

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ ПРИБОРОВ И АНАЛИЗ ИХ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

© 2015 г. А.Д. КАСАТКИН, Н.П. КРАВЧЕНКО, С.В. МУХИН

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», г. Москва
e-mail: sanchezonok@mail.ru, natkrav@inbox.ru, mukhin_sergey@yahoo.com

Мощные электронные приборы СВЧ диапазона являются основными источниками электромагнитной энергии для многих областей техники. Традиционно это различные электровакуумные приборы сверх высоких частот (СВЧ) (лампы бегущей волны (ЛБВ), клистроны, магнетроны, лампы обратной волны и так далее). Наряду с электровакуумными приборами СВЧ получили развитие пучково-плазменные приборы СВЧ. Присутствие плазмы существенно влияет на характеристики приборов и позволяет улучшить некоторые из них, например, увеличить выходную мощность, расширить рабочую полосу частот и повысить КПД.

Модель ячейки замедляющей системы типа «цепочка связанных резонаторов», учитывающая пролетный канал.

Чаще всего распространением волн по центральному каналу пренебрегают, но такая возможность существует, и ее стоит учитывать при анализе замедляющих систем (ЗС) с пролетным каналом, заполненным плазмой.

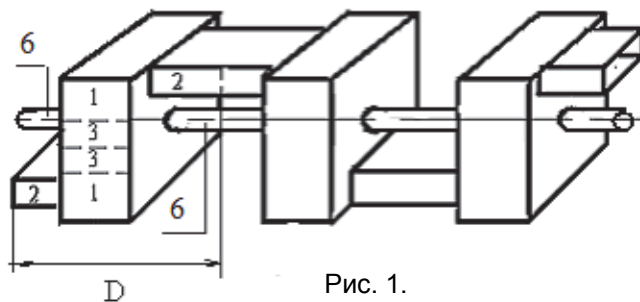


Рис. 1.

При построении модели ячейки в отсутствие возбуждающего тока, использовался метод эквивалентных систем, и рассматривались прямоугольные ЗС типа «петляющие волноводы» наиболее просто описываемые с его помощью (рис. 1).

Исходная ЗС разбивалась на частичные области плоскостями, перпендикулярными направлению распространения СВЧ энергии в ней. Выделенные частичные области заменяются отрезками волноведущих каналов с прямоугольным и круглым поперечным сечением, для которой известно аналитическое решение внутренней электродинамической задачи. Получаем эквивалентную ЗС. Чтобы описать частичные области в этой системе вводят эквивалентные $U_{\text{ЭКВ}}, I_{\text{ЭКВ}}, Z_{\text{ЭКВ}}, \gamma$. Это дает возможность перехода к эквивалентным линиям передачи и единообразному описанию их матрицами передачи четырехполюсников. Основываясь на анализе условий сшивания полей на границах частичных областей, соединяем четырехполюсники в эквивалентную схему ячейки анализируемой ЗС. Делаем предположение, что в круглых волноводах распространяется одна волна E_{10} . Для этой волны параметры $U_{\text{ЭКВ}}, I_{\text{ЭКВ}}, Z_{\text{ЭКВ}}, \gamma$ эквивалентной линии передачи определены через поперечные компоненты полей следующим образом:

$$U_{\text{ЭКВ}} = -\int_1^2 E^r dl, \quad I_{\text{ЭКВ}} = \iint H^r dl, \quad Z_{\text{ЭКВ}} = \frac{U_{\text{ЭКВ}}}{I_{\text{ЭКВ}}}, \quad \gamma_{\text{ЭКВ}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{\text{кп}}^2}}$$

Эта линия описывается матрицей передачи:

$$CAj(\lambda) := \begin{pmatrix} \cosh(\psi j(\lambda)) & -zj(\lambda) \cdot \sinh(\psi j(\lambda)) \\ \frac{-\sinh(\psi j(\lambda))}{zj(\lambda)} & \cosh(\psi j(\lambda)) \end{pmatrix}$$

где

$$z_j(\lambda) := \frac{-\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot J_0(0) \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{p^2 \cdot \lambda^2}{r_1^2 \cdot 4 \cdot \pi^2}\right)}}{2 \cdot \pi \cdot p \cdot \frac{d}{dp} J_0(p)}, \quad \psi_j(\lambda) := \frac{2 \cdot i \cdot \pi \cdot 15}{\lambda} \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{p^2 \cdot \lambda^2}{r_1^2 \cdot 4 \cdot \pi^2}\right)},$$

$J_0(p)$ - функция Бесселя первого рода нулевого порядка

p - первый корень функции Бесселя нулевого порядка.

Компоненты электрического поля в пролетном канале являются периодической функцией продольной координаты Z . Продольная компонента поля на границе канала существует только в зазоре взаимодействия и предполагается, что в нем она постоянна. Эта периодическая функция представляется в виде суммы пространственных гармоник

$$E_0(r, \varphi, z) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} c_n e^{-i \frac{2\pi n}{D} z}$$

Используя условия на границе канала, определяется амплитуда продольной компоненты электрического поля и азимутальная компонента магнитного поля. Известным образом вводится эквивалентный ток и в центре зазора определяется сопротивление, связывающее напряжение на зазоре и продольный ток, определяемый азимутальным магнитным полем.

$$Z = \frac{E_0 d}{I_{\text{экв}}}$$

где E_0 - постоянное поле в зазоре взаимодействия, d - ширина зазора взаимодействия. Величина сопротивления определяется выражениями:

$$Z = \frac{1}{Y},$$

где

$$Y(\lambda) := \frac{-\pi \cdot 2 \cdot i \cdot r_1 \cdot \sum_{k=1}^{10} \left[\frac{4 \cdot \pi \cdot \sin\left(k \cdot \pi \cdot \frac{d}{L}\right) \cdot \cos(k \cdot \pi)^2 \cdot I_1 \left[r_1 \cdot \sqrt{\left[\frac{(2 \cdot \pi \cdot k)^2}{L}\right]^2 + \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda}\right)^2} \right]}{k \cdot \pi \cdot \lambda \cdot \sqrt{\left[\frac{(2 \cdot \pi \cdot k)^2}{L}\right]^2 + \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda}\right)^2}} \cdot I_0 \left[r_1 \cdot \sqrt{\left[\frac{(2 \cdot \pi \cdot k)^2}{L}\right]^2 + \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda}\right)^2} \right] + \frac{d \cdot J_1\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot r_1}{\lambda}\right)}{L \cdot J_0\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot r_1}{\lambda}\right)} \right]}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot d}$$

здесь $I_0(x), I_1(x)$ - модифицированные функции Бесселя.

Построение эквивалентной схемы второго канала распространения СВЧ энергии осуществляется точно так же, как и в случае рассмотрения ячейки данной замедляющей системы без учета влияния пролетного канала. Ячейка разбивается на частичные области плоскостями перпендикулярными направлению распространения СВЧ энергии, которые моделируются отрезками прямоугольных волноводов, в которых распространяется волна H_{10} . Отличие от известной модели заключается в последовательности соединения отрезков волноводов, определяемой выбором разделения замедляющей системы на ячейки. После определения $U_{\text{ЭКВ}}, I_{\text{ЭКВ}}, Z_{\text{ЭКВ}}, \gamma$, отрезки волноводов моделируются четырехполюсниками соединенными каскадно и последовательно.

Матрицы передачи, моделирующие отрезки волноводных каналов, в этом случае имеют вид

$$CA_j(\lambda) := \begin{pmatrix} \cosh(\psi_j(\lambda)) & -z_j(\lambda) \cdot \sinh(\psi_j(\lambda)) \\ -\frac{\sinh(\psi_j(\lambda))}{z_j(\lambda)} & \cosh(\psi_j(\lambda)) \end{pmatrix}$$

$$\omega_c = \frac{e \cdot B}{m}$$

где B - напряженность магнитного поля.

Диэлектрические проницаемости

$$\varepsilon_z(\nu, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2(\nu)}{\omega^2}, \quad \varepsilon_r(\nu, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2(\nu)}{\omega^2 - \omega_c^2(\nu)}$$

Дисперсионные характеристики круглого волновода, заполненного плазмой, при бесконечном магнитном поле определяются выражением

$$h = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \frac{p^2}{a^2 \varepsilon_z(\nu, \omega_p)}}$$

Диэлектрические проницаемости используются при определении набега фазы и характеристического сопротивления отрезков пролетного канала и элементов соответствующих матриц передачи.

$$\begin{aligned} \psi_6(\nu, \lambda) &:= \frac{2 \cdot i \cdot \pi \cdot 15 \cdot \sqrt{\varepsilon_r(\nu, \lambda)}}{\lambda} \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{p^2 \cdot \lambda^2}{r_1^2 \cdot \varepsilon_z(\nu, \lambda) \cdot 4 \cdot \pi^2}\right)} \\ z_6(\nu, \lambda) &:= \frac{-\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \cdot J_0(0) \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{p^2 \cdot \lambda^2}{r_1^2 \cdot \varepsilon_z(\nu, \lambda) \cdot 4 \cdot \pi^2}\right)}}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_r(\nu, \lambda)} \cdot p \cdot \frac{d}{dp} J_0(p)} \\ CA_6(\nu, \lambda) &:= \begin{pmatrix} \cosh(\psi_6(\nu, \lambda)) & z_6(\nu, \lambda) \cdot \sinh(\psi_6(\nu, \lambda)) \\ \frac{\sinh(\psi_6(\nu, \lambda))}{z_6(\nu, \lambda)} & \cosh(\psi_6(\nu, \lambda)) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Они же используются при расчете проводимости Y .

Исследование дисперсионных характеристик ЗС типа ЦСР с пролетным каналом, заполненным плазмой.

Проведен расчет дисперсионных характеристик прямоугольных ЦСР с разной высотой щелей связи 1.3мм и 4.3мм.

Таким образом, путем подбора параметров плазмы можно управлять дисперсионными характеристиками. Подбором концентрации плазмы можно добиться слияния резонаторной и щелевой полос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С. Плазменная СВЧ-электроника // УФН – 1981, т. 133, с. 3.
2. Carmel Y., Lou W.R., Antonsen T.M. Jr., Rodgers W., Levush B., Destler W.W., Granatstein V.L. Relativistic plasma microwave electronics: Studies of high-power plasma-filled backward wave oscillators // Ph. Vs. Fluids B– 1992, v. 4, pp. 2286-2292.
3. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Гадецкий Н.П., Магда И.И., Лемберг Е.А. Возбуждение интенсивных колебаний сильноточным и релятивистскими пучками. // Укр. физ. журн., 1978, т.23, №11, с. 1902-1907.
4. Файнберг Я.Б., Блюх Ю.П., Корнилов Е.А., Любарский М.Г., Марков П.И. Онищенко И.Н., Сотников Г.В. Электродинамика гибридных плазменно-волноводных замедляющих структур // Доклады АН УССР. Физ.-мат. и техн. науки. 1990. – № 11, с. 55-58.
5. Ломакин О.Е., Мухин С.В., Солнцев В.А. Расчет характеристик цепочки связанных резонаторов при определении параметров волноводно-резонаторной модели методом опорных точек. // Радиотехника и электроника – 1991, т. 36, №2, с. 296.
6. Сборник статей. Колебания сверхвысоких частот в плазме. // Из-во Иностранной литературы. – М. – 1961, с. 180.