

УДК 621.372.828

ПОТЕРИ В ПРОВОДНИКАХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ: НЕУПРОЩЕННАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И УЧЕТ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ

B. V. Никольский, A. Ю. Козлов

На основе электродинамического подхода, включающего представление поля внутри проводника, разработана математическая модель полосковой линии, учитывающая реальные свойства металлических элементов. Реализация модели позволила исследовать потери в микрополосковых линиях, проводники которых неоднородны из-за адгезионных и антикоррозионных слоев.

К настоящему времени опубликовано значительное количество работ, посвященных учету потерь в регулярных планарных структурах. Многие из них обсуждались в обзоре [1]. Однако ни в одной из известных нам публикаций, включая и последние [2, 3], не ставилось целью построить строгую электродинамическую модель с представлением поля внутри планарного проводника.

В предлагаемой работе электромагнитное поле представляется также и внутри полоскового проводника, причем последний может быть многослойным, что открывает пути анализа технологического влияния на свойства микрополосковых линий при помощи численного эксперимента. Заметим, что ранее учет влияния технологических факторов производился лишь путем сопоставления поверхностных импедансов слоистых структур [4].

При построении математической модели нами производилась обычная поперечная декомпозиция планарной структуры, как в [5, 6], с представлением поля в базисах Трефтаца. Однако теперь появляется неоднородный слой, содержащий металлическое включение, что совершенно меняет дело. Составленная в конечном счете программа (ФОРТРАН, ЭВМ БЭСМ-6 и ЕС-1060) позволила провести исследование влияния технологически обусловленной неоднородности полоскового проводника на потери.

1. ПОСТРОЕНИЕ АЛГОРИТМА

На рис. 1а показано поперечное сечение некоторой экранированной полосковой линии, разделенное на три зоны. В средней зоне 2 лежит полосковый проводник, составленный из нескольких слоев с разными свойствами; крайние зоны 1 и 3 заполнены диэлектриком, вообще многослойным. Полосковых проводников может быть несколько, это не меняет схемы алгоритма.

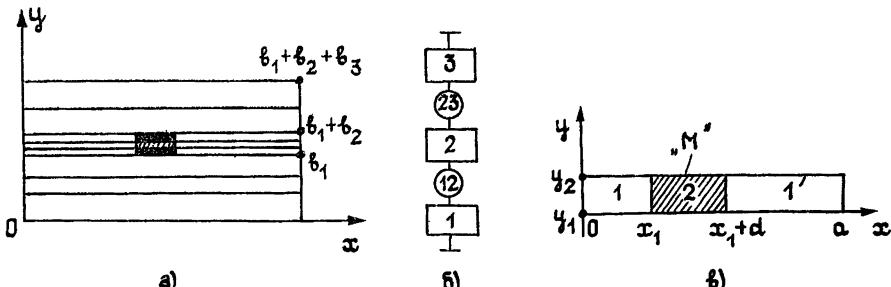


Рис. 1.

Электромагнитное поле в однородных слоях (зоны 1 и 3) представляется в базисах Трефца, образованных волнами E^y и H^y (первые не имеют компоненты H_y , вторые — компоненты E_y); в слоях зоны 2 базисные волны являются гибридными (см. ниже п. 3). Каждый слой фигурирует как отрезок волновода с продольной осью y (его длина — толщина слоя); все базисные волны изменяются в направлении z , как $\exp(-i\Gamma z)$, где Γ — неизвестная постоянная распространения одной из собственных волн полосковой линии.

На всех границах слоев в зонах 1 и 3 вводятся одинаковые краевые базисы $\{e_p\}$ и $\{h_p\}$, где e_p — нормированные тангенциальные составляющие вектора E волн E^y и H^y , при этом $h_p = |y_0 \cdot e_p|$. Аналогичным образом построенные краевые базисы в зоне 2 отличаются от них.

Производимые ниже действия отвечают декомпозиционной схеме на рис. 1б. Полные электрические и магнитные тангенциальные поля на границах слоев, представляемые в указанных ниже базисах, характеризуются векторами коэффициентов $U_{1,2(2)}$ и $I_{1,2(2)}$ соответственно. Смысл индексов поясняется следующей таблицей.

Зоны 1 и 3 опишем при помощи многомодовых матриц импеданса

$$U_{2(1)} = Z^{(1)} I_{2(1)} \quad (1)$$

и

$$U_{1(3)} = Z^{(3)} I_{1(3)},$$

а зону 2 — многомодовой матрицей передачи

$$\left(\frac{U_{2(2)}}{I_{2(2)}} \right) = \left(\frac{A^{11} | A^{12} }{A^{21} | A^{22}} \right) \left(\frac{U_{1(2)}}{I_{1(2)}} \right). \quad (2)$$

Блоки проекционного «сшивания» (кружки на рис. 1б), отображающие преобразование базисов, отвечают следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} U_{1(2)} &= P_1 U_{2(1)}, \quad U_{2(2)} = P_2 U_{1(3)}, \\ Q_1 I_{1(2)} &= I_{2(1)}, \quad Q_2 I_{2(2)} = I_{1(3)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Из соотношений (1) — (3), детализация которых дается в Приложении, можно получить разные варианты системы однородных алгебраических уравнений. Остановимся на следующем:

$$[(A^{22} + A^{21} P_1 Z^{(1)} Q_1) (A^{11} - A^{21} P_2 Z^{(3)} Q_2) - I] I_{2(2)} = 0 \quad (4)$$

(I — единичная матрица). Если $M = M(\Gamma)$ — матрица, записанная слева в (4), то

$$\text{Det } M(\Gamma) = 0 \quad (5)$$

есть характеристическое уравнение относительно неизвестной постоянной распространения Γ . После определения корней уравнения (5) решается однородная система (4), а затем на основании (1) — (3) могут быть определены коэффициенты представления полей на всех границах и, далее, полные поля как на границах, так и внутри слоев.

Алгебраическая форма (4) сохраняется при переходе от полосковой линии к какой-либо другой одноуровневой планарной структуре (система связанных линий, волноводно-щелевая линия и пр.). Нетрудно также распространить действия на многоуровневые структуры (полосково-щелевые и пр.). Однако в данной работе мы ограничимся анализом полосковой линии. Центральным моментом является учет потерь в полосковом проводнике с определением внутреннего поля; заметим, что в случае многослойного проводника матрица передачи A , входящая в (4), есть произведение матриц передачи A_i , описывающих

Таблица 1

Обозначение	Вход (выход)	Зоны
$U_{2(1)}, I_{2(1)}$	Выход $y=b_1$	зоны 1
$U_{1(2)}, I_{1(2)}$	Выход $y=b_1$	зоны 2
$U_{2(2)}, I_{2(2)}$	Выход $y=b_1+b_2$	зоны 2
$U_{1(3)}, I_{1(3)}$	Выход $y=b_1+b_2$	зоны 3

каждый из P слоев ($i=1, \dots, P$). Потери в экране мы считаем возможным учитывать на основании импедансной трактовки. Сначала экран представляется идеально проводящим, а затем после нахождения граничного магнитного поля применяется условие Леонтьевича (или соответствующее обобщение для многослойного покрытия); мнимое приращение величины Γ при этом вычисляется по обычной «энергетической» формуле. Что касается потерь в диэлектрике, то с целью их учёта базисы Трефтца (и отвечающие им парциальные импедансы) строятся при введении комплексной диэлектрической проницаемости.

2. ПОЛЯ В СЛОЯХ С МЕТАЛЛОМ

На основании предыдущего какой-либо слой в зоне 2, ограниченный плоскостями $y=y_1$ и $y=y_2$, между которыми металл полоскового проводника однороден (рис. 1в), мы трактуем как отрезок волновода длиной y_2-y_1 . Волновод частично заполнен металлом (область «M»), его стени $x=0$ и $x=a$ полагаются идеально проводящими; по z для всех собственных волн задается зависимость $\exp(-i\Gamma z)$, где в данном случае Γ — некоторая промежуточная величина при поиске корней уравнения (5). Собственные волны являются y -гибридными: волны EH^u и HE^u . При симметричном расположении проводника ($x_1=(a-d)/2$) для интересующего нас класса симметрии полей ($H_r=0$ при $x=a/2$) постоянная распространения β любой из волн рассматриваемого волновода есть корень уравнения

$$-\frac{\beta^2 \Gamma^2}{k_0^2} \left(\frac{1}{\chi_1^2} - \frac{1}{\chi_2^2} \right)^2 = \left(\frac{\mu_1 \alpha_1}{\chi_1^2} \operatorname{tg} \frac{\alpha_2 d}{2} - \frac{\mu_2 \alpha_2}{\chi_2^2} \operatorname{ctg} \alpha_1 \frac{a-d}{2} \right) \times \\ \times \left(\frac{\epsilon_1 \alpha_1}{\chi_1^2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha_2 d}{2} - \frac{\epsilon_2 \alpha_2}{\chi_2^2} \operatorname{tg} \alpha_1 \frac{a-d}{2} \right), \quad (6)$$

где $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, $k_0^2 \epsilon_{1,2} \mu_{1,2} = \chi_{1,2}^2 + \beta^2$, $\chi_{1,2}^2 = \alpha_{1,2}^2 + \Gamma^2$, индексы 1 и 2 относятся к подобластям диэлектрика и металла соответственно. Спектр волновода распадается на две части, отвечающие им волны будем обозначать символами D и M в знак того, что в первом случае поля практически сосредоточены в диэлектрике, а во втором — в металле. Отметим, что M -волны круглого провода рассматривались еще в начале века Хондросом и Дебаем (см., например, [7], § 23). В нашей задаче, как и в случае круглого провода, M -волны обладают весьма сильным обратным скин-эффектом (быстрое убывание поля в прилегающих к металлу подобластях $x < x_1$ и $x > x_1+d$). При этом M -волны типа EH^u очень близки к волнам E^u в металлической области при наложении условия $H_r=0$ («магнитная стенка») на границе металла — диэлектрик. M -волны HE^u очень близки к волнам H^u в металле при граничном условии $E_r=0$. Что касается D -волн, то они лишь незначительно отличаются от обычных волноводных волн при обеих идеально проводящих границах. Все сказанное иллюстрируется табл. 2 ($a=2 \cdot 10^{-3}$ м, $d=0,5 \cdot 10^{-3}$ м, $\Gamma/k_0=2,5-i0,009$).

Значения поперечных волновых чисел α_1 и α_2 , как видно, мало отличаются от соответствующих приближенных значений, получаемых при энергетической изоляции подобластей. Отметим, что постоянные распространения M -волн $\beta = \sqrt{k_0^2 \epsilon_2 \mu_2 - \alpha_2^2 - \Gamma^2} = \gamma - i \omega \mu_0 \sigma - \alpha_2^2 - \Gamma^2$, где σ — удельная проводимость металла ($\mu_2=1$), при достаточно высоких частотах вплоть до весьма высоких номеров типа волны ($\alpha_2 \approx m\pi/d$) оказываются близки к одной и той же величине $\beta_0 = (1-i)\sqrt{\omega \mu_0 \sigma / 2}$, справедливой для T -волны. Именно в этом приближении оправдывается подход, базирующийся на использовании граничного условия Леонтьевича при двухвольновом обобщении [8], вплоть до краевой зоны, как это было сделано в [2]. Здесь же лежит и оценка ограничения применимости указанного подхода: если при номерах

гармоник m , существенных для представления краевого эффекта, постоянные распространения β высших M -волн заметно отличаются от β_0 , то наложение их уже нельзя рассматривать как некоторую единую волну. Ограничение наступает с уменьшением параметров ω , σ и d .

Таблица 2

	α_1 для Д-волн		α_2 для M -волн	
	Точно	Приближенно $2m\pi/(a-d)$	Точно	Приближенно $m\pi/d$
$f = 10,2 \text{ ГГц}$ $\sigma = 5 \cdot 10^7 \text{ См/м}$	4186,82217+ + $i1,96618556$	4188,79021 ($m=1$)	6274,32921— — $i8,83123079$	6283,18531 ($m=1$)
	4188,78509+ + $i0,00511885$	»	12566,3706— — $i0,00000021$	12566,3706 ($m=2$)
	209341,288+ + $i98,4869821$	209439,510 ($m=50$)	314159,265— — $i0,00000496$	314159,265 ($m=50$)
	209439,510+ + $i0,00010182$	»	345090,518— — $i488,092338$	345575,192 ($m=55$)
$f = 0,4 \text{ ГГц}$ $\sigma = 0,2 \cdot 10^7 \text{ См/м}$	4139,13505+ + $i48,5477299$	4188,79021 ($m=1$)	6060,28212— — $i208,481174$	6283,18531 ($m=1$)
	4188,79001+ + $i0,00019849$	»	12566,3706— — $i0,00000491$	12566,3706 ($m=2$)
	208446,020+ + $i2191,0825$	209439,510 ($m=50$)	314159,265— — $i0,00000142$	314159,265 ($m=50$)
	209439,510+ + $i0,00000105$	»	343871,778— — $i6748,84384$	345575,192 ($m=55$)

Если в методе Трефтаца вместо точного описания Д- и M -волн использовать обсуждавшиеся выше приближенные, то процесс «сшивания» не будет распространен на очень малую часть контура проводника (боковые стороны полоски $x=\text{const}$). Вызываемая этим погрешность, по-видимому, значительно меньше неизбежной погрешности метода Трефтаца, обусловленной ограничением числа гармоник. Вместе с тем, этот путь избавляет от необходимости вычислять корни уравнения (6) на каждом шаге поиска корней уравнения (5).

Введем также следующую модификацию. При построении базисов Трефтаца все M -волны (а не только волны E^y) будем строить при граничном условии «магнитной стенки» ($H_\tau = 0$). Это значительно улучшает сходимость алгоритма в области относительно малого числа гармоник. Дело в том, что получаемые при $E_\tau = 0$ M -волны типа H^y (приближающие точные M -волны типа HE^y) лишены при $x=x_1$ и $x=x_1+d$ компоненты H_x .

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При рассмотрении полученных численных результатов вместо постоянной распространения $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$ будем приводить в соответствии с инженерными традициями величины $\Gamma'/k_0 = \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}$ и $L [\text{дБ/м}]$ (пересчитанная величина Γ'').

На рис. 2а, б приведены результаты исследования внутренней сходимости алгоритма. Все данные получены при ширине полоскового проводника $d = 0,125 \div 1,5$ мм, его толщине $t = 6$ мкм, толщине подложки $h = 0,5$ мм, ее относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon = 9,8$, частоте $f = 10$ ГГц. Размеры экрана были взяты $a = d + 1,5$ мм, $b_s = 1,5$ мм. Для полоскового проводника было взято: $\sigma = 4,8 \cdot 10^7 \text{ См/м}$; экран считался идеально проводящим. Количество гармоник бралось пропорциональным размерам, N_m — номер высшей четной гармоники на проводнике (при этом взято $N_m + 1$ M -волн). Как видно из рис. 2а, б, получаемые результаты стабилизируются, начиная с $N_m = 6 \div 10$ в за-

висимости от d (быстрее с ростом d). При $N_m=8$ для всей области изменения размеров решение входит в полу百分百ную зону по $\gamma_{\text{эфф}}$ (рис. 2а) и в пятипроцентную зону по L (рис. 2б). Заметим, что теоретические гарантии сходимости могут быть даны лишь по модулю Γ , тогда как мнимая часть этой величины на несколько порядков менее существенной.

Для проверки устойчивости выбора соотношения гармоник в пространственных областях оно менялось в пределах $\pm 10\%$ от взятой пропорции; это несущественно ухудшало результаты. Дополнительная проверка была произведена путем сопоставления с результатами для линии с бесконечно тонким идеально проводящим проводником (алгоритм описан, например, в [8], п. 2.2.2; результаты были предоставлены Т. И. Никольской). В нашем алгоритме было взято: $d=0,5$ мм, $t=0,01$ мкм, $\sigma=10^{11}$ См/м, при этом расхождение по $\gamma_{\text{эфф}}$ составляло около 0,15% по основной и первой высшей волне.

Исследование сходимости было произведено также при значительно меньшей проводимости полоски (титан), кривые качественно не изменились и поэтому не приводятся. Все последующие расчеты выполнены при $N_m=8$.

На рис. 2 в, г приведены кривые распределения компонент поля E_x и H_x основной волны на границах подобластей, соответствующих верхнему и нижнему уровням полоскового проводника (границы зон 3—2 и 2—1, рис. 1а). Сплошные и штриховые линии для каждого уровня представляют граничные значения, получаемые со стороны разных зон (номера зон указаны). Кривые свидетельствуют об удовлетворительности проекционного «сшивания».

Результаты выполненного исследования влияния технологических факторов на потери основной волны полосковой линии представлены на рис. 3а—г. Все расчеты выполнены при следующих данных: $a=2$ мм, $d=0,5$ мм, $h=0,5$ мм, $\varepsilon=9,8$, $t_{\text{п}}=6$ мкм — толщина основного проводника, его материал — гальванически наращенная медь ($\sigma=4,8 \cdot 10^7$ См/м согласно [10]); некоторые случаи специально оговорены. Влияние адгезионного подслоя (рис. 3а) толщиной $t_{\text{а.п}}$ исследовалось для двух наиболее распространенных материалов: титана ($\sigma=0,21 \cdot 10^7$ См/м) и никрома ($\sigma=0,95 \cdot 10^7$ См/м); данные взяты из [11]. Кривые на рис. 3а получены для следующих параметров: 1 — титан, $t_{\text{а.п}}=0 \div 250$ нм; 2 — титан, $t_{\text{а.п}}=500$ нм или никром, $t_{\text{а.п}}=250$ нм; 3 — никром, $t_{\text{а.п}}=500$ нм; 4 — титан, $t_{\text{а.п}}=1$ мкм; 5 — никром, $t_{\text{а.п}}=1$ мкм. Как видно из рис. 3а, на относительно низких частотах ($f < 5$ ГГц) влияние подслоя почти не проявляется независимо от материала и толщины. На более высоких частотах дополнительно вносимые потери могут быть существенными (до 20—25%). Сильнее влияет никромовый подслой, хотя он обладает лучшей проводимостью. Дело в том, что $t_{\text{а.п}} < \Delta$ (Δ — толщина скин-слоя) и основное поле (ток) находится в основном проводнике из меди; при одной и той же толщине подслоя $t_{\text{а.п}}$ волна меньше ослабляется, проходя через материал с худшей проводимостью. Вытекающая отсюда рекомендация состоит в том, что подслой должен быть как можно тоньше и выполнен из максимально высокоомного материала.

Влияние защитного покрытия (рис. 3б) исследовалось для случаев золота ($\sigma=3,48 \cdot 10^7$ См/м согласно [10]) и олова ($\sigma=0,8 \cdot 10^7$ См/м); толщина слоя обозначена $t_{\text{з.п}}$. Построены кривые: 1 — $t_{\text{з.п}}=0$; 2 — золото, $t_{\text{з.п}}=0,5 \div 1$ мкм; 3 — золото, $t_{\text{з.п}}=2 \div 5$ мкм; 4 — олово, $t_{\text{з.п}}=1$ мкм; 5 — олово, $t_{\text{з.п}}=2$ мкм; 6 — олово, $t_{\text{з.п}}=3 \div 5$ мкм. Так как для большинства частот $t_{\text{з.п}} \geq \Delta$, зависимость тривиальна: чем хуже проводимость и толще слой, тем большие дополнительные потери вносятся. Оловянное покрытие создает недопустимо большие дополнительные потери (до 40%), но даже золотое покрытие по своему влиянию сравнимо на частотах до 10 ГГц с адгезионным подслоем (см. выше рис. 3а). Как было проверено, защитное покрытие из серебра дополнительных потерь не вносит (кривая 1 на рис. 3б).

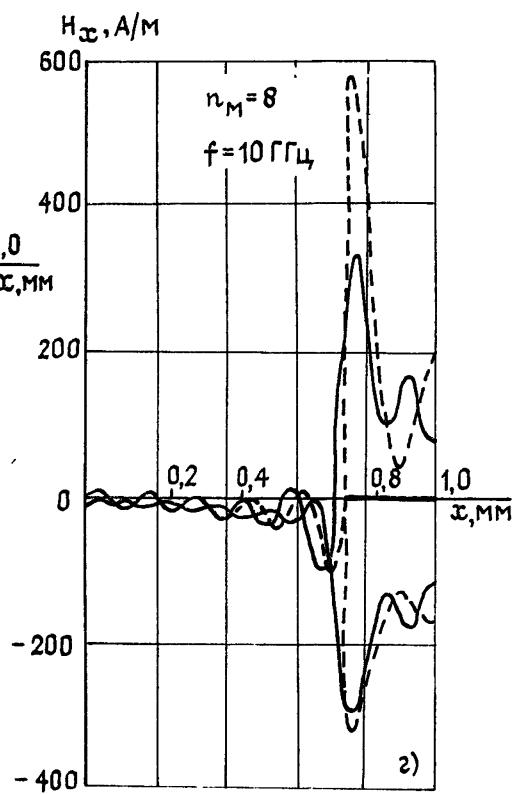
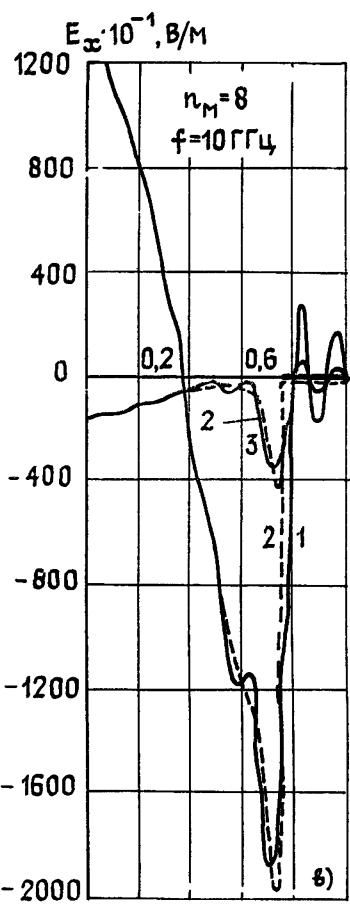
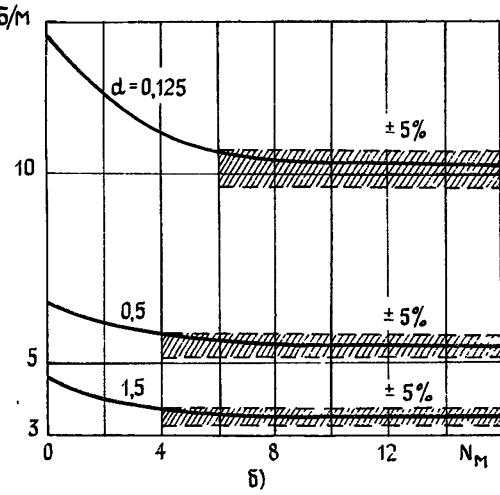
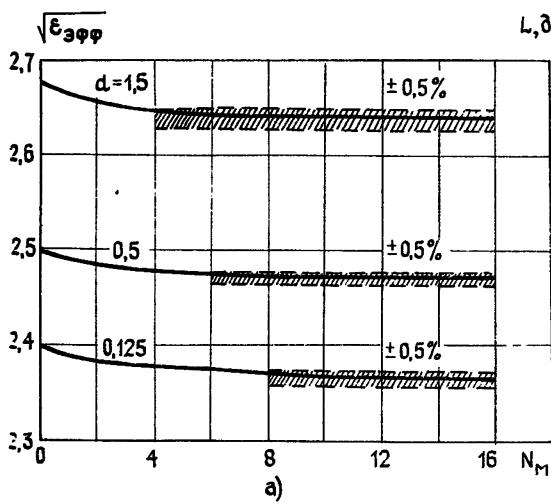


Рис. 2.

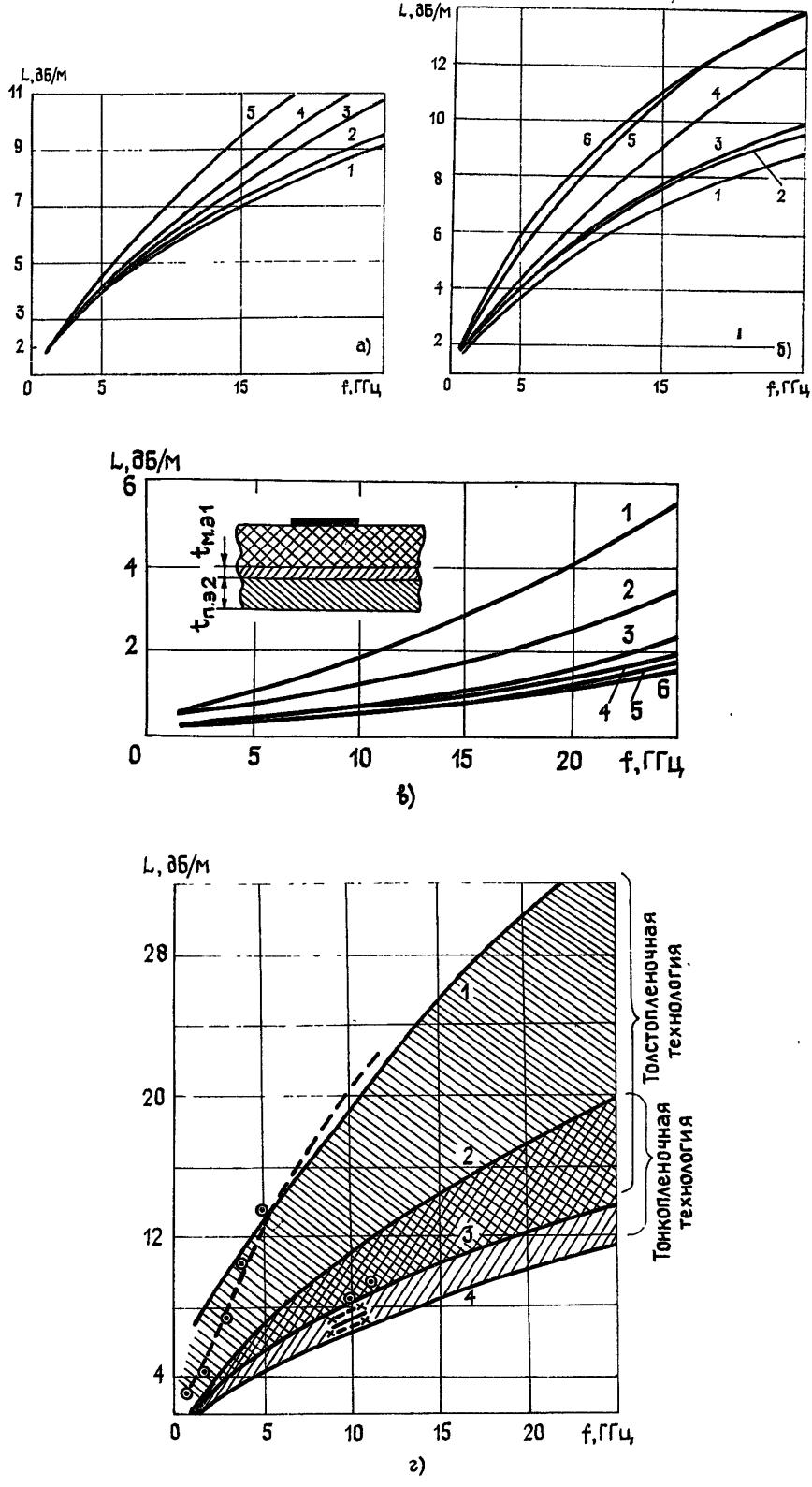


Рис. 3.

На рис. 3в представлены кривые, показывающие влияние технологических факторов на потери в нижнем экране. Были рассмотрены варианты толстопленочной технологии (кривые 1, 2, 4) и тонкопленочной технологии с подслоем или без него (кривые 3, 5, 6); $t_{\text{п.п1}} = 200$ нм, $t_{\text{п.п2}} = \infty$. При этом: 1 — $\sigma_{\text{з1}} = \sigma_{\text{з2}} = 0,4 \cdot 10^7$ См/м (паста 3701); 2 — $\sigma_{\text{з1}} = \sigma_{\text{з2}} = 1 \cdot 10^7$ См/м; 3 — $\sigma_{\text{з1}} = 0,95 \cdot 10^7$ См/м, $\sigma_{\text{з2}} = 4,8 \cdot 10^7$ См/м; 4 — $\sigma_{\text{з1}} = \sigma_{\text{з2}} = 3 \cdot 10^7$ См/м (паста 3711); 5 — $\sigma_{\text{з1}} = 0,21 \cdot 10^7$ См/м, $\sigma_{\text{з2}} = 4,8 \cdot 10^7$ См/м; 6 — $\sigma_{\text{з1}} = \sigma_{\text{з2}} = 4,8 \cdot 10^7$ См/м. Технологические факторы, как видно, слабо влияют на потери в экранах, выполненных по тонкопленочной технологии или из пасты 3711, но в случае пасты 3701 вносятся ощутимые добавочные потери (они почти в четыре раза больше, чем для экрана из гальванически наращенной меди).

Кривые суммарных потерь (в полосковом проводнике, диэлектрике подложки и экране) для пятидесятиомной линии на керамике А-995 ($\epsilon = 9,7$, $\operatorname{tg} \delta = 1 \cdot 10^{-4}$) в различных технологических вариантах представлены на рис. 3г: 1 — для полоски и экрана $\sigma = 0,4 \cdot 10^7$ См/м (паста 3701), толстопленочная технология*; 2 — структура полоски олово — медь — никром, структура экрана никром — медь; 3 — для полоски и экрана $\sigma = 3 \cdot 10^7$ См/м (паста 3711), толстопленочная технология*; 4 — структура полоски золото — медь — титан, структура экрана титан — медь. Везде $t_{\text{з.п}} = 200$ нм, $t_{\text{з.п}} = 3$ мкм; остальные размеры — прежние; прежними взяты и проводимости соответствующих металлов. Для наглядности зоны технологического влияния на потери заштрихованы; необходимость учета вида технологии при проектировании микрополосковых структур очевидна.

На рис. 3г представлены также результаты двух примеров сравнения наших результатов с экспериментальными. В первом из них рассматривалась следующая структура полоскового проводника [12]: никром (200 нм, напыление) медь (1 мкм, напыление; 3 мкм, гальваническое наращивание), золото (3 мкм, гальваническое наращивание), структура экрана взята идентичной, материал подложки — поликор (учитывались его справочные данные), размеры структуры отвечают волновому сопротивлению 50 Ом. На рис. 3г крестиками нанесены экспериментальные точки (с указанным в [12] разбросом), фрагмент нашей расчетной кривой (сплошная линия) проходит внутри полосы разброса.

Во втором примере [13] данные были следующими: линия также пятидесятиомная, диэлектрик подложки СТ-32-1 ($\epsilon = 10$, $\operatorname{tg} \delta = 6 \cdot 10^{-4}$), проводник из стандартной пленки ($\sigma = 0,4 \cdot 10^7$ См/м, $t_{\text{п}} = 25$ мкм). Экспериментальные результаты отмечены на рис. 3г точками в кружках. Они довольно точно ложатся на нашу расчетную кривую (штриховая линия) за исключением выброса (две точки) на частоте 10 ГГц и несколько выше. По всей вероятности, выброс обусловлен каким-то дефектом методики измерений.

В нашей работе был сделан шаг в направлении учета характера электромагнитного поля в реальных проводниках планарных структур, и это позволило выполнить ряд численных исследований (в частности, учесть влияние технологических факторов на потери в микрополосковых линиях). Некоторые предварительные данные уже опубликовались нами [14]; в настоящей работе точность нахождения Γ повышена (изменение типа «сшивания» E_τ и дополнительное исследование внутренней сходимости); при этом все принципиальные выводы о потерях сохранились, но значения L стали несколько выше. Соответствующее уточнение $|\Gamma|$ составило несколько десятых долей процента.

Предложенный подход допускает развитие как методическое, так и содержательное: выделение краевых всплесков поля, построение картины поля в проводнике, детальное исследование применимости граничного условия Леонтьевича, численное исследование иных регулярных и нерегулярных структур (в частности, моделирование аттенюаторов и нагрузок).

* Для линий, выполненных по толстопленочной технологии, $t_{\text{п}} = 12$ мкм.

Наконец отметим следующее.

1) Учет различия величин β используемых М-волн (см. выше п. 3) не оказывал заметного влияния на вычисляемые потери во всех продемонстрированных выше примерах. Это предварительно говорит в пользу методики, базирующейся на импедансном подходе (граничное условие Леонтовича и различные его обобщения).

2) Хотя результаты исследования внутренней сходимости алгоритма (рис.2а, б) и сопоставления расчетных данных с экспериментальными (рис. 3г) являются благоприятными, они еще не позволяют окончательно судить о точности вычисления потерь. Вряд ли здесь способны помочь теоретические исследования быстроты сходимости, которые, как нам представляется, могут относиться лишь к модулю Г. К сожалению, не обладают достаточной надежностью и существующие результаты измерения потерь микрополосковых линий. Представляется, что наиболее ценным должно быть сопоставление результатов независимых теоретических методов в применении к неупрощенной постановке задачи; на наш взгляд, предпочтительно использование методов МАБ и АМБ [15].

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем основные элементы детализации формул из п. 2 применительно к реализованному в п. 4 варианту задачи. В (1) матрицы импедансов имеют элементы:

$$Z_{pp'}^{(1)} = -i\delta_{p'p} W_{p(1)} \operatorname{tg} \beta_{p(1)} b_1 \quad \text{и} \quad Z_{pp'}^{(3)} = i\delta_{p'p} W_{p(3)} \operatorname{tg} \beta_{p(3)} b_3, \quad (7)$$

где $W_{p(1)}$ и $W_{p(3)}$ — волновые сопротивления, а $\beta_{p(1)}$ и $\beta_{p(3)}$ — постоянные распространения волн для зон 1 и 3 (типы Е u и Н u). Матрица передачи A в (2) есть произведение матриц A_k , клетки которых имеют элементы

$$\begin{aligned} (A_k^{11})_{pp'} &= \delta_{p'p} \cos \beta_p t_k, \quad (A_k^{12})_{pp'} = -i\delta_{p'p} W_p \sin \beta_p t_k, \\ (A_k^{21})_{pp'} &= -\frac{i\delta_{p'p}}{W_p} \sin \beta_p t_k, \quad (A_k^{22})_{pp'} = \delta_{p'p} \cos \beta_p t_k. \end{aligned} \quad (8)$$

Входящие в (8) волновые сопротивления и постоянные распространения относятся к Д- и М-волнам одного из слоев зоны 2 с однородным металлом, t_j — толщина слоя. Элементы матриц проекционного «сшивания» в (3) строятся по схеме

$$\int_l [\tilde{e}_{k(\alpha)}, \tilde{h}_{n(\beta)}^*]_y dx, \quad \int_l [\tilde{e}_{k(\alpha)}^*, h_{n(\beta)}]_y dx,$$

где участвуют базисные функции для границ зоны 1 (или, что то же, зоны 3) и границ зоны 2 (поперечные компоненты Д- и М-волн), символы α и β означают принадлежность зонам, l — граница «сшивания», тильда означает принадлежность сопряженной задаче. В реализованном варианте $P_1 = P_2$, $Q_1 = Q_2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Denlinger E. J. — IEEE Trans., 1980, MTT-28, № 6, p. 513.
2. Лерер А. М. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 7, с. 1289.
3. Зарубанов В. В., Ильинский А. С. — Радиотехника и электроника, 1985, 30, № 1, с. 55.
4. Sobol H., Caulton M. — Advances in microwaves, 1974, 8, p. 11.
5. Никольский В. В., Никольская Т. И., Белова Т. Г. В кн.: Автоматизированное проектирование устройств и систем СВЧ. — М.: МИРЭА, 1982, с. 3.
6. Никольский В. В., Никольская Т. И., Белова Т. Г. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 6, с. 1049.
7. Зоммерфельд А. Электродинамика. — М.: ИЛ, 1958.
8. Гринберг Я. Р. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 12, с. 2493.
9. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ/Под ред. В. В. Никольского. — М.: Радио и связь, 1982.

10. Buttin R. S., Michie D. F., Mepham M. K. — European microwave conference proceedings, 1973, 1; № 14, p. 5.
11. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств/Под ред. В. И. Вольмана. — М.: Радио и связь, 1982.
12. Воскобойник Л. Б., Храбко А. М. — Электронная техника. Сер. 3. Электроника СВЧ, 1981, вып. 2.
13. Кузьменко В. А., Славинский О. К., Смирнов А. Е. В кн.: Конструктивно-технологические методы миниатюризации высокочастотной аппаратуры. — М.: АН СССР, 1982, с. 106.
14. Никольский В. В., Козлов А. Ю. Краткие тексты докладов IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — М., 1985.
15. Никольский В. В., Никольская Т. И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. — М.: Наука, 1983.

Московский институт
радиотехники, электроники и автоматики

Поступила в редакцию
5 ноября 1985 г.

LOSSES IN MICROSTRIP: UNSIMPLIFIED PROBLEM AND CONSIDERING OF TECHNOLOGY FORMS

V. V. Nikol'ski, A. Yu. Koslov

A boundary-value problem is solved with field presentation in the metallic domain of the strip. Multilayered strip are considered and various hybrid technology forms discussed.

ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ «РАДИОФИЗИКИ»

В работе «О связи явления флаттера с излучением в области аномального и нормального эффектов Доплера» [1] сказано, что «... хотя явление флаттера известно давно, его связь с аномальным эффектом Доплера, насколько нам известно, в литературе не обсуждалась». В. Л. Гинзбург обратил наше внимание на то, что связь возбуждения колебаний механической системы при ее сверхзвуковом движении с аномальным эффектом Доплера на качественном уровне уже отмечалась в [2, 3]. Расчет, показывающий общность этих явлений, проведенный в [1], насколько известно автору статьи, в литературе отсутствует.

Выражаю признательность В. Л. Гинзбургу за его замечание.

1. Немцов Б. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 12, с. 1549.
2. Тамм И. Е. Собрание трудов. — М.: Наука, 1975, 1, с. 121 (см. с. 125).
3. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1981, с. 141.

Б. Е. Немцов
