

DISPERSION EN NUEVAS LINEAS DE LAMINAS BILATERALES  
Y TRILATERALES DE MICROONDAS

HUMBERTO CESAR CHAVES FERNANDES  
ATTILIO JOSÉ GIAROLA

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS-BRASIL

RESUMO

Características de dispersão em novas estruturas de linhas de lâminas são obtidas. Estas estruturas são linhas de lâminas bilaterais e trilaterais com duas camadas dielétricas simétricas ou assimétricas localizadas no plano-E de um guia de onda retangular. Na análise teórica o método eficiente de linha de transmissão equivalente no domínio espectral da transformada de Fourier e o método do momento são usados. Curvas de constantes dielétricas efetivas como uma função da largura das fendas e frequência são mostradas para várias localizações de lâminas e espessuras e permissividades dos dielétricos.

I. INTRODUÇÃO

Estruturas de linhas de lâminas estão tornando-se muito importantes e eficientes no projeto de dispositivos e circuitos integrais de ondas milimétricas [1] - [3]. Várias configurações de linhas de lâminas têm sido estudadas nestes últimos anos, tais como, o unilateral, antipodal e bilateral [4] [7]. Para o conhecimento dos autores somente as linhas de lâminas bilaterais com um único dielétrico simetricamente localizado no plano-E de um guia de onda retangular foi analisado [6].

Com o objetivo de aumentar a possibilidade de aplicação dessas estruturas e aumentar uma grande flexibilidade de integração dos circuitos, um estudo foi desenvolvido para calcular as características de dispersão de novas estruturas bilaterais contendo, uma camada dielétrica assimetricamente localizada no plano-E de um guia de onda retangular e também duas camadas dielétricas entre as lâminas metálicas, como mostradas na Fig. 1a. Este estudo inclui também e principalmente uma nova estrutura de linha de lâmina trilaterial mostrada na Fig. 1b.

O conceito de linha de transmissão equivalente no domínio espectral de transformada de Fourier [5] e o método do momento foram usados para a análise de dispersão. Neste procedimento a matriz admitância na direção transversa é desenvolvida. Resultados da constante dielétrica efetiva, são apresentados como funções da frequência e da largura das fendas para valores variados de permissividades dielétricas e espessuras e localização das lâminas no plano-E de um guia de onda retangular.

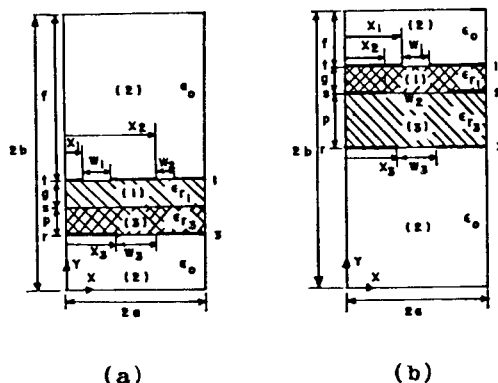


Fig. 1. Novas estruturas de linhas de lâminas consideradas aqui: a) bilateral com duas camadas dielétricas e b) trilaterial

II. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

O conceito de linha de transmissão equivalente no domínio espectral da transformada de Fourier é um excelente método utilizado na derivação da matriz de autovalores para estruturas planares de ondas guiadas [5]. Ele foi portado escolhido para as análises de desenvolvimento das linhas de lâminas neste trabalho.

A transformação dos campos elétricos e magnéticos na direção-y transversa são definidas inicialmente. Usando a teoria de linhas de transmissão equivalente [6] - [7], as coordenadas (x, z) são transformadas para as coordenadas (u, v) tal que as densidades de corrente elétrica possam ser relacionadas aos campos elétricos. Somente as principais etapas para a solução de estruturas consideradas aqui serão descritas. Para estruturas de linhas de lâminas trilaterial da Fig. 1b, por exemplo, as densidades de corrente elétrica e os campos elétricos, com todas as condições de contorno satisfetias, são relatadas por:

$$\tilde{J}_v(\alpha, t) = Y_{11}^h \tilde{E}_v(\alpha, t) + Y_{12}^h \tilde{E}_u(\alpha, s) + Y_{13}^h \tilde{E}_v(\alpha, r) \quad (1)$$

$$\tilde{J}_u(\alpha, t) = Y_{11}^e \tilde{E}_u(\alpha, t) + Y_{12}^e \tilde{E}_u(\alpha, s) + Y_{13}^e \tilde{E}_u(\alpha, r) \quad (2)$$

$$\tilde{J}_v(\alpha, s) = Y_{21}^h \tilde{E}_v(\alpha, t) + Y_{22}^h \tilde{E}_v(\alpha, s) + Y_{23}^h \tilde{E}_v(\alpha, r) \quad (3)$$

$$\tilde{J}_u(\alpha, s) = Y_{21}^e \tilde{E}_u(\alpha, t) + Y_{22}^e \tilde{E}_u(\alpha, s) + Y_{23}^e \tilde{E}_u(\alpha, r) \quad (4)$$

$$\tilde{J}_v(\alpha, r) = Y_{31}^h \tilde{E}_v(\alpha, t) + Y_{32}^h \tilde{E}_v(\alpha, s) + Y_{33}^h \tilde{E}_v(\alpha, r) \quad (5)$$

$$\tilde{J}_u(\alpha, r) = Y_{31}^e \tilde{E}_u(\alpha, t) + Y_{32}^e \tilde{E}_u(\alpha, s) + Y_{33}^e \tilde{E}_u(\alpha, r) \quad (6)$$

aqui  $Y_{ii}^j$ ,  $i=1,2,3$ ,  $j=e,h$ , são as admitâncias próprias e  $Y_{ik}^j$ ,  $i \neq k$ , são as admitâncias de transferências nas interfaces 1,2, e 3 (ver Fig. 1b). Para os modos TE, por exemplo,  $Y_{22}^h$  e  $Y_{32}^h$  são dadas por:

$$Y_{22}^h = Y_{TE(1)} \coth \gamma_{(1)} g + Y_{TE(3)} \coth \gamma_{(3)} p \quad (7)$$

$$Y_{32}^h = Y_{TE(3)} / \sinh \gamma_{(3)} p \quad (8)$$

onde

$$Y_{TE(i)} = \tilde{H}_u / \tilde{E}_v = \gamma_{(i)} / j\omega\mu_0 \quad (9)$$

é a admitância de onda para os modos TE e

$$\gamma_{(i)} = (\alpha^2 + \beta^2 - \epsilon_{r(i)} k_0^2)^{1/2} \quad (10)$$

é a constante de propagação na  $i$ -ésima camada dielétrica;  $\alpha$  é a variável espectral na direção  $x$ ,  $\beta$  é a constante de propagação na direção  $z$ ,  $\epsilon_{r(i)}$  é a permissividade relativa da  $i$ -ésima camada dielétrica, e  $k_0$  é o número de onda no espaço livre.

Expressões similares são obtidas para  $Y_{22}^e$  e  $Y_{32}^e$  para os modos TM, com a diferença que as admitâncias de onda para os modos TM são dadas por:

$$Y_{TM(i)} = j\omega\epsilon_0 \epsilon_{r(i)} / \gamma_{(i)}$$

Retornando para as coordenadas  $(x,z)$  as densidades de corrente elétrica,  $J_x$ ,  $J_z$ , são relacionadas aos campos elétricos,  $E_x$ ,  $E_z$ , de acordo com a equação matriz a seguir.

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha, t) \\ \tilde{J}_z(\alpha, t) \\ \tilde{J}_x(\alpha, s) \\ \tilde{J}_z(\alpha, s) \\ \tilde{J}_x(\alpha, r) \\ \tilde{J}_z(\alpha, r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{xx}^{11} & Y_{xz}^{11} & Y_{xx}^{12} & Y_{xz}^{12} & Y_{xx}^{13} & Y_{xz}^{13} \\ Y_{zx}^{11} & Y_{zz}^{11} & Y_{zx}^{12} & Y_{zz}^{12} & Y_{zx}^{13} & Y_{zz}^{13} \\ Y_{xx}^{21} & Y_{xz}^{21} & Y_{xx}^{22} & Y_{xz}^{22} & Y_{xx}^{23} & Y_{xz}^{23} \\ Y_{zx}^{21} & Y_{zz}^{21} & Y_{zx}^{22} & Y_{zz}^{22} & Y_{zx}^{23} & Y_{zz}^{23} \\ Y_{xx}^{31} & Y_{xz}^{31} & Y_{xx}^{32} & Y_{xz}^{32} & Y_{xx}^{33} & Y_{xz}^{33} \\ Y_{zx}^{31} & Y_{zz}^{31} & Y_{zx}^{32} & Y_{zz}^{32} & Y_{zx}^{33} & Y_{zz}^{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha, t) \\ \tilde{E}_z(\alpha, t) \\ \tilde{E}_x(\alpha, s) \\ \tilde{E}_z(\alpha, s) \\ \tilde{E}_x(\alpha, r) \\ \tilde{E}_z(\alpha, r) \end{bmatrix} \quad (11)$$

onde por exemplo,

$$Y_{xx}^{21} = Y_{21}^e \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} + Y_{21}^h \frac{\beta^2}{\alpha^2 + \beta^2} \quad (12)$$

As densidades de corrente elétrica em (11) são eliminadas usando o teorema de Parseval, aplicando o método dos momentos. Os campos elétricos nas fendas são expandidos em termos de funções bases adequadamente escolhidas

das satisfazendo as condições de contorno [7].

Como um resultado uma equação matricial homogênea é obtida, da qual a constante de propagação,  $\beta$ , é obtida pela pesquisa dos zeros do seu determinante.

### III RESULTADOS

Resultados numéricos foram obtidos por meio

de programas de computador e usando um sistema DEC-10. Estes resultados têm mostrado uma grande convergência e confirmam a eficiência do método no domínio espectral. Dados foram obtidos para linhas de lâminas em guia de onda retangular WR-28 ( $2a=7,112\text{mm}$ ,  $2b=3,556\text{mm}$ ), contudo outros guias de onda retangulares podem ser considerados. Para muitos casos a frequência de 35GHz têm sido usada.

Na Fig.2, curvas das constantes dielétricas,  $\epsilon_{eff} = (\beta/k_0)^2$ , como uma função da largura da fenda,  $W_2$ , para uma estrutura de linha de lâmina bilateral, contendo uma única camada dielétrica, é mostrada. A largura da fenda,  $W_1$ , é mantida constante e igual a 0,2mm. As lâminas metálicas são simétricas ou as simetricamente localizadas no plano-E do guia de onda retangular. A espessura da camada dielétrica é  $g=0,25\text{mm}$  e o centro da fenda está localizado em  $s=1,778\text{mm}$ .

Nota-se que, para  $AS=3,4935\text{mm}$  (posição de simetria no plano-E para o guia de onda retangular), há concordância com os resultados obtidos por Schmidt e Itoh [6]. A Fig.2 também mostrada que a constante dielétrica efetiva decresce quando lâminas metálicas são deslocadas de  $AS=3,4935\text{mm}$  para  $AS=1,653\text{mm}$ . Como esperado, resultados idênticos foram obtidos para  $AS=5,209\text{mm}$ , e com  $W_1$  trocado com  $W_2$ .

Os resultados para linhas de lâminas bilaterais com duas camadas dielétricas tendo as lâminas metálicas e os dielétricos localizados no plano-E e centrado para o guia de onda são mostrados na Fig.3. A espessura de ambos dielétricos foram iguais e dadas por  $p=g=0,125\text{mm}$ . As fendas foram localizadas no centro das lâminas. Uma das fendas foi mantida constante e igual para  $W_1=0,2\text{mm}$  e a outra,  $W_2$ , foi variada de 0,05mm para 0,5mm. A constante dielétrica efetiva  $\epsilon_{eff}=(\beta/k_0)^2$ , foi calculada em função de  $W_2$  para dois diferentes pares de lâminas dielétricas. Um destes consistiu de dois dielétricos idênticos, como permissividades relativas  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r3}=2.2$  e Fig. 3 mostra a concordância com os resultados obtidos por Schmidt e Itoh [6] para uma linha de lâmina bilateral com uma única camada dielétrica. O outro consistiu de dois dielétricos diferentes com permissividades relativas  $\epsilon_{r1}=2,2$  e  $\epsilon_{r3}=3,0$ . Observa-se que um aumento em  $\epsilon_{r3}$  causa um apreciável aumento no valor de  $\epsilon_{eff}$ . Como esperado, resultados idênticos foram obtidos por intercambiar  $\epsilon_{r1}$  por  $\epsilon_{r3}$  e  $W_1$  por  $W_2$ .

Os resultados para linhas de lâminas bilaterais com duas camadas dielétricas são mostradas na Fig. 4. A camada dielétrica e as lâminas metálicas estão localizadas no plano-E e centralizadas para o guia de onda. A espessura de ambos dielétricos foram iguais e dados por  $p=g=0,125\text{mm}$ . As fendas foram localizadas para o centro das lâminas metálicas. A largura de uma das fendas laterais foi mantida constante e igual a  $W_3=0,2\text{mm}$ . Os dielétricos foram idênticos, com permissividades relativas  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r3}=2,2$ .

A constante dielétrica efetiva,  $\epsilon_{eff}$ , foi calculada como uma função, de  $W_1$  para  $W_2=0,2\text{mm}$  e como uma de  $W_2$  para  $W_1=0,2\text{mm}$ . Como esperado, os valores de  $\epsilon_{eff}$  correspondem aqueles de uma linha de lâmina bilateral quando  $W_2$  aumenta, e eles são iguais no limite  $W_2=3,556\text{mm}$ .

Finalmente, a Fig. 5 mostra a dependência de  $\epsilon_{eff}$  na frequência para duas espessuras dielétricas. Observa-se que

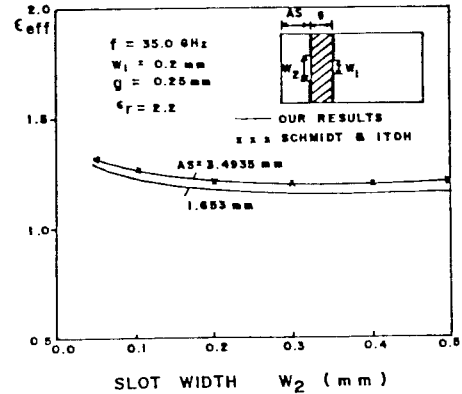


Fig.2. Constante dielétrica efetiva,  $\epsilon_{eff} = (\beta/k_0)^2$ , como uma função da largura da fenda,  $W_2$ , para estruturas de linhas de lâminas bilaterais contendo uma única camada dielétrica, arbitrariamente localizada no plano-E do guia de onda retangular.

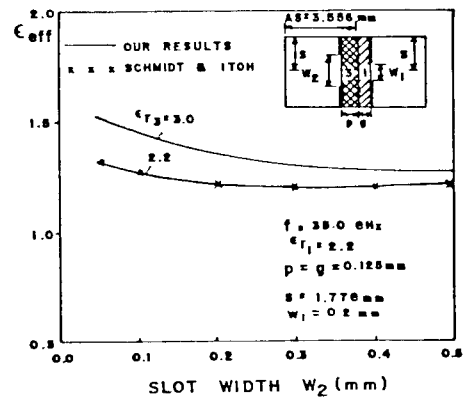


Fig.3. Constante dielétrica efetiva,  $\epsilon_{eff}$ , como uma função da largura da fenda,  $W_2$ , para linhas de lâminas bilaterais com duas camadas dielétricas.

## REFERÊNCIAS

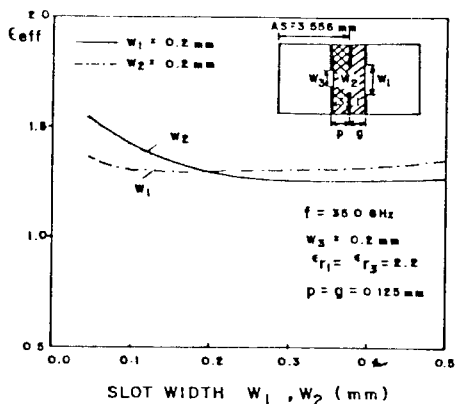


Fig. 4. Constante dielétrica efetiva,  $\epsilon_{eff}$ , como uma função da largura das fendas,  $W_1$ , e  $W_2$ , para linhas de lâminas trilaterais com duas camadas dielétricas.

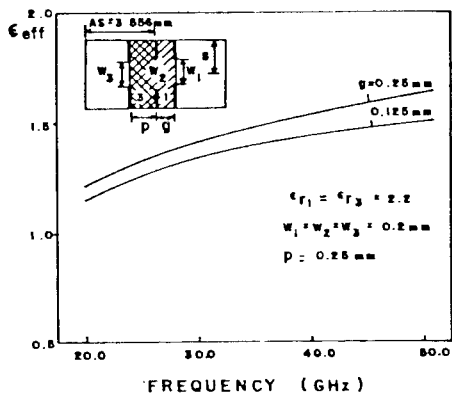


Fig. 5. Constante dielétrica efetiva,  $\epsilon_{eff}$ , como uma função da frequência, para linhas de lâminas trilaterais com duas camadas dielétricas.

$\epsilon_{eff}$  aumenta com a frequência e com o aumento de uma das espessuras dielétricas.

## IV. CONCLUSÃO

A dispersão característica de novas estruturas de linhas de lâminas bilateral e trilateral foram obtidas usando um método de análise eficiente. Este método é geral e pode ser aplicado para uma variedade de estruturas. Resultados numéricos foram obtidos para linhas de lâminas bilateral com uma ou duas camadas dielétricas, localizadas num plano-E e centralizada ou não no guia de onda.

Names and Affiliations of the Authors: Humberto César Chaves Fernandes, DEE-CT-UFRN, 59000-Natal-RN, BRASIL. End. Autal: DEE-FEC-UNICAMP, C.P. 6166, 13100-Campinas-SP, BRASIL; Atílio José Giarola, DEE-FEC-UNICAMP, C.P. 6166, 13100-Campinas-SP, BRASIL.

Este trabalho foi parcialmente financiado pela TELEBRÁS, CNP<sub>q</sub> e FAPESP.

- [1] P.J. Meier, "Millimeter integrated circuits suspended in the E-plane of rectangular waveguide", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-26, No. 10, pp. 726-733, Oct. 1978.
- [2] H. Hofmann, H. Meinel, and B. Adelseck, "Integration of millimeter wave components (in German)", *Nachrichtentech. Z. |Commun. J.*, Vol. 31, pp. 752-757, 1978.
- [3] K. Solbach, "The status of printed millimeter-wave E-plane circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-31, No. 26, pp. 107-121, Feb. 1983.
- [4] J.B. Knorr and P.M. Shayda, "Millimeter-wave fin-line characteristics", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-28, No. 7, pp. 737-743, July 1980.
- [5] L.P. Schmidt, T. Itoh, and H. Hofmann, "Characteristics of slots", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-29, No. 4, pp. 352-355, April 1981.
- [6] L.P. Schmidt, and T. Itoh, "Characteristics of a generalized fin-line for millimeter wave integrated circuits.", *International J. of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 2, No. 3, pp. 427-436, 1981.
- [7] H.C.C. Fernandes, and A.J. Giarola, "Dispersion Characteristics in fin lines with one and two dielectric layers arbitrarily located in the waveguide", *13th European Microwave Conference, Nurnberg, Conf. Proc.*, pp. 272-277, Sept. 1983.