагалось $N=N_e \cdot N_t=16 \cdot 16=256$.

Изложенный алгоритм учета полей пространственного заряда был реализован в программе GYRO-KL и с ее помощью был пересчитан первый вариант регулярной ЛБВ. Результаты расчетов иллюстрирует рис. 6.

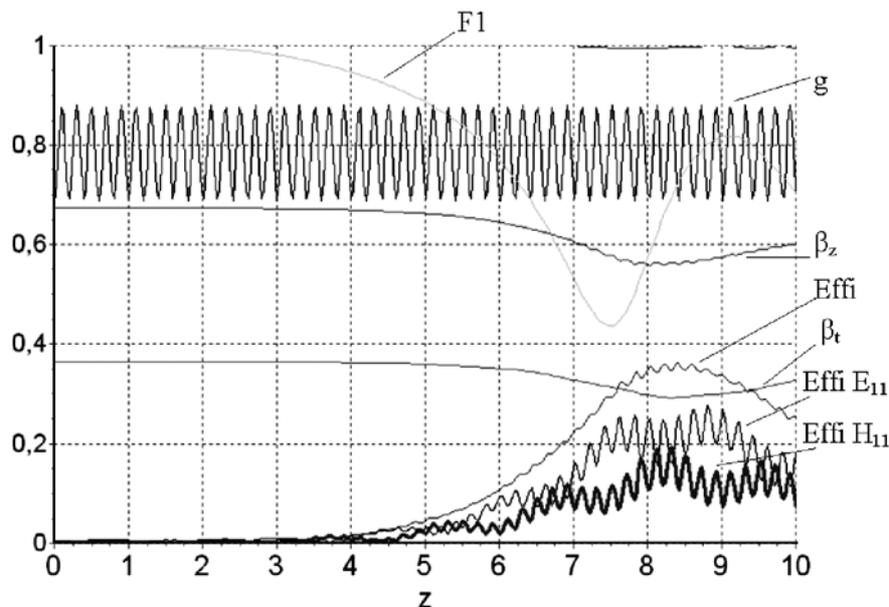


Рис. 6. Регулярная ЛБВ с учетом полей пространственного заряда

Как и следовало ожидать, исходя из влияния полей пространственного заряда в обычных гиротронах, поля пространственного заряда и для данной конструкции ДБВ приводят к ускорению процессов группировки электронов в фазовые сгустки (сравним кривую F1 — функцию группировки на рис. 1 и 6), и одновременно увеличивается динамический скоростной разброс электронов, который ограничивает рост КПД прибора. Учет влияния полей пространственного заряда для нерегулярной ЛБВ привел к падению КПД с 78 до 51 %. Такое падение КПД можно объяснить тем, что оптимизация прибора проводилась без учета пространственного заряда, но если проводить оптимизацию прибора сразу с учетом полей пространственного заряда, то можно ожидать, что КПД будет не ниже 70 %. Однако такая оптимизация потребует довольно большого времени вычислений.

Заключение

Предложенный в статье новый механизм двухмодового и двухвидового взаимодействия спирализованного электронного потока с волнами H_{11} в E_{11} в гофрированном волноводе позволяет получить существенно более высокий КПД по сравнению с традиционным гирорезонансным механизмом.

Оптимальные варианты ЛБВ на таком механизме могут обеспечивать КПД более 70 %.

Хотя на выходе прибора присутствуют одновременно две волны, можно всегда рассчитать трансформатор типов волн так, что на его выходе будет бежать только одна волна.

Влияние полей пространственного заряда качественно соответствует его влиянию в обычных гирорезонансных приборах, т.е. ускоряется группировка электронов или повышается коэффициент усиления и увеличивается скоростной динамический разброс электронов, что ограничивает рост КПД.

NEW TYPE OF TWT ON GOFFERED WAVEGUIDE WITH DOUBLE MODES AND DOUBLE KINDS OPERATIONS

S.V. KOLOSOV, A.A. LAVRENOV

Abstract

In work research a new combined gyroresonance-gyrotrons type of interaction large orbit helical electron beam with rotating waves modes E_{11} and H_{11} in circular goffered waveguide is carried out. Results of the carried out researches have shown, that creation highly effective TWT with efficiency ~78 % is possible, thus there taken away as cross and longitudinal energy from an electrons beam. The opportunity of creation the waveguide transformer of a combination of E_{11} and H_{11} wave modes in one wave E_{11} is shown. The estimation of influence of space charge fields on processes in such device is given.

Литература

1. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. The Gyrotron // IEEE Trans. MTT. 1977. Vol. MTT-28, P. 2868–2877.
2. Колосов С.В., Кураев А.А // Радиотехника и электроника. 1973. XVIII. 17 N 12. С. 2558–2566.
3. Kuraev A.A., Sinitsyn A.K., Slepyan Ya. Gyroton // Int. J. Electronics. 1996. Vol. 80, N 4, P. 603–610.
4. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Мн., Наука и техника, 1979.
5. Колосов С.В., Кураев А.А // ЭвиЭС. 1998. Т. 3. № 2, С. 35–44.
6. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Мн.: Наука и техника, 1975.