где $\rho=\sqrt{1+\eta^2/3}$, θ и φ — углы, задающие ориентацию РЧ поля. В частном случае ориентации РЧ поля вдоль оси x и $\eta=0$ из выражения (9) следует результат, ранее полученный в работе [4]:

$$\omega = \omega_0 \left(1 + 3\gamma^2 H_1^2/16\,\omega_0^2\right).$$

Таким образом, радиационный сдвиг Блоха — Зигерта в случае целых спинов и $\eta=0$ приводит к снятию вырождения ± 1. Предложенным выше методом может быть рассчитан эффект Блоха—Зигерта для спин-системы с произвольным неэквидистантным энергетическим спектром.

В заключение автор выражает благодарность Н. Е. Айнбиндеру и И. Г. Шапошникову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрагим А. Ядерный магнетизм. — М.: ИЛ, 1963.
2. Bloch F., Siegert A.— Phys. Rev., 1940, **57**, p. 522.
3. Новиков Л. Н., Скроцкий Г. В. — УФН, 1978, **125**, с. 449.
4. Lurcat P. F.— J. Phys. et Radium, 1958, **19**, p. 745.
5. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974.
6. Кессель А. Р. — ФТТ, 1963, **5**, с. 1055.
7. Айнбиндер Н. Е., Фурман Г. Б. В кн.: Радиоспектроскопия. — Пермь, 1983, с. 96.
8. Буишвили Л. Л., Менабде М. Г. —ЖЭТФ, 1979, **77**, с. 2435.

Пермский государственный университет

Поступила в редакцию 5 сентября 1983 г.

УДК 621.372.8

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ МОДЕЛЕЙ ИС СВЧ

В. В. Никольский, Т. И. Никольская

Дифракционные математические модели нерегулярных элементов ИС СВЧ, построенные в [1,2], дают в настоящее время, по-видимому единственный пример моделирования сложных полосковых и щелевых структур на строгой электродинамической основе, исходя из малого числа базовых элементов. При этом в [1, 2] приводились некоторые оценки качества построенных моделей, полученные путем исследования внутренней сходимости алгоритмов и сравнения расчетных данных с экспериментальными, а также производилось сопоставление полученных результатов с различными эвристическими. Однако актуальным является дальнейшее исследование строгих электродинамических моделей. При этом важно получить представление о том, какие случаи являются наиболее трудными и соответственно требуют существенного увеличения базисов, что сопряжено с большой машинной трудоемкостью. Кроме того, важно знать, каков минимальный порядок базисов, разрешающих получение результатов допустимого качества. Такие сведения, конечно, накапливаются в процессе эксплуатации программ, но целесообразны специальные исследования. Поскольку экспериментальная техника еще недостатчно совершенна, а прецизионные измерения весьма трудоемки, наиболее надежными и проще осуществимыми представляются сопоставления теоретических результатов, получаемых независимыми методами. Такой путь выбран и в данной работе. Пока не разработаны необходимые элементы теории, нельзя утверждать, что демонстрируемые результаты (начиная с некоторого порядка) могут иметь характер двусторонних оценок, но налицо сближение результатов, дающее эвристические основания для оценки ожидаемых ошибок.

В качестве примера рассмотрим шлейф полосковой линии на «подвешенной» подложке (рис 1). Как известно [1, 2], в процессе моделирования шлейфа вычисляются собственные волны регулярных полосковых линий, отрезки которых формируют эту нерегулярность. В данном случае имеется в виду линия с шириной проводника 3 *мм*, который расположен несимметрично (два крайних отрезка), и линия с симметричным расположением проводника шириной 6 *мм* (средний отрезок). При определении мно-

гомодовых матриц рассеяния двух одинаковых скачков, образующих шлейф, используется процесс проекционного «сшивания» систем собственных волн узкой и широкой линий. Многомодовая матрица рассеяния шлейфа в целом находится в результате объединения матриц рассеяния двух скачков с учетом промежуточного отрезка регулярной линии с широким проводником.

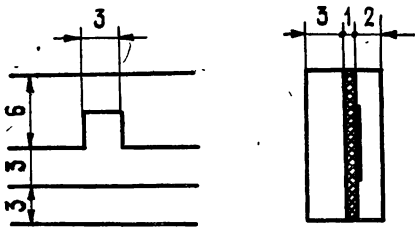

Рис. 1.

Два построенных алгоритма различались тем, что в одном из них собственные волны полосковых линий находились при решении интегрального уравнения относительно плотности тока на полосковом проводнике (импедансный вариант), а в другом — интегральное уравнение формулировалось относительно тангенциального электрического поля в области границы, дополнительной по отношению к проводнику (адмитансный вариант). Очевидно, что оба варианта являются сопоставимыми по степени аппроксимации решения, если в областях одной и той же ширины берется повторяющееся количество базисных функций, представляющих решение (ток или поле). Число функций в разложении ядра интегрального уравнения в обоих вариантах одно и то же.

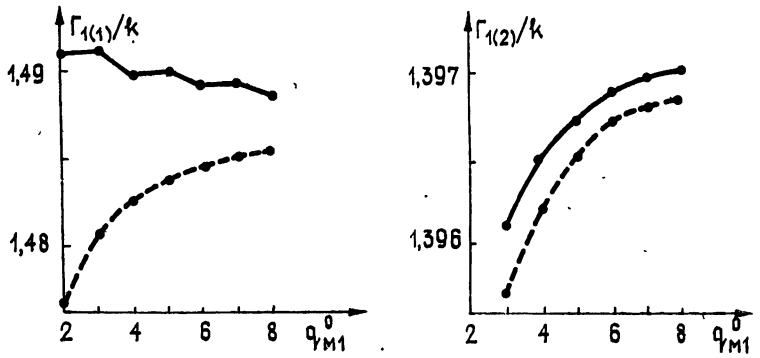

Рис. 2.

Откладываемая на графиках по оси абсцисс величина $q^0_{м1}$ есть количество x-гармоник плотности тока на ширине узкого проводника (3 *мм*) в импедансном варианте, $q^0_{м1}$ есть также количество z-гармоник напряженности электрического поля на такой же ширине зазора между проводником и стенкой экрана. На широком проводнике (6 *мм*) и таком же зазоре соответственных гармоник вдвое больше. Напомним, [1], что полное количество гармоник для узкого проводника (зазора) должно быть $2q^0_{м1}+1$, а для широкого — $4q^0_{м1}+1$. В разложении ядра бралось 111 гармоник (типа E^v- и H^v-полей) при $q^0_{м1} \leqslant 7$ и 171 гармоника при $q^0_{м1} \geqslant 8$. Все размеры на рис. 1 указаны в миллиметрах, для подложки $\varepsilon = 9$.

Таблица 1

$q^0_{м1}$	Импеданс $-i\Gamma_{2(1)}/k$	Адмитанс $-i\Gamma_{2(1)}/k$	Импеданс $-i\Gamma_{3(1)}/k$	Адмитанс $-i\Gamma_{3(1)}/k$
2	−0,6132	−0,6125	−1,2524	−1,1328
8	−0,6129	−0,6128	−1,2002	−1,1699

На рис. 2 для $f = 10$ *ГГц* представлены диаграммы сходимости по относительным постоянным распространения $\Gamma_{1(1)}/(k)$ и $\Gamma_{1(2)}(k)$ основных волн двух рассматриваемых регулярных полосковых линий (с узким и широким проводником). Здесь и далее результаты, полученные в импедансном варианте, отображены сплошными

линиями, а в адмитансном — штриховыми. Видно, что для второй линии обе формулировки дают результаты, различающиеся лишь в пятом знаке; для первой линии они различаются в четвертом знаке при $q^0_{м1} > 4$. На рис. 3 аналогичные результаты даны для первой высшей волны второй линии (подполосочная волна); здесь точность существенно ниже. В табл. 1 приведены также данные, относящиеся к двум высшим экранным волнам первой линии

На рис. 4 для $f=10$ *ГГц* представлена внутренняя сходимость интегральных волновых сопротивлений для обеих полосковых линий (только импедансный вариант).

На рис. 5 и рис. 6 показано, как ведут себя модули и фазы коэффициента отражения S^{11}_{11} и коэффициента прохождения S^{21}_{11} основной волны не для всего нерегулярного элемента, а для одного из составляющих его скачков ($f=10$ *ГГц*). При «сшивании» удерживалось четыре собственных волны линии с узким проводником и шесть — с широким.

На рис. 7 данные относятся уже ко всему элементу, т. е. к шлейфу, составленному из двух скачков.

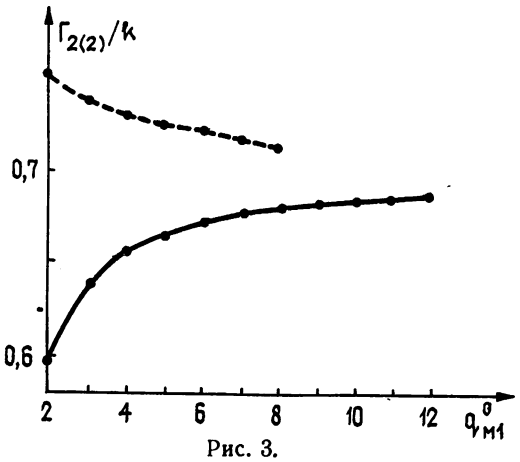

Рис. 3.

На рис. 8—11 представлены результаты, аналогичные предыдущим, но полученные при $f=5$ *ГГц* (рис. 10 относится к одному скачку, а рис. 11 — ко всему шлейфу). Видно, что при понижении частоты сходимость улучшается, а результаты импедансного и адмитансного вариантов сближаются.

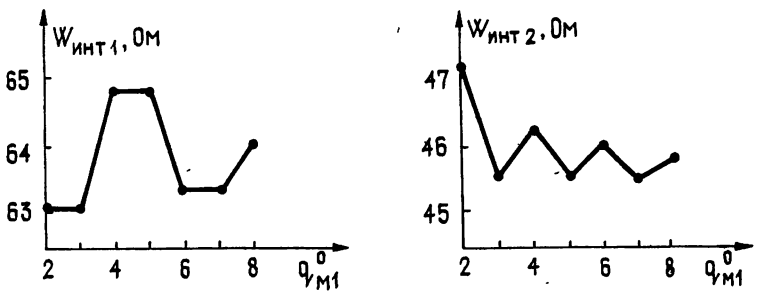

Рис. 4.

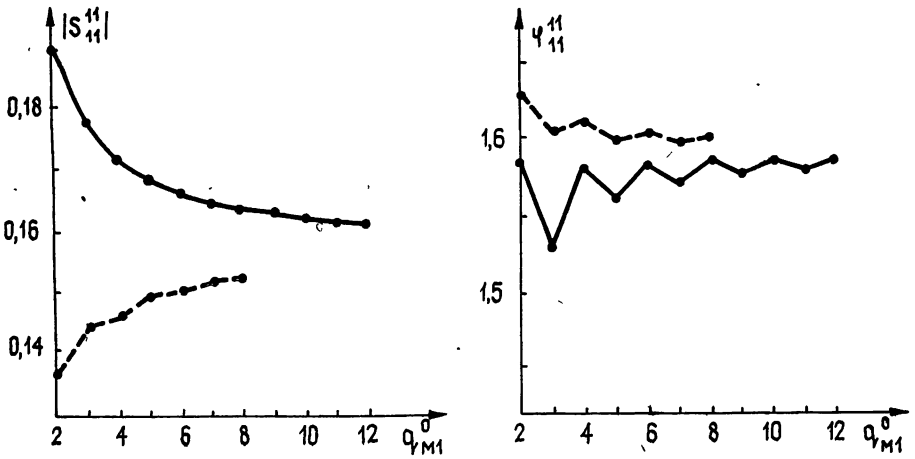

Рис. 5.

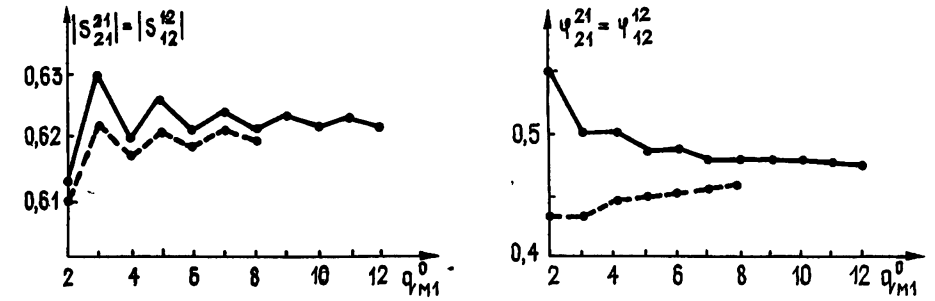

Рис. 6.

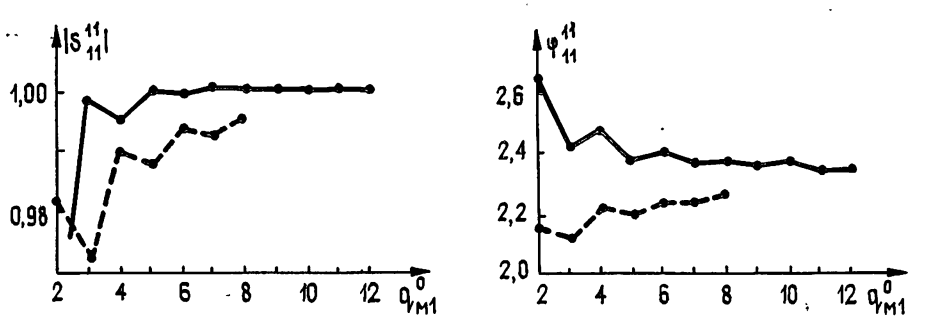

Рис. 7.

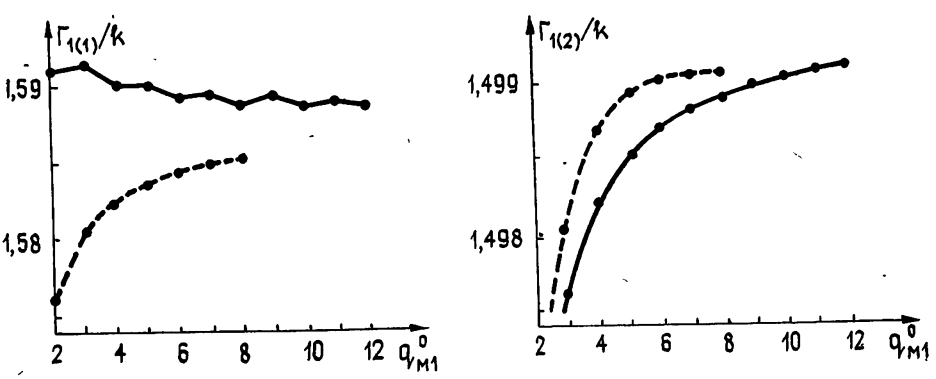

Рис. 8.

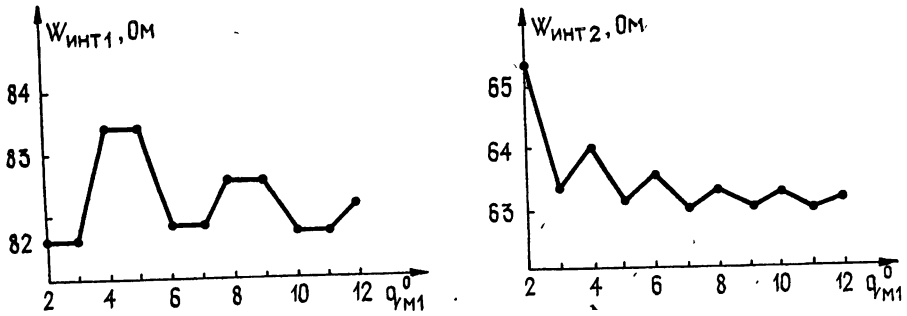

Рис. 9.

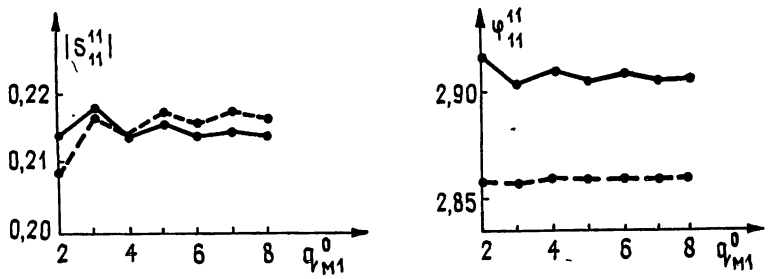

Рис. 10.

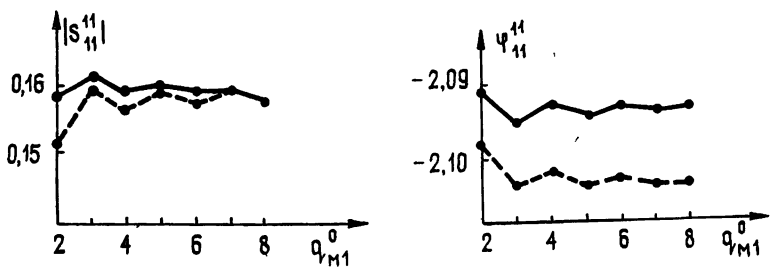

Рис. 11.

Было также проведено исследование допустимости представления полосковой структуры на «подвешенной» подложке как полосково-щелевой (со щелью, совпадающей по ширине с экраном) при относительно малом количестве гармоник, удерживаемых в разложении поля на щели. Рассматривался скачок ширины проводника полосковой линии на «подвешенной» подложке (рис. 12) при следующих данных: $\varepsilon=9$, количество функций в ядре 111, количество гармоник в разложении тока на полоске 7; при проекционном «сшивании» в каждой линии учитывается три волны.

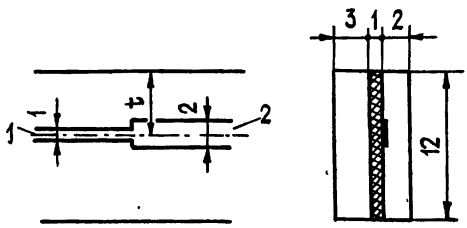

Рис. 12.

На рис. 13 приведены результаты вычисления постоянных распространения основных волн обеих линий при разных количествах гармоник в разложении тангенциального электрического поля на условной щели (по оси абсцисс отложено число z-гармоник $q^0_{\Sigma z}$, полное их число есть $2q^0_{\Sigma z}+1$). Для сопоставления построены две прямые линии, которые отображают значения постоянных распространения, полученные из импедансного алгоритма для полосковой линии на «подвешенной» подложке. Как видно, ломаные линии, соответствующие представлению полосковой линии как полосково-щелевой (импедансно-адмитансная формулировка [2]), приближаются к

этим прямым уже при количестве гармоник на щели, которое значительно меньше, чем число гармоник в ядре (это соответствует представлению поля в импедансном алгоритме). На рис. 14. показаны подобные же результаты для модуля и фазы коэффициента отражения основной волны нерегулярности (рис. 12). Все данные соответствуют $t = 1{,}5$ *мм*.

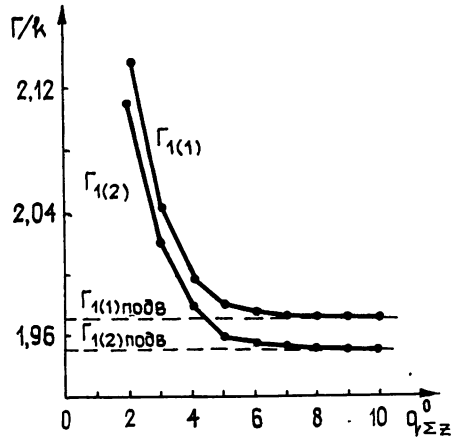

Рис. 13.

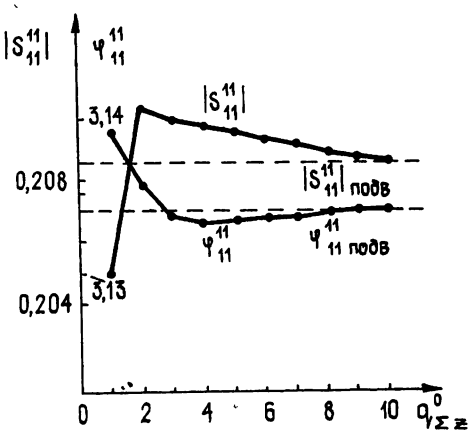

Рис. 14.

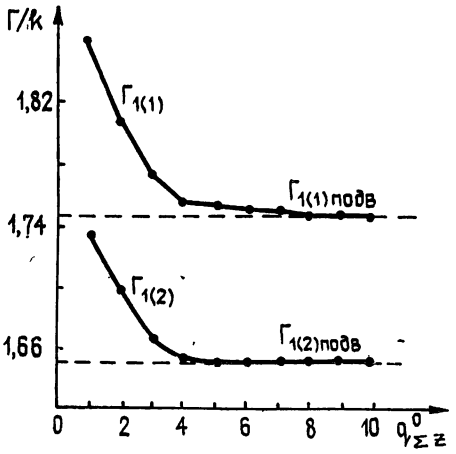

Рис. 15.

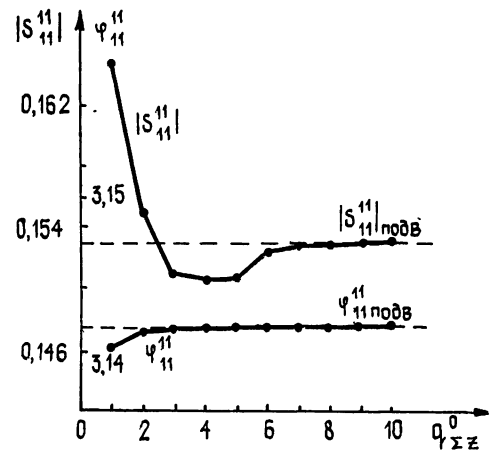

Рис. 16.

На рис. 15 и рис. 16 представлены аналогичные данные для $t=5$ *мм*.

Общий вывод заключается в том, что в базисах Трефтца высшие гармоники оказывают лишь слабое влияние на получаемые характеристики основной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В. В., Никольская Т. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 12, с. 1423.
2. Никольский В. В., Никольская Т. И., Белова Т. Г. В кн.: Автоматизированное проектирование устройств и систем СВЧ. / Под ред. В. В. Никольского. — М.: МИРЭА, 1982, с. 4.

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики

Поступила в редакцию 14 июля 1983 г.