

УДК 621.385.63

УСЛОВИЯ ПОДАВЛЕНИЯ ВХОДНОГО СИГНАЛА В ЛБВ „О“ ВБЛИЗИ ГРАНИЦ ПОЛОС ПРОЗРАЧНОСТИ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

С. С. Аркадакский

С помощью электродинамического подхода к анализу взаимодействия типа «О» вблизи границы полосы прозрачности замедляющей системы получено дисперсионное уравнение, исследовано смещение границы полосы прозрачности вследствие заполнения замедляющей системы электронным потоком. Определены амплитуды возбуждаемых элементом связи волн. Рассчитаны условия полного подавления входного сигнала вблизи низкочастотной и высокочастотной границ полос прозрачности.

Непрекращающиеся попытки ряда авторов использовать электродинамический подход для анализа работы приборов типа «О» в непосредственной близости от границ полос прозрачности замедляющей системы [1-3] вызваны тем, что получаемые с помощью данного метода результаты имеют достаточно общий характер и позволяют выяснить физические особенности данного типа взаимодействия. Учет того факта, что вблизи границ полос прозрачности две гармоники поля (одна из прямой, другая из встречной волны) находятся в синхронизме с электронным потоком, позволил записать дисперсионное уравнение и определить условия существования нарастающих решений. Однако данную задачу нельзя считать решенной, пока не будут определены амплитуды возбуждаемых волн, что требует задания начальных условий на концах пространства взаимодействия. Трудности в построении корректной системы начальных условий при работе прибора вблизи границы полосы прозрачности обсуждаются в [4]. В настоящей работе при определении амплитуд возбуждаемых волн, необходимых для расчета условий подавления входного сигнала и вычисления коэффициента усиления, используются уравнения возбуждения собственных типов волн замедляющей системы с электронным потоком сторонними токами, создаваемыми в замедляющей системе элементами связи с внешними электродинамическими цепями.

1. Исходные уравнения. Для определения амплитуд возбуждаемых волн a_i воспользуемся уравнениями возбуждения, полученными в [5]:

$$\frac{da_i}{dz} = \frac{1}{N_i} \int_{S_i} (J^{\text{э.ст}} \mathbf{E}_{-i} - J^{\text{м.ст}} \mathbf{H}_{-i}) dS, \quad (1)$$

где $J^{\text{э.ст}}$, $J^{\text{м.ст}}$ — плотность стороннего электрического и магнитного токов; N_i — норма i -го типа волны замедляющей системы, заполненной электронным потоком, определяемая соотношением

$$N_i = \int_{S_i} \left\{ \frac{c}{4\pi} ([\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_{-i}] - [\mathbf{E}_{-i}, \mathbf{H}_i]) + \frac{m}{e} v_0 (J_i v_{-i} + J_{-i} v_i) \right\} dS. \quad (2)$$

(Здесь сохранены обозначения, принятые в [5].)

Таким образом, для определения амплитуд возбуждаемых волн a_i необходимо отыскать постоянные распространения Γ_i собственных типов волн замедляющей системы с электронным потоком, их поля и токи и вычислить значение нормы в соответствии с (2).

2. Дисперсионное уравнение, выражения для собственных полей и нормы. При определении собственных полей замедляющей системы, заполненной электронным потоком, целесообразно выразить их через собственные поля пустой замедляющей системы, так как при этом сохраняется общность результатов, характерная для электродинамического метода анализа. В соответствии с [6] имеем

$$\mathbf{E}_i = \sum_n \mathbf{E}_i^{(n)} \exp [j (\Gamma_i + 2n \pi/L) z] = \sum_s \left\{ c_s \sum_n \mathbf{E}_s^{(n)} \exp [j (h_s + 2n \pi/L) z] + \right. \quad (3)$$

$$\left. + c_{-s} \sum_n \mathbf{E}_{-s}^{(n)} \exp [-j (h_s + 2n \pi/L) z] \right\} + \frac{4\pi}{j\omega} \mathbf{J}_z;$$

$$\mathbf{H}_i = \sum_n \mathbf{H}_i^{(n)} \exp [j (\Gamma_i + 2n \pi/L) z] = \sum_s \left\{ c_s \sum_n \mathbf{H}_s^{(n)} \times \right. \quad (4)$$

$$\left. \times \exp [j (h_s + 2n \pi/L) z] + c_{-s} \sum_n \mathbf{H}_{-s}^{(n)} \exp [-j (h_s + 2n \pi/L) z] \right\}.$$

Здесь $\mathbf{E}_i^{(n)}$, $\mathbf{H}_i^{(n)}$ — электрическое и магнитное поля n -й пространственной гармоники i -го собственного типа волны замедляющей системы с электронным потоком; $\mathbf{E}_{\pm s}^{(n)}$, $\mathbf{H}_{\pm s}^{(n)}$ — электрическое и магнитное поля n -й пространственной гармоники $\pm s$ -го собственного типа волны пустой замедляющей системы; h_s — постоянная распространения s -го типа волны пустой замедляющей системы; L — период замедляющей системы. Коэффициенты разложения $c_{\pm s}$ определяются уравнениями [6]

$$\frac{dc_{\pm s}}{dz} = \pm \frac{1}{N_s} \int_{S'} \mathbf{J}_z \mathbf{E}_{\mp s} dS. \quad (5)$$

Будем считать, что скорость электронного потока v_0 близка к фазовой скорости одной из гармоник нулевого типа волны ($\omega/v_0 \approx \approx h_0 + 2n_0 \pi/L$), а постоянная плотность тока электронного пучка мала. Тогда в суммах, стоящих в правых частях (3), (4), все слагаемые, кроме $s = 0$, являются несинхронными и могут быть отброшены:

$$\sum_n \mathbf{E}_i^{(n)} \exp [j (\Gamma_i + 2n \pi/L) z] = c_0 \sum_n \mathbf{E}_0^{(n)} \exp [j (h_0 + 2n \pi/L) z] + \quad (6)$$

$$+ c_{-0} \sum_n \mathbf{E}_{-0}^{(n)} \exp [-j (h_0 + 2n \pi/L) z] + \frac{4\pi}{j\omega} \mathbf{J}_z;$$

$$\sum_n \mathbf{H}_i^{(n)} \exp [j (\Gamma_i + 2n \pi/L) z] = c_0 \sum_n \mathbf{H}_0^{(n)} \exp [j (h_0 + \quad (7)$$

$$+ 2n \pi/L) z] + c_{-0} \sum_n \mathbf{H}_{-0}^{(n)} \exp [-j (h_0 + 2n \pi/L) z].$$

В отличие от анализа ЛБВ, работающей в середине полосы прозрачности, здесь в выражениях для полей наряду с прямой сохранена и встречная волна пустого волновода, которая вблизи границы полосы прозрачности также содержит синхронную с электронным потоком гармонику поля.

Уравнения, определяющие $c_{\pm 0}$,

$$\frac{dc_0}{dz} = \frac{1}{N_0} \int_{S^t} J_z E_{-0} dS; \quad (8)$$

$$\frac{dc_{-0}}{dz} = -\frac{1}{N_0} \int_{S^t} J_z E_0 dS \quad (9)$$

содержат в знаменателе правой части норму N_0 , которая обращается в нуль на границе полосы прозрачности, поэтому в выражениях для полей (6), (7) возникает неопределенность, которую можно раскрыть преобразованием (8), (9) аналогично тому, как это сделано в [1]. Введем в рассмотрение параметр Δ , малый вблизи границы полосы прозрачности:

$$\Delta = (h_c - h_c^{(0)})L, \quad (10)$$

где $h_c = h_0 + 2n_0 \pi/L$ — значение постоянной распространения синхронной с электронным потоком гармоники прямой волны на частоте ω , $h_c^{(0)} = h_0^{(0)} + 2n_0 \pi/L$ — значение той же постоянной распространения на частоте ω_0 , соответствующей границе полосы прозрачности. Дисперсионную характеристику замедляющей системы вблизи границы полосы прозрачности представим в виде

$$\omega = \omega_0 + \omega'_0 (h_c - h_c^{(0)}) + (1/2) \omega''_0 (h_c - h_c^{(0)})^2 + \dots, \quad (11)$$

где

$$\omega'_0 = \left. \frac{d\omega}{dh_c} \right|_{h_c=h_c^{(0)}} = v_{rp}^{(0)} = 0, \quad \omega''_0 = \left. \frac{d^2\omega}{dh_c^2} \right|_{h_c=h_c^{(0)}},$$

т. е.

$$\omega = \omega_0 + (1/2L^2) \omega''_0 \Delta^2 + \dots \quad (12)$$

Таким образом, для того, чтобы в конечных результатах сохранить отстройку по частоте от критической, необходимо учесть квадрат параметра Δ . Следует отметить, что для высокочастотной границы полосы прозрачности $\omega''_0 < 0$, для низкочастотной границы — $\omega''_0 > 0$. Для того, чтобы исключить неопределенность в выражениях для полей (6), (7), введем новые коэффициенты разложения $b_{\pm 0}$ соотношениями

$$b_0 = c_0 \exp(jh_c z) + c_{-0} \exp\{-j[h_c - (2\pi/L)(2n_0 + \sigma)]z\}; \quad (13)$$

$$b_{-0} = \Delta \{c_0 \exp(jh_c z) - c_{-0} \exp\{-j[h_c - (2\pi/L)(2n_0 + \sigma)]z\}\}, \quad (14)$$

где n_0 — номер синхронной с электронным потоком гармоники поля прямой волны, $\sigma = h_0^{(0)}L/\pi$. Собственные поля и норму пустой замедляющей системы разложим в ряд по степеням параметра Δ , тогда уравнения (8), (9) с учетом синхронных слагаемых в выражении для поля приобретают вид

$$\frac{db_0}{dz} - jh_c^{(0)} b_0 - j \frac{1}{L} b_{-0} = - \frac{2}{N'_0 + \frac{\Delta}{2} N''_0 + \frac{\Delta^2}{6} N'''_0} \times \quad (15)$$

$$\times \int_{S^t} J_z \left[\frac{\partial \tilde{E}_0^{(n_0)}}{\partial h_c L} + \frac{\Delta^2}{6} \frac{\partial^3 \tilde{E}_0^{(n_0)}}{\partial (h_c L)^3} \right] dS;$$

$$\frac{db_{-0}}{dz} - jh_c^{(0)} b_{-0} - j \frac{\Delta^2}{L} b_0 = \frac{2}{N'_0 + \frac{\Delta}{2} N''_0 + \frac{\Delta^2}{6} N'''_0} \times$$

$$\times \int_{S_t} \mathbf{J}_z \left[\tilde{\mathbf{E}}_0^{(n_0)} + \frac{\Delta^2}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}_0^{(n_0)}}{\partial (h_c L)^2} \right] dS, \quad (16)$$

где

$$N'_0 = \left. \frac{\partial N_0}{\partial h_c L} \right|_{h_c = h_c^{(0)}}, \quad N''_0 = \left. \frac{\partial^2 N_0}{\partial (h_c L)^2} \right|_{h_c = h_c^{(0)}},$$

$$N'''_0 = \left. \frac{\partial^3 N_0}{\partial (h_c L)^3} \right|_{h_c = h_c^{(0)}}, \quad \tilde{\mathbf{E}}_0^{(n)} = \mathbf{E}_0^{(n)} \Big|_{h_c = h_c^{(0)}}.$$

Для полей собственных типов волн замедляющей системы с электронным потоком имеем

$$\sum_n \mathbf{E}_i^{(n)} \exp [j (\Gamma_i + 2n \pi/L) z] = \sum_n \exp [(j 2n \pi/L) z] \times$$

$$\times \left\{ b_0 \left[\tilde{\mathbf{E}}_0^{(n+n_0)} + \frac{\Delta^2}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}_0^{(n+n_0)}}{\partial (h_c L)^2} \right] + b_{-0} \left[\frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_0^{(n+n_0)}}{\partial h_c L} + \frac{\Delta^2}{6} \frac{\partial^3 \tilde{\mathbf{E}}_0^{(n+n_0)}}{\partial (h_c L)^3} \right] \right\} +$$

$$+ \frac{4\pi}{j\omega} \mathbf{J}_z;$$

$$\sum_n \mathbf{H}_i^{(n)} \exp [j (\Gamma_i + 2n\pi/L) z] = \sum_n \exp \left[\left(j \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] \left\{ b_0 \left[\tilde{\mathbf{H}}_0^{(n+n_0)} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\Delta^2}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{H}}_0^{(n+n_0)}}{\partial (h_c L)^2} \right] + b_{-0} \left[\frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}_0^{(n+n_0)}}{\partial h_c L} + \frac{\Delta^2}{6} \frac{\partial^3 \tilde{\mathbf{H}}_0^{(n+n_0)}}{\partial (h_c L)^3} \right] \right\}. \quad (18)$$

Запишем линеаризованное уравнение для сгруппированного тока, в правой части которого в выражении для поля сохранены только синхронные слагаемые:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial z} - j\beta_e \right)^2 + \beta_p^2 \right] \mathbf{J}_z = - \frac{j\omega}{4\pi} \beta_p^2 \left\{ b_0 \left[\tilde{\mathbf{E}}_{0z}^{(n_0)} + \frac{\Delta^2}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}_{0z}^{(n_0)}}{\partial (h_c L)^2} \right] + \right.$$

$$\left. + b_{-0} \left[\frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{0z}^{(n_0)}}{\partial (h_c L)} + \frac{\Delta^2}{6} \frac{\partial^3 \tilde{\mathbf{E}}_{0z}^{(n_0)}}{\partial (h_c L)^3} \right] \right\}, \quad (19)$$

где

$$\beta_e = \omega/v_0, \quad \beta_p = \omega_p/v_0.$$

Система дифференциальных уравнений (15), (16), (19) позволяет получить дисперсионное уравнение, определяющее постоянные распространения собственных типов волн замедляющей системы с электронным потоком Γ_i , а также исключить b_{-0} и \mathbf{J}_z из соотношений (17), (18).

Введем безразмерные величины следующими соотношениями:

$$\delta = \frac{\Gamma - h_c^{(0)}}{\varepsilon h_c^{(0)}}, \quad b = \frac{\beta_e - h_c^{(0)}}{\varepsilon h_c^{(0)}}, \quad 4Q\varepsilon = \left(\frac{\beta_p}{\varepsilon h_c^{(0)}} \right)^2, \quad \zeta = \left(\frac{\Delta}{\varepsilon h_c^{(0)} L} \right)^2, \quad (20)$$

$$\varepsilon^4 = \frac{\beta_p^2 v_0}{4\pi L |N'_0| (h_c^{(0)})^3 S^\pi} \int (\tilde{E}_{0z}^{(n_0)})^2 dS = \frac{I_0 K_{св}}{4V_0},$$

где $K_{св}$ — сопротивление связи, имеющее вид

$$K_{св} = \frac{4}{L |N'_0| S^\pi (h_c^{(0)})^3} \int (\tilde{E}_{0z}^{(n_0)})^2 dS, \quad (21)$$

S^π — сечение электронного пучка.

Считая параметр ε малым, получаем дисперсионное уравнение

$$(\delta^2 - \zeta) [(\delta - b)^2 - 4Q\varepsilon] = -\text{sign } \omega_0''. \quad (22)$$

Отличие в знаках правой части дисперсионного уравнения связано с различием в знаках у производной от нормы пустой замедляющей

системы $N'_0 = \left. \frac{\partial N_0}{\partial h_c L} \right|_{h_c=h_c^{(0)}}$ для низкочастотной и высокочастотной

гранц полос прозрачности.

Выражения для полей собственных типов волн замедляющей системы с электронным потоком приобретают вид

$$\sum_n \mathbf{E}_i^{(n),t} \exp \left[j \left(\Gamma_i + \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] = \sum_n \exp \left[j \left(\Gamma_i + \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] \times \quad (23)$$

$$\times \left[\tilde{E}_0^{(n+n_0),t} + h_c^{(0)} L \varepsilon \delta_i \frac{\partial \tilde{E}_0^{(n+n_0),t}}{\partial h_c L} \right];$$

$$\sum_n \mathbf{E}_i^{(n),l} \exp \left[j \left(\Gamma_i + \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] = \sum_n \exp \left[j \left(\Gamma_i + \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] \times \quad (24)$$

$$\times \frac{(\delta_i - b)^2}{(\delta_i - b)^2 - 4Q\varepsilon} \left[\tilde{E}_0^{(n+n_0),l} + h_c^{(0)} L \varepsilon \delta_i \frac{\partial \tilde{E}_0^{(n+n_0),l}}{\partial h_c L} \right];$$

$$\sum_n \mathbf{H}_i^{(n)} \exp \left[j \left(\Gamma_i + \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] = \sum_n \exp \left[j \left(\Gamma_i + \frac{2n\pi}{L} \right) z \right] \times \quad (25)$$

$$\times \left[\tilde{H}_0^{(n+n_0)} + h_c^{(0)} L \varepsilon \delta_i \frac{\partial \tilde{H}_0^{(n+n_0)}}{\partial h_c L} \right],$$

индекс l означает продольную, t — поперечную компоненту векторов. В случае, когда собственные типы волн представлены суммой гармоник, выражение для нормы (2) можно упростить:

$$N_l = 2 \sum_n \int_{S^t} \left\{ \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}_i^{(n)} \mathbf{H}_i^{(n)}] l + \frac{\omega}{4\pi} \frac{\beta_p^2}{(\Gamma_i + 2n\pi/L - \beta_e)^3} (\mathbf{E}_i^{(n),l})^2 \right\} dS. \quad (26)$$

Отсюда с учетом (23)–(25) получаем

$$N_l = h_c^{(0)} L \varepsilon N_0' \left\{ \delta_l - (\text{sign } \omega_0') \frac{\delta_l - b}{[(\delta_l - b)^2 - 4Q\varepsilon]^2} \right\}. \quad (27)$$

3. Анализ дисперсионного уравнения. Порядок дисперсионного уравнения (22) соответствует количеству волн исследуемой системы: двум волнам пространственного заряда в электронном потоке и двум синхронным гармоникам поля в пустой замедляющей системе. При больших отстройках по частоте от критической, т. е. при $|\zeta| \gg 1$, корни дисперсионного уравнения стремятся к значениям, соответствующим отсутствию связи между электронным потоком и полями замедляющей системы:

$$\delta_1^{(0)} = b + \sqrt{4Q\varepsilon}, \quad \delta_2^{(0)} = b - \sqrt{4Q\varepsilon}, \quad \delta_3^{(0)} = \sqrt{\zeta}, \quad \delta_4^{(0)} = -\sqrt{\zeta},$$

соответственно

$$\Gamma_1^{(0)} = \beta_e + \beta_p, \quad \Gamma_2^{(0)} = \beta_e - \beta_p, \quad \Gamma_3^{(0)} = h_c, \quad \Gamma_4^{(0)} = 2h_c^{(0)} - h_c,$$

что позволяет определить направление распространения волн.

На рис. 1, 2 приведены зависимости корней дисперсионного уравнения от параметра ζ при различных значениях параметра рассинхронизма b без учета пространственного заряда ($4Q\varepsilon = 0$). Штриховыми линиями изображены значения $\delta_{1-4}^{(0)}$. Рис. 1 соответствует высокочастотной, рис. 2 — низкочастотной границе полосы прозрачности. Из рис. 1

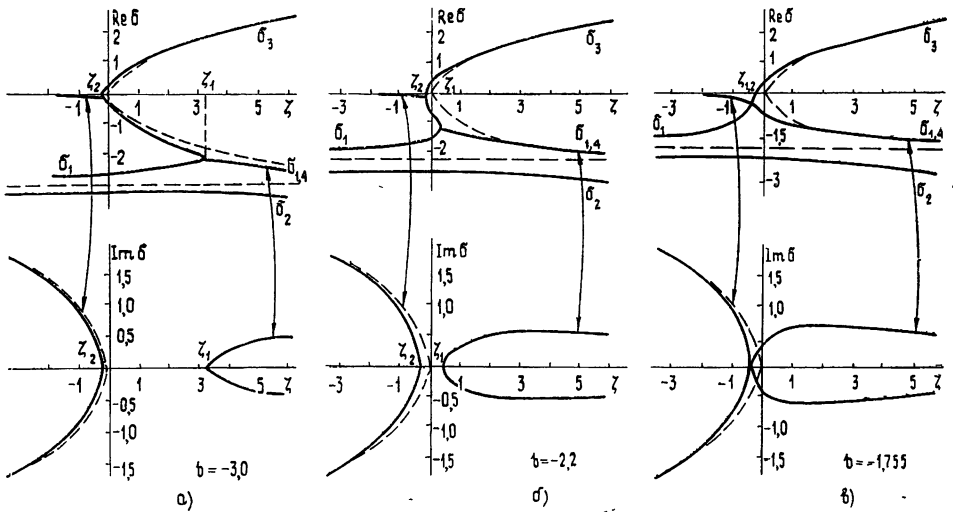


Рис. 1.

видно, что при фиксированном значении $b < 0$ и значениях $\zeta > \zeta_1$ существует область экспоненциального усиления, при значениях $\zeta_2 < \zeta < \zeta_1$ — область волн с действительными постоянными распространения. Точка $\zeta = \zeta_2$ соответствует смещенной из-за наличия электронного пучка границе полосы прозрачности, при $\zeta < \zeta_2$ две волны экспоненциально затухают при удалении от элемента связи, их возбуждающего, а две волны, соответствующие волнам пучка, имеют постоянную амплитуду. Определить смещение высокочастотной границы полосы прозрачности можно, вычислив значения параметров b и ζ , при которых становятся кратными корни дисперсионного уравнения, соответствующие прямой и встречной волнам поля (данные значения параметров b и ζ приведены на рис. 3).

Для низкочастотной границы полосы прозрачности область существования экспоненциально нарастающих в положительном направлении оси z волн не ограничена, в отличие от предыдущего случая, фиксированным значением ζ , как видно из рис. 2. Таким образом, у низкочастотной границы полосы пропускания замедляющей системы существует обширная область внеполосного усиления.

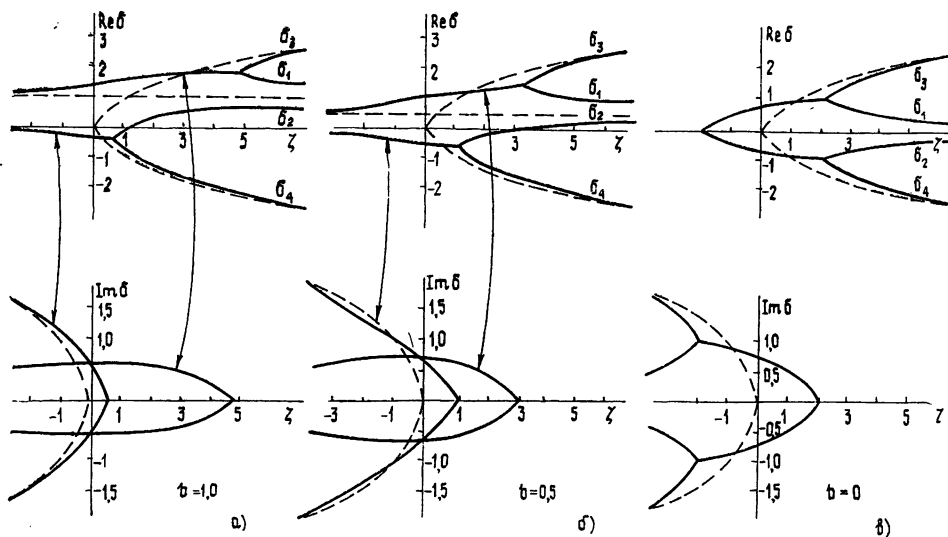


Рис. 2.

Следует отметить, что в случае, когда дисперсионное уравнение (22) имеет кратный корень, норма соответствующих типов волн замедляющей системы с электронным потоком N_k обращается в нуль. Действительно, δ_k будет кратным корнем, если одновременно с дисперсионным уравнением δ_k удовлетворяет уравнению

$$\delta_k - (\text{sign} \omega_0^n) \frac{(\delta_k - b)}{[(\delta_k - b)^2 - 4Q\varepsilon]^2} = 0, \quad (28)$$

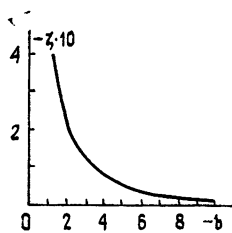


Рис. 3

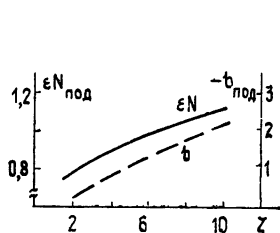


Рис. 4.

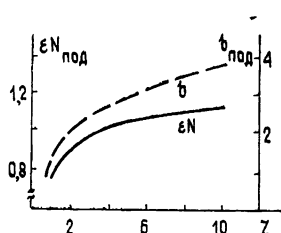


Рис. 5.

которое получается дифференцированием (22) по δ . Сравнивая (28) с (27), убеждаемся, что $N_k = 0$, если δ_k — кратный корень дисперсионного уравнения.

Таким образом, исследование дисперсионного уравнения позволяет рассчитать смещение границы полосы прозрачности при заполнении замедляющей системы электронным потоком, выяснить условия, при которых возможно внеполосное усиление, и определить направление распространения волн в замедляющей системе с электронным потоком.

4. Условия подавления входного сигнала. Будем считать, что в бесконечно протяженную вдоль оси z замедляющую систему, заполненную электронным потоком, в плоскости $z = 0$ помещен элемент связи, не имеющий протяженности вдоль оси z . В этом случае, в соответствии с соотношениями (2), (23) — (25), амплитуды волн, возбуждаемых элементом связи, с точностью до одинакового постоянного множителя, пропорционального стороннему току на элементе связи, определяются соотношением

$$a_i = 1/N_i. \quad (29)$$

Тогда условие подавления входного сигнала в сечении $z = M > 0$ имеет вид

$$\sum_{i=1}^3 (1/N_i) \exp(j \Gamma_i M) = 0. \quad (30)$$

Отметим, что в выражение для полного поля правее элемента связи входит сумма только трех волн, распространяющихся в положительном направлении оси z .

Зависимости $b_{\text{под}}$ и $(\epsilon N)_{\text{под}}$ ($N = h_c^{(0)} M / \pi$) от параметра ζ , полученные в результате численного анализа соотношения (30) совместно с дисперсионным уравнением (22), представлены для высокочастотной и низкочастотной границ полос прозрачности на рис. 4 и 5 соответственно. Характерный вид зависимости величины G_- , определяемой выражением

$$G_- = 20 \lg \left| \frac{\sum_{i=1}^3 (1/N_i) \exp(j \Gamma_i M)}{\sum_{i=1}^3 (1/N_i)} \right|,$$

от параметра рассинхронизма b при $\epsilon N = (\epsilon N)_{\text{под}}$ изображен на рис. 6 (G_- характеризует уменьшение амплитуды поля в сечении $z = M$ по сравнению с амплитудой поля в сечении $z = 0$).

По вычисленным значениям параметров $b_{\text{под}}$, $(\epsilon N)_{\text{под}}$, $\zeta_{\text{под}}$ можно построить зависимости напряжения V_0 и тока пучка I_0 , соответствующих подавлению, от частоты. Действительно, из соотношений (20) имеем

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0''} = \frac{h_c^{(0)}}{2N^2} (\epsilon N)_{\text{под}}^2 \zeta_{\text{под}}, \quad \hat{I}_0 = I_0 K_{\text{св}} = \frac{4}{N^4} V_0 (\epsilon N)_{\text{под}}^4, \quad (31)$$

$$\hat{V}_0 = 2 \frac{e}{m} \left(\frac{\omega_0}{h_c^{(0)}} \right)^{-2} V_0 = \left[1 + \frac{1}{N} b_{\text{под}} (\epsilon N)_{\text{под}} \right]^{-2}.$$

Рассчитанные в соответствии с (31) зависимости \hat{V}_0 и \hat{I}_0 от нормированной отстройки по частоте $(\omega - \omega_0) / \omega_0''$ при $N = 20$ представлены для высокочастотной границы на рис. 7, для низкочастотной — на рис. 8. Из рис. 7, 8 видно, что ток пучка, соответствующий подавлению входного сигнала, уменьшается в обоих случаях при приближении частоты к критической. Для высокочастотной границы напряжение пучка падает, а для низкочастотной границы растет при уменьшении $\omega - \omega_0$, так как в первом случае фазовая скорость синхронной гармоники прямой волны уменьшается при приближении частоты к критической, во втором случае растет, а подавление входного сигнала соответствует синхронизму прямой волны поля с быстрой волной пространственного заряда.

Полученные зависимости $b_{\text{под}}$ и $(\epsilon N)_{\text{под}}$ от параметра ζ могут быть использованы при экспериментальном определении величин $K_{\text{св}}$ и ω_0'' , характеризующих замедляющую систему вблизи границы полосы прозрачности.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы:

1) Уравнения возбуждения (1) позволяют отыскать амплитуды возбуждаемых элементов связи волн и, следовательно, рассчитать условия полного подавления входного сигнала. Зависимость напряжения подавления от частоты соответствует представлению о механизме подавления входного сигнала как о синхронном взаимодействии прямой волны поля с быстрой волной пространственного заряда.

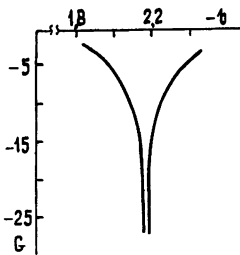


Рис. 6.

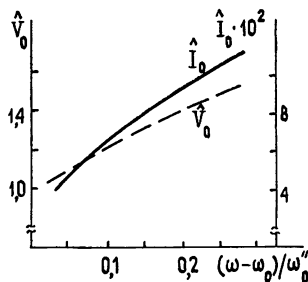


Рис. 7.

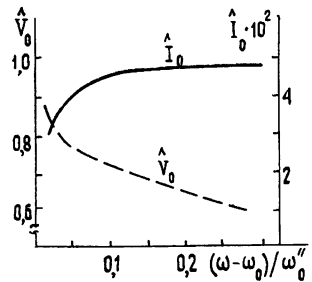


Рис. 8.

2) Если пространственный заряд не учитывается, то независимо от типа замедляющей системы высокочастотная граница полосы прозрачности лишь незначительно смещается при заполнении замедляющей системы электронным потоком, в то время как у низкочастотной границы существует обширная область внеполосного усиления.

Описанная выше методика определения амплитуд возбуждаемых волн может быть использована при вычислении коэффициента усиления ЛБВ «О», работающей на частотах, близких к критической, с учетом начальных потерь, связанных с преобразованием мощности входного сигнала в мощность четырех распространяющихся в замедляющей системе с электронным потоком волн, а также для анализа условий самовозбуждения вблизи границ полос прозрачности.

Автор благодарен Б. Г. Цикину за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Аркадакский С. С., Цикин Б. Г. Статья депонирована в ЦНИИ «Электроника», рег. № 4222/76
- 2 Солнцев В. А., Кравченко Н. П.—Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 5, с 1103
- 3 Осин А. В., Солнцев В. А.—Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 7, с. 1380.
- 4 Аркадакский С. С., Цикин Б. Г. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 3647-80.
- 5 Аркадакский С. С., Цикин Б. Г.—ЖТФ, 1981, 51, № 4, с. 687.
- 6 Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А., Лекции по сверхвысокочастотной электронике.— М.: Сов. радио, 1973.

Саратовский государственный университет

Поступила в редакцию 5 мая 1980 г.

CONDITIONS OF AN INPUT SIGNAL SUPPRESSION IN TWT «O» CLOSE TO THE BOUNDARY OF TRANSPARENCY BANDS OF A SLOWING SYSTEM

S S. Arkadaskij

By an electrodynamic approach to the analysis of type «O» interaction close to the transparency band of a slowing system a dispersion equation has been derived. A shift of the transparency band boundary due to filling of the slowing system by an electron flux is studied. Amplitudes of waves excited by a coupling element are defined. Conditions are calculated of a complete suppression of the input signal close to low frequency and high frequency boundaries of transparency bands.