

УДК 621.375.1

В. М. ЛОПУХИН, Б. К. МИЦЕНКО

ВЫХОДНОЕ УСТРОЙСТВО ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ БЫСТРОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ВОЛНЫ

Методом усреднения по времени решено уравнение движения электрона в продольном постоянном магнитном поле B_z и поперечных электрических полях частоты сигнала ω_s и накачки ω_n , действующих одновременно. Получено выражение коэффициента усиления для случая равенства циклотронной частоты ω_c частоте сигнала ω_s для частоты накачки $\omega_n = 2\omega_c = 2\omega_s$.

В электроннолучевых параметрических усилителях с поперечным полем, впервые предложенных Адлером [1], область усиления пространственно отделена от областей передачи мощности в пучок и вывода усиленного сигнала из пучка.

В [2] предложено использовать устройство для усиления и отбора мощности от быстрой циклотронной волны, в котором оба эти процесса

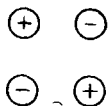


Рис. 1. Полярности электродов для поля накачки

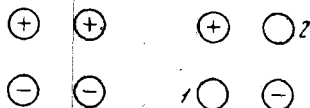


Рис. 2. Полярности электродов для поля сигнала. Потенциалы электродов 1 и 2 равны нулю

происходят одновременно в одном пролетном промежутке. Оно состоит из четырех параллельных проводников.

Полярности проводников для поля накачки даны на рис. 1, для поля сигнала на рис. 2. Указывается, что такое устройство можно использовать и на входе электроннолучевого параметрического усилителя.

В усилителях с резонаторами, осуществляющими усиление и отбор мощности в одном зазоре, влияние краевых эффектов на выходе из области накачки уменьшается, так как электроны, вышедшие из зоны накачки, выходят также из области, где происходит отбор мощности сигнала.

В настоящей статье рассмотрен случай, когда поле выходного резонатора не зависит от координаты z , направленной вдоль электронного потока.

§ 1. Решение уравнения движения

Электрическое поле в области прохождения пучка имеет вид

$$E_x = 0, E_y = ax \cos 2\theta + A \cos(\theta + \varphi), E_z = 0, \quad (1)$$

где $\theta = \omega_c t$, $\omega_c = \frac{e}{m} B_z$, e и m — заряд и масса электрона, B_z — магнитное поле.

Произведя замену

$$x + jy = \alpha + \beta e^{j\theta}, \quad (2)$$

где α и β — в общем случае комплексные величины, получим, согласно [3], уравнения движения

$$\dot{\alpha} = -j \left(\frac{\eta}{\omega_c^2} \right) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} j E_y d\theta, \quad (3)$$

$$\dot{\beta} = j \left(\frac{\eta}{\omega_c^2} \right) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} j E_y e^{-j\theta} d\theta, \quad (4)$$

в которых

$$\dot{\alpha} = \frac{d\alpha}{d\theta}, \quad \dot{\beta} = \frac{d\beta}{d\theta}, \quad \eta = \frac{e}{m}.$$

Из (1), (2), (3), (4) получим:

$$\dot{\alpha} = 0, \quad \dot{\beta} = - \left(\frac{k\eta}{\omega_c^2} \right) \frac{a}{4} \beta^* - \left(\frac{\eta}{\omega_c^2} \right) \frac{A}{2} e^{j\varphi}. \quad (5)$$

Положив

$$\beta = \xi + j\zeta, \quad (6)$$

$$\varepsilon = \frac{\eta}{\omega_c^2} \frac{a}{4}, \quad (7)$$

$$\tau = \varepsilon \theta, \quad (8)$$

имеем

$$\dot{\xi} = -\xi - \frac{2A}{a} \cos \varphi, \quad (9)$$

$$\dot{\zeta} = \zeta - \frac{2A}{a} \sin \varphi, \quad (10)$$

где

$$\dot{\xi} = \frac{d\xi}{d\tau}, \quad \dot{\zeta} = \frac{d\zeta}{d\tau}.$$

Начальные условия

$$\xi_0 = r_0 \cos \psi, \quad (11)$$

$$\xi_0 = r_0 \sin \psi, \quad (12)$$

где r_0 — циклотронный радиус электрона, ψ характеризует фазу сигнала, модулирующего пучок во входном резонаторе, и зависит от времени пролета от входного резонатора до выходного. Меняя потенциал пучка, можно менять ψ .

Из (9), (10), (11), (12) получаем

$$\xi = \left[r_0 \cos \psi + \frac{2A}{a} \cos \varphi \right] e^{-\tau} - \frac{2A}{a} \cos \varphi, \quad (13)$$

$$\zeta = \left[r_0 \sin \psi - \frac{2A}{a} \sin \varphi \right] e^{\tau} + \frac{2A}{a} \sin \varphi. \quad (14)$$

Найдем средние значения ξ и ζ по всем временам влета от $t=0$ до $t_m = \frac{l}{v}$, где l — длина пространства взаимодействия, v — продольная скорость электронов:

$$\xi_{\text{ср}} = \frac{1}{\tau_m} \int_0^{\tau_m} \xi d\tau, \quad (15)$$

$$\zeta_{\text{ср}} = \frac{1}{\tau_m} \int_0^{\tau_m} \zeta d\tau, \quad (16)$$

где τ_m — максимальное значение τ , равное $\varepsilon \frac{\omega_c l}{v}$. Воспользовавшись (13), (14), (15) и (16), получаем

$$\xi_{\text{ср}} = \frac{- \left[r_0 \cos \psi + \frac{2A}{a} \cos \varphi \right] (e^{-\tau_m} - 1) - \frac{2A}{a} \tau_m \cos \varphi}{\tau_m}, \quad (17)$$

$$\zeta_{\text{ср}} = \frac{\left[r_0 \sin \psi - \frac{2A}{a} \sin \varphi \right] (e^{\tau_m} - 1) + \frac{2A}{a} \tau_m \sin \varphi}{\tau_m}. \quad (18)$$

§ 2. Вычисление коэффициента усиления

Так как угол φ — есть фаза поля сигнала, наводимого в резонаторе, то он определяется как соотношением между $\xi_{\text{ср}}$ и $\zeta_{\text{ср}}$, так и значением комплексной проводимости резонатора.

Для случая чисто активной проводимости контура G имеем

$$A \cos(\theta + \varphi) = \frac{I_y}{dG}, \quad (19)$$

где I_y — наведенный ток, d — расстояние между противоположными ла-
меями резонатора

$$I_y = \frac{I_0 v_y \theta_m}{d \omega_c}, \quad (20)$$

где I_0 — ток пучка, v_y — проекция средней поперечной скорости электронов на ось y , θ_m — максимальный пролетный угол.

Положим

$$\psi = \varphi = \frac{\pi}{2}. \quad (21)$$

Тогда из (17) и (18) получаем $\xi_{cp} = 0$, $\zeta_{cp} \neq 0$.
Учитывая (2), имеем $y_{cp} = \zeta_{cp} \cos \omega_c t$, откуда

$$v_y = -\omega_c \zeta_{cp} \sin \omega_c t = -\omega \zeta_{cp} \sin \theta. \quad (22)$$

Из (19), (20), (22) следует, что $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Таким образом, условие (21) соответствует самосогласованному решению.

Из (19), (20), (22)

$$A = \frac{I_0 \zeta_{cp} \theta_m}{d^2 G}. \quad (23)$$

Среднее значение циклотронного радиуса во входном резонаторе равно $\frac{1}{2} r_0$, в выходном оно равно ζ_{cp} .

Если входной и рассматриваемый резонаторы имеют одинаковые проводимости G и расстояния между ламелями d , то коэффициент усиления по амплитуде будет равен

$$k = \frac{2\zeta_{cp}}{r_0}. \quad (24)$$

Из (24), (23), (18) получаем

$$k = \frac{2(e^{\tau_m} - 1)}{\tau_m \left[1 + \frac{2\alpha}{a} \left(\frac{e^{\tau_m} - 1}{\tau_m} - 1 \right) \right]}, \quad (25)$$

где

$$\alpha = \frac{I_0 \theta_m}{d^2 G}. \quad (26)$$

Учитывая, что $e^{\tau_m} \gg 1$, из (25) получим

$$k \cong \frac{a}{\alpha}. \quad (27)$$

Для того чтобы коэффициент усиления был больше или равен 20 дБ, необходимо выполнение условия

$$a \gg 10\alpha. \quad (28)$$

Значение a можно найти из соотношения

$$a \cong \frac{2u}{b^2}, \quad (29)$$

где b — есть наименьшее расстояние между соседними квадрупольными ламелями, u — напряжение накачки в резонаторе. В случае усиления слабого сигнала большая часть мощности накачки идет на потери в стенках резонатора и сопротивлении генератора накачки.

$$p = u^2 G_1, \quad (30)$$

где p — мощность, потребляемая резонатором накачки, G — эквивалентная проводимость резонатора на частоте накачки;

$$G_1 = \frac{1}{\rho Q}, \quad (31)$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, L , C , эквивалентные индуктивность и емкость, Q — добротность резонатора на частоте накачки.

Из (28), (29), (30), (31)

$$\rho \geq 25a^2b^4 \frac{1}{\rho Q}. \quad (32)$$

Значение мощности накачки, вычисленное по формуле (32), оказывается в несколько раз больше той, которая требуется для обычных электроннолучевых параметрических усилителей с поперечным полем.

Заметим, однако, что резонаторы, осуществляющие одновременно отбор мощности сигнала из пучка и усиление, характеризуются уменьшением влияния теплового разброса скоростей за счет укорочения длины лампы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adler R. Proc. IRE, 46, 1300—1301, 1958.
2. Wade G. Modulation expander and coupler for parametric amplifiers. United states Patent, 3.059.138, patented oct. 16, 1962.
3. Капица П. Л. Электроника больших мощностей. М., Изд-во АН СССР, 1962.

Поступила в редакцию
15.5 1967 г.

Кафедра
радиотехники