

УДК 621.372.826:621.315.61.06

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РЕГУЛЯРНЫХ РЕБЕРНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР *

Е. И. Нефедов, Т. Ю. Черникова

Реберно-диэлектрические структуры представляют собой направляющие системы КВЧ диапазона, у которых плоскопараллельный однородный диэлектрический слой ведет волну, а тонкие металлические ребра способствуют концентрации энергии рабочей волны на ограниченном по ширине участке линии. В работе рассмотрены два варианта реберно-диэлектрической линии: с ребрами разной высоты и инвертированной. Для анализа использована система четырех интегральных уравнений относительно тангенциальных компонент поля; ее алгебраизация производится по методу Галеркина. Численным методом получены характеристики основных и высших типов волн, дан их анализ и проведена классификация.

Создание элементной базы систем сверхбыстрой обработки информации на КВЧ требует изучения возможностей новых типов линий передачи, пригодных для построения объемных интегральных схем (ОИС) диапазона КВЧ [1, 2].

В настоящее время в диапазоне дециметровых и сантиметровых волн успешно функционируют разнообразные полосковые линии передачи: микрополосковые, щелевые, копланарные и т. д. [2, 4, 5, 7]. В диапазонах коротких миллиметровых, субмиллиметровых волн и оптическом наибольшее распространение получили диэлектрические волноводы (световоды) ограниченной ширины, и элементная база интегральных схем строится на их основе [2, 3, 6]. В промежуточной между этими двумя участками спектра области используются, в основном, комбинированные металлодиэлектрические объемные направляющие и резонансные структуры [2, 3, 7]. Реализация ОИС КВЧ на основе прямоугольного диэлектрического волновода и родственных ему направляющих линий (см., например, [3]) сталкивается со значительными конструктивно-технологическими трудностями. Более перспективными для построения объемных (многослойных) интегральных схем этого диапазона представляются волноведущие структуры, основу которых составляет единый, общий для каждого «этажа» схемы слой диэлектрика, направляющий и поддерживающий рабочую поверхностную волну, а концентрация энергии этой волны на ограниченном участке слоя осуществляется с помощью диэлектрических накладок на основной слой, металлических ребер (лент), частотериодических решеток и т. д. [1, 3–6]. Определенными конструктивно-функциональными возможностями обладают реберно-диэлектрические структуры (см., например, [2–8]), выполненные на основе реберно-диэлектрической линии (РДЛ) [9], которая состоит из плоскопараллельного однородного диэлектрического слоя и двух металлических ребер (лент), расположенных перпендикулярно границам слоя. Существенным отличием РДЛ от других волноведущих структур является, таким образом, использование диэлектрической пластины как направляющей структуры и ребер как концентраторов поля.

* Некоторые результаты настоящей работы обсуждались на научно-технической конференции «Проблемы математического моделирования и реализации радиодиэлектрических систем СВЧ на объемных интегральных схемах» (Москва, сентябрь, 1987).

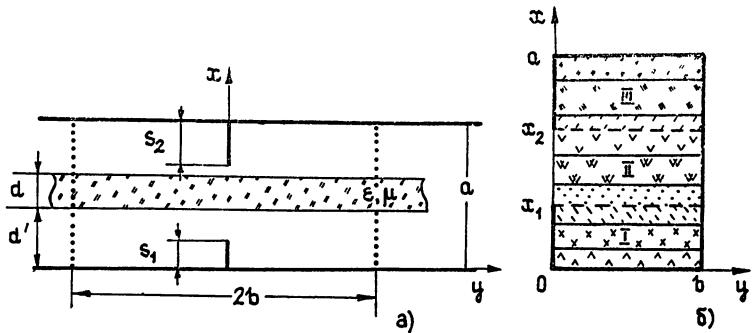


Рис. 1. Реберно-диэлектрическая линия с ребрами разной высоты: а) фрагмент этажа экранированной ОИС КВЧ (участок с РДЛ с ребрами разной высоты), б) расчетная модель — половина сечения схемы а): при $y=b$ поставлена электрическая стенка, соответствующая вертикальной пунктирной линии на а).

Общим случаем этих структур, по-видимому, является РДЛ с ребрами разной высоты, поперечное сечение которой представлено на рис. 1. На рис. 1а показан фрагмент «этажа» ОИС, в которой этажи отделены друг от друга плоскими металлическими экранами; возможны ситуации, когда межэтажные разделительные экраны отсутствуют.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ. МЕТОД

Реберно-диэлектрическая линия (рис. 1а) представляет собой квазиоткрытую направляющую структуру, построение полной электродинамической теории ее представляет сложную задачу математической теории дифракции. В общем случае поле РДЛ имеет все шесть компонент и, по-видимому, решение можно получить только численными способами. Учитывая, что поле рабочей волны в РДЛ априори имеет двухмерно-поверхностный (по координатам x , y) характер, можно перейти к закрытой модели, установив на достаточном удалении от области концентрации поля виртуальные электрические или (и) магнитные стены (на рис. 1а они показаны вертикальными пунктирными линиями).

Электромагнитное поле в РДЛ должно удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$(\Delta + k^2 \epsilon \mu) \Pi(x, y, z) = 0, \quad (1)$$

где $\Pi(x, y, z)$ — электрический или магнитный вектор Герца, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число свободного пространства, ϵ , μ — кусочно-постоянные функции координат x ; зависимость от времени выбрана в виде $\exp(-i\omega t)$, временной множитель, как обычно, не выписывается. Металлические поверхности обладают идеальной проводимостью, а ребра, кроме того, имеют нулевую толщину. Учет конечной проводимости и толщины ребра может быть проведен по стандартной процедуре метода возмущений.

Учитывая симметрию поперечного сечения РДЛ, при построении расчетной модели будем рассматривать половину сечения линии, разбив ее на три прямоугольные области I, II, III (рис. 1б). При этом в каждой из частичных областей стена в плоскости $y=0$ может быть как электрической, так и магнитной в зависимости от рассматриваемого варианта РДЛ. Каждую из областей I, II, III будем считать состоящей из трех диэлектрических слоев. Диэлектрическая проницаемость этих слоев может быть неодинаковой, что важно для построения теории базовых элементов ОИС КВЧ на основе различных вариантов РДЛ.

Выбор x -компоненты электрического (e) и магнитного (m) вектора Герца Π ($\Pi_x^p(x, y) \exp(ih z)$, где $p=e, m$; h — постоянная распро-

ранения волны в РДЛ вдоль z) обусловлен априорной информацией о системе собственных волн слоистой области (см., например, [6, 10]). Очевидно, что в предельных случаях отсутствия ребер или их исчезающие малой величины системы собственных волн РДЛ и слоистой области совпадают.

Функции $\Pi_x^p(x, y)$ должны удовлетворять граничным условиям на контуре Γ поперечного сечения области (рис. 1б):

$$\text{при } x = \text{const} \quad \Pi^m = \partial \Pi^e / \partial x = 0,$$

при $y = \text{const}$ если стенка электрическая, то

$$\Pi^e = \partial \Pi^m / \partial y = 0, \quad (2a)$$

если стенка магнитная, то

$$\Pi^m = \partial \Pi^e / \partial y = 0, \quad (2b)$$

условиям непрерывности на границах раздела диэлектрических сред (при $x = \text{const}$):

$$\varepsilon_1 \Pi^e I = \varepsilon_2 \Pi^e II, \quad \Pi^m I = \Pi^m II, \quad (3)$$

$$\partial \Pi^e I / \partial x = \partial \Pi^e II / \partial x, \quad \partial \Pi^m I / \partial x = \partial \Pi^m II / \partial x,$$

а также условию на ребре ($y \rightarrow 0, x \rightarrow x_{1,2}$) [11].

Поля в частичных областях I, III представим в виде разложений

$$\Pi^{pq}(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{pq} X_n^{pq}(x) Y_n^{pq}(y) e^{izx}, \quad q = I, III, \quad (4)$$

а в области II —

$$\Pi^p II(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} [B_n^{pII} X_n^{pII}(x) + C_n^{pII} X_n^{pIII}(x)] Y_n^{pII}(y) e^{izx}.$$

Здесь функции $Y_n^{pq}(y)$ ($q = I, II, III$) удовлетворяют одномерному уравнению Гельмгольца и граничным условиям при $y = 0, b$; функции $X_n^{pq}(x)$ ($q = I, III$) удовлетворяют граничным условиям при $x = 0, a$ и условиям на границах раздела диэлектрических слоев, из которых состоят области I, III. Функции $X_n^{pII}(x)$ являются суммой двух слагаемых, одно из которых получается при металлизации границы $x = x_2$, а второе при $x = x_1$. Алгоритм получения функций $X_n(x)$ слоистой области описан, например, в [12]. При этом форма этих выражений аналогична соответствующим выражениям из [12] с очевидной заменой аргументов функций X_n . Далее составляется система интегральных уравнений относительно тангенциальных компонент электрического поля на двух линиях раздела частичных областей $x = x_j$ ($j = 1, 2$), алгебраизация которой производилась по методу Галеркина. При этом в качестве системы базисных функций выбиралась система полиномов T_n , U_n Чебышева первого и второго рода (и тогда автоматически учитывались особенности поля на ребрах при $x = x_j$, $j = 1, 2$, и $y \rightarrow 0$, когда ребро находится в однородном диэлектрике). Разложения имеют вид

$$f_{1,2} = (1 - \bar{y}^2)^{-1/2} \sum_{i=1}^M V_i^{1,2} T_{2i-2}(\bar{y}), \quad (5)$$

$$g_{1,2} = (1 - \bar{y}^2)^{1/2} \sum_{i=1}^L W_i^{1,2} U_{2i-1}(\bar{y}),$$

где $\bar{y} = (b - y)/b$. Можно также использовать кусочно-определенные на отрезке $y \in (0, b)$ функции (см., например, [14, 19], § 1.4), обладающие определенной вычислительной привлекательностью в силу своей простоты.

Условие совместности полученной системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) дает дисперсионное соотношение для РДЛ:

$$\det \|D(h, k)\| = 0. \quad (6)$$

2. НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Корнями дисперсионного уравнения (6) являются постоянные распространения h основной и высших типов волн рассматриваемой экранированной модели РДЛ. Исследование влияния числа членов N в рядах (4) и количества функций M, L , аппроксимирующих поле на границах раздела частичных областей, на результаты расчета изложенным методом замедления h/k основной волны в РДЛ ($s_1/a=0,1$, $s_2/a=0,75$, $\epsilon=10$, $d/a=0,3$, $d'/a=0,35$, $ka=2,0$, $kb=2,3$) показало, что стабилизация третьего знака после запятой происходит уже при $M=L=3$ и $N=20-30$. Расхождение между значениями h/k , полученными во втором и пятом приближениях ($N=50$), составляет около 0,2%.

Часто использование метода Галеркина с базисом на взвешенных полиномах Чебышева сопровождается выделением и аналитическим суммированием медленно сходящихся рядов, входящих в матричные элементы СЛАУ [12, 13]. Однако при размерах, характерных для нашей линии, расчет постоянных распространения и критических частот можно провести без такого улучшения сходимости рядов. При этом несущественно изменяется эффективность метода [12].

Результаты расчетов также сопоставлялись с уже известными результатами других работ для тестовых структур: 1) прямоугольный металлический волновод ($\epsilon=1$, $s_1=s_2=0$), 2) пустой реберный волновод ($\epsilon=1$, $s_1=s_2=\text{const}$) (см., например, [16]), 3) линии передачи прямоугольного сечения со слоистым диэлектрическим заполнением ($\epsilon \neq 1$, $s_1=s_2=0$) [10], являющихся предельными случаями реберно-диэлектрических структур, физические свойства которых исследуются в данной работе.

Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными по замедлению основной волны в РДЛ с ребрами одинаковой высоты. В теоретической модели размеры экранов выбирались из тех соображений, чтобы они не влияли сколько-нибудь ощутимо на характеристики линии. В опытной установке использовался открытый вариант РДЛ. Наибольшее расхождение теоретических и экспериментальных значений (5%) наблюдается в случае, когда ребро наиболее удалено от поверхности слоя диэлектрика; замедление при этом имеет наименьшее значение. Последнее означает, что поле основной волны теперь уже менее сосредоточено в диэлектрике, и начинает сказываться влияние экранов, которые отсутствуют в эксперименте.

Исследование разложений неизвестных функций типа (5) на границах сшивания ($x=x_{1,2}$) частичных областей показало ухудшение их сходимости в случае, когда ребро касается диэлектрика («снаружи» или «изнутри» диэлектрика). При таком взаимном расположении диэлектрика и ребра изменяется показатель особенности τ , который был равен $-1/2$ для y -компоненты электрического поля и $1/2$ для z -компоненты. Точное его значение теперь следует определять из известного трансцендентного уравнения [6, 17]. Это приводит к значительным усложнениям расчетов. Чтобы обойти эту трудность, воспользуемся интерполяцией результатов между двумя «предельными» случаями: ребро немного не доходит до диэлектрического слоя и чуть погружено в него.

На рис. 2—4 приведены зависимости замедления $h/k = \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}$ двух низших и одной высшей волны в РДЛ, когда слой диэлектрика находится посередине между двумя горизонтальными металлическими экранами, именно такое его положение характерно для ОИС КВЧ.

Левые участки кривых ($s_1/a=0$) соответствуют случаю РДЛ с одним ребром (рис. 2), в которой волноведущий слой расположен посередине между экранами. При одинаковой высоте ребер ($s_1=s_2$)

Рис. 4.

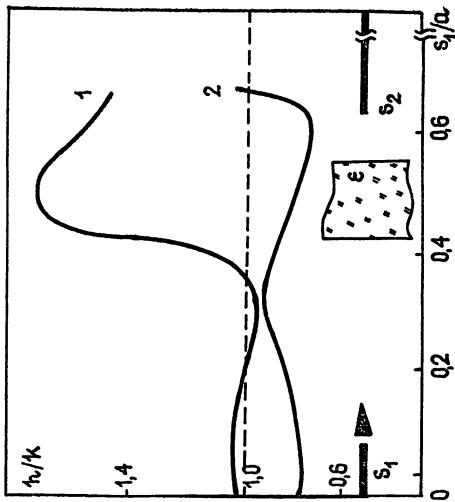


Рис. 3.

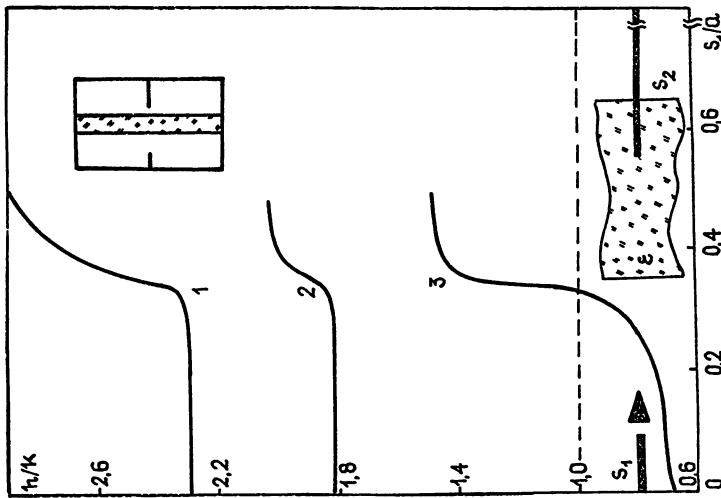
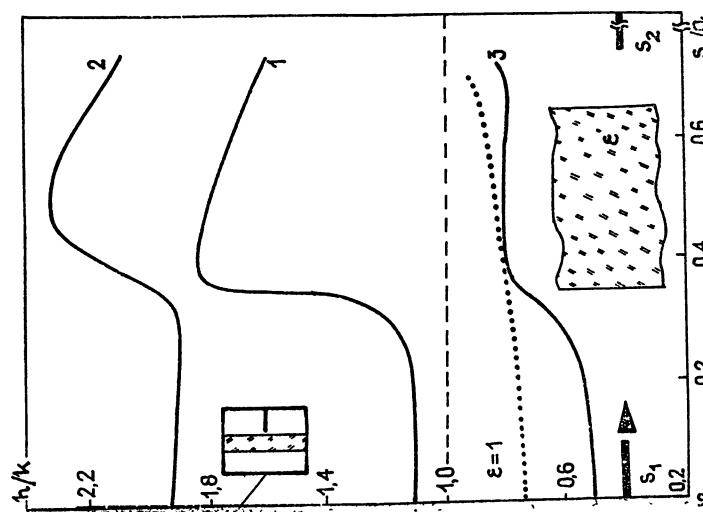


Рис. 2.

Рис. 2. РДЛ с ребрами разной высоты при $\varepsilon=10$, $ka=2.0$, $kb=2.3$, $s_2/a=0.25$, $d/a=0.3$, $d'/a=0.35$.

Рис. 3. РДЛ с ребрами разной высоты при $s_2/a=0.45$ (остальные данные такие же, как и на рис. 2).

Рис. 4. РДЛ с ребрами разной высоты при $d/a=0.15$, $d'/a=0.425$, $s_2/a=0.325$ (остальные параметры такие же, как и на рис. 2).



результаты в точности совпадают с данными для симметричной РДЛ [15]. Кривые 1 на рис. 2—4 соответствуют случаю, когда при $s_1=s_2=0$ (ребра отсутствуют; слоистый волновод) или $s_1=s_2=\text{const}$ (симметричная РДЛ) в плоскости симметрии $x=a/2$ установлена идеальная электрическая стенка. Кривые 2 на рис. 2—4 при тех же условиях — идеальная магнитная стенка. Кривая 3 (рис. 2) относится к волноводной волне ($h/k < 1$); при другом значении параметра s_2 (рис. 3) последняя при приближении ребра к поверхности слоя ($s_1/a \rightarrow d'/a$) из волноводной становится поверхностной. Быстрые волноводные волны в РДЛ пока не используются (см. [7], с. 85). На рис. 2 приведена также зависимость «замедления» основной волны в линии без диэлектрика $\epsilon=1$ (реберный волновод) (см. [16], где рассмотрен только симметричный вариант).

Все кривые имеют характерную особенность, выраженную в быстром росте замедления при приближении нижнего ребра к поверхности диэлектрика, что связано с увеличением концентрации поля в диэлектрике в области ребра. При дальнейшем погружении ребра в диэлектрик после достижения некоторого максимального значения h/k происходит перераспределение поля в структуре, которое приводит к постепенному уменьшению замедления: волна вытесняется из слоя и становится более «волноводной».

На рис. 2—4 показаны различные случаи расположения ребра постоянной высоты ($s_2=\text{const}$). Наименьшее влияние на дисперсионные характеристики низших волн оказывает, естественно, малое ребро (рис. 2). По мере увеличения s_2 (рис. 3) более резко проявляется зависимость дисперсии при приближении ребра к «левой» границе слоя диэлектрика. Дисперсионные характеристики «четной» и «нечетной» волн РДЛ сближаются (рис. 2, 3), что делает более вероятным переход энергии от одной волны к другой (при наличии в структуре случайных или санкционированных неоднородностей). Эффект сближения значений замедления волн разного типа более ярко проявляется при меньшей толщине ведущего слоя (рис. 4). При длинном «правом» ребре (рис. 3) кривые не имеют спадающих участков.

3. ИНВЕРТИРОВАННАЯ РДЛ

Инвертированная РДЛ имеет самостоятельное значение (один из вариантов регулярной РДЛ-структур), а также может использоваться в качестве основы для создания базовых элементов ОИС КВЧ (фильтры, резонаторы, направленные ответвители как в пределах одного этажа ОИС, так и межэтажных ответвителей, согласующие устройства и др.). Некоторые варианты инвертированных РДЛ показаны на рис. 5—7. Рассмотрение этих структур начнем с симметричного варианта РДЛ (рис. 5, 6).

3.1. Симметричная инвертированная РДЛ (рис. 5, 6). Развитый выше алгоритм анализа РДЛ с ребрами разной высоты позволяет исследовать характеристики инвертированных вариантов РДЛ. Рассматривается, при этом система интегральных уравнений допускает переход как к РДЛ с ребрами равной высоты, так и к случаю однореберной и инвертированной РДЛ. Однако численный анализ этих структур удобнее проводить по менее общим, чем в разд. 1, алгоритмам (см. [15]). В отличие от обычных вариантов РДЛ поперечное сечение инвертированной РДЛ представляет собой двусвязную систему, которая при $\epsilon=1$ (или $d=0$) характеризуется наличием «чистой» поперечной T -волны. При $d \rightarrow a$ и $\epsilon \neq 1$ замедление этой волны равно $\sqrt{\epsilon}$.

В силу симметрии поперечного сечения инвертированной РДЛ рассмотрим 1/4 часть сечения, устанавливая в плоскости симметрии ($x=0$) последовательно магнитную и электрическую стенки. На другой пло-

скости симметрии ($y=0$) искомое поле должно удовлетворять граничным условиям (2а) для $x \in [0, s]$ и (2б) для $x \in [s, a]$, а также условиям непрерывности тангенциальных компонент полей (3) на границе диэлектрик—воздух ($x=d$) и условию на ребре $E_y \sim \rho^{-1/2}$, $E_z \sim \rho^{1/2}$ при $x=s$, $y \rightarrow 0$, где ρ — расстояние до ребра.

Разложения полей в частичных областях, состоящих из двух слоев, — вид (4), где $q=I, II$. Интегральные уравнения относительно тангенциальных компонент электрического поля записываются теперь на одной границе $x=s$, естественно, с заменой функций $X_n^{\mu q}(x)$.

3.2. Некоторые результаты и анализ численных расчетов. На рис. 5, 6 представлены значения замедления нескольких волн симметричной инвертированной РДЛ в зависимости от толщины волноведущего слоя и ширины металлического проводника $2s$. Вначале была проведена идентификация волн в инвертированной РДЛ. Эти результаты иллюстрирует рис. 5. За основу классификации выбраны волны симметричного трехслойного волновода (без металлического проводника (ленты)). Нечетные волны (на плоскости $x=0$ установлена электрическая стенка) были рассмотрены в [15] для симметричной РДЛ. Здесь представлен случай (рис. 5), когда при $x=0$ имеет место магнитная стенка. Сплошными кривыми $1-4$ на рис. 5 показаны замедления четных LE -и LM -волн трехслойного волновода [10]. При выбранных значениях размеров экрана и длины волны эти волны обладают частотной отсечкой. Штриховыми ($1'-3'$) и штрихпунктирными ($1''-3''$) линиями показаны случаи ленты малой ($s/a=0,05$) и большой ($s/a=0,95$) ширины соответственно.

Характерным является поведение волны квази- T (кривая $1'$; узкая лента): при отсутствии направляющего слоя ($d/a=0$) она переходит в T -волну ($h/k=1$), и при полном заполнении сечения диэлектриком ($d/a=1$) замедление этой волны также стремится к замедлению T -волны — $h/k = \sqrt{\epsilon}$. При узкой ленте поле сконцентрировано в основном в направляющем слое и имеет составляющую E_y (горизонтальная поляризация). Аналогично (при $d/a=0$) ведет себя волна квази- LE_{01} (кривая $1''$; широкая лента): она начинается в точке $h/k=1$, при полном заполнении стремится к замедлению волны H_{01} ($h/k = \sqrt{\epsilon} - (\pi/2ka)^2$) прямоугольного волновода.

Кривая 2 относится к волне LE_{11} трехслойного волновода; при узкой ленте к ней близка волна, соответствующая кривой $2'$. Для широкой ленты, напротив, замедление собственной волны ($2''$) стремится к замедлению волны LE_{21} трехслойного волновода (кривая 4).

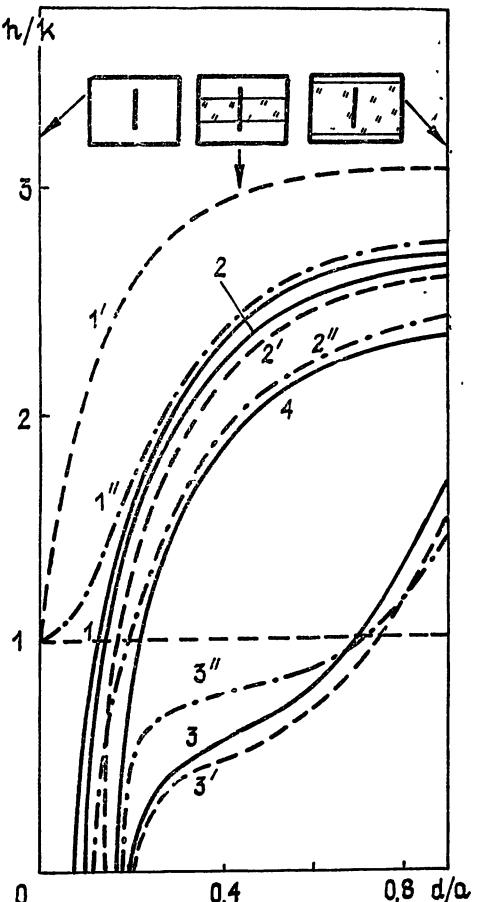


Рис. 5. К классификации и идентификации волн в симметричной инвертированной РДЛ: — $s/a=0$, — $s/a=0,05$ (узкая лента), — $s/a=0,95$ (широкая лента).

При выбранных для численного эксперимента значениях размеров экрана ε и λ волны с номерами 3, 3', 3'' в основном являются волноводными и группируются вокруг значений замедлений, соответствующих замедлению четной волны LM_{10} трехслойного волновода.

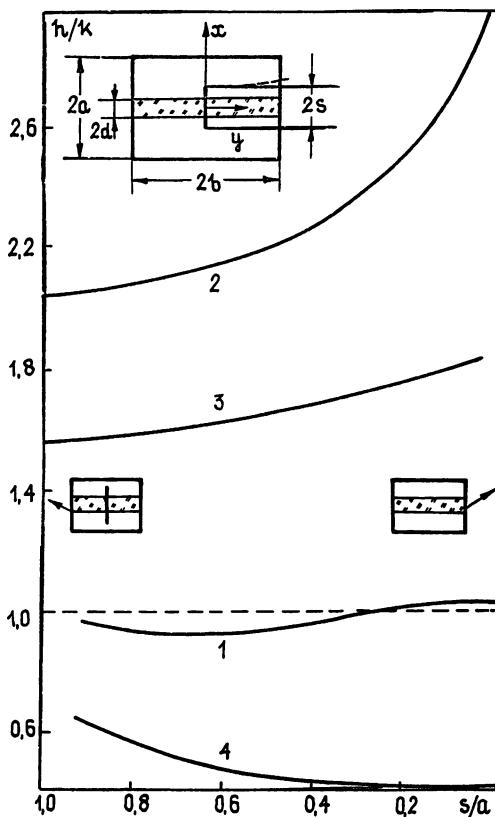


Рис. 6. Симметричная инвертированная РДЛ:
 $\varepsilon=10$, $ka=1,0$, $kb=2,3$, $d/a=0,3$.

На рис. 6 показано изменение замедления нескольких волн инвертированной РДЛ в зависимости от ширины ленты (s/a). Волна, соответствующая кривой 1, при $s/a \rightarrow 0$ относится к нечетной волне типа LM_{10} (с электрической стенкой при $x=0$). Остальные волны (кривые 2—4) соответствуют случаю наличия магнитной стенки при $x=0$. Волны, соответствующие кривым 2, 3, относятся к медленным волнам. Причем при $s/a \rightarrow 1$ кривая 2 начинается в точке с замедлением, близким к замедлению волны LE_{01} слоистого волновода (с размером широкой стенки b). Когда $s/a \rightarrow 0$, замедление этой волны стремится к величине $\sqrt{\varepsilon}$. Последнее означает, что, во-первых, поле сосредоточено в диэлектрической пластине и, во-вторых, поляризация электрического поля в основном горизонтальная ($E_y \gg E_x$).

Волна, соответствующая кривой 3, может быть отнесена (по введенной выше классификации) к волне типа LE_{11} (на первоначальном этапе $s/a \rightarrow 0$).

3.3. Несимметричная инвертированная РДЛ (рис. 7). Схема расчета этой структуры практически ничем не отличается от схемы, которая была подробно изложена в разд. 1. Границные условия для электрического и магнитного векторов Герца при $y=0$ и в частичных областях I, III (рис. 1б) будут иметь вид (2б), а в частичной области II — (2а). Поэтому можно пользоваться полученными ранее выражениями, если заменить в них функции $Y_n^{pq}(y)$.

Для анализа свойств несимметричной инвертированной РДЛ удоб-

но ввести новые переменные: s — ширина металлической ленты и s' — высота ее подвеса (расстояние от нижнего экрана до ближайшего нижнего края ленты).

Результаты расчетов замедления h/k в несимметричной инвертированной РДЛ от относительной ширины ленты s/a приведены на рис. 7; местоположение ленты ($s'/a = 0,45$) и слоя диэлектрика ($d'/a = 0,35$) фиксированы, причем последний находится строго посередине между горизонтальными стенками. При $s/a = 0,1$ (т. е. когда лента находится на одинаковом расстоянии от нижнего и верхнего экранов) значения замедлений всех волн равны соответствующим значениям для симметричной инвертированной РДЛ (рис. 6) с такой же относительной шириной ленты. В этом частном случае кривая 1 описывает поведение волны в структуре с электрической стенкой в плоскости симметрии, а кривые 2—4 — с магнитной. При ширине ленты, равной нулю, получаем трехслойный симметричный волновод, и значения замедлений для крайних правых точек на кривой 1 соответствуют нечетной волне LM_{10} этого волновода, а кривых 3, 4 — четным LE -волнам (см. также классификацию, которая была дана в п. 3.2). Поведение волны, соответствующей кривой 2, в этом предельном случае ($s/a \rightarrow 0$) аналогично описанному в п. 3.2 для симметричной инвертированной РДЛ, и ее замедление стремится к $\sqrt{\epsilon}$.

Общим в поведении зависимостей замедления от ширины ленты для симметричной и несимметричной инвертированных РДЛ является наличие падающих и растущих участков этих характеристик. Отмеченное обстоятельство позволяет реализовать на этих типах РДЛ открытые резонаторы с уникально редким спектром резонансных частот [18]. Спектр в этом случае оказывается эквидистантным.

Построенная электродинамическая теория двух вариантов РДЛ (с ребрами разной высоты и инвертированной линии) позволила получить достаточно полную физическую картину поведения собственных волн этой интересной для КВЧ направляющей структуры. Здесь намеренно рассмотрен случай симметричного расположения направляющего диэлектрического слоя — именно такое его положение характерно для ОИС КВЧ. Характеристики первой волны низшего типа позволяют для каждого конкретного случая определить границы «одноволнового» режима работы РДЛ.

Полученные результаты, развитый алгоритм и разработанные программы позволяют приступить к расчету типичных базовых элементов ОИС КВЧ на основе реберно-диэлектрических направляющих структур.

ЛИТЕРАТУРА

- Гвоздев В. И., Гуляев Ю. В., Нефёдов Е. И. // ДАН СССР. 1986, Т. 290, № 2, С. 343,

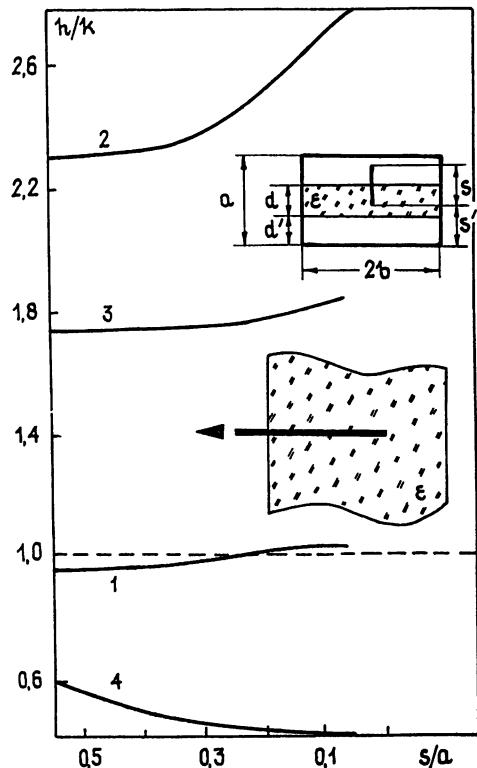


Рис. 7. Несимметричная инвертированная РДЛ: $\epsilon = 10$, $ka = 2,0$, $kb = 2,3$, $s'/a = 0,45$, $d/a = 0,3$, $d'/a = 0,35$.

2. Гвоздев В. И., Нефёдов Е. И. Объемные интегральные схемы СВЧ — элементная база аналоговой и цифровой радиоэлектроники. — М.: Наука, 1987.
3. Диэлектрические интегральные схемы КВЧ / Взятышев В. Ф., Нарыник Г. Н., Рябов А. Б. и др. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. 1985. Вып. 13; 1986. Вып. 13.
4. Нефёдов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур. — М.: Наука, 1977.
5. Курушин Е. П., Нефёдов Е. И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур. — М.: Наука, 1983.
6. Нефёдов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. — М.: Наука, 1979.
7. Нефёдов Е. И., Фиалковский А. Т. Полосковые линии передачи: электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ. — М.: Наука, 1980.
8. Шлее В. Р., Ефименко А. В., Воронин М. Я. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 6. С. 1064.
9. А. с. 1390664 СССР. Реберная диэлектрическая линия / В. И. Гвоздев, Е. И. Нефёдов, А. Д. Симонов, Т. Ю. Черникова, И. Г. Шрамков — Опубл. в Б. И. 1988. № 15.
10. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967.
11. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — М.: Сов. радио, 1970.
12. Линии передачи сложных сечений / Заргано Г. Ф., Лерер А. М., Ляпин В. П. и др. / Под ред. В. С. Михалевского. Ростов-на-Дону: Гос. ун-т, 1983.
13. Коваленко А. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 2. С. 188.
14. Гвоздев В. И., Кузав Г. А., Нефёдов Е. И. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 6. С. 1050.
15. Гвоздев В. И., Нефёдов Е. И., Черникова Т. Ю. // Радиотехника. 1988. № 1. С. 72.
16. Hoefer W., Burton M. N. // IEEE Trans. MTT. 1982. V. 30. № 12. P. 2190.
17. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.—Л.: АН СССР, 1948.
18. Нефёдов Е. И. Открытые коаксиальные резонансные структуры. М.: Наука, 1982.
19. Гвоздев В. И., Нефёдов Е. И. Объемные интегральные схемы СВЧ. — М.: Наука, 1985.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
24 марта 1988 г.,
после доработки
27 сентября 1988 г.

ELECTROMAGNETIC THEORY OF REGULAR FINNED DIELECTRIC STRUCTURES

E. I. Nefedov, T. Yu. Chernikova

Finned dielectric structures are directional systems of the band of extremely high frequencies and these consist of a parallel plane dielectric layer keeping a wave, and thin metallic fins provide a concentration of working wave energy on the limited part of the line width. The tangential field component is found by the system of 4 integral equation. The solution of this system is provided by Galerkin's method. Characteristics of dominant and higher modes are obtained by computational method.