

Исследование усиления в полосах пропускания и запираения замедляющих систем мощных ламп бегущей волны

Ключевые слова: замедляющая система, электронный пучок, лампа бегущей волны, полоса запираения, полоса пропускания, взаимодействие.

Назарова М.В., доцент кафедры Радиозлектроника, МТУСИ

Солнцев В.А., профессор кафедры Радиозлектроника, МТУСИ

Калтунов Р.П., ассистент кафедры Радиозлектроника, МТУСИ

Шобанов Д.С., студент кафедры Радиозлектроника, МТУСИ

Введение

Лампы с бегущей волной (ЛБВ) средней и большой мощности являются важнейшим компонентом различных радиосистем связи, радиолокации, радиозлектронной борьбы и др. ЛБВ со спиральными замедляющими системами (ЗС) позволяют получить выходные мощности до сотен ватт в очень широкой полосе усиливаемых частот - до октавы и более. ЛБВ с резонаторными ЗС типа цепочки связанных резонаторов (ЦСР) или встречных штырей имеют выходные мощности до нескольких киловатт, но меньшую полосу усиления - до 10%. Поэтому проблема расширения полосы усиления мощных ЛБВ постоянно привлекает внимание разработчиков и исследователей этих приборов. Для ее решения используются различные конструктивные, технологические, теоретические методы, разрабатываются новые физические принципы создания широкополосных ЗС с хорошим теплоотводом, для сочетания большой полосы усиления и высокой мощности в одном приборе. Резонаторные цельнометаллические ЗС типа ЦСР или встречных штырей являются по существу фильтрами СВЧ, обладающими полосами пропускания и запираения частот. Поэтому в многосекционных мощных ЛБВ для увеличения полосы частот, коэффициента усиления и других параметров применяют сочетания прозрачных секций ЗС, работающих в полосе пропускания рабочих частот, с заградительными секциями, работающими в полосе запираения рабочих частот.

Разработка теории взаимодействия электронных потоков с электромагнитными волнами в таких ЗС и основанных на ней методов моделирования и проектирования мощных ЛБВ встречает определенные трудности, связанные с запираением ЗС на границах полос пропускания. При этом поток энергии электромагнитной волны обращается в ноль, а сопротивление связи, характеризующее эффективность взаимодействия волны и электронов, стремится к бесконечности, что в свою очередь приводит к появлению особенностей в уравнениях модели взаимодействия волны и электронов в ЛБВ. Для преодоления возникающих трудностей в литературе предлагаются различные модификации уравнения возбуждения ЗС ВЧ током пучка. Ряд соответствующих работ указан в литературе к статьям [1,2]. Наиболее строгим является использование разностного уравнения возбуждения, полученного в [3] из общей теории возбуждения волноводов, и входящего в это уравнение локального импеданса связи. В отличие от теории Пирса [4], где сопротивление связи характеризует

В рамках развитой линейной теории дискретного электронно-волнового взаимодействия в полосах пропускания и запираения резонаторных замедляющих систем (ЗС), найдены постоянные распространения 4-х электронных волн, образующихся при взаимодействии электронного потока с прямой и встречной электромагнитными волнами ЗС. Проведен анализ полученных решений, позволивший установить особенности характеристик этих волн по сравнению с известными свойствами электронных волн в "гладких", например спиральных ЗС. На основе решения краевой задачи для отрезков ЗС проведено моделирование и найдено усиление многосекционной ЛБВ с прозрачными и заградительными секциями ЗС, а также получено распределение полей и токов вдоль заградительной секции.

взаимодействие электронов с одной собственной волной ЗС через одну синхронную с пучком пространственную гармонику этой волны, локальный импеданс связи характеризует взаимодействие электронов с полным полем двух - прямой и встречной - волн ЗС в зазорах взаимодействия и не обращается в бесконечность на частотах отсечки [5-7]. Это позволяет рассмотреть процессы при переходе из полосы пропускания в полосу запираения, в том числе переход от черенковского механизма взаимодействия в лампе с бегущей волной к клистронному механизму [1].

Исходные уравнения линейного дискретного электронно-волнового взаимодействия

Исходными являются уравнения линейного дискретного электронно-волнового взаимодействия, приведенные в [1]. Рассмотрим прямолинейный электронный поток в секции ЗС с Q зазорами взаимодействия, расположенными периодически с шагом L (рис. 1). Ограничиваясь одномерной моделью, используем известное линейное уравнение [1,8] для ВЧ тока пучка J

$$\frac{d^2 J}{dz^2} - 2ih_e \frac{dJ}{dz} + (\Gamma h_p^2 - h_e^2) J = -ih_p^2 S \omega \varepsilon_0 \bar{E}, \quad (1)$$

где $h_e = \omega / v_e$ - электронное волновое число; $h_p = \omega_p / v_e$ - плазменное волновое число, z - продольная координата, ω - круговая частота, S - эффективная площадь поперечного сечения пучка; Γ - коэффициент депрессии продольного поля пространственного заряда на частоте ω , определяемый известными соотношениями [8], $\omega_p = \left(\frac{e J_0}{\varepsilon_0 m v_e S} \right)^{1/2}$ - плазменная частота без учета депрессии продольного поля пространственного заряда, т.е. при $\Gamma=1$; эффективная площадь поперечного сечения электронного пучка определяется соотношением

$$S = \frac{1}{\int_{S_e} \psi^2(x, y) dS}, \quad J_0 = \frac{S}{S_e} J_e - \text{его эффективный постоянный ток, } \varepsilon_0 - \text{диэлектрическая постоянная вакуума, } \bar{E}(z) - \text{сумма продольных составляющих электрического поля прямой и встречной волн, усредненная по сечению пучка [1]}$$

Эффективный постоянный ток, ε_0 - диэлектрическая постоянная вакуума, $\bar{E}(z)$ - сумма продольных составляющих электрического поля прямой и встречной волн, усредненная по сечению пучка [1]

$$\bar{E}(z) = C_s^0(z) \bar{e}_s(z) \exp(ih_s z) + C_{-s}^0(z) \bar{e}_{-s}(z) \exp(-ih_s z). \quad (2)$$

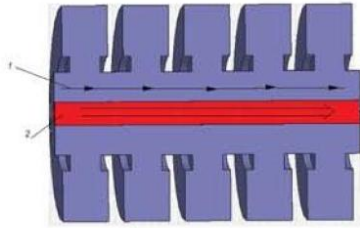


Рис 1. Схема замедляющей системы типа диафрагмированный волновод, где 1 – направление движения электромагнитной волны, 2 – электронный поток.

В выражении (2) $C_{\pm s}^0(z)$ – безразмерные коэффициенты возбуждения (амплитуды волн), определяемые уравнениями [7, 8]:

$$\frac{dC_{\pm s}^0}{dz} = \mp \frac{R_s^0}{2} J(z) \bar{e}_{\mp s}(z) \exp(\mp ih_s z), \quad (3)$$

где

$$\bar{e}_{\pm s}(z) = \int_{S_e} \psi(x, y) e_{\pm s, z}(x, y, z) dS$$

– усредненные по сечению пучка функции распределения продольного электрического поля прямой и встречной волн;

$$R_s^0 = - \frac{2E_s^0 E_{-s}^0}{N_s}$$

– удельное сопротивление связи в точке (x^0, y^0, z^0) ; $\psi(x, y)$ – функция распределения плотности ВЧ-тока в поперечном сечении пучка; N_s – норма волны; $E_{\pm s}^0$ – амплитуда выбранной компоненты поля в точке (x^0, y^0, z^0) , где функция распределения этой компоненты равна единице.

При дискретном взаимодействии электронов с полем периодической ЗС, как правило, можно пренебречь изменением фазы поля в пространстве взаимодействия в пределах одного периода (шага) системы вдоль оси ЗС, т.е. в пределах зазора взаимодействия. Это очевидно при достаточно малой ширине зазора взаимодействия и при взаимодействии на частотах вне полосы пропускания замедляющей системы, когда фаза поля либо одинакова во всем объеме системы, либо скачком меняется на π от зазора к зазору.

Проведенный в [5] анализ показал, что поле (2) на q-м шаге $z_q^- \leq z \leq z_q^+$ можно представить в виде

$$\bar{E}_q(z) = \bar{e}_q(z) \cdot E_q, \quad (4)$$

где $\bar{e}_q(z) = \bar{e}_{\pm s}(z) \exp[ih_{\pm s}(z - z_q)]$ – усредненная по сечению пучка вещественная функция распределения поля, одинаковая для прямой и встречной волн.

Для плоских зазоров взаимодействия ширины d_q имеем $\bar{e}_q(z) \equiv 1$ внутри зазора и $\bar{e}_q(z) \equiv 0$ вне зазора. Для непрерывных функций $\bar{e}_q(z)$ можно ввести эквивалентный плоский зазор ширины d_q . Ее можно определить, полагая напряженность поля в середине эквивалентного плоского зазора равной E_q и вводя напряжение на эквивалентном зазоре U_q .

$$d_q = - \frac{U_q}{E_q} = - \frac{E_q \int_{z_q^-}^{z_q^+} \bar{e}_q(z) dz}{E_q \int_{z_q^-}^{z_q^+} \bar{e}_q(z) dz}. \quad (5)$$

Наведенный ток на q-м шаге задается выражением

$$J_q = \frac{1}{d_q} \int_{z_q^-}^{z_q^+} J(z) \bar{e}_q(z) dz. \quad (6)$$

Для периодических систем с периодом L и одинаковыми эквивалентными зазорами взаимодействия ширины d имеем конечно-разностное уравнение возбуждения [3, 5]:

$$\Delta^2 E_q + 2E_q(1 - \cos \varphi_s) = -iR_s^0 \sin \varphi_s J_q d, \quad (7)$$

где $\Delta^2 \hat{A}_q = E_{q+1} - 2\hat{A}_q + \hat{A}_{q-1}$ – конечная разность второго порядка, $\varphi_s = h_s L$. Это уравнение можно переписать относительно напряжений $U_q = -E_q d$ на эквивалентных зазорах

$$\Delta^2 U_q + 2U_q(1 - \cos \varphi_s) = iZ_s J_q, \quad (8)$$

где $Z_s = R_s^0 d^2 \sin \varphi_s$ – локальный импеданс связи, учитывающий сразу прямую и встречную волны. Важно, что он не обращается в бесконечность на границах полосы прозрачности замедляющей системы и является непрерывной функцией при переходе из одной полосы в другую [5, 7].

Эквивалентная ширина зазора взаимодействия d согласно (3), (5) зависит от распределения поля и плотности ВЧ-тока по сечению пучка. Поэтому в рассматриваемой одномерной модели взаимодействия целесообразно ввести усредненное

удельное сопротивление связи $R_s = R_s^0 \left(\frac{d}{L}\right)^2$ и предста-

вить Z_s в виде: $Z_s = R_s L^2 \sin \varphi_s$.

Такое усреднение аналогично усреднению сопротивления связи по сечению электронного пучка для непрерывного взаимодействия в ЛБВ с гладкими, например спиральными ЗС [8]. Нетрудно получить соотношение для локального импеданса связи и сопротивления связи:

$$K_{s,m} = Z_s \frac{|e_{s,m}|^2}{\varphi_{s,m}^2 |\sin \varphi_{s,m}|}, \quad (9)$$

где $e_{s,m}$, $\varphi_{s,m}$ – безразмерные амплитуды и фазы пространственных гармоник.

Конечно-разностное уравнение возбуждения вида (8) получается также при представлении периодической ЗС цепочкой идентичных четырехполосников, каждый из которых описывает один период ЗС (рис. 2). В этом случае локальный импеданс связи и сдвиг фазы поля на период ЗС определяются элементами матрицы передачи четырехполосника [2,7].

$$Z_s = iA_{12}, \quad \cos \varphi_s = \frac{1}{2}(A_{11} + A_{22}). \quad (10)$$

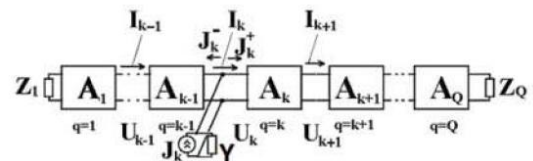


Рис. 2. Секция периодической ЗС представленная в виде цепочки четырехполосников

Уравнения (1), (6), (7) или (8) представляют самосогласованную систему уравнений, описывающую линейное дискретное электронно-волновое взаимодействие в полосах пропускания и непропускания ЗС.

Безразмерные переменные

Для сокращения числа входящих в уравнения (1),(6),(7) параметров, целесообразно ввести безразмерные переменные в соответствии с общепринятыми в теории ЛБВ, используя обозначения[8]: $\zeta = \varepsilon h_e z$ – безразмерная координата; ε – параметр, который в общем случае может выбираться произвольно, например, как параметр усиления S в ЛБВ или отношение плазменной частоты к рабочей частоте;

$$\sigma^2 = \Gamma \left(\frac{\omega p}{\varepsilon \omega} \right)^2 = 4QC - \text{параметр пространственного заряда.}$$

Безразмерное поле F определим соотношением

$$F = \frac{e}{m\omega v_e \varepsilon^2} \bar{E} \exp(-i \frac{\zeta}{\varepsilon}) = -\frac{\bar{E}}{2h_e U_e \varepsilon^2} \exp(-ih_e z), \tag{11}$$

где e, m – заряд и масса электрона, v_e – начальная скорость электронов.

ВЧ ток пучка $J(z)$ записывается через его безразмерную амплитуду $I(\zeta)$ в виде

$$J(z) = J_0 I(\zeta) \exp(ih_e z). \tag{12}$$

В результате из (1), (11), (12) получаем уравнение для амплитуды безразмерного ВЧ-тока

$$\frac{d^2 I}{d\zeta^2} + \sigma^2 I = -iF, \tag{13}$$

которое можно записать в виде системы двух уравнений для безразмерных амплитуд ВЧ тока I и ВЧ скорости электронов V :

$$\frac{dI}{d\zeta} = -iV; \quad \frac{dV}{d\zeta} = -i\sigma^2 + F. \tag{14}$$

Преобразуем теперь разностное уравнение возбуждения периодической ЗС (8), вводя безразмерную амплитуду поля в зазоре F_q , усредненную на периоде L ,

$$F_q = \frac{d}{L} F_q^m = \frac{1}{2h_e \varepsilon^2 L U_e} \exp(-ih_e z_q). \tag{15}$$

Учитывая, что $\Delta^2 U_q = U_{q+1} - 2U_q + U_{q-1}$ и $z_{q\pm 1} = z_q \pm L$, из (8) и (15) получим разностное уравнение для безразмерного поля в зазорах

$$F_{q+1} \exp(i\varphi_e) + F_{q-1} \exp(-i\varphi_e) - 2F_q \cos \varphi_e = -i\bar{Z}_s \bar{I}_q, \tag{16}$$

где $\bar{Z}_s = Z_s \frac{eJ_0}{m\omega v_e \varepsilon^2 L} = \frac{Z_s |J_0|}{U_e 2\varphi_e \varepsilon^2}$ – нормированный локальный импеданс связи, $\varphi_e = h_e L$ – ВЧ угол пролета электронами периода ЗС L , \bar{I}_q – безразмерный наведенный в q -м зазоре ток, т.е. $J_q = J_0 \bar{I}_q \exp(ih_e z_q)$.

Выражение для \bar{Z}_s можно упростить, выбирая нормирующий параметр ε . Введем параметр ε подобно тому, как в ЛБВ [8], соотношением

$$\varepsilon^3 = \frac{eJ_0}{2m\omega^2} \frac{Z_s}{h_e L^3} = \frac{Z_s (-J_0)}{4U_e (h_e L)^3}, \tag{17}$$

где $U_e = -\frac{mv_e^2}{2e} > 0, -J_0 > 0$, так как $e < 0$.

Тогда

$$\bar{Z}_s = 2\varepsilon (h_e L)^2. \tag{18}$$

Введенный с помощью (17) параметр ε аналогичен параметру усиления S для ЛБВ, но несколько от него отличается.

Будем рассматривать эквивалентные плоские зазоры, так что в пределах зазора имеем при $z_q^- < z < z_q^+$

$$\bar{E} \equiv E_q = -\frac{U_q}{d}. \text{ В этом случае уравнения (14) имеют ана-$$

литические решения. Получим в пределах q -го зазора при $\zeta_q^- \leq \zeta \leq \zeta_q^+ + \varepsilon h_e d = \zeta_q^+$

$$I(\zeta) = I(\zeta_q^-) \cos \sigma(\zeta - \zeta_q^-) - iV(\zeta_q^-) \frac{1}{\sigma} \sin \sigma(\zeta - \zeta_q^-) + iF_q^m \exp(-i \frac{\zeta - \zeta_q^-}{\varepsilon}) \times \times \frac{\varepsilon^2}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} \left\{ 1 + \exp(i \frac{\zeta - \zeta_q^-}{\varepsilon}) \left[i \frac{\sin \sigma(\zeta - \zeta_q^-)}{\varepsilon \sigma} - \cos \sigma(\zeta - \zeta_q^-) \right] \right\},$$

$$V(\zeta) = -iI(\zeta_q^-) \sigma \sin \sigma(\zeta - \zeta_q^-) + V(\zeta_q^-) \cos \sigma(\zeta - \zeta_q^-) + F_q^m \exp(-i \frac{\zeta - \zeta_q^-}{\varepsilon}) \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} \times \times \left\{ 1 - \exp(i \frac{\zeta - \zeta_q^-}{\varepsilon}) \left[\cos \sigma(\zeta - \zeta_q^-) - i\varepsilon \sigma \sin \sigma(\zeta - \zeta_q^-) \right] \right\}, \tag{19}$$

где

$$F_q^m = -\frac{E_q \exp(-ih_e z_q)}{2h_e U_e \varepsilon^2} \tag{20}$$

– нормированная амплитуда поля в зазоре.

Входящий в уравнения возбуждения безразмерный наведенный в q -м зазоре ток $\bar{I}_q = \frac{J_q}{J_0} \exp(-ih_e z_q)$ получается при подстановке в интеграл (6) конвекционного тока пучка (12) и полученных для него в линейном приближении выражений (19). Для простоты при вычислении наведенного тока пренебрежем в пределах зазора влиянием сил пространственного заряда.

Тогда как показано в [1] можно получить:

$$\bar{I}_q = I(\zeta_q^-) M - V(\zeta_q^-) \varepsilon \left[\exp(i \frac{\theta}{2}) - M \right] + F_q^m \varepsilon^2 \theta [Y_1(\theta) - iY_2(\theta)] \tag{21}$$

где $\theta = h_e d$ – угол пролета электронов в эквивалентном плоском зазоре взаимодействия ширины d , $M = \sin \frac{\theta}{2} / \frac{\theta}{2}$,

$$Y_1(\theta) = \frac{2(1 - \cos \theta) - \theta \sin \theta}{\theta^2}, \tag{22}$$

$$Y_2(\theta) = \frac{2 \sin \theta - \theta(1 + \cos \theta)}{\theta^2}$$

– нормированные на $J_0 / (2U_e)$ безразмерные активная и реактивная составляющие электронной проводимости зазора взаимодействия. В (21) первое слагаемое определяет вклад в наведенный ток модуляции электронного пучка по току в начале зазора, второе слагаемое – его модуляции по скорости, определяющей дополнительную подгруппировку в пределах зазора, третье слагаемое – вклад в наведенный ток за счет группировки пучка в зазоре под действием поля F_q^m .

Соотношения (19), (21), (22) позволяют рассчитать значения тока, скорости и поля в начале (q+1)-го шага структуры ζ_{q+1}^- по их значениям в начале q-го шага ζ_q^- , а также поля F_{q+1} в (q-1)-м зазоре. При этом, считая, что q-му зазору соответствует $\zeta_q^- \leq \zeta \leq \zeta_q^+ = \zeta_q^- + \varepsilon h_e d$, а q-му пространству дрейфа $\zeta_q^+ \leq \zeta \leq \zeta_{q+1}^-$, следует применять для пересчета тока и скорости от начала к концу q-го зазора полные соотношения (19), а в q-м пространстве дрейфа соотношения (19) при $F_q^m = 0$. Такая рекуррентная схема расчета позволяет найти распределение поля, тока и скорости электронов вдоль структуры без выделения отдельных волн и решения соответствующих характеристических уравнений, что использовалось в работе [1].

Для периодической ЗС при учете прямой и встречной волн уравнение возбуждения имеет вид (16).

В общем случае согласно (16),(19) имеем следующие рекуррентные соотношения на одном периоде ЗС

$$I_{q+1} = I_q \cos \theta_q - i V_q \frac{1}{\sigma} \sin \theta_q + \frac{L}{d} F_q \frac{i \varepsilon^2}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} \times \left[\left(\exp(-i\theta) + i \frac{\sin \theta_d}{\varepsilon \sigma} - \cos \theta_d \right) \cos \theta_q' - i \left(\exp(-i\theta) - \cos \theta_d + i \varepsilon \sigma \sin \theta_d \right) \frac{1}{\varepsilon \sigma} \sin \theta_q' \right], \quad (23)$$

$$V_{q+1} = -I_q \sigma \sin \theta_q + V_q \cos \theta_q + \frac{L}{d} F_q \frac{-\varepsilon}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} \times \left[\left(\exp(-i\theta) + i \frac{\sin \theta_d}{\varepsilon \sigma} - \cos \theta_d \right) \varepsilon \sigma \sin \theta_q' - i \left(\exp(-i\theta) - \cos \theta_d + i \varepsilon \sigma \sin \theta_d \right) \cos \theta_q' \right], \quad (24)$$

$$F_{q+1} \exp(i\varphi_e) = 2F_q \cos \varphi_s - F_{q-1} \exp(-i\varphi_e) - i \bar{Z}_s \bar{I}_q, \quad (25)$$

где наведенный в q-м зазоре ток \bar{I}_q определяется выражением (23), а величины $\theta_q = \varepsilon \sigma \varphi_q = \frac{\omega q}{v_e} L_q = 2\pi \frac{L_q}{\lambda_q}$ и

$\theta_d = \varepsilon \sigma \theta = \frac{\omega d}{v_e} = 2\pi \frac{L_q}{d}$ представляют соответственно угол пролета q-го шага и зазора в плазменных длинах волн, $\theta_q' = \theta_q - \theta_d$ – аналогичный угол пролета q-го пространства дрейфа.

Электронные волны

Для периодических ЗС решение (23-25), можно искать в виде электронных волн – собственных волн ЗС с электронным пучком, отыскивая комплексный сдвиг фазы ψ_i тока, скорости электронов и поля на шаг в каждой i-ой волне, из условий

$$I_{q+1,i} = I_{q,i} \exp(i\psi_i),$$

$$V_{q+1,i} = V_{q,i} \exp(i\psi_i), \quad (26)$$

$$F_{q+1,i} = F_{q,i} \exp(i\psi_i)$$

При этом получается характеристическое уравнение 4-го порядка, так как уравнение возбуждения (25) связывает F_{q+1} не только с F_q , но и F_{q-1} . Это можно видеть проще всего, вводя формально переменную $G_q = F_{q-1}$, что приводит к соотношению $G_{q+1} = F_q$, дополняющему (23-25). Физически это соответствует наличию 4-х электронных волн в периодических ЗС с электронным пучком, которые исследовались в [9, 10] методом эквивалентных схем. Здесь рассматривается прямое решение задачи с помощью соотношений (23-25), введенных на основе строгой разностной теории возбуждения периодических волноводов и включающих электродинамические параметры, описывающие дискретное электронно-волновое взаимодействие в периодических ЗС.

Соотношения (23-25) удобно записать в матричном виде

$$I_{q+1} = a_{11} I_q + a_{12} V_q + a_{13} F_q,$$

$$V_{q+1} = a_{21} I_q + a_{22} V_q + a_{23} F_q, \quad (27)$$

$$F_{q+1} = a_{31} I_q + a_{32} V_q + a_{33} F_q + a_{34} F_{q-1},$$

где коэффициенты a_{ij} нетрудно получить из (23-25), (21).

В итоге получим следующие выражения для коэффициентов матрицы:

$$a_{11} = \cos(\theta_q); \quad a_{12} = -i \frac{\sin(\theta_q)}{\sigma};$$

$$a_{13} = i \frac{L}{d} \frac{\varepsilon^2}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} [(e^{-i\theta} - \cos(\theta_d) + i \frac{\sin(\theta_d)}{\varepsilon \sigma}) \cos(\theta_q - \theta_d) + (e^{-i\theta} - \cos(\theta_d) + i \varepsilon \sigma \sin(\theta_d)) \frac{i}{\varepsilon \sigma} \sin(\theta_q - \theta_d)];$$

$$a_{21} = -i \sigma \sin(\theta_q); \quad a_{22} = \cos(\theta_q);$$

$$a_{23} = \frac{L}{d} \frac{\varepsilon^2 \sigma}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} [(e^{-i\theta} - \cos(\theta_d) + i \frac{\sin(\theta_d)}{\varepsilon \sigma}) \sin(\theta_q - \theta_d) + i \frac{L}{d} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon^2 \sigma^2} (e^{-i\theta} - \cos(\theta_d) + i \varepsilon \sigma \sin(\theta_d)) \cos(\theta_q - \theta_d)];$$

$$a_{31} = -2i \varepsilon M \varphi_e^2 e^{-i\varphi_e}; \quad a_{32} = 2i (\varepsilon \varphi_e)^2 (e^{\frac{i}{2} - M}) e^{-i\varphi_e};$$

$$a_{33} = 2[\cos(\varphi_s) - i(\varepsilon \varphi_e)^3 (Y_1 - iY_2)] e^{-i\varphi_e};$$

$$a_{34} = -e^{-2i\varphi_e};$$

Собственные значения матрицы $\lambda_j = \exp(i\psi_j)$ (j=1,2,3,4) вычислялись стандартными методами в системе MathCAD.

По ним находились значения нормированных постоянных распространения, используемых при расчете усиления и скорости электронных волн в ЛБВ:

$$\eta_i = i \delta_j^* = -y_j + ix_j = \frac{\psi_j}{\varepsilon \varphi_e}. \quad (29)$$

При расчетах постоянных распространения главное внимание обращалось на отличия в их свойствах для периодических ЗС по сравнению с «гладкими» ЗС. Поэтому рассматривался наиболее простой случай кинематического приближения без учета пространственного заряда ($\sigma^2 \rightarrow 0$) и узких зазоров взаимодействия ($\theta \rightarrow 0$; $(d/L) \rightarrow 0$). При этом для a_{ij} можно использовать выражения (28), полагая в них

соответствующие параметры достаточно малы, либо перейти в (28) к пределу, что дает:

$$\begin{aligned} a_{11} &= 1, \quad a_{12} = -i\varepsilon\varphi_e, \quad a_{13} = -(\varepsilon\varphi_e)^2, \\ a_{21} &= 0, \quad a_{22} = 1, \\ a_{23} &= -i\varepsilon\varphi_e, \quad a_{31} = -2i\varepsilon\varphi_e^2 \cdot e^{-i\varphi_e} \cdot \delta, \\ a_{32} &= 0, \quad a_{33} = 2\delta \cdot \cos \varphi_s \cdot e^{-i\varphi_e}, \\ a_{34} &= -e^{-2i\varphi_e}, \end{aligned} \quad (30)$$

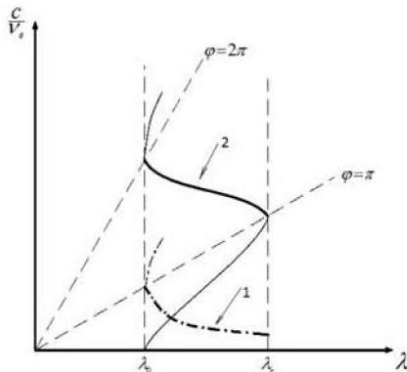


Рис. 3. Дисперсионные характеристики для: (1) спиральной ЗС (φ_0) и (2) цепочки связанных резонаторов (φ_1) в полосе пропускания

Результаты в обоих вариантах расчетов получаются одинаковыми. В (30) $0 \leq \varphi_s \leq \pi$ для прямой ЗС, $\pi \leq \varphi_s \leq 2\pi$, что соответствует первой пространственной гармонике поля ЗС (рис. 3).

На рис. 4 приведены результаты расчетов постоянных распространения 4-х волн для прямой ЗС. Они показывают следующее. При $\varphi_s \rightarrow 0$, т.е. при переходе к гладким, например спиральным ЗС, при $\varepsilon = 0.01$, и изменении параметра несинхронности электронов и замедленной волны

$$\xi = b = \frac{\varphi_s - \varphi_e}{\varepsilon\varphi_e}$$

величины x, y точно совпадают с известными, полученными в классической теории ЛБВ.

С ростом φ_0 проявляется влияние встречной волны, приводящее к небольшому изменению постоянных распространения уже в центре полосы пропускания ЗС при $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$.

Дальнейшее приближение фазы к точке отсечки $\varphi_0 = \pi$ приводит к существенному изменению постоянных распространения электронных волн из-за взаимодействия электронов с пространственной гармоникой встречной волны ЗС. За точкой отсечки имеется реактивное затухание в ЗС, так что $\varphi_0 = \pi + i \cdot \text{Im}(\varphi_0)$, однако усиление одной из электронных волн сохраняется, полоса усиления расширяется.

Величина этого расширения полосы зависит от параметров взаимодействия и может быть вычислена из полученного характеристического уравнения для каждого конкретного случая. Аналогичные результаты получаются при использовании в качестве рабочей 1-й пространственной гармоники в цепочках связанных резонаторов и подобных им петляющих ЗС, где $\varphi_1 = \varphi_0 + \pi$.

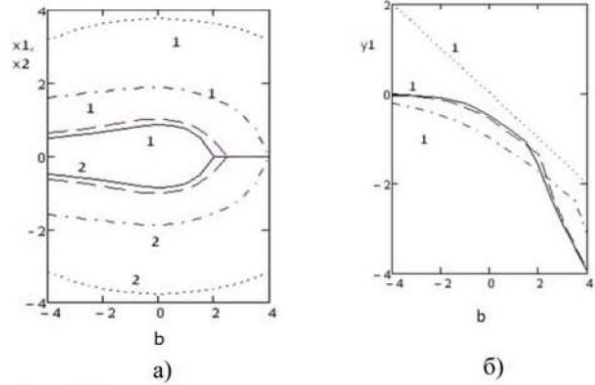


Рис. 4. Корни $x_1=-x_2, y_1=y_2$ характеристического уравнения рассчитанные для основной пространственной гармоники: $\varphi_s \rightarrow 0$ (—, гладкая ЗС); $\varphi_s \rightarrow \pi/2$ (- - -); $\varphi_s \rightarrow 0.9\pi$ (- · - ·); $\varphi_s \rightarrow \pi$ (...)

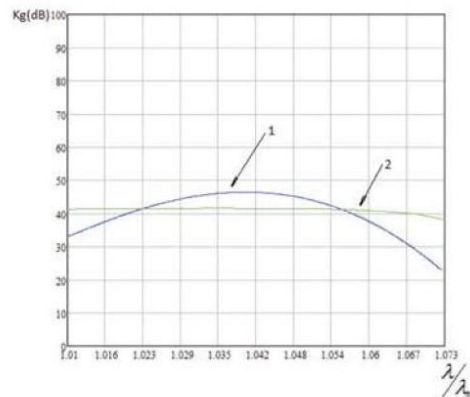


Рис. 5. Расчетный (1) и экспериментальный (2) коэффициент усиления в полосе пропускания, λ_c – граничная частота для запредельной секции

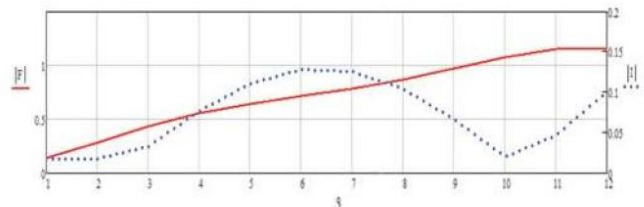


Рис. 6. Распределение абсолютных значений безразмерного поля (—) и тока (····) вдоль запредельной секции, на частоте соответствующей середине рабочей полосы прибора, q – номер резонатора запредельной секции

Однако здесь при $\varphi_0 \rightarrow 0$ (т.е. $\varphi_1 \rightarrow \pi$) ЗС остается периодической структурой, и в полосе запираия при $\varphi_1 = \pi + i \cdot \text{Im}(\varphi_1)$ также возможно усиление.

На основании разработанной методики проведено моделирование многосекционной ЛБВ с запредельной секцией. Полученная величина коэффициента усиления (K_g) близка к экспериментальной (рис. 5). Расхождения экспериментальных и расчетных значений обуславливаются, вероятно, последующей настройкой согласования для каждого отдельного прибора в эксперименте, что не учитывалось в расчетах.

Экспериментально установлено, что использование запредельной секции позволяет получить стабильное усиление в расширенной полосе частот. Изложенный в данной работе метод позволяет рассмотреть процессы в этой секции. На рис. 6 представлено распределение безразмерного поля и тока вдоль запредельной секции, на частоте соответствующей средней частоте рабочего диапазона. Видно, что в запредельной секции возможно усиление поля.

Заключение

На основе выведенных ранее [1] уравнений обобщенной линейной теории электронно-волнового взаимодействия получено характеристическое уравнение для постоянных распространения электронных волн, образующихся при взаимодействии электронного потока с прямой и встречной электромагнитными волнами ЗС.

Уравнение получено на основе строго разностной теории возбуждения периодических волноводов и включает электродинамические параметры описывающие взаимодействие без использования эквивалентных схем ЗС. Показано, что в случае малого периода ЗС, решение уравнений совпадают с известными решениями для гладких ЗС. В запердельных секциях ЗС получено распределение поля и тока вдоль секции, показана возможность усиления в таких секциях.

Проведено моделирование многосекционной ЛБВ, включающую запердельную секцию и получено удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными по коэффициенту усиления в рабочей полосе частот.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(проект №10-02-00859).*

Литература

1. Солнцев В.А., Колтунов Р.П. Обобщенная линейная теория дискретного электронно-волнового взаимодействия в замедляющих системах // Радиотехника и электроника, 2010. – Т.55. – №11. – С. 1362-1375.
2. Солнцев В.А. Теория возбуждения волноводов // Изв.вузов «ПНД», 2009. – Т.17. – №3, УЖД 537.862.
3. Солнцев В.А., Мухин С.В. // Радиотехника и электроника, 1991. – Т.36. – № 11. – С. 2161.
4. Пирс Дж. Р. Лампа с бегущей волной // Пер. с англ. п/р Овчарова В.Т. – М.: Советское радио, 1952.
5. Солнцев В.А., Колтунов Р.П. Анализ уравнений дискретного электронно-волнового взаимодействия и группировки электронных потоков в периодических и псевдопериодических замедляющих системах // Радиотехника и электроника, 2008. – Т.53. – №6. – С. 738-751.
6. Солнцев В.А. Три лекции по теории лампы с бегущей волной // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике. 10-я зимняя школа-семинар, кн. 1(1). 1996. Гос. УНЦ «Колледж», Саратов. – С. 76-95.
7. Мухин С.В., Никонов Д.Ю., Солнцев В.А. // Радиотехника и электроника, 2008. – Т.53. – №10. – С. 1324.
8. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Сов. радио, 1973.
9. Канавец В.И., Мозговой Д.Ю. // Радиотехника и электроника, 1975. – Т.20. – №10. – С. 2121.
10. Канавец В.И. // Радиотехника и электроника, 1975. – Т.20. – №2. – С. 159.

THE STUDY OF THE MECHANISM OF AMPLIFICATION IN PASSBANDS AND STOPBANDS OF SLOW-WAVE SYSTEMS IN THE TRAVELING-WAVE TUBES.

M.V. Nazarova, V.A. Solntsev, R.P. Koltunov, D.S. Shabanov

Abstract

In this study with using of the small-signal theory of discrete electron-wave interaction in the passbands and stopbands resonator slow-wave systems (SWS) of power traveling-wave tubes (TWT), obtain the characteristic equation for the propagation constants of the 4-electron waves produced in the interaction of the electron beam forward and backward electromagnetic waves of SWS. The analysis of solutions of this equation, which allowed to establish the specific characteristics of these waves are compared with the known properties of electron waves in a "smooth", such as helical SWS. On the basis of solving the boundary value problem for the SWS segments were simulated and found gain of multisection TWT with transparent section and stopsection, as well as, the distribution of fields and currents along the stopsection.

Keywords: slow-wave system; electron beam; interaction; TWT; passband; stopband.