

---

# Substrato Semicondutor em Estruturas Planares

Humberto César C. Fernandes e José de Ribamar S. Silveira

Neste trabalho, são apresentados a teoria e resultados numérico-computacionais relativos aos cálculos da constante de atenuação, da constante dielétrica efetiva e da impedância característica de linhas de lâminas bilaterais simétricas e unilaterais arbitrárias, utilizando material semicondutor como substrato. Na análise, o método da Linha de Transmissão Transversa (LTT) é aplicado na determinação dos componentes dos campos elétrico e magnético no domínio da transformada de Fourier e, a partir das condições de contorno e da aplicação do método dos momentos, a constante de propagação é calculada. Finalmente, a impedância característica é determinada usando os conceitos de potência transportada pela fenda e tensão na mesma.

## 1. Introdução

Em 1972, P.J. Meier [1] propôs a utilização de uma estrutura planar com aplicações na faixa de frequências milimétricas (30 a 300 GHz). Esta estrutura foi denominada de "fin line" ou linha de lâminas e recebeu a atenção de muitos pesquisadores com o objetivo de caracterizá-la e, com isto, realizar suas aplicações em sistemas de ondas milimétricas ou microondas [2]-[31].

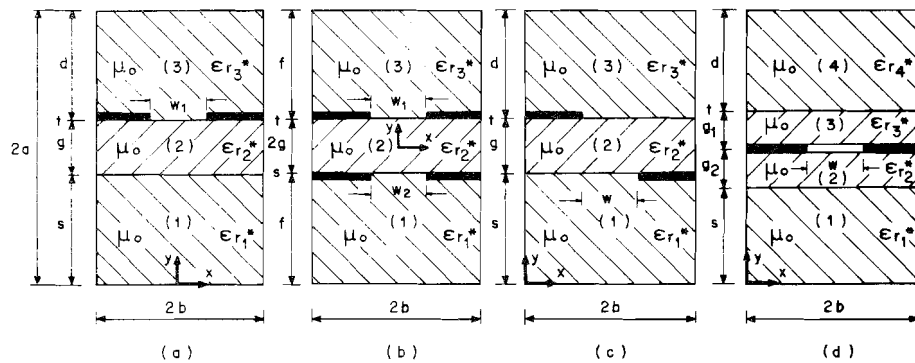
Dependendo do tipo de linha de lâminas considerada, a estrutura em questão consiste basicamente de lâminas condutoras em um substrato dielétrico, inseridas no plano E de guias de ondas milimétricas. Dentre estes tipos, podem ser citadas as linhas de lâminas unilateral, bilateral, isolada e antipodal, conforme mostrado na Fig. 1 [7].

Para a linha de lâminas unilateral, duas lâminas são colocadas em apenas um lado do substrato dielétrico (Fig. 1(a)). No caso das lâminas serem colocadas nos dois lados do substrato, a linha de lâminas é denominada de

H.C.C. Fernandes é Professor do Departamento de Engenharia Elétrica da UFRN, 59072, Natal, RN.

J.R.S. Oliveira é Professor da Escola Técnica Federal de Educação Tecnológica - CEFET - MA, São Luiz, MA.

bilateral (**Fig. 1(b)**). Na **Fig. 1(c)**, observa-se uma linha de lâminas antipodal, onde as lâminas são colocadas uma de cada lado e de forma assimétrica, e, na **Fig. 1(d)**, é mostrada a linha de lâminas isolada, que contém substratos opostos às lâminas. Objetivando a sua caracterização e aplicação, trabalhos têm sido desenvolvidos variando o substrato dielétrico que compõe a linha de lâminas com a utilização de ferritas [27] e [30] e semicondutores [16], [19] e [28]. Também vários métodos têm sido aplicados na análise da estrutura, obtendo-se resultados aproximados e rigorosos na determinação de seus parâmetros, tais como a constante de propagação e a impedância característica, podendo-se citar a Análise no Domínio Espectral [5], o Método da Ressonância Transversa [11], o Método da Equação Integral [15], o Método da Linha de Transmissão Equivalente [8], dentre outros. Diversas aplicações são sugeridas para as linhas de lâminas com substrato semiconductor [16], como a obtenção de modos de ondas lentas para a construção de linhas de retardo, deslocadores de fase, chaves opto-eletrônicas, etc.



**Figura 1.** Estruturas de linhas de lâminas: (a) unilateral; (b) bilateral; (c) antipodal; (d) isolada.

Dentre os métodos utilizados, o Método da Linha de Transmissão Transversa – LTT [32] e [33] tem sido aplicado na determinação das componentes do campo eletromagnético nas diversas regiões da estrutura e em sua caracterização [27]-[33]. Neste trabalho, o método LTT será utilizado para a análise de linhas de lâminas bilaterais simétricas e linhas de lâminas unilaterais arbitrárias com substrato semiconductor. Serão determinadas a constante

dielétrica efetiva e a impedância característica e feitas comparações com o estudo que considera o substrato dielétrico sem perdas.

## 2. Análise de Linhas de Lâminas

Na **Fig. 1**, observam-se as seções transversais de linhas de lâminas onde, nas regiões 1, 2 e 3 o guia é preenchido com material semiconductor. Na análise, considera-se a espessura da lâmina condutora desprezível. No método da Linha de Transmissão Transversa – LTT [33], parte-se das equações de Maxwell,

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0 \vec{E} \quad (2)$$

As componentes do campo eletromagnético  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_x$  e  $H_z$  são obtidas em função das componentes transversas  $E_y$  e  $H_y$ , no domínio da transformada de Fourier, obtendo-se para cada região indicada na **Fig. 1** ( $i = 1, 2, 3$ )

$$\tilde{H}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[ -j \alpha \frac{\partial \tilde{H}_{yi}}{\partial y} + j\omega\epsilon_i \Gamma \tilde{E}_{yi} \right] \quad (3)$$

$$\tilde{H}_{zi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[ -\Gamma \frac{\partial \tilde{H}_{yi}}{\partial y} + \omega\epsilon_i \alpha \tilde{E}_{yi} \right] \quad (4)$$

$$\tilde{E}_{xi} = \frac{-j}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[ \alpha \frac{\partial \tilde{E}_{yi}}{\partial y} + \omega\mu_0 \Gamma \tilde{H}_{yi} \right] \quad (5)$$

$$\tilde{E}_{zi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_i^2} \left[ -\Gamma \frac{\partial \tilde{E}_{yi}}{\partial y} - \omega\mu_0 \alpha \tilde{H}_{yi} \right] \quad (6)$$

onde:  $k_i^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_i$  é o número de onda;  $\epsilon_i = \epsilon_0 \epsilon_{ri}^*$  é a permissividade do material;  $\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri} - j (\sigma_i / \omega\epsilon_0)$  é a permissividade relativa do material;  $\sigma_i$  é a condutividade do material;  $\omega$  é a frequência angular;  $\Gamma = \delta + j\beta$  é a constante

de propagação;  $\delta$  é a constante de atenuação;  $\beta$  é a constante de fase;  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética no vácuo;  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica no vácuo;  $\alpha$  é a variável espectral; e  $\gamma_f^2 = \alpha^2 - \Gamma^2 - k_f^2$  é a constante de propagação na direção transversa  $y$ .

A transformada de Fourier e sua inversa, de uma componente de campo  $f$ , são dadas por:

$$\tilde{f}(\alpha, y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{+j\alpha x} dx$$

e

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\alpha, y) e^{-j\alpha x} d\alpha$$

Na determinação das equações em (3) até (6), os campos são considerados proporcionais a  $e^{-\Gamma z}$ .

Das equações de Maxwell em (1) e (2), obtém-se a equação de onda, cujas soluções para  $\tilde{E}_{yi}$  e  $\tilde{H}_{yi}$  em cada região devem ser substituídas em (3) até (6). Antes, porém, as constantes envolvidas nas soluções gerais de  $\tilde{E}_{yi}$  e  $\tilde{H}_{yi}$  precisam ser determinadas. Este é o próximo passo e, para melhor compreensão, serão consideradas, no que se segue, as linhas de lâminas unilaterais arbitrárias e as linhas bilaterais simétricas.

### 2.1. Linhas de Lâminas Unilaterais Arbitrárias com Substrato Semicondutor

Na Fig. 1(a), observa-se a seção transversal de uma linha de lâminas unilateral arbitrária. Os materiais das regiões 1, 2 e 3 são semicondutores e as lâminas e paredes dos guias são condutores perfeitos. As soluções gerais para as componentes  $\tilde{E}_{yi}$  e  $\tilde{H}_{yi}$  são apresentadas a seguir.

Para a região 1,

$$\tilde{E}_{yi} = A_1 e^{\cos h(\gamma_1 y)} \tag{7}$$

e

$$\tilde{H}_{y1} = A_{1h} \operatorname{sen} h (\gamma_1 y) \quad (8)$$

Para a região 2,

$$\tilde{E}_{y2} = A_{2e} \operatorname{sen} h (\gamma_2 y) + B_{2e} \operatorname{cos} h (\gamma_2 y) \quad (9)$$

e

$$\tilde{H}_{y2} = A_{2h} \operatorname{sen} h (\gamma_2 y) + B_{2h} \operatorname{cos} h (\gamma_2 y) \quad (10)$$

Para a região 3,

$$\tilde{E}_{y3} = A_{3e} \operatorname{cos} h [\gamma_3 (2a - y)] \quad (11)$$

e

$$\tilde{H}_{y3} = A_{3h} \operatorname{sen} h [\gamma_3 (2a - y)] \quad (12)$$

onde  $A_{ie}$  e  $A_{ih}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) são constantes desconhecidas. Para determinar estas constantes, devemos aplicar as condições de contorno em  $y = t$  e  $y = s$ , ou seja

$$\tilde{E}_{x3/y=t} = \tilde{E}_{x2/y=t} = \tilde{E}_{xt}$$

$$\tilde{E}_{z3/y=t} = \tilde{E}_{z2/y=t} = \tilde{E}_{zt}$$

$$\tilde{E}_{x1/y=s} = \tilde{E}_{x2/y=s}$$

$$\tilde{E}_{z1/y=s} = \tilde{E}_{z2/y=s}$$

$$\tilde{H}_{x1/y=s} = \tilde{H}_{x2/y=s}$$

$$\tilde{H}_{z1/y=s} = \tilde{H}_{z2/y=s}$$

Destas condições de contorno, obtém-se, por exemplo,

$$A_{1e} = \frac{j(\alpha \tilde{E}_{xt} - j\Gamma \tilde{E}_{zt})}{A} \quad (13.a)$$

$$B_{2h} = \frac{-j \Gamma \tilde{E}_{xt} - \alpha \tilde{E}_{zt}}{\omega \mu_0 B} \left[ \text{sen } h\gamma_1 s \cos h\gamma_2 g - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cos h\gamma_1 s \text{ sen } h\gamma_2 g \right] \quad (13.b)$$

onde

$$A = \gamma_1 \text{ sen } h(\gamma_1 s) \cos h(\gamma_2 g) + \gamma_2 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cos h(\gamma_1 s) \text{ sen } h(\gamma_2 g) \quad (14)$$

$$B = \text{sen } h(\gamma_1 s) \cos h(\gamma_2 g) + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cos h(\gamma_1 s) \text{ sen } h(\gamma_2 g) \quad (15)$$

As componentes  $\tilde{E}_{yi}$  e  $\tilde{H}_{yi}$  são então substituídas em (3) até (6), determinando-se todas as componentes de campo em função das componentes de fenda  $\tilde{E}_{xt}$  e  $\tilde{E}_{zt}$ .

Para caracterizar a estrutura, deve-se determinar a sua constante de propagação  $\Gamma$  de modo que o campo eletromagnético fique completamente definido e possa ser utilizado na determinação da impedância característica. A técnica para o cálculo de  $\Gamma$  consiste, inicialmente, na aplicação das condições de contorno para o campo  $\tilde{H}$  em  $y = t$ , ou seja,

$$(\tilde{H}_{x2} - \tilde{H}_{x3})/y = t = \tilde{J}_{zt} \quad (16)$$

$$(\tilde{H}_{z2} - \tilde{H}_{z3})/y = t = -\tilde{J}_{xt} \quad (17)$$

onde  $\tilde{J}_{xt}$  e  $\tilde{J}_{zt}$  são as componentes da densidade de corrente elétrica nas lâminas condutoras.

Partindo de (16) e (17), determina-se a equação matricial não-homogênea:

$$\begin{bmatrix} Y_{xx}^{11} & Y_{xz}^{11} \\ Y_{zx}^{11} & Y_{zz}^{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{xt} \\ \tilde{E}_{zt} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xt} \\ \tilde{J}_{zt} \end{bmatrix} \quad (18)$$

onde  $Y_{xx}^{11}$ ,  $Y_{xz}^{11}$ ,  $Y_{zx}^{11}$  e  $Y_{zz}^{11}$  são as funções diádicas de Green no domínio da transformada de Fourier da estrutura. As expressões correspondentes são apresentadas no Apêndice A.

Para eliminar as densidades de corrente  $\tilde{J}_{xt}$  e  $\tilde{J}_{zt}$ , aplica-se o método dos momentos à equação em (18). As componentes  $\tilde{E}_{xt}$  e  $\tilde{E}_{zt}$  são expandidas em termos de funções base e é feito o produto interno considerando as funções peso iguais às funções base. Obtém-se, então, o sistema matricial homogêneo,

$$[K] \cdot [a] = 0 \quad (19)$$

onde os elementos da matriz  $[K]$  são obtidos a partir dos produtos internos e  $[a]$  é a matriz dos coeficientes da expansão de  $\tilde{E}_{xt}$  e  $\tilde{E}_{zt}$ .

É utilizada a seguinte expansão de funções para  $E_{xt}$  e  $E_{zt}$  [13],

$$E_{xt} = a_{x1} f_{x1}(x) + a_{x2} f_{x2}(x)$$

$$E_{zt} = a_{z1} f_{z1}(x) + a_{z2} f_{z2}(x)$$

onde

$$f_{x1}(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq w_1/2 \\ 0, & |x| > w_1/2 \end{cases}$$

$$f_{x2}(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - (2x/w_1)^2}}, & |x| \leq w_1/2 \\ 0, & |x| > w_1/2 \end{cases}$$

$$f_{z1}(x) = \begin{cases} \frac{2x}{w_1} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (2x/w_1)^2}}, & |x| \leq w_1/2 \\ 0, & |x| > w_1/2 \end{cases}$$

$$f_{z2}(x) = \begin{cases} \frac{\text{sen}(4\pi x/w_1)}{\sqrt{1 - (2x/w_1)^2}}, & |x| \leq w_1/2 \\ 0, & |x| > w_1/2 \end{cases}$$

A matriz  $[K]$  é função da constante de propagação  $\Gamma$  que é determinada fazendo-se

$$\det[K] = 0 \quad (20)$$

pois com isto obtemos uma solução não trivial de (19).

De (20) obtém-se a constante de atenuação,  $\delta$ , e a constante dielétrica efetiva ( $\epsilon_{ef}$ ), dada por

$$\epsilon_{ef} = \left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 \quad (21)$$

onde  $k_0^2 = \omega^2 \cdot \mu_0 \cdot \epsilon_0$ .

Uma vez calculada a constante de propagação, os parâmetros elétrico e magnético estão bem determinados e serão utilizados para calcular a impedância característica  $Z_0$ , a qual é definida por [3]

$$Z_0 = \frac{V_x^2}{2P}$$

onde  $V_x$  é a tensão na fenda

$$V_x = \int_{-w_1/2}^{w_1/2} E_{xt} dx$$

e  $P$  é a potência transportada pela fenda

$$P = \frac{1}{8b} \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{2a} (\tilde{E}_x \tilde{H}_y^* - \tilde{E}_y \tilde{H}_x^*)_n dy$$

ou

$$P = \frac{1}{8b} \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^b (\tilde{E}_{x1} \tilde{H}_{y1}^* - \tilde{E}_{y1} \tilde{H}_{x1}^*)_n dy \right\}$$



$$\left. \begin{aligned} & + \int_s^1 (\tilde{E}_{x2} \tilde{H}_{y2}^* - \tilde{E}_{y2} \tilde{H}_{x2}^*)_n dy + \int_0^{2a} (\tilde{E}_{x3} \tilde{H}_{y3}^* - \tilde{E}_{y3} \tilde{H}_{x3}^*)_n dy \end{aligned} \right\}$$

## 2.2. Linhas de Lâminas Bilaterais Simétricas com Substrato Semicondutor

Na Fig. 1(b), apresenta-se uma seção transversal de uma linha de lâminas bilaterais simétricas, onde as três regiões são preenchidas com material semicondutor. Uma análise semelhante àquela feita para o estudo da linha de lâmina unilateral arbitrária possibilita a obtenção da constante dielétrica efetiva e da impedância característica. Um desenvolvimento detalhado deste estudo pode ser encontrado em [27] e [28].

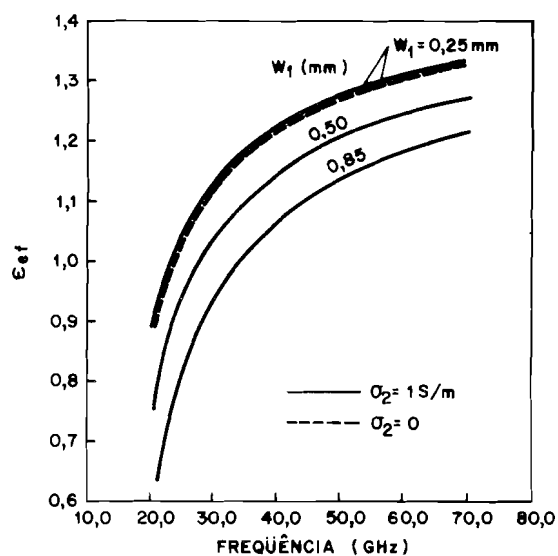
A constante dielétrica efetiva e a constante de atenuação são obtidas pela determinação das raízes do determinante complexo resultante da aplicação do método dos momentos, e a impedância característica é obtida usando-se a divisão entre a voltagem na fenda e a potência transportada na mesma.

## 3. Resultados Numéricos

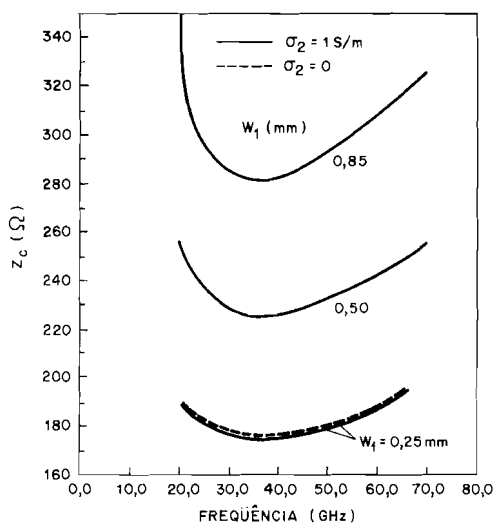
Usando um microcomputador PC, foram elaborados programas computacionais em linguagem FORTRAN 77 e obtidos vários resultados numéricos para a constante dielétrica efetiva, a constante de atenuação e a impedância característica das linhas de lâminas bilaterais e unilaterais arbitrárias com substrato semicondutor.

Na Fig. 2, pode-se observar o comportamento da constante dielétrica efetiva ( $\epsilon_{ef}$ ) em função da frequência de linhas de lâminas unilaterais, para diversos valores da largura da fenda,  $w_1$ , tanto para o caso em que o substrato é um material semicondutor como para o caso de dielétrico perfeito sem perdas ( $\sigma = 0$ ). Nota-se que  $\epsilon_{ef}$  aumenta com o aumento da frequência e, para um valor fixo da frequência,  $\epsilon_{ef}$  aumenta com o estreitamento da fenda.

A variação da impedância característica  $Z_c$  com a frequência, para linhas de lâminas unilaterais, está mostrada na Fig. 3 para valores de  $w_1$  variando de 0,25mm a 0,85mm. A impedância característica diminui até um determinado valor da frequência, quando então começa a aumentar, como esperado.

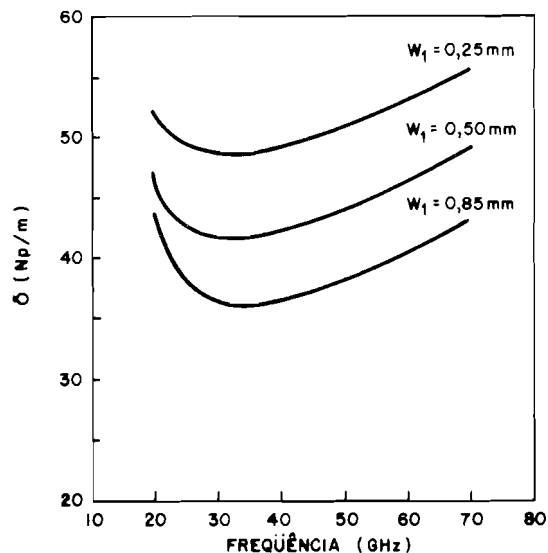


**Figura 2.** Constante dielétrica efetiva versus freqüência para linha de lâminas unilateral:  
 $\epsilon_{r2} = 2,22$ ;  $g = 0,254$  mm;  $s = 3,429$  mm;  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$ ;  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$ ;  
 guia de onda WR(28).



**Figura 3.** Impedância característica versus freqüência para linha de lâminas unilateral:  
 $\epsilon_{r2} = 2,22$ ;  $g = 0,254$  mm;  $s = 3,429$  mm;  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$ ;  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$ ;  
 guia de onda WR(28).

Na **Fig. 4**, tem-se a variação da constante de atenuação  $\delta$  com a frequência para os valores de  $w_1$  acima. Observa-se aí, também, uma queda até um valor de frequência quando, então, percebe-se um crescimento de  $\delta$ .

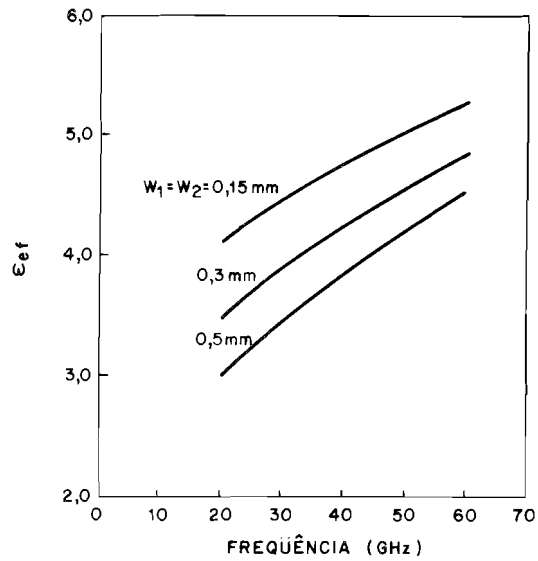


**Figura 4.** Constante de atenuação versus frequência para linha de lâminas unilateral:  $\epsilon_{r2} = 2,22$ ;  $g = 0,254$  mm;  $s = 3,429$  mm;  $\sigma_2 = 1,0$  S/m; guia de onda WR(28);  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$ ;  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 0$ .

Para as linhas de lâminas bilaterais simétricas, as **figuras 5** até **7** apresentam, respectivamente, as curvas da constante dielétrica efetiva ( $\epsilon_{ef}$ ), da impedância característica ( $Z_c$ ) e da constante de atenuação ( $\delta$ ).

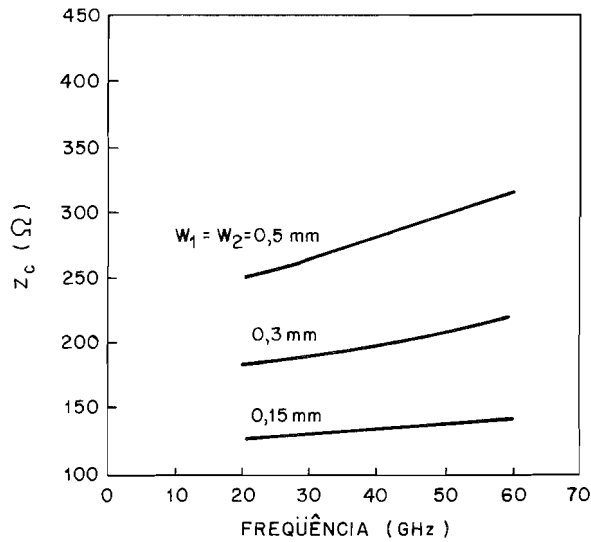
#### 4. Conclusões

Vários métodos de análise de onda completa têm surgido com o objetivo de caracterizar estruturas planares e, em particular, as linhas de lâminas. Neste trabalho, foram apresentadas a teoria e os resultados numéricos para a constante de propagação, para a constante de atenuação e para a impedância característica de linhas de lâminas bilaterais simétricas e linhas de lâminas unilaterais arbitrárias cujo substrato é um material semiconductor. Foi aplicado o método da Linha de Transmissão Transversa na determinação do campo eletromagnético que se propaga na estrutura e os resultados foram comparados com outros trabalhos publicados na literatura especializada, quando a condutividade do substrato é igual a zero, obtendo-se valores idênticos.



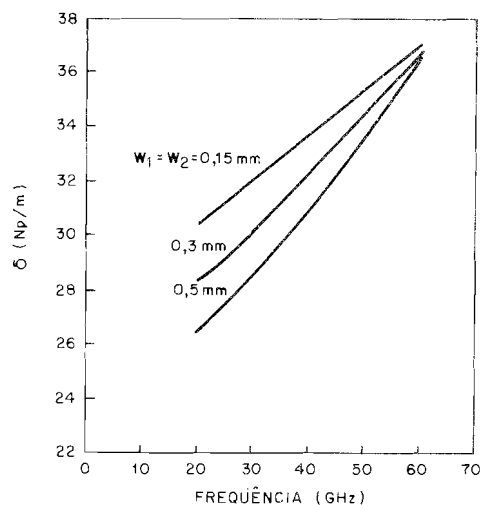
**Figura 5.** Constante dielétrica efetiva versus frequência para linha de lâminas bilateral simétrica:

$\epsilon_{r2} = 12$ ;  $2g = 0,254$  mm;  $f = 3,429$  mm;  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$ ;  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$ ;  
 guia de onda WR(28);  $\sigma_2 = 1,0$  S/m.



**Figura 6.** Impedância característica versus frequência para linha de lâminas bilateral simétrica:

$\epsilon_{r2} = 12$ ;  $2g = 0,254$  mm;  $f = 3,429$  mm;  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$ ;  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$ ;  
 guia de onda WR(28);  $\sigma_2 = 1,0$  S/m.



**Figura 7.** Constante de atenuação versus frequência para linha de lâminas bilateral simétrica:  $\epsilon_{r2} = 12$ ;  $2g = 0,254$  mm;  $f = 3,429$  mm;  $\sigma_2 = 1,0$  .S/m;  $\sigma_1 = \sigma_3 = 0$ ;  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$ ; guia de onda WR(28).

O método LTT usado neste trabalho além de ser exato (de onda completa) trouxe, como vantagem sobre outros métodos, a redução dos cálculos envolvidos no estudo. Uma vez caracterizada a estrutura, várias aplicações surgem como possível continuação do presente trabalho. Assim, por exemplo, a caracterização de discontinuidades, em linhas de lâminas sobre substrato semiconductor, usando o método LTT, e várias aplicações nas frequências de ondas milimétricas citadas na introdução podem ser realizadas com estas linhas de lâminas semiconductoras.

### Agradecimentos

Para a realização deste trabalho os autores receberam apoio financeiro do CNPq e da CAPES.

### Apêndice A

As expressões das funções diádicas de Green no domínio da transformada de Fourier para uma linha de lâminas unilateral arbitrária com substrato semiconductor (ver **Fig. 1(a)**) são

$$Y_{xx}^{11} = \frac{-j}{\omega\mu_0(\gamma_2^2 + k_2^2)} \left[ \left( \frac{\Gamma^2\gamma_2 d_1}{B} + \frac{k_2^2 \alpha^2 e_1}{A} \right) \cos h(\gamma_2 g) + \left( \frac{\Gamma^2\gamma_2 f_1}{B} + \frac{k_2^2 \alpha^2 c_1}{A} \right) \text{sen} h(\gamma_2 g) \right] - \frac{j(k_3^2 + \Gamma^2) \cotg h(\gamma_3 d)}{\omega\mu_0\gamma_3} \quad (\text{A.1})$$

$$Y_{xz}^{11} = \frac{-\alpha\Gamma}{\omega\mu_0(\gamma_2^2 + k_2^2)} \left[ \left( \frac{\gamma_2 d_1}{B} + \frac{k_2^2 e_1}{A} \right) \cos h(\gamma_2 g) + \left( \frac{\gamma_2 f_1}{B} + \frac{k_2^2 c_1}{A} \right) \text{sen} h(\gamma_2 g) \right] - \frac{\alpha\Gamma \cotg h(\gamma_3 d)}{\omega\mu\gamma_3} \quad (\text{A.2})$$

$$Y_{zx}^{11} = Y_{xz}^{11} \quad (\text{A.3})$$

$$Y_{zz}^{11} = \frac{j}{\omega\mu_0(\gamma_2^2 + k_2^2)} \left[ \left( \frac{\alpha^2\gamma_2 d_1}{B} + \frac{\Gamma^2 k_2^2 e_1}{A} \right) \cos h(\gamma_2 g) + \left( \frac{\alpha^2\gamma_2 f_1}{B} + \frac{\Gamma^2 k_2^2 c_1}{A} \right) \text{sen} h(\gamma_2 g) \right] - \frac{j(k_3^2 - \alpha^2) \cotg h(\gamma_3 d)}{\omega\mu_0\gamma_3} \quad (\text{A.4})$$

Nas expressões acima, tem-se,

$$A = \gamma_1 \text{sen} h(\gamma_1 s) \cdot \cos h(\gamma_2 g) + \gamma_2 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cos h(\gamma_1 s) \cdot \text{sen} h(\gamma_2 g)$$

$$B = \text{sen} h(\gamma_1 s) \cdot \cos h(\gamma_2 g) + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cos h(\gamma_1 s) \cdot \text{sen} h(\gamma_2 g)$$

$$c_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \text{sen} h(\gamma_1 s)$$

$$d_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cos h(\gamma_1 s)$$

$$e_1 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cos h(\gamma_1 s)$$

$$f_1 = \text{sen} h(\gamma_1 s)$$

## Referências

- [1] P.J. Meier, "Two New Integrated Circuits Media with Special Advantages at Millimeter Wavelengths", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1972, pp. 221-223.
- [2] P.J. Meier, "Integrated Fin-Line Millimeter Components", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-22, nº 12, Dezembro 1974, pp. 1209-1216.
- [3] L.P. Schmidt, T. Itoh e H. Hofmann, "Characteristics of Unilateral Fin-Line Structures with Arbitrarily Located Slots", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-29, nº 4, Abril 1981, pp. 352-355.
- [4] J.B. Knorr e P.M. Shayda, "Millimeter Wave Finline Characteristics", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-28, nº 7, Julho 1980, pp. 737-743.
- [5] L.P. Schmidt e T. Itoh, "Spectral Domain Analysis of Dominant and Higher Order Modes in Fin-Lines", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-28, nº 9, Setembro 1980, pp. 981-985.
- [6] D. Mirshekar-Syahkal e J.B. Davis, "An Accurate, Unified Solution to Various Fin-Line Structures, of Phase Constant, Characteristic Impedance, and Attenuation", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-30, nº 11, Novembro 1982, pp. 1854-1861.
- [7] B. Bhat e S.K. Koul, "Analysis, Design and Applications of Fin Lines", Artech House, Inc., 1987.
- [8] H.C.C. Fernandes, "Estruturas Planares Gerais em Guias de Ondas Milimétricas: Linhas de Lâminas", Tese de Doutorado, Faculdade de Engenharia Elétrica, UNICAMP, Campinas, SP, Julho 1984.
- [9] K.J. Webb e R. Mittra, "Solution of the Finline Step-Discontinuity Problem Using the Generalized Variational Technique", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, nº 10, Outubro 1985, pp. 1004-1010.
- [10] M. Helard, J. Citerne, O Pícon e V.F. Hanna, "Theoretical and Experimental Investigation of Finline Discontinuities", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, nº 10, Outubro 1985, pp. 994-1003.

- [11] R. Sorrentino e T. Itoh, "Transverse Resonance Analysis of Finline Discontinuities", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-32, n° 12, Dezembro 1984, pp. 1663-1668.
  - [12] R. Sorrentino e T. Itoh, "Transverse Resonance Analysis of Finline Discontinuities", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1984, pp. 414-416.
  - [13] M. Helard, J. Citerne, O. Picon e V.F. Hanna, "Exact Calculations of Scattering Parameters of Step Slot Width Discontinuities in a Unilateral Fin-Line", Electronics Letters, vol. 19, n° 14, Julho 1983, pp. 537-539.
  - [14] A.S. Omar e K. Schünemann, "Transmission Matrix Representation on Finline Discontinuities", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, n° 9, Setembro 1985, pp. 765-770.
  - [15] A.S. Omar e K. Schünemann, "Formulation of the Singular Integral Equation Technique for Planar Transmission Lines", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, n° 12, Dezembro 1985, pp. 1313-1320.
  - [16] K. Uhde, "Discontinuities in Fin-Line on Semiconductor Substrate", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1986, pp. 703-706.
  - [17] H.Y. Yang e N.G. Alexopoulos, "Characterization of the Finline Step Discontinuity on Anisotropic Substrates", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-35, n° 11, Novembro 1987, pp. 956-962.
  - [18] A.S. Omar, K. Schünemann e J. Piotrowski, "Effects of Complex Modes in Finline Discontinuities", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1986, pp. 123-126.
  - [19] J.R.S. Oliveira, O.D. Rocha Filho e H.C.C. Fernandes, "Método LTT em Linhas de Lâminas com Materiais Semicondutores", Anais do I Congresso de Ciências da UFRN, Natal-RN, Setembro 1989, pp. 230-231.
  - [20] Y. Fujiki, M. Suzuki, T. Kitizawa e Y. Hayashi, "Higher-Order Modes in Coplanar-Type Transmission Lines", Electronics and Communication in Japan, vol. 58-8, n° 2, 1975.
  - [21] C.A. Olley, T. Rozzi e C.M.D. Rycroft, "An Approximate Variational Solution to the Step Discontinuity in Finline", IEEE Transactions on
-



Microwave Theory and Techniques, vol. 37, nº 6, Junho 1989, pp. 977-983.

- [22] A.S. Omar e K. Schünemann, "Transmission-Matrix Representation of Fin-Line Discontinuities", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1984, pp. 339-341.
- [23] M.N. Ney, "Method of Moments as Applied to Electromagnetic Problems", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-33, nº 10, Outubro 1985, pp. 972-980.
- [24] Y.Y. Chen e S.F. Li, "Analysis of Finline Discontinuities", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1986, pp. 229-232.
- [25] A. Beyer, D. Köther e I. Wolff, "A Combined Experimental and Theoretical Characterization of Discontinuities in Unilateral Finline", IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, 1986, pp. 127-130.
- [26] R. Vahldieck, "Accurate Hybrid-Mode Analysis of Various Finline Configurations Including Multilayered Dielectrics, Finite Metallization Thickness and Substrate Holding Grooves", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-32, nº 11, Novembro 1984, pp. 1454-1460.
- [27] J.R.S. Oliveira, O.D. Rocha Filho e H.C.C. Fernandes, "Fin-Lines with Semiconductor and Ferrimagnetic Substrate", Proceedings of the 14th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Würzburg, West Germany, Outubro 1989, pp. 172-174.
- [28] H.C.C. Fernandes e J.R.S. Oliveira, "Linhas de Lâminas com Dielétrico Semicondutor", Anais do IV Simpósio Brasileiro de Microondas, São Carlos, SP, Julho 1990, pp. 205-210.
- [29] L.M. Mendonça, "Análise de Onda Completa da Linha de Transmissão Transversa para Linhas de Lâminas Unilaterais Tridielétricas Arbitrárias", Tese de Mestrado, UFRN/CT/DEE/PPGEE, Natal-RN, Agosto 1987.
- [30] D.H.B. Miranda, "Novos Estudos em Estruturas Planares de Ondas Milimétricas por Teoria de Onda Completa", Tese de Mestrado, UFRN/CT/DEE/PPGEE, Natal-RN, Julho 1988.

- [31] R.M.R.P. Spinelli, "Análise de Linhas de Fendas e um Estudo de Descontinuidades de Linhas pelo Método de Onda Completa LTT", Tese de Mestrado, UFRN/CT/DEE/PPGEE, Natal-RN, Julho 1987.
- [32] H.C.C. Fernandes, A.J. Giarola, R.F. Souza, D.H.B. Miranda, J.E.F. Madrigales e R.M.R.P. Spinelli, "A Simplified Method Applied to Various Fin-Lines Structures, Including Dispersion, Assymetry, Loss, Thickness and Discontinuity", Proceedings of the 12th Annual Conference on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Flórida, Estados Unidos, Dezembro 1987, pp. 161-162.
- [33] H.C.C. Fernandes, R.F. Souza e A.J. Giarola, "The ETL and Simplified TTL Methods Applied to the Analysis of Generalized Fin-Lines", Proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetic Interference and Compatibility, Bangalore, Índia, Setembro 1987, pp. 221-224.



JOSÉ DE RIBAMAR SILVA OLIVEIRA formou-se em Engenharia Elétrica na UFMA em 1980. Trabalha no Centro Federal de Educação Tecnológica do Maranhão desde 1983. É Mestre em Engenharia Elétrica pela UFRN, Universidade Federal do Rio Grande do Norte.



HUMBERTO CÉSAR CHAVES FERNANDES nasceu em Martins, RN, em 1955. cursou Engenharia Elétrica, opções de Eletrônica e Telecomunicações, com Láurea, na UFRN (03/1974-12/1977). Na UNICAMP cursou o Mestrado (03/78-01/80), o Doutorado (08/81-03/87). Trabalhou em microondas, ondas milimétricas, semicondutores e computação. Desde 01/1978 é Professor do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Rio Grande do Norte, onde atualmente é Chefe do Laboratório de Telecomunicações, membro titular dos Conselhos Superiores da UFRN, o CONSEPE e o CONSUNI, e professor de disciplinas na graduação e no mestrado. É também pesquisador do CNPq, tem dezenas de trabalhos nacionais e internacionais publicados, e é sócio fundador efetivo das Sociedades Brasileiras de Microondas e de Telecomunicações.