

## УЧЕТ ОТРАЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ МЕСТА СКАЧКА СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЯЗИ В АВТОФАЗНОЙ ЛБВ

*В.Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, Г.И. ЧУРЮМОВ*

---

Рассмотрено влияние встречной волны в двухсекционной автофазной лампе бегущей волны (АЛБВ) при условии распространения двух волн в группирователе и в автофазной секции. Проведены расчеты при различных коэффициентах отражения на концах и стыке двух секций. Показано, что выходные характеристики АЛБВ с периодической замедляющей системой могут значительно изменяться под действием встречной волны.

*Ключевые слова:* лампа бегущей волны, автофазный режим, замедляющая система, сопротивление связи, захват сгустка, КПД.

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерес к автофазной лампе бегущей волны (АЛБВ) усилился в связи с привлечением новых технических решений для осуществления режима захвата сгустка и продвижения в область более высоких частот, а также с использованием релятивистских вариантов этого прибора [1, 2]. Разрабатываются многолучевые конструкции АЛБВ [3], и изучается применение данного принципа работы приборов для преобразования сигналов [4].

Осуществление скачка сопротивления связи в замедляющей системе, необходимого для захвата электронного сгустка [5, 6], неизбежно связано с появлением отражений электромагнитной волны от места скачка, кроме того, передача высокочастотной энергии прямой волны из группирователя в секцию взаимодействия будет сопровождаться обратной передачей встречной волны. Поскольку уровень встречной волны в автофазной секции может быть достаточно велик, то при проникновении ее в группирующую секцию может возникнуть нарушение группировки электронного потока.

Целью настоящей работы является изучение особенностей воздействия встречной волны на процесс группировки электронного потока при реализации автофазного режима работы ЛБВ

### 1. ТЕОРИЯ АЛБВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ

Необходимость учета сложной структуры электромагнитного поля в замедляющей системе приводит к усложнению задачи расчета взаимодействия электромагнитной волны и электронного потока. При этом в зависимости от типа замедляющей системы могут быть выделены различные случаи:

- гладкая замедляющая система. В этом случае в системе распространяются прямая (падающая) и встречная (отраженная) волны, встречная волна является несинхронной, поэтому сила, действующая на электроны со стороны поля этой волны, является

квадратичной [7], но ввиду большой длины автофазного участка взаимодействия необходимо учитывать влияние встречной волны;

- периодическая замедляющая структура. В этом случае механизм взаимодействия существенно изменяется по сравнению с взаимодействием О-типа в гладких системах, для получения согласования с экспериментом необходимо учитывать пространственную гармонику встречной волны, находящуюся в синхронизме с пучком. При реализации режима с захватом сгустка данное обстоятельство может нарушить захват и устойчивость усиления прямой волны, что обосновывает изучение данного случая;

- периодическая замедляющая система при работе вблизи и за границей полосы пропускания, при этом возникает необходимость учета дискретного характера взаимодействия [8, 9]. Данный режим работы продолжают изучать [10, 11]. Работа АЛБВ на границе полосы пропускания представляется нецелесообразным, поскольку при этом возбуждаемое сгруппированным током пучка поле много больше возбуждаемого соседними резонаторами [9]. Тогда вследствие «разрушения» собственной волны системы исчезает условие для захвата сгустка – синхронный потенциальный рельеф электрического поля высокочастотной волны. Но целесообразно оценить возможную степень приближения к границе полосы пропускания.

Рассмотрение общих случаев возможно на основе теории возбуждения периодических структур [7, 9]. Такой «волновой» подход позволяет дать решение задачи взаимодействия, независимое от типа структуры. Данное обстоятельство особенно привлекательно в случае режима с захватом сгустка, т.к. позволяет вести рассмотрение особенностей режима без конкретизации типа замедляющей системы.

Учет всех пространственных гармоник прямой и встречной волн позволяет вести рассмотрение задачи взаимодействия потока с полями как непрерывных,

так и дискретных (до отдельного резонатора) электродинамических систем [9]. При этом обеспечивается непрерывный переход от случая дискретного взаимодействия к двухволновой модели возбуждения замедляющей структуры и гладким системам.

Запишем уравнение для поля в системе в виде

$$\bar{E}(x, y, z) = C_s^0(z)\bar{e}_s(x, y, z)e^{ih_s z} + C_{-s}^0(z)\bar{e}_{-s}(x, y, z)e^{ih_{-s} z}, \quad (1)$$

здесь

$$C_{\pm s}^0 = E_{\pm s}^0 C_{\pm s}(z), \quad (2)$$

где  $E_{\pm s}^0$  – собственные амплитуды полей прямой ( $s$ ) и встречной ( $-s$ ) волн,  $C_{\pm}$  – амплитуды собственных волн – коэффициенты возбуждения.

Тогда уравнения возбуждения примут вид

$$\frac{dC_{\pm s}^0}{dz} = \mp \frac{R_s}{2} \int \bar{j}(x, y, z)\bar{e}_{\mp}(x, y, z)e^{ih_{\mp s} z} dS, \quad (3)$$

где

$$R_s^0 = -\frac{2E_s^0 E_{-s}}{N_s} = R_{-s}^0 = \frac{2E_{-s}^0 E_s}{N_s} \quad (4)$$

– сопротивление связи пучка с полем в точке периода структуры, где продольная компонента функции распределения равна единице:  $E_{\pm s, z}(z, y, z) = 1$ .

Для усредненного по сечению пучка поля получаем уравнение возбуждения

$$\frac{dC_{\pm s}^0}{dz} = \mp \frac{R_s^0}{2} J_1(z)\Psi_{\mp}(z)e^{ih_{\mp s} z}, \quad (5)$$

где

$$\Psi_{\pm s} = \bar{e}_{\pm s, z}(z) = \int \psi(x, y)e_{\pm s, z}(x, y, z)dS \quad (6)$$

– усредненные сечению пучка функции распределения собственных полей.

Отличия этих уравнений [9] от стандартных [7] связаны с записью уравнений возбуждения относительно величин  $C_{\pm s}^0$ , с точностью до постоянного множителя, совпадающими с коэффициентами возбуждения  $C_{\pm s}$ , и сопротивление связи (4) определяется в заданной точке, т.е. учитываются все пространственные гармоники. Обычно сопротивление связи определяется через амплитуды выбранных пространственных гармоник, т.е. является усредненным по периоду замедляющей системы  $L$ .

Соответствие между сопротивлениями связи в точке и для гармоник определяется выражением

$$R_{\pm s, n} = R_{\pm s}^0 \Psi_{\pm s, n} \Psi_{\mp s, n}, \quad (7)$$

где

$$\Psi_{\pm s, n} = \frac{1}{L} \int_0^L \Psi_{\pm s}(z)e^{\mp i \frac{2\pi}{L} z} dz \quad (8)$$

– коэффициенты ряда Фурье периодической функции.

Исходная система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{mv^2}{2} \right) = e \cdot \text{Re} E_z e^{-i(u+h_e z)} + E_g + E_{ct}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = h_e \left( \frac{v_e}{v} - 1 \right), \quad (10)$$

$$\frac{dC_{\pm}^0}{dz} = \mp \frac{R_s^0}{2} J_e I_1 \Psi_{\pm s}(z) e^{i(h_{\mp s} + h_e)z}, \quad (11)$$

$$I_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{iku(z, z_0)} du_0, \quad (12)$$

$$\bar{E}_z = C_s^0(z)\Psi_s(z)e^{ih_s z} + C_{-s}^0(z)\Psi_{-s}(z)e^{ih_{-s} z}, \quad (13)$$

где  $v, u$  – скорость и фаза рассматриваемого электрона (крупной частицы),  $v_e$  – средняя скорость электронного пучка в отсутствии ВЧ-полей,  $J_e$  – постоянный ток пучка.

Рассмотрим отрезок периодической структуры длиной  $\Delta z_k = z_{k+1} - z_k$  и разобьем полное резонансное поле (13) (усредненное по сечению пучка) на три части

$$\bar{E}_z = C_s^0(z_k)\Psi_s(z)e^{ih_s z} + C_{-s}^0(z_{k+1})\Psi_{-s}(z)e^{ih_{-s} z} + \Delta E_k(z). \quad (14)$$

Первое слагаемое соответствует полю прямой волны, набегающей на выделенный отрезок слева, второе слагаемое – полю встречной волны, набегающей справа, а  $\Delta E_k(z)$  – поле, возбуждаемое током данного отрезка пучка [9]. Из (11) и (14) получаем

$$\Delta E_k(z) = [C_s^0(z) - C_s^0(z_k)]\Psi_s(z)e^{ih_s z} + [C_{-s}^0(z) - C_{-s}^0(z_{k+1})]\Psi_{-s}(z)e^{ih_{-s} z}, \quad (15)$$

$$C_s^0(z) = C_s^0(z_k) - \frac{R_s^0}{2} J_e \int_{z_k}^z I_1(\bar{z})\Psi_{-s}(\bar{z})e^{i(h_{-s} + h_e)\bar{z}} d\bar{z}, \quad (16)$$

$$C_{-s}^0(z) = C_{-s}^0(z_{k+1}) - \frac{R_s^0}{2} J_e \int_z^{z_{k+1}} I_1(\bar{z})\Psi_s(\bar{z})e^{i(h_s - h_e)\bar{z}} d\bar{z}. \quad (17)$$

Учитывая, что при дискретном взаимодействии электронов с полем периодической замедляющей системы во многих случаях можно не учитывать изменение фазы поля в пространстве взаимодействия на одном периоде системы [9], получаются выражения для приращения поля  $\Delta E_k$ . Если поле синфазно в пределах  $z_k \leq z \leq z_{k+1}$ , то

$$\Psi_{\pm s}(z)e^{ih_{\pm s} z} = f(z)e^{i\varphi_{\pm k}}, \quad (18)$$

где  $f(z)$  – вещественная функция распределения, одинаковая (например, из соображений симметрии) для прямой и встречной волн,  $\varphi_{\pm k}$  – фазы прямой и встречной волн на выделенном отрезке, постоянные в его пределах.

Тогда

$$\Delta E_k(z) = A_s f(z) e^{i(\varphi_k + \varphi_{-k})},$$

$$A_s = -\frac{R_s^0}{2} J_e \int_{z_k}^{z_{k+1}} I_1(z) f(z) e^{ih_e z} dz, \quad (19)$$

т.е. поле  $\Delta E_k$ , возбуждаемое на отрезке системы  $\Delta z_k$  током пучка, представляется в виде произведения постоянного коэффициента  $A_s$  на функцию распределения собственных волн. Такой вид формулы соответствует возбуждению отдельного резонатора [7].

Запись системы уравнений в безразмерном виде производится стандартным образом. В работе [9] для удобства представления результатов введены следующие нормированные величины: коэффициент возбуждения

$$C_{\pm s} = \frac{C_{\pm s}^0}{E_e}, \quad (20)$$

где  $E_e = (m/e)\omega v_e \varepsilon^2$  – нормировочная амплитуда; изменение энергии электрона

$$\varepsilon = \frac{1}{2\varepsilon} \left( \frac{v^2}{v_e^2} - 1 \right). \quad (21)$$

Обозначим

$$g_{\pm s}(z) = \Psi_{\pm s}(z) e^{i(h_{\pm s} - h_e)z} \quad (22)$$

$$p_{\pm s}(z) = \Psi_{\pm s}(z) e^{i(h_{\pm s} + h_e)z} = \Psi_{\pm s}(z) e^{-i(h_{\pm s} - h_e)z}. \quad (23)$$

Тогда система уравнений для конечного числа крупных частиц запишется в виде

$$\frac{d\mathcal{E}_j}{d\zeta} = \text{Re} \left[ (G_s g_s + G_{-s} g_{-s}) (C_j - iS_j) + \mathcal{F}_q + \mathcal{F}_{st} \right], \quad (24)$$

$$\frac{dS_j}{d\zeta} = -C_j \mathcal{E}_j \frac{2}{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j + \sqrt{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j}}, \quad (25)$$

$$\frac{dC_j}{d\zeta} = S_j \mathcal{E}_j \frac{2}{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j + \sqrt{1 + 2\varepsilon \mathcal{E}_j}}, \quad (26)$$

$$\frac{dG_{\pm s}}{d\zeta} = \mp \chi_{\pm s} I_1 p_{\mp s}, \quad (27)$$

$$I_k = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N (C_{jk} + iS_{jk}), \quad (28)$$

$$S_{jk} = S_{jk-1} C_j + C_{jk-1} S_j, \quad S_{j1} = S_j, \quad (29)$$

$$C_{jk} = C_{jk-1} C_j - S_{jk-1} S_j, \quad C_{j1} = C_j, \quad (30)$$

$$S_{jk} = \sin ku_j, \quad C_{jk} = \cos ku_j,$$

где  $\chi_{\pm s} = (\varepsilon_{\pm s} / \varepsilon)^3$  – параметр эффективности взаимодействия, а  $\varepsilon$  – произвольный малый параметр нормировки.

$$\varepsilon_s = \varepsilon_{-s} = \left( \frac{e}{2m\omega^2} R_s^0 J_e \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (31)$$

Поле пространственного заряда

$$\mathcal{F}_q = q \text{Im} \sum \frac{\Gamma_k}{k} I_k (C_{jk} - iS_{jk}), \quad (32)$$

где  $q = \left( \frac{\omega p}{\varepsilon \omega} \right)^2$ ,  $\Gamma_k$  – коэффициент депрессии на частоте  $k\omega$ ,  $\mathcal{F}_{ct}$  – статическое электрическое поле,

$$S_j(0) = \sin u_j(0); \quad C_j(0) = \cos u_j(0). \quad (34)$$

Рассматриваемая задача является в принципе краевой, т. к. амплитуда прямой волны известна обычно в начале, а встречной – в конце пространства взаимодействия. Краевые условия записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} F_+(0) &= 1 - \Gamma_{\text{вх}}^2 F_{\text{вх}} + F_-(0) \Gamma_{\text{вх}} \\ F_-(\zeta_k) &= \Gamma_{\text{вых}} F_+(\zeta_k) \end{aligned} \right\}, \quad (35)$$

где  $\Gamma_{\text{вх}}, \Gamma_{\text{вых}}$  – комплексные коэффициенты отражения в начале и конце секции. Система уравнений (35) решается с помощью итерационного метода Пшеничного [12]. Значения величин  $F_{\pm}(\zeta_k)$ , необходимых для подсчета невязки решения, рассчитываются по уравнениям (24) – (30).

В программу, реализующую расчеты по данным уравнениям ([9, 13], программа SOVA) были внесены дополнения, связанные со спецификой режима с захватом сгустка. При задании скачка сопротивления связи проводился пересчет амплитуд высокочастотного поля в соответствии с  $F_n|_{\zeta+0} = F|_{\zeta} \cdot \sqrt{\chi_n(\zeta+0)}$ ,

выражение для полевого КПД приняло вид

$$\eta = \frac{\varepsilon}{2} \left( \frac{|F(\zeta)|^2}{\chi(\zeta)} - \frac{|F(0)|^2}{\chi(0)} \right) \cdot \left( 1 + 2\varepsilon \int_0^{\zeta} F_{cm} d\zeta \right)^{-1},$$

введен расчет фазы электрона относительно реального поля прямой волны

$$\psi = u - \arctan \frac{\text{Im} F_+}{\text{Re} F_+}. \quad (36)$$

Для обеспечения непрерывной зависимости фазы реального поля от длины прибора, определялось приращение фазы на шаге интегрирования, устранялись разрывы арктангенса, если они приходились на этот шаг интегрирования, и это значение приращения прибавлялось к фазе, вычисленной на предыдущем шаге. Зависимости  $\psi(\zeta)$  позволяют детально анализировать поведение захваченного сгустка.

## 2. ДВУХВОЛНОВОЕ РАССМОТРЕНИЕ РЕЖИМА С ЗАХВАТОМ СГУСТКА

Двухволновая теория является приближением к дискретному описанию взаимодействия, поэтому рассмотрим на ее основе взаимодействие в АЛБВ. В периодических замедляющих системах, привлекательных для АЛБВ как своими электродинамическими характеристиками, так и возможностью подвода к элементам системы статического потенциала, в общем случае возможен одновременный синхронизм с  $n$ -й и  $m$ -й пространственными гармониками прямой и встречной волн. Задавая соответствующие значения параметров рассинхронизма и коэффициента эффективности взаимодействия, можно описать взаимодей-

стве с любой парой выбранных пространственных гармоник прямой и встречной волн.

Рассмотрим взаимодействие в режиме с захватом сгустка с учетом встречной волны. Вначале предположим отсутствие отражений от концов замедляющей системы и равенство нулю амплитуды встречной волны на входе (режим «горячего согласования» [9]) и рассмотрим характеристики процесса взаимодействия по сравнению со случаем отсутствия встречной волны. Расчеты со значениями  $\varepsilon = 0.07$ ,  $\xi_+ = 1$ ,  $\xi_- = -6$ ,  $\chi_+ = \chi_- = 1$ , достаточно типичными для мощных ЛБВ сантиметрового диапазона длин волн, показывают незначительные отличия от случая отсутствия встречной волны при тех же значениях параметров рассинхронизма и эффективности для прямой волны (рис. 1). Расчеты в режиме «горячего согласования» для вариантов, отличающихся параметрами  $\xi_-$  и  $\chi_-$  показывают, что существенного влияния встречной волны на характеристики взаимодействия не происходит при  $\xi_- < -2$ ,  $\xi_- > 3$ . В этом случае генерация встречной волны в автофазном режиме зависит от параметров  $\xi_-$  и  $\chi_-$ . При сохранении форм распределения встречной волны (рис. 1) меняется период и амплитуда пульсаций  $F_-$ .

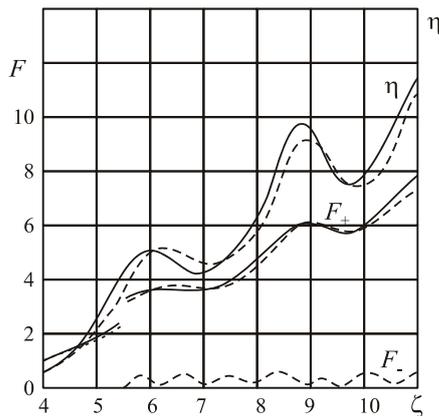


Рис. 1. Характеристики режима с захватом сгустка при учете распространения встречной волны.

— без учета встречной волны,  
 --- учет встречной волны, режим «горячего согласования»

Взаимодействие в двухволновой системе, при учете распространения встречной волны, необходимо изучать при решении краевой задачи с заданием коэффициентов отражений на концах отрезка замедляющей системы. Решение краевой задачи дает итоговое распределение высокочастотного поля двух волн вдоль пространства взаимодействия. Таким образом, можно установить границы допустимых значений параметра рассинхронизма для встречной волны (фактически степень приближения к границе полосы пропускания) и коэффициент отражения на концах автофазной секции.

На рис. 2 – 4 представлены варианты расчета автофазной ЛБВ при задании коэффициентов отражения от концов выходного участка (решении краевой задачи). Параметры расчета для рис. 2 – 4  $\varepsilon = 0.1$ ,  $\xi_+ = 1$ ,  $\xi_- = -6$ ,  $F = 0.2$ ,  $F_{cm0} = 1.0$ ,  $\chi_+ = \chi_- = 1.7$ . Поскольку рассматривается модельная задача, значения коэффициентов отражения задаются без учета их возможных значений в реальных замедляющих системах. При таких значениях  $\xi_-$ ,  $\Gamma_{вх}$  и  $\Gamma_{вых}$  зависимости рис. 2 достаточно близки зависимостям, представленным на рис. 1. Это свидетельствует о том, что быстро изменяющееся поле встречной волны не может существенно нарушить захват электронного сгустка – основную черту автофазного взаимодействия. На рис. 3 и 4 представлены зависимости полей прямой и встречной волн, КПД и первой гармоники сгруппированного тока от длины при различных значениях коэффициентов отражения от концов замедляющей системы. Эти варианты по значениям коэффициентов отражения являются продолжением варианта рис. 2.

Основной вывод, следующий из рассмотрения представленных графиков, это – возможность осуществления режима с захватом сгустка при значениях амплитуды встречной волны, сравнимой по величине с амплитудой прямой волны. Такой режим возникает при значениях модулей коэффициента  $|\Gamma_{вх}| = |\Gamma_{вых}| = 0.5$ . КПД усиления прямой волны при этом уменьшается на 9% за счет: отражения высокочастотной мощности, поступающей из группирователя, в месте скачка сопротивления связи; затраты части мощности электронного потока на усиление встречной волны; уменьшения коэффициента захвата электронного потока, о чем свидетельствует уменьшение величины  $\eta_e$  и фазовые траектории электронов для этого случая. Траектории движения электронов в координатах – безразмерная длина и фаза реального электромагнитного поля (рис. 5), вскрывают механизм вылета электронов из потенциальной ямы. Вследствие больших значений коэффициента отражения и амплитуды встречной волны в месте скачка сопротивления связи происходит скачок фазы поля падающей волны, в результате чего электронный сгусток сдвигается в сторону максимума поля высокочастотной волны. При этом увеличиваются колебания электронов в потенциальной яме и некоторые электроны (рис. 5, б) переходят через максимум потенциальной энергии и становятся несинхронными, в результате чего и происходит уменьшение КПД.

Рисунки 2 – 4 демонстрируют также влияние длины автофазного участка на характеристики взаимодействия. Большая длина участка взаимодействия в варианте рис. 3 приводит к изменению фазы встречной волны, в результате чего происходит увеличение КПД сразу за скачком сопротивления связи за счет синфазного сложения падающей и отраженной встречной волн, а на рис. 4 видно снижение КПД за

счет уменьшения мощности прямой (падающей) волны при отражении на входе и при противофазном сложении с отраженной встречной волной.

Энергетический баланс в рассматриваемой краевой задаче расчета взаимодействия с учетом распространения двух волн и отражений высокочастотной мощности от входа и выхода автофазного участка,

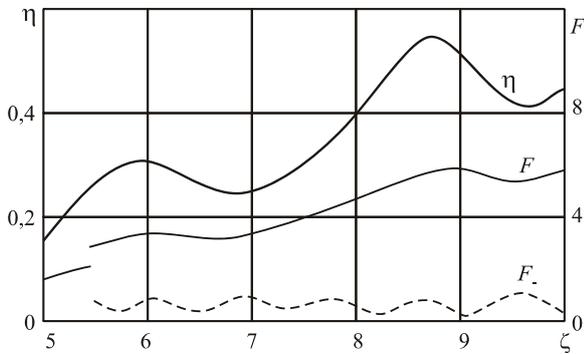


Рис. 2. Влияние отражений на режим с захватом сгустка. Значение  $\Gamma_{\text{вх}} = 0,05 + j0$ ,  $\Gamma_{\text{вых}} = 0,05 + j0$

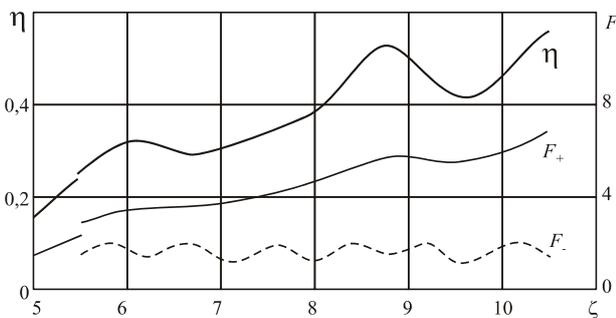


Рис. 3. Влияние отражений на режим с захватом сгустка. Значение  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_{\text{вых}} = 0,25$

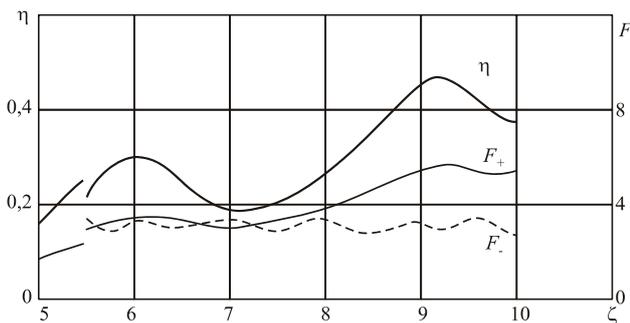
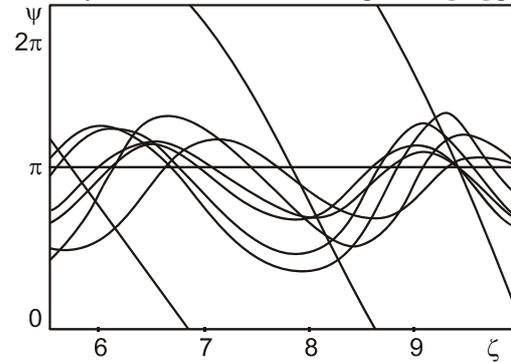


Рис. 4. Влияние отражений на режим с захватом сгустка. Значение  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_{\text{вых}} = 0,5$

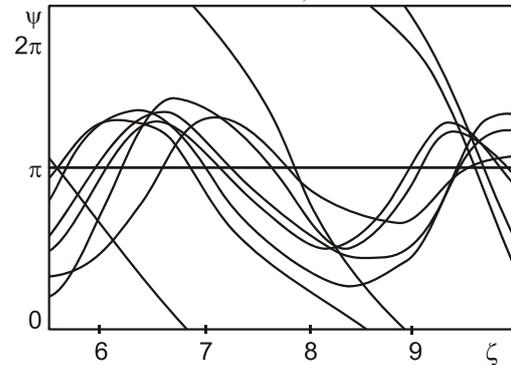
состоит из затрачиваемой мощности, равной  $I_0(U_0 + \Delta U)$  и выходной мощности, в которую входят мощность электронного пучка на выходе, мощность прямой волны на выходе, мощность встречной волны на входе, мощностью активных потерь (только в этих расчетах) и входного сигнала для упрощения можно пренебречь. Данный баланс в приведенных расчетах

выполняется с точностью до одного процента при точности удовлетворения краевых условий 0,01.

При приближении к границе полосы пропускания замедляющей системы происходит сближение фазовых скоростей падающей и встречной волн. Соответственно происходит сближение параметров рассинхронизма  $\xi_+$  и  $\xi_-$  и увеличивается влияние взаимодействия со встречной волной на характеристики автофазного участка. Как показано в работе [14] рельеф



а)



б)

Рис. 5. Влияние встречной волны на фазовые траектории электронов

целевой функции, описывающей решение задачи на частотах вблизи полосы пропускания имеет несколько экстремумов. В окрестности решения рельеф целевой функции имеет вид «вулкана», причем нуль функции находится в «жерле». При таком рельефе применяемый метод решения нелинейных уравнений дает сходимость к решению только при попадании в ближайшую окрестность поля. Таковыми в нашем случае являются варианты с  $|\xi_-| > 4,5$ ,  $|\Gamma_{\text{вх,вых}}| < 0,1$  при длине автофазной секции  $\zeta \leq 5$ . В противном случае решение может быть не найдено. Отсутствие решения не означает отсутствие усиления при заданном наборе параметров, описывающих режим с захватом сгустка. Для отыскания решения необходимо воспользоваться иным методом решения нелинейных задач с многоэкстремальными функциями, например, предложенными в [14].

Изучение зависимостей КПД, мощности прямой и встречной волн от параметров замедляющей системы, пучка и статического поля позволяет сделать вы-

вод, что возбуждение встречной волны приводит к снижению КПД при достаточной близости к границе полосы пропускания. Однако, как уже отмечалось, в этой области режим с захватом сгустка будет не эффективен из-за разрушения собственной бегущей волны системы и возрастания активных потерь в замедляющей системе. Это подтверждается расчетами по дискретной теории (рис. 6) для бессеточных зазоров, что соответствует работе на границе полосы пропускания (параметры варианта соответствуют работе [15]). Видно, что эффективное автофазное взаимодействие в данном случае отсутствует.

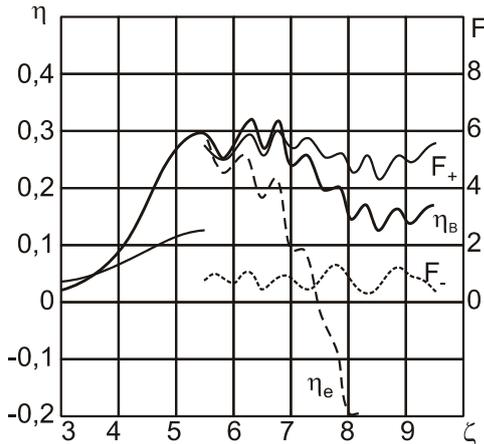


Рис. 6. Взаимодействие электронного потока и электромагнитных волн в приборе с дискретным изменением фазы. Первая секция:  $\xi = 1$ ;  $\zeta = 5,5$ ;  $\chi = 1$ . Вторая секция: безразмерная длина дрейфа  $\zeta_0 = 0,1$ ; длина зазора взаимодействия  $\zeta_d = 0,4$ ;  $\xi_+ = 1$ ;  $\xi_- = -6$ ;  $F = 0,2$ ;  $F_{ст.0} = 0,5$ ;  $\Gamma_{вх} = \Gamma_{вых} = 0,07$ ;  $\chi_+ = \chi_- = 5$ .

### 3. РАСЧЕТ ДВУХСЕКЦИОННОЙ АВТОФАЗНОЙ ЛБВ

Осуществление скачка сопротивления связи в замедляющей системе, необходимого для захвата сгустка, неизбежно связано с появлением отражений электромагнитной волны от места скачка, кроме того, передача электромагнитной энергии из группирователя в секцию взаимодействия, будет сопровождаться обратной передачей встречной волны. Поскольку уровень встречной волны в автофазной секции может быть достаточно велик, то при проникновении ее в группирующую секцию может возникнуть нарушение группировки электронного потока.

Рассмотрим распространение двух волн – прямой и встречной, в автофазной ЛБВ с учетом отражений от места скачка сопротивления связи. На рис. 7 показаны условия формирования полей прямой и встречной волн в этом случае. При этом краевая задача (35) [9, 15] должна решаться уже для двух секций АЛБВ. Алгоритм решения включает в себя расчет первой секции, перерасчет полей в месте скачка, расчет второй секции, проверку удовлетворения краевых усло-

вий и в зависимости от значений  $F_+(\zeta_k)$  и  $F_-(\zeta_k)$  производится либо окончание расчетов, либо вычисление новых значений  $F_+(0)$  и  $F_-(0)$  по методу Пшеничного [12].

Перерасчет полей  $F_+$  и  $F_-$  в месте перехода из секции в секцию производится по формулам

$$F_+(\zeta_n + 0) = F_+(\zeta_n - 0)G_+ (1 - \Gamma_n^2)^{1/2} + \Gamma_n F_-(\zeta_n + 0), \quad (37)$$

$$F_-(\zeta_n + 0) = G_- (1 - \Gamma_n^2)^{1/2} \times [F_-(\zeta_n - 0) - \Gamma_n F_+(\zeta_n - 0)], \quad (38)$$

где  $G_+ = \sqrt{\frac{\chi_+(\zeta_n + 0)}{\chi_+(\zeta_n - 0)}}$ ;  $G_- = \sqrt{\frac{\chi_-(\zeta_n + 0)}{\chi_-(\zeta_n - 0)}}$  – изменение амплитуды высокочастотной волны при скачке сопротивления связи;

$\Gamma_n$  – комплексный коэффициент отражения в месте скачка сопротивления связи;

$\zeta_n$  – координата скачка;

$F(\zeta_n - 0)$  и  $F(\zeta_n + 0)$  – комплексные амплитуды высокочастотных полей соответственно до и после перехода из секции в секцию.

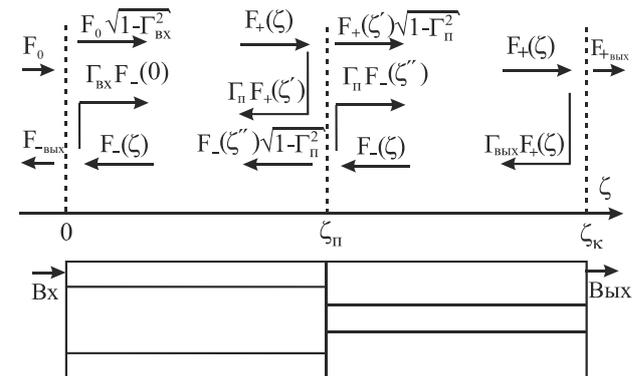


Рис. 7. Формирование полей падающей и отраженной волн в двухсекционной автофазной ЛБВ  $\zeta' = \zeta - 0$  – координата слева от точки скачка сопротивления связи,  $\zeta'' = \zeta + 0$  – справа

Указанный алгоритм был реализован в виде подпрограммы в программе расчета двухволнового взаимодействия в ЛБВ и был проведен ряд расчетов для двухсекционных ЛБВ, отличающихся различными значениями параметров секций и коэффициентов отражения ( $\Gamma_{вх}$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_{вых}$ ). Вследствие большой длины рассчитываемого пространства взаимодействия для данных вариантов увеличивается время расчета, кроме того, ограничения по значениям коэффициентов отражения и параметра рассинхронизма для встречной волны зачастую приводят к отсутствию сходимости решения. Наиболее типичный вариант расчета с учетом распространения двух волн в обеих секциях представлен на рис. 8. Параметры варианта

$\varepsilon = 0,1$ ;  $\xi_+ = 1$ ;  $\xi_- = -6$ ;  $\chi_+ = 1$ ;  $\chi_- = 1$ ; в автофазной секции  $\chi_+ = 1,7$ ;  $\chi_- = 1,7$ ;  $F = 0,2$ ;  $F_{ст.0} = 1$ . Малые значения коэффициентов отражения ( $\Gamma_{вх} = \Gamma_n = \Gamma_{вых} = 0,05 + j0$ ) и значение  $\xi_- = -6$  приводят к малым отличиям указанного варианта от случая отсутствия проникновения встречной волны из секции автофазного взаимодействия в группирующую секцию. Амплитуда встречной волны в начале группирующей секции более чем втрое превосходит амплитуду прямой волны, и ее существенного влияния не происходит из-за достаточного удаления фазовой скорости встречной волны от области эффективного взаимодействия. Однако и при таких значениях  $\xi_-$  при большей амплитуде встречной волны происходит нарушение группировки пучка, уменьшается мощность прямой волны на выходе группирователя.

Отсюда следует, что для обеспечения устойчивой работы автофазной ЛБВ необходимо: использовать более широкополосную группирующую секцию, т.к. при этом уменьшается эффективность взаимодействия встречной волны с электронным пучком; уменьшать коэффициент отражения на выходе ЛБВ; снижать значение  $\chi_-$  в автофазной секции и группирователе; секционировать группирователь введением локального поглотителя.

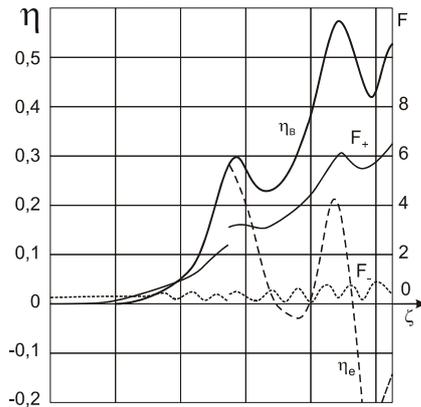


Рис. 8. Влияние отражений от места скачка сопротивления связи

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие в режиме с захватом сгустка в периодических замедляющих системах имеет ряд особенностей и его устойчивое существование возможно в полосе пропускания замедляющей системы на достаточном удалении от ее границ. При этом отражения на концах отрезков замедляющей системы существенно не нарушают режим с захватом сгустка.

При дискретном взаимодействии электронного потока с полями замедляющих систем (вблизи и за границей полосы пропускания, при узких зазорах взаимодействия) происходит нарушение захвата сгустка вследствие разрушения синхронного потенциального рельефа поля бегущей волны.

Возможность передачи энергии встречной волны из автофазной секции в группирователь приводит к

нарушению группировки и захвата электронного сгустка, в связи с чем необходимо уменьшать ее уровень и связь с пучком в группирователе.

### Литература

- [1] Кураев А.А. Перспективы применения сверхпроводящих электродинамических структур в электронных приборах в целях продвижения их в терагерцовый диапазон/ А.А. Кураев, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.О. Рак, А.К. Сеницын, А.Е. Храмов // Журнал технической физики, 2015. – Т. 85, вып. 4, С. 105 – 109
- [2] Белявский Е.Д. Автофазный лазер на свободных электронах/ Е.Д. Белявский, О.В. Теличкина // Техника и приборы СВЧ, 2011, №2. – С. 7 – 10
- [3] Белявский Е. В. Влияние объемного заряда на захват электронных сгустков волной в многолучевой автофазной ЛБВ / Е. В. Белявский, Т. А. Саурова // Техника и приборы СВЧ. – 2011, № 2. – С. 11 – 14.
- [4] Белявский Е.Д. Преобразование некогерентных сигналов в автофазных приборах СВЧ О-типа / Е.Д. Белявский, В.В. Шинкарук //Электроника и связь, №3 Тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии», 2010. – С. 49 – 51
- [5] Белявский Е.Д. О режиме работы приборов О-типа с захватом электронных сгустков полем электромагнитной волны/ Е.Д. Белявский //Радиотехника и электроника.– 1971, т.16, №1.– С. 208 – 210.
- [6] Крыжановский В.Г. Бондаренко Б.Н. Расчет выходных параметров автофазной ЛБВ./ В.Г. Крыжановский, Б.Н. Бондаренко // Электронная техника. Сер.1.Электроника СВЧ.–1990.–В.9.– С.3 – 6
- [7] Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио: 2973. – 400 с.
- [8] Connolly D.J. A contribution to computer analysis of coupled-cavity traveling wave tubes/ D.J. Connolly, T.A. O'Malley // IEEE Transactions on Electron Devices. Vol.: 24, Issue: 1, Jan 1977. P. 27 – 31
- [9] Солнцев В.А. Теория взаимодействия в приборах типа О с периодической структурой./ В.А. Солнцев, А.В.Осин / В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (5 зимняя школа-семинар инженеров). Кн.4. Саратов, изво Саратовского ун-та, 1981.– С. 142 – 178.
- [10] Солнцев В.А. К теории электронных волн и дискретного электронно-волнового взаимодействия в полосах запираения замедляющих систем/ В.А. Солнцев// Изв. вузов: Прикладная нелинейная динамика.– Т. 21, № 1, 2013.– С.86 – 98.
- [11] Kuznetsov A.P. Wave theory of a traveling-wave tube operated near the cutoff/ A.P. Kuznetsov, S.P. Kuznetsov, A.G. Rozhnev, E.V. Blokhina, L.V. Bulgakova // Radiophysics and Quantum Electronics.– Vol. 47, Nos. 5–6, 2004. – P. 356 – 373.
- [12] Пшеничный Б.Н. Численные методы в экстремальных задачах./ Б.Н. Пшеничный, Ю.М. Данилин.– М.: Наука, 1975, 320 с.
- [13] Осин А.В. Программа для расчета взаимодействия в приборах типа О с периодической структурой / А.В. Осин, В.А. Солнцев // Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1980, №9. – С.69.
- [14] Осин А.В. Эффективный метод решения нелинейной краевой задачи в приборах О-типа / А.В. Осин, В.В. Подшивалов / В кн.: XXXIX Всесоюзная научная сессия, посвященная Дню радио. Тезисы докладов.

Ч.1 /НТО РЭС им. А.С. Попова.– М.: Радио и связь, 1984.– С. 118.

- [15] Солнцев В.А. Нелинейное взаимодействие электронов и ВЧ полей с дискретным изменением фазы в периодической структуре/ В.А. Солнцев, А.В. Осин // Радиотехника и электроника, 1984.– Т. 29, №3.– С. 547 – 556.

Поступила в редколлегию 02.10.2016



**Крыжановский Владимир Григорьевич**, доктор техн. наук, профессор, профессор кафедры радиофизики и кибербезопасности Донецкого национального университета МОН Украины. Научные интересы: электроника и электродинамика СВЧ.

**Чурюмов Геннадий Иванович**, фото и сведения об авторе см. на с. 299.

УДК 621.385.6

**Врахування відбиття електромагнітної хвилі від місця зміни опору зв'язку в автофазній ЛБХ/ В.Г. Крижановський, Г.І. Чурюмов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2016. – Том 15, № 4. – С. 334 – 341.**

На основі двохвильової теорії лампи хвилі, що біжить,

досліджено вплив відбиття електромагнітної хвилі від місця стрибка опору зв'язку в автофазній ЛБХ. Підтверджена можливість існування режиму з захопленням згустка в ході виконання умов на дисперсію сповільнюючої системи та коефіцієнти відбиття від кінців секцій приладу.

*Ключові слова:* автофазна лампа хвилі, що біжить, періодична сповільнююча система, захоплення згустка, ККД. Лл.: 08. Бібліогр.: 15 найм.

UDC 621.385.6

**Accounting of electromagnetic wave reflections from the step of interaction impedance in an autophase TWT / V.G. Kryzhanovskiy, G.I. Churyumov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2016. – Vol. 15, № 4. – P. 334 – 341.**

The paper considers the influence of an oncoming wave in a two-section autophase travelling-wave tube (TWT) under the condition of propagation of waves in a buncher and in an autophase section. Calculations under different reflection factors at the ends and joints of two sections are performed. It is shown that the output characteristics of a TWT with a periodical slow-wave structure can considerably change under the action of the oncoming wave.

*Keywords:* traveling wave tube, auto phase mode, periodical slow wave structure, interaction impedance, bunch catching, efficiency.

Fig.: 08. Ref.: 15 items.