УДК 621.37.51

Б. К. МИЦЕНКО, М. С. СМУШКЕВИЧУС

ДВУХЧАСТОТНЫЙ ВХОДНОЙ РЕЗОНАТОР ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ С ИЗМЕНЕНИЕМ ФАЗЫ НАКАЧКИ НА ПРОТИВОПОЛОЖНУЮ В СЕРЕДИНЕ ПРОЛЕТНОГО ПРОМЕЖУТКА

В электроннолучевых параметрических усилителях с поперечным полем [1] обычно используются три резонатора. Во входном производится отбор шума быстрой циклотронной волны и передача мощности сигнала в поток, в резонаторе накачки происходит усиление сигнала, с помощью выходного усиленный сигнал выводится из элек-

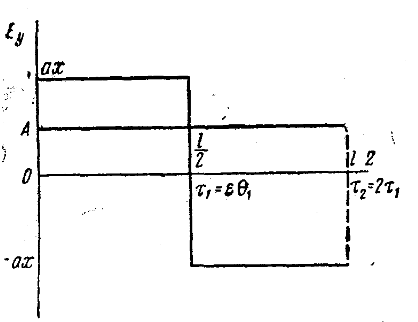

Рис. 1

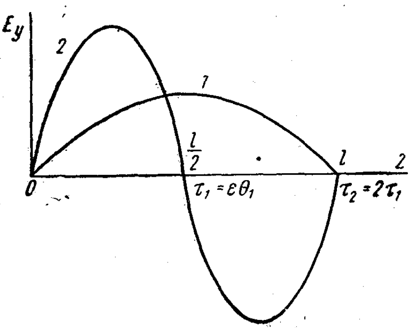

Рис. 2

тронного пучка. В работе [2] предложены варианты резонаторов, в которых поля сигнала и накачки действуют на электрон одновременно. В [3] рассматриваются вопросы об отборе шума и коэффициента усиления во входном устройстве с одновременной накачкой, когда поля сигнала и накачки не изменяются вдоль пролетного промежутка.

В настоящей работе исследуется взаимодействие электронного пучка с резонатором, в котором поле накачки меняет фазу на противоположную в середине пролетного промежутка (рис. 1). Находятся условия отбора шума из пучка, передачи сигнала в поток, коэффициент усиления входного устройства. Рассмотрение взаимодействия электронного потока с таким идеализированным резонатором является приближенным решением задачи о взаимодействии пучка с полем реального резонатора, которое в зависимости от z имеет вид, показанный на рис. 2. Рассмотрение проведено для случая равенства частоты сигнала циклотронной частоте.

Вывод формулы для проводимости, соответствующей наилучшему отбору шума. В исследуемом резонаторе на электрон действует однородное поле сигнала частоты ω_s и амплитуды A, неизменной вдоль z, и поле накачки частоты $\omega_H = 2\omega_s$, которое в середине пролетного промежутка $z = \frac{l}{2}$ меняет фазу на противоположную (см. рис. 1). Направим ось y вдоль напряженности электрического поля. Поле, действующее на электрон, запишем в виде

$$E_x = E_z = B_x = B_y = 0; \quad E_y = ax \cos 2\omega_c t + A \cos(\omega_c t + \varphi); \quad B_z = B_0, \tag{1}$$

где φ — сдвиг фазы поля на частоте сигнала по отношению к половине фазы поля накачки, B_0 — магнитное поле, направленное вдоль электронного потока. Для первой половины резонатора, как следует из [3], решение уравнений движения электрона, полученных методом усреднения по времени [4] в поле (1), при $0 < \tau \leqslant \tau_1$ имеет вид:

$$\xi = \left[r_0 \cos \psi + \frac{2A}{a} \cos \varphi \right] e^{-\tau} - \frac{2A}{a} \cos \varphi; \tag{2}$$

$$\zeta = \left[r_0 \sin \psi - \frac{2A}{a} \sin \varphi \right] e^{\tau} + \frac{2A}{a} \sin \varphi, \tag{3}$$

где

$$\xi + j\zeta = (x + jy)\, e^{-j\theta}; \quad \theta = \omega_c t; \quad \tau = \varepsilon\theta; \quad \varepsilon = \frac{a\eta}{4\omega_c^2}; \quad \eta = \frac{e}{m}$$

для электрона, r_0 — радиус орбиты электрона, фаза ψ характеризует положение электрона в момент влета в пространство взаимодействия.

Для второй половины резонатора, где амплитуда поля накачки меняет свое значение на противоположное, уравнения движения имеют следующий вид:

$$\dot{\xi} = \xi - \frac{2A}{a}\cos\varphi; \quad \dot{\zeta} = -\zeta - \frac{2A}{a}\sin\varphi, \tag{4}$$

и при начальных условиях, найденных из (2) и (3) при $\tau = \tau_1$, что соответствует середине пролетного промежутка, для $\tau_1 \leqslant \tau \leqslant 2\tau_1$, получаем решения

$$\xi = \frac{2A}{a}\cos\varphi + e^{-2\tau_1+\tau}\left(r_0\cos\psi + \frac{2A}{a}\cos\varphi\right) - \frac{4A}{a}\cos\varphi e^{\tau-\tau_1}, \tag{5}$$

$$\zeta = -\frac{2A}{a}\sin\varphi + \left[\left(r_0\sin\psi - \frac{2A}{a}\sin\varphi\right| e^{2\tau_1} + \frac{4A}{a}\sin\varphi e^{\tau_1}\right)\right] e^{-\tau}. \tag{6}$$

Общее среднее для всего пролетного промежутка имеет вид

$$\xi_{\text{ср}} = \frac{1}{2\tau_1}\int_0^{2\tau_1}\xi d\tau = \frac{\left(r_0\cos\psi + \frac{2A}{a}\cos\varphi\right)(1 - e^{-\tau_1}) - \frac{2A}{a}\cos\varphi\,(e^{\tau_1} - 1)}{\tau_1}, \tag{7}$$

$$\zeta_{\text{ср}} = \frac{1}{2\tau_1}\int_0^{2\tau_1}\zeta\zeta\tau = \frac{\left(r_0\sin\psi - \frac{2A}{a}\sin\varphi\right)(e^{\tau_1} - 1) - \frac{2A}{a}\sin\varphi\,(e^{-\tau_1} - 1)}{\tau_1}. \tag{8}$$

Потребуем на выходе из области взаимодействия выполнения условия

$$\xi = 0. \tag{9}$$

Из (5), (7), (9) имеем

$$\xi_{\text{ср}} = \left\{\frac{2A}{a}\cos\varphi e^{+\tau_1} - r_0\cos\psi\, e^{-\tau_1} - \frac{2A}{a}\cos\varphi e^{-\tau_1}\right\}\tau_1^{-1}. \tag{10}$$

Как следует из работы [3]:

$$\cos\varphi = \frac{\xi_{\text{ср}}}{\sqrt{\xi_{\text{ср}}^2 + \zeta_{\text{ср}}^2}}; \qquad \sin\varphi = \frac{\zeta_{\text{ср}}}{\sqrt{\xi_{\text{ср}}^2 + \zeta_{\text{ср}}^2}}; \tag{11}$$

$$A = \frac{J_0\theta\sqrt{\xi_{\text{ср}}^2 + \zeta_{\text{ср}}^2}}{d^2G}, \tag{12}$$

где I_0 — ток пучка, G — проводимость зазора на частоте ω_c, d — расстояние между пластинами пролетного промежутка. Формулы (5), (9), (10), (11), (12) дают для проводимости G:

$$G = \frac{2I_0\theta}{ad^2}\,\frac{(e^{-\tau_1} + e^{+\tau_1} - 2)}{\tau_1}, \tag{13}$$

где $\theta = 2\theta_1$. При проводимости G, соответствующей формуле (13), найдем значение координаты ζ на выходе из резонатора.

Используя (6), (11), (12), (13), а также (8) для ζ, получим

$$\zeta_{\text{вых}} = \zeta\,|_{\tau=2\tau_1} = r_0\sin\psi + \frac{2\zeta_{\text{ср}}(e^{-\tau_1} - 1)\tau_1}{(-2 + e^{+\tau_1} + e^{-\tau_1})}, \tag{14}$$

$$\zeta_{cp} = - r_0' \sin \psi \frac{(1 - e^{+\tau_1})}{2\tau_1}. \quad (15)$$

Из (14), (15) следует, что $\zeta_{вых} = 0$.

Таким образом, если проводимость контура на частоте сигнала равна вычисленной по формуле (13), то шум электронного потока, обусловленный радиусом циклотронного вращения электрона $r_0 = \sqrt{\xi_0^2 + \zeta_0^2}$, на выходе из резонатора будет равен нулю, так как $\xi_{вых} = \zeta_{вых} = 0$.

Проводя выкладки по аналогии с работой [3] при $\varphi = 0$, $r_0 = 0$ и используя формулы (7), (5), найдем выражение для проводимости G_e, вносимой электронным лучом в эквивалентный контур резонатора на частоте сигнала, и коэффициент усиления

$$G_e = \frac{2I_0\theta}{ad^2} \frac{(e^{+\tau_1} + e^{-\tau_1} - 2)}{\tau_1}; \quad k \approx e^{\tau_1}. \quad (16)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Adler R. Proc. JRE, **46**, 1300—1301, 1958.
2. Modulotion expander and coupler for parometric amplifiers. Патент США кл. 315—3 № 3059138 заявл. 1109.59, опубликован 16.10 62.
3. Лопухин В. М., Миценко Б. К. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 83, 1968.
4. Капица П. Л. Электроника больших мощностей. Изд-во АН СССР, 1962.

Поступила в редакцию
7.6 1968 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 621.384.61

А. Т. ПОЛУХИН

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ С МЕДЛЕННО ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ПАРАМЕТРАМИ

Известно, что влияние пространственного заряда приводит к изменению частот бетатронных колебаний. При этом особенно опасно смещение рабочей точки в область параметрического резонанса. Пересечение области параметрического резонанса только за счет изменения кулоновского сдвига рабочей точки при синхротронных колебаниях энергии в предположении постоянства плотности пучка частиц рассмотрено в работе [1]. Однако, как показано в работах [2, 3], учет непостоянства плотности в области параметрического резонанса может существенно изменить результаты. Поведение бетатронных колебаний в области параметрического резонанса при наличии потерь или накоплений частиц в камере ускорителя имеет большое значение. В настоящей работе это поведение оценивается при учете изменений плотности, энергии и тока частиц.

Для $|\sigma|$-коэффициента изменения амплитуд бетатронных колебаний относительно их начальных значений можно составить, согласно [3], канонические уравнения с гамильтонианом

$$\mathcal{H}(I, \omega) = I(\delta - |P| \sin 2\omega) - \sqrt{2I}Q, \quad I = |\sigma|^2/2, \quad (1)$$

где

$$Q = Q^*\gamma^{-3}, \quad Q^* = \pi j e / m_0 \beta c \omega^2 \nu A, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

I, ω — канонически сопряженные величины, δ — расстояние частоты бетатронных колебаний ν в отсутствие пространственного заряда и параметрического возмущения до ее полуцелого резонансного значения, $|P|$ — полуширина резонансной полосы, ω — частота обращения, A — начальная полуширина пучка, j — полный ток частиц.

Уравнение (1) учитывает совместное действие пространственного заряда и параметрического возмущения, причем они получены для постоянных δ, $|P|$, Q.