

ведены также зависимости  $G_2$ , тока  $I$  и плотности тока  $\delta$  от  $\omega_e^2/\omega^2$ , из которых видно, что при допустимых значениях  $\delta \sim 2a \text{ см}^{-2}$  можно получить усиление до  $10 \text{ дб см}^{-1}$ .

Это усиление может оказаться близким к реальному. Известно [1], что потери в диэлектрических волноводах при  $\omega \sim 18,8 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$  и  $P = 1,1$  составляют величину порядка  $10^{-3} \text{ дб м}^{-1}$ . Поскольку диаметр в рассмотренной системе достаточно большой, можно увеличить ток и, тем самым, поднять усиление и полосу. Если, например, для параметров, соответствующих  $G_1$  (рис. 3), взять  $\omega_e^2/\omega^2 = 10^{-3}$  (что соответствует  $\delta \sim 3a \text{ см}^{-2}$ ), то усиление будет порядка  $10 \text{ дб см}^{-1}$ , а  $\Delta\omega/\omega_0 = 8 \div 12\%$ .

Из сказанного ясно, что исследованная система представляет определенный интерес. Конечно, при ее реализации возникает ряд трудностей, связанных с получением гонкостенной трубы и постоянных по длине  $P$  и  $\epsilon_r$ , но принципиально ее геометрическая форма очень проста.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 В И Ю рьев, Радиотехника и электроника, 5, 1458 (1960)
- 2 Б М. Вул, Сегнетоэлектричество, изд АН СССР, М., 1956, стр 12, 24.
- 3 Р. Р. Coleman, R. C. Веckeг, IRE Trans, MГТ-7, 1, 42 (1953).

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР

Поступила в редакцию  
2 марта 1961 г.

### О КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ДВУХРЕЗОНАТОРНОГО КЛИСТРОНА ПРИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУДАХ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА

Г. П. Петин

Рассмотрим обычную идеализированную модель клистрона и введем обозначения, общепринятые в кинематической теории [1]:  $t_1$  и  $t_2$ —время влета электрона соответственно в пространство взаимодействия первого и второго резонаторов,  $t_2$  и  $t_1$ —время вылета электрона из пространства взаимодействия соответственно первого и второго резонаторов,  $\varphi_0 = \omega d_1/v_0$  и  $\psi_0 = \omega d_2/v_0$ —невозмущенные углы пролета пространства взаимодействия первого и второго резонаторов,  $\Theta_0 = \omega l/v_0$ —невозмущенный угол пролета пространства дрейфа,  $\alpha$ —сдвиг по фазе между напряжением на первом и на втором резонаторах,  $X = 2\mu_1\Theta_0 \sin(\varphi_0/2)$ —параметр группировки,  $\mu_1 = \xi_1/2\varphi_0 = U_1/2\varphi_0 U_0$  и  $\mu_2 = \xi_2/2\psi_0 = U_2/2\psi_0 U_0$ —электронные параметры. Будем считать  $\mu_1 \ll 1$ , вследствие чего во всех математических выражениях члены, содержащие множители  $\mu_1$ , будут опущены.

Интегрируя уравнения движения электрона в кинематическом приближении, получим после первого интегрирования выражение для скорости электрона, покидающего пространство взаимодействия второго резонатора:

$$v = v_0 \{1 + \mu_2 [\sin(\omega t_4 + \alpha) - \sin(\omega t_3 + \alpha)]\}. \quad (1)$$

После второго интегрирования и ряда преобразований получим выражение для угла пролета пространства взаимодействия второго резонатора:

$$\psi = \omega t_4 - \omega t_3 = \psi_0 + \mu_2 \sin(\omega t_3 + \sigma) - \mu_2 [\cos(\omega t_3 + \alpha + \psi) - \cos(\omega t_3 + \alpha)]. \quad (2)$$

Следуя методу обычной кинематической теории [1], найдем:

$$\omega t_3 = \omega t_1 + \varphi_0 + \Theta_0 - X \cos(\omega t_1 + \varphi_0/2). \quad (3)$$

Вводя обозначения:

$$\Phi = \omega t_3 + \alpha = \omega t_1 + \varphi_0 + \Theta_0 + \sigma - X \cos(\omega t_1 + \varphi_0/2) = \omega t_1 + \Theta_0 + \sigma - X \cos(\omega t_1 + \varphi_0/2); \quad (4)$$

$$Y = \omega t_3 + \alpha + \psi = \Phi + \psi, \quad (5)$$

из (2) получим:

$$\cos Y = (1/\mu_2 - \sin \Phi) Y - (1/\mu_2 - \sin \Phi) \Phi + \cos \Phi - \psi_0/\mu_2. \quad (6)$$

Переписав (1) в виде

$$v = v_0 [1 + \mu_2 (\sin Y - \sin \Phi)] \quad (7)$$

и решая трансцендентное уравнение (6), можно для разных фаз влета найти скорость по формуле (7), что дает возможность определить электронный коэффициент полезного действия путем численного интегрирования известного выражения [2], которое в нашем случае имеет вид:

$$\eta_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{v^2}{v_0^2}\right) d\omega t_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [2\mu_2 (\sin \Phi - \sin Y) - \mu_2^2 (\sin \Phi - \sin Y)^2] d\omega t_1 \quad (8)$$

Результаты расчетов  $\eta_1$  для  $X = 1,84$  и  $\varphi_0 = \psi_0 = 1/2\pi$  как функции  $\mu_2$  представлены на рис. 1. Кривая была получена следующим образом: сначала при фиксированном значении  $\mu_2$  находилась зависимость  $\eta_1(\theta)$ , затем из полученной зависимости определялось максимальное значение  $\eta_1$ . По этим максимальным значениям  $\eta_1$  для различных

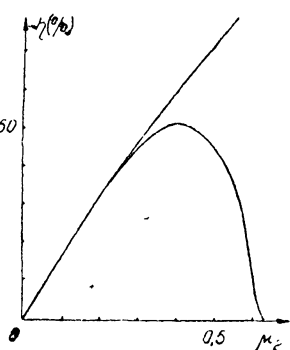


Рис. 1.

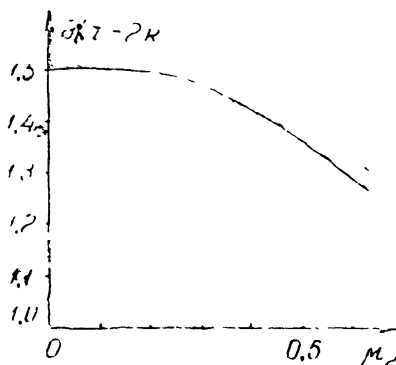


Рис. 2.

$\mu_2$  строился график рис. 1. Что касается  $\theta$ , соответствующего максимальному  $\eta_1$ , то оно изменялось от  $1,5\pi + 2k\pi$  для малых значений  $\mu_2$  до  $1,3\pi + 2k\pi$  при больших значениях  $\mu_2$ , как показано на рис. 2.

Как известно, коэффициент полезного действия, выведенный в предположении о малости выходного сигнала, имеет максимальное значение при  $1,5\pi + 2k\pi$ . При этом значении его можно определить по формуле:

$$\eta_1 = 4\mu_2 \sin(\psi_0/2) J_1(X) - \mu_2^2 [2(1 - \cos \psi_0) - \psi_0 \sin \psi_0]. \quad (9)$$

Для сопоставления на рис. 1 представлена зависимость  $\eta_1(\mu_2)$  для  $X = 1,84$  и  $\psi_0 = 1/2\pi$ . Как видно, разница между обеими кривыми вплоть до  $\mu_2 = 0,3 - 0,35$  не особенно велика, но в дальнейшем ход кривых становится существенно различным. При  $\mu_2 = 0,4$  кривая, соответствующая точному решению, достигает максимального значения и в дальнейшем, с ростом  $\mu_2$ , резко идет вниз, обращаясь в нуль при  $\mu_2 = 0,63$ , в то время как кривая, выведенная в предположении малого выходного сигнала, продолжает идти вверх. Быстрый спад кривой для  $\mu_2 > 0,4$  объясняется разгруппировкой электронного потока при больших амплитудах выходного напряжения. Для  $\mu_2 > 0,5$  и  $\psi_0 = 1/2\pi$  разгруппировка настолько велика, что некоторые электроны начинают совершать в пространстве взаимодействия второго резонатора колебательное движение, двигаясь некоторое время в обратном направлении [2].

Когда  $\mu_2$  достигает значения  $0,63$ ,  $\eta_1$  обращается в нуль. При этом амплитуда напряжения на зазоре второго резонатора примерно в 2 раза больше ускоряющего напряжения. Выбрасывание же электронов в обратном направлении происходит при несколько большем для данного  $\psi_0$  значении  $\xi_2 = 2,5$  [3], т. е. в рабочей области  $0 \leq \mu_2 \leq 0,63$ , где коэффициент полезного действия положителен, выбрасывания электронов в обратном направлении не происходит.

Таким образом, полученное решение дает возможность рассмотреть явления в выходном резонаторе клистрона при больших значениях выходного сигнала и малой величине скоростной модуляции на входе второго резонатора. При решении, кроме того, не учитывалось влияние пространственного заряда. В силу этого полученное решение носит значительно более приближенный характер по сравнению с [4,5]. Однако данное решение проще и может служить для наглядного качественного объяснения, давая в то же время оценку верхней границы электронного КПД, так как неучтенные в процессе решения факторы могут лишь снизить его значение.

В заключение автор хочет выразить благодарность В. С. Михалевскому за обсуждение полученных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Шевчик, Основы электроники сверхвысоких частот, изд. Сов. радио, М., 1959.
2. М. С. Нейман, Радиотехника, 3, № 1, 5 (1948)
3. И. К. Геккер, Изв. высш. уч. зав.—Радиотехника, 3, 445 (1960).
4. S. E. Webber, IRE Trans., ED—5, 98 (1958)
5. S. E. Webber, IRE Trans., ED—7, 154 (1960).

Ростовский на-Дону государственный университет

Поступила в редакцию  
19 декабря 1960 г.

### ВЫРАЖЕНИЕ МОЩНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ

Г. П. Петин

В нелинейной теории мощность взаимодействия электронного потока с заданным полем часто определяют на основе закона сохранения энергии. Полученные ниже этим способом общие выражения для мощности электронного взаимодействия и электронного КПД в ряде случаев могут оказаться весьма полезными.

Среднее значение мощности электронного взаимодействия определим из разности между средним значением потока кинетической энергии, вносимой с электронным потоком в пространство взаимодействия, и средним значением потока кинетической энергии, выносимой из пространства взаимодействия:

$$\bar{P}_{эл} = \frac{1}{2\pi e} \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j \frac{mv_1^2}{2} j_1 df_1 - \frac{1}{2\pi e} \int_0^{2\pi} d\omega t_2 \oint_j \frac{mv_2^2}{2} j_2 df_2.$$

Используя закон сохранения заряда

$$j_2 df_2 d\omega t_2 = j_1 df_1 d\omega t_1,$$

получим:

$$\bar{P}_{эл} = \frac{m}{4\pi e} \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j (v_1^2 - v_2^2) j_1 df_1. \quad (1)$$

Это выражение определяет полную мощность, отдаваемую электронным потоком полю внутри пространства взаимодействия. Для получения мощности, отдаваемой электронным потоком переменной составляющей поля, нужно из (1) вычесть мощность, отдаваемую электронным потоком постоянной составляющей поля:

$$\bar{P} = \frac{m}{4\pi e} \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j (v_1^2 - v_2^2) j_1 df_1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j (V_{01} - V_{02}) j_1 df_1; \quad (2)$$

здесь  $V_{01} - V_{02}$ —разность потенциалов между точками влета и вылета электрона из пространства взаимодействия, создаваемая постоянной составляющей поля.

Из (2) нетрудно получить выражение для электронного коэффициента полезного действия:

$$\eta_i = 1 - \frac{(m/2e) \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j v_{21}^2 j_1 df_1}{(m/2e) \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j v_1^2 j_1 df_1 - \int_0^{2\pi} d\omega t_1 \oint_j (V_{01} - V_{02}) j_1 df_1}. \quad (3)$$