

Надо отметить, что регистрация спектральных шумовых характеристик в достаточно широком частотном диапазоне позволяет с большой точностью определить значение константы α . Таким образом, рассмотренная методика раскрывает широкие возможности для исследования корреляции уровня фликкерных шумов со значением указанного параметра. Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что рассмотренная методика является средством для изучения физических процессов по их спектральным характеристикам в низком и инфранизком частотном диапазоне. Предложенный метод обладает следующими достоинствами: а) высокой разрешающей способностью, б) экспрессностью, в) возможностью анализа функциональной зависимости спектра в широком частотном диапазоне. Использование данного метода может оказаться перспективным для исследования вопросов, представляющих как чисто научный, так и практический интерес

ЛИТЕРАТУРА

- 1 McWhorter A. L. — M I T Lincoln Laboratory Report, 1955, № 80.
- 2 Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. — Repts Progr. Phys., 1981, 44, p. 479
- 3 Voss R. F., Clarke J. — Phys. Rev. Lett., 1976, 36, № 1, p. 42.
- 4 Voss R. F., Clarke J. — Phys. Rev. B, 1976, 13, № 2, p. 556.
- 5 Малахов А. Н., Якимов А. В. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 11, с. 2436
- 6 Van der Ziel A., Tong Hu. — Electronics, 1966, 39, № 24, p. 95.
- 7 Пряников В. С. Прогнозирование отказов полупроводниковых приборов. — М Энергия, 1978.
- 8 Полулях К. С. — Изв ЛЭТИ, 1955, № 26, с. 89.
- 9 Мальцев А. А., Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1975, 18, № 8, с. 113.
- 10 Бочков Г. Н., Мальцев А. А., Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 1, с. 126.
- 11 Lindeman W., Van der Ziel A. — J. Appl. Phys., 1952, 23, p. 1410.
- 12 Малахов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1959, 4, № 1, с. 54.
- 13 Дьяконов М. Н., Капшин Ю. С., Муждаба В. М., Носкин В. А., Ханин С. Д., Юдин В. А., Якубович Б. И. Препринт ЛИЯФ № 884. — Ленинград, 1983
- 14 Авт. свид. № 997113. Офиц. бюллетень, 1983, № 6, с. 247.
- 15 Keshner M. S., Proc. IEEE, 1982, 70, № 2, p. 60.
- 16 Бочков Г. Н., Кузовлев Ю. Е. — УФН, 1983, 141, № 1, с. 151.

Ленинградский институт ядерной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
1 декабря 1983 г.

УДК 621.372.828

СТУПЕНЧАТАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ТОКА В ПРОЕКЦИОННОМ АЛГОРИТМЕ ДЛЯ РЕГУЛЯРНОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

С. Г. Веснин

1. **Постановка задачи.** Применение проекционного подхода к импедансным и адмитансным интегральным уравнениям [1] позволило к настоящему времени алгоритмизировать ряд задач о регулярных и нерегулярных полосковых структурах (см. [2] и [3], pp 222, 322, а также библиогр. в [2, 3]). При этом базисы решения строились на тригонометрической основе, так что, в частности, поперечная компонента плотности тока j_x точно обращалась в нуль на краях полоскового проводника. Известен, однако, вариант [4] (см также [3], п 2.1.2), когда применялся не проекционный, а коллокационный подход. В этом случае область проводника разбивалась на ряд носителей, на которых неизвестная плотность тока аппроксимировалась двумя векторными константами (поперечная x_0 и продольная z_0), а интегральное уравнение удовлетворялось на системе точек. Совокупность таких констант на всех носителях образует ортогональный базис ступенчатой аппроксимации тока. Воспользовавшись этим обстоятельством, можно применить такую же аппроксимацию и в рамках проекционной системы. Тогда будет получена известная алгебраическая формулировка

$$PZQC = 0 \quad (1)$$

(см. [1] или, например, [3], pp 134, 2.1.2, 2.2.2), где в интегралах, представляющих элементы матриц P и Q , в качестве базисных функций v_q и w_q будут фигурировать константы z_0, x_0 , задаваемые на своих носителях (как это делалось в других работах, положим $v_q = w_q$).

Такой алгоритм был бы весьма близок по своим свойствам к коллокационному алгоритму из [4], который весьма критичен к выбору отношения числа носителей к количеству базисных функций в разложении ядра импедансного интегрального уравнения. Хотя в [4] и было найдено правило выбора оптимального соотношения, оно,

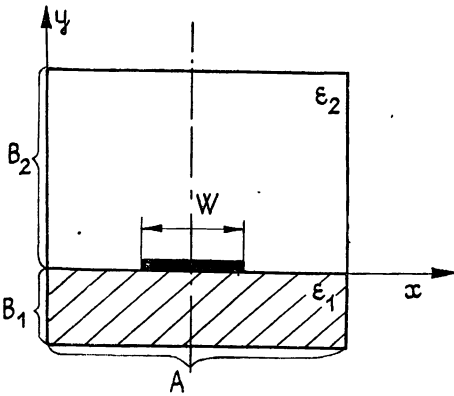


Рис. 1.

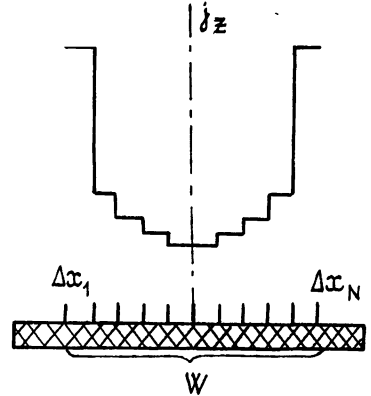


Рис. 2.

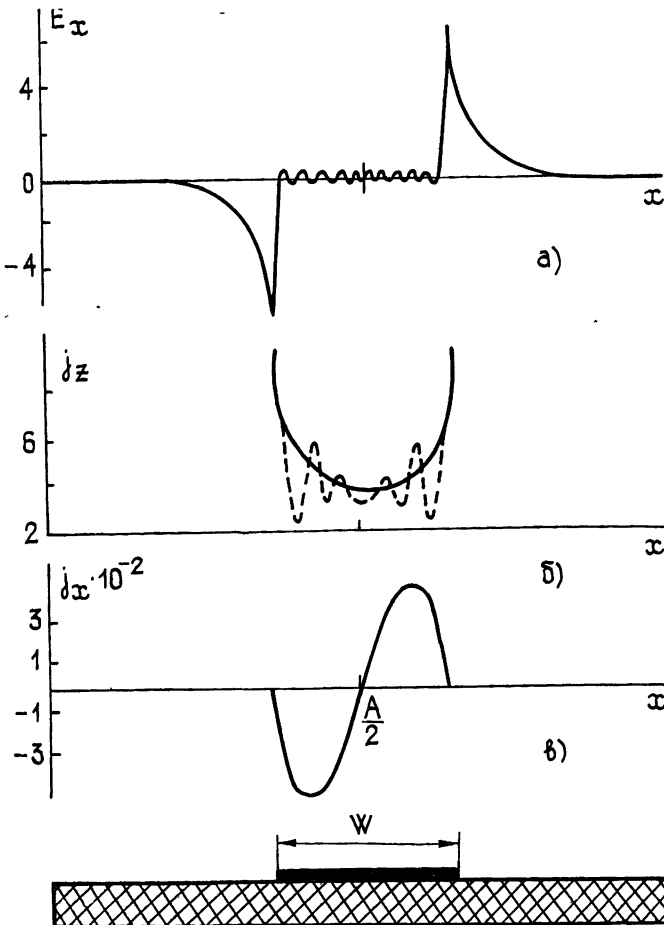


Рис. 3.

с одной стороны, не является принципиально обоснованным, а с другой — не может быть перенесено на случай неравномерного выделения носителей, неясно также, как выбирать оптимальное соотношение в двумерном варианте, что весьма ограничивает ценность коллокационного алгоритма из [4], а также проекционного алгоритма со ступенчатой аппроксимацией тока, о котором говорилось выше.

Суть выдвигаемого в этой заметке предложения состоит в следующем. Недостатком ступенчатой аппроксимации тока является нарушение условия $j_x = 0$ на краях полоскового проводника базисными функциями. Наложим это условие как дополнительное, выразив сначала магнитное поле через ток [1], а затем выразив скачок тангенциального магнитного поля на краю полоски. Это дополнительное требование введем в (1) вместо той строки системы уравнений, которая относится к краю. Следует иметь в виду, что компонента поля E_x должна иметь всплеск на краю проводника с внешней стороны, в то же время удаленная нами строка в (1) есть требование обращения в нуль на краю с внутренней стороны. Поэтому можно ожидать, что введенная нами модификация позволит получать лучшего качества («пространственно-устойчивые») распределения тока на полосковом проводнике. Как показано ниже, это предположение оправдывается.

2. Обсуждение численных результатов. Рассматривалась задача об экранированной полосковой линии (рис. 1). На рис. 2 показан общий характер ступенчатой аппроксимации плотности тока (качественно построена компонента j_z). Все расчеты производились для тестового примера ($A=3,5$ мм, $B_1=0,5$ мм, $B_2=1,5$ мм, $W=1$ мм, $\epsilon_1=9$, $\epsilon_2=1$). Результаты расчета дисперсионных характеристик с графической точностью совпадают с результатами, полученными в [5] (см. также [3]). Сходимость алгоритма ($f=20$ ГГц) иллюстрируется графиком на рис. 4, где по оси абсцисс отложено число гармоник в ядре, а N — число разбиений. Для сравнения приведена кривая из [4], свидетельствующая об острой критичности алгоритма. На рис. 5 показана зависимость решения от количества разбиений при выборе числа гармоник в ядре в соответствии с соотношением

$$P + 1 = 2(AW^{-1}N + 20). \quad (2)$$

Для сравнения приведен результат из [6] $\Gamma/k_0 = 2,6442882$.

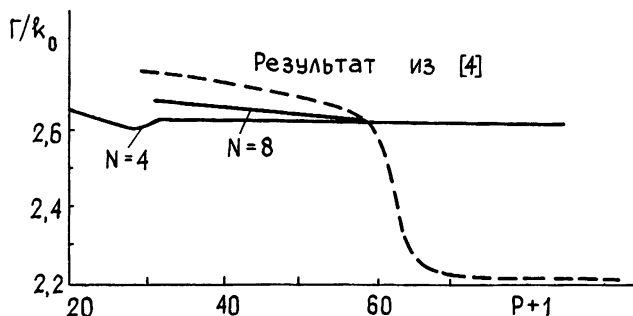


Рис. 4.

Наиболее интересным является вопрос об улучшении представления тока на полосковом проводнике и компонент поля. Эти данные представлены на рис. 3. В частности, на рис. 3б сравниваются два представления плотности продольного тока. Одно из них — без осцилляций — получено при наложении дополнительного условия $j_x = 0$ (см п 1), другое — без этого условия (штриховая линия).

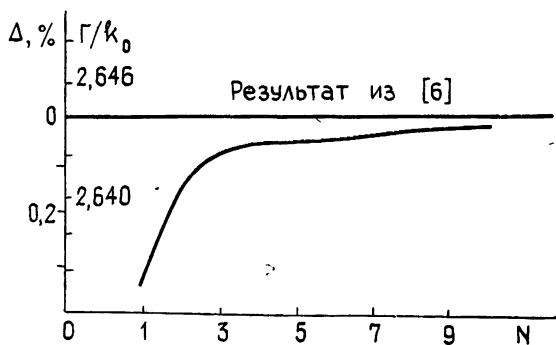


Рис. 5.

Подведем итоги. 1) Предложенный прием позволяет резко улучшить представление плотности тока на полосковом проводнике; 2) построенный проекционный алго-

ритм по своей устойчивости к относительной аппроксимации решения значительно превосходит колокационный [4], в этом смысле и по точности (приблизительно 0,1% при двух разбиениях) алгоритм оказывается таким же, как алгоритмы с тригонометрическим базисом (ср. [3], табл. 2.4), 3) интересно отметить, что учет поведения поперечного тока на краю проводника существенно влияет на качество алгоритма, хотя для основной волны выполняется условие $j_x \ll j_z$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В. В. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 4, с. 657.
2. Никольский В. В., Никольская Т. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 12, с. 423.
3. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. / Под ред. В. В. Никольского. — М.: Радио и связь, 1982.
4. Никольский В. В., Гольдин А. Д. В кн.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1978, с. 62.
5. Никольский В. В., Никольская Т. И. В кн.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1979, с. 17.
6. Веселов Г. И., Платонов Н. И., Слесарев Е. С. — Радиотехника, 1980, 35, № 5, с. 27

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
11 ноября 1983 г

УДК 621.372 809

ТЕОРИЯ ПЛАВНО РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ВОЛНОВОДА — ВОЗБУДИТЕЛЯ ОСНОВНОЙ МОДЫ ЛИНЗОВОЙ ЛИНИИ

В. И. Белоусов, С. Н. Власов, Л. В. Пискунова

Потери при возбуждении линзовой или зеркальной линии основной модой, излучаемой из сверхразмерного волновода оптимального сечения, имеют величину 0,5 дБ [1]. Для уменьшения потерь необходимо возбуждать в волноводе суперпозицию мод [2], близкую по структуре к гауссову пучку, для чего необходимы специальные волновые трансформаторы. Предложенные для этой цели в [3] фазовые корректоры со специальным профилем сложны в изготовлении. Более эффективно уменьшение потерь при возбуждении может быть достигнуто тем же путем, каким достигается уменьшение уровня боковых лепестков антенны, когда применяются рупоры с плавным увеличением раскрыва, в которых поле постепенно отрывается от стенок [4, 5]. В данном сообщении предложена методика расчета такого рупора — возбудителя линзовой линии — и определен профиль его поверхностей, при котором потери на возбуждение достигают величин порядка 0,02 дБ.

Мы будем рассматривать простейший двумерный случай возбуждения линзовой линии ТЕМ-волной, распространяющейся при $z < 0$ между двумя плоскостями $x = \pm a$ (рис. 1), переходящими при $z > 0$ в цилиндрические поверхности $x = \pm [a + f(z)]$. Все компоненты поля могут быть выражены через H_y : $E_x = -(1/ik)(\partial H_y / \partial z)$, $E_z = (1/ik)(\partial H_y / \partial x)$, $E_y = H_x = H_z = 0$. Поле H_y удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta H_y + k^2 H_y = 0 \quad (1)$$

и граничным условиям

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} f'_z - \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

на поверхности излучателя $\begin{cases} x = \pm a, & z < 0 \\ x = \pm [a + f(z)], & z > 0 \end{cases}$. При $z \rightarrow \infty$ поле должно удовлетворять условиям излучения

$$H_y \sim \exp(ik\sqrt{z^2 + x^2}). \quad (3)$$

Для сверхразмерных волноводов (наиболее интересный с практической точки зрения случай) формулировка задачи может быть упрощена. Пренебрегая отражением от сопряжения регулярной и нерегулярной частей волновода, с помощью замены $H_y = B(x, z)e^{-ikz}$ можно приближенно свести уравнение Гельмгольца к параболическому уравнению

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - 2ik \frac{\partial B}{\partial z} = 0 \quad (4)$$