

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ

Г. А. Кузаев, Е. П. Курушин, В. А. Неганов

Данное сообщение является продолжением работы [1], в которой метод Ритца использовался для анализа обобщенной полосковой линии передачи на комбинированной подложке, содержащей в общем случае произвольное число токопроводящих полосок. Частным случаем такой линии является экранированная щелевая линия, поперечное сечение которой представлено на рис. 1

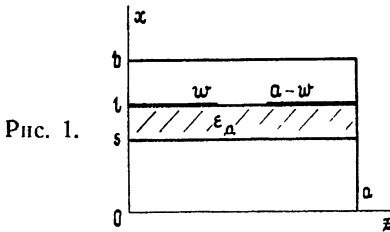


Рис. 1.

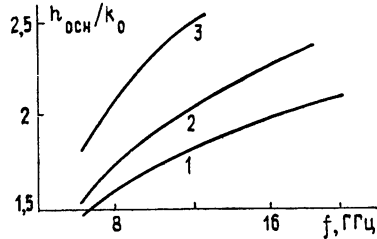


Рис. 3.

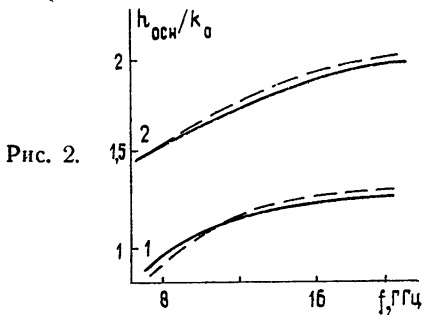


Рис. 2.

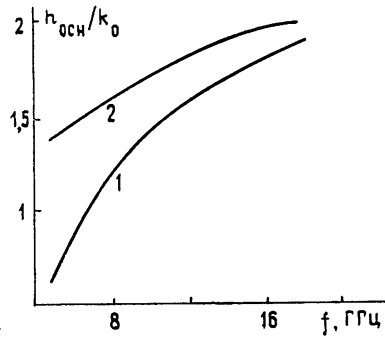


Рис. 4

Рис. 1. Геометрия задачи

Рис. 2. Дисперсионные зависимости основной волны ($a = 2$ см, $s = 0,45$ см, $l = 0,55$ см, $b = 1$ см, $w = 0,9$ см; 1 — $\epsilon_d = 2,55$, 2 — $\epsilon_d = 9$).

Штрихами обозначены кривые из работы [2]

Рис. 3. Дисперсионные зависимости основной волны ($a = 2$ см, $s = 0,45$ см, $w = 0,9$ см, $\epsilon_d = 9$). 1 — $l = 0,55$ см, $b = 1$ см, 2 — $l = 0,6$ см, $b = 1,05$ см, 3 — $l = 0,65$ см, $b = 1,1$ см.

Рис. 4. Дисперсионные зависимости основной волны ($a = 2$ см, $s = 0,45$ см, $l = 0,55$ см, $b = 1$ см, $\epsilon_d = 9$). 1 — $w = 0,6$ см, 2 — $w = 0,9$ см.

Известно, что в строгой постановке задача расчета полей и токов в такой системе — граничная задача для уравнений Максвелла — эквивалентна векторному уравнению [2, 3]

$$E_\tau(z) = \int_0^a \|G(z, z')\| j_\tau(z') dz', \quad (1)$$

где $E_\tau(z)$ — касательная составляющая электрического поля на границе раздела $x = l$, $j_\tau(z)$ — вектор плотности поверхностного электрического тока, протекающего на границе $x = l$ по токопроводящим полоскам $z \in [0, w]$, $z \in [a - w, a]$, $\|G(z, z')\|$ — тензор Грина, обычно он представляется бесконечными суммами, содержащими собственные функции областей $x \in [0, l]$ и $x \in (l, b]$ (правила построения тензора известны [4], конкретные выражения можно найти в [2, 3], поэтому мы их не приводим). Приравняв E_τ нулю на токопроводящих полосках: $E_\tau = 0$, $z \in [0, w]$, $z \in [a - w, a]$, из (1) получаем векторное интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода, собственные значения которого h есть постоянные распространения волн в рассматриваемой линии. При вычислениях в выражениях G_{ij} приходится ограничиваться конечным числом членов ряда M , переходя, таким образом, к некоторой M -модели задачи [3], что в случае уравнений Фредгольма 1-го рода требует дополнительных обоснований [5, 6]. Собственные значения h могут быть найдены либо методом Галеркина [2, 3], либо путем введения некоторого квадратичного функционала, в результате минимизации которого (про-

цедура Ритца [7]) получается эквивалентная алгебраическая форма. Как показано в [1], в случае микрополосковых структур очень удобным оказывается функционал

$$Z(j_\tau, h) = \int_0^a \int_0^a j_\tau^*(z) \| G(z, z') \| j_\tau(z') dz dz' = 0, \quad (2)$$

представляющий собой вариационно-устойчивое выражение для h . $\delta h = 0$ при малых вариациях δj_τ и δj_τ^* . В (2) $j_\tau^*(z)$ — вектор поверхностной плотности тока в сопряженной волноводной структуре. При отсутствии анизотропии свойств подложки $j_\tau^*(z) = j_\tau(z)$. С использованием (2) анализировался широкий класс структур: обращенная полосковая линия [8], несимметричная полосковая линия на ферромагнитной подложке [9] и несимметричная полосковая линия на комбинированной феррито-диэлектрической подложке [10].

Выбор для анализа метода Ритца нам представляется предпочтительным по следующим причинам, указанным в [1]. при использовании (2) возможен больший произвол в выборе аппроксимирующих функций $j_\tau(z)$; так при простейших аппроксимациях из (2) получаются замкнутые выражения, представляющие приближенные дисперсионные уравнения, из (2) получаются легко и дисперсионные уравнения в длинноволновом и коротковолновом приближениях, в частности, и спектры магнитостатических волн [10], и, наконец, функционал (2) имеет четкий физический смысл, являясь двумерной формулировкой теоремы взаимности, он непосредственно используется для двусторонних оценок величины h .

Выражая $\|G(z, z')\|$ через элементы матрицы входных импедансов [2] областей $x \in [0, l]$ и $x \in [l, b]$ вместо (2) можно записать следующее выражение:

$$\sum_{m=0}^M \left\{ Z_{m11} \left[\int_0^w dz' j_y(z') \sin \frac{\pi m z'}{a} \right]^2 + Z_{m22} \left[\int_0^w dz' j_z(z') \cos \frac{\pi m z'}{a} \right]^2 + 2Z_{m12} \int_0^w \int_0^w dz dz' j_y(z) j_z(z') \sin \frac{\pi m z}{a} \cos \frac{\pi m z'}{a} \right\} = 0. \quad (3)$$

Здесь $j_y(z)$, $j_z(z)$ — составляющие вектора $j_\tau(z)$, Z_{mij} — элементы матрицы импедансов [1, 2], которые мы здесь не приводим (их выражения имеются в [2]). Будем аппроксимировать составляющие тока $j_y(z)$ и $j_z(z)$ рядами:

$$j_y(z) = \sum_{h=1}^{N_1} a_n \sin \frac{\pi n z}{2w}, \quad j_z(z) = \sum_{h=0}^{N_2} b_n \cos \frac{\pi n z}{2w}, \quad (4)$$

где a_n , b_n — неизвестные постоянные. Подставляя (4) в (3) и применяя стандартную процедуру минимизации (3), получим систему алгебраических уравнений, из равенства нулю определителя которой находится постоянная распространения h . Значения N_1 , N_2 и M определяются в результате численного эксперимента. Если ограничиться в (3) значением $M = 50$ уже при $N_1 = N_2 = 8$, величина постоянной распространения стабилизируется во втором знаке после запятой, однако для целей практического расчета обычно достаточно точности порядка 1—2%: с большей точностью никогда не известно значение диэлектрической проницаемости подложки. Для этого оказывается достаточным $N_1 = N_2 = 3$. Для оценки точности получающихся результатов проведено сравнение для линии, рассмотренной в [2] (см рис 2). На рис. 3, 4 представлены результаты расчета дисперсионных кривых при различных параметрах и геометрических размерах щелевой линии.

В заключение авторы выражают признательность Е. И. Нефедову за интерес к работе и обсуждение ее результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Курушин Е. П., Неганов В. А. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 7, с. 1329.
- 2 Никольский В. В., Дружинин А. В. — Радиотехника и электроника, 1977, 23, № 7, с. 1331.
- 3 Никольский В. В. — В сб: Современные проблемы распространения и рассеяния волн — М.: ИРЭ АН СССР, 1979, с. 5.
- 4 Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М.: ИЛ, 1958 — Т. 1.
- 5 Никольский В. В. — В сб: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1977, с. 121.
- 6 Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1979. — С. 285.

7. Канторович Л В, Крылов В И Приближенные методы высшего анализа. — М Физматгиз, 1962 — С 708
8. Глушенко А Г, Курушин Е П, Нефедов Е И, Неганов В А, Санталов Н П — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 5, с 930
9. Курушин Е П, Неганов В А. V Международная конференция по гиромагнитной электронике и электродинамике — М: 1980 — Т 3, с 60
10. Курушин Е П, Неганов В А, Нефедов Е И — Микроэлектроника, 1981, 10, № 3, с. 290

Куйбышевский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию 5 декабря 1980 г.

УДК 621 378

ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ВОЗНИКНОВЕНИЯ МНОГОМОДОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ МАЗЕРАХ

Г. С Нусинович

1. Использование релятивистских электронных пучков наносекундной длительности для генерации СВЧ излучения усилило интерес к нестационарным процессам в СВЧ приборах. Одним из интересных результатов, полученных при построении нестационарной теории лазеров на свободных электронах [1], является смена одномодовых колебаний (по мере увеличения тока пучка) автомодуляционным режимом, переходящим, в свою очередь, в нерегулярные колебания, напоминающие стохастические. При получении этого результата в [1] использовался пространственно-временной подход без разложения высокочастотного поля по собственным модам резонатора.

Цель данного сообщения состоит в том, чтобы показать возможную причину возникновения многомодовости в электронных мазерах и лазерах в рамках квазилинейной теории двухмодовой модели резонансного генератора

2. Взаимодействие двух мод резонансного автогенератора в рамках квазилинейной теории описывается уравнениями Лэмбовского [2] типа (см, например, [3])

$$\dot{M}_1 = M_1 (\alpha_1 - \beta_1 M_1 - \gamma_1 M_2), \quad \dot{M}_2 = M_2 (\alpha_2 - \beta_2 M_2 - \gamma_2 M_1)$$

Здесь M_s — квадрат безразмерной амплитуды s -й моды ($s = 1, 2$), точка обозначает

дифференцирование по безразмерному времени, коэффициенты $\alpha_s = \alpha_s - 1/2IQ$ характеризуют превышение током пучка (параметр I) стартовых значений (Q — добротность колебаний), коэффициенты α_s, β_s в случае, когда эффективный импеданс связи всех электронов с полями каждой из взаимодействующих мод одинаков (предположение, делающееся и в [1]), зависят лишь от продольной структуры полей мод $f_s(z)$ и отстройки частоты моды от частоты точного синхронизма с электронами ω^* : $\alpha_s = \alpha_s(f_s(z), \omega_s - \omega^*)$, $\beta_s = \beta_s(f_s(z), \omega_s - \omega^*)$, коэффициенты γ_s зависят также от взаимного расположения частот мод $\gamma_s = \gamma_s(f_s(z), \omega_s - \omega^*, \omega_{s'} - \omega^*)$ [3] ($s' \neq s$).

Если положение частот обеих мод в зоне самовозбуждения таково, что режим самовозбуждения «мягкий» (коэффициенты $\alpha_s, \beta_s, \gamma_s > 0$), то между модами такого генератора имеет место «сильная» связь и в результате конкуренции мод установятся одномодовые колебания [3-5] (фазовый портрет системы показан на рис 1) Причина «сильной» связи состоит в том, что в данном случае поля обеих мод, как и в ОКГ с однородно уширенной линией активного вещества [2], одинаково эффективно взаимодействуют со всеми электронами. В этой конкуренции преимущества имеет мода, обладающая минимальным стартовым током (максимальна величина σ) и, вследствие этого, возбуждающаяся первой.

Однако по отношению к модам, частоты которых соответствуют отрицательной величине коэффициента γ_2 , первая мода ведет себя совершенно иначе, а именно. колебания первой моды делают возможным возбуждение других мод с $\gamma_2 < 0$. Этот эффект, вообще говоря, естественный для электронных мазеров с квазиэквидистантным энергетическим спектром, у которых по причине квазиэквидистантности спектра соседствуют зоны положительной и отрицательной реабсорбции когерентного излучения, можно объяснить и простыми кинематическими соображениями. В данной ситуации



Рис. 1.