

1. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища-школа, 1976. — 231 с.
2. Деркач В. Н. — ДАН УССР, Сер А, 1981, № 5, с. 66.
3. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы — М.: Сов радио, 1966.
4. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. — М.: Сов радио, 1967.
5. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки. — Минск: Наука и техника, 1977.
6. Андросов В. П., Вертий А. А. — УФЖ, 1982, 27, № 9, с. 1290.
7. Андросов В. П., Велиев Э. И., Вертий А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 3, с. 318.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
17 августа 1984 г.

УДК 621.378

ЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД В МЦР-УСИЛИТЕЛЕ С ПОПЕРЕЧНЫМ ТОКОМ

Е. В. Шейнина

Работа МЦР-усилителя с поперечным током (МЦР-УПТ) основана на взаимодействии электронов, движущихся по винтовым траекториям в постоянном магнитном поле, с электромагнитной волной, распространяющейся поперек магнитного поля. Простейшей моделью МЦР-УПТ является рассмотренный в [1] усилитель бегущей волны с активной средой, состоящей из возбужденных неизохронных осцилляторов с конечным временем жизни. Более «реалистические» модели МЦР-УПТ рассмотрены в [2, 3]; в частности, в [2] рассмотрен МЦР-УПТ с волноводом, канализирующим моду шепчущей галереи, обладающую поляризацией, благоприятной для обеспечения устойчивости усиления.

В настоящей работе исследуется линейная стадия взаимодействия в электронном пучке двух мод, различающихся лишь своей структурой в направлении дрейфа электронов. Анализируются условия, при которых структуру поля в указанном направлении можно полагать фиксированной.

Рассмотрим волновод, канализирующий волны в направлении ξ , пронизываемый электронным потоком, в котором электроны движутся по винтовым траекториям под действием магнитного поля $H_0 = H_0 z_0$ (рис 1а). В такой системе волновое поле формируется как электродинамической системой, так и электронным потоком. Нормальную волну волновода с электронным потоком представим в виде ряда по собственным волнам холодной системы. Предполагается, что в силу ограниченности однородного участка магнитного поля эффективность взаимодействия с пучком мод,

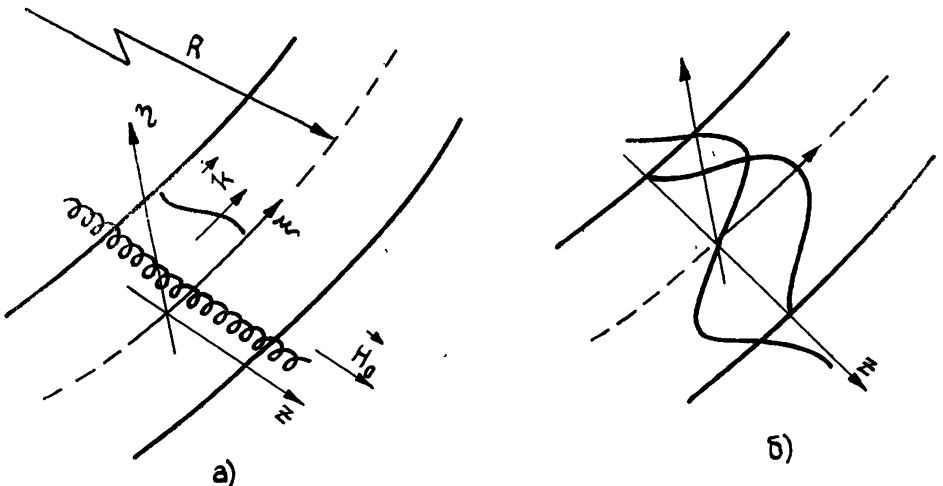


Рис. 1. а) Модель МЦР-УПТ с электромагнитной волной, канализируемой волноводом в направлении ξ и электронным винтовым потоком, распространяющимся в перпендикулярном ему направлении z под действием магнитного поля H_0 .

б) Структуры двух взаимодействующих мод многомодового волновода в направлении распространения электронного потока.

обладающих большой протяженностью поперечной структуры, снижается. Поэтому для анализа оказывается достаточным взять два члена ряда и определить условия, при которых один является преобладающим.

Уравнения взаимодействия двух различающихся своей поперечной структурой мод в электронном пучке запишем, следуя [4], в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_1}{\partial \xi} + U_1 &= -I \int \bar{p}^\theta F_1 d\zeta, & \frac{\partial U_2}{\partial \xi} + AU_2 &= -I \int \bar{p}^\theta F_2 d\zeta, \\ \frac{\partial p}{\partial \zeta} + i(|p|^2 + \Delta - 1)p &= F_1 U_1 + F_2 U_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $U_{1,2}(\xi)$ — медленные комплексные амплитуды, зависящие от безразмерной продольной переменной $\xi = \xi_p \delta_1$, δ_1 — коэффициент затухания первой (рабочей) моды в холодной системе, $p(\zeta, \xi) = (p_x + ip_y)/p_{\perp 0}$ — нормированный поперечный импульс электронов, $\zeta = \pi(\beta_{\perp 0}^2/\beta_{\parallel}) (z/\lambda)$ — нормированная координата z , $\Delta = (2/\beta_{\perp 0}^2)(\omega/\omega_{H_0} - 1)$ — расстройка циклотронного резонанса, $A = \delta_2/\delta_1$ — отношение коэффициентов затухания мод в холодной системе, $I = I_D \frac{e-}{m} \frac{1}{\pi \omega_{H_0}^2 \beta_{\perp 0}^4} \frac{V_0^2}{N}$ — безразмерный электронный ток, I_D — размерный ток, V_0 — значение поля $V(\eta)$ в месте пролетания пучка η , $F_{1,2}$ — распределение полей первой и второй моды по координате ζ , $N = (c/4\pi) \times \int F^2(\zeta) d\zeta \int V^2(\eta) d\eta$ — норма моды волновода, η — координата, нормальная поверхности волновода.

Уравнения, описывающие режим усиления в МЦР-УПТ, справедливы при пренебрежении отраженными волнами (что существенно для усилителя), и уравнения, описывающие процесс установления колебаний в гиротроне [4], аналогичны с точностью до замены азимутальной переменной ξ на время и представляют собой уравнения для двух связанных осцилляторов (с потерями), взаимодействующих с активной средой, обладающей специфической пространственной дисперсией. Отметим, что для МЦР-УПТ из-за вывода мощности перпендикулярно направлению пролета электронов рассматриваемая задача представляет значительно большую важность, чем для гиротрона. В последнем случае фиксированность структуры поля в направлении пролета электронов не является существенной, поскольку вывод мощности осуществляется в сторону торца резонатора.

Электронный поток на входе в резонатор предполагается немодулированным,

$p(0, \xi) = e^{i\theta}$, соответственно $\bar{p}^\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta$. Коэффициент затухания мод в холодной системе можно выразить через добротности этих мод при замыкании системы $\delta_{1,2} = \pi/\lambda Q_{1,2}$.

В линейном приближении $U = \tilde{U}$, $p(\zeta, \xi) = (1 + \tilde{p})e^{i\theta - i\Delta\zeta}$, уравнение для электронного потока может быть разрешено относительно \tilde{p} , и тогда система (1) сведется к двум уравнениям вида

$$\frac{\partial \tilde{U}_1}{\partial \xi} + \tilde{U}_1 = A_{11} \tilde{U}_1 + A_{12} \tilde{U}_2, \quad \frac{\partial \tilde{U}_2}{\partial \xi} + A \tilde{U}_2 = A_{21} \tilde{U}_1 + A_{22} \tilde{U}_2,$$

где

$$A_{ij} = -I \left(1 + \frac{\partial}{\partial \Delta}\right) \int_{-\infty}^{\infty} F_i(\zeta) e^{-i\Delta\zeta} \int_{-\infty}^{\infty} F_j(s) e^{i\Delta s} ds d\zeta, \quad i, j = 1, 2.$$

При квадратичном профиле желоба волновода собственные функции структуры поля холодной системы в направлении пролета электронов представляют собой функции Эрмита (рис. 16) $F_1 = e^{-(z/L)^2}$, $F_2 = \sqrt{2} \frac{z}{L} e^{-(z/L)^2}$. При этом A_{ij} принимают вид

$$\begin{aligned} A_{11} &= -I \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{\partial}{\partial(\Delta L)}\right) \left[e^{-(\Delta L/\sqrt{2})^2} \left(1 - \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\Delta L/\sqrt{2}} e^{t^2} dt\right) \right], \\ A_{12} &= -\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\partial}{\partial(\Delta L)} A_{11}, \quad A_{21} = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\partial}{\partial(\Delta L)} A_{11}, \quad A_{22} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\partial}{\partial(\Delta L)^2}\right) A_{11}, \end{aligned}$$

где $l = \pi(\beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\parallel}) (L/\lambda)$ — параметр неизохронности. Поле при линейном взаимодействии с электронным пучком зависит от ξ экспоненциально

$$\tilde{U}_{1,2} = \tilde{U}_{1,2}^0 e^{\gamma \xi},$$

где пространственный инкремент γ может быть определен из дисперсионного уравнения в двухмодовом приближении:

$$\begin{vmatrix} \gamma - (A_{11} - 1) & -A_{12} \\ -A_{21} & \gamma - (A_{22} - A) \end{vmatrix} = 0.$$

Допустим, что разность пространственных инкрементов $\text{Re } \gamma^{(1)}$ и $\text{Re } \gamma^{(2)}$ двух нормальных волн такова, что одна из них будет преобладать на длине взаимодействия. Следовательно, начальное (при $\xi=0$) распределение поля по ξ трансформируется в нормальную волну с большим инкрементом. Поэтому для выявления структуры поля в направлении пролета электронов достаточно исследовать отношение амплитуд двух рассматриваемых мод $K = \tilde{U}_1^0 / \tilde{U}_2^0$ в нормальной волне $\tilde{U}_1^0 F_1(\zeta) + \tilde{U}_2^0 F_2(\zeta)$, обладающей наибольшим пространственным инкрементом.

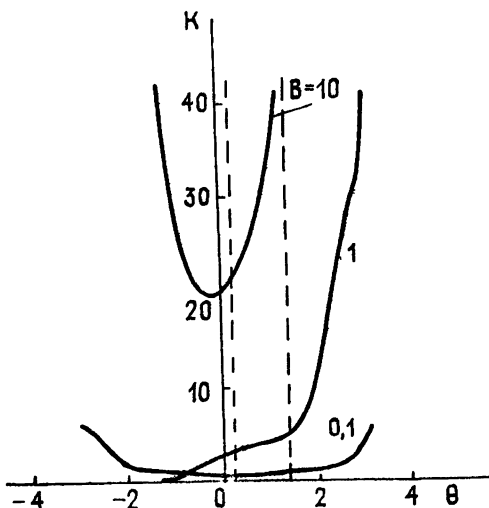


Рис 2. Отношение амплитуд K рабочей и паразитной мод в нормальной волне в зависимости от фазы пролета θ при больших параметрах неизохронности для различных потерь мод, характеризуемых параметром B . Вертикальными пунктирными линиями отмечена полоса усиления изолированной рабочей моды.

На рис. 2 представлено семейство кривых, показывающих зависимость этого отношения от параметра $\theta = \Delta l / \sqrt{2}$, характеризующего фазу пролета электронов для больших параметров неизохронности l при различных отношениях потерь $B = \sqrt{2} (A-1) / l l^3 \pi^*$. При больших потерях паразитной моды ($A \gg 1$) величина $B \approx \frac{1}{\sqrt{2e}} A / \text{Re } A_{11 \text{ max}}$ характеризует превышение ее коэффициента затухания над пространственным инкрементом рабочей моды в горячей системе для оптимальной расстройки циклотронного резонанса.

* При использовании волн типа шепчущей галереи [2] параметр l может быть представлен как

$$l = 0,66 \cdot 10^{-4} \frac{I_{\lambda}^p(a) \nu^3 G}{v_1 R \beta_{\parallel} \beta_{\perp 0}^2 l},$$

где $I_{\lambda}^p [A]$ — электронный ток в амперах, приходящийся на длину системы λ в направлении распространения волны, R — радиус изгиба волновода, R_{\parallel} — радиус пучка,

$G = \frac{J_{m-1}^2(R_{\parallel}) \nu^{2/3}}{J_m^2(R) 1,62 \nu^2}$ — коэффициент возбуждения шепчущей моды, у которой

$J_m(R) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi m}} \left(\frac{e\nu}{2m} \right)^m$, $\nu = \frac{2\pi R}{\lambda} \approx m + 0,81 m^{1/3}$, $m \gg 1$ — натуральное число.

При различных B зависимости $K(\theta)$ качественно различны. При $B < B^* \approx 1,3$ потери паразитной моды малы, связь мод сильна и ее амплитуда при некоторых θ может превосходить амплитуду рабочей моды. При $B > B^*$ потери паразитной моды столь велики, что связь становится слабой, поэтому ее амплитуда уже ни при каких θ не достигает амплитуды рабочей моды. Минимальное в полосе усиления рабочей моды отношение амплитуд рабочей и паразитной мод в зависимости от параметра отношения потерь уже при $B \geq 0,5$ приближается к прямой $K_{\min} = 2B$.

Для обеспечения фиксированности структуры поля, которая необходима для удобства вывода мощности, потери паразитной моды должны значительно превосходить инкремент рабочей, т. е. $A \gg \text{Re } A_{11}$. Из проведенных оценок следует, что для этого достаточно $B \geq 1,3$. Но в то же время горячий инкремент рабочей моды должен значительно превышать ее собственные потери для обеспечения достаточно больших значений КПД, т. е. $\text{Re } A_{11} \gg 1$. Так как «одногорбая» мода (с гауссовым распределением поля) имеет меньшие потери по отношению к «двугорбой», то, очевидно, ее и следует использовать в качестве рабочей. Полагая достаточным превышение инкремента над потерями рабочей моды в несколько раз, получаем, что потери рабочей и паразитной мод должны отличаться не менее чем на порядок. Однако существование предела потерь паразитной моды* налагает ограничение на величину получаемого коэффициента усиления, достижимого при использовании доступных в настоящее время токов.

Автор благодарит С. Н. Власова и М. И. Петелина за постоянное внимание к работе и полезные советы, а также Л. В. Родыгина и М. А. Моисеева за помощь в проведении численных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1414.
2. Быков Ю. В., Гапонов А. В., Петелин М. И. Аннотации и тезисы докладов XXIV Всесоюзной научной сессии НТО РЭС им. А. С. Попова. — М., 1968; Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 8, с. 1219.
3. Жураховский В. А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках. — Киев: Наукова думка, 1972, с. 240.
4. Петелин М. И. — В сб.: Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 77.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
26 августа 1984 г.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.372.828

МЕТОД СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ТЕОРИИ ЭКРАНИРОВАННЫХ СТРУКТУР СВЧ

В. А. Неганов

Для электродинамического анализа экранированной линии передачи с произвольным числом токопроводящих полосок последовательно применяется математический аппарат теории сингулярных интегральных уравнений. Краевая задача для собственных волн обобщенной структуры сведена к системе интегральных уравнений Фредгольма второго рода с вырожденными ядрами. Данный подход позволил получить общее аналитическое представление для решения уравнений. В качестве примера в приближении большого экрана получены дисперсионные уравнения и формулы для распределения составляющих электрического поля в щели экранированной щелевой линии. Соотношения справедливы для любой структуры с одной щелью, в том числе и для линий с анизотропными слоями.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 6953-В85. Деп. от 2 октября 1985 г.

* Природа существования этого предела та же, что и предела дифракционной добротности $Q_{\min}^{\text{dif}} = 4\pi(L/\lambda)^2$ цилиндрического резонатора [4].