

Формулами (4), (5), (6) и решается в общем виде задача о флюктуациях в длинной линии. Аналогично можно рассмотреть флюктуации в полуограниченной линии.

Рассмотрим теперь линию, коротко замкнутую на концах ($Z_1 = Z_2 = 0$). Считая флюктуации классическими ($E(\theta, \omega) \rightarrow \theta \equiv kT$) и принимая $i\omega = \rho$ за лапласову переменную, вычислим автокорреляционную функцию тока $i(x, 0) i(\xi, 0)$.

$$\overline{i(x, 0) i(\xi, 0)} = \frac{2\theta}{iL} \sum_{s=0}^{\infty} \cos \frac{\pi s x}{l} \cos \frac{\pi s \xi}{l}.$$

Если $i(x) = \sum_{s=0}^{\infty} b_s \cos(\pi s x/l)$, то отсюда сразу следует в согласии с [3] закон равно-

распределения для длинной линии $\overline{b_s^2} = 2\theta/iL$. Аналогично можно показать, что среднее значение квадрата амплитуды напряжения $\overline{g_s^2} = 2\theta/iC$. Такой же результат можно получить для линии, разомкнутой на концах.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Троицкий, ЖТФ, 25, 1426 (1955).
2. А. М. Стародубцев, Труды ГИФТИ и радиофизического фак-та ГГУ, сер. физ., 35, 38 (1957).
3. C. W. McCombie, Phys. Rev., 100, 444 (1955)
4. Я. П. Терлецкий, Вестник МГУ, 4, 119 (1957)
5. В. П. Милантьев, Вестник МГУ, 4, 71 (1960).

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
19 января 1961 г

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРОЙ В ВИДЕ ТОНКОСТЕННОГО ЦИЛИНДРА В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В. И. Юрьев

Исследование взаимодействия электронного потока с диэлектрической структурой в [1] соответствовало случаю, когда

$$|\gamma_0^2| \sim |\omega^2 \mu_2 \varepsilon_2|, \quad (1)$$

где γ_0 — постоянная распространения волны в отсутствие электронного потока, ω — частота сигнала, μ_2 — магнитная проницаемость среды (полагается равной μ_0), ε_2 — диэлектрическая проницаемость. При этом $|\gamma_0^2| < |\omega^2 \mu_2 \varepsilon_2|$.

В этом случае удельное усиление G оказалось низким ($1 - 2$ дБ·см⁻¹), так как электромагнитная энергия канализируется в основном в диэлектрике и лишь незначительная часть — в области канала, пронизываемого электронами. Однако было отмечено, что уменьшение параметра $P = R/a$ (где R — радиус диэлектрической структуры, a — радиус осевого канала), имеющего при условии (1) величину в несколько единиц, приводит к росту G . С уменьшением P при $\varepsilon_r = \varepsilon_2/\varepsilon_0 \sim 10^2$ фазовая скорость волны в системе сильно растет. Чтобы получить практически реализуемые значения $v_{ф}/c$, необходимо значительно увеличить ε_r . Последнее возможно при использовании титанатов бария, у которых $\varepsilon_r \sim (1 - 8) \cdot 10^3$ [2].

В этом случае $|\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0| \ll |\gamma_0^2| \ll |\omega^2 \mu_2 \varepsilon_2|$ и справедливы соотношения

$$G \approx 7,5 \gamma_0 \sqrt[3]{k} = 7,5 \gamma_0 \left[\frac{\varepsilon_r \omega_e^2 / \omega^2}{2 (\varepsilon_r \gamma_0 a)^2 f_0' (T_{20} a) \gamma_0 a / T_{20} a} \right]^{1/3} \text{ дБ} \cdot \text{м}^{-1}; \quad (2)$$

$$(T_{20} a)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \varepsilon_r a^2 - (\gamma_0 a)^2 \text{ м}^{-2}; \quad (3)$$

$$\omega_e^2 = \frac{e^2 p_0}{m \varepsilon_0} \text{ сек}^{-2}; \quad \gamma_0 = \frac{\omega}{v_{ф}} \text{ м}^{-1},$$

полученные в [1], остаются в силе.

Поскольку при $P \rightarrow 1$ параметр T_{20a} сильно растет, то наряду с ростом G при выбранных ϵ_r , λ и $\gamma_0 a$ возможно увеличение диаметра канала $d = 2a$. Результаты исследования такой системы представлены ниже.

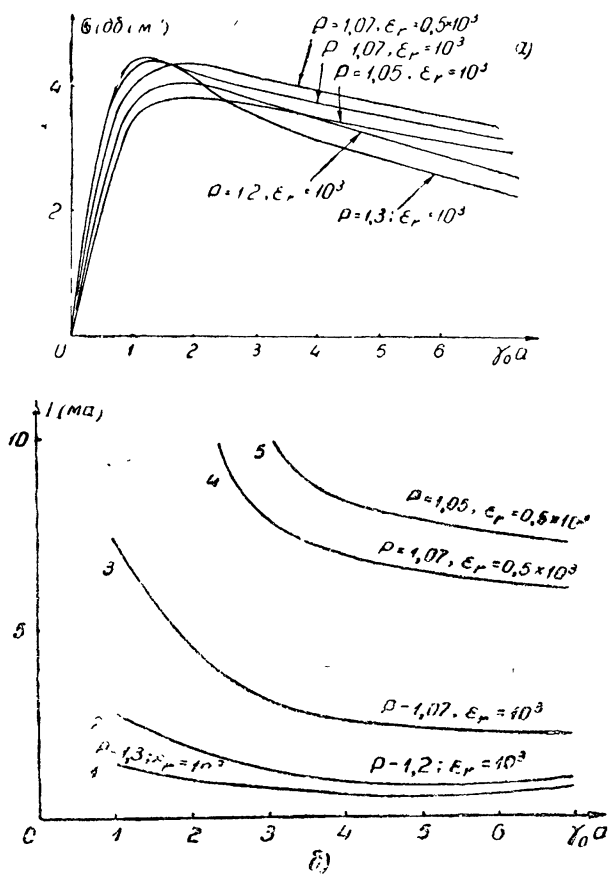


Рис. 1. а) Зависимости удельного усиления G от $\gamma_0 a$ для разных значений P и ϵ_r ($\omega_e^2 / \omega^2 = 7,5 \cdot 10^{-5}$; $\omega = 18,8 \cdot 10^{10}$ сек $^{-1}$). б) Зависимости тока I от $\gamma_0 a$ для разных значений P и ϵ_r ($\omega_e^2 / \omega^2 = 7,5 \cdot 10^{-5}$; $\omega = 18,8 \cdot 10^{10}$ сек $^{-1}$).

Рис. 1а показывает, что, действительно, при P , близком к единице, G увеличивается. Поскольку усиление слабо изменяется с ростом $\gamma_0 a$, а ток (см. рис. 1б) падает более резко, в такой системе (в отличие от известных) выгоднее работать при больших значениях $\gamma_0 a$.

Из рассмотрения зависимостей v_{Φ}/c и d от $\gamma_0 a$ на рис. 2 следует, что при $P \rightarrow 1$ увеличивается диаметр канала и растет дисперсия. Для выяснения частотных свойств такой системы была рассчитана зависимость $G = f(\omega)$ для случая, когда $\beta_e a \neq \gamma_0 a$ [1]. Удельный коэффициент усиления мощности при этом имеет следующий вид:

$$G = e^{2\text{Im} \gamma_2} \quad (4)$$

Здесь $\text{Im} \gamma_2$ — мнимая часть постоянной распространения нарастающей волны:

$$\text{Im} \gamma_2 = \frac{\sqrt{3}}{2a} \left(\sqrt[3]{-q + \sqrt{q^2 + p^3}} - \sqrt{-q - \sqrt{q^2 + p^3}} \right), \quad (5)$$

где

$$q = \frac{1}{27} (\beta_e a - \gamma_0 a)^3 - \frac{1}{2} k (\beta_e a)^2 \gamma_0 a; \quad (6)$$

$$p = -(\beta_e a - \gamma_0 a)^2; \quad \beta_e = \omega/v_0.$$

Значение k ясно из формулы (?).

Легко показать, что максимальное отклонение фазовой скорости электронного потока, при котором $\text{Im } \gamma_2 = 0$, равно

$$\left(\frac{\Delta v}{v_0}\right)_{\text{макс}} \approx \pm \sqrt[3]{k}, \quad (7)$$

а соответствующая (7) полоса частот определяется формулой

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \approx \frac{\Delta(\gamma_0 a)}{\gamma_0 a} - 4 \sqrt[3]{k}. \quad (8)$$

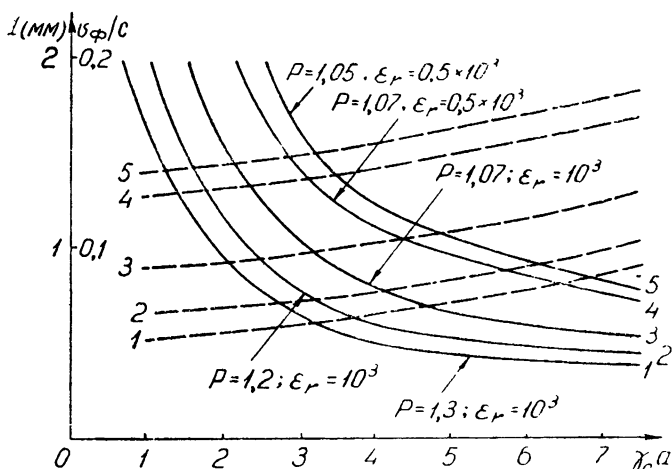


Рис. 2. Зависимости v_{ϕ}/c (сплошные кривые) и $d = 2a$ (пунктиры) от $\gamma_0 a$ для разных значений P и ϵ_r .

Задаваясь $\Delta v/v_0$ в области значений, определяемых из (7), и используя (5), (6), (8) и зависимость $v_{\phi}/c = f(\gamma_0 a)$, можно построить $G_1 = f(\omega)$ (см. рис. 3). Оказывается что полоса частот на уровне 3 дБ в этом случае составляет $5 \pm 7\%$. На рис 3 при-

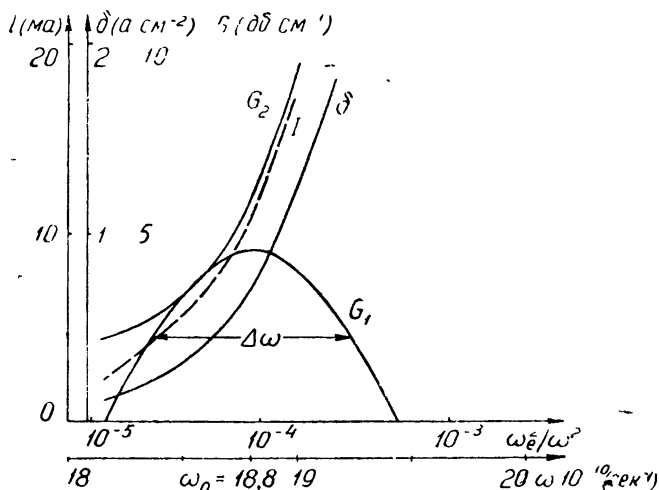


Рис 3. Зависимость удельного усиления G_1 от частоты ω ($\gamma_0 a = 7$; $\epsilon_r = 10^3$; $\omega_e^2/\omega^2 = 2 \cdot 10^{-4}$; $d = 1, 2$; $v_{\phi}/c = 0,055$; $G_{1\text{макс}} = 4,64 \text{ дБ см}^{-1}$; $\Delta(\gamma_{0\text{макс}} a) = 0,6$; $\sqrt[3]{k} = 5,2 \cdot 10^{-3}$) и зависимость удельного усиления G_2 , соответствующего ему значения тока I и плотности тока δ от ω_e^2/ω^2 ($\gamma_0 a = 4$, $d = 1,4$, $\omega = 18,8 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $P = 1,07$, $\epsilon_r = 0,5 \cdot 10^3$).

ведены также зависимости G_2 , тока I и плотности тока δ от ω_e^2/ω^2 , из которых видно, что при допустимых значениях $\delta \sim 2a \text{ см}^{-2}$ можно получить усиление до 10 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 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 ϵ_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, MGT-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, α —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 μ_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:

$$\begin{aligned} \Phi = \omega t_3 + \alpha &= \omega t_1 + \varphi_0 + \Theta_0 + \sigma - X \cos(\omega t_1 + \varphi_0/2) = \omega t_1 + \\ &+ \Theta - X \cos(\omega t_1 + \varphi_0/2); \end{aligned} \quad (4)$$

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

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

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