УДК 621.385.6

МНОГОПУЧКОВЫЕ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ О-ТИПА СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

А.В. АКСЕНЧИК

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

Поступила в редакцию 15 апреля 2013

Сформулирована математическая модель многопучковой лампы бегущей волны (ЛБВ) с ленточными электронными пучками на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе с использованием волн H_{m0}.Отмечены особенности конструкций и взаимодействия электронных пучков с волнами H_{m0}. Приведены результаты расчетов многопучковых ЛБВ. Показано, что четырехпучковая ЛБВ имеет расчетную выходную мощность 11 Вт, коэффициент усиления 31 дБ на частоте 559 ГГц.

Ключевые слова: лампа бегущей волны, субмиллиметровый, ленточный пучок, оптимизация, волновод.

Введение

В работе [1] сформулирована математическая модель многолучевой лампы бегущей волны (ЛБВ) на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе с электронными пучками цилиндрической формы. Для эффективного взаимодействия электронных пучков с электромагнитным (ЭМ) полем волновода предложено использовать для взаимодействия с электронными пучками волну H_{m0}, где каждый луч находится в соответствующем максимуме электрического поля волны H_{m0}. Приведенные в [1] расчеты показали эффективность такой конструкции. Однако в субмиллиметровом, терагерцовом диапазонах для эффективной работы приборов требуются электронные пучки малого диаметра, что не всегда позволяет обеспечить требуемую мощность выходного сигнала. В данной работе предлагается для увеличения эффективности приборов использовать плоские электронные пучки прямоугольной формы (ленточные пучки), которые имеют заведомо большую плотность тока, что приведет к увеличению выходной мощности приборов.

В работе сформулирована математическая модель многопучковой ЛБВ (плоские электронные пучки прямоугольной формы - ленточные пучки) с волнами H_{m0} с учетом потерь и диэлектрического заполнения волновода, проведен расчет оптимальных вариантов ЛБВ. Применение многопучковой конструкции позволяет значительно увеличить выходную мощность и КПД приборов.

Математическая модель многопучковых нерегулярных ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе с волнами H_{m0}

На рис. 1 представлен горизонтальный срез пакетированного ВЧ-блока многопучковой ЛБВ на волнообразно изогнутом волноводе. Здесь 1 - изогнутый волновод на волне H_{m0}; 2, 3, 4, 5 – спаянные вместе пластины, составляющие анодный блок; 6 – пролетные каналы плоских электронных пучков прямоугольной формы (ленточные пучки), проходящие через области максимумов поперечной электрической напряженности E_y волны H_{m0}; 7 – области пучностей электрического поля волны H_{m0}. На пластинах, составляющих «пакет» ВЧ-блока, разрезы под волновод и профили каналов для приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов производятся на основе технологий фотолитографии или лазерной обработки, как и в приборах однопучковой конструкции [1, 2].

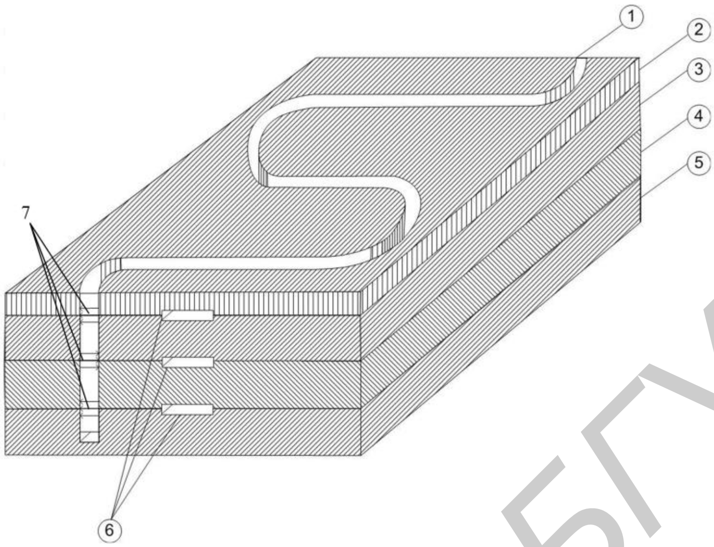

Рис. 1. Конструкция прибора

Рассматриваемая ЛБВ моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников [1, 2]. Каждый четырехполюсник моделирует одно звено волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. На входе цепочки четырехполюсников (слева) подключается генератор входного сигнала $\dot{E}_0$ с внутренним сопротивлением Z_0, равным эквивалентному сопротивлению волновода Z_W. Затем следует согласующий четырехполюсник M_0, описывающий отрезок волновода до первого зазора. После последнего зазора (справа) подключен согласующий M_{n+1} четырехполюсник для согласования волновода с нагрузкой Z_n. Будем считать, что нагрузка с сопротивлением Z_n согласована с волноводом, имеющим эквивалентное сопротивление Z_W на опорной частоте.

Описанная ниже математическая модель сформулирована с учетом того, что в волноводе распространяются волны H_{m0}, и волновод может быть заполнен средой с параметрами $\varepsilon\varepsilon_0$, $\mu\mu_0$. Здесь: ε, μ - соответственно относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Матрица передачи $\dot{A}$ четырехполюсника, моделирующего отрезок волновода длинной ℓ, записывается с учетом потерь в стенках волновода [1, 2]. Обозначим параметры: $\dot{\Gamma} = \Gamma' - j\Gamma''$ – постоянная распространения волны; $\Gamma' = K\sqrt{1 - \chi_{m0}^2 / K^2}$ – продольное волновое число; $K = \omega\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$; $\chi^2 = \chi_{m0}^2 = (m\pi / a)^2$ – поперечное волновое число; $\Gamma'' = \dfrac{R_S\left[1 + \dfrac{2b}{a}(\lambda/\lambda_{cr})^2\right]}{Z_0 \cdot b\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}}$ – коэффициент затухания для волны H_{m0} в прямоугольном волноводе; $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon\mu}$ – длина волны в среде с параметрами ε, μ; λ_0 – длина волны входного сигнала, *f* – его частота, λ_{cr} – критическая длина волны в волноводе, для волны H_{m0} $\lambda_{cr} = 2a / m$; a – размер широкой стенки волновода; b – размер узкой стенки волновода;

$R_S = \sqrt{\dfrac{\pi f \mu}{g}}$, $g = 57 \cdot 10^6$ сим/м – проводимость меди; $Z_0 = 120\pi\sqrt{\mu / \varepsilon}$; $\lambda_w = \lambda / \sqrt{1-(\lambda / \lambda_{cr})^2}$ – длина волны в волноводе.

Для возбуждения цепочки четырехполюсников необходимо знать наведенные (конвекционные) токи J_k. Конвекционный ток сгруппированного электронного потока определим совместным решением уравнений движения электронов и уравнения возбуждения волновода. В работах [1, 2] получено уравнение возбуждения волновода электронными пучками цилиндрической формы, ниже приведем вывод уравнения возбуждения волновода плоскими электронными пучками прямоугольной формы.

Уравнение возбуждения волновода

Уравнение возбуждения волновода записываются в обычной для волноводов прямоугольной системе координат (рис. 1): ось *Z* направлена вдоль волновода, ось *Y* – перпендикулярна широкой стенке волновода и совпадает с направлением движения электронов, ось *X* – перпендикулярна узкой стенке волновода.

Возбужденное поле представим в виде суперпозиции полей свободных волн:

$$\dot{\bar{E}} = \sum_p C_{\pm p} \dot{\bar{E}}_{\pm p}\, , \dot{\bar{H}} = \sum_p C_{\pm p} \dot{\bar{H}}_{\pm p}\, . \qquad (1)$$

Здесь под индексом *p* понимаем два индекса, которые определяют тип поля в волноводе. Используя уравнения Максвелла, применяя лемму Лоренца, можно получить уравнение возбуждения волновода. Будем рассматривать возбуждение и распространение в прямоугольном волноводе волны H_{m0}, уравнение возбуждения конвекционным током $\dot{\bar{J}}$ (здесь $\dot{\bar{J}}$ - суммарный ток всех электронных пучков) принимает вид:

$$C_{\pm p} = N_p^{-1} \int_V \dot{\bar{J}} \cdot \dot{\bar{E}}_{\mp p} dV, \qquad (2)$$

где знак (+) соответствует волнам, движущимся в положительном направлении оси Z, знак (–) в противоположном направлении;

$$N_p = \int_s [\dot{\bar{E}}_p, \dot{\bar{H}}_{-p}] - [\dot{\bar{E}}_{-p}, \dot{\bar{H}}_p] \; \bar{i}_Z dS, \qquad (3)$$

где N_p – обобщенная норма волны, пропорциональна мощности волны; $\dot{\bar{J}} = N_b \dot{J}_\omega \bar{i}_y$, N_b – количество электронных пучков; $\dot{J}_\omega = \dfrac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \dot{J}_m(t, y,) e^{-jq\omega t} d\omega t$ – амплитуда гармоники конвекционного тока одного пучка на частоте $q\omega$; *q* – номер гармоники; интеграл $\int_V \dot{\bar{J}} \cdot \dot{\bar{E}}_{\mp p} dV$ пропорционален мощности, отдаваемой модулированным электронным потоком ЭМ волне на частоте ω и используется при расчете волнового КПД. Поля волны H_{m0} в волноводе представляем в виде (множитель $e^{j\omega t}$ временно опустим):

$$\dot{\bar{E}}_{\pm m0} = -jH_0 \frac{\omega\mu\mu_0 \chi_x}{\chi^2} \sin\frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \bar{i}_y, \qquad (4)$$

$$\dot{\bar{H}}_{\pm m0} = \pm jH_0 \cdot \frac{\Gamma \cdot \chi_x}{\chi^2} \sin\frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \bar{i}_x + H_0 \cos\frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \bar{i}_z, \qquad (5)$$

где $\chi_x = \dfrac{m\pi}{a}$; H_0 – амплитудный множитель, равен C_p.

Обобщенную норму волны найдем, подставляя в (3) соответствующие компоненты векторов $\dot{\bar{E}}$ и $\dot{\bar{H}}$ из (4, 5) :

$$N_p = \frac{\omega\mu\mu_0\Gamma \cdot a}{\chi_x^2}. \qquad (6)$$

Подставляем (6) и компоненту поля $\dot{E}_y$ из (4) в (2):

$$C_{\pm m0} = -j \cdot \chi_x\, A \cdot N_b \int\limits_V \dot{J}_\omega \cdot \sin\frac{m\pi x}{a} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} dV\,, \qquad (7)$$

где $A = 1/\quad \Gamma a \quad$.

В уравнении (7) интеграл вычисляется по объему, который занимает электронный пучок, пересекающий волновод в месте расположения пучности электрического поля E_{m0} на широкой стенке ($x_1 = a(2i-1)/(2m)$, z_1– координаты центра *i*-й пучности электрического поля; всего пучностей *m*, расположенных вдоль широкой стенки волновода по координате *x*). Обозначим размеры пучка: *h* – ширина пучка по координате *X*, *r* – толщина пучка по координате *Y*. Размеры трубы дрейфа прямоугольного сечения a', b' соответственно по координатам *X* и *Y*, x_1, z_1– координаты центра электронного пучка, $x_1 = a/2$. Координата y меняется от $y_1 = 0$, до $y_2 = b$. Тогда $C_{\pm m0} = -j\chi_x A \cdot N_b \int\limits_{y_1}^{y_2} \dot{J}_\omega dy \int\limits_{x_1-r}^{x_1+r} \sin\frac{m\pi x}{a} dx \int\limits_{z_1-h/2}^{z_1+h/2} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} dZ$.

После интегрирования по координатам *X* и *Z* получаем:

$$C_{\pm m0} = -j\chi_x A \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{4}{\pi} a \sin(\frac{m\pi\, r}{2a}) \cdot sh\ \ \pm j\Gamma h / 2\ \ N_b \int\limits_{y_1}^{y_2} \dot{J}_\omega dy. \qquad (8)$$

В (8) входит $\dot{J}_\omega$– амплитуда первой гармоники плотности конвекционного тока, которая определяется так:

$$\dot{J}_\omega = \frac{1}{\pi} \int\limits_0^{2\pi} \dot{J}_k \cdot e^{-j\omega t} d\omega t\,. \qquad (9)$$

С учетом закона сохранения заряда и предполагая, что плотность тока по сечению пучка одинакова, получим: $\dot{J}_k(y) d\omega t = \dot{J}_k(0) d\omega t_0$, где $\dot{J}_k(y)$ – плотность тока в сечении y; $\dot{J}_k(0)$ – плотность тока в сечении $y = 0$.

Задачу возбуждения волновода решаем в одномерном приближении, т.е. поперечное движение электронов учитывать не будем. Для моделирования электронного потока используем метод крупных частиц. Электронный поток представляем состоящим из N частиц прямоугольной формы, распределенных при $z = 0$, равномерно на периоде $0 \div 2\pi$. Рассчитываем интеграл (9) численно, используя метод средних, и допуская, что по сечению плотность тока постоянна – $I_1 = J_k(0) hr$, получим:

$$\dot{J}_\omega = \frac{2I_1}{N_e} \sum_{i=1}^{Ne} e^{-j\omega t_i}. \qquad (10)$$

В данной модели волновод возбуждается поперечным током $\dot{J}_\omega$, занимающим небольшой объем *V* (тонкий пучок), коэффициенты $C_{\pm m0}$ вне этого объема от координаты *z* не зависят, постоянны. Обозначим амплитуду возбужденного поля: $\bar{E} = -jC_{\pm m0}\omega\mu\mu_0\, \chi_x / \chi^2$. Подставляя (10) в (8), запишем $\bar{E}$ в виде:

$$\bar{E} = B \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{4a}{\pi \Gamma' hr} sh(\pm j\Gamma' h / 2) \sin(\frac{m\pi r}{2a}) \frac{I_1}{N_e} \int_{y_1}^{y_2} \sum_{i=1}^{Ne} e^{-j\omega t_i} \varepsilon^0(y) dy \ , \tag{11}$$

где $B = \omega\mu\mu_0 A$; $\varepsilon^0(y)$ весовая функция пространственного распределения поля зазора в волноводе учитывает провисание электрического поля внутрь трубки дрейфа, рассчитывается методом сеток.

Учитывая, что электроны движутся перпендикулярно широкой стенке волновода вдоль координаты y, интеграл в (11) вычисляем численно, совместно с интегрированием уравнений движения электронов.

После интегрирования уравнение возбуждения (11) поле $\dot{\bar{E}}_y$ ЭМ волны H_{m0} в волноводе запишется в следующем виде:

$$\dot{\bar{E}}_{y\pm m0} = \bar{E} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} e^{\mp j\Gamma \cdot Z} \cdot e^{j\omega t} \ \bar{i}_y . \tag{12}$$

Для расчета возбуждения четырехполюсников (эквивалентных звеньям изогнутого волновода) электронным потоком потребуется знание наведенного тока и напряжения в заданном сечении волновода ($x = x_1, \ z = z_k$). Как отмечалось ранее, электронный пучок проходит через отверстия в волноводе в центре пучностей электрического поля (рис. 1). Взаимодействие электронного пучка происходит с поперечной компонентой $\dot{\bar{E}}_Y$ волны H_{m0}. В качестве длины d зазора будем считать размер узкой стенки волновода.

Используя (12), введем напряжение $\dot{\tilde{U}}_k$ на *k*-ом зазоре:

$$\dot{\tilde{U}}_k = \bar{E} \cdot \sin \frac{m\pi x_1}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma \cdot Z_k + j\omega t} \cdot d . \tag{13}$$

Следует отметить, что задача возбуждения четырехполюсников, сформулированная выше, решается для волны в волноводе H_{m0} в одномодовом приближении. Наведенный ток в *k*-м зазоре с учетом безразмерных параметров вычисляется так:

$$\dot{J}_k^* = \frac{2I_0 U_0}{\dot{\tilde{U}}_k} \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0^2} \frac{\vartheta_0}{N_e} \sum_{i=1}^{Ne} \int_{T_{0K}}^{T_{1K}} \varepsilon^0(T - T_{0k}) \cdot e^{j(u_i + \vartheta_0 T + \vartheta_k)} dT, \tag{14}$$

где $T = y / L$; $\vartheta = \omega t$; $\gamma_0 = \left(1 - (\frac{v_0}{c})^2\right)^{-1/2}$;

$$V_i = \frac{v_i}{v_0}, \ u_i = \omega t_i - \omega y / v_0, \ \vartheta_0 = \frac{L\omega}{v_0}, \ \gamma_i = \left(1 - (\frac{v_i}{c})^2\right)^{-1/2}; \ \vartheta_k = \Gamma \ell_k ,$$

где y – продольная координата электрона, L – длина ЛБВ, ℓ_k – длина отрезка волновода; $d = y_2 - y_1$ –длина зазора, ω – опорная частота, ξ_k – относительное напряжение на зазоре, полученное с учетом прямых и обратных волн, возбуждаемых электронным потоком в других зазорах, и рассчитывается по специальным алгоритмам, приведенным в [1, 2].

Уравнения движения в нормированных переменных, алгоритм возбуждения цепочки четырехполюсников аналогичен описанному в [1, 2]. Для расчета полей пространственного заряда плоских электронных пучков использовались формулы, полученные в работе [3].

Результаты расчетов ЛБВ

Рассчитан вариант регулярной ЛБВ (вариант А1) для работы на длине волны λ_0 = 0,05356 см (f_0 = 559,73 ГГц). В работе [1] приведены некоторые параметры электронного пучка цилиндрической формы и размеров волновода прибора терагерцового диапазона, которые будем учитывать при расчетах. Ускоряющее напряжение U_0 = 9,1 кВ, ток электронного пучка I_0 = 0,01 А, число пучков N_b = 1. Размеры волновода *a* = 0,0293 см,

b = 0,0036 см, эквивалентное сопротивление волновода Z_w = 228,3 Ом. Размер сечения трубки дрейфа $a' \times b'$ = 0,01 × 0,001 см, размер сечения электронного пучка $h \times r$ =0,008 × 0,0008 см, длина зазора $d = b$. В этом варианте прибора для взаимодействия с электронным пучком используется волна H_{10}. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ сим/м. Постоянная распространения волны H_{10} Γ = 0,05145+j47,5966. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника K_φ = 2,496 радиан. Число зазоров, равное числу изогнутых секций волновода N = 80. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 10 \lg\ P_{out} / P_{in}$ =13,8 дБ, электронный КПД η_e =0,0089, выходная мощность ЛБВ P_{out} = 0,457 Вт, входная мощность P_{in} = 0,0227 Вт.

Отметим, что в работе [1] для варианта ЛБВ с цилиндрическими электронными пучками с таким же ускоряющим напряжением и током пучка 0,0023 А был получен КПД 0,00242 и выходная мощность 0,05 Вт только лишь при использовании материала с повышенной проводимостью $\sigma = 4000 \cdot 10^6$. При меньших значениях проводимости возбуждения замедляющей системы электронным пучком не наблюдалось, почти вся энергия волны рассеивалась в стенках волновода в виде тепла.

Для проверки эффективности прибора на волне H_{m0} (выбираем волну $H_{4\,0}$ и четырехпучковую конструкцию – $N_b = 4$, рис. 1), за основу конструкции принимаем оптимальные параметры варианта А1. Чтобы длина волны в волноводе и его параметры (эквивалентное сопротивление, постоянная распространения) не изменились, критическая длина волны $H_{4\,0}$ должна остаться прежней, поэтому пересчитываем размер волновода a : $a' = a \cdot m$. Размеры волновода для четырехпучковой конструкции с волной $H_{4\,0}$: a = 0,1172 см, b = 0,0036 см. Постоянная распространения волны $H_{4\,0}$: Γ =0,037+j47,5966. Отметим, что для этой волны коэффициент затухания (0,037) меньше, чем для волны H_{10} (0,05145).

Расчет четырехпучковой конструкции ЛБВ (вариант А2, суммарный ток четырех пучков I_0 = 0,04 А) на волне $H_{4\,0}$ дает следующие результаты: коэффициент усиления по мощности K_p = 31 дБ, электронный КПД η_e = 0,049, выходная мощность ЛБВ P_{out} = 11,7 Вт, входная мощность P_{in} = 0,0091 Вт. Значительный рост коэффициента усиления и выходной мощности объясняется тем, что полный ток электронного потока увеличен в 4 раза. Соответственно увеличились и наведенные токи в зазорах волновода. Это приводит к увеличению напряжений на зазорах волновода и возрастанию модуляции электронного потока по скорости и плотности. Эффективность прибора значительно возросла – увеличились коэффициент усиления и выходная мощность.

Заключение

Предложены новые конструкции многопучковых усилителей и генераторов с ленточными электронными пучками на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с применением ЭМ волн типа H_{m0}. Приведенные расчеты показали, что применение многопучковых конструкций позволяет значительно увеличить выходную мощность усилителей и генераторов. В многопучковой конструкции уменьшаются силы пространственного заряда, что приводит к формированию более плотных сгустков. Увеличение наведенных токов в зазорах волноводов многопучковых конструкций приводит к увеличению напряжений на зазорах волновода и возрастанию модуляции электронного потока по скорости и плотности. В результате увеличиваются коэффициент усиления и выходная мощность приборов.

Получены оптимальные параметры многопучковых усилителей (ЛБВ) с ленточными электронными пучками, которые имеют коэффициент усиления – 13–30 дБ, выходную мощность 0,2–11 Вт в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

MULTIBEAMS TWT OF O-TYPE OF SUBMILLIMETRIC WAVE BANDS

A.V. AKSENCHYK

Abstract

The mathematical model multibeam TWT with sheet electronic beams on wavy bent rectangular waveguide with use of waves H_{m0} is formulated. Features of designs and interaction of electronic beams with waves H_{m0} are noted. Results of calculations multibeams TWT are resulted, is shown, that fourbeam TWT has calculation output power 11 W, gain 31 dB on frequency 559 GHz.

Список литературы

1. *Аксенчик А.В., Киринович И.Ф., Кураев А.А.* // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2011. № 1. С. 97–106.
2. *Аксенчик А.В., Кураев А.А. Киринович И.Ф.* // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2009. № 3. С. 113–124.
3. *Аксенчик А.В., Киринович И.Ф.* // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2011. № 2. С. 97–107.