

УДК 621.372.628.09

КРАЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛОСКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ УГЛЕ СКОЛЬЖЕНИЯ ВОЛНЫ. ВОЛНЫ В МИКРОПОЛОСКОВОМ ВОЛНОВОДЕ

С. В. Зайцев, А. Т. Фиалковский

Определен коэффициент отражения ТЕМ-волны от края полубесконечной полосковой структуры и проведено его численное исследование. Обнаружены и объяснены резонансные зависимости коэффициента отражения от угла скольжения и частоты. Изучено поведение краевого импеданса при произвольном угле скольжения. Исследованы постоянная распространения, дифракционные потери и волновое сопротивление микрополоскового волновода. Обсуждены другие возможные приложения.

Изготовление сложных блоков радиоаппаратуры в интегральном исполнении стало основной тенденцией развития техники миллиметрового диапазона. Многие трудности на этом пути могут быть устранены благодаря применению линии передачи и пассивных элементов, изготовленных с помощью печатной технологии и работающих на высших типах волн (с несколькими вариациями поля вдоль поперечных размеров элемента) [1].

Ключевой задачей для расчета элементов таких интегральных схем (ИС) является задача о рассеянии волноводной волны на открытом конце волновода, образованного бесконечной и полубесконечной плоскопараллельными металлическими плоскостями, между которыми находится слой магнитодиэлектрика, при произвольном угле падения. Эта задача была решена в [2], где получены аналитические выражения для элементов матрицы коэффициента отражения от открытого конца волновода, справедливые для произвольного числа вариаций поля по толщине магнитодиэлектрика ($n = 0, 1, 2, \dots$). На основании этих результатов была проведена классификация волн в полосковой линии и выяснены особенности их распространения [2, 3, 4].

Для миллиметрового диапазона СВЧ большой интерес представляют структуры с $n = 0$ [5]. Линии передачи, работающие на высших типах волн, имеют большие размеры по сравнению с линией на квази-ТЕМ-волне, что упрощает ее изготовление. Кроме того, в линии, работающей на первом высшем типе — с одной вариацией по ширине полоски, — можно устранить квази-ТЕМ-волну и четные типы волн $m = 2, 4, 6, \dots$ путем введения закоротки в плоскости симметрии линии и, таким образом, получить широкий одномодовый диапазон рабочих частот.

В работе [3] получены аналитические выражения для коэффициента отражения ТЕМ-волны при углах скольжения, меньших критического $0 \leq \xi \leq \xi_0 < \pi/2$, при которых излучение из открытого конца полубесконечной структуры отсутствует. В результате была развита теория краевых эффектов в полосковых структурах и вскрыт механизм образования поверхностных волн [3, 6].

В данной работе проведен количественный анализ коэффициента отражения ТЕМ-волны при произвольном угле скольжения $0 \leq \xi \leq \pi/2$.

С этой целью из общих формул [2] получено аналитическое выражение для коэффициента отражения. В частном случае, при нормальном падении $\xi = \pi/2$ эти результаты совпадают с известными (см., например, [7]). Приведенные ниже аналитические выражения позволяют исследовать краевые эффекты в полосковых структурах при произвольном угле скольжения, переход через критическую точку, в которой с увеличением угла скольжения поверхностная волна перерождается в вытекающую, и сами вытекающие волны с $n = 0$ при $0 \leq kd \leq \pi$.

1. ОТРАЖЕНИЕ ТЕМ-ВОЛНЫ ОТ КРАЯ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ УГЛЕ СКОЛЬЖЕНИЯ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Как следует из [2], при падении ТЕМ-волны на открытый край структуры, показанной на рис. 1, матрица коэффициента отражения вырождается в скаляр. В этом случае выражение из работы [2] для коэффициента отражения

$$R_{11} = \frac{i}{2} \frac{h + ia}{h - ia} \frac{k}{2\alpha^2 d M_+^2(\alpha)} + \frac{kh}{ad(h^2 + \alpha^2)} \times \quad (1)$$

$$\times \frac{M_+^2(ih)}{[M_+^2(ih) + N_+^2(ih)] M_+^2(\alpha)}$$

можно представить в виде

$$R_{11} = \frac{-i}{2\alpha d} \left(\frac{1 + ih\alpha^{-1} \text{th } \vartheta}{1 - ih\alpha^{-1} \text{th } \vartheta} \right) e^{-2\vartheta}, \quad (2)$$

где

$$\vartheta = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \frac{K(\eta)}{L(\eta)} \frac{d\eta}{\eta - \alpha}; \quad (3)$$

$$\vartheta = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \frac{T(\eta)}{K(\eta)} \frac{d\eta}{\eta - ih}, \quad \frac{K(\eta)}{L(\eta)} = \text{cth}(\gamma d) + \frac{\gamma}{\varepsilon \gamma_0},$$

$$\frac{T(\eta)}{K(\eta)} = \frac{\text{cth}(\gamma d) + \mu \gamma_0 / \gamma}{\text{cth}(\gamma d) + \gamma / \varepsilon \gamma_0}, \quad (4)$$

$$\gamma = \begin{cases} \sqrt{\eta^2 - \alpha^2} & \text{при } |\eta| \geq \alpha, \\ -i\sqrt{\alpha^2 - \eta^2} & \text{при } |\eta| < \alpha \end{cases}, \quad \alpha = \sqrt{k^2 - h^2}, \quad k = \sqrt{\varepsilon \mu} k_0, \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0,$$

ε, μ — материальные константы магнитодиэлектрика, h — постоянная распространения вдоль края структуры.

Путь интегрирования в комплексной плоскости показан на рис. 2. Деформируя путь интегрирования в правой части выражения в (3), после некоторых преобразований приходим к следующему выражению для величины ϑ :

$$\vartheta = \frac{\alpha d}{\pi i} \int_{-i\alpha d}^{\infty} \ln \left\{ \frac{z}{\text{th } z} + \frac{z^2}{\varepsilon \sqrt{u^2 + z^2}} \right\} \frac{dz}{z \sqrt{\alpha^2 d^2 + z^2}} + \frac{1}{2} \ln(2\alpha d) - i \frac{\pi}{4}, \quad (5)$$

где

$$\alpha = k \sin \xi, \quad h = k \cos \xi, \quad u = kd \sqrt{1 - 1/\varepsilon \mu}.$$

Путь интегрирования проходит вдоль положительной части действительной и отрицательной мнимой оси, обходя полюса, как показано на рис. 2. Подобным же образом после преобразований величину ϑ можно представить в виде

$$\vartheta = \frac{hd}{\pi} \int_{-i\infty}^{\infty} \ln \left\{ \frac{\operatorname{cth} z + \mu \sqrt{u^2 + z^2}/z}{\operatorname{cth} z + z/\varepsilon \sqrt{u^2 + z^2}} \right\} \frac{zdz}{(k^2 d^2 + z^2) \sqrt{\alpha^2 d^2 + z^2}}. \quad (6)$$

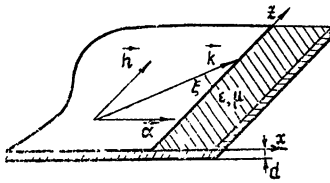


Рис. 1.

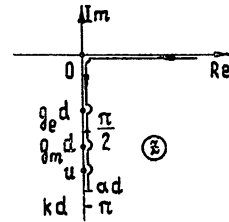
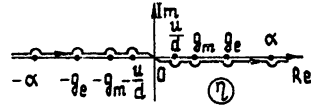


Рис. 2.

Последние два слагаемых в формуле (5) и первый множитель в (2) взаимно компенсируются. Далее будем их опускать, сохраняя те же обозначения.

Функции, находящиеся под знаком логарифма в (5) и (6), при приравнении нулю дают дисперсионные уравнения для поверхностных волн, распространяющихся в той же структуре, но в области без верхнего проводника. Корнями уравнений являются поперечные волновые числа этих волн, например, g_e для TM_{00} и g_m для TE_{01} . Связь между величинами g_e , g_m и u можно найти в [8].

Далее исследование проведем для случая, когда

$$0 < g_e d < \pi/2 < g_m d < u < kd < \pi. \quad (7)$$

Нижний предел интегрирования в формулах (5) и (6) зависит от угла скольжения и может принимать любые значения от 0 до kd . Для углов ξ , меньших некоторого критического значения, при которых $\alpha < g_m$, $\xi < \xi_0 = \arcsin g_e/k$ и величина ϑ оказывается чисто мнимой, а ϑ — действительной величиной. Расчетные выражения в этом случае еще более упрощаются, а коэффициент отражения, как легко видеть из (2), оказывается равным по модулю единице, что соответствует полному отражению ТЕМ-волны от открытого края рассматриваемой структуры. Аналитические выражения и алгоритмы расчета фазы коэффициента отражения для этого частного случая получены в работах [3, 9].

С увеличением угла скольжения, при $\alpha > g_e$ величины θ и ϑ становятся комплексными и модуль R_{11} оказывается меньше единицы. Поскольку подынтегральные функции в (5) и (6) имеют логарифмические особенности, на графиках модуля и фазы коэффициента отражения (рис. 3) есть изломы, где величина αd , увеличиваясь по мере возрастания угла ξ , совпадает с величинами $g_e d$, $g_m d$ и u . Наличие изломов на кривых соответствует возбуждению низших поверхностных волн в подложке и пространственной волны в воздухе. Последовательность их возникновения удобно проследить, рассматривая соотношение между компонентами волновых векторов этих волн.

Воспользуемся разложением волнового вектора на составляющие параллельные координатным осям (на продольное и поперечные волно-

вые числа). Продольное волновое число каждой возбуждаемой волны равно продольному волновому числу падающей ТЕМ-волны: $h = k \cos \xi$. Поперечные волновые числа, соответствующие y -й компоненте волнового вектора, для разных волн в магнитоэлектрике различны, но для фиксированного значения k остаются постоянными при изменении угла скольжения. Для электрической и магнитной волн эти волновые числа равны g_e и g_m , а для падающей ТЕМ-волны в волноводе $n\pi/d = 0$. Распространение поверхностных волн в данной структуре определяется характером поперечного волнового числа $\omega_{e,m}$ вдоль оси x : если $\omega_{e,m}$ — действительное число, то волна распространяется в слое диэлектрика, если же оно мнимое, то поле волн экспоненциально убывает вдоль оси x . Характер этого волнового числа зависит от соотношения чисел h и k . Как легко видеть, числа ω_e и ω_m действительны при $\alpha \geq g_{e,m}$ и мнимы при $\alpha < g_{e,m}$. Пространственная волна в верхнем полупространстве распространяется при выполнении условия $h < k_0$ (k_0 — волновое число в свободном пространстве), т. е. при

$$\alpha d = \sqrt{k^2 d^2 - h^2 d^2} \geq \sqrt{k^2 d^2 - k_0^2 d^2} = kd \sqrt{1 - 1/\epsilon\mu} = u. \quad (8)$$

Для малых углов, когда выполняется условие $\alpha < g_e$, поперечные числа ω_e, ω_m оказываются мнимыми, а падающая ТЕМ-волна, не трансформируясь в распространяющиеся типы волн, полностью отражается от края структуры. При $g_e < \alpha < g_m$ поперечное число электрической поверхностной волны ω_e становится действительным, а волна TM_{00} — распространяющейся. Дальнейшее увеличение волнового числа $\alpha > g_m$ приводит к возбуждению магнитной поверхностной волны TE_{01} . Для углов скольжения, близких к нормальному, выполняется соотношение $\alpha d > u$ и происходит излучение пространственной волны.

В окрестности угла $\xi = \arcsin g_m/k$, когда волна TE_{01} становится распространяющейся, запасенная энергия этой волны возрастает до неограниченной величины (теоретически). Последнее означает резкое увеличение краевой реактивности и обуславливает резонансное поведение кривой модуля коэффициента отражения на графиках рис. 3.

2. МИКРОПОЛОСКОВЫЙ ВОЛНОВОД

Среди известных линий передачи для ИС, работающих в коротковолновой области миллиметрового диапазона, важное место занимает микрополосковый волновод (МВ), существенно дополняющий по своим свойствам остальные типы линий [5, 10] (рис. 4).

Основные параметры МВ можно непосредственно определить исходя из выражений, написанных выше. На основании понятия поперечного резонанса в линии [2] можно получить выражение для дисперсионных характеристик МВ. Комплексное поперечное волновое число волн

в линии $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ определяется из условия резонанса вдоль оси y (см. рис. 4):

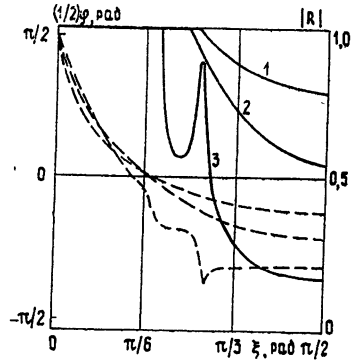


Рис. 3. Зависимость модуля (сплошные кривые) и фазы (пунктирные кривые) коэффициента отражения от угла скольжения волны для $\epsilon = 2,4$, $\mu = 1$; 1 — $kd = 0,5$; 2 — $kd = 1,0$; 3 — $kd = 2,0$.

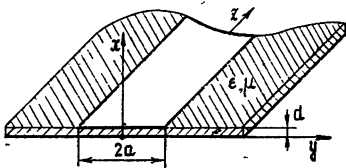


Рис. 4

$$2\alpha a + 2\psi = m\pi, \quad (9)$$

где m — число вариаций поля по оси y , $\psi = \varphi + i \ln|R|$ — комплексная величина, описывающая коэффициент отражения от края полубесконечной структуры

$$R_{11} = |R|e^{i\psi} = e^{i\psi},$$

$2a$ — ширина проводника МВ. Постоянная распространения волны в МВ и погонные потери на излучение определяются из соотношения

$$h = h' + ih'' = \sqrt{k^2 - (\alpha' + i\alpha'')^2}. \quad (10)$$

Графики для величин h' и h'' , нормированных к величине k_0 , приведены на рис. 5.

Следует отметить, что величины, полученные таким образом, являются лишь первым приближением рассматриваемых параметров. С физической точки зрения это означает пренебрежение взаимным влиянием краев линии, допустимое во всех практически интересных случаях. Как следует из [11], первое приближение обладает хорошей точностью (погрешность 1—2%), которая растет с увеличением a/d .

Волны МВ в отсутствие потерь исследовались в нескольких работах. Наши дисперсионные кривые в этом случае с графической точностью совпадают, например, с кривыми работы [12], вычисленными по вариационным формулам. Однако при наличии дифракционных потерь волны МВ ранее не исследовались.

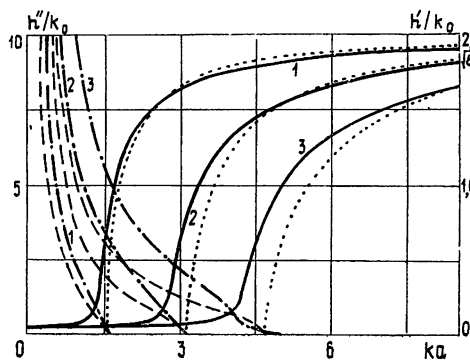


Рис. 5.

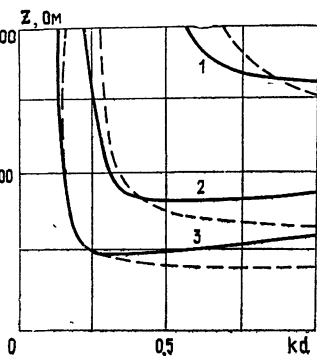


Рис. 6.

Рис. 5. Зависимость постоянной распространения (сплошные кривые) и затухания (штрихпунктирные кривые) для МВ и прямоугольного волновода (точечные и пунктирные кривые) для $\epsilon = 3,8$, $\mu = 1$, $a/d = 6$ (1 — $m = 1$, 2 — $m = 2$, 3 — $m = 3$) от параметра ka .

Рис. 6. Зависимость волнового сопротивления МВ (сплошные кривые) и прямоугольного волновода (пунктирные кривые) для $\epsilon = 3,8$, $\mu = 1$, $m = 1$ (1 — $a/d = 3$, 2 — $a/d = 6$, 3 — $a/d = 10$) от параметра kd .

На графиках рис. 5 пунктирной линией для сравнения даны зависимости указанных параметров прямоугольного волновода, имеющего поперечное сечение $2a \times d$. Наличие дифракционных потерь в линии привело к тому, что h' оказалась отличной от нуля в области, где при их отсутствии волна не могла бы распространяться. Как и для прямоугольного волновода с потерями, при этом можно лишь условно выделить критическую частоту. Критические частоты сравниваемых волнопроводов не совпадают из-за существования краевых реактивностей, влияющих на эффективную ширину МВ. Как показал численный анализ [9], краевую реактивность можно представить в виде LC контура со слабо

зависящими от частоты погонными параметрами L и C . При предельно низких частотах для величин L^{-1} и C можно получить аналитические выражения

$$C = [-\ln(\gamma e^{-1} \sqrt{h^2 - k_0^2} d) + \varepsilon \sigma(\varepsilon) + \varepsilon \ln(2\pi)] (\varepsilon_0/\pi) (\Phi/m), \quad (11)$$

$$L^{-1} = [-\ln(\gamma e^{-1} \sqrt{h^2 - k_0^2} d) + \mu^{-1} \sigma(\mu^{-1}) + \mu^{-1} \ln(2\pi)] (h^2/\pi\mu_0) (\Gamma\mu^{-1} \cdot m^{-1}),$$

где $\ln \gamma$ — постоянная Эйлера, e — основание неперовых логарифмов,

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \ln \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} + \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right)^n \left[\ln \left(1 + \frac{1}{n} \right) - \frac{1}{n} \right]. \quad (12)$$

Наличие потерь в МВ существенно усложняет эквивалентную схему краевой реактивности.

Излучение появляется на частотах выше критической частоты МВ, для которых угол скольжения парциальной волны к краю полоска равен $\xi = \xi_0$ (см. разд. 1), а максимального значения оно достигает на частотах, близких к критической $\xi = \pi/2$. Далее вклад потерь на излучение в общее затухание волны уменьшается пропорционально величине kd .

По аналогии с прямоугольным волноводом можно говорить о волновом сопротивлении МВ как о коэффициенте пропорциональности между квадратом максимального напряжения и передаваемой мощностью. Этот параметр является основным при проектировании переходов с МВ на другие типы линий. Результаты расчета, учитывающие наличие краевых реактивностей, представлены на рис. 6.

В данной работе, на основании результатов [2], получены аналитические выражения для коэффициента отражения ТЕМ-волны, падающей на край полубесконечной полосковой структуры под произвольным углом, и приведено их численное исследование. Это позволило провести физический анализ краевых эффектов более полно, чем это было сделано ранее [6]. Рассчитаны основные характеристики МВ для высших типов волн при наличии дифракционных потерь. Как оказалось, излучение в МВ существенно только на частотах, близких к критической. По своим характеристикам МВ дополняет известные печатные линии передачи и полностью реализует свои преимущества в миллиметровом диапазоне волн.

Эти результаты нашли свое непосредственное применение при проектировании как излучающих, так и неизлучающих элементов ИС. Так, например, учет краевых реактивностей позволяет весьма точно определить собственные частоты и радиационную добротность дискового и прямоугольного резонаторов для всех типов колебаний с $n = 0$, что необходимо при измерении диэлектрической проницаемости и анизотропии подложек ИС СВЧ [13, 14]. Зная механизм и количественные оценки возбуждения волн в рассматриваемой полосковой структуре, можно дать практические рекомендации по выбору геометрии и материалов для элементов, эффективно возбуждающих поверхностные волны в диэлектрике.

Полученные в работе выражения могут служить основой для расчета диаграмм направленности и согласования элементарных излучателей в интегральном исполнении — элементов фазированных антенных решеток.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fong T. T., Lee S. W.—IEEE Trans., 1974, MTT-22, № 8, p. 776.
2. Фиалковский А. Т.—ДАН УССР, 1975, № 9, с. 838.
3. Фиалковский А. Т.—Радиотехника и электроника, 1977, № 3, с. 613.
4. Фиалковский А. Т. Краткие тексты докладов VII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн.—Ростов-на-Дону, 1977, т. 2.
5. Cristal E. G., Podell A. F., Parke D.—IEEE-GMTT Ins. Microwave Symp., Arlington Heights, Ill, 1972, Dig. Techn. Pap., N. Y., 1972, с. 212.
6. Фиалковский А. Т., Кривоzubов Б. А.—Радиотехника и электроника, 1978, № 3, с. 502.
7. Нефедов Е. И., Нефедов И. Е., Фиалковский А. Т.—Радиотехника и электроника, 1980, № 5, с. 1084.
8. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны.—М.: Сов. радио, 1957.
9. Фиалковский А. Т., Кривоzubов Б. А., Морозова С. В.—Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1978, № 3, с. 116.
10. Котра G.—АЕУ, 1975, 29, № 4, p. 182.
11. Фиалковский А. Т.—ЖТФ, 1969, 39, № 5, с. 865.
12. Самохин Г. С., Гипсман А. И., Силин Р. А.—Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ, 1977, № 2, с. 3.
13. Батура В. Г., Кривоzubов Б. А., Моисеев В. К., Фиалковский А. Т.—Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ, 1978, № 9, с. 67.
14. Батура В. Г., Кривоzubов Б. А., Моисеев В. К.—Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ, 1980, № 1, с. 103.

Поступила в редакцию
15 августа 1980 г.

BOUNDARY EFFECTS IN STRIP STRUCTURES AT AN ARBITRARY ANGLE OF THE WAVE SLIPPING. WAVES IN A MICROSTRIP WAVEGUIDE

S. V. Zaitsev, A. T. Fialkovskij

A coefficient of TEM wave reflection from the edge of semiinfinite stripped structure has been defined and its numerical study is carried out. Resonance dependences of the reflection coefficient on the slipping angle and the frequency are defined and explained. The behaviour of the boundary impedance at an arbitrary slipping angle is investigated. Propagation constant, diffraction losses and wave resistance of the microstrip waveguide are studied. Other possible applications are discussed.
