

В. П. МАРТЫНОВ, Б. М. КЛИМОВ

УСИЛИТЕЛЬ НА ЛАМПЕ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ДВОЙНОЙ ЧАСТОТЕ СИГНАЛА

Методом связанных волн проведен расчет электронно-лучевого усилителя обратной волны на частоте ω при наличии модуляции электронного пучка на частоте 2ω . Получено характеристическое уравнение для определения постоянных распространения волн в системе электронный пучок — замедляющая структура, составлены граничные условия для начальных амплитуд.

Для ряда значений параметров, характеризующих электронный пучок и замедляющую систему, вычислен коэффициент усиления.

Введение

В работах [1—3] дан расчет усиления волн пространственного заряда на частоте сигнала ω в трубке дрейфа и при наличии замедляющей системы для случая усиления типа ЛБВ, когда электронный пучок предварительно модулируется по скорости и плотности тока на частоте $\omega_n \neq \omega$. В таких усилителях источником энергии для усиливаемого сигнала является электромагнитное поле частоты ω_n . В работе [4] рассмотрен подобный усилитель волн пространственного заряда в трубке дрейфа с учетом разброса электронов по скоростям. В статьях [5—6] решается задача, когда электронный пучок, предварительно модулированный по скоростям и плотности тока на частоте ω , взаимодействует с заданным высокочастотным полем частоты 2ω . Экспериментально подобный усилитель на лампе с бегущей волной изучен в работе [7]. Воздействие модуляции пучка на двойной частоте на усиление лампы обратной волны (ЛОВ) на частоте ω обнаружено в работе [8].

В данной статье проведен расчет электронно-лучевого усилителя обратной волны, когда электронный пучок, модулированный на частоте 2ω взаимодействует с СВЧ полем обратной волны частоты ω . В результате совместного решения уравнения движения электронов, уравнений Пуассона и непрерывности, и уравнения замедляющей системы для обратной волны методом связанных волн, получено характеристическое уравнение, составлены граничные соотношения и рассчитан коэффициент усиления.

Рассматриваемый усилитель представляет интерес с точки зрения создания маломощного узкополостного усилителя с широкой перестройкой по частоте, если предварительно с помощью пассивной систе-

мы уменьшить шумы в быстрой волне пространственного заряда [9] или с помощью активной системы охладить медленную волну пространственного заряда [10].

§ 1. ВЫВОД ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Задача ставится следующим образом. Поток электронов, модулированный по скорости и плотности тока на частоте 2ω , движется в поле обратной волны, созданном замедляющей системой, к которой в точке $z=l$ (z — текущая координата, l — длина замедляющей системы) приложено усиливаемое напряжение, изменяющееся во времени с частотой ω .

Исходными являются уравнение движения электрона, уравнения непрерывности и Пуассона и уравнение замедляющей системы для обратной волны [11], которые сводятся к следующим соотношениям:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} \left(\frac{v^2}{2} \right) = \omega_q^2 \frac{u_0}{I_0} i + \eta \frac{\partial^2 V_c}{\partial z \partial t}, \quad (1)$$

$$v^2 \frac{\partial i}{\partial z} = -v \frac{\partial i}{\partial t} + i \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 V_c}{\partial z^2} - \frac{\beta^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 V_c}{\partial t^2} + \frac{K\beta}{\omega} \frac{\partial^2 i}{\partial z \partial t} = 0, \quad (3)$$

где I_0 и i — соответственно постоянная и переменная составляющие плотности конвекционного тока, u_0 и v — постоянная и переменная составляющие скорости электрона; V_c — СВЧ напряжение в линии,

$\eta = \frac{e}{m}$ — удельный заряд электрона; K — характеристическое сопротивление замедляющей системы в отсутствие пучка; $\beta = \frac{\omega}{u_0} (1 + Cb)$ —

постоянная распространения волны в линии без пучка, C — параметр Пирса [11], b — параметр, характеризующий разность скоростей электрона и волны в линии без электронного пучка; положительные значения b характеризуют волну, распространяющуюся медленнее электрона, отрицательные — быстрее электрона; ω_q — плазменная частота цилиндрического пучка, связанная с плазменной частотой бесконечно широкого пучка ω_p соотношением $\omega_q = R\omega_p$ [12], где R — коэффициент депрессии объемного заряда, зависящий от частоты, скорости электрона и радиуса пучка.

Решение уравнений (1–3) запишем в виде

$$v(z, t) = u_0 - \frac{a'\omega_q}{\omega} u_0 \frac{m}{2} \exp \left[-2j \frac{\omega}{u_0} \left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} \right) z + 2j\omega t \right] + \text{к. с.} + \\ + \frac{1}{2} v_1(z) \exp \left[-j \frac{\Gamma\omega}{u_0} \left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} \right) z + j\omega t \right] + \text{к. с.}, \quad (4)$$

$$i(z, t) = -I_0 + \frac{m}{2} I_0 \exp \left[-2j \frac{\omega}{u_0} \left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} \right) z + 2j\omega t \right] + \text{к. с.} + \\ + \frac{1}{2} i_1(z) \exp \left[-j \frac{\omega}{u_0} \left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} \right) z + j\omega t \right] + \text{к. с.}, \quad (5)$$

$$V_c(z, t) = \frac{1}{2} V_{c_1}(z) \exp \left[-j \frac{\omega}{u_0} \left(1 - \frac{a'\omega_q}{\omega} \right) z + j\omega t \right] + \text{к. с.}, \quad (6)$$

где $v_1(z)$, $i_1(z)$, $V_{c1}(z)$ — неизвестные амплитуды волн скорости электрона, плотности конвекционного тока и напряжения в линии, которые являются медленно изменяющимися функциями z ; m — параметр, характеризующий глубину модуляции пучка по плотности тока на частоте 2ω . Параметр $a' = \frac{\omega q^2}{2\omega q}$ характеризует относительную скорость распространения волн пространственного заряда на частотах ω и 2ω , a' из-

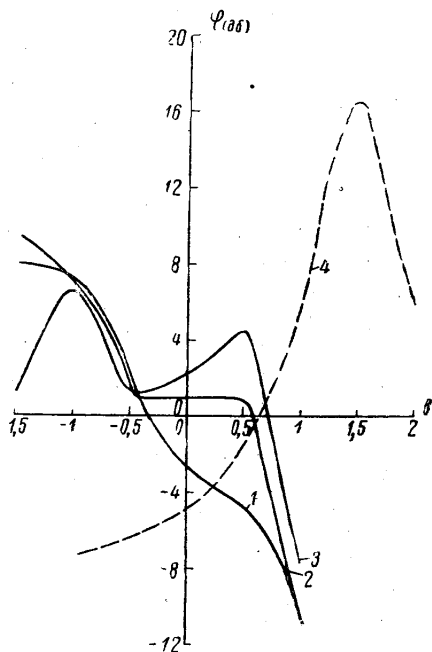


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления от параметра b для трех значений фазового угла φ при $a' = 0,7$; $\alpha_0 = 1$; $C = 0,02$; $\beta_e l = 100$; кривые: 1 — $|m| = 0,4$; $\varphi = 0$; 2 — $|m| = 0,4$; $\varphi = \frac{\pi}{2}$; 3 — $|m| = 0,4$; $\varphi = \frac{3}{2}\pi$; 4 — $|m| = 0$

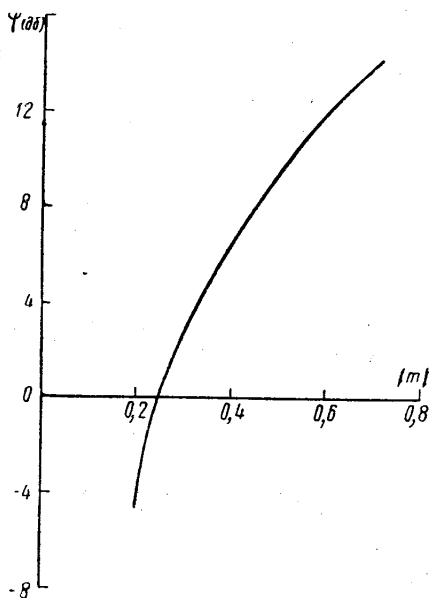


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления от глубины модуляции пучка на частоте 2ω при $a' = 0,7$; $b = -1$; $\varphi = 0$; $\alpha_0 = 1$; $\beta_e l = 100$

меняется от 1 для тонких пучков до 0,5 для пучков весьма большого сечения [1], ω_q^2 — плазменная частота цилиндрического электронного пучка на частоте 2ω .

Модуляция на двойной частоте считается большой по сравнению с модуляцией на частоте сигнала. Параметр m , характеризующий глубину модуляции, в общем случае является комплексной величиной, так как фазы волн на частотах ω и 2ω при $z = 0$ и $t = 0$ могут не совпадать.

Подставим (4—6) в уравнения (1—3). Пренебрегая слагаемыми порядка C^2 и произведениями вида $v_1 v_1$, $i_1 v_1$, $i_1 i_1$, приравняв коэффициенты при $\exp \left[-j \frac{\omega}{u_0} \left(1 - \frac{a' \omega q}{\omega} \right) z + j \omega t \right]$, получим систему шести линейных дифференциальных уравнений для определения амплитуд $v_1(z)$, $v_1^*(z)$, $i_1(z)$, $i_1^*(z)$, $V_{c1}(z)$, $V_{c1}^*(z)$:

$$\left[\frac{d}{dz} + j \frac{\omega q}{u_0} a' \right] \frac{i_1(z)}{I_0} + j \frac{\omega}{u_0} \cdot \frac{v_1(z)}{u_0} = j \beta_e \frac{m}{2} \left[\frac{v_1^*(z)}{u_0} - a' \frac{\omega q}{\omega} \cdot \frac{i_1^*(z)}{I_0} \right], \quad (7)$$

$$\left[\frac{d}{dz} + j \frac{\omega_q}{u_0} a' \right] \frac{v_1(z)}{u_0} + j \frac{\omega_q}{u_0} \cdot \frac{\omega_q}{\omega} \cdot \frac{i_1(z)}{I_0} =$$

$$= j\beta_q \frac{m}{2} a' \frac{v_1^*(z)}{u_0} + \frac{1}{2} j\beta_e \frac{V_{c_1}(z)}{V_0}, \quad (8)$$

$$\frac{dV_{c_1}(z)}{dz} + j\beta_e \left(a' \frac{\omega_q}{\omega} + bC \right) V_{c_1}(z) + \frac{1}{2} j\beta_e K i_1(z) = 0, \quad (9)$$

где $v_1^*(z)$, $i_1^*(z)$, $V_{c_1}^*(z)$ — величины, комплексносопряженные с величинами $v_1(z)$, $i_1(z)$ и $V_{c_1}(z)$; $\beta_e = \frac{\omega}{u_0}$; $\beta_q = \frac{\omega_q}{u_0}$.

Чтобы иметь полную систему уравнений, необходимо записать еще три уравнения, комплексносопряженные с уравнениями (7—9). Таким образом, будем иметь систему шести линейных дифференциальных уравнений, интегрирование которых позволяет определить распределение

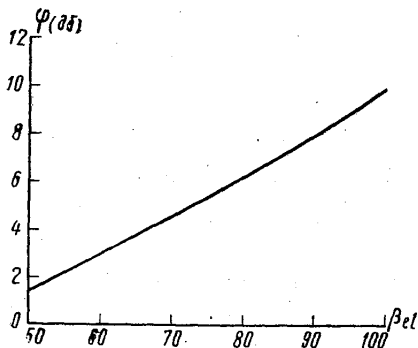


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления от длины пространства взаимодействия при $a'=0,7$; $b=-1$; $|m|=0,6$; $\varphi=0$; $a_0=1$

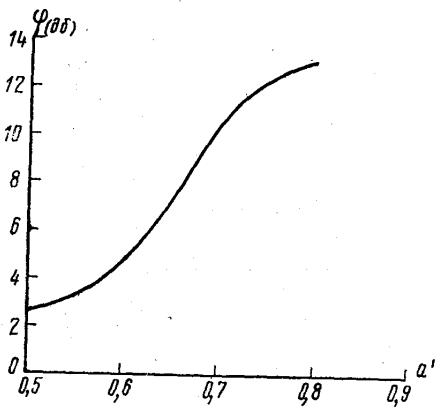


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от параметра a' при $b=-1$; $|m|=0,6$; $\varphi=0$; $a_0=1$; $\beta_e l=100$

амплитуд переменных составляющих плотности тока, скорости электрона и напряжения в линии и рассчитать коэффициент усиления прибора. Строгое решение этой задачи связано с большими математическими трудностями.

В работе для решения вышеуказанной системы уравнений используется приближенный метод связанных волн [13], позволяющий разбить систему уравнений (7—9) на две подсистемы. Введем новые переменные

$$x_1(z) = \frac{V_{c_1}(z)}{\sqrt{2K}},$$

$$\sigma_1(z) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{V_0 I_0}{\alpha_1}} \left[\frac{v_1(z)}{u_0} + \alpha_1 \frac{i_1(z)}{I_0} \right],$$

$$\rho_1(z) = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{V_0 I_0}{\alpha_1}} \left[\frac{v_1(z)}{u_0} - \alpha_1 \frac{i_1(z)}{I_0} \right], \quad (10)$$

где $\alpha_1 = \frac{\omega_q}{\omega}$; x_1 , σ_1 , ρ_1 — комплексные величины, которые связаны с потоком мощности волны в замедляющей системе и с мощностью медленной и быстрой волн пространственного заряда.

В новых переменных систему уравнений (7—9) можно записать в виде

$$\left[\frac{d}{dz} + j\beta_e (\alpha + \alpha_1) \right] \sigma_1 = j\beta_e \frac{m}{4} [(\alpha_1 - 2\alpha) \sigma_1^* + \alpha_1 \rho_1^*] - j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} x_1, \quad (11)$$

$$\left[\frac{d}{dz} + j\beta_e (\alpha - \alpha_1) \right] \rho_1 = -j\beta_e \frac{m}{4} [\alpha_1 \sigma_1^* + (\alpha_1 + 2\alpha) \rho_1^*] - j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} x_1, \quad (12)$$

$$\left[\frac{d}{dz} + j\beta_e (\alpha + bC) \right] x_1 + j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} (\rho_1 - \sigma_1) = 0, \quad (13)$$

где $\alpha = \frac{\omega q^2}{2\omega}$.

Система уравнений (7—9) и три уравнения, комплексносопряженных с первыми, позволяют рассматривать отдельно задачи об усилении только быстрых или только медленных волн пространственного заряда. Рассмотрим случай усиления на быстрой волне пространственного заряда. Предположим, что медленная волна пространственного заряда проходит пространство взаимодействия не вступая во взаимодействие с волной системы и быстрой волной пространственного заряда. Это справедливо, если фазовая скорость медленной волны пространственного заряда значительно отличается от фазовой скорости быстрой волны пространственного заряда и от фазовой скорости волны в замедляющей системе.

При таких предположениях система уравнений (11—13) разбивается на две подсистемы

$$\begin{cases} \left[\frac{d}{dz} + j\beta_e (\alpha + \alpha_1) \right] \sigma_1(z) = 0, \\ \left[\frac{d}{dz} - j\beta_e (\alpha + \alpha_1) \right] \sigma_1^*(z) = 0; \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \left[\frac{d}{dz} + j\beta_e (\alpha - \alpha_1) \right] \rho_1 = -j\beta_e \frac{m}{4} (\alpha_1 + 2\alpha) \rho_1^* - j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} x_1, \\ \left[\frac{d}{dz} - j\beta_e (\alpha - \alpha_1) \right] \rho_1^* = j\beta_e \frac{m^*}{4} (\alpha_1 + 2\alpha) \rho_1 + j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} x_1^*, \\ \left[\frac{d}{dz} + j\beta_e (\alpha + bC) \right] x_1 + j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} \rho_1 = 0, \\ \left[\frac{d}{dz} - j\beta_e (\alpha + bC) \right] x_1^* - j\beta_e \sqrt{\frac{C^3}{2\alpha_1}} \rho_1^* = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Решением подсистемы (14) будут медленные волны пространственного заряда, которые распространяются с постоянной амплитудой и с невозмущенной фазовой скоростью

$$\sigma_1(z, t) = \sigma_1(0) \exp[-j\beta_e (1 + \alpha_1) z + j\omega t]. \quad (16)$$

Решение уравнений подсистемы (15) ищем в виде медленно меняющихся с координатной функцией

$$\rho_1(z) = \rho_{10} \exp\left(\mu \frac{\omega q}{u_0} z\right), \quad x_1(z) = x_{10} \exp\left(\mu \frac{\omega q}{u_0} z\right), \quad (17)$$

где ρ_{10} , κ_{10} — начальные амплитуды быстрой волны пространственного заряда и волны напряжения в линии; μ — величина, определяемая из характеристического уравнения и характеризующая изменение постоянной распространения в результате взаимодействия волны линии с пучком.

После подстановки (17) в (15) получим систему четырех однородных алгебраических уравнений относительно ρ_{10} , ρ_{10}^* , κ_{10} и κ_{10}^* . Условием существования нетривиального решения является равенство нулю определителя Вронского. Записав определитель Вронского и приравняв его к нулю, получим характеристическое уравнение относительно μ

$$\mu^4 + A\mu^2 + B = 0, \quad (18)$$

где

$$A = 2(1 - a') \left(a' + \frac{b}{a_0} \right) + \left(2a' + \frac{b}{a_0} - 1 \right) - \frac{|m|^2}{16} (2a + 1)^2 + \frac{1}{a_0^3},$$

$$B = \left(a' + \frac{b}{a_0} \right)^2 \left[(a' - 1)^2 - \frac{|m|^2}{16} (2a' + 1)^2 \right] + \frac{1}{2a_0^3} \left[\frac{1}{2a_0^3} - 2(a' - 1) \left(a' + \frac{b}{a_0} \right) \right].$$

Параметр a_0 характеризует пространственный заряд.

$$a_0 = \sqrt{4QC}.$$

Четвертый порядок характеристического уравнения (18) показывает, что в системе замедляющая структура — электронный пучок кроме медленных волн, описываемых соотношением (16), существуют еще четыре волны, постоянные распространения которых определяются из уравнения (18).

§ 2. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Вычислив корни характеристического уравнения (18), решения системы уравнений (15) для волны напряжения в линии и быстрой волны пространственного заряда можно записать в виде

$$\begin{aligned} \rho_1(z) &= \sum_{n=1}^4 \rho_n(0) \exp\left(\mu_n \frac{\omega q}{u_0} z\right), \\ \kappa_1(z) &= \sum_{n=1}^4 \kappa_n(0) \exp\left(\mu_n \frac{\omega q}{u_0} z\right), \end{aligned} \quad (19)$$

где μ_n — корни уравнения (18), $\rho_n(0)$ и $\kappa_n(0)$ — начальные амплитуды волн при $z=0$, которые определяются из граничных условий. Специфика граничных условий для усилителя с обратной волной заключается в том, что переменные составляющие плотности тока пучка и скорости электрона заданы в точке $z=0$, а напряжение в замедляющей системе задается в сечении $z=l$, где l — длина замедляющей системы. Однако в этом случае уравнения для определения $\rho_n(0)$ и $\kappa_n(0)$ получаются весьма громоздкими.

В данной работе для упрощения граничные условия поставлены только в сечении $z=0$. Предполагая, что поток в точке $z=0$ не модулирован по плотности тока и по скорости на частоте ω и что в точ-

ке $z = 0$ напряжение в линии отлично от нуля, граничные условия можно записать в виде

$$\rho(0) = \rho^*(0) = 0, \quad \frac{x(0) \sqrt{2K}}{V_0 C^2} = 1, \quad \frac{x^*(0) \sqrt{2K}}{V_0 C^2} = 1. \quad (20)$$

Введем новую переменную, связанную с напряжением в линии

$$x(z) = \frac{x(z) \sqrt{2K}}{V_0 C^2}.$$

Проделив несложные математические преобразования, из (15), (19), (20) получим следующую систему уравнений для определения начальных амплитуд $x_n(0)$:

$$\sum_{n=1}^4 x_n(0) = 1,$$

$$\sum_{n=1}^4 \left[\mu_n + j \left(a' + \frac{b}{a_0} \right) \right] x_n(0) = 0,$$

$$\sum_{n=1}^4 \left[\mu_n^2 + j \mu_n \left(2a' + \frac{b}{a_0} - 1 \right) - \left(a'^2 + a' \frac{b}{a_0} - a' - \frac{b}{a_0} - \frac{1}{2a_0^3} \right) \right] \times \quad (21)$$

$$\times x_n(0) = 0,$$

$$\sum_{n=1}^4 \frac{\frac{m^*}{4} \left(a' + \frac{b}{a_0} + 2a'^2 + 2a' \frac{b}{a_0} - j \mu_n (1 + 2a') \right)}{\mu_n^2 - j \mu_n \left(2a' + \frac{b}{a_0} - 1 \right) - \left(a'^2 + a' \frac{b}{a_0} - a' - \frac{b}{a_0} - \frac{1}{2a_0^3} \right)} \times$$

$$\times x_n(0) = 1.$$

Решив систему (21), можно определить величину напряжения в линии в сечении $z = l$ и рассчитать коэффициент усиления по напряжению

$$\varphi = 20 \lg \frac{|x(0)|}{|x(l)|} = 20 \lg \frac{1}{\left| \sum_{n=1}^4 x_n(0) \exp(\mu_n \alpha_1 \beta_e l) \right|}. \quad (22)$$

§ 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ И ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

Характеристическое уравнение (18) и система (21) были решены для 30 различных вариантов параметров, характеризующих электронный поток и замедляющую систему $a_0, a', b, C, \beta_e l, |m|$ и φ . Почти во всех рассмотренных вариантах корни уравнения (18) были мнимыми, что говорит об отсутствии нарастающих волн в системе и об интерференционном характере усиления. В тех случаях, когда корни получались комплексными, то есть имели место нарастающие и затухающие волны, усиление получается близким к нулю. Результаты численного расчета коэффициента усиления показаны на рис. 1—4. На рис. 1 показана зависимость коэффициента усиления от параметра b , характеризующего

относительную скорость распространения волн напряжения в холодной системе и электронов пучка, для различных значений угла φ при глубине модуляции пучка на частоте 2ω $|m| = 0,4$. Пунктиром показана зависимость коэффициента усиления от b для ЛОВ-усилителя при отсутствии модуляции, кривая рассчитана по формулам работы [4]. Анализируя кривые, видим, что область усиления перемещается в область отрицательного b , где скорость волны напряжения в линии больше скорости электрона u_0 . Усиление сильно зависит от фазового угла между волной частоты 2ω и волной усиливаемого сигнала φ . Как видно на рис. 1, оптимальный коэффициент усиления для $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ получается

при $b = -1,5$, для $\varphi = \frac{3}{2}\pi$ максимальный коэффициент усиления

при $b = -1$. При $\varphi = \frac{3}{2}\pi$ кривая усиления имеет двугорбый характер, при $b = -0,5$ усиление падает до 1 дБ, в этом случае корни уравнения (18) комплексны.

На рис. 2 дана зависимость коэффициента усиления от глубины модуляции пучка на частоте 2ω . Кривая показывает, что для каждого ряда фиксированных значений параметров, характеризующих электронный пучок и замедляющую систему, существует критическое значение параметра $|m|$, ниже которого усиления нет.

Кривая рис. 3 показывает зависимость коэффициента усиления от $\beta_e l$, при фиксированной частоте ω и скорости электронов u_0 , то есть от длины пространства взаимодействия. Если в этом случае оценить пусковую длину замедляющей системы для ЛОВ-усилителя при отсутствии модуляции пучка на частоте 2ω , то величина $(l/l_{\text{пуск}})$ изменяется в интервале от 0,5 до 0,9.

На рис. 4 представлена зависимость усиления от параметра a' , характеризующего разброс скоростей электронных волн на частотах ω и 2ω . Усиление возрастает с увеличением a' .

Заключение

Примененный для решения задачи метод связанных волн позволяет, не прибегая к электронно-вычислительным машинам, определить постоянные распространения волн в ЛОВ-усилителе при наличии модуляции пучка на удвоенной частоте усиливаемого сигнала 2ω , получить распределение вдоль пространства взаимодействия амплитуд волн скорости электрона, плотности конвекционного тока и напряжения в замедляющей системе и рассчитать коэффициент усиления прибора.

Как показывают результаты численного расчета, коэффициент усиления сильно зависит от глубины модуляции пучка на частоте 2ω и от фазового угла между волной усиливаемого сигнала частоты ω и волной частоты 2ω .

Усиление смещается в область отрицательных значений параметра b , где в ЛОВ-усилителе при отсутствии модуляции электронного потока на частоте 2ω имеет место ослабление приложенного к замедляющей системе сигнала частоты ω . В области положительных значений b дополнительная модуляция пучка на частоте 2ω приводит к ослаблению усиливаемого сигнала.

Оптимальное усиление, как и в случае обычного ЛОВ-усилителя, получается при таких значениях параметров, характеризующих пучок и замедляющую систему, когда корни характеристического уравнения

являются чисто мнимыми и в системе отсутствуют нарастающие волны.

В этом случае усиление носит интерференционный характер.

Аторы выражают благодарность доценту В. М. Лопухину за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lonisell W. H., Quate G. F. Proc. IRE, 46, 4, 707, 1958.
2. Lonisell W. H. J., Electronics J. and Control, 1, 1, 1959.
3. Lonisell W. H., Cook J. S. Proc. IRE, 47, 11, 2016, 1959.
4. Лопухин В. М., Мартынов В. П. Учет разброса скоростей электронов в параметрическом усилителе волн пространственного заряда. «Радиотехника и электроника», 5, 10, 1960.
5. Wade G., Adler R. PIRE, 47, No. 1, 79—80, 1959.
6. Куцова Н. Т., Мартынов В. П. Расчет параметрического усилителя на электронном пучке при заданном поле накачки. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрономии, № 1, 1961.
7. Акулина Д. К., Ахманов С. А., Гвоздовер С. Д., Горшков А. С., Трофименко И. Т. Параметрические явления в волновых системах с длинными потоками электронов. «Радиотехника и электроника», 5, 10, 1960.
8. Лопухин В. М., Чаркин Б. Д., Зевеке Н. Г. Экспериментальное обнаружение параметрического усилителя на лампе обратной волны. «Радиотехника и электроника», 4, 1959.
9. Gould W. Proc. IRE, 3, 1959.
10. Forster D. C. IRE—wescon convent. Rec., 4, 90—95, 1960.
11. Пирс. Лампа с бегущей волной. «Советское радио», 1957.
12. Branch I. M., Mihran T. G. IRE, Trans., ED-2, 3—11, 1955.
13. Pierce I. R. J. Appl. Phys., 25, 2, 179—183, 1954.
14. Jonson H. R. Proc. IRE, 43, 6, 684, 1955.

Поступила в редакцию
16. 10 1961 г.

Кафедра
радиотехники